



HAL
open science

Etude expérimentale de l'interaction entre deux véhicules automobiles qui se suivent application à la dispersion de polluants particuliers issus de l'échappement

Oumaima Oussairan

► To cite this version:

Oumaima Oussairan. Etude expérimentale de l'interaction entre deux véhicules automobiles qui se suivent application à la dispersion de polluants particuliers issus de l'échappement. Autre [cond-mat.other]. Normandie Université, 2023. Français. NNT : 2023NORMR014 . tel-04213637

HAL Id: tel-04213637

<https://theses.hal.science/tel-04213637>

Submitted on 21 Sep 2023

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **MECANIQUE DES FLUIDES, ENERGETIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION,
ACOUSTIQUE**

Préparée au sein de l'Université de Rouen Normandie

Etude expérimentale de l'interaction entre deux véhicules automobiles qui se suivent application à la dispersion de polluants particulaires issus de l'échappement

Présentée et soutenue par
OUMAIMA OUSSAIRAN

Thèse soutenue le 09/02/2023
devant le jury composé de

| | | |
|----------------------------|---|--------------------|
| M. JEAN-LUC HARION | PROFESSEUR DES UNIVERSITES, ESM (Douai) | Rapporteur du jury |
| MME AMINA MESLEM | PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE RENNES 1 | Rapporteur du jury |
| M. GEORGES FOKOUA | PROFESSEUR ASSOCIE, ESTACA | Membre du jury |
| MME ANNIE LEROY | MAITRE DE CONFERENCES HDR, E.A. (Salon de Provence) | Membre du jury |
| M. FRÉDÉRIC MURZYN | PROFESSEUR ASSOCIE, ESTACA | Membre du jury |
| M. EMILIEN VAREA | MAITRE DE CONFERENCES, Université de Rouen Normandie | Membre du jury |
| MME FREDERIQUE LARRARTE | DIRECTEUR DE RECHERCHE, UNIVERSITE GUSTAVE EIFFEL | Président du jury |
| MME BÉATRICE PATTE-ROULAND | PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université de Rouen Normandie | Directeur de thèse |

Thèse dirigée par **BÉATRICE PATTE-ROULAND (COMPLEXE DE RECHERCHE INTERPROFESSIONNEL EN AEROTHERMOCHIMIE)**



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

**Spécialité MÉCANIQUE DES FLUIDES, ÉNERGÉTIQUE, THERMIQUE,
COMBUSTION, ACOUSTIQUE**

Préparé au sein de l'ESTACA et de l'Université Rouen Normandie

Étude expérimentale de l'interaction entre deux véhicules automobiles qui se suivent : application à la dispersion de polluants particulaires issus de l'échappement

Thèse présentée et soutenue par

Oumaïma Hassan OUSSAIRAN

Thèse soutenue publiquement le 09/02/2023

devant le jury composé de

| | | |
|----------------------------|---|-----------------------|
| Mme Amina MESLEM | Professeure, Université de Rennes | Rapporteuse |
| M. Jean-Luc HARION | Professeur, IMT Nord Europe | Rapporteur |
| Mme Frédérique Larrarte | Directrice de recherches, Université Gustave Eiffel | Examinatrice |
| Mme Annie LEROY | Enseignante-Chercheuse, École de l'Air et de l'Espace | Examinatrice |
| Mme Béatrice PATTE-ROULAND | Professeure, Université ROUEN NORMANDIE | Directrice de thèse |
| M. Frédéric MURZYN | Enseignant-Chercheur HDR, ESTACA'Lab, Bordeaux | Co-directeur de thèse |
| M. Émilien VAREA | Maître de conférences, Université ROUEN NORMANDIE | Encadrant |
| M. Georges FOKOUA | Enseignant-Chercheur, ESTACA'Lab, Saint Quentin en Yvelines | Encadrant |

Thèse dirigée par Béatrice PATTE-ROULAND et Frédéric MURZYN



Remerciements

Parce que chaque seconde a son importance, après trois années intenses de travail je tiens à remercier tous ceux qui m'ont aidé tout au long de cette aventure dans les quelques lignes qui suivent.

Pour commencer, je tiens tout particulièrement à exprimer ma reconnaissance aux directeurs de laboratoires qui m'ont si chaleureusement accueillis, Jean-Michel DUREPAIRE, directeur de l'ESTACA campus Laval et Armelle CESSOU, directrice du laboratoire CORIA. Je remercie la région Normandie d'avoir cru en moi et financé mon travail de thèse.

J'exprime tous mes remerciements à Amina MESLEM et à Jean-Luc HARION qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ce mémoire et de m'avoir aidé à améliorer constamment ce travail. J'exprime également ma reconnaissance à Frédérique Larrarte et Annie LEROY pour avoir accepté de faire partie du jury.

Un immense merci à ma directrice de thèse Béatrice PATTE-ROULAND, directrice de l'IUT de Rouen, qui malgré ses occupations à toujours était à mon écoute en étant réactive à mes nombreuses sollicitations. Merci de m'avoir apporté les précieux conseils lors de toutes les relectures, les remarques constructives qui ont énormément contribué à ce mémoire.

Je remercie très vivement mon co-directeur de thèse, Frédéric MURZYN, je tiens à lui exprimer toute ma gratitude car il m'a beaucoup aidé en me faisant confiance, et en étant à l'écoute tout le long de ces trois années. Je suis reconnaissante de son temps qu'il m'a accordé, de sa constante disponibilité et de son soutien ainsi de son aide lors des mesures expérimentales de la vélocimétrie LASER et des mesures ELPI que j'ai pu faire pendant mon séjour à l'ESTACA. Il a apporté pédagogiquement en partageant ses connaissances scientifiques et humaines.

Je remercie particulièrement Emilien VAREA, mon co-encadrant de thèse pour son expérience qui m'a apporté de précieux conseils ainsi que pour avoir été très présent tout au long de mon séjour au laboratoire CORIA, en étant attentif à mes questions. Merci pour le soutien sans faille, apporté tout le long de ce travail.

Je tiens à remercier également Georges FOkOUA, co-encadrant de thèse, qui malgré la distance a été disponible lors de mes sollicitations et de mes questions. Je lui remercie de m'avoir supporté et encouragé.

J'exprime ma gratitude au personnel de l'ensemble du service de l'ESTACA Laval et du laboratoire CORIA pour m'avoir permis de travailler dans de bonnes conditions. Tout particulièrement à l'ensemble du personnel de laboratoire CORIA Gilles GODARD, Carole GOBIN, Franck LEFEBVRE du service métrologie pour leur travail de mise en place, du montage expérimental. Ainsi, je remercie Florian LESPISNASSE qui a considérablement contribué aux traitements des données par imagerie de Stéréoscopie. Un remerciement aux membres de l'atelier qui ont fourni tout le nécessaire pour le bon déroulement des expériences.

Je tiens à remercier chaleureusement Emilien VAREA et Claude Rozé qui m'ont offert l'opportunité de donner des cours et des TDs à l'ESITEC, ça était une expérience inoubliable et très enrichissante pour moi.

Je remercie mon collègue de bureau Tanguy DAVIN qui m'a supporté pendant mon séjour au laboratoire CORIA. Merci à toutes les formidables personnes que j'ai rencontrées

à l'ESTACA et au CORIA, elles ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de ma thèse.

Ce mémoire n'aurait pas abouti sans le soutien de ma famille, particulièrement de mes chers parents qui, malgré n'étant pas à mes côtés physiquement, ont su être présents dans chaque moment de ma vie. Je suis reconnaissante de toutes vos sacrifices et à c'est grâce à vous que j'ai pu atteindre le bout de cette ligne. Je ne peux pas oublier ma sœur et mon frère qui ont su me remonter le moral et être là pour me remotiver et me donner d'avantage confiance en moi. Un immense merci à mon cher mari, mon allié, pour son soutien infailible tout le long de ce parcours intense et riche en émotion. Merci d'avoir toujours trouvé les mots pour me motiver dans les périodes de doutes. Je tiens à le remercier de m'avoir encouragé dès le début et d'avoir toujours été là, merci du fond de mon cœur !

À ma Chère grand-mère qui nous a quitté pendant ces années...

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Table des figures | 16 |
| Liste des tableaux | 18 |
| Nomenclature | 21 |
| Introduction | 23 |
| I Synthèse bibliographique | 29 |
| 1 Pollution atmosphérique et qualité de l'air | 31 |
| 1.1 Historique | 31 |
| 1.2 Sources des polluants atmosphériques | 33 |
| 1.3 Les principaux polluants et les seuils d'exposition | 35 |
| 1.3.1 Polluants gazeux | 35 |
| 1.3.2 Polluants particulaires | 36 |
| 1.4 Caractérisation physico-chimique des aérosols | 40 |
| 1.4.1 Distribution granulométrique des suies issues des gaz d'échappements | 42 |
| 1.4.2 Différents modes de transport de particules | 47 |
| 1.5 Positionnement du projet de thèse par rapport aux études existantes sur la dispersion de polluants émis par les échappements | 53 |
| 1.6 Conclusions | 56 |
| 2 Écoulements autour d'une automobile | 59 |
| 2.1 Aérodynamique et design automobile | 59 |
| 2.2 Dynamique autour d'un corps d'Ahmed | 64 |
| 2.2.1 Cas d'un véhicule seul | 64 |
| 2.2.2 Cas de deux véhicules qui se suivent | 76 |
| 2.3 Conclusions | 77 |
| 2.4 Objectif et originalité du projet de thèse | 78 |
| II Méthodologie expérimentale | 81 |
| 3 Moyens expérimentaux | 83 |
| 3.1 Moyens expérimentaux ESTACA | 84 |
| 3.1.1 Soufflerie et veine d'essai | 84 |
| 3.1.2 Maquettes | 85 |
| 3.1.3 Vélocimétrie LASER à effet Doppler, (LDV) | 86 |

| | | |
|------------|---|------------|
| 3.1.4 | Générateur de fumée | 88 |
| 3.1.5 | Système PALAS ^{MD} DNP 2000, générateur des PUF | 90 |
| 3.1.6 | Impacteur Electrique à Basse Pression (ELPI TM Dekati) | 91 |
| 3.2 | Moyens expérimentaux CORIA | 93 |
| 3.2.1 | Soufflerie et veine d'essai | 93 |
| 3.2.2 | Maquettes, placement des maquettes dans la veine d'essai | 94 |
| 3.2.3 | Stéréo-PIV : Vélocimétrie stéréoscopique par image de particule | 96 |
| 3.2.4 | Source lumineuse, ensemencement | 97 |
| 3.2.5 | Anémométrie LASER Doppler | 98 |
| 3.3 | Synthèse du chapitre | 98 |
| 4 | Acquisition et traitement de données | 99 |
| 4.1 | Mesures des champs de vitesses 2C (ESTACA) | 99 |
| 4.1.1 | Vitesse de l'écoulement U_∞ | 100 |
| 4.1.2 | Maillage LDV | 100 |
| 4.1.3 | Paramètres de LDV | 102 |
| 4.1.4 | Traitement de données LDV | 102 |
| 4.2 | Mesures des champs de vitesses 3C (CORIA) | 103 |
| 4.2.1 | Plans de mesures Stéréo-PIV | 103 |
| 4.2.2 | Paramètres d'acquisition | 104 |
| 4.2.3 | Traitement de données Stéréo-PIV | 105 |
| 4.3 | Mesures des champs de concentrations | 105 |
| 4.3.1 | Réglage du PALAS | 105 |
| 4.3.2 | Maillage diphasique | 107 |
| 4.3.3 | Détermination des paramètres | 109 |
| 4.3.4 | Traitement de données | 110 |
| 4.4 | Conclusion | 112 |
| III | Résultats | 115 |
| 5 | Caractérisation des écoulements de sillage | 117 |
| 5.1 | À partir des données issues des mesures LDV | 118 |
| 5.1.1 | En absence de véhicule suiveur | 118 |
| 5.1.1.1 | Grandeurs moyennes | 118 |
| 5.1.1.2 | Grandeurs turbulentes | 121 |
| 5.1.2 | En présence du véhicule suiveur | 123 |
| 5.1.2.1 | Grandeurs moyennes | 123 |
| 5.1.2.2 | Grandeurs turbulentes | 134 |
| 5.2 | À partir des données issues des mesures Stéréo-PIV | 144 |
| 5.2.1 | Confrontation avec les résultats issus des mesures LDV | 144 |
| 5.2.1.1 | Grandeurs moyennes | 144 |
| 5.2.1.2 | Grandeurs fluctuantes | 147 |
| 5.2.2 | Données complémentaires, vitesse transversale w | 149 |
| 5.2.3 | Observation du phénomène de bi-stabilité | 158 |
| 5.3 | Conclusion du chapitre | 164 |
| 6 | Caractérisation de la dispersion des polluants dans le sillage entre les véhicules | 167 |
| 6.1 | Sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ | 167 |

| | | |
|--|---|------------|
| 6.1.1 | Champs de concentration, vue de profil | 167 |
| 6.1.2 | Champs de concentrations, vue de dessus | 173 |
| 6.1.3 | Représentation en 3D des champs de concentrations | 176 |
| 6.2 | Sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ | 181 |
| 6.2.1 | Champs de concentration, vue de profil | 181 |
| 6.2.2 | Champs de concentration, vue de dessus | 186 |
| 6.2.3 | Représentation en 3D des champs de concentrations | 189 |
| 6.3 | Conclusions | 194 |
| IV Conclusion générale et perspectives | | 195 |
| Bibliographie | | 201 |
| Annexes | | 217 |
| Annexe A Caractérisation de l'écoulement en aval d'un véhicule seul | | 219 |
| A.1 | Corps à culot droit $\varphi = 0^\circ$ | 219 |
| A.2 | Corps à culot incliné $\varphi = 25^\circ$ | 220 |
| Annexe B Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillages par les mesures LDV | | 222 |
| B.1 | Vue de dessus des cartographies de la vitesse longitudinale pour $y^* = 0.18, 0.5$ et 0.9 , VT $\varphi = 0^\circ$ | 222 |
| B.2 | Vue de dessus des cartographies de la vitesse longitudinale pour $y^* = 0.18, 0.5$ et 0.9 , VT $\varphi = 25^\circ$ | 224 |
| B.3 | Représentation 3D des grandeurs moyennes | 224 |
| B.3.1 | Module de la vitesse | 224 |
| B.3.2 | Vitesse longitudinale | 227 |
| B.3.3 | Vitesse verticale | 229 |
| B.4 | Profils des vitesses longitudinales et verticales | 232 |
| B.5 | Représentation des grandeurs turbulentes | 233 |
| B.5.1 | Intensité de turbulence horizontale | 233 |
| B.5.2 | Intensité de turbulence verticale | 235 |
| B.5.3 | Énergie cinétique de turbulence | 237 |
| B.5.4 | Contraintes de Reynolds | 239 |
| B.5.5 | Vorticité | 241 |
| Annexe C Mesures complémentaires avec la Stéréo-PIV | | 243 |
| C.1 | Comparaison avec les données LDV | 243 |
| C.2 | Vitesse transversale adimensionnelle \bar{w}^* (Vue aval) | 245 |
| Annexe D Publications | | 248 |

Table des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Indice de la qualité de l'air en Europe (airindex). (Photo prise le 17 mars 2022) | 32 |
| 1.2 | Répartition par secteur des principaux polluants en 2020 (AUGUSTIN et al. 2021). | 34 |
| 1.3 | Dispersion de polluants dans l'environnement proche des véhicules. (https://www.canada.ca/fr/sante-canada.html). | 34 |
| 1.4 | Effets sanitaires de l'exposition aux particules fines (STÉPHANIE 2022). . . | 38 |
| 1.5 | Dépôt des particules dans l'appareil respiratoire en fonction de leur taille (https://www.intechopen.com). | 40 |
| 1.6 | Schéma du processus de formation d'un aérosol (MELONI et PALMA 2020). . . | 41 |
| 1.7 | Structure élémentaire d'une particule de combustion automobile (STÉPHANE et GABRIEL 2005). | 42 |
| 1.8 | Distribution granulométrique des particules issues des moteurs diesel (RANA et al. (2022)). | 43 |
| 1.9 | Évolution du nombre de Knudsen en fonction du diamètre des particules (NUVOLI 2021). | 44 |
| 1.10 | Exemple de déplacement aléatoire d'une nanoparticule sphérique suite à une diffusion brownienne (GUICHARD 2013). | 48 |
| 1.11 | Action d'un gradient de température sur une particule. | 49 |
| 1.12 | Schéma du dépôt des particules par électrophorèse (DEMNATI (2011)). . . | 50 |
| 1.13 | Évolution du nombre de Stokes en fonction du diamètre des particules (Représentation adaptée de NUVOLI (2021)). | 52 |
| 1.14 | Schéma des véhicules utilisés dans l'étude KANDA et al. (2006a). Les valeurs des longueurs sont en mm. | 54 |
| 1.15 | Cartographies des champs de concentrations (partie gauche) et des champs de vitesse (partie droite) pour $x=0.293l$ et $x= 1.02l$ avec l est la longueur de la maquette (K. RICHARDS (2002)). | 55 |
| 2.1 | Visualisation des lignes de courant sur une Honda mettant en évidence les forces de traînée, \vec{F}_X est la force de traînée, \vec{F}_Z est la force de portance et \vec{F}_Y est la force de dérive (hondanews.eu). | 60 |
| 2.2 | Les 3 types de forme des géométries automobiles Syed R AHMED et al. (1984). | 61 |
| 2.3 | Géométrie du corps d'Ahmed ((Syed R AHMED et al. 1984)). | 62 |
| 2.4 | Les 3 géométries du modèle MIRA : (a) dimensions du modèle en mm (en haut : vue de profil, en bas : vue de dessous et à droite : vue de l'arrière), (b) notchback, (c) fastback et (d) squareback (GAO et al. (2022)). | 63 |
| 2.5 | Géométries du model DrivAer, F : Fastback, E : Estate back et N : Notchback (DrivAer). | 63 |
| 2.6 | Le sillage proche et le sillage lointain d'après HUCHO (1987). | 64 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.7 | Évolution du coefficient de la traînée C_x en fonction de l'angle de la lunette arrière φ (Syed R AHMED et al. (1984)). C_R^* étant le coefficient lié au frottement, C_k^* est le coefficient lié à la pression de la face avant ($C_{x,p0}$), C_B^* est le coefficient lié à la pression du culot ($C_{x,p2}$) et C_S^* est le coefficient lié à la pression de la lunette ($C_{x,p1}$). | 65 |
| 2.8 | Topologie du sillage proche de l'écoulement en aval d'un corps d'Ahmed avec une lunette arrière d'angle $< 12.5^\circ$ (GILLIÉRON et CHOMETON (1999)). | 66 |
| 2.9 | Topologie de l'écoulement en aval d'un corps d'Ahmed de type culot droit (KRAJNOVIC et DAVIDSON (2003)). | 66 |
| 2.10 | Lignes de courant et champ de vitesse moyenne dans le plan de symétrie d'un corps d'Ahmed à culot droit pour un $Re = 9.2 \times 10^4$ basé à la hauteur de la maquette (LAHAYE (2014)). | 67 |
| 2.11 | Cartographie de la vitesse moyenne dans le plan de symétrie d'un corps d'Ahmed (GRANDEMANGE et al. (2013)). | 67 |
| 2.12 | Cartographie de la vitesse moyenne longitudinale et de l'iso-surface $\bar{u} = 0.25$ (à gauche) et lignes de courants (à droite) dans le plan de symétrie du corps d'Ahmed pour $Re = 3 \times 10^5$ basé à la hauteur de la maquette (CAMELLO BARROS (2015)). | 68 |
| 2.13 | Structure du sillage en aval d'un corps d'Ahmed à culot incliné d'angle $12.5^\circ < \varphi < 30^\circ$ (Photos adaptées de (MENTER et KUNTZ 2004) et (Syed R AHMED et al. 1984)). | 69 |
| 2.14 | Cartographies de la norme de la vitesse et lignes de courant derrière les deux arêtes dans le plan médian THACKER (2010). | 71 |
| 2.15 | Cartographies des champs moyens de la vitesse longitudinale et lignes de courant dans le plan médiane (a) : (SELLAPPAN et al. 2018), (b) : (MCNALLY et al. 2019). | 71 |
| 2.16 | Positions des tourbillons supérieur et inférieur et la longueur de la zone de recirculation pour les études (GOSSE 2005; GUILMINEAU et al. 2018; KRAJNOVIĆ et DAVIDSON 2005; LIENHART et BECKER 2003; SELLAPPAN et al. 2018; THACKER 2010). | 72 |
| 2.17 | Topologie de l'écoulement en aval d'un corps incliné d'angle $\varphi > 35^\circ$ (Syed R AHMED et al. 1984; MENTER et KUNTZ 2004). | 73 |
| 2.18 | Cartographies (x^*y^*) de la vitesse longitudinale moyenne et les lignes de courant associées dans le sillage des corps d'Ahmed, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 25^\circ$ et (b) : $\varphi = 35^\circ$ dans le plan médian RODRIGUEZ (2018). | 74 |
| 2.19 | Cartographies (x^*y^*) des contraintes de Reynolds dans le sillage des corps d'Ahmed, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 25^\circ$ et (b) : $\varphi = 35^\circ$ dans le plan médian RODRIGUEZ (2018). | 75 |
| 2.20 | Lignes de courant et champs de vitesse longitudinal moyens dans le plan médian du sillage des trois corps pour les différentes configurations, (a) : 'SB' $\varphi = 0^\circ$, absence du deuxième corps, (b) : 'DB0' $\varphi = 0^\circ$, 2.72H, (c) : 'DB25' $\varphi = 25^\circ$, 2.72H et (d) : 'DB35' $\varphi = 35^\circ$, 2.72H, ESSEL et al. (2020). | 76 |
| 2.21 | Contours des contraintes de Reynolds dans la région du sillage de (a) : 'SB' $\varphi = 0^\circ$, absence du deuxième corps, (b) : 'DB0' $\varphi = 0^\circ$, 2.72H, (c) : 'DB25' $\varphi = 25^\circ$, 2.72H et (d) : 'DB35' $\varphi = 35^\circ$, 2.72H. La ligne rouge délimite la zone de recirculation ESSEL et al. (2020). | 77 |
| 3.1 | Schéma-soufflerie à aspiration et circuit ouvert. | 84 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.2 | Veine transparente montée pour les mesures optiques. Les points noirs correspondent aux trous du plancher de la veine. | 85 |
| 3.3 | Schéma des maquettes des corps d'Ahmed utilisées (à gauche : vue de profil, à droite : vue de derrière). | 86 |
| 3.4 | Schéma annoté du principe de LDV. | 87 |
| 3.5 | Distribution granulométrique des particules d'ensemencement générées (<i>SA-FEX Fog Generator User's guide 2003</i>). | 88 |
| 3.6 | Dispositif expérimental pour la caractérisation de l'écoulement monophasique. | 89 |
| 3.7 | Schéma du dispositif mécanique de l'unité d'électrode du PALAS. | 90 |
| 3.8 | Schéma descriptif du fonctionnement du système ELPI TM Dekati (DEKATI (2010)). | 91 |
| 3.9 | Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation de la dispersion des polluants (RODRIGUEZ 2018). | 93 |
| 3.10 | Montage de la sonde d'aspiration reliée à l'ELPI. | 93 |
| 3.11 | Montage expérimental pour les mesures des profils dynamiques en 3D. | 94 |
| 3.12 | Maquettes de corps d'Ahmed conçues au laboratoire CORIA. | 95 |
| 3.13 | Plaques supérieures de la veine d'essai (Vue de dessus). | 96 |
| 3.14 | Schéma général du fonctionnement de la Stéréo-PIV. | 97 |
| 4.1 | Maillage effectué dans un plan longitudinal $z^* = cte$ | 101 |
| 4.2 | Maillage effectué dans un plan transversal $x^* = cte$. (vue arrière) | 101 |
| 4.3 | Plans de mesures des vitesses par Stéréo-PIV dans le sillage du véhicule de culot droit suivi par un autre véhicule à $d^* = 2.78$ | 104 |
| 4.4 | Schéma explicatif du mode cyclique. 60 Hz étant la fréquence de reproduction des tourbillons. | 104 |
| 4.5 | Photo du générateur PALAS. | 105 |
| 4.6 | Position du potentiomètre en fonction de la fréquence d'étincelle (<i>PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009</i>). | 106 |
| 4.7 | Débit massique des particules générées par le PALAS suivant la fréquence des étincelles (<i>PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009</i>). | 106 |
| 4.8 | Débit volumique de l'écoulement d'azote produit en amont en fonction de sa pression (<i>PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009</i>). | 106 |
| 4.9 | Positions des trous (cercles noirs) dans la partie inférieure de la veine d'essai (Vue de dessus). Les points verts sont les points de mesure en un plan vertical $y^* = \text{fixe}$ pour une distance inter-véhiculaire $d^* = 1.85$ | 107 |
| 4.10 | Maillage effectué pour la caractérisation de la dispersion des particules pour un plan longitudinal $z^* = \text{constant}$, vue de côté. | 108 |
| 4.11 | Maillage effectué pour la caractérisation de la dispersion des particules pour un plan transversal $x^* = \text{constant}$, vue de derrière. | 108 |
| 4.12 | Exemple annoté des courbes des intensités de courant (fA) mesurées à chaque étage en fonction du temps (s) pour une acquisition. | 110 |
| 4.13 | Efficacité du chargeur en fonction du diamètre d'une particule (DEKATI 2010). | 111 |
| 5.1 | Cartographies 2D (x^*y^*) de la norme de la vitesse normalisée par $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$ dans le sillage des corps d'Ahmed ($\varphi = 0^\circ, 25^\circ$) pour les plans $z^* = -0.67, -0.33, 0, 0.33$ et 0.67 (vues de profil). | 118 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.2 | Cartographies de la vitesse longitudinale normalisée par U_∞ et lignes de courant dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps d'Ahmed ($\varphi = 0^\circ$ et 25°). Mise en évidence des centres des tourbillons et de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée). | 119 |
| 5.3 | Cartographies de la composante verticale du vecteur vitesse normalisée par U_∞ dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps d'Ahmed, $\varphi = 0^\circ$ (haut), et 25° (bas). Mise en évidence des centres des tourbillons et de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée). | 121 |
| 5.4 | Cartographies de l'intensité de turbulence horizontale adimensionnée par U_∞ dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps d'Ahmed, $\varphi = 0^\circ$ (haut), et 25° (bas). Mise en évidence des centres des tourbillons et de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée) | 122 |
| 5.5 | Cartographies de l'intensité de turbulence verticale adimensionnée par U_∞ dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps d'Ahmed, $\varphi = 0^\circ$ (haut), et 25° (bas). | 123 |
| 5.6 | Cartographies de la norme de la vitesse adimensionnelle dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires et les vecteurs de la vitesse dans le plan médian ($z^* = 0$). Les lignes blanches hachurées correspondent aux frontières de la zone de recirculation ($\bar{u}^* = 0$). | 124 |
| 5.7 | Cartographies de la vitesse longitudinale et lignes de courant dans le plan médian ($z^* = 0$) des sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires. | 125 |
| 5.8 | Évolution des positions des centres des tourbillons A et B et de la longueur de la zone de recirculation avec la distance inter-véhiculaire dans le plan médian ($z^* = 0$). | 126 |
| 5.9 | Iso-surfaces de la vitesse longitudinale \bar{u}^* en aval de corps d'Ahmed à culot droit VT $\varphi = 0^\circ$ pour les différentes distances inter-véhiculaires. | 127 |
| 5.10 | Iso-surfaces de la vitesse longitudinale \bar{u}^* en aval de corps d'Ahmed à culot droit VT $\varphi = 0^\circ$ pour les différentes distances inter-véhiculaires. | 128 |
| 5.11 | Lignes de courants et cartographies de la vitesse verticale adimensionnelle dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée). | 130 |
| 5.12 | Profils verticaux de la vitesse longitudinale (à gauche) et verticale (à droite) dans le plan médian ($z^* = 0$) dans les sillages des corps d'Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ pour $d^* = 0.93$ (première ligne), pour $d^* = 2.78$ (deuxième ligne) et pour le cas d'un véhicule seul (troisième ligne). | 132 |
| 5.13 | Profils verticaux de la vitesse moyenne verticale adimensionnelle dans le plan médian ($z^* = 0$) dans les sillages des corps d'Ahmed pour $d^* = 0.93$ (première ligne), pour $d^* = 2.78$ (deuxième ligne) et pour le cas d'un véhicule seul (troisième ligne). | 133 |
| 5.14 | Cartographies de l'intensité de turbulence horizontale dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne blanche hachurée) et des points de mesures (points noirs) de 2D LDV. | 135 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.15 | Cartographies de l'intensité de turbulence verticale dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne blanche hachurée) et des points de mesures (points noirs). | 136 |
| 5.16 | Cartographies de l'énergie cinétique de turbulence dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne blanche hachurée) et des points de mesures de 2D LDV (points noirs). | 137 |
| 5.17 | Profils de l'énergie cinétique turbulente dans les sillages des corps d'Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ pour $d^* = 0.93, 2.78$ et 4.63 | 139 |
| 5.18 | Profils de l'énergie cinétique turbulente dans les sillages des corps d'Ahmed VT $\varphi = 25^\circ$ pour $d^* = 0.93, 2.78$ et 4.63 | 140 |
| 5.19 | Cartographies des contraintes de Reynolds dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ | 142 |
| 5.20 | Cartographies de la composante de vorticité dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne blanche hachurée) et des points de mesures de 2D LDV (points noirs). | 144 |
| 5.21 | Comparaison des cartographies de la vitesse longitudinale dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée) et des positions des tourbillons. | 145 |
| 5.22 | Comparaison des profils de \bar{u}^* dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 2 distances inter-véhiculaires $d^* = 2.78$ et 5.56 obtenues par les mesures Stéréo-PIV et LDV. | 147 |
| 5.23 | Comparaison des cartographies de l'intensité de turbulence longitudinale dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée). | 148 |
| 5.24 | Cartographies de la vitesse transversale dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans les plans horizontaux (a) $y^* = 0.15$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 0.7$ et (d) $y^* = 1$. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée) et des positions des centres tourbillonnaires. | 150 |
| 5.25 | Cartographies de la vitesse transversale dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans les plans horizontaux (a) $y^* = 0.15$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 0.7$ et (d) $y^* = 1$. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée). | 152 |
| 5.26 | Cartographies de la vitesse transversale dans le plan médian $z^* = 0$ des sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée). | 154 |
| 5.27 | Cartographies de l'intensité de turbulence transversale dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans les plans horizontaux (a) $y^* = 0.15$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 0.7$ et (d) $y^* = 1$. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée). | 156 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.28 | Cartographies de l'intensité de turbulence transversale dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans les plans horizontaux (a) $y^* = 0.15$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 0.7$ et (d) $y^* = 1$. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée). | 157 |
| 5.29 | Évolution temporelle de la vitesse transversale en aval du corps VT $\varphi = 0^\circ$ au point médian entre les véhicules pour $d^* = 0.93$ et la distribution de densité de probabilité associée. | 159 |
| 5.30 | Trois exemples de l'évolution temporelle de la vitesse transversale adimensionnelle dans le point médian de la distance inter-véhiculaire ($d^* = 0.93h_c$). 160 | |
| 5.31 | Évolution temporelle de la vitesse transversale et cartographies 2D (x^*y^*) associées pour différents instants dans le plan médian ($z^* = 0$) en aval du VT $\varphi = 0^\circ$ pour $d^* = 0.93$ | 161 |
| 5.32 | Vue aval des champs moyens de la vitesse transversale et des lignes de courant dans le sillage du corps à culot droit pour $d^* = 0.93$ dans les plans $x^* = 0.48$ et $x^* = 0.80$ | 162 |
| 5.33 | Évolution temporelle de la vitesse transversale dans le plan $z^* = 0$ en aval du VT $\varphi = 0^\circ$ pour $d^* = 1.85$ en ($x^* = 0.5; y^* = 0.5; z^* = 0$) pendant 5 minutes. | 162 |
| 5.34 | Vue de derrière des champs moyens de la vitesse transversale et des lignes de courant dans le sillage du corps à culot droit pour $d^* = 2.78$ dans les plans $x^* = 0.48$ et $x^* = 2.6$ | 163 |
| 5.35 | Évolution temporelle de la vitesse transversale dans le plan $z^* = 0$ en aval du VT $\varphi = 25^\circ$ pour $d^* = 0.46$ en ($x^* = 0.28; y^* = 0.30; z^* = 0$) pendant 5 minutes. | 163 |
| 6.1 | Cartographies des champs de concentration en nombre totale dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ dans les plans $z^* = -0.31, 0$ et 0.31 pour les 5 distances inter-véhiculaires. Mise en évidence des lignes de courants issus des mesures LDV et de la frontière de la zone de recirculation (ligne blanche hachurée). | 170 |
| 6.2 | Profils verticaux de la concentration en nombre totale normalisée dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ | 173 |
| 6.3 | Vue de dessus des cartographies des champs de concentration en nombre totale dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les cinq distances inter-véhiculaires : (a) $y^* = -0.04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = 0.3$, (c) $y^* = 0.5$ et (d) $y^* = 0.7$. Les points noirs représentent les points de mesure de concentrations. | 175 |
| 6.4 | Représentation en 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale (\bar{C}_{ft}^*) pour les cinq distances inter-véhiculaires dans les sillages des maquettes VT $\varphi = 0^\circ$ | 180 |
| 6.5 | Cartographies des champs de concentration moyenne dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ dans les plans $z^* = -0.31, 0$ et 0.31 pour les 5 distances inter-véhiculaires. Mise en évidence des lignes des courants issus des mesures LDV et de la frontière de la zone de recirculation (ligne blanche hachurée). | 183 |
| 6.6 | Profils verticaux de concentration normalisée dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ | 186 |

| | | |
|------|--|-----|
| 6.7 | Vue de dessus des cartographies des champs de concentration moyenne dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les cinq distances inter-véhiculaires : (a) $y^* = -0.04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = 0.3$, (c) $y^* = 0.5$ et (d) $y^* = 0.7$. Les points noirs représentent les points de mesure de concentrations. | 188 |
| 6.8 | Représentation en 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale (\bar{C}_{ft}^*) pour les cinq distances inter-véhiculaires dans les sillages des maquettes VT $\varphi = 25^\circ$. | 193 |
| A.1 | Représentation en 3D des contours 2D des champs moyennés de la vitesse longitudinale dans le sillage du corps $\varphi = 0^\circ$. | 219 |
| A.2 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans le sillage du corps $\varphi = 0^\circ$. | 220 |
| A.3 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans le sillage du corps $\varphi = 0^\circ$. | 220 |
| A.4 | Représentation en 3D des contours 2D des champs moyennés de la vitesse longitudinale dans le sillage du corps $\varphi = 25^\circ$. | 220 |
| A.5 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans le sillage du corps $\varphi = 25^\circ$. | 221 |
| A.6 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans le sillage du corps $\varphi = 25^\circ$. | 221 |
| B.1 | Cartographies de la vitesse longitudinale dans les sillages des corps d'Ahmed à culot droit (VT $\varphi = 0^\circ$) pour les six distances inter-véhiculaires. | 223 |
| B.2 | Cartographies de la vitesse longitudinale dans les sillages des corps d'Ahmed à culot droit (VT $\varphi = 25^\circ$) pour les six distances inter-véhiculaires. | 225 |
| B.3 | Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 226 |
| B.4 | Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 227 |
| B.5 | Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 228 |
| B.6 | Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 229 |
| B.7 | Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 230 |
| B.8 | Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 231 |
| B.9 | Profils des vitesses moyennes longitudinale (à gauche) et verticale (à droite) dans le plan médian ($z^* = 0$) dans les sillages des corps d'Ahmed. | 232 |
| B.10 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 233 |
| B.11 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 234 |
| B.12 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 235 |
| B.13 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 236 |
| B.14 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 237 |

| | | |
|------|---|-----|
| B.15 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 238 |
| B.16 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 239 |
| B.17 | Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires. | 240 |
| B.18 | Cartographies de la vorticité dans les sillages des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$. . | 241 |
| B.19 | Cartographies de la vorticité dans les sillages des corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$. . | 242 |
| C.1 | Comparaison des cartographies de la vitesse longitudinale dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée) et des positions des centres des tourbillons A et B. | 243 |
| C.2 | Comparaison des cartographies de l'intensité de turbulence longitudinale dans le plan médian $z^* = 0$ des sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée). | 244 |
| C.3 | Vue aval des champs moyens de la vitesse transversale et des lignes de courant dans le sillage du corps à culot droit ($\varphi = 0^\circ$). | 245 |
| C.4 | Vue aval des champs moyens de la vitesse transversale et des lignes de courant dans le sillage du corps avec un culot incliné ($\varphi = 25^\circ$). | 247 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 1.1 | Seuils de concentration des polluants en $\mu\text{g m}^{-3}$ (<i>European Air Quality Index</i>). | 32 |
| 1.2 | Valeurs des seuils d'information/recommandation et seuils d'alerte en $\mu\text{g m}^{-3}$ pour certains polluants gazeux. | 36 |
| 1.3 | Valeurs des seuils d'information/recommandation et seuils d'alerte en $\mu\text{g m}^{-3}$ pour les polluants particulaires. | 36 |
| 1.4 | Normes françaises et de l'OMS en $\mu\text{g}/\text{m}^3$ pour les PM_{10} et les $\text{PM}_{2,5}$ | 39 |
| 1.5 | Diamètres équivalents d'un agrégat constitué de 2 monomères de 50 nm ayant chacun une masse volumique de $4 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ (GUICHARD 2013). | 47 |
| 1.6 | Coefficient de diffusion brownienne et du déplacement quadratique moyen. | 48 |
| 1.7 | Ordres de grandeurs de la vitesse de sédimentation d'une particule sphé- rique ayant un diamètre d_p en suspension dans l'air dont $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$ | 49 |
| 1.8 | Ordres de grandeurs de temps de relaxation d'une particule sphérique ayant une masse volumique de 2160 kg m^{-3} en fonction de son diamètre d_p | 52 |
| 2.1 | Liste des études aérodynamiques numériques en aval d'un corps d'Ahmed de type culot droit. L'échelle géométrique $\kappa = L[\text{mm}]/1044$ | 69 |
| 2.2 | Liste des études aérodynamiques en aval d'un corps d'Ahmed d'angle d'in- clinaison $\varphi = 25^\circ$. L'échelle géométrique $\kappa = L[\text{mm}]/1044$ | 70 |
| 2.3 | Liste des études aérodynamiques en aval d'un corps d'Ahmed avec un angle incliné $\varphi > 30^\circ$ | 73 |
| 3.1 | Caractéristiques des faisceaux LASER extraites du <i>LDA calibration certificate</i> (2012). | 87 |
| 3.2 | Diamètres de coupure $d_{a,50\%}$ des 13 étages de l'ELPI TM ver.4.11 (DEKATI 2010). | 92 |
| 4.1 | Valeurs des différentes grandeurs contribuant au calcul de la vitesse de l'écoulement en soufflerie. | 100 |
| 4.2 | Points de mesure de LDV pour un véhicule seul dans la veine d'essai. | 102 |
| 4.3 | Points de mesure LDV pour la caractérisation des écoulements du sillage entre les deux véhicules. | 102 |
| 4.4 | Points de mesure de concentration (VT, $\varphi = 0^\circ$). | 109 |
| 4.5 | Points de mesure concentration (VT, $\varphi = 25^\circ$). | 109 |
| 4.6 | Valeurs maximales de concentrations C_{ref} en $[\text{cm}^{-3}]$ mesurées dans chaque configuration et des positions $(x^*; y^*)$ correspondantes. | 112 |
| 5.1 | Comparaisons de la longueur de recirculation L_r et des positions des centres des tourbillons supérieur A et inférieur B dans le plan médian $z^* = 0$ obtenues avec la littérature. | 120 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 5.2 | Comparaison des longueurs de recirculations L_r^* dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires obtenues par les mesures Stéréo-PIV et LDV. | 146 |
| 5.3 | Comparaison des positions des tourbillons A et B dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires obtenues par les mesures Stéréo-PIV et LDV. | 146 |
| 5.4 | Positions des centres tourbillonnaires dans la demi-largeur positives des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires dans les plans $y^* = 0.15, 0.5, 0.7$ et 1 | 151 |
| 5.5 | Positions des centre tourbillonnaires dans la demi-largeur positives des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires dans les plans $y^* = 0.15$ et 0.5 | 152 |
| 5.6 | Caractéristiques de l'écoulement dans la zone inter-véhiculaire correspondantes aux six distances (VT $\varphi = 0^\circ$). | 165 |
| 5.7 | Caractéristiques de l'écoulement dans la zone inter-véhiculaire correspondantes aux six distances (VT $\varphi = 25^\circ$). | 166 |
| 6.1 | Valeurs maximales de concentrations mesurées dans le cas de véhicule de tête à culot droit (0°) pour les cinq distances inter-véhiculaires et leurs positions($x^*; y^*$). | 168 |
| 6.2 | Valeurs maximales de concentrations mesurées dans le cas de véhicule de tête à culot incliné (25°) pour les cinq distances inter-véhiculaires et leurs positions correspondantes ($x^*; y^*$). | 181 |
| C.1 | Comparaison des longueurs de recirculations L_r^* dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires obtenues par les mesures Stéréo-PIV et LDV. | 244 |

NOMENCLATURE

Acronymes

| | |
|--------|---|
| ADN | Acide DésoxyriboNucléique |
| CORIA | COmplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie |
| ELPI | Electrical Low-Pressure Impactor |
| ESTACA | École Supérieure des Techniques Aéronautiques et de Construction Automobile |
| IR | Individual Realization |
| LASER | Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation |
| LDV | LASER Doppler Velocimetry |
| LTECV | Loi de Transition Energétique pour la Croissance Verte |
| MIRA | Motor Industry Research Association |
| ND-YAG | Neodymium-Doped Yttrium Aluminium Garnet |
| OMS | Organisation Mondiale de la Santé |
| PIV | Particle Image Velocimetry |
| PM | Particulate Matter |
| PMT | Photo Multiplier Tube |
| PUF | Particule Ultra Fine |
| SEQE | Système d'Echange de Quotas d'Emissions |
| SNBC | Stratégie Nationale Bas-Carbone |
| VS | Véhicule Suiveur |
| VT | Véhicule de Tête |

Lettres grecques

| | | |
|-------------|---|--|
| χ | Facteur de forme géométrique d'une particule | - |
| Δt | Intervalle de temps entre deux mesures i et $i+1$ | s |
| Δx | Déplacement de la particule | m |
| δ | Épaisseur de la couche limite | m |
| ϵ | Taux de blocage des maquettes dans la veine d'essai | - |
| κ | Facteur d'échelle géométrique | - |
| κ_b | Constante de Boltzmann | $\text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{K}$ |
| λ | Libre parcours moyen | m |
| λ_0 | Libre parcours moyen de référence | m |
| λ_o | Longueur d'onde | m |
| μ | Viscosité dynamique | $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ |

| | | |
|------------------------|--|--------------------|
| $\nabla\theta$ | Gradient de température | K |
| ν | Viscosité cinématique | m s^{-2} |
| Ω | Vorticité | |
| ϕ | Diamètre intérieur du tuyau d'échappement | m |
| ϕ_{sonde} | Diamètre intérieur de la sonde d'aspiration | m |
| ρ_f | Masse volumique du fluide | kg m^{-3} |
| ρ_p | Masse volumique de la particule | kg m^{-3} |
| σ | Écart type géométrique des diamètres | m |
| τ | Temps de transit d'une particule dans le volume de mesure | s |
| θ | Température | K |
| θ_0 | Température de référence | K |
| θ_a | Température absolue | K |
| φ | Angle de la lunette arrière du corps d'Ahmed | - |
| ξ | Variable booléenne pour le filtrage de données | - |
| ζ | Coefficient de friction | kg s^{-1} |
| H_θ | Facteur tenant compte de la différence de la température entre le centre et la surface d'une particule | - |
| Indices | | |
| ' | Partie fluctuante d'une quantité | |
| * | Grandeurs normalisées par U_∞ pour les vitesses et par h_c pour les longueurs | |
| $\bar{\cdot}$ | Moyenne temporelle d'une quantité | |
| Lettres latines | | |
| A | Centre de tourbillon supérieur dans le plan médian de corps $z/h_c = 0$ | - |
| C | Concentration des particule | m^{-3} |
| C_u | Facteur de correction de Cunningham | - |
| C_X | Coefficient de traînée | - |
| C_Y | Coefficient de dérive | - |
| C_Z | Coefficient de portance | - |
| C_{ft} | Concentration en nombre totale finale | 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 | - |
| d | Densité | - |
| d | Distance inter-véhiculaire | m |
| d_a | Diamètre aérodynamique d'une particule | m |
| D_B | Coefficient de diffusion brownienne | - |
| d_g | Diamètre géométrique d'une particule | m |
| d_p | Diamètre moyen d'une particule | m |
| d_s | Diamètre de Stokes d'une particule | m |
| d_v | Diamètre volumique d'une particule | m |
| $d_{a,50\%}$ | Diamètre de coupure aérodynamique | m |
| d_{me} | Diamètre à mobilité électrique d'une particule | m |
| $d_{s,50\%}$ | Diamètre de coupure de Stokes | m |

| | | |
|-------------|--|----------------------------------|
| e | Charge élémentaire | C |
| F_a | Forces aérodynamiques | m kg s^{-2} |
| f_a | Fréquence d'acquisition d'une mesure | Hz |
| f_D | Fréquence de Doppler | Hz |
| F_X | Force de traînée | m kg s^{-2} |
| F_Y | Force de dérive | m kg s^{-2} |
| F_Z | Force de portance | m kg s^{-2} |
| g | Accélération de pesanteur | m s^{-2} |
| h_c | Hauteur du corps d'Ahmed | m |
| h_g | Hauteur de la garde au sol | m |
| I, J | Niveaux des gris d'une maille par la caméra 1 et 2 respectivement | - |
| I_i | Intensité de électrique mesurée | A |
| k_n | Nombre de Knudsen | - |
| L_c | Longueur du corps d'Ahmed | m |
| l_c | Largeur du corps d'Ahmed | m |
| L_r | Longueur de recirculation | m |
| N | Nombre des mesures effectuées dans une acquisition | - |
| n | Nombre moyen de charges par particules | - |
| N_f | Nombre de mesures éliminées par filtrage | - |
| N_p | Nombre de particules en chaque mode | - |
| P | Pression | $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ |
| P_0 | Pression de référence | $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ |
| P_e | Pénétration des particules à travers le chargeur dans le système ELPI | - |
| Q | Débit volumique d'aspiration du système ELPI | $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ |
| Q_e | Débit volumique d'échappement | $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ |
| $R_{I,J}$ | Fonction d'inter-corrélation dans le système Stéréo-PIV | - |
| Re | Nombre de Reynolds associé au corps d'Ahmed | - |
| Re_p | Nombre de Reynolds d'une particule | - |
| S_{tk} | Nombre de Stokes | - |
| U_∞ | Vitesse de l'écoulement incident | m s^{-1} |
| V_r | Vitesse relative entre le fluide et la particule | m s^{-1} |
| V_s | Vitesse de sédimentation | m s^{-1} |
| V_T | Vitesse de thermophorèse | m s^{-1} |
| $V_{e,c}$ | Vitesse d'échappement dans la soufflerie | m s^{-1} |
| $V_{e,veh}$ | Vitesse d'échappement d'un véhicule réel | m s^{-1} |
| V_{veh} | Vitesse d'un véhicule réel | m s^{-1} |
| X | Fonction de transfert des données de courants en données de concentrations | - |
| x, y, z | Coordonnées dans le repère lié au corps d'Ahmed | m |
| B | Centre de tourbillon inférieur dans le plan médian de corps $z/h_c = 0$ | - |
| D | Hauteur de la veine d'essai | m |
| RSS | Contraintes de Reynolds (Reynolds Shear Stress) | $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ |
| t | Temps | s |
| TKE | Énergie cinétique turbulente (Turbulent Kinetic Energy) | $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ |
| u,v,w | Composantes horizontale, verticale et transversale du vecteur vitesse | m s^{-1} |

La qualité de l'air est une préoccupation environnementale majeure mondiale en particulier des points de vue sanitaire et écologique. Selon l'Agence européenne de l'environnement, la pollution de l'air a entraîné près de 238 000 décès prématurés en 2020 (*Pollution de l'air ambiant (extérieur) 2021*). Elle est identifiée comme la cinquième cause de maladie dans le monde (A. J. COHEN et al. 2017).

Les principaux polluants sont ceux provenant d'une combustion anthropique tels que les oxydes d'azote (NO_x), l'ozone (O_3), le dioxyde de soufre (SO_2), les hydrocarbures volatils, les particules fines et ultrafines (PUF). Ces dernières ayant un effet particulièrement délétère sur la santé humaine. Les PUF en raison de leur petite taille (diamètre inférieur à 100 nm) sont capables d'atteindre le fond des alvéoles pulmonaires engendrant des réactions inflammatoires qui majorent les risques d'athérosclérose et de thrombose vasculaire (THOMAS 2021). L'exposition chronique aux PUF accroît le risque de morbidité particulièrement les maladies cardiopulmonaires et cardiovasculaires et en conséquence le risque de mortalité (R. D. BROOK et al. 2010; A. J. COHEN et al. 2017). Elles sont également à l'origine de problèmes respiratoires (bronchites) et cardio-vasculaires.

Hormis l'industrie, l'agriculture et le chauffage, le trafic routier est une principale source des émissions polluantes en milieu urbain. En France, le transport routier contribue à 31% des émissions de polluants en 2019 (*Résumé du troisième rapport annuel du Haut Conseil pour le Climat : RENFORCER L'ATTENUATION, ENGAGER L'ADAPTATION 2021*). En particulier, il émet 17% des PM_{10} et 19% des $\text{PM}_{2,5}$ (AIRPARIF 2021). La présence de ces polluants principalement issus des moteurs diesel a conduit à s'interroger sur le risque potentiel qu'ils peuvent présenter sur la santé humaine des passagers des voitures, cyclistes et piétons. En effet, leurs propriétés spécifiques telles que leur forme, leur taille et leur potentiel oxydant les rendent particulièrement nocives. Nombreuses sont les études consacrées aux effets sanitaires et économiques causés par l'exposition à de tels polluants que nous les décrivons dans le premier chapitre du manuscrit. À titre d'exemple, ils sont classifiés comme cancérigènes selon l'OMS (*Les gaz d'échappement des moteurs diesel cancérogènes 2012*). La relation établie par les scientifiques entre les émissions des moteurs diesel et la santé préconise de réduire les émissions des polluants et limiter l'exposition journalière des passagers, cyclistes et piétons aux PUF (BRUNEKREEF et al. 1997; NITHHITINGALE et al. 2000; POPE III 2007; Dean E. SCHRAUFNAGEL et al. 2019b; C. LIU et al. 2019; PLATEL et al. 2020).

Dans l'objectif de réduire les impacts de la pollution de l'air, la commission européenne présentait une stratégie en 2019 pour réduire de 55% les émissions des gaz à effet de serre à

l'horizon 2030 par rapport à leur niveau de 1990 (MCPHIE et al. 2021) avant d'atteindre la neutralité climatique en 2050. Ainsi, l'Union Européenne a adopté un système d'échange de quotas d'émissions (SEQE) qui vise à réduire les émissions du secteur industriel en fixant le prix du carbone. À ce titre, la France à son tour s'est engagée à réduire aussi ses émissions de polluants notamment via la Stratégie Nationale Bas-Carbone (SNBC) introduite par la Loi de Transition Énergétique pour la Croissance Verte (LTECV). De ce fait, l'objectif visé est de ne pas émettre plus de 422 Mt équivalent de CO_2 par an en moyenne sur la période 2013 - 2023 (*Résumé du troisième rapport annuel du Haut Conseil pour le Climat : RENFORCER L'ATTENUATION, ENGAGER L'ADAPTATION* 2021). Les réglementations en Europe ont permis de réduire considérablement l'émission des particules issues des moteurs routiers et non routiers grâce à l'adoption stricte des filtres et des techniques de combustion avancées. Cependant, le dépassement des normes persiste dans plusieurs zones urbanisées. Pour cette raison, l'exposition journalière des passagers, cyclistes et piétons présente toujours une question de sécurité sanitaire.

Investigation de l'équipe QUAD

L'équipe Qualité de l'Air et Dépollution (QUAD) du Pôle Mécanique des structures composites et environnement de l'ESTACA a pour objectif d'étudier les émissions des particules et bien évidemment de trouver des solutions pour modérer l'exposition des passagers, cyclistes et piétons aux particules fines. Les problématiques abordées par l'équipe sont la caractérisation des polluants issus des transports, la dépollution des mélanges gaz/particules et l'étude spatio-temporelle des polluants particuliers. Parmi les thèses de recherches développées, nous citons les suivantes : AIT ALI YAHIA (2016), KEITA (2018), RODRIGUEZ (2018) et DURAND (2021). La thèse de RODRIGUEZ (2018) vise à caractériser la dynamique de la dispersion des PUF en aval d'un véhicule automobile.

Objectif de la thèse

Dans cet optique et suite à l'étude réalisée par RODRIGUEZ (2018), un consortium entre l'ESTACA et le laboratoire CORIA est monté pour l'étude de la dynamique de la dispersion de polluants entre deux véhicules automobiles. L'objectif initial de l'étude est de caractériser expérimentalement la dynamique de la dispersion des PUF issues d'échappement d'un véhicule suivi d'un autre véhicule dans le but d'être plus représentatif au cas réel d'un milieu urbain (en complément du travail précédent (RODRIGUEZ 2018) dans lequel un seul véhicule est pris en compte) en lien avec les champs de vitesses de l'écoulement qui guident leur transport.

Moyens de la démarche

Trois campagnes de mesures ont été effectuées. La première consiste à déterminer les profils de vitesse en 3D/2C entre deux maquettes simplifiées d'automobile pour différentes distances inter-véhiculaires en utilisant la vélocimétrie à effet Doppler. Dans la deuxième campagne, les champs de concentration des PUF entre les deux véhicules sont obtenus grâce à un impacteur électrique à basse pression (ELPI) et PALAS pour la génération des particules. Les deux premières campagnes se sont déroulées au sein de la soufflerie située à l'ESTACA (campus Laval). La dernière campagne de mesure est réalisée dans la soufflerie du laboratoire CORIA (Rouen) et sert à examiner le sillage de l'écoulement (3D/3C) entre

les deux véhicules par le biais de la technique Stéréo-vélocimétrie par images de particules. Ces mesures ont pour intérêt de compléter les mesures faites à l'ESTACA et de fournir des informations complémentaires relatives à la troisième composante du vecteur vitesse.

Plan du manuscrit

Ce manuscrit est composé de 4 parties.

1. La première partie est dédiée à la synthèse bibliographique et comporte deux chapitres. Le premier chapitre présente l'introduction générale où le thème se situe dans le contexte des émissions des particules ultra fines. Nous identifions tout d'abord, les différentes sources de pollutions atmosphériques, et nous décrivons les principaux polluants en mettant en évidence certains impacts sanitaires et écologiques. Ensuite, nous analysons la granulométrie des particules issues des gaz d'échappements. Enfin, nous synthétisons différentes études effectuées portant sur la dispersion de polluants dans le trafic routier.

Dans le deuxième chapitre, nous rappelons dans un premier temps la géométrie d'un véhicule en citant les différents modèles simplifiés des véhicules utilisés dans les études aérodynamiques. Nous insistons dans un second temps sur les différents régimes d'écoulements autour d'un véhicule automobile qui dépendent fortement de l'angle de la lunette arrière. Un état de l'art est également réalisé et s'appuie sur les travaux précédents qui portaient sur les caractéristiques aérodynamiques en aval d'un modèle simplifié de véhicule.

2. La deuxième partie est consacrée à la description de la méthodologie expérimentale et également des méthodes de traitement des données adoptées pour les trois campagnes de mesure. En effet, les outils expérimentaux utilisés dans les deux campagnes de mesures réalisées dans la soufflerie de l'ESTACA et celle réalisée dans la soufflerie du laboratoire CORIA sont détaillés dans le troisième chapitre telles que les maquettes, la soufflerie, la veine d'essai, et les techniques de mesure de vitesse et de concentration.

Le quatrième chapitre est dédié aux méthodes d'acquisition et traitement de données pour les 3 campagnes de mesures.

3. La troisième partie présente les résultats obtenus et est composée de deux chapitres. Dans un premier temps, les caractéristiques des écoulements entre les véhicules obtenus lors des mesures menées à l'ESTACA sont analysées. Nous insistons sur l'influence de la distance inter-véhiculaire sur la topologie de l'écoulement. Ensuite, la confrontation des résultats obtenus par les mesures faites au CORIA avec ceux obtenus dans la soufflerie de l'ESTACA et la caractérisation des écoulements de sillage sont développées. Finalement, nous focalisons dans le chapitre six sur la caractérisation de la dynamique de la dispersion de polluants dans l'espace inter-véhiculaire en analysant les liens entre les champs de concentration de PUF et les champs de vitesses.
4. La dernière partie du manuscrit présente une conclusion générale et des perspectives pour les prochains travaux.

Première partie
Synthèse bibliographique

CHAPITRE 1

POLLUTION ATMOSPHERIQUE ET QUALITÉ DE L'AIR

La pollution de l'air est définie comme un ensemble de substances ou particules nocives présentes dans l'air intérieur et extérieur. Ces substances dont les niveaux de concentration varient en fonction des émissions et des aléas météorologiques, ont des conséquences sanitaires et environnementales préjudiciables. De nos jours, selon l'OMS, 99% de la population mondiale respire de l'air pollué (WHO 2019). Ce chapitre est consacré à la connaissance générale portant sur la pollution atmosphérique. L'intérêt principal est l'identification des principaux polluants, et leurs effets avec une attention particulière aux polluants particuliers. Nous distinguons également les différentes sources des émissions. Dans la suite, nous focalisons sur la distribution granulométrique des suies issues des gaz d'échappements et sur les mécanismes agissants sur leur dynamique. Enfin, nous synthétisons différentes études consacrées à la dispersion des polluants issus des gaz d'échappement dans les sillages d'automobiles.

Sommaire

| | | |
|-------|--|-----------|
| 1.1 | Historique | 31 |
| 1.2 | Sources des polluants atmosphériques | 33 |
| 1.3 | Les principaux polluants et les seuils d'exposition | 35 |
| 1.3.1 | Polluants gazeux | 35 |
| 1.3.2 | Polluants particuliers | 36 |
| 1.4 | Caractérisation physico-chimique des aérosols | 40 |
| 1.4.1 | Distribution granulométrique des suies issues des gaz d'échappements | 42 |
| 1.4.2 | Différents modes de transport de particules | 47 |
| 1.5 | Positionnement du projet de thèse par rapport aux études existantes sur la dispersion de polluants émis par les échappements | 53 |
| 1.6 | Conclusions | 56 |

1.1 Historique

La pollution atmosphérique est un problème existant depuis l'antiquité. Nous parlons des volcans qui sont connus comme des sources initiales de production des gaz polluants. L'introduction du charbon dans le réchauffement des fours à Londres dès le douzième

siècle a établi une des premières sources anthropique de la pollution de l'air. La faible conscience des peuples et des gouvernements aux effets associés à la révolution industrielle au χ l χ ^{me} siècle a entraîné une augmentation de la mortalité et de la morbidité (FONTAN 2020). En 1947, la surveillance de la qualité de l'air a connu une première occupation du gouvernement à Los Angeles (FONTAN 2020). Aujourd'hui, la question de la qualité de l'air est devenue un enjeu sanitaire, environnemental et économique majeur.

En Europe, des seuils de concentration en polluants sont déterminés par *European Air Quality Index* (Voir Tableau 1.1). Un site dédié géré par l'Agence Européenne de l'Environnement permet aux citoyens d'accéder aux informations correspondantes à la qualité de l'air au cours des dernières 48 heures (airindex.eea.europa.eu), voir Figure 1.1. Dans le même dispositif de surveillance de la qualité de l'air, des seuils de déclenchement pour certains polluants ont été définis. Ils comportent les seuils d'information et/ou recommandation et les seuils d'alerte. La différence entre ces deux seuils s'appuie sur la marge des impacts. Le seuil d'information/recommandation est défini pour un niveau de concentration au-delà duquel l'exposition à court terme a des effets sanitaires pour des personnes vulnérables. Cependant, le seuil d'alerte concerne le niveau au-delà duquel toute la population est affectée lors de l'exposition pour une durée courte.

| Polluant | Indice de la qualité de l'air | | | | | |
|-------------------|-------------------------------|---------|---------|---------|--------------|---------------------|
| | Bien | Moyen | Modéré | Mauvais | Très mauvais | Extrêmement mauvais |
| PM _{2,5} | 0-10 | 10-20 | 20-25 | 25-50 | 50-75 | 75-800 |
| PM ₁₀ | 0-20 | 20-40 | 40-50 | 50-100 | 100-150 | 150-1200 |
| NO ₂ | 0-40 | 40-90 | 90-120 | 120-230 | 230-340 | 340-1000 |
| O ₃ | 0-50 | 50-100 | 100-130 | 130-240 | 240-380 | 380-800 |
| SO ₂ | 0-100 | 100-200 | 200-350 | 350-500 | 500-750 | 750-1250 |

Tableau 1.1 – Seuils de concentration des polluants en $\mu\text{g m}^{-3}$ (*European Air Quality Index*).

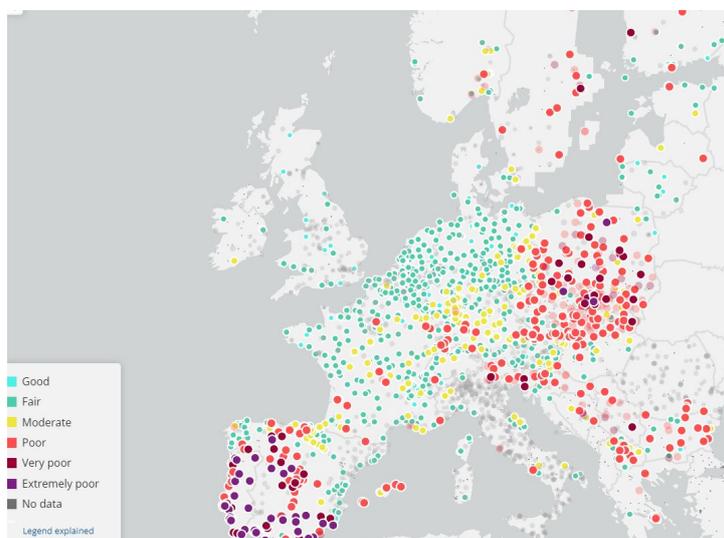


Figure 1.1 – Indice de la qualité de l'air en Europe (airindex). (Photo prise le 17 mars 2022)

1.2 Sources des polluants atmosphériques

Les sources de la pollution atmosphérique peuvent être d'origine naturelle ou anthropique. Parmi les principales sources d'émission des polluants, nous distinguons les suivantes :

1. Les émissions naturelles telles que les volcans (DEGOBERT 1995), l'altération des roches, les incendies des forêts, l'érosion des sols, les tempêtes de sables, les pollens. Elles constituent ce qu'on appelle les polluants primaires ;
2. Les émissions par l'agriculture qui sont induites par l'introduction non seulement des pesticides mais aussi de l'ammoniac (soit 94% des émissions, Figure 1.2) et de PM_{10} dans l'environnement (EDWARDS 2013 ; RATHORE et NOLLET 2012).
3. Les émissions issues d'une combustion incomplète et provenant de différents secteurs tels que : l'industrie surtout les centrales électriques et les industries chimiques (CHEREMISINOFF 2018 ; MANI et WHEELER 1998). Elles sont néfastes pour la santé humaine et proviennent en particulier des différents moyens de transport aérien, naval et routier (COLVILE et al. 2001). L'automobile routière présente une source véritable des émissions de polluants. Les particules émises depuis les échappements peuvent se retrouver très rapidement à proximité des véhicules suivants, des piétons, des cyclistes voire des riverains (Figure 1.3). Par conséquent, les usagers, piétons et cyclistes sont confrontés à des conditions de circulations dégradées. Le traitement des déchets et le secteur résidentiel (par le biais du chauffage et de la construction) contribuent également aux émissions de particules.

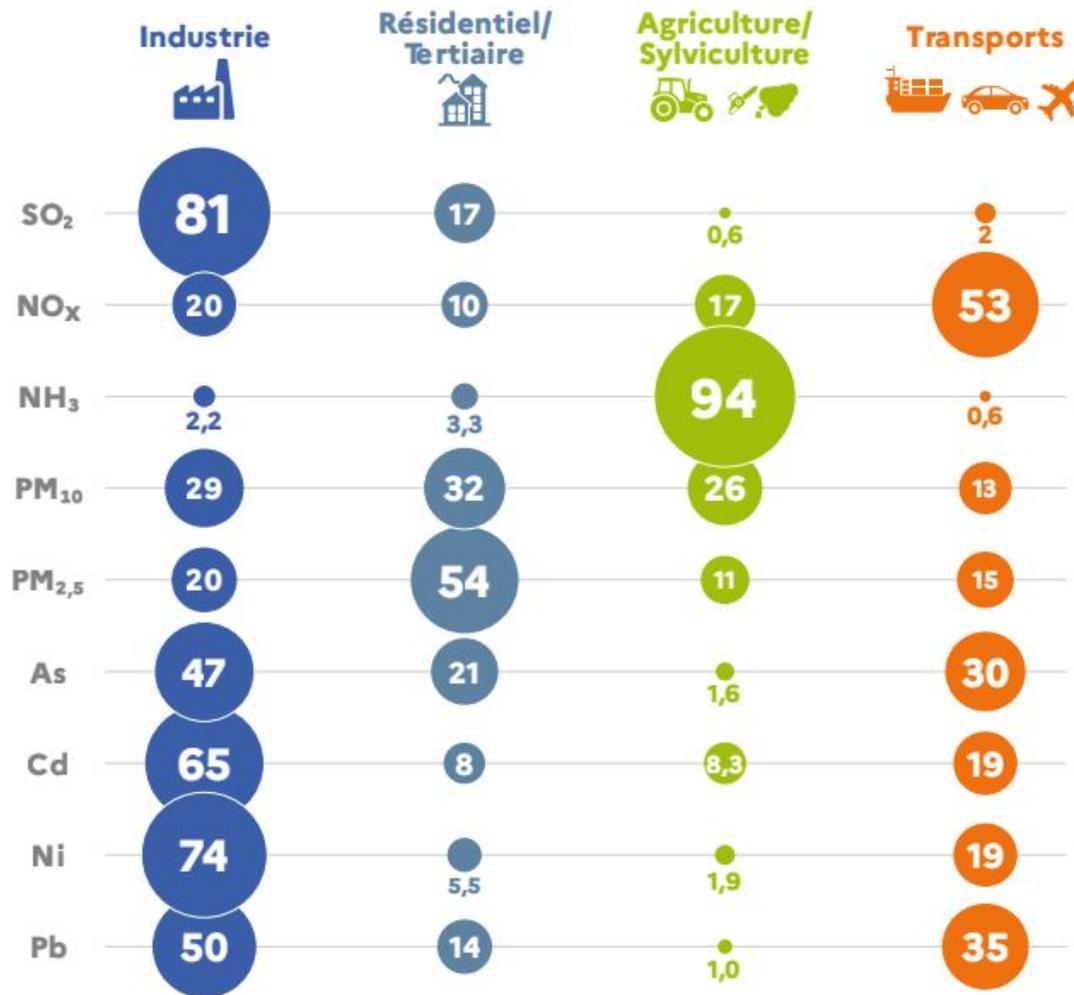


Figure 1.2 – Répartition par secteur des principaux polluants en 2020 (AUGUSTIN et al. 2021).



Figure 1.3 – Dispersion de polluants dans l'environnement proche des véhicules. (<https://www.canada.ca/fr/sante-canada.html>).

1.3 Les principaux polluants et les seuils d'exposition

Les polluants atmosphériques peuvent être classés selon divers critères : l'origine (primaires ou secondaires), la nature (gazeux ou particulaires), le lieu (intérieurs ou extérieurs), et aussi selon leur taille. La présence de ces polluants à des concentrations particulières induit une mauvaise qualité de l'air qui est un des principaux facteurs de risque environnemental sur la santé.

1.3.1 Polluants gazeux

Les principaux polluants gazeux qu'on respire sont les suivants : l'ozone (O_3), le monoxyde de carbone (CO), les oxydes de soufre (SO_x), et les oxydes d'azote (NO_x).

L'ozone, O_3

L'ozone est un gaz naturellement présent dans l'atmosphère. Il forme une couche dans la stratosphère située dès 12 km du sol protégeant ainsi la terre des rayons ultraviolets. Cependant, il peut se transformer en un polluant secondaire dans des couches basses près du sol (moins que 12 km) et causer par la suite des effets nuisibles sur la santé humaine et sur les êtres vivants (GRÜNHAGE et al. 2012 ; PLEIJEL et al. 2007 ; SNOW et al. 2018 ; J. ZHANG et al. 2019). L'exposition à court terme peut causer différents problèmes respiratoires tels que la diminution de la fonction ventilatoire, des lésions pulmonaires, des inflammations (ANSES 2021). Le seuil d'exposition recommandé par l'OMS (WHO 2021) est de $100 \mu\text{g m}^{-3}$ sur 8 heures (Tableau 1.2).

Le Tableau 1.2 présente les valeurs des seuils fournies par l'OMS (OMS 2006) et par l'article R221-1 du Code de l'Environnement communiqué par la Direction Générale de la Santé en Europe (Directive 2008/50/CE) (ANSES 2021).

Le monoxyde de carbone, CO

Le monoxyde de carbone est issu d'une combustion incomplète. Il peut se transformer en CO_2 qui est un des gaz à effet de serre. Le CO est un gaz des plus néfastes à la santé humaine. Il peut provoquer des maux de têtes, des vertiges, des nausées, des vomissements et la mort pour des expositions prolongées (800ppm pour une durée de deux à trois heures) (ABELSOHN et al. 2002).

Le dioxyde de soufre, SO_2

Le dioxyde de soufre, SO_2 est un polluant primaire émis initialement par l'industrie (81% des émissions, Figure 1.2) et qui se transforme en sulfate suite à des réactions chimiques. Il peut provoquer des irritations de la peau et des voies respiratoires (IWASAWA et al. 2008). L'exposition au SO_2 ne doit pas dépasser les $500 \mu\text{g m}^{-3}$ pendant 10 minutes (OMS 2006).

Les oxydes d'azote, NO_x

Les oxydes d'azote sont des polluants majoritairement émis par le secteur des transports soit 53% des émissions contre 20% des émissions de l'industrie et 17% des émissions de l'agriculture, Figure 1.2.

Le NO s'oxyde par réaction chimique lente avec l'oxygène ou rapide avec l'ozone pour produire le NO₂. Ce dernier est un gaz irritant et peut causer des effets respiratoires tels que la diminution de la fonction ventilatoire, des exacerbations de l'asthme pour des expositions à court terme (ANSES 2021). Ce dernier est 40 fois plus toxique que le monoxyde de carbone et 4 fois plus toxique que le monoxyde d'azote (ANSES 2021).

| Polluant | Seuil d'information/recommandation | Seuil d'alerte | Source |
|-----------------|--------------------------------------|----------------------------------|--------------|
| NO ₂ | 25 en moyenne journalière | 120 en moyenne annuelle | (WHO 2021) |
| | 120 en moyenne horaire (Max 18h/an) | 230-400 en moyenne horaire | (ANSES 2021) |
| SO ₂ | 40 en moyenne journalière | 125 en moyenne annuelle | - |
| | 300-350 en moyenne horaire Max 1j/an | 500 en moyenne horaire Max 3h | |
| O ₃ | 100 sur 8 heures | 240 sur 8 heures | (WHO 2021) |
| | 180 en moyenne horaire | 240 en moyenne horaire | (ANSES 2021) |

Tableau 1.2 – Valeurs des seuils d'information/recommandation et seuils d'alerte en $\mu\text{g m}^{-3}$ pour certains polluants gazeux.

1.3.2 Polluants particuliers

Les polluants particuliers ou aérosols, PM (Particulate Matter) sont formés d'un mélange de particules solides et/ou liquides en suspension dans l'air dont la vitesse de chute est faible. Ils peuvent rester longtemps dans l'air avant de se déposer sur le sol. Ils sont souvent classés selon leur diamètre aérodynamique. Nous distinguons les PM₁₀, les PM_{2,5} et les PM_{0,1}. La toxicité de ces particules est liée à leur minuscule taille qui les permettent d'être facilement inhalées par le système respiratoire et ainsi constituer une menace majeure pour la santé humaine. Néanmoins, les effets sanitaires dépendent de la taille des particules et de la durée d'exposition. Dans ce travail, nous allons nous intéresser aux polluants particuliers issus du trafic routier.

| Polluant | Seuil d'information/recommandation | Seuil d'alerte | Source |
|-------------------|-------------------------------------|-------------------------------|--------------|
| PM ₁₀ | 45 en moyenne journalière | 15 en moyenne annuelle | (WHO 2021) |
| | 50 en moyenne journalière | 80-100 en moyenne journalière | (ANSES 2021) |
| PM _{2,5} | 15 en moyenne journalière Max 3j/an | 5 en moyenne annuelle | (WHO 2021) |
| | 25 en moyenne journalière | 50 en moyenne journalière | (ANSES 2021) |

Tableau 1.3 – Valeurs des seuils d'information/recommandation et seuils d'alerte en $\mu\text{g m}^{-3}$ pour les polluants particuliers.

PM₁₀

Ce sont les particules grossières dont le diamètre aérodynamique moyen est inférieur à 10 μm , taille moyenne d'une cellule. Les PM₁₀ sont émises par des différents secteurs, soit 29% des émissions de l'industrie, 32% de résidentiel, 26% de l'agriculture et 13% du transport (Figure 1.2). La revue systématique de SACKS et al. (2011) montre que d'après des

études épidémiologiques, les maladies cardiovasculaires et respiratoires peuvent être aggravées lors de l'exposition au PM_{10} . Des études similaires (BRANIŠ et al. 2010 ; CASTILLEJOS et al. 2000 ; DOCKERY et al. 1992 ; MALLONE et al. 2011 ; SAMOLI et al. 2013) ont rapporté des liens entre les PM_{10} et la mortalité causée par des problèmes cardiovasculaire et respiratoires. Le seuil recommandé à ne pas dépasser est $50 \mu\text{g m}^3$ en moyenne journalière (ANSES 2021).

$PM_{2,5}$

Les particules $PM_{2,5}$ nommées aussi particules fines sont les particules ayant un diamètre moyen entre $0.1 \mu\text{m}$ et $2.5 \mu\text{m}$, notamment émis par le secteur résidentiel et tertiaire (54% des émissions). En 2020, le transport a contribué à hauteur de 15% des émissions suite au confinement, sachant qu'en 2017, le transport routier a contribué à hauteur de 21% des émissions de $PM_{2,5}$ (ARMELLE et al. 2019). Les $PM_{2,5}$ sont plus délétères sur la santé que les PM_{10} . La Figure 1.4 représente les différents effets des particules fines pour la santé. Les $PM_{2,5}$ exacerbent des maladies aux niveaux des poumons et du cœur comme l'inflammation systémique, le stress oxydatif, et les pathologies respiratoires. Elles peuvent aussi avoir des effets de troubles de reproduction et de croissance des poumons des enfants. Elles peuvent aussi avoir des impacts aux niveaux du sang et des systèmes vasculaires et nerveux comme la diminution de la saturation de l'oxygène, les instabilités des plaques et les maladies neurodégénératives (Figure 1.4 (STÉPHANIE 2022)). FUENTES et al. (2006) fournit une étude statistique de l'association entre les particules fines et la mortalité aux États-Unis. Ils ont découvert qu'une augmentation de $10 \mu\text{g m}^{-3}$ d'exposition mensuelle aux particules fines a fait croître le taux de mortalité de 6.6%. Sachant que, dans le même cadre statistique, le taux de mortalité lié à l'exposition aux particules grossières est augmenté de 3%. Cela indique que le risque de mortalité associé aux particules fines est deux fois plus élevé que celui associé aux particules grossières. Selon ANSES (2021), des études toxicologiques ont montré que l'exposition aux $PM_{2,5}$ à une concentration allant de 24 à $353 \mu\text{g m}^3$ pour une durée de 2 à 5 heures a été corrélée à une augmentation de la pression artérielle et une altération de la fonction cardiaque.

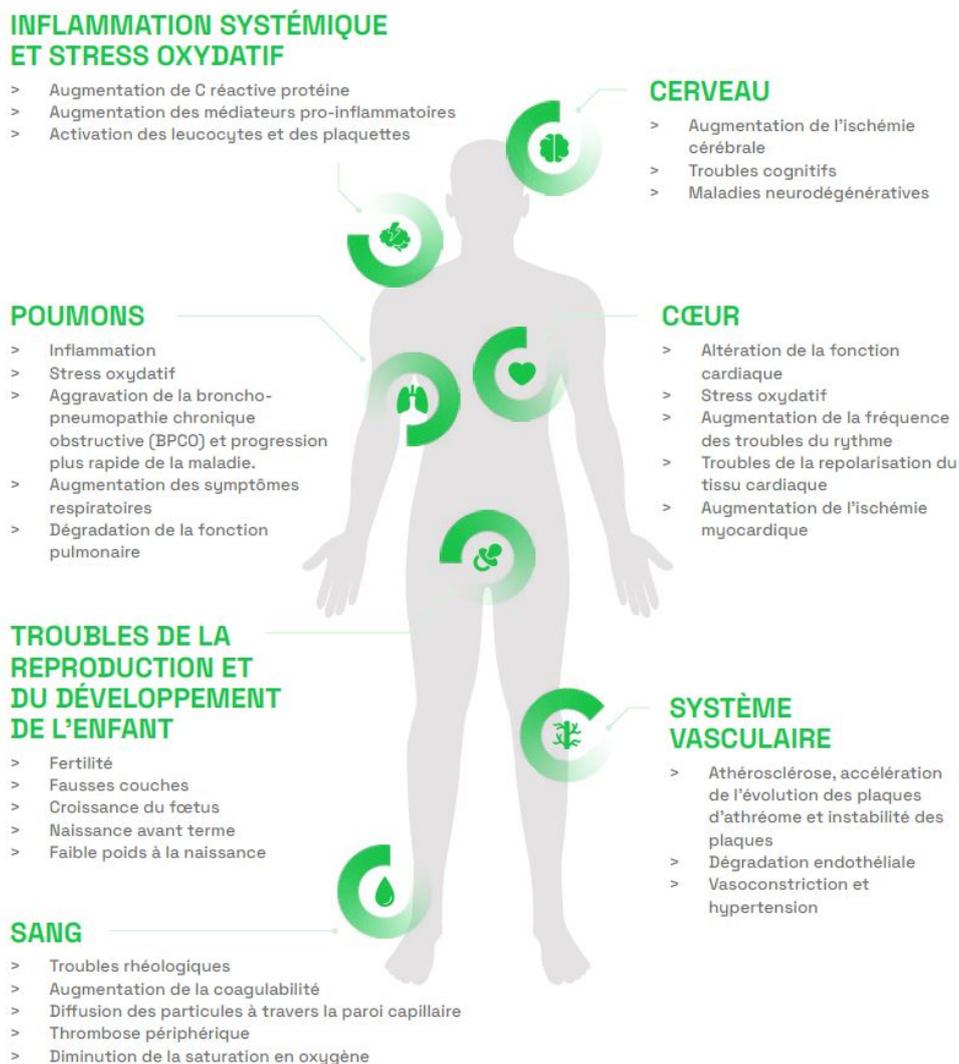


Figure 1.4 – Effets sanitaires de l'exposition aux particules fines (STÉPHANIE 2022).

En France, la question de la qualité de l'air est cruciale. À Paris et dans son agglomération également appelée " Métropole Grand Paris " (MGP), un rapport a été publié par Airparif pour l'année 2019 (AIRPARIF 2020). Les PM_{10} et $PM_{2,5}$ ont été particulièrement ciblées parmi d'autres polluants tels que le dioxyde d'azote, le benzène et l'ozone par exemple. Pour l'air extérieur, il existe des normes et des lignes directrices pour les environnements extérieurs en ce qui concerne les PM_{10} et les $PM_{2,5}$ (concentrations en masse par unité de volume). Le Tableau 1.4 résume les valeurs correspondantes.

Les principaux résultats du rapport soulignent que :

- Pour les PM_{10} : les normes françaises et celles de l'OMS sont souvent dépassées. Globalement, en 2019, la valeur limite journalière est respectée (situation de fond). D'une part, entre 2018 et 2019, le nombre de jours de dépassement est passé de 2 à 10. Par ailleurs, à proximité du trafic routier, la valeur limite journalière a été dépassée pendant 18 à 67 jours selon la zone sélectionnée au sein du MGP alors que la valeur limite annuelle a été dépassée principalement à proximité des routes. D'autre part, une tendance à la baisse est observée pour les niveaux de PM_{10} entre 2000 et 2019, allant de -25% à -42%, ce qui est corrélé à la diminution (-56%) des émissions de PM_{10} entre 2005 et 2017. Entre 2009 et 2019, les PM_{10} diminuent de

| | PM ₁₀ | PM _{2,5} |
|---------------------------|------------------|-------------------|
| Valeur limite annuelle | 40 ¹ | 25 ¹ |
| Valeur limite journalière | 50 ² | 20 ¹ |
| Objectif | 30 ¹ | 10 ¹ |
| Recommandations de l'OMS | 50 ³ | 25 ³ |
| | 20 ¹ | 10 ¹ |

¹ Moyenne annuelle

² Moyenne journalière, ne doit pas être dépassée plus de 35 jours/an

³ Moyenne journalière, ne doit pas être dépassée plus de 3 jours/an

Tableau 1.4 – Normes françaises et de l'OMS en µg/m³ pour les PM₁₀ et les PM_{2,5}.

35% loin du trafic ;

- Pour les PM_{2,5} : les données indiquent que les normes françaises ne sont pas dépassées contrairement aux normes de l'OMS. L'objectif de "qualité" n'a pas été atteint non plus. Comme pour les PM₁₀, les niveaux de PM_{2,5} tendent à diminuer de -40% à -50% entre 2009 et 2019. Ceci est en accord avec la diminution des émissions de PM_{2,5} liées aux systèmes de transport et due au développement de nouvelles technologies de moteurs.

PM_{0,1}, PUF

Les particules PM_{0,1} nommées aussi particules ultrafines 'PUF' ou nanoparticules sont les particules ayant un diamètre aérodynamique moyen inférieur à 0.1 µm, taille moyenne d'un virus ou d'une molécule d'ADN.

En raison de leur minuscule taille, les PUF présentent une large surface d'interface avec l'environnement en augmentant leur réactivité (MOLLER et al. 2008). Les nanoparticules peuvent accéder facilement aux poumons, pénétrer profondément dans le système respiratoire, traverser les alvéoles pour atteindre la circulation sanguine et donc accéder aux organes (MILLER et al. 2017) (Figure 1.5). La toxicité des nanoparticules s'établit sur leur capacité à rester longtemps dans les poumons plus que les fines particules (Günter OBERDÖRSTER et al. 1994 ; YACOBI et al. 2010). Néanmoins, leur propension à se répandre très largement et l'absorption des matériels (métaux lourds tel que le plomb, agents cancérigènes tels que les hydrocarbures aromatiques polycycliques), suite à des réactions chimiques rendent ses impacts sanitaires plus néfastes (VAN NIEL et al. 2018 ; ZHOU et al. 2015). En outre, les caractéristiques physiques des matières absorbées jouent un rôle dans le degré de dangerosité des PUF. En effet, selon des investigations par YACOBI et al. (2010), les nanoparticules chargées positivement risquent de pénétrer les cellules de 20 à 40 fois plus que celles chargées négativement.

Les impacts sanitaires des PUF sont divers et inévitables surtout dans les grandes zones urbaines. Elles peuvent provoquer des inflammations et des affections cardiovasculaires et respiratoires en déclenchant une cascade des problèmes sanitaires (BURNETT et al. 2018 ; Dean E SCHRAUFNAGEL et al. 2019a ; Dean E. SCHRAUFNAGEL et al. 2019b). Les PUF favorisent le dysfonctionnement endothélial et l'athérosclérose et causent une variabilité accrue de la fréquence cardiaque (SAMET et al. 2009 ; Dean E SCHRAUFNAGEL et al. 2019a). Les effets des PUF ne se limitent pas aux maladies respiratoires et cardiovas-

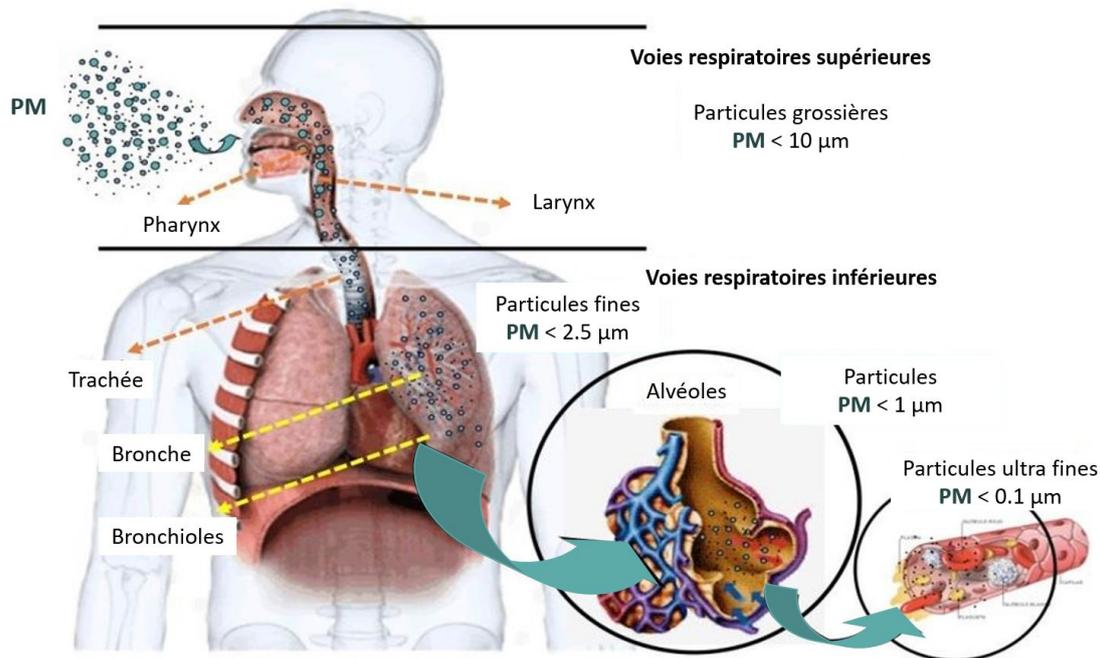


Figure 1.5 – Dépôt des particules dans l'appareil respiratoire en fonction de leur taille (<https://www.intechopen.com>).

culaires, mais aussi atteignent le système nerveux. D'après Günter OBERDÖRSTER et al. (1994), l'exposition des animaux aux $PM_{0,1}$ favorisent la translocation des particules ultra-fines solides de la muqueuse olfactive vers le bulbe olfactif. Cette translocation neuronale peut permettre aux particules d'accéder au système nerveux central en contournant la barrière hémato-encéphalique chez l'homme (TIAN et al. 2019). En plus, les nanoparticules n'affectent pas seulement les tissus neuronaux mais aussi le fonctionnement autonome du cerveau (HEUSSER et al. 2019). Les enfants, les personnes âgées, les femmes enceintes et les personnes atteintes du diabète sont les plus vulnérables aux effets sanitaires de la pollution de l'air (RENZI et al. 2018 ; Dean E SCHRAUFNAGEL et al. 2019a ; WILHELM et al. 2012). Dernier aspect mais pas des moindres, les particules ultrafines sont mutagènes et tumorigènes (S. KUMAR et al. 2013 ; STANTON et al. 1981). Malgré les inquiétudes sanitaires associées aux PUF, il n'existe pas à l'heure actuelle des réglementations concernant l'exposition aux PUF, parce que ces derniers sont difficiles à être caractérisées sur le plan massique. En effet, les PUF ont une faible masse mais elles représentent 80% du nombre des particules fines. C'est pourquoi, afin d'étudier l'exposition aux PUF, il est recommandé de caractériser leur concentration en nombre. À titre d'exemple, Airparif ont installé en automne 2019 une station avec nouvelles technologies de mesures (SMPS par exemple) pour la surveillance des PUF.

1.4 Caractérisation physico-chimique des aérosols

Dans cette section, nous allons tout d'abord nous intéresser aux mécanismes de formation des aérosols. Ensuite nous allons nous intéresser à la distribution en taille des particules issues des pots des échappements et aux différents modes de transport associés.

La conversion des gaz atmosphériques en aérosols (secondaires) s'effectue par des réactions chimiques entre les substances. Trois principaux processus rentrent en jeu : la

nucléation, l'évolution de croissance et le dépôt.

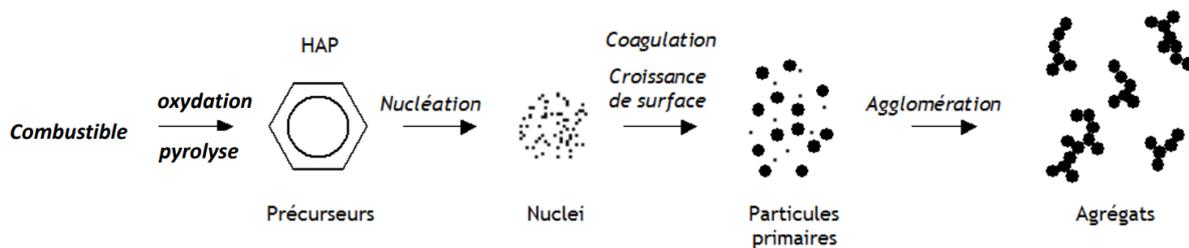


Figure 1.6 – Schéma du processus de formation d'un aérosol (MELONI et PALMA 2020).

La Figure 1.6 représente un schéma du processus de formation d'un aérosol. La première étape de formation d'une particule d'aérosol se fait par la formation en phase gazeuse des précurseurs HAP (hydrocarbures aromatiques cycliques) comme l'acétylène C_2H_2 .

1. La nucléation, comme l'indique son nom, permet la naissance des particules embryons solides appelées nucléi à partir des espèces gazeuses (HAP), voir Figure 1.6. Elle est responsable de la production des particules ultrafines dans les milieux urbains (BRINES et al. 2015). La formation des embryons peut avoir lieu lorsque la pression de vapeur partielle du gaz dépasse la pression de vapeur saturante. Deux formes de nucléation peuvent ensuite exister : la nucléation homogène dont les noyaux sont composés d'un mélange de vapeur et ont un diamètre autour de 1.5 - 2 nm (KULMALA et al. 2004). Elle résulte fréquemment d'une dilution rapide de l'air proche des sources de pollutions. La deuxième forme est la nucléation hétérogène pendant laquelle les noyaux sont formés à partir d'une substance ionique ou solide (WILEMSKI 1984). Bien que les embryons ont généralement une durée de vie très courte, certains d'entre eux sont capables d'atteindre une taille cruciale et d'être énergétiquement stables afin de poursuivre leur processus d'évolution (SALMA et al. 2011).
2. La croissance dans laquelle les embryons évoluent selon différents modes tels que le mode Aitken, l'accumulation, et le mode grossier. Le mode Aitken fait référence au nom de la personne qui a souligné l'importance de cette phase d'évolution des particules. Dans ce mode, les particules sont formées par l'un des mécanismes suivants : la coagulation, la coalescence (condensation) et l'évaporation et ont des diamètres entre 10 nm et 100 nm d'après BUSECK et ADACHI (2008). La coagulation est la collision de deux particules d'aérosols entre elles, alors que la coalescence est la réunion des particules par condensation. Toutefois, des suies peuvent être produites suite à une coagulation ou une évaporation pendant lesquelles, le nombre des particules diminue (P. KUMAR et al. 2011). Enfin, les particules issues du mode Aitken peuvent s'accumuler par agglomération en formant des agrégats de suies de diamètre aérodynamique supérieur à 100 nm (MASCLET et CACHIER 1998). Le mode grossier correspond aux particules de diamètre aérodynamique de 1000 nm (BUSECK et ADACHI 2008). Cependant, la forme réelle des agrégats de suies de carbone formées n'est pas sphérique. Un exemple de forme d'une suie de carbone issue d'échappement est montrée dans la Figure 1.7.

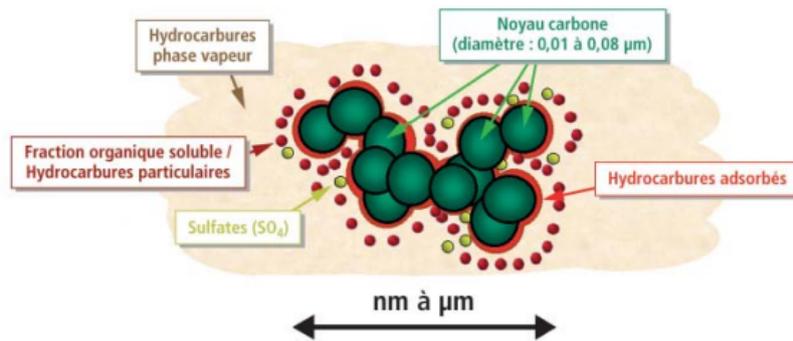


Figure 1.7 – Structure élémentaire d'une particule de combustion automobile (STÉPHANE et GABRIEL 2005).

3. Le dépôt : Les particules sont ensuite émises sèches ou humides (BEJI 2020). Les particules sèches peuvent attaquer, par diffusion brownienne ou par sédimentation gravitationnelle, des surfaces solides sur lesquelles elles restent attachées. Alors que les particules humides peuvent s'intégrer et s'accumuler dans des gouttelettes d'eau.

1.4.1 Distribution granulométrique des suies issues des gaz d'échappements

Les particules d'échappement issues des véhicules routiers dépendent initialement du type de moteur du véhicule comme par exemple les moteurs diesel, à essence et à biocarburant.

Généralement, les particules issues des moteurs diesel sont formées de matière solide de forme non sphérique. En effet, la difficulté de la modélisation des particules d'échappements suite à leur dynamique particulière explique la rareté de ces études. Nous montrons dans la section 1.4.1 les trois principaux diamètres caractéristiques qui permettent par la suite la caractérisation de leur dynamique. Une illustration typique de la distribution granulométrique de ces particules est montrée dans la Figure 1.8. Les trois pics représentent respectivement les pics des particules en mode de nucléation, des particules en mode d'accumulation (surtout les particules de suies) et des particules en mode grossier.

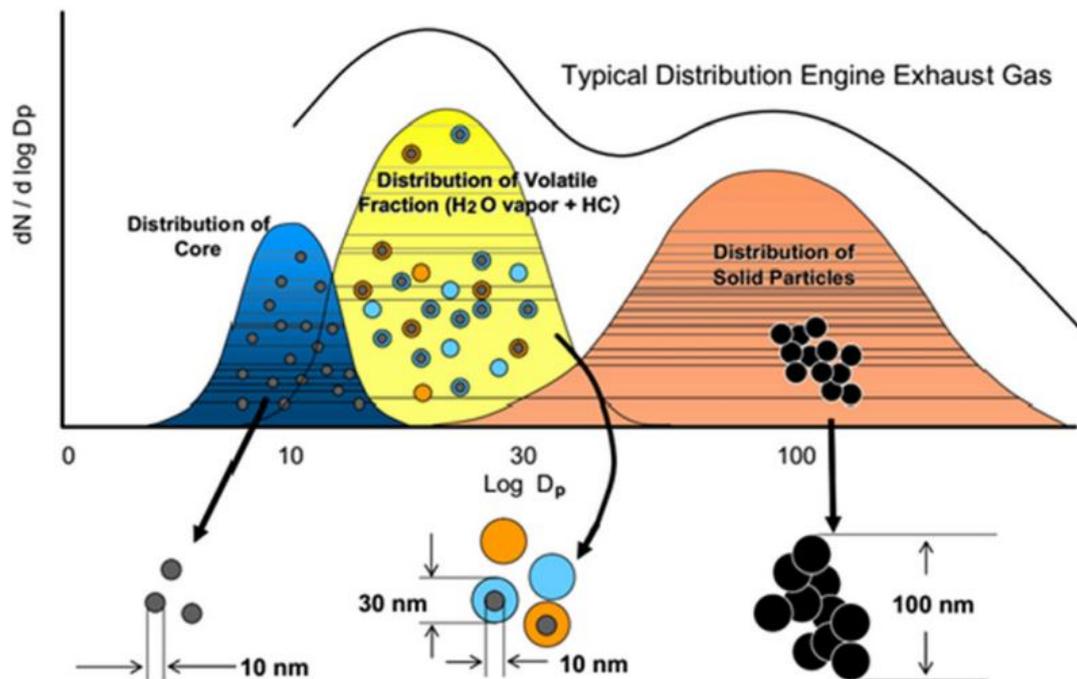


Figure 1.8 – Distribution granulométrique des particules issues des moteurs diesel (RANA et al. (2022)).

Parmi les différentes densités de probabilité de reconstruction d'une granulométrie à partir du diamètre géométrique, la distribution log-normale en nombre de particules est souvent rencontrée dans la littérature et est exprimée de la manière suivante (SHI et ROY M HARRISON 1999) :

$$\frac{dN_p}{d \log d_g} = \frac{N_p}{\sqrt{2\pi} \log \sigma} \exp \left[-\frac{(\log d_g - \log \bar{d}_g)^2}{2(\log \sigma)^2} \right]. \quad (1.1)$$

où :

- N_p : le nombre total de particules en chaque mode,
- d_p : le diamètre géométrique de la particule,
- σ : l'écart-type de la distribution de la taille du nombre de particules pour chaque mode.

En raison de la forme non sphérique des particules de suies de carbone issues des échappements (Figure 1.7), nous allons choisir un diamètre équivalent qui va nous servir dans la suite du manuscrit. Nous avons besoin tout d'abord de caractériser la continuité du milieu dans lequel la particule évolue.

Nombre de Knudsen

Le nombre de Knudsen peut répondre à ce besoin. C'est un nombre adimensionnel qui permet la caractérisation du milieu gazeux environnant la particule. Il est défini par :

$$K_n = \frac{2\lambda}{d_p}, \quad (1.2)$$

avec d_p : le diamètre équivalent de la particule et λ : le libre parcours moyen des molécules du gaz porteur.

Dans des conditions ambiantes de température $\theta_0 = 293\text{ K}$ et de pression $P_0 = 101\text{ kPa}$, λ_0 vaut 66.5 nm (MARPLE et WILLEKE 1976). Ce dernier peut varier en fonction de la température et de la pression et sa correction se traduit par la formule suivante (MARPLE et WILLEKE 1976) :

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{P_0}{P} \right) \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right) \frac{\left(1 + \frac{P_0}{\theta_0} \right)}{\left(1 + \frac{P_0}{\theta} \right)}, \quad (1.3)$$

avec θ et P sont respectivement la température et la pression des molécules du gaz environnant la particule.

La Figure 1.9 représente l'évolution du nombre de Knudsen en fonction du diamètre de particule.

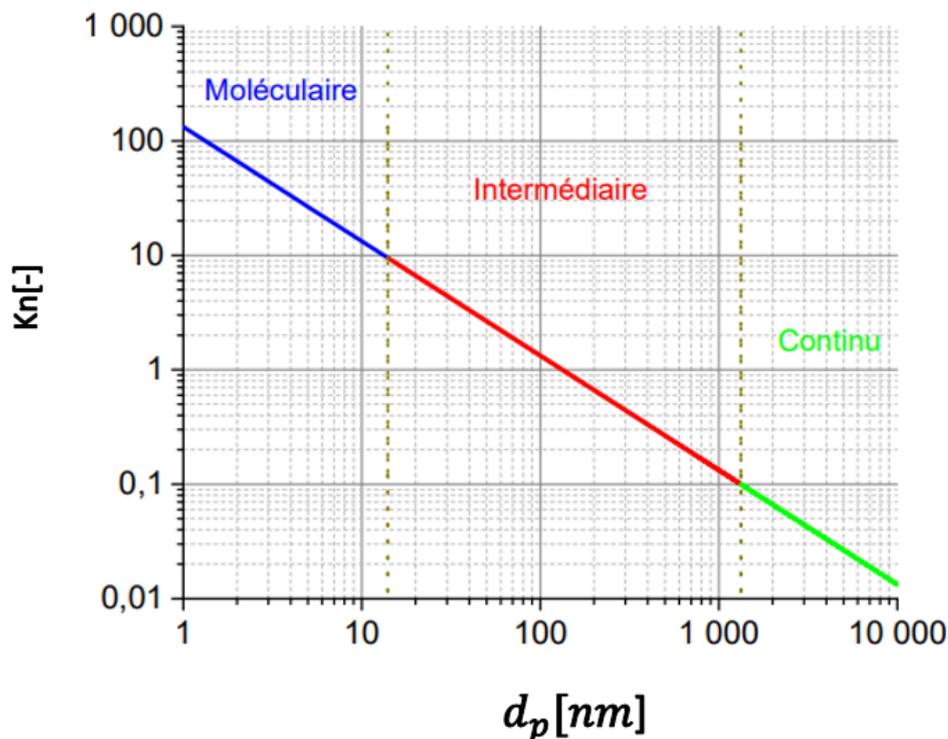


Figure 1.9 – Évolution du nombre de Knudsen en fonction du diamètre des particules (NUVOLI 2021).

Nous pouvons distinguer d'après la courbe de la Figure 1.9 trois cas qui décrivent la continuité du milieu environnant les particules :

- Milieu 'continu', correspondant à un nombre de Knudsen strictement inférieur à 1 ($K_n \ll 1$). Dans ce milieu, les dimensions d'une particule sont largement supérieures à la distance moyenne parcourue par une molécule du gaz porteur entre deux collisions. Ce comportement est souvent décrit par l'aérodynamique, comme les poudres et les particules produites par des interactions mécaniques (érosion, ablation).
- Milieu 'moléculaire', correspondant à un nombre de Knudsen largement supérieur à 1 ($K_n \gg 1$). Ce milieu correspond à des dimensions de particules qui sont de l'ordre nanométrique ($< 0.1\ \mu\text{m}$) et sont susceptibles de réagir par des collisions avec les molécules du gaz porteur et se déplacent aléatoirement suite à des chocs.

On trouve par exemple ce comportement dans la formation des embryons par nucléation de vapeur.

- Milieu 'intermédiaire', $K_n \sim 1$: nommé aussi milieu de 'transition'. Dans ce domaine, les particules sont considérées de même ordre que la distance de collisions des molécules du gaz porteur. Les forces de frottement sur la particule sont faibles grâce aux discontinuités interfaciales qui induisent un glissement de l'écoulement à la surface des particules.

Dans notre application, les particules émises par le générateur utilisé ont des diamètres compris entre 10 nm et 10^4 nm et sont générées dans des conditions de température et de pression ambiantes ($\theta = \theta_0$, et $P = P_0$). Cela induit un nombre de Knudsen compris entre ~ 0.13 et ~ 133 . Ainsi, ce n'est pas possible de considérer le milieu comme continu ou moléculaire, il est plutôt de nature intermédiaire. Dans le but de transposer les lois applicables en régime continu, on fait intervenir le coefficient de correction de Cunningham. Ce coefficient est un facteur de correction de la force de traînée appliquée sur une particule dans un milieu intermédiaire. Il est déterminé par des relations empiriques et ce la forme suivante (MILLIKAN 1923) :

$$Cu = 1 + K_n \left(a + b \exp \left(-\frac{c}{K_n} \right) \right), \quad (1.4)$$

avec a, b et c des constantes qui sont déterminées expérimentalement. On trouve dans la littérature celles proposées par MILLIKAN (1923), RADER (1990) et DAVIES (1945), etc. Selon DAVIES (1945), $a = 1.257$, $b=0.4$ et $c = 1.1$. Pour des particules ayant un diamètre compris entre 1 nm et 10^3 nm, le coefficient de Cunningham peut avoir des valeurs comprises entre ~ 1 et $\sim 3 \times 10^2$.

Les principaux diamètres équivalents

Nous distinguons quatre principaux diamètres caractéristiques équivalents à partir desquels le comportement d'un aérosol de forme complexe peut être décrit.

- Le diamètre équivalent en volume, d_v : correspond au diamètre d'une sphère ayant la même masse m et la même masse volumique ρ_v que la particule considérée (OUF 2006) (Équation 1.5).

$$d_v = \left(\frac{6}{\pi} v \right)^{1/3} \quad (1.5)$$

avec v est le volume de la particule considérée tel que $\rho_v = \frac{m}{v}$.

- Le diamètre de Stokes, d_s : correspond au diamètre d'une sphère ayant la même vitesse de sédimentation V_s et la même masse volumique de la particule considérée. La vitesse de sédimentation est la vitesse à laquelle une particule coule ou se dépose dans un mélange homogène. La formule la plus connue de la vitesse de sédimentation d'une particule est :

$$V_s = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{d_v (\rho_p - \rho_f) g}{C_X \rho_f}} C_u, \quad (1.6)$$

où ρ_p et ρ_f représentent les masses volumiques de la particule et du fluide qui entoure la particule respectivement, C_X est la force de traînée de la particule et g est l'accélération de pesanteur. Pour un aérosol, ensemble de particules en

suspension dans l'air, ρ_p est largement supérieur à ρ_f , d'où la formule devient :

$$V_s = \sqrt{\frac{4 d_v \rho_p g}{3 C_X \rho_f}} C_u. \quad (1.7)$$

Pour le cas présent, les particules sont nanométriques et le nombre de Reynolds d'une particule, défini dans l'Equation 1.8, est toujours inférieur à 0.1.

$$Re_p = \frac{\rho_f V_r d_v}{\mu_f}, \quad (1.8)$$

avec V_r la vitesse relative de la particule / au fluide et μ_f la viscosité dynamique du fluide. Nous nous trouvons donc dans un régime de Stokes et le coefficient de traînée est déterminé de la manière suivante :

$$C_X = \frac{24}{Re_p}. \quad (1.9)$$

En combinant les Équations 1.7 et 1.9, la formule de V_s en régime de Stokes s'écrit sous la forme suivante :

$$V_s = \frac{\rho_p d_v^2 C_u(d_v) g}{18 \mu_f \chi}, \quad (1.10)$$

où χ est le facteur de forme qui désigne une mesure des particules ayant une forme irrégulière. Dans le cas où les particules sont de forme sphérique $\chi = 1$, V_s en fonction de diamètre de Stokes devient :

$$V_s = \frac{\rho_p d_s^2 C_u(d_s) g}{18 \mu_f}. \quad (1.11)$$

Par égalité des Équations 1.10 et 1.11, la relation entre le diamètre de Stokes et le diamètre équivalent en volume s'écrit :

$$d_s = d_v \left(\frac{C_u(d_v)}{C_u(d_s) \chi} \right)^{(1/2)}. \quad (1.12)$$

- Le diamètre aérodynamique, d_a : correspond au diamètre d'une sphère ayant la même vitesse de sédimentation que la particule considérée ayant une masse volumique de 1 kg m^{-3} . Par la même démarche appliquée dans le calcul du diamètre de Stokes, la relation entre le diamètre aérodynamique et le diamètre équivalent en volume est défini par :

$$d_a = d_v \left(\frac{C_u(d_v)}{C_u(d_a) \chi} \right)^{(1/2)}. \quad (1.13)$$

- Le diamètre de mobilité électrique : représente le diamètre d'une sphère portant la même charge électrique élémentaire et la même mobilité électrique. Nous pouvons aussi le relier au diamètre équivalent en volume et nous obtenons la relation suivante :

$$d_{me} = d_v \left(\frac{C_u(d_v)}{C_u(d_{me}) \chi} \right)^{(1/2)}. \quad (1.14)$$

Ce diamètre caractéristique est généralement utilisé en métrologie des aérosols.

À titre d'exemple, le Tableau 1.5 représente les différentes valeurs des diamètres équivalents d'un agrégat constitué de 2 monomères de 50 nm ayant chacun une masse volumique de $4 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$.

| Diamètre équivalent | Valeur [nm] |
|---------------------|-------------|
| En volume | 63 |
| Stokes | 54 |
| Aérodynamique | 161 |
| Mobilité électrique | 70 |

Tableau 1.5 – Diamètres équivalents d'un agrégat constitué de 2 monomères de 50 nm ayant chacun une masse volumique de $4 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ (GUICHARD 2013).

D'après le Tableau 1.5, on remarque que les valeurs des diamètres équivalents ne sont pas égales. Pour cela, afin de représenter une telle distribution des particules, le choix du diamètre équivalent doit être précis. Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés aux polluants particulaires PM. Ces derniers sont souvent évoqués par la définition du diamètre aérodynamique (ABDUL-KHALEK et al. 1998 ; HOFMAN et al. 2016 ; MORAWSKA et al. 2008).

1.4.2 Différents modes de transport de particules

Dans l'atmosphère, les nanoparticules peuvent être transportées ou déplacées sous l'action de la diffusion moléculaire (mouvement Brownien), de la gravitation (sédimentation), de l'effet d'un champ température ou d'un champ électrique.

Diffusion moléculaire

La diffusion moléculaire ou brownienne est une conséquence d'un mouvement aléatoire qui résulte d'une agitation intense des molécules du gaz environnant la particule. En effet, ce mouvement irrégulier est représenté par une succession de trajectoires rectilignes comme le montre la Figure 1.10. La loi de Fick (Équation 1.15) traduit la diffusion brownienne par un déplacement des particules des régions les plus concentrées vers les régions les moins concentrées (HINDS 1999). En d'autres termes, la diffusion permet l'homogénéisation du milieu tel que

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_B \left(\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 C}{\partial^2 x_i} \right), \quad (1.15)$$

où C est la concentration des particules, D_B est le coefficient de diffusion brownienne. D'après l'Équation d'Einstein, D_B est tel que

$$D_B = \frac{\kappa_b \theta_a}{\zeta}, \quad (1.16)$$

où κ_b est la constante de Boltzmann et vaut $1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}$, θ_a est la température absolue et ζ est le coefficient de friction.

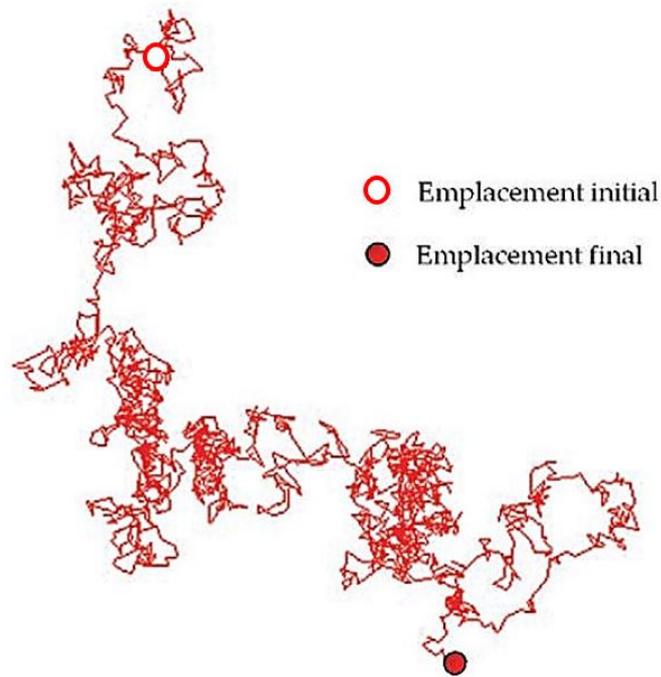


Figure 1.10 – Exemple de déplacement aléatoire d'une nanoparticule sphérique suite à une diffusion brownienne (GUICHARD 2013).

Pour une particule sphérique le coefficient de friction et celui de la diffusion moléculaire sont exprimés respectivement par les Équations 1.17 et 1.18 (GUICHARD 2013).

$$\zeta = \frac{3\pi\mu_f d_p}{Cu(d_p)} \quad (1.17)$$

$$D_B = \frac{k\theta_a Cu(d_p)}{3\pi\mu_f d_p}. \quad (1.18)$$

Pour une telle particule, le déplacement quadratique moyen lié à un mouvement Brownien dans un temps t est donné par la relation $((2dD_B t)^{1/2})$, avec d est la dimension de l'espace ($d = 1, 2$ ou 3) (HINDS 1999). À titre d'illustration, le Tableau 1.6 fournit quelques valeurs du coefficient de la diffusion brownienne et du déplacement quadratique moyen en 1D ($d = 1$) en fonction du diamètre d'une particule sphérique dans l'air soumises à des conditions de température et de pression ambiantes.

| d_p [nm] | D_B [$m^2.s^{-1}$] | Déplacement quadratique moyen [m] en 1s |
|------------|------------------------|---|
| 1 | 5.14×10^{-6} | 3.20×10^{-3} |
| 10 | 5.24×10^{-8} | 3.24×10^{-4} |
| 100 | 6.75×10^{-10} | 3.67×10^{-5} |
| 1000 | 2.77×10^{-11} | 7.44×10^{-5} |

Tableau 1.6 – Coefficient de diffusion brownienne et du déplacement quadratique moyen.

Nous pouvons constater de l'Équation 1.18 que le déplacement d'une particule par diffusion brownienne se renforce au fur et à mesure que la température augmente. L'intensité de la diffusion augmente aussi lorsque la particule est de petite taille. En effet, on

remarque d'après le Tableau 1.6 que le déplacement effectué par la particule sphérique ayant le diamètre le plus faible est le plus important.

Gravitation ou sédimentation

Le mouvement de gravitation est comme son nom l'indique dû à l'action de la pesanteur sur la particule. Ce mouvement est principalement observé lorsque le gaz porteur est de milieu continu, i.e. $K_n \ll 1$. Dans ce milieu, le gaz exerce uniquement la force de traînée (F_X) qui s'oppose au sens de déplacement de la particule. F_X s'exprime par

$$F_X = 3\pi d_p \mu_f V_s. \quad (1.19)$$

À partir l'Équation 1.11, le Tableau 1.7 fournit quelques exemples de vitesse de sédimentation pour différents diamètres de particules sphériques de densité $d = 2.23$ dans de l'air aux conditions normales de température et de pression.

| d_p [nm] | V_s [m/s] |
|------------|----------------------|
| 10 | 6.7×10^{-8} |
| 100 | 8.6×10^{-7} |
| 1000 | 3.5×10^{-5} |

Tableau 1.7 – Ordres de grandeurs de la vitesse de sédimentation d'une particule sphérique ayant un diamètre d_p en suspension dans l'air dont $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$.

Nous remarquons que la vitesse de sédimentation augmente avec la taille de particules. Cependant, ces valeurs de vitesses sont extrêmement faibles.

Action d'un gradient de température, 'thermophorèse'

La thermophorèse correspond au mouvement de propagation des particules sous l'effet d'un gradient de température. Les particules se propagent du milieu ayant la température la plus élevée vers le milieu de température la plus basse (Figure 1.11). Ce phénomène est souvent associé à la convection naturelle du fluide qui correspond également à un mouvement causé par l'effet d'un gradient de température.

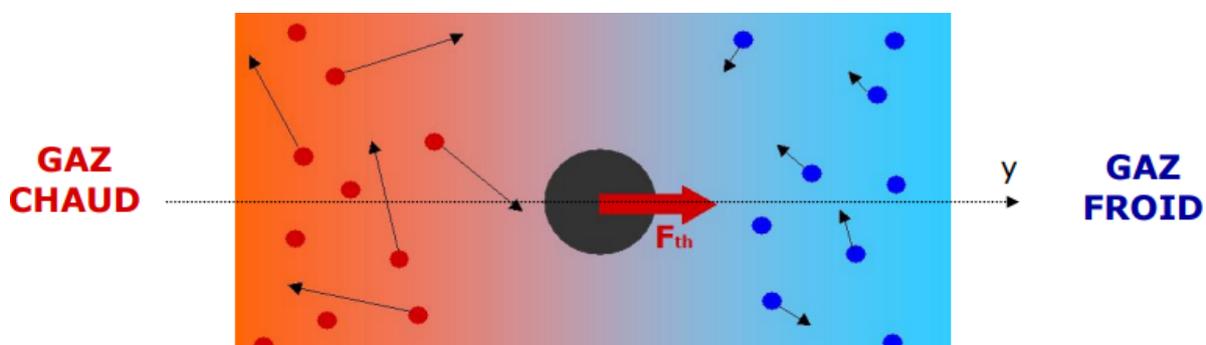


Figure 1.11 – Action d'un gradient de température sur une particule.

Dans le cas de notre étude, nous ne sommes pas en mesure de générer des particules chaudes comme celles issues d'une combustion. Pour cette raison, ce phénomène ne sera

pas pris en compte. Cependant, pour des applications telles les aérosols chauffés ou ceux issus de réacteurs nucléaires (MCNAB 1972), la thermophorèse est un mécanisme essentiel. Dans la littérature, nous trouvons deux expressions de la vitesse de thermophorèse (GUICHARD 2013) :

1. Dans un milieu continu ($K_n \ll 1$)

$$V_T = -\frac{\mu_f C u(d_p) H_\theta}{2\rho_f \theta} \nabla \theta, \quad (1.20)$$

où H_θ est un facteur tenant compte de la différence de la température entre le centre et la surface de la particule (GUICHARD 2013) et $\nabla \theta$ est le gradient de la température.

2. Dans un milieu moléculaire ($K_n \gg 1$)

$$V_T = -0.55 \frac{\mu_f}{\rho_f \theta} \nabla \theta. \quad (1.21)$$

On constate bien que le déplacement des particules se déroule dans le sens opposé du gradient de température.

Action d'un champ électrique, 'électrophorèse'

Ce mouvement est associé à la migration d'une particule chargée électriquement sous l'action d'un champ électrique (D'ORLYÉ 2008). Ce mécanisme aura lieu une fois les particules sont chargées. Nous observons dans la Figure 1.12 la migration des particules chargées positivement vers l'électrode ayant la charge négative.

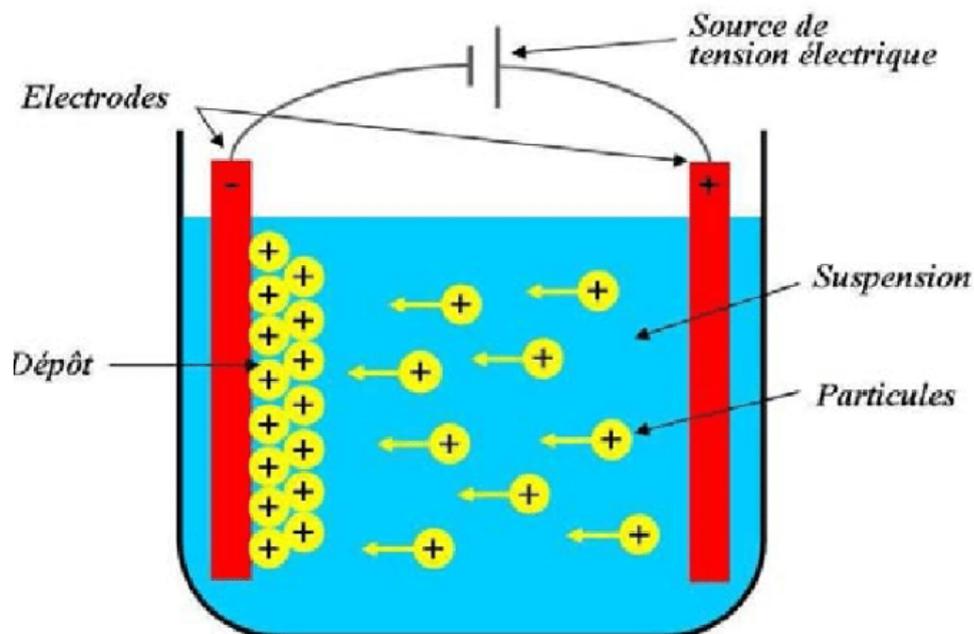


Figure 1.12 – Schéma du dépôt des particules par électrophorèse (DEMNATI (2011)).

WIEDENSOHLER (1988) montre qu'un aérosol est composé de nanoparticules électriquement neutres. De ce fait, les mouvements des aérosols dus à l'action d'un champ électrique sont faibles.

Les particules générées dans nos mesures ont des diamètres inférieurs à 10^2 nm. D'après GUICHARD (2013), les vitesses de déplacement des particules ayant un diamètre $5 \text{ nm} < d_p < 10^3 \text{ nm}$ sont négligeables. Par conséquent, ce phénomène ne sera pas pris en compte.

Advection

Le mouvement par advection naturelle résulte essentiellement d'une instabilité gravitationnelle à l'intérieur d'un système déformable. L'instabilité est généralement due comme évoqué précédemment aux effets d'un champ de température ou encore grâce à des systèmes de ventilation (GUICHARD 2013). Le temps de relaxation qui est défini par l'Équation 1.22 permet d'identifier la capacité de la particule à suivre l'écoulement du fluide. En effet, le temps de relaxation est le temps que prend la particule pour suivre la vitesse de l'écoulement environnant (U_∞).

$$\tau = \frac{d_p^2(\rho_p - \rho_f)}{18\mu}. \quad (1.22)$$

Dans cette étude, nous nous intéressons à la dispersion de particules en aval d'un véhicule. Parmi les facteurs qui influencent le mouvement de particules figure le nombre de Stokes (S. HUANG et al. 2009; L. LIU et al. 2004). Le nombre de Stokes (S_{tk}) est un nombre sans dimension qui sert à évaluer les interactions entre la force de dissipation visqueuse et la force inertielle. Il représente le rapport entre le temps de relaxation de la particule et le temps caractéristique de l'écoulement de fluide (Voir Équation 1.23).

$$S_{tk} = \rho_p \frac{U_\infty}{R}, \quad (1.23)$$

R est une distance caractéristique telle que le rayon d'un agglomérat de particules. Par rapport à notre étude, S_{tk} est donné plus tard par l'Équation 3.3. La Figure 1.13 représente l'évolution du nombre de Stokes en fonction de diamètre de particules pour 4 vitesses d'écoulement.

Selon le nombre de Stokes, nous pouvons identifier deux cas :

- Pour $S_{tk} \gg 1$, ceci signifie que le temps de relaxation est supérieur au temps caractéristique de l'écoulement. Le mouvement de la particule est fortement inertiel. En d'autres termes, les particules ont besoin de beaucoup de temps pour s'adapter à une fluctuation de vitesse de l'écoulement de fluide.
- Pour $S_{tk} \ll 1$, le temps de relaxation est faible et les particules s'adaptent rapidement aux fluctuations du mouvement du fluide. Ce comportement dernier est vu essentiellement par les nanopoudres dans l'air.

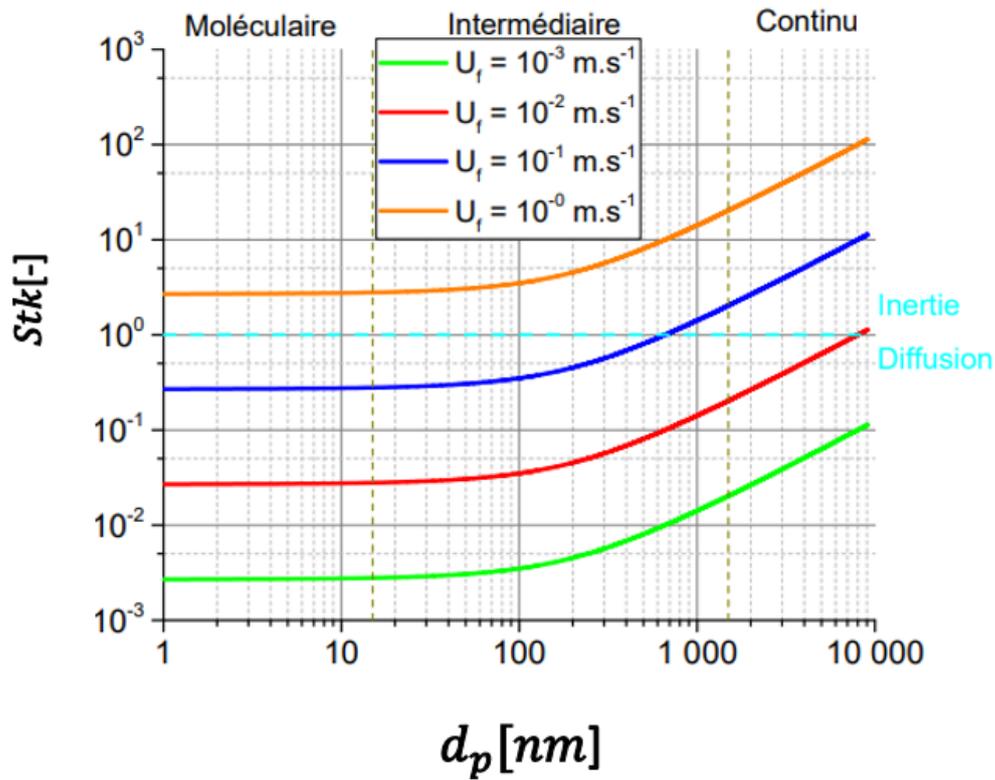


Figure 1.13 – Évolution du nombre de Stokes en fonction du diamètre des particules (Représentation adaptée de NUVOLI (2021)).

Dans notre étude, nous avons utilisé un impacteur électrique à basse pression afin de calculer la concentration en nombre totale de particules (voir Section 3.1.6). L'identification de nombre de Stokes permet de déterminer le déplacement de la particule entre les différents étages de collection. En effet, si $S_{tk} \gg 1$ (les forces inertielles sont prépondérantes), la particule dévie de l'écoulement et impacte le plateau de collection. Alors que si $S_{tk} \ll 1$, les particules vont donc suivre l'écoulement et passer à l'étage suivant.

D'après l'Équation 1.22, des valeurs de temps de relaxation pour une masse volumique de particule de 2160 kg m^{-3} dans des conditions de température et de pression normales sont données dans le Tableau 1.8.

| d_p [nm] | τ [s] |
|------------|----------------------|
| 10 | 1.6×10^{-8} |
| 100 | 2.0×10^{-7} |
| 1000 | 8.0×10^{-6} |

Tableau 1.8 – Ordres de grandeurs de temps de relaxation d'une particule sphérique ayant une masse volumique de 2160 kg m^{-3} en fonction de son diamètre d_p .

Nous remarquons que même si le temps de relaxation augmente avec le diamètre de la particule, il reste faible.

À part les différents phénomènes de transport décrits ci-dessus, les nanoparticules peuvent se disperser sous l'action de la diffusion turbulente et peuvent se coaguler pour créer des agglomérations. Notons que la coagulation des particules induit une diminution de la concentration en nombre et une augmentation du diamètre de l'agrégat. Toutefois, il est important de mentionner que les particules d'ensemencement ne sont affectées que par la dilution (MEHEL et MURZYN 2015).

1.5 Positionnement du projet de thèse par rapport aux études existantes sur la dispersion de polluants émis par les échappements

Par rapport aux effets sanitaires et écologiques de la pollution de l'air surtout celle qui est attribuée au trafic routier, peu sont les études expérimentales et numériques qui s'intéressent à la dispersion de polluants émis par les échappements dans les sillages des écoulements des véhicules automobiles. La majorité des études existantes dans la littérature porte sur la dispersion de polluants gazeux. Nous présentons ici un état de l'art sur quelques études afin de positionner notre sujet et souligner l'apport de cette étude par rapport à la littérature.

La première étude expérimentale que nous trouvons dans la littérature portant sur la dispersion d'un gaz dans le sillage d'un modèle simplifié de véhicule à culot droit est celle de ESKRIDGE et RAO (1986). Les mesures ont été réalisées dans le sillage lointain d'un modèle à l'échelle 1/8 et 1/32 d'un véhicule de dimensions intermédiaires américaines (longueur \times largeur \times hauteur : 1.45 m \times 0.55 m \times 0.43 m). Sa garde au sol est de 0.09 m. Le modèle simplifié de véhicule est placé dans la soufflerie qui est construite avec un plancher mobile. L'influence des tourbillons contra-rotatifs se développant proche de l'injection et du culot sur la dispersion du gaz est soulignée. En effet, le gaz est dispersé suite par ces deux tourbillons tout en restant piégé au milieu du sillage.

K. RICHARDS (2002) a caractérisé expérimentalement et numériquement l'influence de la topologie de l'écoulement sur la dispersion d'un gaz traceur dans le sillage proche d'un modèle simplifié de véhicule à culot incliné. Elle a particulièrement souligné que les champs de concentrations dépendaient de la structure de l'écoulement et que des niveaux de concentrations élevés étaient mesurés dans la zone de recirculation proche du culot.

KANDA et al. (2006a), KANDA et al. (2006b) et CARPENTIERI et al. (2012) et GOSSE (2005) ont également étudié la dispersion d'un polluant gazeux dans le sillage d'un modèle simplifié du véhicule en considérant le polluant gazeux comme un scalaire passif. Toutefois des mesures des champs de vitesse ont été effectuées parallèlement. Les résultats montrent que l'angle de la lunette arrière ainsi que les structures tourbillonnaires qui définissent à leur tour le volume de la zone de recirculation affectent la dispersion de polluants (et/ou scalaire passif). En effet, la zone de recirculation est un endroit qui englobe des hautes concentrations de particules. Plus son volume est grand, plus la dispersion de polluants occupe un large espace. Les études montraient qu'en aval d'un véhicule de type culot droit, la zone de recirculation est plus importante que celle observée en aval d'un véhicule de type culot incliné. Par la suite, la dispersion est plus favorisée dans les sillages des véhicules de type culot droit.

GOSSE (2005) a étudié expérimentalement la dispersion d'un traceur chauffé en aval de 3 modèles simplifiés de véhicule (angle de lunette d'inclinaison : 5°, 25° et 40°). Les résultats montrent que les tourbillons longitudinaux se développant en aval des trois corps

captent le scalaire passif (température) dans la zone de recirculation. En plus, en aval de véhicule ayant un culot incliné (25°), les tourbillons longitudinaux piègent les particules et les dispersent vers l'extérieur de la maquette.

KANDA et al. (2006a) ont étudié expérimentalement le comportement de dispersion des gaz issus d'échappement des véhicules. Ils ont considéré deux types de véhicules automobiles : une voiture et une petite camionnette (voir Figure 1.14). Les résultats montrent que la dispersion des gaz est améliorée en présence de la camionnette. Concernant l'étude de la dispersion de gaz en aval de chaque type de véhicules, les résultats montrent que la dispersion horizontale est similaire dans les deux cas au contraire de la dispersion verticale qui est plus favorisée en aval de la camionnette. De ce fait, la forme géométrique de l'aval du véhicule peut impacter la dispersion des particules.

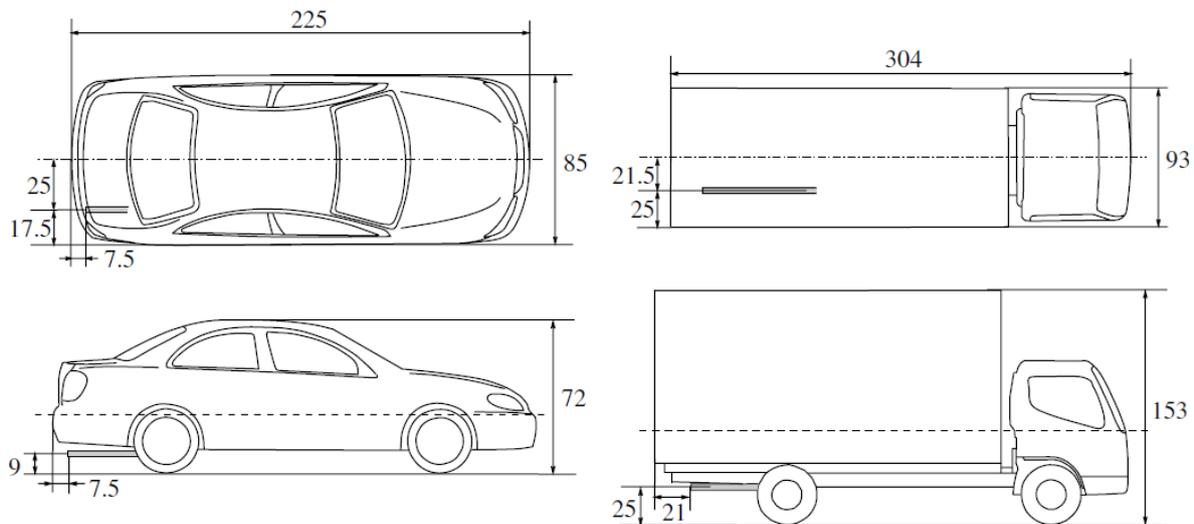


Figure 1.14 – Schéma des véhicules utilisés dans l'étude KANDA et al. (2006a). Les valeurs des longueurs sont en mm.

CARPENTIERI et al. (2012) ont examiné expérimentalement l'influence de la couche limite qui se développe sur le sol sur la dispersion d'un gaz traceur. Deux maquettes de véhicule à l'échelle 1 :5 et 1 :8 de type VAuxhall Astra VAN 2004 ont été utilisées et nommées respectivement EnFlo et Aero. Les deux maquettes sont placées individuellement sur le plancher mobile de la veine d'essai d'une soufflerie. L'étude de la dispersion des PUF est réalisée par la mesure des champs de concentrations d'un gaz traceur injecté dans le sillage des maquettes avec et sans un plancher mobile.

Pour la maquette Aero, les résultats montrent que les concentrations sont faibles à proximité du culot lorsque celle-ci est placée sur un plancher mobile. Au contraire, loin de la maquette, la situation est inversée surtout près du sol. Ils ont attribué cette augmentation à la possibilité de l'augmentation de la turbulence dans le dernier cas, qui à son tour favorise la propagation de gaz vers le bas. Ainsi, ils ont trouvé que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement sous la voiture lorsque celle-ci est placée sur un plancher mobile provoque une diminution de la concentration du traceur dans la zone de recirculation. Par ailleurs, ils ont souligné le besoin d'approfondir les études sur la caractérisation des structures turbulentes qui à leurs tours permettent de mieux comprendre l'influence de la turbulence sur la dispersion de polluants.

Pour essayer de s'affranchir des difficultés expérimentales associées à des mesures en soufflerie, des études numériques ont également été menées.

K. RICHARDS (2002) a étudié numériquement la dispersion d'un traceur gazeux dans le sillage d'un véhicule. Elle a ensuite validé les résultats par des mesures expérimentales. Tout d'abord, elle a montré une relation entre les champs de vitesses et les champs de concentrations du traceur. La Figure 1.15 montre l'évolution des champs de vitesses (partie gauche) et de concentrations (partie droite) en proche du culot ($x = 0.291l$, l étant la longueur de la maquette (en haut)) et loin du culot ($x = 1.02l$ en bas). Tout d'abord, les niveaux de concentration sont trouvés plus importants à des distances x proche du culot qu'à des distances plus lointaines. Nous observons ainsi que les polluants ont tendance à s'accumuler beaucoup plus dans les zones où la vitesse est faible. En effet, lorsque la vitesse est quasi nulle (entre 0 et 5 m s^{-1}) en $x=0.291l$ la concentration du gaz était maximale ($0.551 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$). Par contre, loin du culot ($x=1.02l$), la plupart des contours de vitesses montrent des valeurs supérieures à 7 m s^{-1} et les niveaux de concentration du traceur gazeux maximales sont d'ordre $0.1378 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$.

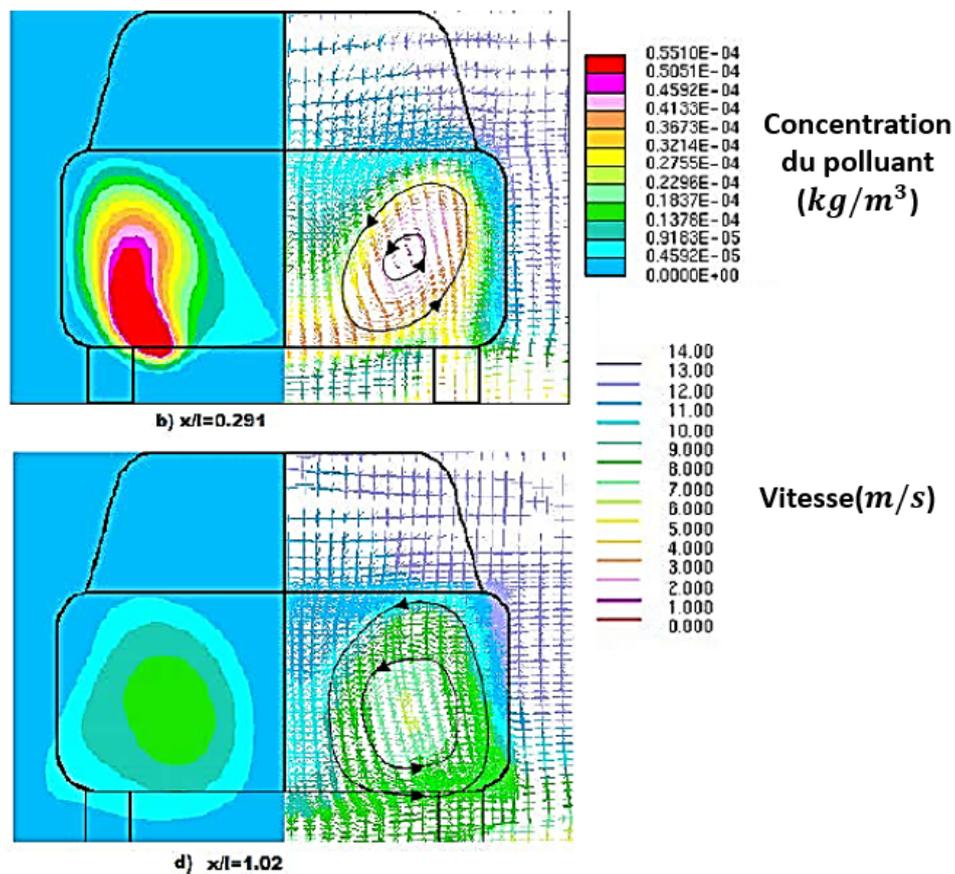


Figure 1.15 – Cartographies des champs de concentrations (partie gauche) et des champs de vitesse (partie droite) pour $x=0.291l$ et $x= 1.02l$ avec l est la longueur de la maquette (K. RICHARDS (2002)).

Il est nécessaire de citer les travaux récents réalisés par RODRIGUEZ (2018). Dans ce travail, les champs de concentrations en nombre de particules et les champs de vitesses derrière trois maquettes simplifiées de véhicules (corps d'Ahmed), placées sur un sol fixe, ayant trois angles de lunette arrière (0° , 25° et 35°) ont été caractérisés. Les résultats montrent une forte corrélation entre les topologies de l'écoulement et les champs de concentrations en soulignant les rôles clés du volume de la zone de recirculation. En effet, en aval du culot droit, RODRIGUEZ (2018) a trouvé que l'écoulement est symétrique et que

deux tourbillons contrarotatifs se développent amenant une large zone de recirculation. Ainsi, les niveaux de concentrations sont élevés et homogènes dans le sillage proche. En aval du culot incliné ayant 25° , l'écoulement est attaché au culot entraînant une déviation de l'écoulement vers le bas. En conséquence, la longueur de la zone de recirculation est plus faible que dans le cas d'un véhicule à culot droit. Les champs de concentrations montrent une dispersion moins importante que celle observée en aval du culot droit, alors qu'en aval de la maquette de 35° , les résultats sont similaires que ceux observés pour le culot droit. Néanmoins, RODRIGUEZ (2018) s'est intéressé au cas d'un véhicule seul. En situation réelle, on se trouve souvent au cœur de trafic, avec des véhicules devant et derrière nous. En considérant que le véhicule suiveur constitue un microenvironnement favorable à l'accumulation des polluants puisque ces derniers présents dans le sillage sont ceux qui sont susceptibles d'infiltrer l'habitacle du véhicule, il est donc indispensable de s'intéresser à la caractérisation de l'interaction entre les structures de l'écoulement et les particules lorsque deux véhicules se suivent et ce, en fonction de la distance inter-véhiculaire. C'est précisément l'objet de ce travail. Autrement dit, on cherche à étudier l'influence de la distance inter-véhiculaire sur la dispersion des polluants particulaires de taille nanométrique et ce, en analysant finement la corrélation entre la dynamique de l'écoulement et les champs de concentrations de particules.

1.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons rappelé brièvement l'histoire de la pollution atmosphérique. Elle est définie par la présence des substances nuisibles dans l'air. Dans le but d'améliorer la qualité de l'air, des seuils de concentrations de polluants sont déterminés par l'OMS et l'Agence Européenne de l'Environnement.

Ensuite, nous avons cité les différentes sources de polluants. Les sources de pollution sont nombreuses et peuvent être d'origine naturelle comme les volcans et les incendies des forêts, ou anthropique comme les émissions issues d'une combustion incomplète (centrales électriques, industries chimiques, etc). Parmi les principales sources d'émission, le trafic routier est connu comme une source majeure surtout dans les zones urbaines.

Dans la section 1.3, nous avons listé explicitement les principaux polluants et leurs seuils d'exposition. Parmi les polluants gazeux, nous trouvons l'ozone, le monoxyde de carbone, le dioxyde de soufre et le dioxyde d'azote. Un autre type de polluants est l'aérosol connu aussi par polluant particulaire comme les PM_{10} , $PM_{2,5}$ et les PUF ($PM_{0,1}$). Nous avons vu que les PUF sont parmi les polluants les plus néfastes pour la santé humaine et également pour l'environnement. Ce danger s'explique par leur petite taille facilitant leur inhalation et leur toxicité. Lorsqu'elles sont émises à l'échappement, ces PUF se retrouvent très rapidement au contact des cyclistes, des piétons et des occupants des véhicules puisqu'elles ont également la capacité de s'infiltrer dans les habitacles des véhicules.

Dans la section 1.4, nous nous sommes intéressés aux différentes propriétés physiques et chimiques des particules issues des échappements des véhicules routiers. Nous avons listé les différents mécanismes de leur formation (nucléation, croissance et dépôt). En plus des 3 processus permettant la naissance des aérosols, nous avons pu mettre en évidence les différents phénomènes de déplacement des particules émises tels que la diffusion brownienne, les effets de la turbulence et la thermophorèse. Ces phénomènes de transport peuvent être différents quant au gaz traceur.

Dans la dernière section, nous avons synthétisé des études existantes dans la littérature

qui portent sur la dispersion des polluants issus des échappements des véhicules routiers. Hormis, le faible nombre des études portant sur ce sujet dans la littérature, nous avons remarqué que la plupart des mesures expérimentales prennent en compte la dispersion d'un traceur gazeux et ne traitent que le cas d'un seul véhicule. Ce qui est différent du cas pris dans cette étude où nous nous sommes intéressés à la caractérisation des champs de concentrations en nombre de particules (PUF) émises par un véhicule de tête en présence d'un véhicule suiveur puisque ces particules sont susceptibles d'infiltrer l'habitacle du véhicule suiveur. Pour bien comprendre la dynamique de dispersion des particules depuis leur sortie d'échappement, il est important de caractériser dans un premier temps les écoulements de sillage du véhicule de tête et d'étudier dans un second temps l'influence de la distance inter-véhiculaire sur la topologie de l'écoulement

Dans le chapitre 2, notre intérêt porte sur les écoulements de sillage qui se développent particulièrement dans le domaine de l'aérodynamique automobile.

CHAPITRE 2

ÉCOULEMENTS AUTOUR D'UNE AUTOMOBILE

La finalité de ce chapitre est de nous permettre de mettre au point notre dispositif expérimental pour assurer l'exploitation et la transposition de nos résultats.

Sommaire

| | | |
|-------|--|----|
| 2.1 | Aérodynamique et design automobile | 59 |
| 2.2 | Dynamique autour d'un corps d'Ahmed | 64 |
| 2.2.1 | Cas d'un véhicule seul | 64 |
| 2.2.2 | Cas de deux véhicules qui se suivent | 76 |
| 2.3 | Conclusions | 77 |
| 2.4 | Objectif et originalité du projet de thèse | 78 |

2.1 Aérodynamique et design automobile

Un corps qui se déplace dans l'air à une vitesse déterminée est soumis aux forces aérodynamiques. Les notions sur les forces aérodynamiques ont été bien documentées à travers les siècles grâce à *Léonard de Vinci*, *Newton (deuxième loi)*, *Euler*, *Navier-Stokes* et autres qui ont mis en place la relation entre un corps, la résistance du milieu et/ou les forces appliquées sur celui-ci. Ces forces aérodynamiques \vec{F}_a sont décomposées en deux types : Les forces engendrées par le frottement de l'air sur la surface du corps \vec{F}_f , associées à la viscosité et la turbulence du milieu et les forces de pression \vec{F}_p qui sont imposées à la surface du corps. La résultante de ces forces se traduit par la somme suivante :

$$\begin{aligned}\vec{F}_a &= \vec{F}_{Fluide/Corps} = \vec{F}_f + \vec{F}_p \\ &= \iint_S (\bar{\tau}_\mu + \bar{\tau}_t) \cdot \vec{n} dS + \iint_S (P - P_0) \cdot \vec{n} dS,\end{aligned}\tag{2.1}$$

avec $\bar{\tau}_\mu$ et $\bar{\tau}_t$ respectivement les tenseurs des contraintes visqueuses et des contraintes de la turbulence (nommées aussi contraintes de Reynolds), \vec{n} la normale extérieure, P la pression statique et P_0 la pression statique au repos. Cependant, l'écoulement autour d'un véhicule automobile réel est complexe du fait de sa géométrie qui est composée de plusieurs parties (voir Figure 2.1).

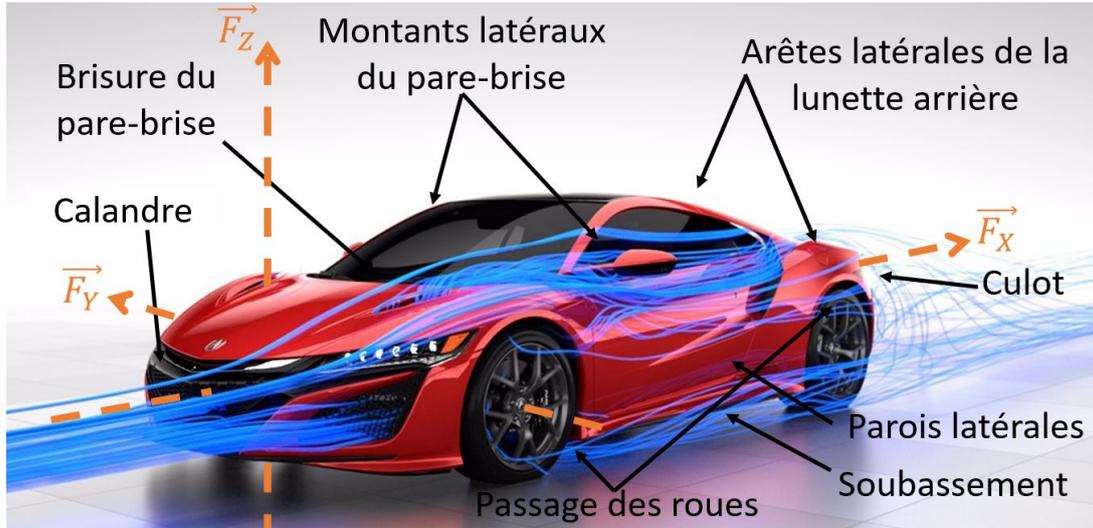


Figure 2.1 – Visualisation des lignes de courant sur une Honda mettant en évidence les forces de traînée, \vec{F}_X est la force de traînée, \vec{F}_Z est la force de portance et \vec{F}_Y est la force de dérive (hondanews.eu).

D'après la Figure 2.1, nous pouvons distinguer que la calandre et la brisure du pare-brise génèrent une première source de déclenchement de l'écoulement. Par conséquent, ce dernier est responsable d'une augmentation de la force de traînée (\vec{F}_X). À leur tour les montants latéraux du pare-brise causent la naissance de tourbillons longitudinaux qui induisent aussi une augmentation de la traînée (HUCHO 1987). De même, les passages des roues, le soubassement et les parois latérales contribuent au décollement de l'écoulement et sont également des sources de perturbations de l'écoulement qui contribuent à augmenter la traînée. Cette force \vec{F}_X , même si elle n'est pas au cœur du sujet de ce travail, représente la projection de la somme des forces aérodynamiques sur l'axe principal de l'écoulement ($\vec{F}_a \cdot \vec{x}$). Elle est toujours associée au coefficient de traînée qui s'exprime de la manière suivante :

$$C_X = \frac{F_X}{0.5 \rho_f S_X U_\infty^2}. \quad (2.2)$$

ρ_f est la masse volumique de l'air, U_∞ est la vitesse de l'écoulement et S_X est la surface apparente dans le sens de l'écoulement. Le coefficient de traînée est à son tour décomposé en 20% de traînée provenant du frottement $C_{X,f}$ et 80% du pression $C_{X,p}$ (Syed R AHMED et al. 1984), Équation 2.3.

$$C_X = C_{X,f} + C_{X,p}. \quad (2.3)$$

De plus, le coefficient de traînée de pression provient de la pression de la face avant $C_{X,p0}$, de la lunette $C_{X,p1}$ et du culot du véhicule $C_{X,p2}$ selon l'Équation suivante :

$$C_{X,p} = C_{X,p0} + C_{X,p1} + C_{X,p2}. \quad (2.4)$$

De la même manière, les coefficients de portance C_Z et de dérive C_Y sont définis par les Équations 2.5 et 2.6 :

$$C_Z = \frac{F_Z}{0.5 \rho S_Z U_\infty^2}, \quad (2.5)$$

$$C_Y = \frac{F_Y}{0.5 \rho S_Y U_\infty^2}. \quad (2.6)$$

Le coefficient de portance est un facteur de sécurité de tenue du véhicule de route. Il détermine la mesure de la charge des roues du véhicule lorsque celui-ci se déplace à une haute vitesse. Notons que \vec{F}_Z est la force de portance obtenue par la projection de la résultante des forces aérodynamiques \vec{F}_a sur l'axe vertical. De son côté, le coefficient de dérive permet de décrire le comportement du véhicule sous l'action d'un vent latéral. Pareillement, la force de dérive \vec{F}_Y est obtenue par la projection de \vec{F}_a sur l'axe transversal (HUCHO 1987). Avec l'augmentation du besoin du transport routier qui est devenu une exigence de la société mondiale, les constructeurs automobiles cherchent aujourd'hui à avoir une géométrie de style qui satisfait les clients et qui diminue le plus possible la force de traînée afin d'obtenir une baisse de consommation de carburant. Le coefficient de traînée ne dépend pas seulement de la turbulence du milieu et de la vitesse du véhicule mais aussi de la forme géométrique du véhicule. Sur le marché automobile selon HUCHO (1987), nous pouvons considérer 3 types de forme de voiture (voir Figure 2.2) :

1. Le type monocorps 'Squareback' dont le culot est droit.
2. Le type bicorps 'Fastback' dont le pavillon est lié directement par une ligne droite au culot.
3. Le type tricorps 'Notchback' dont l'arrière du véhicule est composé de 3 géométries.

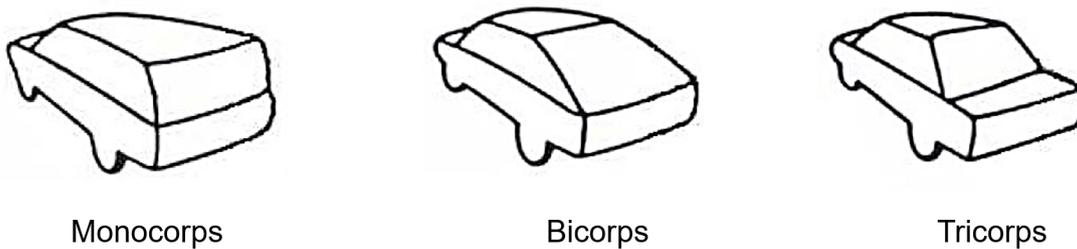


Figure 2.2 – Les 3 types de forme des géométries automobiles Syed R AHMED et al. (1984).

La première idée pour réduire la traînée serait de définir pour le véhicule qu'on modélise, une forme semblable à une goutte. Cependant, cette forme ne répond pas à la satisfaction des clients. Les autres techniques de design répondant à cet objectif consistent à modifier les angles d'inclinaison de pare-brise ou de la lunette arrière. Ces techniques permettent la modification de la distribution locale des pressions statiques pariétales (GILLIÉRON 2002).

Les études des forces aérodynamiques associées à des changements de géométries sont souvent obtenues par des essais en soufflerie (Syed R AHMED et al. 1984; GILLIÉRON et CHOMETON 1999; JANSSEN 1975). Concernant les modèles simplifiés de véhicule automobile, nous distinguons les 3 modèles géométriques les plus utilisés dans la littérature :

- Le Corps d'Ahmed est une forme générique simplifiée de voiture, qui peut facilement être conçue. Il est introduit, défini et caractérisé expérimentalement par Syed R AHMED et al. (1984) (Figure 2.3). Il peut être assimilé à un monocorps ou un bicorps. L'un des paramètres importants de ce corps est l'angle de la lunette arrière nommé souvent φ . Le système de coordonnées (x,y,z) associé au corps a son origine dans son plan de symétrie comme l'indique la Figure 2.3. Les dimensions du corps d'Ahmed originelles, indiquées dans la Figure 2.3, correspondent au quart des dimensions d'un véhicule réel. Dans la littérature, nous trouvons que sa

conception se fait à partir d'un facteur d'échelle géométrique $k = \frac{L_c}{1.044}$, avec L_c est la longueur du corps désirée en mètre, et 1.044 est la longueur originelle du corps en mètre (Syed R AHMED et al. 1984). On note également l_c et h_c respectivement la largeur et la hauteur du corps.

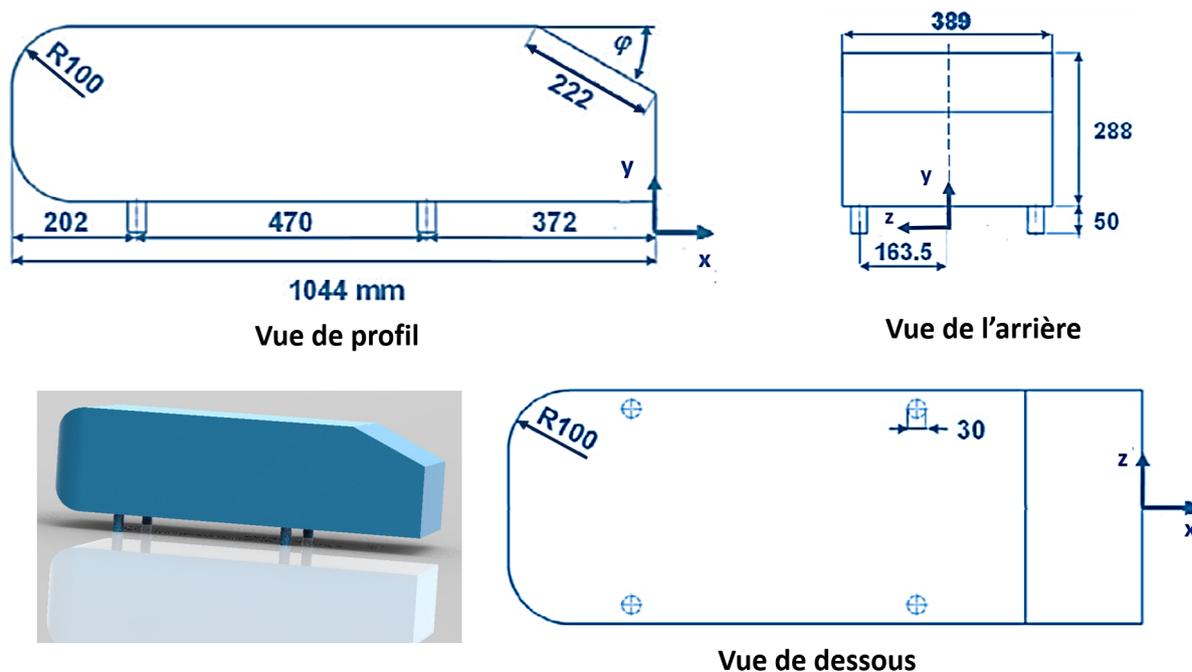


Figure 2.3 – Géométrie du corps d'Ahmed ((Syed R AHMED et al. 1984)).

Les premières études autour du corps d'Ahmed ont été menées par S. AHMED (1983) et Syed R AHMED et al. (1984) avec des angles de lunette entre 0° et 40° . Nous trouvons également dans la littérature de nombreuses études qui ont examiné les structures aérodynamique du sillage proche derrière un corps d'Ahmed (DUELL et GEORGE 1999; PERRY et al. 2016; PODVIN et al. 2022; VENNING et al. 2017). D'autres caractéristiques sont aussi étudiées comme par exemple l'influence du rapport d'aspect (défini par le rapport de la hauteur du corps d'Ahmed utilisé sur celle du corps d'Ahmed originelle) (CORALLO et al. 2015) et l'angle de la lunette arrière (GUILMINEAU 2008; TUNAY et al. 2014; ZAKHER et AMMAR 2019). Le sillage du corps d'Ahmed a également fait l'objet de diverses études numériques (GAYLARD et al. 2017; HOWARD et POURQUIE 2002; KAPADIA et al. 2004; KRAJNOVIĆ et DAVIDSON 2005).

- Le modèle MIRA (Motor Industry Research Association) a été introduit au début des années 1980 (LE GOOD et GARRY 2004). Il est utilisé dans certaines études aérodynamiques expérimentales comme par exemple les travaux de K. RICHARDS (2002), et numériques : Yiping WANG et al. (2014) et GAO et al. (2022). Malgré son avantage géométrique de représenter les 3 types de formes de voiture (Figure 2.4), on trouve qu'il est moins utilisé dans la littérature.

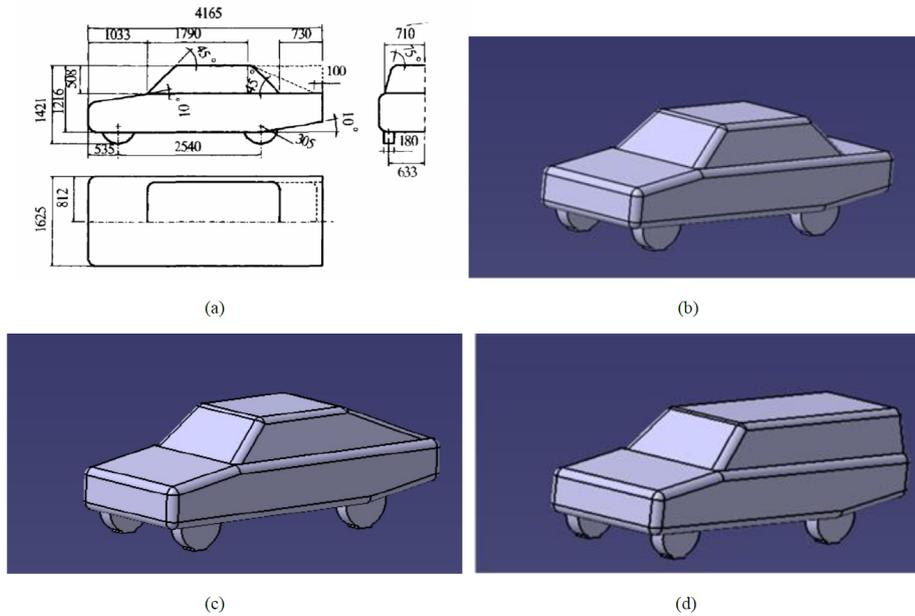


Figure 2.4 – Les 3 géométries du modèle MIRA : (a) dimensions du modèle en mm (en haut : vue de profil, en bas : vue de dessous et à droite : vue de l’arrière), (b) notchback, (c) fastback et (d) squareback (GAO et al. (2022)).

- Bien que le corps d’Ahmed soit le plus utilisé dans les études aérodynamiques, sa géométrie simplifiée présente des limites qui sont parfois difficilement transférables aux voitures modernes. Afin de compenser ces limitations, le modèle DrivAer (Figure 2.5) a été récemment introduit par Technische Universität München, les compagnies BMW AG et Audi AG (WIESER et al. 2014).

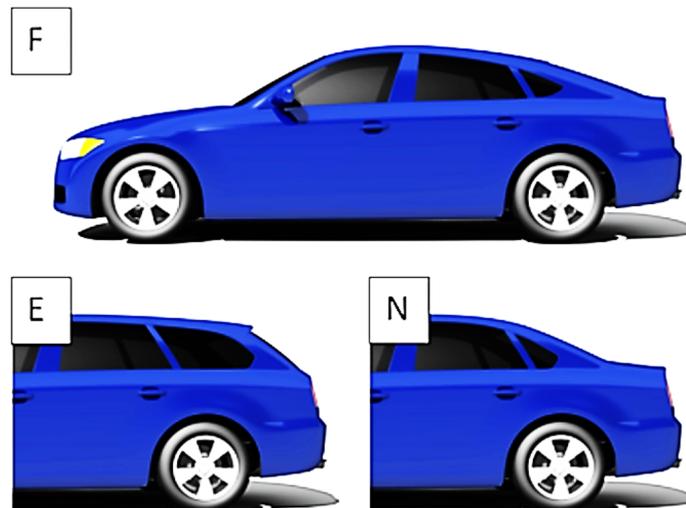


Figure 2.5 – Géométries du model DrivAer, F : Fastback, E : Estate back et N : Notchback (DrivAer).

Ce modèle, comme le modèle MIRA, permet de représenter les trois types de forme de voiture et avec ses critères supplémentaires tels que les deux géométries de dessous (détaillée ou lisse), les rétroviseurs, les roues, le système de moteur fictif, permet de fournir une représentation plus précise des écoulements autour des voitures modernes. Les propriétés aérodynamiques de ce modèle ont été caractérisées

dans des différentes conditions de vent latéral (COLLIN et al. 2016; HEFT et al. 2012; STRANGFELD et al. 2013; WIESER et al. 2014).

Dans ce projet, le corps d'Ahmed a été sélectionné en raison de sa capacité à conserver les structures importantes de l'écoulement même s'il manque certaines caractéristiques (des rotations des roues) et en raison de sa simplicité de construction.

2.2 Dynamique autour d'un corps d'Ahmed

2.2.1 Cas d'un véhicule seul

La structure de l'écoulement en aval d'un véhicule est composée selon HUCHO (1987) de deux régions distinctes : le sillage proche et le sillage lointain, Figure 2.6.

D'après (ESKRIDGE et HUNT 1979), la longueur de la région du sillage proche correspond à 15 fois la hauteur du véhicule et celle du sillage lointain se situe au-delà de cette distance. Le sillage proche est la région de l'écoulement qui dépend fortement de la forme du pavillon et du culot (HUCHO 1987). Cette région est caractérisée par une zone de recirculation qui est souvent caractérisée par sa longueur L_r (Équation 2.7) et la formation de deux tourbillons longitudinaux contra-rotatifs dans le sens de l'écoulement.

$$L_r = \max(x) \text{ avec } \bar{u}(x, y, 0) < 0. \quad (2.7)$$

Par la suite L_r sera adimensionnée par la hauteur du corps h_c . Les tourbillons supérieur et inférieur dans le sillage proche sont souvent appelés tourbillons A (x_A, y_A) et B (x_B, y_B). Le sillage lointain est la région qui ne présente aucune structure d'écoulement distincte (HUCHO 1987).

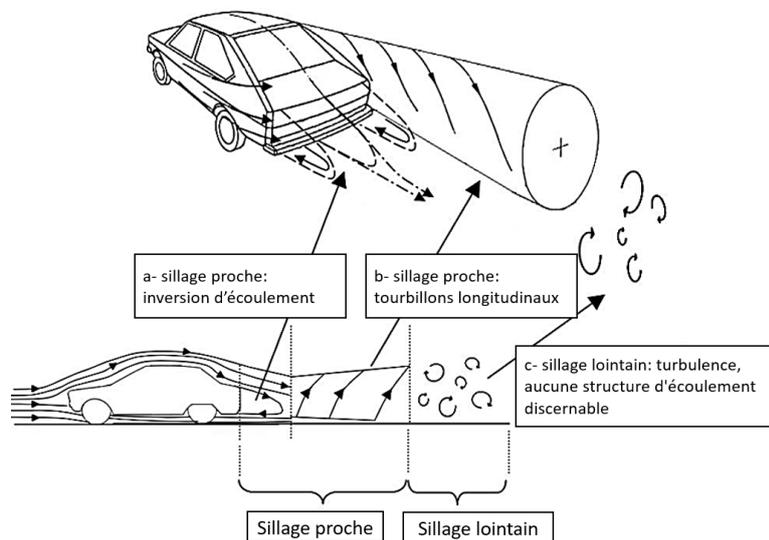


Figure 2.6 – Le sillage proche et le sillage lointain d'après HUCHO (1987).

On rappelle que la structure de l'écoulement en aval du véhicule ne dépend pas seulement de la vitesse relative du fluide mais également de sa forme géométrique en particulier l'angle d'inclinaison de la lunette arrière qui conditionne par conséquent la valeur du coefficient de traînée aérodynamique. En effet, la Figure 2.7 montre l'évolution du coefficient de traînée, défini dans l'Équation 2.2, en fonction de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière φ .

Nous observons sur cette Figure 2.7 que la contribution de la pression qui provient du culot et de la lunette est plus importante que celle du frottement. Au fur et à mesure que l'angle d'inclinaison augmente, la traînée diminue pour atteindre un minimum (inférieur à 0.230) à un angle de $\sim 12.5^\circ$. Ensuite l'augmentation de l'angle entraîne une augmentation de la traînée pour un maximum de 0.378 pour à un angle $\sim 30^\circ$.

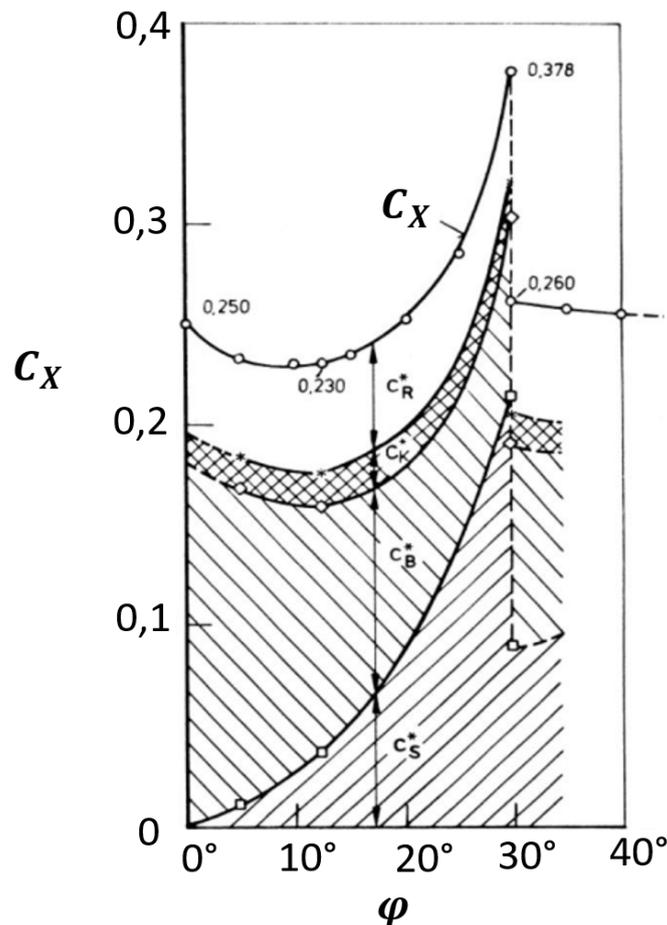


Figure 2.7 – Évolution du coefficient de la traînée C_x en fonction de l'angle de la lunette arrière φ (Syed R AHMED et al. (1984)). C_R^* étant le coefficient lié au frottement, C_k^* est le coefficient lié à la pression de la face avant ($C_{x,p0}$), C_B^* est le coefficient lié à la pression du culot ($C_{x,p2}$) et C_S^* est le coefficient lié à la pression de la lunette ($C_{x,p1}$).

Au-delà de cet angle, nous observons une chute brutale de la traînée pour des valeurs semblables à celles mesurées pour $\varphi < \sim 12.5^\circ$. Par conséquent, nous pouvons distinguer trois différents régimes d'écoulement autour d'un corps d'Ahmed (Syed R AHMED et al. 1984) :

1. $0^\circ < \varphi < \sim 12.5^\circ$: Dans cette plage d'angle, les efforts de pression du culot ($C_{x,p2}$) sont prépondérants sur la traînée totale. **Le corps est considéré de type culot droit (monocorps) et l'écoulement est bidimensionnel dans le plan de symétrie du corps (Figure 2.8)**. D'ailleurs, nous observons dans la Figure 2.8 que lorsque l'angle augmente, la surface du sillage de l'écoulement diminue. L'écoulement en aval du corps reste attaché sur la lunette tant que l'angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale est inférieur à 12.5° (Syed R AHMED et al. 1984) et se décolle à la périphérie du culot en créant deux tourbillons contra-rotatifs avec une forme to-

rique (zone W de la Figure 2.9) dans le sillage proche. Pour le sillage se développant en aval du culot pour $\varphi = 5^\circ$ (Partie gauche de la Figure 2.8), les tourbillons sont dissymétriques. Le tourbillon inférieur occupe environ $3/4$ de la hauteur du culot et tourne dans le sens trigonométrique alors que le tourbillon supérieur tourne dans le sens contraire.

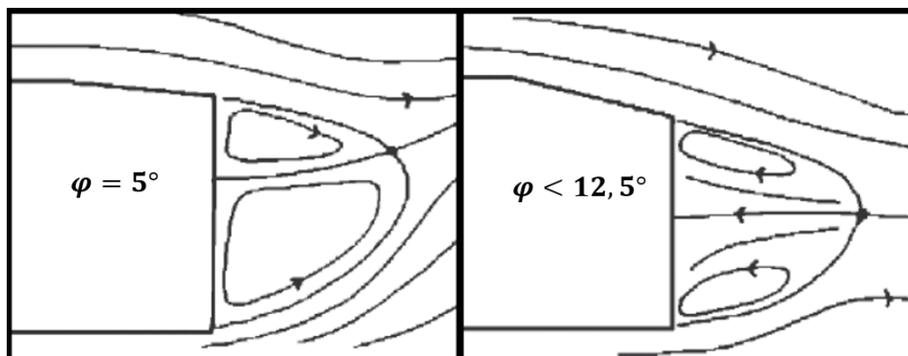


Figure 2.8 – Topologie du sillage proche de l'écoulement en aval d'un corps d'Ahmed avec une lunette arrière d'angle $< 12,5^\circ$ (GILLIÉRON et CHOMETON (1999)).

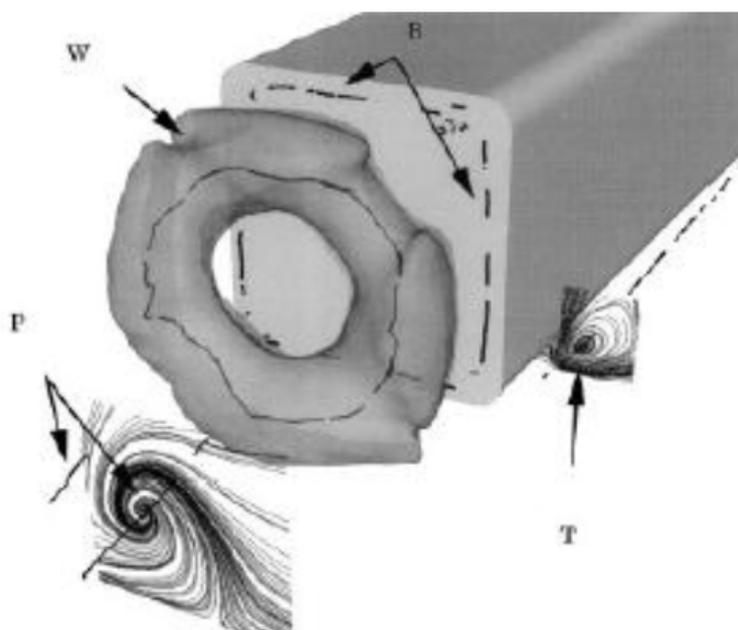


Figure 2.9 – Topologie de l'écoulement en aval d'un corps d'Ahmed de type culot droit (KRAJNOVIC et DAVIDSON (2003)).

Ces mêmes constats sont observés dans la Figure 2.10. Toutefois, nous observons des tourbillons longitudinaux contra-rotatifs (zones T et P de la Figure 2.9). De même, dans les travaux de LAHAYE (2014), nous observons aussi la dissymétrie des tourbillons dans le sillage proche, Figure 2.10. Dans cette thèse, les mesures de vitesse sont effectuées dans une soufflerie subsonique dans le sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit en utilisant la technique de vélocimétrie par images de particules. La vitesse incidente d'écoulement vaut 40 m s^{-1} et la longueur de recirculation correspondante est égale à 1.5 fois la hauteur de la maquette de corps d'Ahmed.

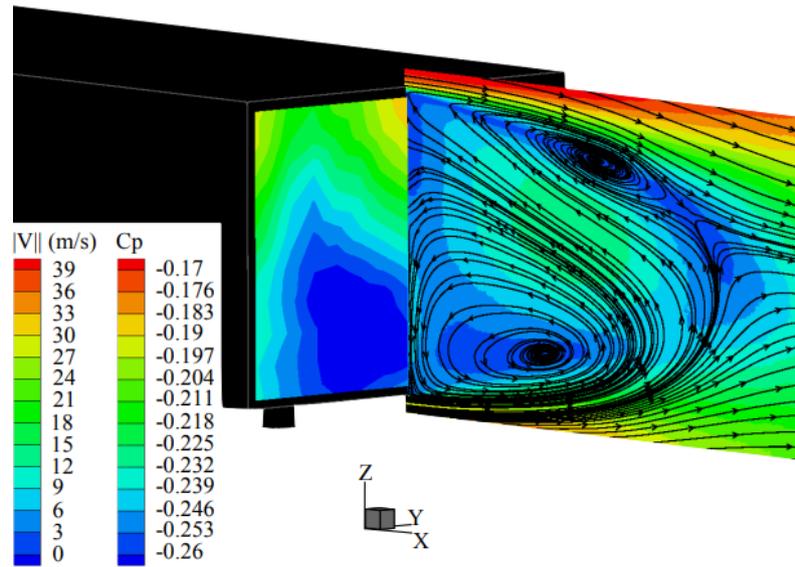


Figure 2.10 – Lignes de courant et champ de vitesse moyenne dans le plan de symétrie d'un corps d'Ahmed à culot droit pour un $Re = 9.2 \times 10^4$ basé à la hauteur de la maquette (LAHAYE (2014)).

En outre, la différence des orientations de la zone de recirculation peut résulter non seulement des caractéristiques des couches limites mais aussi de la quantité d'air entre le sol et le soubassement de la maquette (garde au sol) (GRANDEMANGE et al. 2013). En effet, l'apparition des tourbillons dépend de l'interaction entre les couches de cisaillement latérale, supérieure et inférieure (GRANDEMANGE et al. 2013).

Dans la thèse (GRANDEMANGE 2013), des mesures de vitesse en aval d'un véhicule à culot droit ont été effectuées par PIV pour une vitesse incidente de 20 m s^{-1} . La Figure 2.11 montre les champs moyens normalisés (xz) de la vitesse longitudinale dans le plan de symétrie d'un corps d'Ahmed. Le comportement des deux tourbillons dissymétriques est différent de celui observé par LAHAYE (2014).

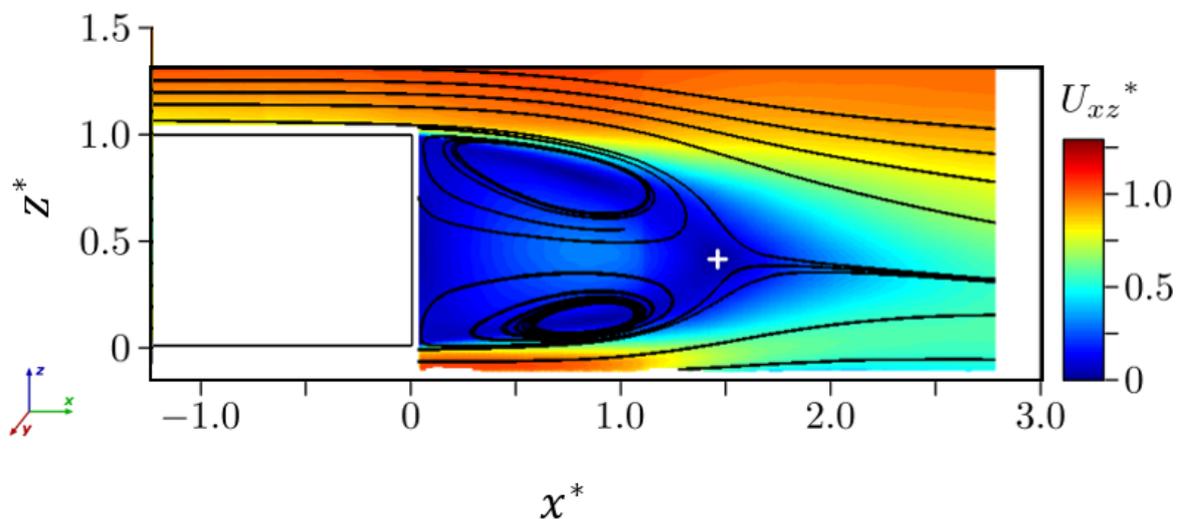


Figure 2.11 – Cartographie de la vitesse moyenne dans le plan de symétrie d'un corps d'Ahmed (GRANDEMANGE et al. (2013)).

Le tourbillon supérieur occupe une surface plus grande que celle du tourbillon inférieur. Cette tendance peut être expliquée par la valeur de la garde au sol qui est plus élevée ($h_g/H = 0.25$). Les lignes de courant issus des résultats de CAMELLO BARROS (2015) (Figure 2.12) confirment également la dissymétrie du sillage observée dans la Figure 2.11.

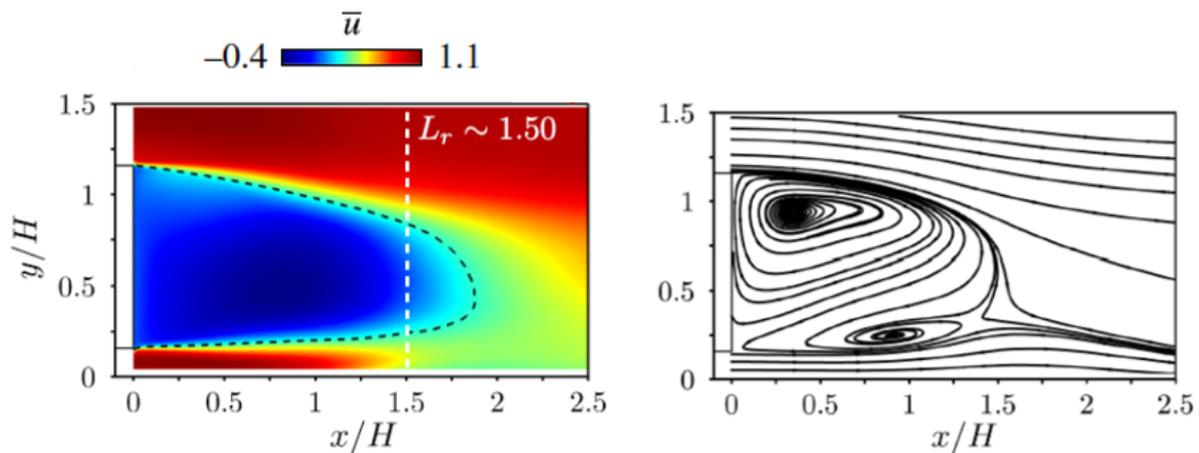


Figure 2.12 – Cartographie de la vitesse moyenne longitudinale et de l'iso-surface $\bar{u} = 0.25$ (à gauche) et lignes de courants (à droite) dans le plan de symétrie du corps d'A Ahmed pour $Re = 3 \times 10^5$ basé à la hauteur de la maquette (CAMELLO BARROS (2015)).

La cartographie des champs de vitesse longitudinale moyenne et les lignes de courant dans le plan médian sont obtenues à partir des mesures de vitesses en aval d'un corps d'A Ahmed à l'échelle 0.85 de type culot droit. La garde de sol adimensionnée étant 0.17 pour un nombre de Reynolds de 3×10^5 .

D'après les études discutées précédemment (GRANDEMANGE 2013 ; LAHAYE 2014 ; CAMELLO BARROS 2015), la valeur de la longueur de la zone de recirculation vaut en moyenne 1.48 avec un écart-type de 0.02.

Par ailleurs, l'influence de la topologie de l'écoulement sur la valeur de la traînée aérodynamique est aussi étudiée numériquement à l'aide de simulations LES (KRAJNOVIC et DAVIDSON 2003 ; WASSEN et al. 2010), URANS-LES (EULALIE 2014 ; LAHAYE 2014), et aussi par la résolution de Lattice Boltzmann (ROUMÉAS et al. 2009). Dans la plupart de ces études citées en amont, le corps d'A Ahmed à l'échelle 1 est utilisé. Les différentes valeurs des principaux paramètres tels que le nombre de Reynolds (Re) basé sur la hauteur de corps (H), le facteur d'échelle géométrique (κ), et la garde au sol (h_g) sont représentés dans le Tableau 2.1 ainsi que la valeur de la longueur de la zone de recirculation (L_r). Les valeurs de L_r varient avec le nombre de Reynolds ainsi qu'en fonction de la garde au sol. Les valeurs de L_r montrent des différences selon le nombre de Reynolds, la garde au sol et aussi selon la méthode de résolution numérique.

| Étude | Échelle géométrique κ | h_g/H | Re_H | L_r/H |
|------------------------------|------------------------------|------------|--------------------|---------|
| (KRAJNOVIC et DAVIDSON 2003) | 0.44 (H=W=0.13) | 0.08 | 0.21×10^5 | 1.18 |
| (ROUMÉAS et al. 2009) | 1 | 0.17 | 7.7×10^5 | 1.35 |
| (WASSEN et al. 2010) | 1 | Sans pieds | 0.14×10^5 | 1.4 |
| (EULALIE 2014) | 1 | 0.17-0.35 | 4.03×10^5 | 2.05 |
| (LAHAYE 2014) | 0.7 | 0.25 | 1.9×10^6 | 2 |
| (RODRIGUEZ 2018) | 0.19 | 0.28 | 4.95×10^4 | 1.39 |

Tableau 2.1 – Liste des études aérodynamiques numériques en aval d'un corps d'Ahmed de type culot droit. L'échelle géométrique $\kappa = L[mm]/1044$.

En résumé, le sillage de l'écoulement en aval d'un véhicule ayant un angle d'inclinaison inférieur à 12.5° présente une forme torique avec une large zone de recirculation dans laquelle deux tourbillons contra-rotatifs se développent dans le plan médian. La surface de chaque tourbillon dépend de la hauteur de la garde au sol, de la valeur de l'angle d'inclinaison, et de la valeur du nombre de Reynolds.

2. $12.5^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$: **La topologie de l'écoulement en aval d'un corps d'Ahmed avec un angle d'inclinaison compris dans cet intervalle ressemble au comportement d'un véhicule de type bicorps.** L'écoulement est connu par sa complexité et son décollement partiel sur la lunette. En effet, la forme du sillage de l'écoulement en aval est composée de trois structures, voir Figure 2.13.

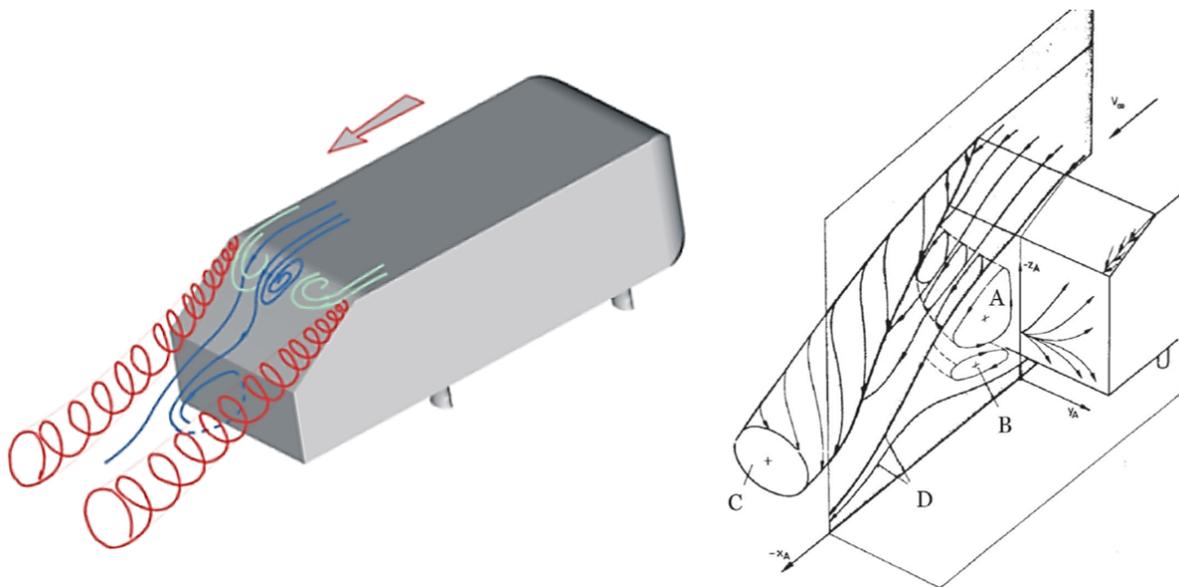


Figure 2.13 – Structure du sillage en aval d'un corps d'Ahmed à culot incliné d'angle $12.5^\circ < \varphi < 30^\circ$ (Photos adaptées de (MENTER et KUNTZ 2004) et (Syed R AHMED et al. 1984)).

Une structure torique constituée dans le plan médian de deux tourbillons longitudinaux contra-rotatifs ayant les centres A et B qui se développe proche du culot dans

son plan médian. Deux tourbillons contra-rotatifs dont le centre 'C' se forment sur les deux arêtes latérales de la lunette, et une bulle de séparation qui se forme au début de la lunette arrière. La valeur de coefficient de traînée dans ce cas est supérieure à 0.25 (Figure 2.7). Au fur et à mesure que l'angle d'inclinaison φ s'approche de la valeur 30° , les tourbillons latéraux de centre C deviennent plus énergétiques et donc les pertes de pression augmentent. Le décollement observé est un résultat évident de l'inclinaison brute de la lunette en arrière par rapport au plan du pavillon. Ensuite, l'écoulement se recolle à la surface de la lunette arrière en donnant naissance aux deux tourbillons A et B formant la zone de recirculation. Dans la littérature, de nombreuses études expérimentales (GOSSE 2005 ; LIENHART et BECKER 2003 ; MCNALLY et al. 2019 ; SELLAPPAN et al. 2018 ; THACKER 2010) et numériques (KRAJNOVIĆ et DAVIDSON 2005 ; LECLERC 2008) sont réalisées sur des géométries du corps d'Ahmed à culot d'angle d'inclinaison de 25° dont l'intérêt est de réduire le coefficient de traînée aérodynamique. Le Tableau 2.2 représente les paramètres associés pour les principaux cas d'études disponibles dans la littérature.

| Étude | Échelle géométrique κ | h_g/H | Re_H | L_r/H |
|------------------------------|------------------------------|---------|--------------------|---------|
| (LIENHART et BECKER 2003) | 1 | 0.17 | 7.7×10^5 | 0.65 |
| (GOSSE 2005) | 0.08 | 0.18 | 0.6×10^4 | 1.13 |
| (THACKER 2010) | 1 | 0.17 | 6.1×10^5 | 0.87 |
| (SELLAPPAN et al. 2018) | 0.4 | 0.22 | 1.1×10^6 | 0.65 |
| (MCNALLY et al. 2019) | 0.7 | 0.25 | 1.94×10^6 | 0.62 |
| (GUILMINEAU et al. 2018) | 1 | 0.17 | 7.7×10^5 | 0.53 |
| (KRAJNOVIĆ et DAVIDSON 2005) | 1 | 0.17 | 2×10^5 | 0.65 |
| (RODRIGUEZ 2018) | 0.19 | 0.28 | 4.95×10^4 | 0.58 |

Tableau 2.2 – Liste des études aérodynamiques en aval d'un corps d'Ahmed d'angle d'inclinaison $\varphi = 25^\circ$. L'échelle géométrique $\kappa = L[mm]/1044$.

THACKER (2010) présente un travail expérimental contribuant à la compréhension des mécanismes stationnaires et instationnaires de l'écoulement à l'arrière du culot incliné de 25° pour une arête vive et une autre arrondie. Le Figure 2.14 représente les lignes de courant se développant derrière une arête vive (a) et une arête arrondie (b). Les lignes de courant derrière une arête vive montrent le décollement de l'écoulement au niveau de l'arête ainsi que les deux tourbillons (supérieur et inférieur) qui se développent proche du culot. Le tourbillon supérieur occupe une surface plus grande que celle occupée par le tourbillon inférieur. Ceci est conforme avec la littérature (Syed R AHMED et al. 1984 ; LECLERC 2008) et aussi observé par MCNALLY et al. (2019) et SELLAPPAN et al. (2018) (Figure 2.15). Cependant pour une arête arrondie, les lignes de courant montrent que l'écoulement reste attaché sur la lunette arrière. Ensuite, l'écoulement s'enroule pour former le tourbillon supérieur et l'écoulement provenant du soubassement s'enroule également à

l'arrière du culot pour former le tourbillon inférieur. La taille du tourbillon supérieur est plus importante que celle du tourbillon inférieur. Par ailleurs, la taille du tourbillon inférieur derrière l'arête arrondie est plus importante que celle mesurée derrière l'arête vive.

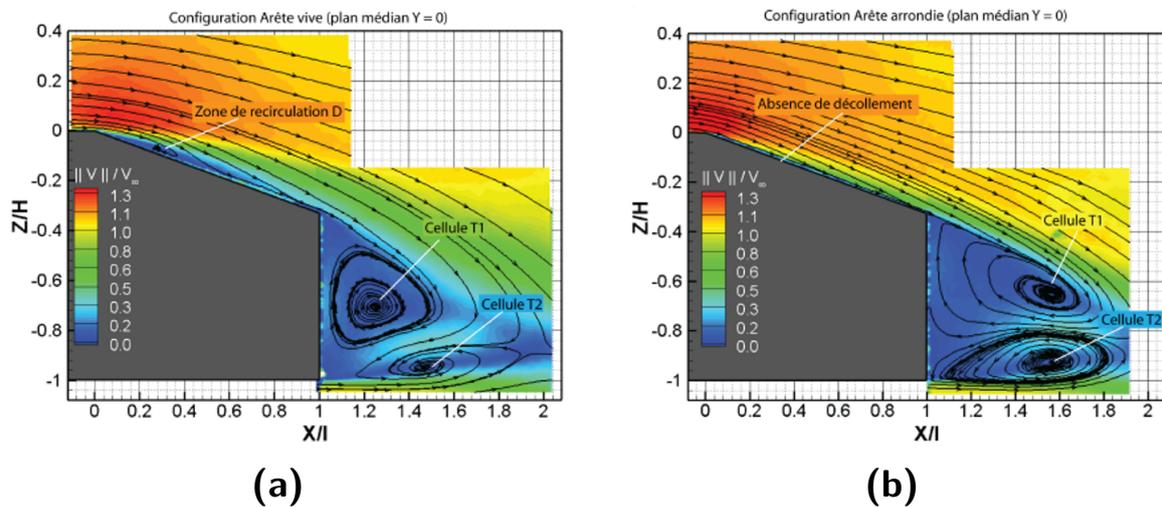


Figure 2.14 – Cartographies de la norme de la vitesse et lignes de courant derrière les deux arêtes dans le plan médian THACKER (2010).

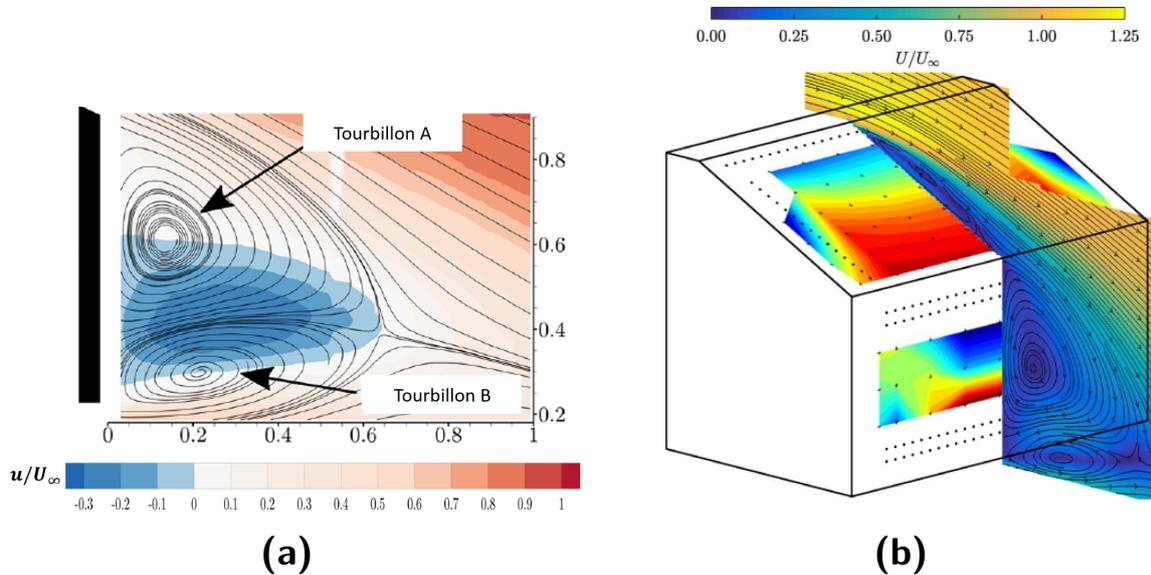


Figure 2.15 – Cartographies des champs moyens de la vitesse longitudinale et lignes de courant dans le plan médiane (a) : (SELLAPPAN et al. 2018), (b) : (MCNALLY et al. 2019).

Les positions des tourbillons supérieur et inférieur pour les études expérimentales (GOSSE 2005; LIENHART et BECKER 2003; SELLAPPAN et al. 2018; THACKER 2010) et numériques (GUILMINEAU 2008; KRAJNOVIĆ et DAVIDSON 2005) sont tracées dans la Figure 2.16 ainsi que les longueurs de la zone de recirculation. Les positions moyennes des tourbillons supérieur (A) et inférieur (B) sont $(0.23 \pm 0.14$;

0.36 ± 0.12) et $(0.37 \pm 0.14; 0.06 \pm 0.02)$ respectivement. Les variations des positions en x pour le tourbillon supérieur sont mineures ($\bar{x}_A = 0.18H \pm 0.1$) pour un nombre de Reynolds d'ordre 10^5 . En revanche, pour $Re = 0.6 \times 10^4$ (GOSSE 2005), $x_A = 0.57H$. Les positions du tourbillon B sont plus espacées et la position la plus lointaine a été observée par GOSSE (2005) ($x_B = 0.61$). Concernant la longueur de recirculation adimensionnée, la valeur moyenne est 0.72 avec un écart-type de 0.29. Ces variations résultent de la vitesse incidente de l'écoulement et des valeurs de la garde de sol qui sont observées surtout par des modifications de topologies de l'écoulement.

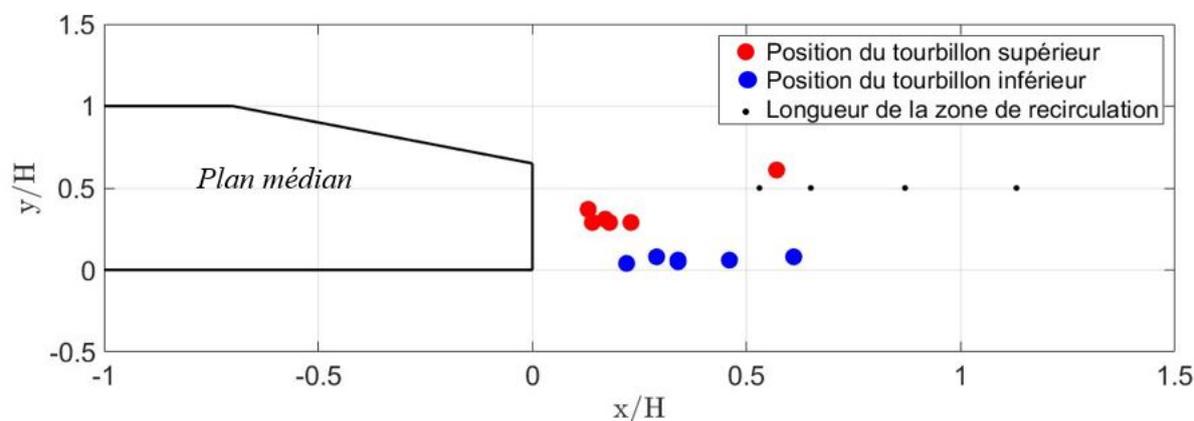


Figure 2.16 – Positions des tourbillons supérieur et inférieur et la longueur de la zone de recirculation pour les études (GOSSE 2005; GUILMINEAU et al. 2018; KRAJNOVIĆ et DAVIDSON 2005; LIENHART et BECKER 2003; SELLAPPAN et al. 2018; THACKER 2010).

En conclusion, nous avons vu que le sillage de l'écoulement derrière un véhicule ayant un angle d'inclinaison $\varphi = 30^\circ$ présente toujours une zone de recirculation relativement moins importante que celle observée derrière un véhicule de type culot droit. Les deux tourbillons contra-rotatifs sont collés au culot du véhicule en raison de la déviation de l'écoulement vers le bas.

3. $\varphi > \sim 30^\circ$: **L'écoulement est de type culot droit (monocorps)**. La structure de l'écoulement est identifiée dans la Figure 2.17. L'écoulement présente une séparation massive sur toute la lunette arrière d'après MENTER et KUNTZ (2004). D'après Syed R AHMED et al. (1984) un détachement complet de l'écoulement est observé en début de la lunette arrière. Tant que φ augmente, l'écoulement se retrouve dans une topologie proche de celui produit en aval du culot droit. Deux tourbillons contra-rotatifs se forment derrière le culot dans le sillage proche sous une structure torique. Ce passage permet la diminution brutale du coefficient de traînée, Figure 2.7.

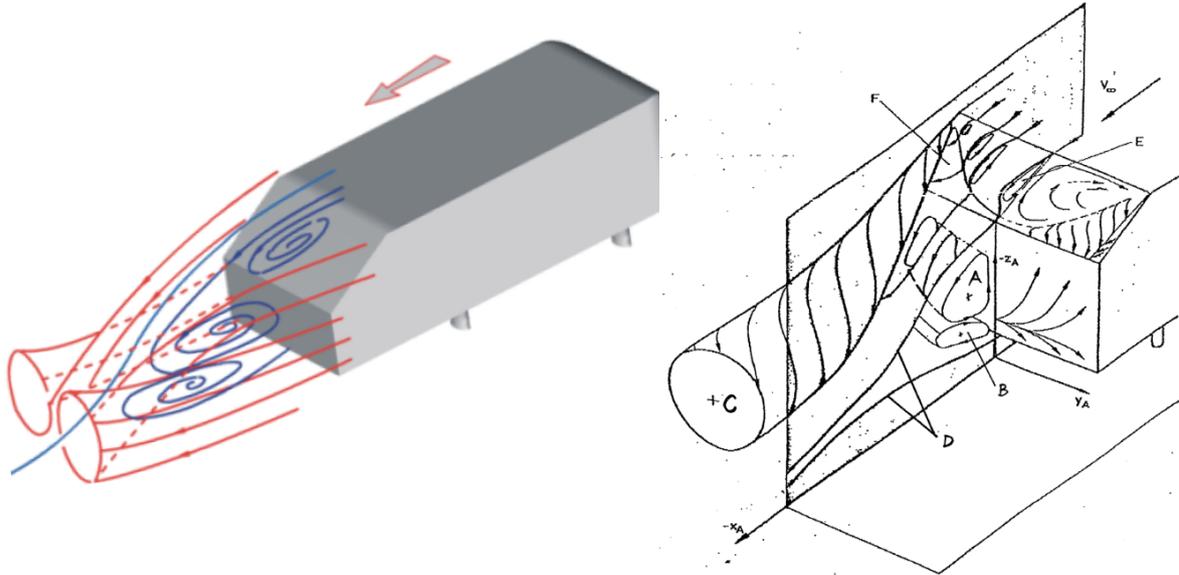


Figure 2.17 – Topologie de l'écoulement en aval d'un corps incliné d'angle $\varphi > 35^\circ$ (Syed R AHMED et al. 1984 ; MENTER et KUNTZ 2004).

Les positions des tourbillons A et B ainsi que les longueurs de la zone de recirculation relevées des études expérimentales (LIENHART et BECKER 2003 ; K. LIU et al. 2021) et numérique (GUILMINEAU et al. 2018) sont citées dans le Tableau 2.3.

En moyenne, L_r vaut 0.93 avec un écart-type de 0.21. Les positions de A et B sont dispersées horizontalement. En comparant avec le culot droit, nous trouvons que la zone de recirculation derrière un culot droit peut atteindre jusqu'à 2 fois celle mesurée en aval d'un corps d'angle $\varphi > 30^\circ$.

| Étude | κ | h_g/H | Re_H | L_r/H | A(x/H; y/H) | B(x/H; y/H) |
|---------------------------|----------|---------|--------------------|---------|--------------|--------------|
| (LIENHART et BECKER 2003) | 1 | 0.17 | 7.7×10^5 | 1.11 | (0.29;0.64) | (0.57; 0.06) |
| (K. LIU et al. 2021) | 0.33 | 0.17 | 0.62×10^5 | 0.65 | (0.22; 0.52) | - |
| (GUILMINEAU et al. 2018) | 1 | 0.17 | 7.7×10^5 | 0.91 | (0.20;0.66) | (0.54;0.09) |
| (RODRIGUEZ 2018) | 0.19 | 0.28 | 4.95×10^4 | 1.06 | (0.21;0.7) | - |

Tableau 2.3 – Liste des études aérodynamiques en aval d'un corps d'Ahmed avec un angle incliné $\varphi > 30^\circ$.

L'étude effectuée par RODRIGUEZ (2018) fournit également une description de l'écoulement en aval d'un corps d'Ahmed ($\kappa = 0.19$) pour trois angles d'inclinaison : 0° , 25° et 35° . Les mesures de vitesses sont réalisées par LDV pour un $Re = 4.95 \times 10^4$.

La Figure 2.18 montre les champs moyens de la vitesse longitudinale dans le plan médian du sillage des trois corps. Les lignes de courants, la position du centre de tourbillon A et B sont mis en évidence.

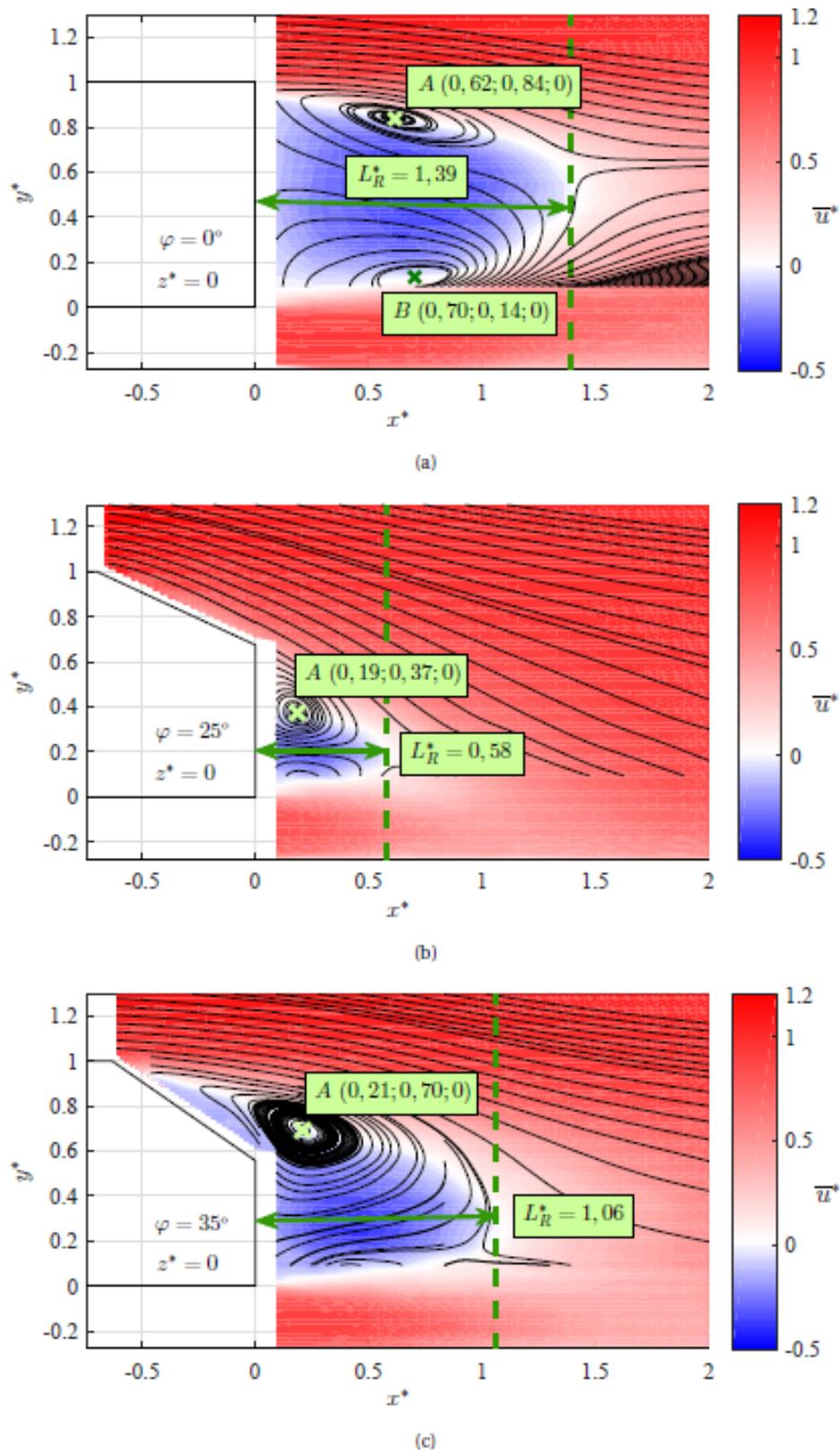


Figure 2.18 – Cartographies (x^*y^*) de la vitesse longitudinale moyenne et les lignes de courant associées dans le sillage des corps d’Ahmed, (a) $:\varphi = 0^\circ$, (b) $:\varphi = 25^\circ$ et (c) $:\varphi = 35^\circ$ dans le plan médian RODRIGUEZ (2018).

Pour $\varphi = 0^\circ$, nous observons une symétrie par rapport à $y = 0,5h_c$, h_c est la hauteur du corps d’Ahmed utilisé. Cette symétrie n’est pas conforme avec la littérature où les lignes

de courant présentent une dissymétrie. Ceci peut résulter de la quantité de l'écoulement provenant de la lunette et également de la garde au sol ($h_g = 0.28h_c$ (RODRIGUEZ 2018)). Pour $\varphi = 25^\circ$, l'écoulement présente toujours une déviation vers le bas avec une zone de recirculation faible et des tourbillons attachés au culot de la maquette. En outre, pour $\varphi = 35^\circ$, les vecteurs vitesses sur la lunette arrière montrent un détachement complet de l'écoulement et une déviation moins importante que celle observée dans le sillage du corps $\varphi = 25^\circ$.

En termes de turbulence, la Figure 2.19 montre les cartographies (x^*y^*) des contraintes de Reynolds dans le plan médian du sillage des trois corps dans le plan médian $z^* = 0$. La ligne noire hachurée représente la frontière de la zone de recirculation et A et B montrent les centres des tourbillons supérieur et inférieur respectivement.

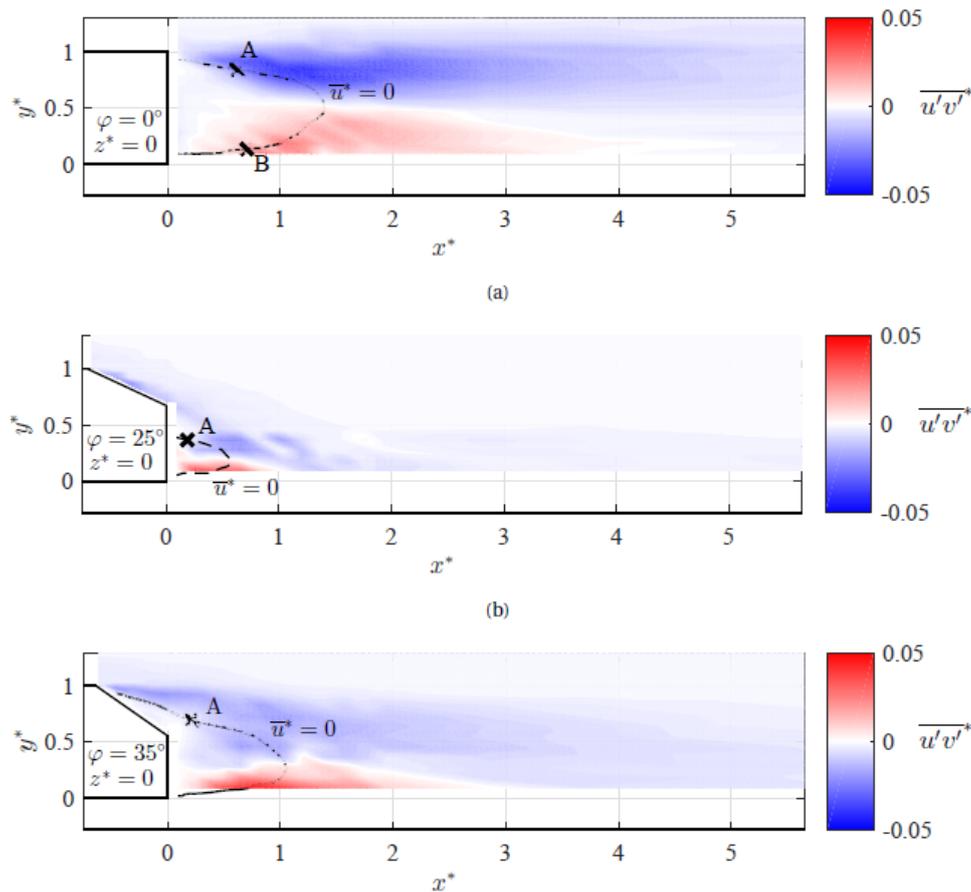


Figure 2.19 – Cartographies (x^*y^*) des contraintes de Reynolds dans le sillage des corps d'Ahmed, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 25^\circ$ et (c) : $\varphi = 35^\circ$ dans le plan médian RODRIGUEZ (2018).

Pour les trois cartographies, nous observons que des valeurs positives de $\overline{u'v'^*}$ dans la couche de cisaillement supérieure et des valeurs négatives de $\overline{u'v'^*}$ dans la couche de cisaillement négative. À l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, la cartographie montre une antisymétrie des valeurs de $\overline{u'v'^*}$ par rapport à l'axe $y^* = 0.5$. Les niveaux $|\overline{u'v'^*}|$ se trouvent à la frontière de la zone de recirculation. La couche de cisaillement supérieure montre une légère domination (maximum $|\overline{u'v'^*}| = 0.043$ en $(x^* = 1.22; y^* = 0.83; z^* = 0)$) par rapport à la couche inférieure (maximum $|\overline{u'v'^*}| = 0.026$ en $(1.05; 0.18; 0)$). Alors que pour le corps $\varphi = 25^\circ$, le maximum de $|\overline{u'v'^*}|$ est observé dans la couche de cisaillement

inférieure et vaut 0.035 au point (0.32;0.09;0). De même, pour le corps $\varphi = 35^\circ$, un maximum de $|\overline{u'v'}^*| = 0.044$ au point (0.82;0.09;0) est observé dans la couche de cisaillement inférieure.

2.2.2 Cas de deux véhicules qui se suivent

Malgré la variété des études aérodynamiques autour un corps d'Ahmed dans la littérature, nous n'avons trouvé que celle de l'étude d' ESSEL et al. (2020) qui a pour but d'examiner l'influence d'un corps suiveur sur la topologie du sillage d'un corps d'Ahmed. Les mesures sont faites avec la technique de vélocimétrie par images de particules pour $Re = 1.7 \times 10^4$ et pour une seule distance inter-véhiculaire $2.72h_c$ (h_c est la hauteur du corps d'Ahmed). Trois corps d'Ahmed ($\varphi = 0^\circ, 25^\circ$ et 35°) sont considérés dont $\kappa = 0.17$ et $h_g = 0.33h_c$, h_g est la garde au sol. Dans la Figure 2.20, nous observons l'effet de l'angle d'inclinaison sur les lignes de courants moyennes et les champs moyennés de la vitesse longitudinale qui se développent entre les deux corps d'Ahmed.

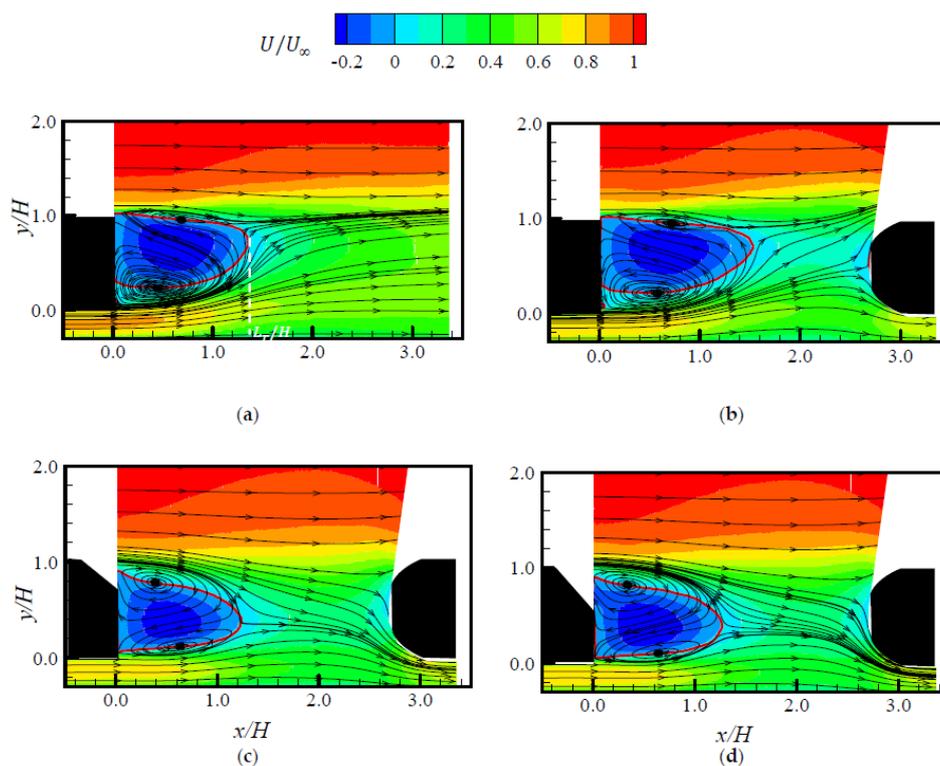


Figure 2.20 – Lignes de courant et champs de vitesse longitudinale moyens dans le plan médian du sillage des trois corps pour les différentes configurations, (a) : 'SB' $\varphi = 0^\circ$, absence du deuxième corps, (b) : 'DB0' $\varphi = 0^\circ$, 2.72H, (c) : 'DB25' $\varphi = 25^\circ$, 2.72H et (d) : 'DB35' $\varphi = 35^\circ$, 2.72H , ESSEL et al. (2020).

Tout d'abord, les tourbillons longitudinaux contra-rotatifs sont bien détectés pour chaque configuration. Les lignes de courant montrent une asymétrie. Ils sont toujours dirigés d'une manière continue et stable. La longueur de la zone de recirculation derrière le culot droit a du augmenter de 12.5% en présence du second corps. Cette dernière est moins importante en aval des corps $\varphi = 25^\circ$ et 35° même en présence du second corps. Elle diminue de 7% et 10% dans les cas 'DB25' et 'DB35' respectivement. Les positions des tourbillons A et B varient aussi avec la configuration. Pour le cas 'SB', le tourbillon

A est situé en $(x/H = 0.7; y/H = 0.96)$. Le second corps ne sert pas seulement à élargir la zone de recirculation mais aussi à disperser le tourbillon A en $(0.73; 0.96)H$. Pour les 2 autres configurations, le tourbillon A se situe très proche du culot soit $(0.39; 0.79)H$ et $(0.34; 0.82)H$ pour les cas 'DB25' et 'DB35', respectivement. Les mêmes observations sont faites pour le tourbillon inférieur.

D'autre part, la Figure 2.21 montre les contours des contraintes de Reynolds dans le sillage pour les cas étudiés. Les intensités des contours des contraintes de Reynolds présentent une asymétrie qui est influencée par l'angle d'inclinaison arrière. La présence du véhicule suiveur permet de limiter également la croissance vers l'extérieur des contraintes de Reynolds dans les couches de cisaillement de chaque cas.

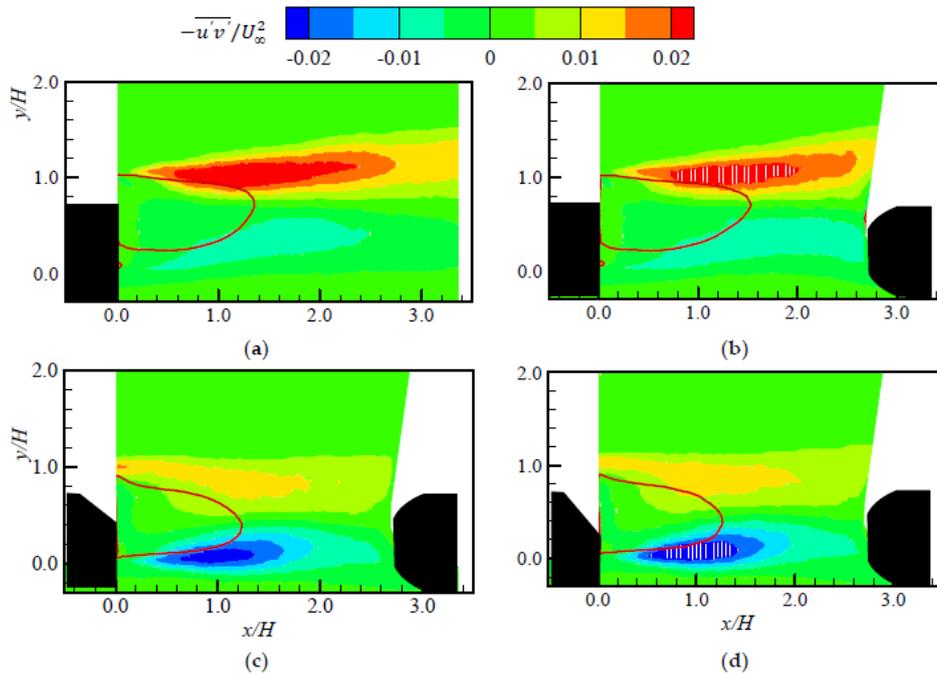


Figure 2.21 – Contours des contraintes de Reynolds dans la région du sillage de (a) : 'SB' $\varphi = 0^\circ$, absence du deuxième corps, (b) : 'DB0' $\varphi = 0^\circ$, $2.72H$, (c) : 'DB25' $\varphi = 25^\circ$, $2.72H$ et (d) : 'DB35' $\varphi = 35^\circ$, $2.72H$. La ligne rouge délimite la zone de recirculation ESSEL et al. (2020).

2.3 Conclusions

Dans ce chapitre, les forces aérodynamiques appliquées sur véhicule automobile sont détaillées. Nous avons vu qu'un véhicule est soumis à une composition de forces liées à la turbulence et à la pression. Ces forces dépendent fortement de la géométrie du véhicule qui à son tour détermine la topologie du sillage de l'écoulement. Généralement, il existe trois types de forme de voiture dans le marché : le monocorps, le bicorps et le tricorps.

Ensuite, nous avons fait appel aux trois modèles simplifiés de véhicule qui se trouvent dans la littérature : DrivAer, MIRA, et le corps d'Ahmed.

La synthèse bibliographique de quelques études de la littérature sur les sillages des corps d'Ahmed montre que le corps d'Ahmed permet de reproduire les principales structures des écoulements de sillage de véhicule. Pour cette raison, ce modèle simplifié sera utilisé dans notre étude. La topologie de l'écoulement dépend fortement de l'angle d'incli-

raison de la lunette arrière (φ). Par conséquent, les écoulements en aval un corps d'Ahmed sont classifiés en trois catégories : $\varphi < 12.5^\circ$, $12.5^\circ < \varphi < 30^\circ$ et $\varphi > 30^\circ$. Nous avons vu que, dans les trois cas une structure de recirculation en sillage proche dans laquelle deux tourbillons contra-rotatifs se développent. Le tourbillon supérieur provient de l'enroulement de l'écoulement sur le culot de véhicule et le tourbillon inférieur provient de l'enroulement de l'écoulement provenant de soubassement du véhicule sur son culot.

Pour $\varphi < 12.5^\circ$ et $\varphi > 30^\circ$, le corps est considéré de type monocorps et l'écoulement est bidimensionnel. Dans ce cas, l'activité tourbillonnaire domine légèrement dans la couche de cisaillement supérieure. Alors que pour $12.5^\circ < \varphi < 30^\circ$, le corps est considéré de type bicorps et l'écoulement est tridimensionnel. Le sillage de l'écoulement présente une déviation vers le bas, un décollement partiel sur la lunette et deux tourbillons longitudinaux qui se développent le long des arêtes supérieures de la lunette. On rappelle que la zone de recirculation observée en aval des corps ayant un angle de lunette $12.5^\circ < \varphi < 30^\circ$ est moins faible que celle développée en aval des corps de type monocorps. La couche de cisaillement inférieure est légèrement plus turbulente que celle supérieure.

Ce chapitre est primordial. La caractérisation de l'écoulement va forcément nous servir dans la caractérisation de la dispersion des PUF.

Toutefois, nous avons vu que la plupart des études portaient sur un seul véhicule et nous ne trouvons que l'étude de ESSEL et al. (2020) consacrée à l'écoulement entre deux corps d'Ahmed pour une seule distance de séparation de $2.72h_c$, h_c étant la hauteur du corps.

En résumé, l'étude des propriétés des écoulements de sillage est un élément important pour la caractérisation de la dispersion de PUF. Les études portaient sur les sillages entre deux corps d'Ahmed pour différentes distances inter-véhiculaires sont rares. L'ensemble des points abordés nous permettra par la suite de choisir le facteur d'échelle géométrique de nos corps, la garde au sol, et aussi la vitesse incidente de l'écoulement généré.

2.4 Objectif et originalité du projet de thèse

L'exposition à court et à long termes aux polluants gazeux et particulaires provenant des échappements des véhicules routiers dans l'environnement urbain peuvent nuire gravement à la santé humaine.

En considérant que ces polluants gazeux et particulaires ont la capacité à pénétrer dans l'habitacle des véhicules suiveurs (par le système de ventilation, par les fenêtres ou par les défauts d'étanchéité du véhicule) et que cet habitacle constitue un microenvironnement favorable à l'accumulation de ces polluants, mieux caractériser l'interaction entre les structures de l'écoulement et les particules lorsque deux véhicules se suivent revêt un fort intérêt puisque les polluants présents dans le sillage d'un véhicule sont ceux qui sont susceptibles d'infiltrer le véhicule suiveur. Dans le but de limiter l'exposition, nous proposons dans cette thèse d'étudier la dispersion des particules ultra fines dans le sillage d'un modèle simplifié de véhicule automobile de type corps d'Ahmed en présence d'un véhicule suiveur. Nous cherchons en particulier à étudier l'influence de la distance inter-véhicule et de l'angle de la lunette arrière du véhicule de tête, sur la dispersion des polluants particulaires de taille nanométrique. L'objectif est d'analyser finement la corrélation entre la dynamique de l'écoulement et les champs de concentrations de particules.

Le cas d'un véhicule seul sera considéré comme la référence. Les caractéristiques moyennes et turbulentes de l'écoulement entre les 2 véhicules seront ensuite déterminées avec précision pour 6 distances de séparation entre les véhicules en considérant 2 angles

de lunettes arrière pour le véhicule de tête ($\varphi = 0^\circ$ et 25°). Dans un second temps, des particules seront injectées par l'intermédiaire d'un tuyau d'échappement fixé sur le véhicule de tête. Des mesures de concentrations dans l'espace inter-véhiculaire seront réalisées et les résultats seront analysés au regard des caractéristiques de l'écoulement identifiées dans la première partie des mesures.

Les outils expérimentaux, les techniques de mesures et également les techniques de traitement des données sont présentées dans la partie II.

Deuxième partie
Méthodologie expérimentale

CHAPITRE 3

MOYENS EXPÉRIMENTAUX

Ce chapitre comporte deux grandes sections majeures. Nous présentons dans la première section les moyens expérimentaux utilisés dans les campagnes de mesures réalisées à l'ESTACA (Campus Laval) pour la caractérisation de l'écoulement et des champs de concentrations entre deux véhicules. Nous décrivons en premier lieu la soufflerie et la veine d'essai et les modèles simplifiés des véhicules. En second lieu, nous présentons le système de vélocimétrie LASER Doppler, le générateur de particules d'ensemencement et le dispositif expérimental pour les mesures des profils de vitesse. Finalement, nous présentons le générateur des particules ultrafines, la granulométrie et le dispositif expérimental associé aux mesures des champs de concentration. L'ensemble du protocole expérimental des mesures de vitesses réalisées dans le laboratoire CORIA de l'Université de Rouen est présenté ensuite dans la deuxième section. Cette campagne de mesure est nécessaire pour pouvoir compléter les informations obtenues grâce aux premières mesures de vitesse en 2C LDV. La technique de vélocimétrie stéréoscopique par image de particule (3C3D) est utilisée afin de mesurer la troisième composante du vecteur vitesse. Cette technique permet aussi la construction des champs instantanés des trois composantes du vecteur vitesse. Nous présentons la soufflerie du laboratoire CORIA, et la veine d'essai, les maquettes conçues pour cette campagne de mesure et nous décrivons également en détail la technique de mesure optique utilisée.

Sommaire

| | | |
|-------|---|----|
| 3.1 | Moyens expérimentaux ESTACA | 84 |
| 3.1.1 | Soufflerie et veine d'essai | 84 |
| 3.1.2 | Maquettes | 85 |
| 3.1.3 | Vélocimétrie LASER à effet Doppler, (LDV) | 86 |
| 3.1.4 | Générateur de fumée | 88 |
| 3.1.5 | Système PALAS ^{MD} DNP 2000, générateur des PUF | 90 |
| 3.1.6 | Impacteur Electrique à Basse Pression (ELPI TM Dekati) | 91 |
| 3.2 | Moyens expérimentaux CORIA | 93 |
| 3.2.1 | Soufflerie et veine d'essai | 93 |
| 3.2.2 | Maquettes, placement des maquettes dans la veine d'essai | 94 |
| 3.2.3 | Stéréo-PIV : Vélocimétrie stéréoscopique par image de particule | 96 |
| 3.2.4 | Source lumineuse, ensemencement | 97 |
| 3.2.5 | Anémométrie LASER Doppler | 98 |

3.1 Moyens expérimentaux ESTACA

3.1.1 Soufflerie et veine d'essai

Les mesures expérimentales sont réalisées dans la soufflerie subsonique (modèle Delta-Lab EA103) à circuit ouvert et à aspiration située à l'ESTACA (Campus Laval) (*Bulletin technique EA103 - Soufflerie subsonique à aspiration et accessoires 2006*). Elle mesure 4 m de longueur, 1.1 m de largeur et 2.1 m de hauteur. La soufflerie est composée d'un filtre et d'un convergent en amont, avec un rapport de contraction de 1 :16. Un moteur ayant une puissance de 3 kW est situé dans la partie arrière de la soufflerie et est suivi d'un divergent situé en sortie de la soufflerie. La vitesse maximale admissible de l'écoulement est de 40 m s^{-1} . Les différentes parties de la soufflerie sont montrées dans la Figure 3.1.

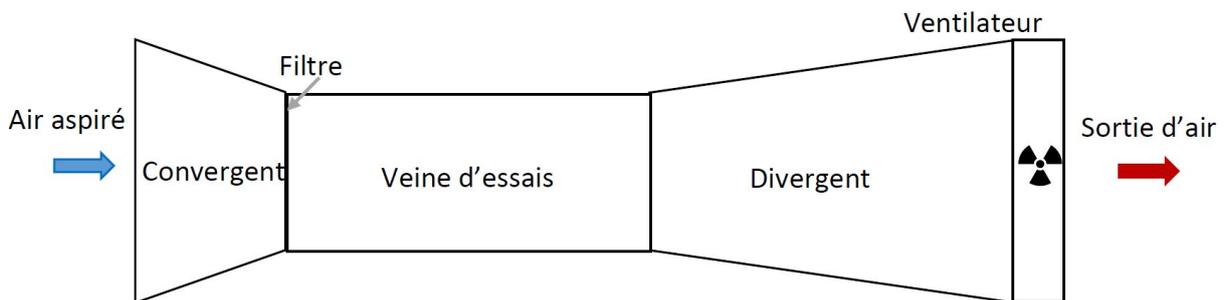


Figure 3.1 – Schéma-soufflerie à aspiration et circuit ouvert.

La veine d'essai est conçue avec des parois latérales transparentes en altuglass (épaisseur 1 cm) afin de pouvoir réaliser des mesures optiques. La veine a pour dimension : $1 \text{ m} \times 0.3 \text{ m} \times 0.3 \text{ m}$. Le plancher de la veine est percé (voir Figure 3.2) de façon à pouvoir positionner les maquettes et introduire la sonde d'aspiration utilisée pour les mesures des concentrations. Au total, nous disposons de 155 trous de 6 mm de diamètre espacés les uns des autres de 50 mm dans la direction longitudinale. Dans la direction transversale, les trous sont espacés de 50 mm proche de l'entrée de la veine d'essai et de 16 mm loin de l'entrée de la veine. Des bouchons en plastique usinés par impression 3D sont utilisés pour fermer les trous et assurer un écoulement propre (non perturbé). L'accès à la veine se fait par une ouverture dans la partie supérieure. L'étude de la couche limite et la caractérisation de la veine d'essai ont été réalisées par (RODRIGUEZ 2018, pages 219-226). Par rapport à la vitesse choisie pour les essais (14.3 m s^{-1}), la hauteur de la couche limite se développant à l'entrée de la veine vaut 10 mm et 12 mm à la sortie de la veine. Les résultats montrent qu'à l'entrée de la veine d'essai l'écoulement à vide sera inchangé avec la présence des bouchons et que l'intensité de turbulence moyenne est de 1.2%.

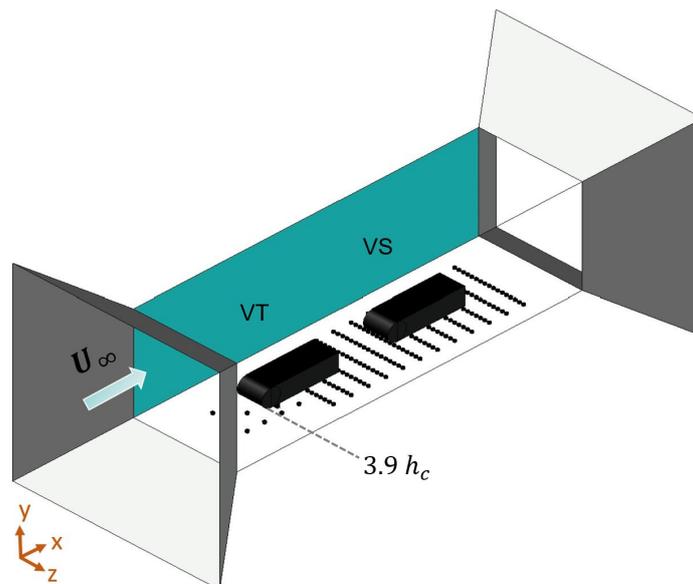


Figure 3.2 – Veine transparente montée pour les mesures optiques. Les points noirs correspondent aux trous du plancher de la veine.

La première maquette, la plus en amont de l'écoulement est appelée dans la suite du manuscrit véhicule de tête (VT) et est toujours placée à $3.9h_c$ (h_c est la hauteur de la maquette utilisée) de l'entrée de la veine d'essai (La zone de la face du VT est une zone où la couche limite peut se développer, (RODRIGUEZ 2018, Annexe A). Elle est centrée de sorte qu'elle soit espacée de $2.8h_c$ des surfaces latérales de la veine d'essai afin d'empêcher les effets de bord. La deuxième maquette est appelée véhicule suiveur (VS) et est placée à six différentes positions en aval.

3.1.2 Maquettes

Nous avons déjà vu dans le Chapitre 2 que les phénomènes physiques qui contrôlent l'écoulement autour des véhicules automobiles dépendent de leurs géométries. On rappelle que les corps d'Ahmed introduits dans les travaux de Syed R AHMED et al. (1984) sont des modèles simplifiés de véhicules automobiles très connus et utilisés dans des études aérodynamiques similaires du fait de leur capacité à reproduire les principales structures de l'écoulement autour d'un véhicule automobile. Les dimensions initiales du corps d'Ahmed selon (Syed R AHMED et al. 1984) sont : 1044 mm \times 389 mm \times 288 mm (longueur \times largeur \times hauteur). Dans cette étude, le facteur d'échelle des dimensions des maquettes utilisées vaut $\kappa = \frac{L_c}{1044} = 0.19$. Ce facteur d'échelle géométrique a été choisi afin d'utiliser la soufflerie dans des conditions optimales. Les maquettes utilisées (Figure 3.3) dans notre étude ont été usinées à l'ESTACA en aluminium, ayant des surfaces lisses et font : 196 mm \times 73 mm \times 54 mm. Le coefficient de blocage (Équation 3.1) est le rapport entre la section frontale S du corps d'Ahmed et la section transversale de la veine d'essai. L'effet de blocage (ϵ) est généralement due à l'effet causée par l'écoulement sur les bords de la maquette et donc il affecte le sillage de l'écoulement (WEST et APELT 1982). Au-delà d'une valeur de 6%, les effets de blocage ne sont plus négligeables (WEST et APELT 1982). Dans notre cas, ϵ vaut 4.8%. Ainsi, aucune correction relative aux effets de blocage n'est nécessaire.

$$\epsilon = \frac{S}{h_v \times l_v}. \quad (3.1)$$

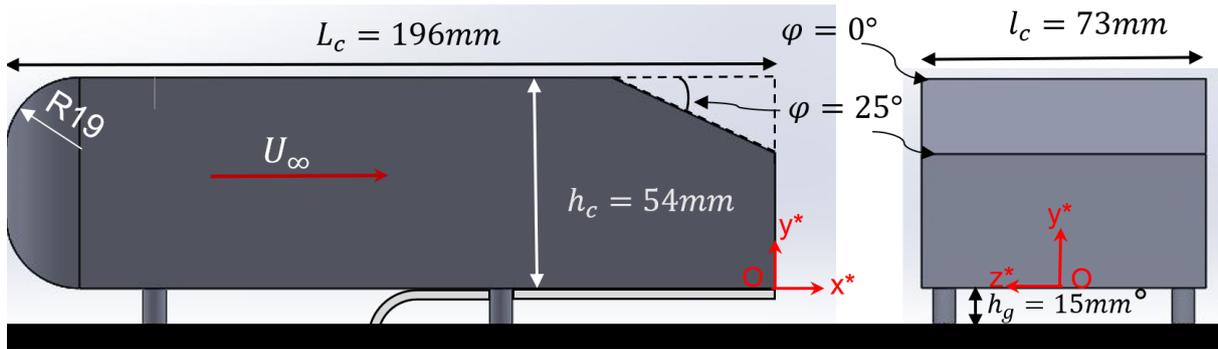


Figure 3.3 – Schéma des maquettes des corps d’Ahmed utilisées (à gauche : vue de profil, à droite : vue de derrière).

Par rapport à la hauteur des pieds des maquettes, GRANDMANGE et al. (2013) a montré qu’à partir d’une garde au sol inférieure à $0.1 \times h_c$, des changements topologiques liés à la séparation du sol peuvent être mis en évidence. Dans le cas présent, les pieds cylindriques de la maquette mesurent 15 mm de hauteur et 5 mm de diamètre. Ce choix définit donc une garde au sol de $0.28 \times h_c$ ($h_g^* = 15/h_c = 15/54 = 0.28$) largement supérieure à 12 mm, hauteur de la couche limite se développant sur le plancher de la veine, et plus importante que $0.1 \times h_c$. Les maquettes sont fixées au niveau du plancher de la veine à l’aide d’un perçage taraudé au centre du soubassement. Les mesures sont réalisées dans un premier temps derrière une maquette de type culot droit ($\varphi = 0^\circ$) puis dans un second temps derrière une maquette ayant une lunette arrière inclinée d’un angle $\varphi = 25^\circ$ (voir Figure 3.3). Le choix du repère est, comme le montre la Figure 3.3, placé dans la face arrière au niveau de soubassement de la maquette avec une origine dans le plan central de la veine d’essai. Dans la campagne de mesures des champs de concentrations, un tuyau de diamètre externe de 6 mm est placé dans le plan longitudinal $z^* = -0.31$ au niveau de $y^* = -0.04$ (voir Figure 3.3). Le tuyau se trouve hors la couche limite qui se développe sur le plancher. La position du tuyau est choisie de sorte qu’il soit possible de le faire sortir en perçant le plancher de la veine d’essai selon un alignement parallèle à l’écoulement incident. Ce choix est aussi en accord avec les placements des tuyaux d’échappement dans les véhicules automobiles.

Système 2C 3D pour la caractérisation des écoulements

3.1.3 Vélométrie LASER à effet Doppler, (LDV)

La vélocimétrie LASER à effet Doppler (LDV) est une méthode optique non intrusive qui permet la mesure de la composante longitudinale et de la composante verticale de la vitesse en un point de mesure appelé volume de mesure. Cette technique comme l’indique son nom est basée sur l’effet Doppler. Autrement dit, elle sert à mesurer la vitesse du fluide en détectant le décalage de la fréquence Doppler f_D de la lumière LASER diffusée par les particules d’ensemencement qui suivent l’écoulement fluide. La Figure 3.4 établit un schéma décrivant les principales parties de la chaîne LDV.

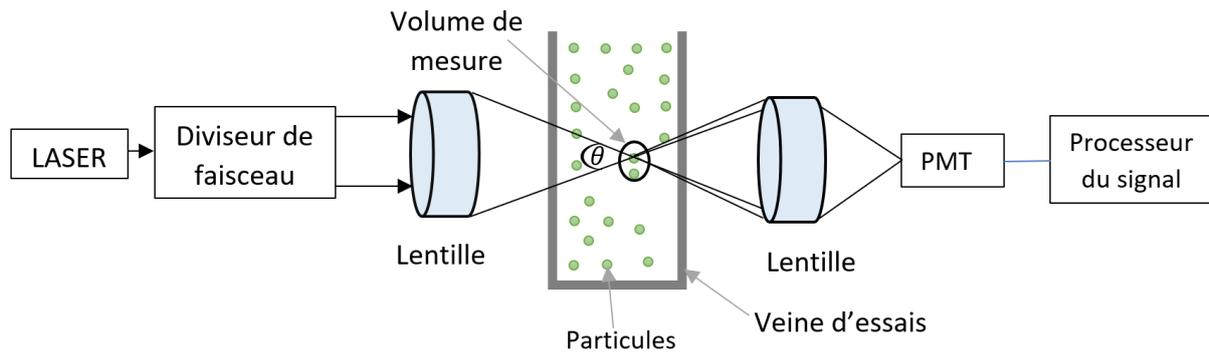


Figure 3.4 – Schéma annoté du principe de LDV.

La source LASER émet un faisceau lumineux. Ce dernier passe par un diviseur de faisceau et ressort en deux faisceaux lumineux de même intensité. Les deux faisceaux convergent en formant un angle θ à travers une lentille vers un volume de mesure. Dans ce volume de mesure, les franges d'interférences sont formées. Les particules d'ensemencement, suiveuses de l'écoulement, passent dans le volume de mesure (région d'intersection de deux faisceaux) et diffusent par conséquent la lumière des franges alternativement brillantes et sombres. Finalement, la lumière sera collectée par un tube photomultiplicateur (PMT) qui sert à mesurer le décalage en fréquence entre les faisceaux émis et les faisceaux diffusés. l'Équation suivante résume la relation entre la fréquence Doppler f_D et la vitesse de l'écoulement u :

$$f_D = \frac{2 u \sin \theta/2}{\lambda_o}, \quad (3.2)$$

où λ_o la valeur de la longueur d'onde. Les applications et les limitations de cette technique optique ont fait l'objet des plusieurs études dès le travail de YEH et CUMMINS (1964) (CZARSKÉ 2006 ; DRAIN 1980 ; FURUICHI et al. 2000 ; HALLIWELL 1993 ; KOPP 1994). DRAIN (1980) and RICHARD (2017) fournissent une littérature bien documentée sur les principes de fonctionnement de la vélocimétrie à effet Doppler. L'outil LDV est souvent appliqué dans les études des écoulements de sillage 2D/3D turbulents. On cite parmi la littérature les travaux suivants : LI et al. (2019), TACHIE (2002), LIENHART et BECKER (2003), MEHEL et MURZYN (2015), RODRIGUEZ (2018) et LE VERN (2021). Les caractéristiques pour chaque paire de faisceaux sont présentées dans le Tableau 3.1.

| | Longueur d'onde (nm) | Volume de mesure (mm ³) | Nombre de franges | Interfrange (μm) |
|---|----------------------|-------------------------------------|-------------------|------------------|
| u | 660 | 0,1684 × 0,1681 × 2,806 | 30 | 5,448 |
| v | 785 | 0,2003 × 0,1999 × 3,338 | 30 | 6,396 |

Tableau 3.1 – Caractéristiques des faisceaux LASER extraites du *LDA calibration certificate* (2012).

La sonde LDV est installée sur une table de déplacement 3D dont la plage de déplacement est 410 mm dans chacune des trois directions (x, y et z). Le système de déplacement et d'acquisition des données se sont contrôlés par le logiciel BSAFlow 5.03.00. Le mode d'acquisition choisi pour les mesures est le mode IR (Individual Realization) appelé aussi

Burst mode. Ce mode assure l'acquisition d'un maximum d'informations (RODRIGUEZ 2018). Une inclinaison d'angle 4° de la table par rapport à l'axe horizontal a été appliqué afin de ne pas interrompre les faisceaux LASER près du plancher de la veine d'essai ($y < 5$ mm). Cette inclinaison permet uniquement la mesure de la composante horizontale de la vitesse dans la partie basse de l'écoulement. La composante verticale de la vitesse n'est pas mesurable dans cette zone où les faisceaux LASER sont coupés par le plancher. Cependant, aucune correction aux données n'est nécessaire (RODRIGUEZ 2018; TACHIE 2002).

3.1.4 Générateur de fumée

La technique LDV s'appuie sur la diffusion de la lumière par les particules en suspension dans l'écoulement. Les particules de grandes tailles sont facilement détectées. Cependant, la précision de la détermination de la vitesse de l'écoulement sera limitée avec les particules de grandes tailles (MELLING 1997). Dans l'objectif de bien suivre l'écoulement, TROPEA et al. (2007) ont conseillé que le diamètre des particules d'ensemencement doit être compris entre $0.5 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$. Dans nos mesures, le liquide utilisé est le SAFEX^{MD} Inside Nebelfluid Extra Clean fourni par DANTEC^{MD}. Il est formé d'un mélange de diéthylène glycol $\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}_3$. Le générateur SAFEX S 195 G (SAFEX Inside Fog Fluids - Binding manufacturer's declaration 2005) est utilisé et est placé parallèlement à l'entrée de la soufflerie dans le sens inverse de l'écoulement (voir Figure 3.6). L'objectif est d'assurer un mélange uniforme des particules d'ensemencement avant d'être aspirées par l'entrée de la soufflerie. D'après la distribution granulométrique des particules tracée dans la Figure 3.5, le diamètre moyen des particules vaut $1.068 \mu\text{m}$, ce qui est conforme aux recommandations de TROPEA et al. (2007).

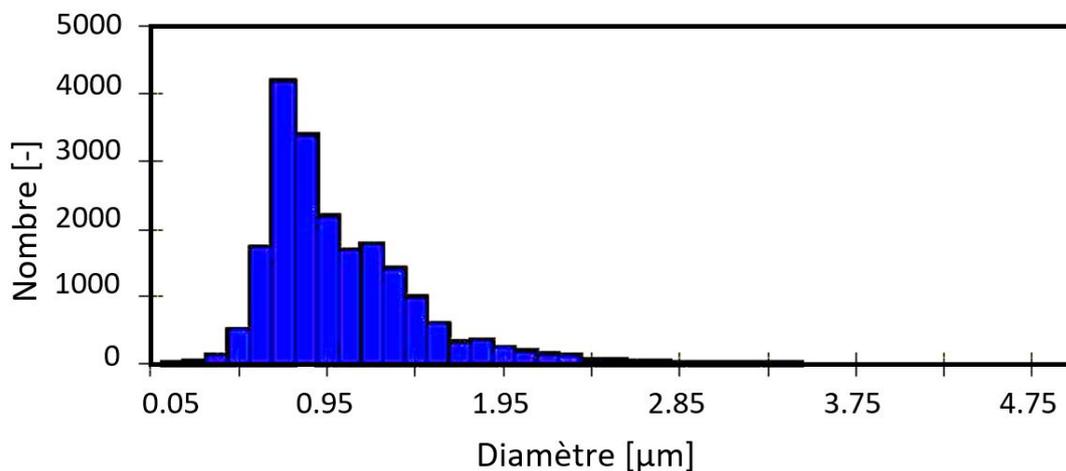


Figure 3.5 – Distribution granulométrique des particules d'ensemencement générées (SAFEX Fog Generator User's guide 2003).

Il est important de prédire le comportement des particules d'ensemencement vis à vis de la phase porteuse. Pour cela, on détermine le nombre de Stokes qui représente le rapport entre l'énergie cinétique d'une particule et l'énergie dissipée par frottement avec le fluide. Il est donné par l'Équation suivante 3.3 (LAU et NATHAN 2016) :

$$S_{tk} = \frac{\rho_p \bar{d}_p^2 U_\infty}{18 \mu_f D}, \quad (3.3)$$

avec :

- ρ_p : la masse volumique des particules,
- \bar{d}_p : le diamètre moyen des particules,
- U_∞ : la vitesse incidente de l'écoulement,
- μ_f : la viscosité dynamique du fluide,
- D : la hauteur de la veine d'essai.

Dans nos mesures et à une température de 20° , $\rho_p = 1.117 \text{ g cm}^{-3}$, $\bar{d}_p = 1.068 \mu\text{m}$, $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$, la viscosité de l'air $\mu = 1.83 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $D = 30 \text{ cm}$. Le nombre de Stokes correspondant est de 1.84×10^{-4} inférieur à 1, ce qui nous permet de confirmer que les particules suivent bien la dynamique de l'écoulement (ZHAO et al. 2012). La deuxième condition pour que les particules soient adaptées à la technique LDV est que ces dernières doivent être suffisamment grosses pour pouvoir réfléchir le signal lumineux (ALGERI et al. 2005 ; DRAIN 1980 ; MEYERS 1991). Toutefois, ces particules sont utilisées dans plusieurs études en PIV qui nécessitent forcément le critère de diffusion lumineuse (DEL CAMPO et al. 2014 ; MELLING 1997 ; RODRIGUEZ et al. 2020). Le dernier critère à vérifier avant les mesures est la toxicité des particules injectées. D'autre part, le certificat délivré par *SAFEX Inside Fog Fluids - Binding manufacturer's declaration* (2005) assure que le liquide ne présente pas de risque sanitaire. En plus, les particules doivent être suffisamment nombreuses pour assurer une convergence des données. Elles peuvent en trop grand nombre causer une perturbation de l'écoulement et biaiser ainsi les résultats. L'une des contraintes principales à surmonter lors de l'ensemencement est d'avoir un nombre optimal de particules dans un volume de mesure (en mode IR) en gardant un taux d'acquisition des mesures assez grand. La méthode de traitement validée par RODRIGUEZ et al. (2018a), qui sera discutée dans la section 4.1.4, permet de répondre à ce problème. La Figure 3.6 présente une vue d'ensemble de l'installation expérimentale (soufflerie, LDV, système de déplacement, générateur de fumée et poste de travail). Le générateur de fumée est placé à la hauteur de l'entrée d'air de la soufflerie. Les particules sont générées en aval de l'écoulement dans la veine d'essai.



Figure 3.6 – Dispositif expérimental pour la caractérisation de l'écoulement monophasique.

Systèmes utilisés pour la caractérisation des champs de concentration

3.1.5 Système PALAS^{MD} DNP 2000, générateur des PUF

Le générateur de particules DNP 2000 génère des aérosols à l'échelle nanométrique à partir de graphite monolithique. La taille moyenne des aérosols se trouve dans l'intervalle compris entre 20 nm et 100 nm. Les agglomérats de carbone qui en résultent sont similaires en taille aux suies générées par les moteurs diesel (EVANS et al. 2003 ; RODRIGUEZ 2018). La génération de particules se fait à partir des étincelles produites entre deux électrodes de graphite (PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009), Figure 3.7.

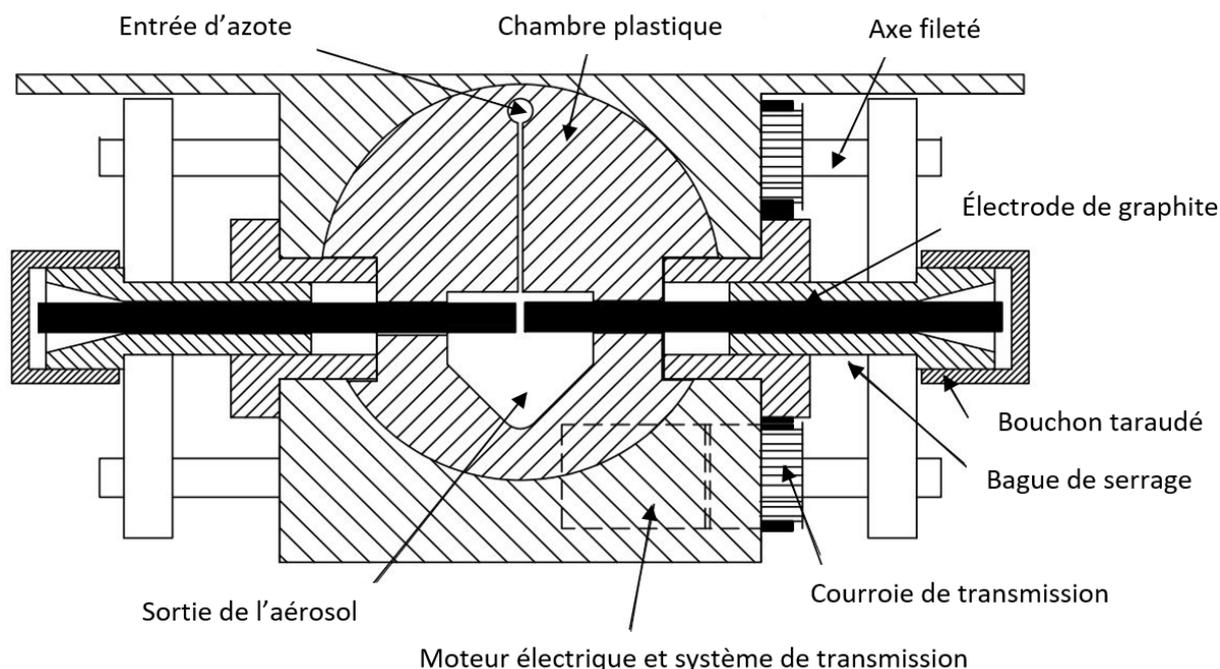


Figure 3.7 – Schéma du dispositif mécanique de l'unité d'électrode du PALAS.

Les deux électrodes sont cylindriques de diamètre 6 mm espacées de 1.8 mm (PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009). Toutefois, cette distance sera réduite au fur et à mesure de la consommation des électrodes. Ces dernières sont réglées simultanément au moyen de deux broches filetées qui sont entraînées par une courroie d'entraînement du système de transmission. Les deux électrodes sont à renouveler lorsque la distance atteint les 10 mm. Les composés de carbone générés sont transportés grâce à l'azote. L'azote est un gaz porteur et s'écoule par une fente étroite entre les deux électrodes et sort par le bas de la chambre de l'unité. Ce gaz n'entraîne pratiquement aucune modification de la densité des gaz d'échappement mesurés. La Figure 3.7 montre la disposition de l'unité de génération. Une fois l'azote dans l'espace entre les deux électrodes, les aérosols peuvent être dilués en apportant de l'air. Ceci induit une formation réduite des agglomérats. Cependant, nous n'avons pas utilisé cette caractéristique dans nos mesures visant une concentration maximale des aérosols. Après chaque campagne de mesure, la chambre de production des étincelles est nettoyée. Le principe de fonctionnement est décrit par PALAS DNP digital 2000 - Operating manual (2009). En raison de son excellente reproductibilité et de son haut niveau de fiabilité, cet appareil est particulièrement bien adapté aux présentes expériences (EVANS et al. 2003 ; MEHEL et MURZYN 2015 ; Günther OBERDÖRSTER et al.

2004; PRICE et al. 2014; RODRIGUEZ et al. 2020). En termes de distribution de la taille des particules (PSD), une étude préliminaire a montré que plus de 93% des particules ont un diamètre compris entre 30 et 109 nm (RODRIGUEZ 2018).

3.1.6 Impacteur Electrique à Basse Pression (ELPITM Dekati)

Le système ELPI (Electrical Low Pressure Impactor) est un spectromètre développé par Dekati permettant l'analyse des émissions particulaires. Le spectromètre permet la détection en temps réel de la distribution granulométrique des particules en suspension grâce à 13 étages d'impaction avec une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz (Figure 3.8).

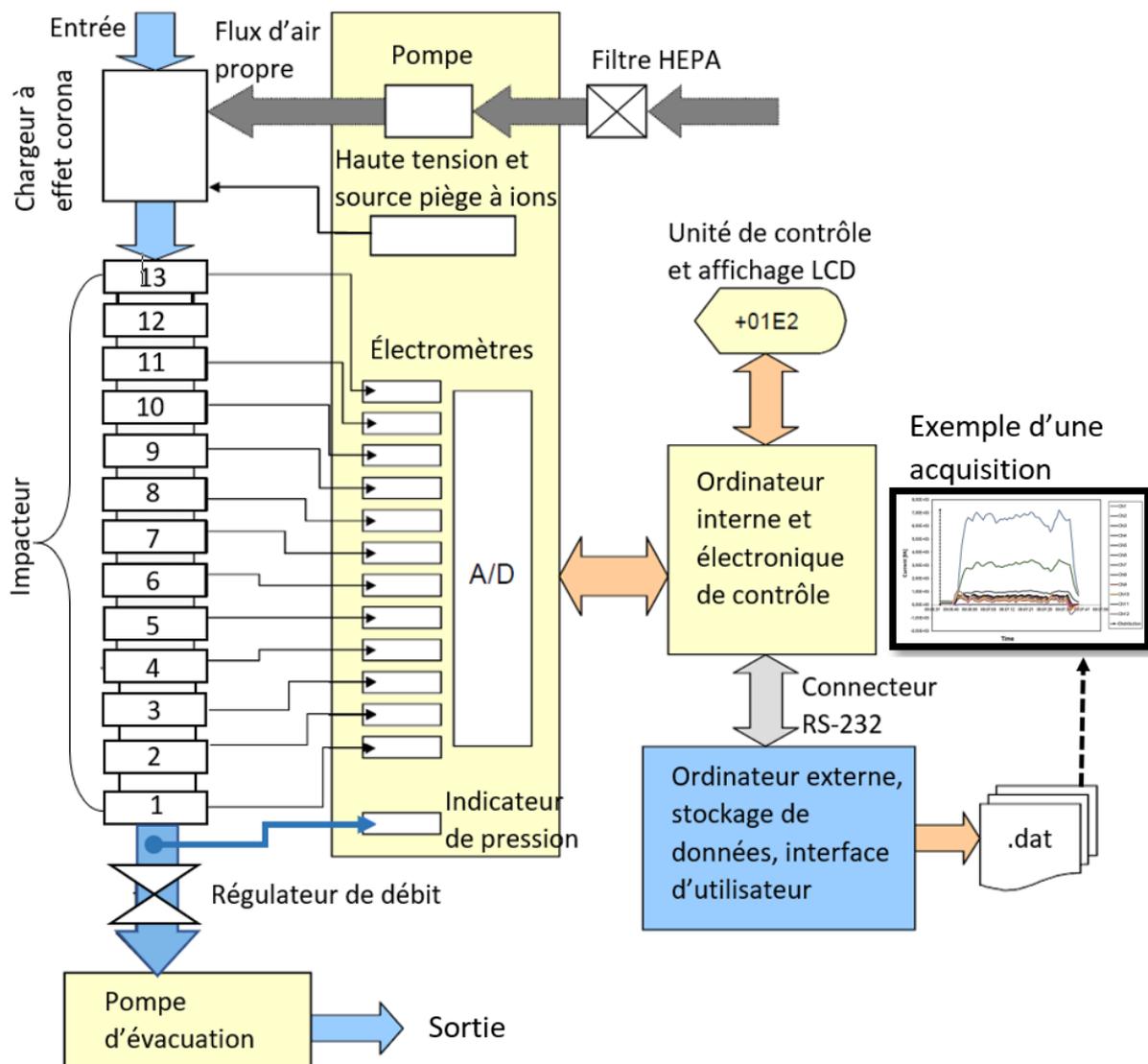


Figure 3.8 – Schéma descriptif du fonctionnement du système ELPITM Dekati (DEKATI (2010)).

Ces étages permettent de filtrer les particules ayant un diamètre aérodynamique allant de 30 nm à 10 000 nm. Son principe, illustré dans la Figure 3.8, est basé initialement sur le chargement électrique des particules accompagné par une classification inertielle et subséquentement par une détection des particules chargées. Ces trois étapes de fonctionnement

sont les suivantes :

- Les aérosols, avant d’être classifiés par l’impacteur, sont aspirés à l’aide d’une pompe avec un débit constant de 10 L min^{-1} et passent par un chargeur appelé chargeur à effet corona (couronne). Ce dernier sert à les charger électriquement. Selon le constructeur DEKATI (2010), le courant corona est le paramètre le plus important pour le bon fonctionnement du chargeur. Ce dernier est réglé à 1 A et la tension peut varier de $\pm 1 \text{ kV}$ par rapport à sa valeur de réglage 3.5 kV. D’ailleurs, une augmentation de la tension du chargeur peut indiquer la nécessité de nettoyer le chargeur. Cette augmentation résulte de la formation d’une couche isolante des particules sur la surface intérieure des parois du chargeur.
- Ensuite, les aérosols passent dans l’impacteur pour leur classification en fonction de leur diamètre aérodynamique. Cette classification se fait à l’aide de 13 étages isolés par du téflon. Chacun des 12 premiers étages est relié séparément à un électromètre (DEKATI 2010). Le treizième étage est un pré-sélecteur qui n’est pas lié à un électromètre (DEKATI 2010). Cependant, ce filtre n’est pas utilisé dans nos mesures vu que les particules générées par le système PALAS ont un diamètre aérodynamique moyen entre 30 nm et 109 nm. Cette étude granulométrique a été réalisée par RODRIGUEZ (2018). Les diamètres de coupure associés aux étages en cascade sont indiqués dans le Table 3.2. Ces diamètres correspondent au diamètre aérodynamique des particules dont l’efficacité d’impaction est de 50%, d’où la nomenclature $d_{a,50\%}$. D’ailleurs, lorsqu’une particule heurte un plateau d’impaction, elle libère une charge électrique. On précise qu’il est possible qu’une particule ne pénètre pas le plateau d’impaction correspondant.
- L’électromoteur à son tour enregistre le courant électrique généré dans chaque étage. Ce courant se trouve dans l’intervalle 0 fA et $4 \times 10^5 \text{ fA}$ et est proportionnel à la concentration en particules.

Pour aller plus en détail, le fonctionnement du système ELPI est décrit dans le manuel ELPITM version 4.11 DEKATI (2010). KESKINEN et al. (1992), MARJAMÄKI et al. (2000), COUDRAY et al. (2008) et COUDRAY et al. (2009) fournissent également une littérature détaillée sur le principe de fonctionnement de ELPI.

| Étage | 13 | 12 | 11 | 10 | 9 | 8 | 7 | 6 | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 |
|-------------------------|------|------|------|------|------|------|-----|-----|-----|-----|-----|----|----|
| $d_{a,50\%}[\text{nm}]$ | 9970 | 6800 | 4400 | 2500 | 1600 | 1000 | 650 | 400 | 260 | 170 | 108 | 60 | 30 |

Tableau 3.2 – Diamètres de coupure $d_{a,50\%}$ des 13 étages de l’ELPITM ver.4.11 (DEKATI 2010).

La Figure 3.9 montre le montage expérimental pour la caractérisation de la dispersion des polluants entre les deux véhicules. Les mesures de concentrations sont réalisées grâce à une sonde d’aspiration placée entre les deux maquettes à différentes positions (Voir Figure 3.10). Les différents paramètres d’acquisition sont illustrés dans la section 4.3.

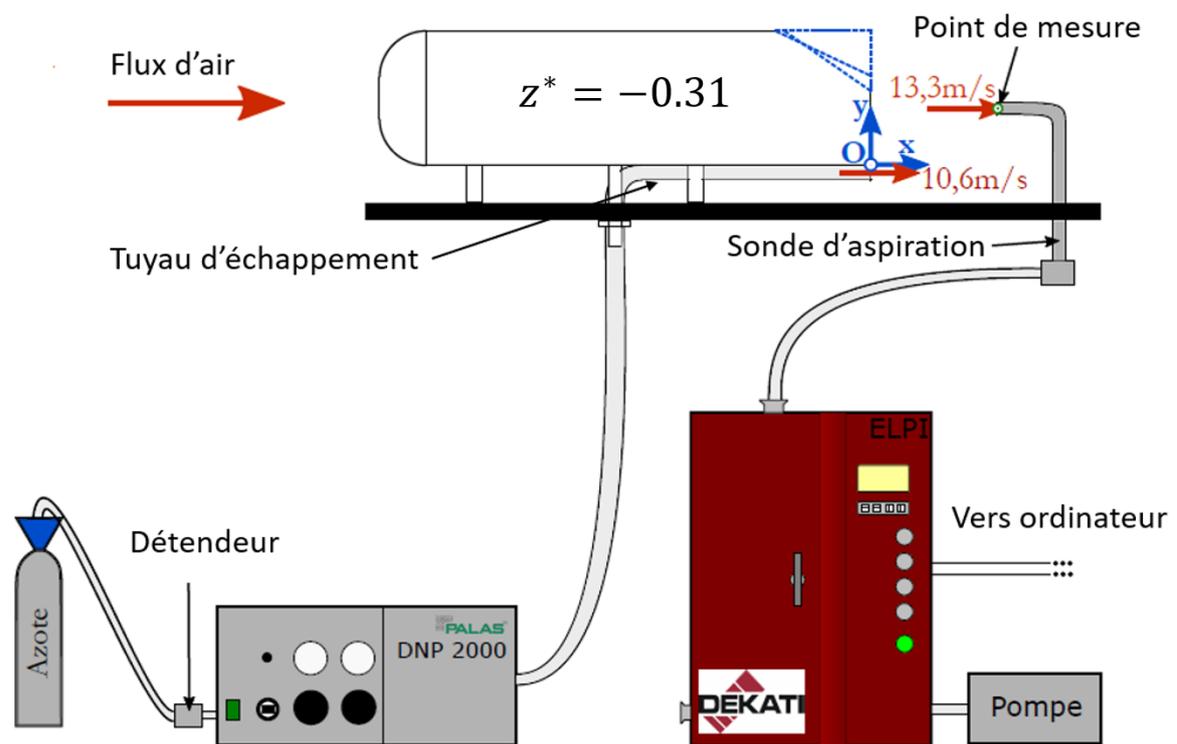


Figure 3.9 – Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation de la dispersion des polluants (RODRIGUEZ 2018).

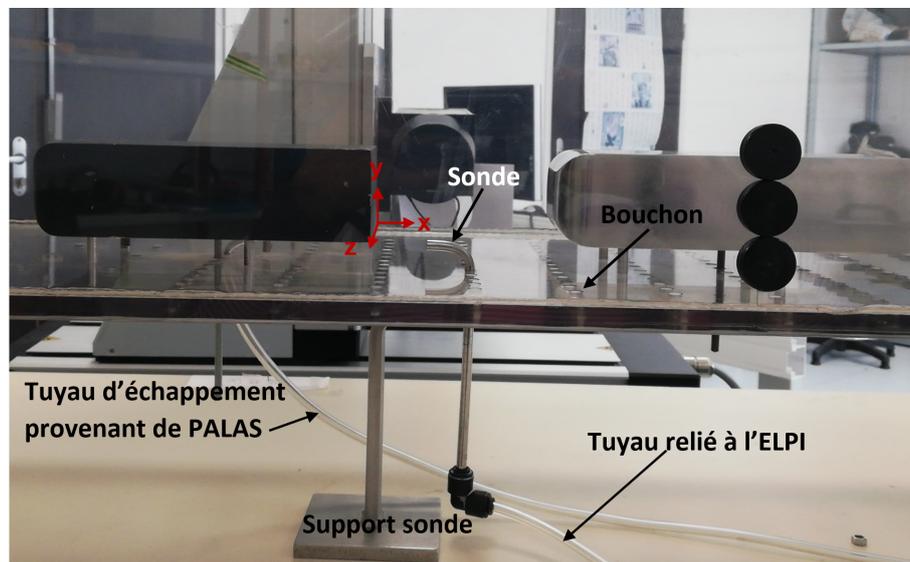


Figure 3.10 – Montage de la sonde d'aspiration reliée à l'ELPI.

3.2 Moyens expérimentaux CORIA

3.2.1 Soufflerie et veine d'essai

La soufflerie atmosphérique localisée au sein du laboratoire CORIA est une soufflerie subsonique et à circuit fermé. Elle est équipée d'un ventilateur automatique, situé après

le divergent, ayant une puissance de 3 kW et peut atteindre une vitesse maximale de 16 ms^{-1} . La veine d'essai est de section carrée $0.4 \text{ m} \times 0.4 \text{ m}$ et de longueur de 2.5 m (voir Figure 3.11). Les deux parois transversales de la veine d'essai et la plaque inférieure sont transparentes, formées en verre de 8 mm d'épaisseur, permettant ainsi d'effectuer des mesures optiques. Toutefois, les plaques supérieures sont en alliage d'aluminium AU4G. La plaque inférieure de la veine est percée à son extrémité d'un trou de 80 mm pour pouvoir insérer le tube du générateur de fumée. L'accès à la veine se fait à partir des parois latérales. L'intensité de turbulence au sein de la veine d'essai est inférieure à 0.1%. La Figure 3.11 représente une vue entière du dispositif expérimental utilisé lors de la caractérisation des écoulements de sillage en 3D au laboratoire CORIA. Les caméras et le système optique sont montés sur une traverse Bosch permettant le déplacement dans les trois axes (x, y, et z). Le premier miroir est monté sur un système Zaber complémentaire permettant le déplacement suivant l'axe horizontal (x).

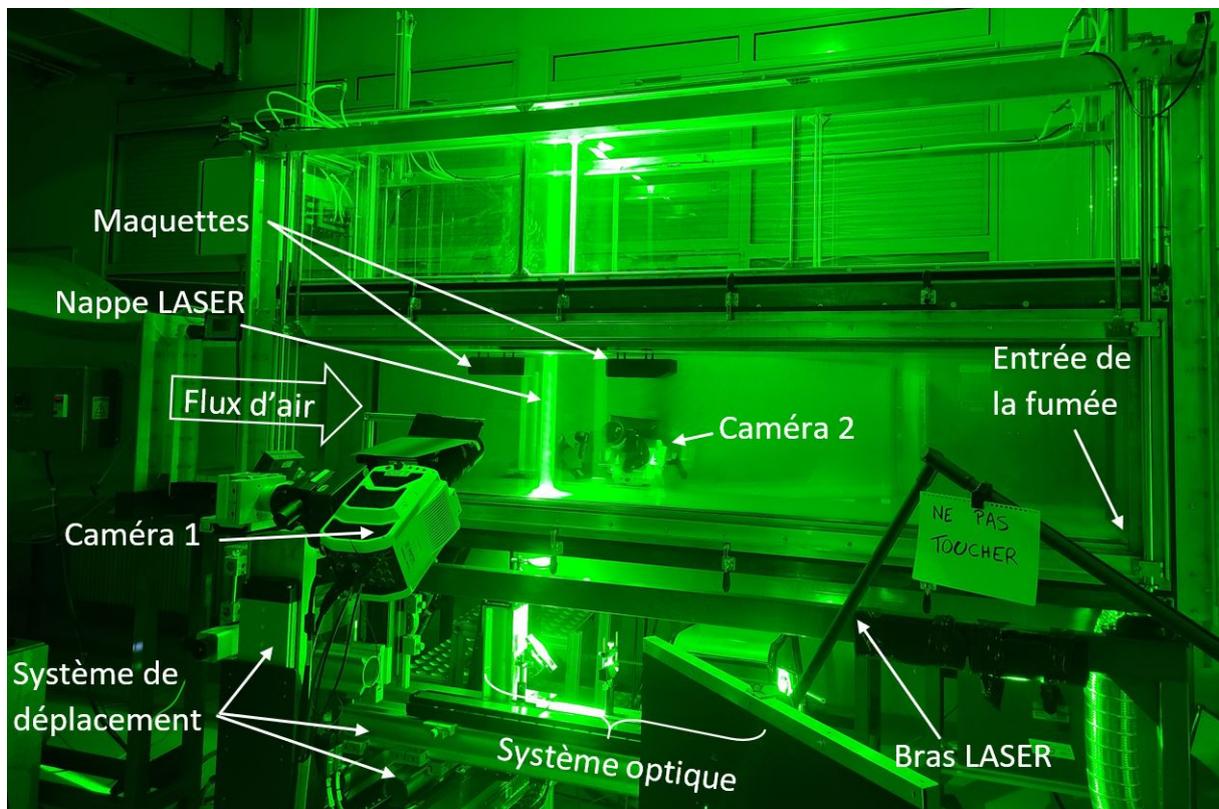


Figure 3.11 – Montage expérimental pour les mesures des profils dynamiques en 3D.

3.2.2 Maquettes, placement des maquettes dans la veine d'essai

Deux maquettes de type corps d'Ahmed ont été conçues par impression 3D au laboratoire CORIA, une à culot droit ($\varphi = 0^\circ$) et l'autre à culot incliné ($\varphi = 25^\circ$), avec le même facteur d'échelle géométrique que les maquettes utilisées à l'ESTACA dans le but de maintenir des conditions expérimentales similaires.

Les dimensions des maquettes sont 196 mm de longueur, 73 mm de largeur et 54 mm de hauteur. 4 pieds cylindriques 15 mm de hauteur et 4 mm de diamètre ont été vissés aux maquettes. La garde au sol adimensionnée est toujours de 0.28. En tenant compte des dimensions de la veine d'essai, l'effet de blocage est de 2.7% contre 4.8% pour les mesures à l'ESTACA. Il est toujours inférieur à 6%, pour cela aucune correction ne sera introduite.



(a) Vue de profil.



(b) Vue de derrière.

Figure 3.12 – Maquettes de corps d’Ahmed conçues au laboratoire CORIA.

Les maquettes sont fixées par les 4 pieds à l’envers sur les plaques supérieures de la veine d’essai. Les plaques supérieures ont été percées de façon afin de pouvoir placer le véhicule suiveur dans six différentes positions comme montré dans la Figure 3.13. Une platine de rotation est montée dans l’objectif de pouvoir centrer la position du véhicule de tête.

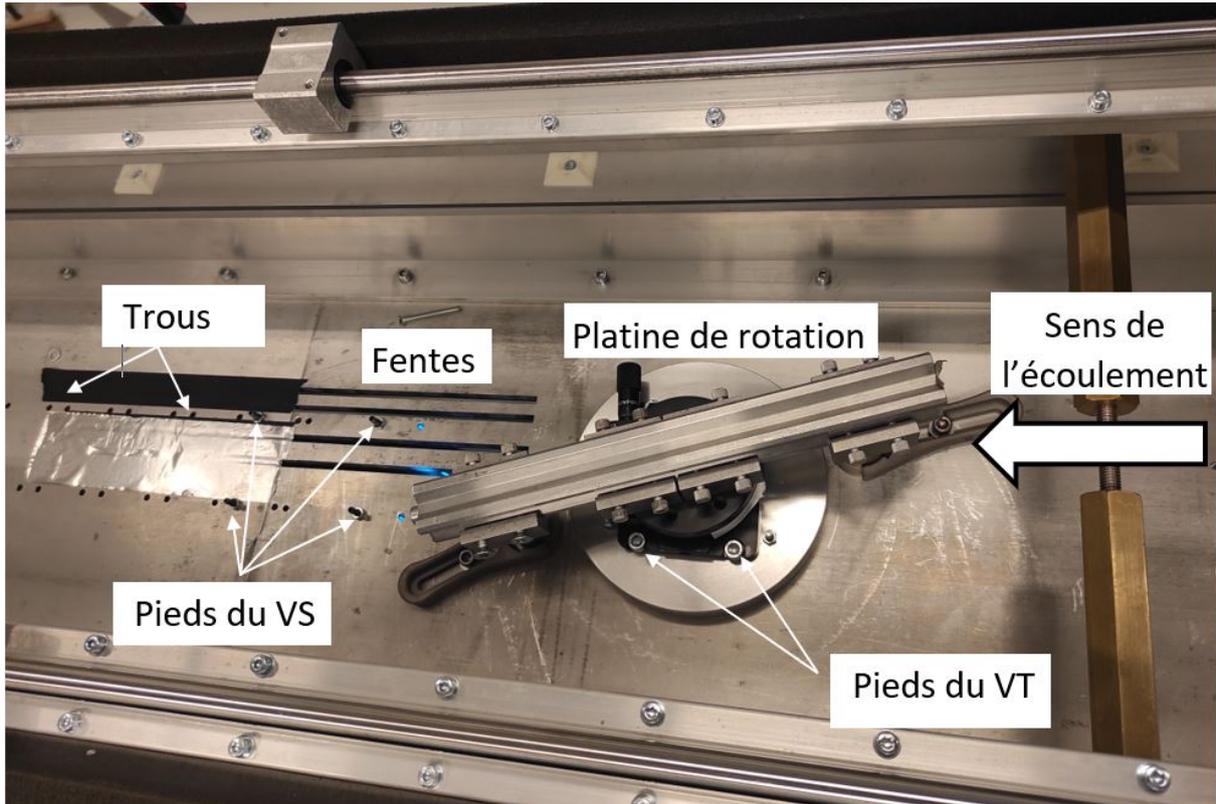


Figure 3.13 – Plaques supérieures de la veine d'essai (Vue de dessus).

Système utilisé pour la caractérisation de l'écoulement (3C)

3.2.3 Stéréo-PIV : Vélocimétrie stéréoscopique par image de particule

La vélocimétrie stéréoscopique par image de particule est une technique PIV non intrusive permettant la mesure des trois composantes du champ de vitesse dans un plan. Généralement, il existe deux techniques de Stéréo-PIV qui nécessitent l'utilisation de plusieurs caméras :

1. La méthode par translation,
2. La méthode angulaire avec la condition Scheimpflug.

Le principe fondamental de la Stéréo-PIV s'appuie sur l'imagerie stéréoscopique (C. WILLERT 1997). Deux caméras interceptent un plan d'objet éclairé par une source LASER. Les images prises sont discrétisées en des fenêtres d'interrogation (mailles). La fonction d'inter-corrélation R_{IJ} (C. E. WILLERT et GHARIB 1991) est appliquée pour chaque paire d'images afin de déterminer le déplacement moyen des particules $\Delta x = \vec{x}_2 - \vec{x}_1$, avec \vec{x}_1 et \vec{x}_2 la position de la particule dans l'image 1 et 2, respectivement.

$$R_{IJ}(x, y) = \frac{\sum \sum [I(i, j) - \bar{I}][I(i - x, j - y) - \bar{J}]}{\sqrt{\sigma_I^2} \sqrt{\sigma_J^2}}, \quad (3.4)$$

avec $I(i, j)$, $J(i, j)$, les niveaux de gris de la maille en position (i, j) pour la première image prise par la première caméra et pour la deuxième image J prise par la deuxième caméra respectivement. \bar{I} , \bar{J} , $\sqrt{\sigma_I^2}$ et $\sqrt{\sigma_J^2}$ sont les niveaux moyens et les écarts-types associées aux images. Le pic d'inter-corrélation est obtenu suite à différentes analyses des fenêtres d'interrogation ayant des tailles décroissantes (SCARANO et RIETHMULLER 1999). Dans

notre cas, la première analyse se fait avec une fenêtre de $64 \times 64 \text{ pixels}^2$ avec un recouvrement de 50% et la dernière s'effectue avec une fenêtre de $8 \times 8 \text{ pixels}^2$ avec un recouvrement de 75%. Dans la suite, la position du pic d'inter-corrélation révèle le déplacement Δx de la particule et permet finalement de calculer sa vitesse pour un délai de temps correspondant au délai entre les deux images prises ($50 \mu\text{s}$ dans nos mesures).

Dans ce projet, deux caméras de modèle V2012 de *Phantom* sont placées de chaque côté de la nappe LASER à une même hauteur avec un angle de 32.4° par rapport à l'horizontale (Figure 3.11). Deux objectifs visibles Nikon 80 – 200 mm f/4 ont été associés aux caméras sur la monture Scheimpflug. Les caméras possèdent des capteurs de résolution 1280×800 pixels dont la fréquence maximale est 20 kHz. L'avantage de cette configuration est que les vues des deux caméras peuvent exploiter des rapports signal/bruit plus élevés (et égaux) (PRASAD 2000). Le montage expérimental des outils associés est représenté dans la Figure 3.14.

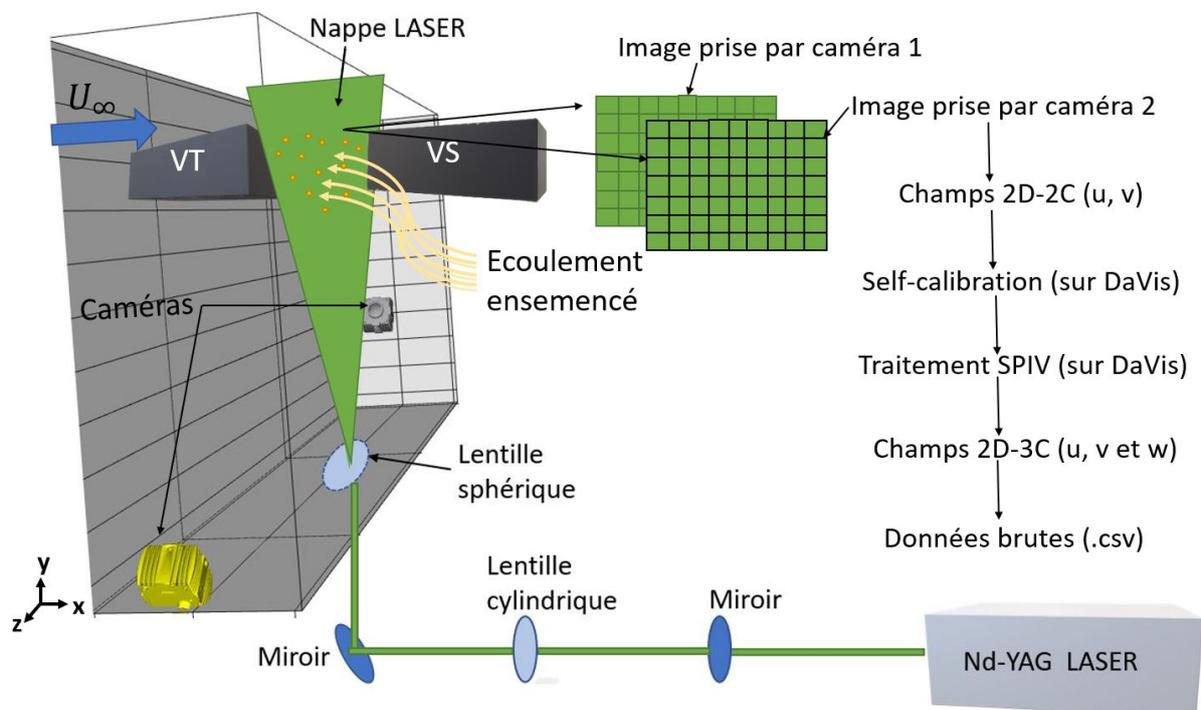


Figure 3.14 – Schéma général du fonctionnement de la Stéréo-PIV.

3.2.4 Source lumineuse, ensemencement

Le plan d'objet est illuminé par une source LASER de modèle DM 150-532 DH de la marque *Photonics Industriels*. Il s'agit d'un LASER de type Nd :YAG de 150 W à 10 Hz permettant de générer des faisceaux lumineux de longueur d'onde 532 nm. La nappe LASER est obtenue grâce à un système optique composé d'un miroir situé face au bras LASER qui sert à réfléchir la lumière incidente, d'une lentille cylindrique de focale -50 mm, d'un miroir et d'une lentille sphérique de focal 500 mm comme illustré dans la Figure 3.14. L'épaisseur de la nappe LASER est d'environ 0.8 mm.

Les particules employées pour un ensemencement homogène de l'écoulement est un mélange d'eau et de glycol.

3.2.5 Anémométrie LASER Doppler

Pour des raisons que nous allons expliquer dans la section 5.2.3, l'anémométrie LASER à effet Doppler 1D de *Dantec Dynamics* est mise en place. Cette technique a déjà été détaillée dans la section 3.1.3. La longueur d'onde de la paire de faisceaux LASER est 488 nm de distance focale 500 mm. Le nombre de franges est 35 et l'interfrange est de 3.252 μm . Le volume de mesure est de : $0.1166 \times 0.1162 \times 1.549 \text{ mm}^3$. L'acquisition est réalisée en mode Burst dans une durée de 9 secondes avec 5000 points. L'acquisition et réglage des paramètres associés se font sur le logiciel BSA3 de *Dantec*.

3.3 Synthèse du chapitre

Dans un premier temps, les outils expérimentaux pour la caractérisation des écoulements de sillage en 2D et pour la caractérisation des champs de concentration ont été décrits. Les maquettes de type corps d'Ahmed conçues à l'échelle 0.19 ont été présentées. Le coefficient de blocage, égale à 4.8%, ne nécessite pas une correction. Le diamètre intérieur du tuyau d'échappement est de 4 mm. Sachant que l'origine de notre repère correspond au plancher de la maquette comme l'indique la Figure 3.3, les mesures de la composante verticale de la vitesse ne sont pas possibles pour $y < 5 \text{ mm}$. Les mesures des champs de concentration à partir de la sonde d'aspiration ne sont pas réalisables en $y < -2 \text{ mm}$. Le choix de la vitesse de l'écoulement, les longueurs des sondes d'aspiration et les paramètres d'acquisition sont exposés dans les sections 4.1 et 4.3.

Dans un second temps, nous avons décrit les instruments expérimentaux pour les mesures des champs de vitesses effectuées au laboratoire CORIA. Les maquettes utilisées ont été imprimées en 3D avec les mêmes dimensions que les maquettes utilisées à l'ESTACA. La technique de particules d'images en stéréoscopie est adaptée pour les mesures. Des mesures complémentaires ont été effectuées avec l'anémométrie LASER Doppler. Le principe théorique et la mise en place de la technique sont évoqués. Notons que la vitesse de l'écoulement est identique à celle adoptée dans les mesures antérieures à l'ESTACA.

CHAPITRE 4

ACQUISITION ET TRAITEMENT DE DONNÉES

Dans ce chapitre, les paramètres d'acquisition et les méthodes de traitement sont détaillés pour les deux campagnes de mesure des profils de vitesse, et pour la campagne de mesure des champs de concentration des PUF. Les calculs et les graphiques sont effectués par des codes développés sous MATLAB^{MD}.

Sommaire

| | | |
|-------|--|------------|
| 4.1 | Mesures des champs de vitesses 2C (ESTACA) | 99 |
| 4.1.1 | Vitesse de l'écoulement U_∞ | 100 |
| 4.1.2 | Maillage LDV | 100 |
| 4.1.3 | Paramètres de LDV | 102 |
| 4.1.4 | Traitement de données LDV | 102 |
| 4.2 | Mesures des champs de vitesses 3C (CORIA) | 103 |
| 4.2.1 | Plans de mesures Stéréo-PIV | 103 |
| 4.2.2 | Paramètres d'acquisition | 104 |
| 4.2.3 | Traitement de données Stéréo-PIV | 105 |
| 4.3 | Mesures des champs de concentrations | 105 |
| 4.3.1 | Réglage du PALAS | 105 |
| 4.3.2 | Maillage diphasique | 107 |
| 4.3.3 | Détermination des paramètres | 109 |
| 4.3.4 | Traitement de données | 110 |
| 4.4 | Conclusion | 112 |

4.1 Mesures des champs de vitesses 2C (ESTACA)

Dans cette section nous présentons les paramètres de mesure des vitesses par LDV. L'étude de l'influence du véhicule suiveur sur la topologie du sillage de l'écoulement en aval du véhicule de tête est réalisée en considérant six distances inter-véhiculaire allant de 50 mm à 300 mm, par pas de 50 mm, soit de $0.93h_c$ à $5.56h_c$.

4.1.1 Vitesse de l'écoulement U_∞

La vitesse de l'écoulement en soufflerie est choisie en respectant les rapports entre la vitesse du véhicule et celle d'échappement entre le cas d'un véhicule dans un milieu urbain et en soufflerie (MEHEL et al. 2019).

$$\frac{U_\infty(\text{soufflerie})}{V_{e,c}} = \frac{V_{veh}}{V_{e,veh}}(\text{Cas milieu urbain}), \quad (4.1)$$

où :

- $V_{e,c}$: la vitesse des particules issues d'échappement dans la soufflerie (associé au corps),
- V_{veh} : la vitesse du véhicule dans le cas réel,
- $V_{e,veh}$: la vitesse des particules émises par l'échappement du véhicule dans le cas réel.

Un véhicule automobile circule à une vitesse moyenne $V_{veh} = 50 \text{ km h}^{-1}$ (13.9 m s^{-1}) dans un milieu urbain. La vitesse d'échappement (V_e) est calculée suivant le débit d'éjection Q_e et le diamètre du tuyau d'échappement ϕ :

$$V_e = \frac{4 \times Q_e}{\pi \times \phi^2}. \quad (4.2)$$

Le Tableau 4.1 répertorie les valeurs des grandeurs initiales pour calculer la vitesse de l'écoulement en soufflerie.

| | En soufflerie | En milieu urbain |
|---------------------------------|--|--|
| Vitesse du véhicule | À déterminer | 13.9 m s^{-1} |
| Débit d'échappement* | $1.33 \times 10^4 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (8 L /min) | $2.45 \times 10^{-2} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ |
| Diamètre du tuyau d'échappement | $4 \times 10^{-3} \text{ m}$ | $55 \times 10^{-3} \text{ m}$ |

* La valeur du débit d'échappement du véhicule en soufflerie est identique à celle utilisée dans la thèse de Rodriguez (RODRIGUEZ 2018). Elle est associée au débit maximum généré par le système PALAS DNP 2000^{MD}. Le débit d'échappement pour un véhicule dans un milieu urbain est calculé dans la thèse de Rodriguez (RODRIGUEZ 2018, p.91).

Tableau 4.1 – Valeurs des différentes grandeurs contribuant au calcul de la vitesse de l'écoulement en soufflerie.

En s'appuyant sur les valeurs indiquées dans le Tableau 4.1, à partir des Équations 4.1 et 4.2, on peut calculer U_∞ :

$$U_\infty = \frac{(55 \times 10^{-3})^2 \times 1.33 \times 10^{-4} \times 13,9}{(4 \times 10^{-3})^2 \times 2.45 \times 10^{-2}} \approx 14.3 \text{ m s}^{-1}. \quad (4.3)$$

Le nombre de Reynolds est rapporté à la hauteur des maquettes utilisées h_c , la vitesse en amont du véhicule de tête U_∞ et la viscosité cinématique de l'air μ_{air} soit 4.95×10^4 .

4.1.2 Maillage LDV

La technique LDV mesure les deux composantes de la vitesse en un point donné. Pour bien mesurer le profil de vitesse moyenne de l'écoulement de sillage, un maillage spatial discrétisé est nécessaire. Le maillage adopté est le même pour les mesures de l'écoulement

de sillage des deux maquettes $\varphi = 0^\circ$ et 25° . Notons que deux types de mesures sont réalisées : les premières en aval d'un véhicule seul et les deuxièmes en aval du véhicule de tête en présence d'un véhicule suiveur. Les Figures 4.1 et 4.2 présentent respectivement un exemple de maillage dans un plan longitudinal ($z^* = 0$) et dans un plan transversal avec une distance inter-véhiculaire correspondant à 50 mm .

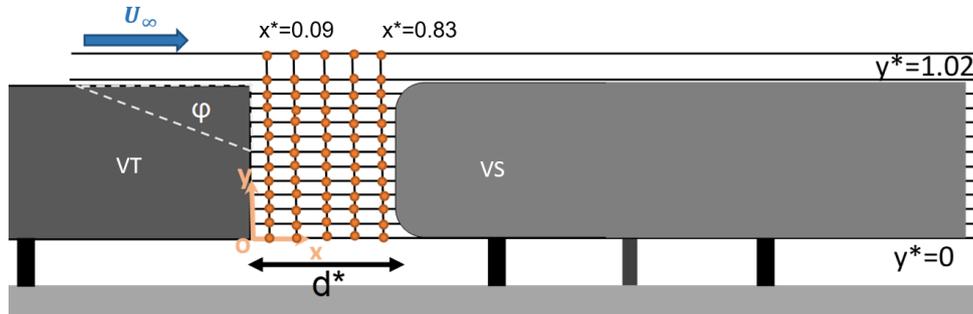


Figure 4.1 – Maillage effectué dans un plan longitudinal $z^* = cte$ pour les mesures de vitesse de l'écoulement du sillage des deux maquettes $\varphi = 0^\circ$ et 25° . (vue de côté)

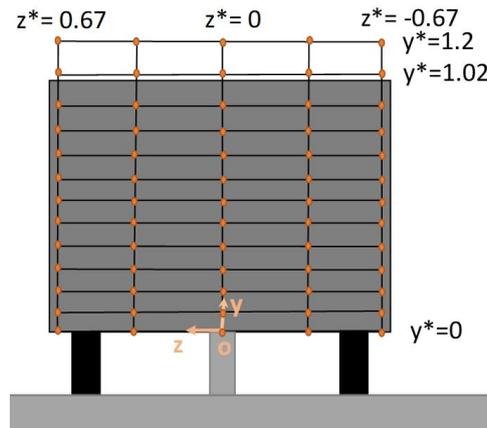


Figure 4.2 – Maillage effectué dans un plan transversal $x^* = cte$. (vue arrière)

Pour le cas d'un seul véhicule, les mesures sont faites selon le maillage suivant : de $x^* = 0,09$ à $1,94$ avec un pas d_x^* de $0,19$ et de $x^* = 2,87$ à $5,56$ avec un pas $d_x^* = 0,93$. Au total 15 points selon l'axe x^* . 13 points au total dans l'axe y^* allant de 0 à $1,02$ par pas de $d_y^* = 0,09$ et un point complémentaire à $y^* = 1,2$. Dans l'axe z^* , cinq positions sont considérées allant de $-0,67$ jusqu'au $0,67$ par pas de $d_z^* = 0,33$. Au total, le nombre de points de mesure pour la caractérisation de l'écoulement du sillage de chaque véhicule seul ($\varphi = 0^\circ$ et 25°) est 975 points. Le Tableau 4.2 résume les points de mesures pour un véhicule seul.

Dans le cas des mesures en aval du véhicule de tête et en présence d'un véhicule suiveur, le nombre de points selon l'axe x^* dépend de la distance inter-véhiculaire. Les maillages selon les axes y^* et z^* sont identiques aux cas des mesures avec un seul véhicule. Le Tableau 4.3 résume les points des mesures entre les deux véhicules. Au total, 4550 points de mesures LDV pour chaque configuration ont été acquis lorsque les deux véhicules sont installés dans la veine d'essai. Le déplacement du point de mesure est réalisé grâce à un système de déplacement autonome.

| Direction | $\varphi = 0^\circ$ et 25° | Pas adimensionné | Nombre de points |
|-------------------|-----------------------------------|--------------------------|------------------|
| Longitudinale (x) | de $x^* = 0.9$ à 1.94 | de $x^* = 2.87$ à 5.56 | 11 |
| | $x^* = 0.19$ | $x^* = 0.93$ | 4 |
| Verticale (y) | de $y^* = 0$ à 1.02 | $y^* = 0.093$ | 12 |
| | $y^* = 1.2$ | (-) | 1 |
| Transversale (z) | de $z^* = -0.67$ à 0.67 | $z^* = 0.33$ | 5 |

Tableau 4.2 – Points de mesure de LDV pour un véhicule seul dans la veine d’essai.

| d^* | x^* | pas d_x^* | Nombre de points | y^* | Pas d_y^* | Nombre de points | z^* | | | |
|-------|---------------------|-------------|------------------|------------------|-------------|------------------|-------------|-----|---|---|
| 0.93 | $0.09 < x^* < 0.83$ | 0.19 | 5 | $0 < y^* < 1.02$ | 0.093 | 12 | -0.67 | | | |
| 1.85 | $0.09 < x^* < 1.76$ | 0.19 | 10 | | | | | | | |
| 2.78 | $0.09 < x^* < 1.76$ | 0.19 | 10 | | | | | | | |
| | $1.94 < x^* < 2.69$ | 0.37 | 3 | | | | | | | |
| 3.70 | $0.09 < x^* < 1.76$ | 0.19 | 10 | | | | $y^* = 1.2$ | (-) | 1 | 0 |
| | $2.13 < x^* < 2.50$ | 0.37 | 2 | | | | | | | |
| | $3.06 < x^* < 3.61$ | 0.56 | 2 | | | | | | | |
| 4.63 | $0.09 < x^* < 1.76$ | 0.28 | 7 | | | | | | | |
| | $2.13 < x^* < 3.98$ | 0.37 | 6 | | | | | | | |
| | $x^* = 4.54$ | (-) | 1 | | | | | | | |
| 5.56 | $0.09 < x^* < 1.76$ | 0.28 | 7 | 0.67 | | | | | | |
| | $2.13 < x^* < 5.46$ | 0.55 | 7 | | | | | | | |

Tableau 4.3 – Points de mesure LDV pour la caractérisation des écoulements du sillage entre les deux véhicules.

4.1.3 Paramètres de LDV

La mesure de la vitesse avec la technique LDV est ponctuelle et se fait dans un temps assez long afin d’assurer la convergence des grandeurs moyennes et fluctuantes. Pour optimiser le temps des mesures, une étude de la convergence des grandeurs obtenues par LDV dans les mêmes conditions a été faite par RODRIGUEZ (2018). Nous avons procédé de la même façon, ainsi une mesure dure 90 s avec 5000 échantillons max collectés. Une fois une de ces deux conditions atteinte, la mesure est arrêtée et enregistrée. Nous précisons que le temps d’acquisition nécessaire pour effectuer toutes les mesures (11 050 points au total) est environ de 300 heures (hors manipulation et réglage). Cela représente plus de 35 jours temps complet.

4.1.4 Traitement de données LDV

Le logiciel BSA permet l’obtention des valeurs des deux composantes horizontale et verticale de la vitesse et les valeurs de fluctuations associées. Ces données sont traitées avec la technique Interarrival Time and Transit Time (ITTT) proposée par RODRIGUEZ et al. (2018b). Une mesure LDV en un point permet la collection des composantes horizontale et verticale du vecteur vitesse de N données de particules d’ensemencement avec

un temps d'acquisition $T = \sum_i t_i$. Les grandeurs moyennes et turbulentes ainsi que les contraintes de Reynolds sont calculées conformément à la technique ITTT (RODRIGUEZ 2018; RODRIGUEZ et al. 2018a; RODRIGUEZ et al. 2018b) :

$$\bar{u} = \frac{\sum_{i=1}^N u_i \epsilon_i \lambda_i}{\sum_{i=1}^N \epsilon_i \lambda_i}, \quad (4.4)$$

$$\bar{u}' = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2 \epsilon_i \lambda_i}{\sum_{i=1}^N \epsilon_i \lambda_i}}, \quad (4.5)$$

$$\overline{u'v'} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v}) \epsilon_i \lambda_i}{\sum_{i=1}^N \epsilon_i \lambda_i}}, \quad (4.6)$$

avec :

$$\epsilon_i = \begin{cases} 0 & \tau_i > \Delta t_{i+1} \\ 1 & \tau_i < \Delta t_{i+1} \end{cases} \quad (4.7)$$

et :

$$\lambda_i = \Delta t_i \tau_i, \quad (4.8)$$

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

Cette technique a été adoptée pour prendre en compte les spécificités du montage et de l'arrangement expérimental. Elle a l'avantage de limiter les erreurs statistiques résultants du mode d'acquisition IR (Individual Realization). Elle a notamment permis de résoudre le problème de l'ensemencement non homogène et de garantir des résultats fiables par l'utilisation du booléen ϵ qui a pour rôle de valider ou non une mesure. Il permet de supprimer les cas où plusieurs particules d'ensemencement sont présentes dans le volume de mesure. Ainsi, il évite la délivrance de plusieurs couples de données d'une particule identique. Plus de détails sur la méthode sont disponibles dans les articles 'RODRIGUEZ et al. (2018b)' et 'RODRIGUEZ et al. (2018a)'.

4.2 Mesures des champs de vitesses 3C (CORIA)

4.2.1 Plans de mesures Stéréo-PIV

Les champs de vitesse par Stéréo-PIV en aval du culot droit ($\varphi = 0^\circ$) et du culot incliné ($\varphi = 25^\circ$) sont mesurés pour les six différentes configurations décrites dans la section 4.1.2. L'acquisition des images par la Stéréo-PIV se fait par deux caméras comme décrit dans la section 3.2.3 permettant la capture des nappes d'écoulement de dimensions $45 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$. Toutefois la zone de recouvrement entre les plans adjacents dépend de la distance inter-véhiculaire. Cependant, pour des raisons de sécurité, un espacement de 2.5 mm est indispensable entre le véhicule et la nappe LASER. Dans cette campagne de mesure, à cause du stockage et du temps long pour le traitement des images et grâce à la légère symétrie de l'écoulement par rapport au plan de symétrie $z^* = 0$, les mesures sont réalisées uniquement dans quatre plans longitudinaux $z^* = 0, 0.31, 0.66$ et 0.9 . Par exemple, pour une distance inter-véhiculaire de 150 mm ($d^* = 2.78$), les plans de mesures nécessaires pour le balayage entre les véhicules sont illustrés dans la Figure 4.3.

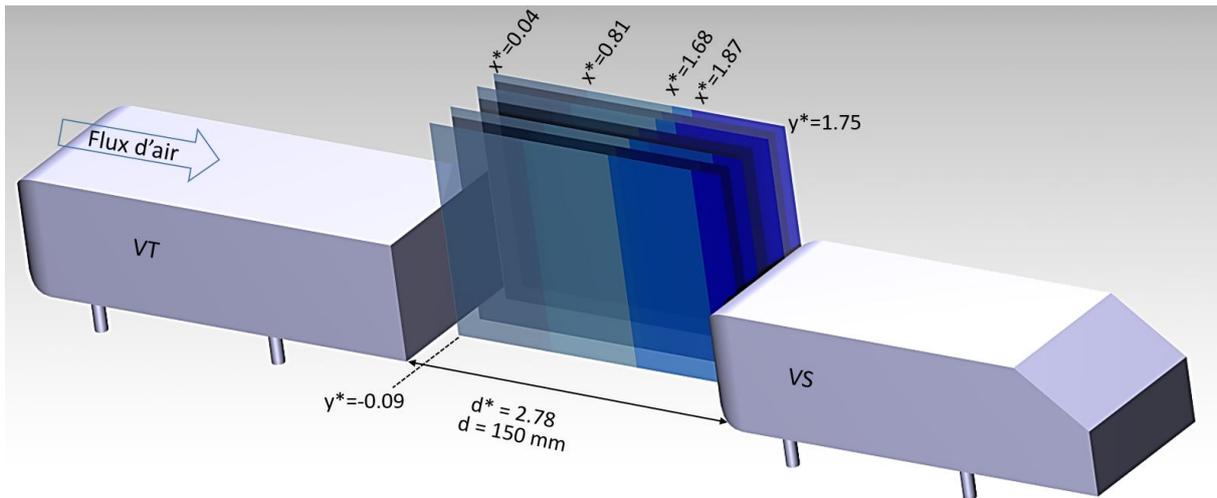


Figure 4.3 – Plans de mesures des vitesses par Stéréo-PIV dans le sillage du véhicule de culot droit suivi par un autre véhicule à $d^* = 2.78$.

4.2.2 Paramètres d'acquisition

L'acquisition des images se fait par le logiciel DaVis V10.2 fourni par *LaVision*. Deux types de mesures ont été adaptés pour les mesures de vitesses par Stéréo-PIV : mode cyclique et mode non cyclique. La Figure 4.4 montre un schéma explicatif de mode cyclique pour l'acquisition des images. La fréquence de reproduction des tourbillons étant 60 Hz, pour cela nous avons choisi de récolter les images à une fréquence égale à $10 \times 60 = 600$ Hz. Dans le mode cyclique, les données sont récoltées grâce à 3000 paires d'images par caméra à une fréquence de 20 kHz. La fréquence de cycle étant 600 Hz. Dans le mode non cyclique, 180 000 paires d'images sont enregistrées à une fréquence de 20 kHz.

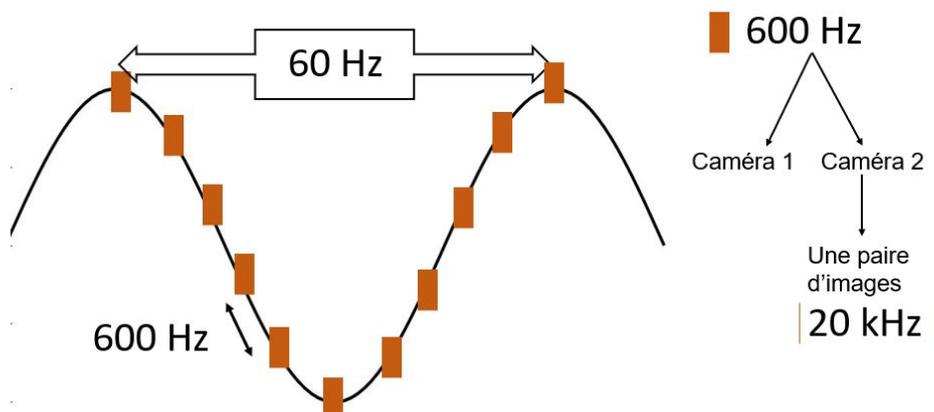


Figure 4.4 – Schéma explicatif du mode cyclique. 60 Hz étant la fréquence de reproduction des tourbillons.

Les mesures sont réalisées sur 20 jours. Notons que le montage expérimental, les réglages de la soufflerie et des outils ont nécessité plus de 3 mois.

4.2.3 Traitement de données Stéréo-PIV

Les images enregistrées par les deux caméras sont post-traitées grâce au logiciel DaVis V10.2. Après enregistrement des paires d'images, une self-calibration est appliquée aux doublets d'images afin de minimiser la déformation et les désalignements entre la mire et la nappe LASER. Elle est réalisée pour différentes tailles de fenêtres allant de $125 \times 125 \text{ pixels}^2$ à $32 \times 32 \text{ pixels}^2$ avec des recouvrements de 75% ou 50%. Ensuite, le mode Stéréo-PIV est choisi pour le traitement des images. Ceci permet l'obtention des champs instantanés et moyennés des trois composantes de la vitesse. Enfin, le post-traitement est effectué sur MATLAB. Notons que le traitement Stéréo-PIV pour toutes les configurations sur DaVis nécessite 8 semaines de calcul sur le serveur 'Newton'.

4.3 Mesures des champs de concentrations

4.3.1 Réglage du PALAS

Le réglage du PALAS (dont le principe de fonctionnement est décrit dans la section 3.1.5) se fait par 3 paramètres : la fréquence des arcs électriques, la pression de l'azote et la pression de l'air dilué. Cette dernière n'est pas prise en compte dans nos mesures comme montré dans la section 3.1.5.



Figure 4.5 – Photo du générateur PALAS.

Selon le manuel du système *PALAS DNP digital 2000 - Operating manual* (2009), la fréquence maximale des arcs est 200 Hz. Cette fréquence est établie en réglant manuellement le potentiomètre à 1000 divisions comme indiqué sur la Figure 4.6.

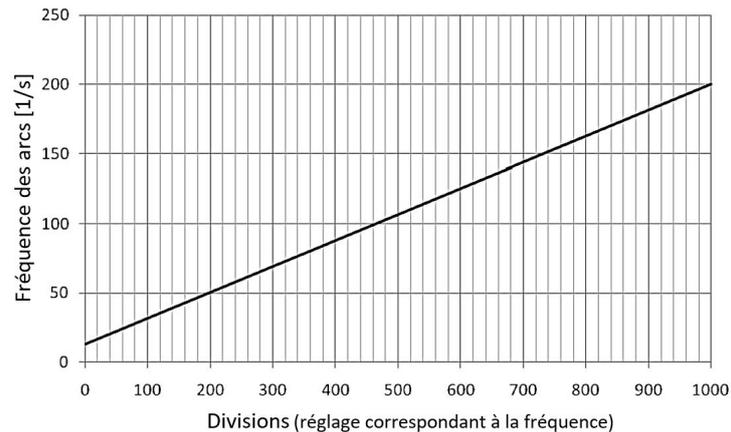


Figure 4.6 – Position du potentiomètre en fonction de la fréquence d’étincelle (*PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009*).

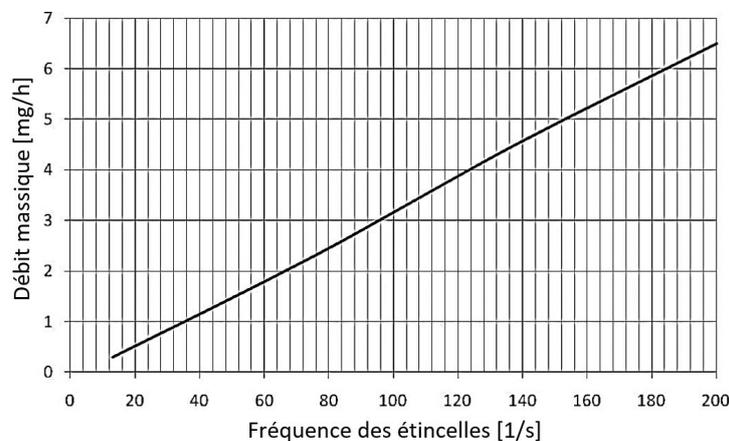


Figure 4.7 – Débit massique des particules générées par le PALAS suivant la fréquence des étincelles (*PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009*).

Il s’agit du niveau le plus élevé pour garantir le SNR (rapport signal/bruit) le plus élevé pour les mesures des champs de concentration en nombre. Cela conduit à un débit volumique de particules d’environ 6.5 mg h^{-1} selon la Figure 4.7.

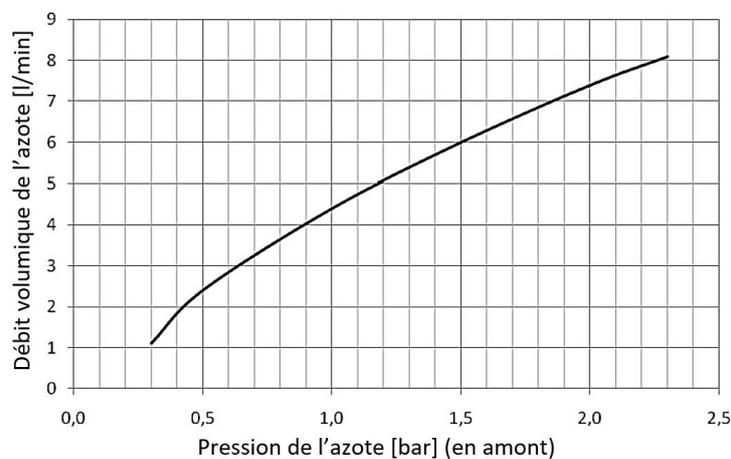


Figure 4.8 – Débit volumique de l’écoulement d’azote produit en amont en fonction de sa pression (*PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009*).

Pour garantir une production constante et uniforme du générateur de particules PALAS, il faut que le flux d'azote transporte tous les ions générés dans l'espace entre les deux électrodes pendant la période des deux étincelles successives. Cet effet garantit que la tension de claquage et l'énergie convertie sont les mêmes pour chaque étincelle. À ce titre, le débit volumique minimal dépend de la fréquence des étincelles. Pour 200 Hz, le débit volumique minimal d'azote est de 6.5 L min^{-1} (*PALAS DNP digital 2000 - Operating manual 2009*). La pression de l'azote ne doit pas dépasser les 2.5 bar afin de ne pas endommager le système qui est monté sur la bouteille d'azote. Le débit d'injection de l'azote est fixé à son maximum (8 L min^{-1}) correspondant à une pression de $2.3 \times 10^5 \text{ Pa}$ comme indique la Figure 4.8.

4.3.2 Maillage diphasique

Le comptage des particules en un point (x,y,z) se fait par l'intermédiaire d'une sonde d'aspiration reliée au système ELPI comme montré dans la Figure 3.10. La sonde traverse la partie inférieure (plancher) de la veine à partir des orifices illustrés par des cercles dans la Figure 4.9. Les dimensions caractéristiques des sondes (rayons de courbures, longueurs) et les emplacements des trous percés sur le plancher déterminent le maillage horizontal. Ainsi, le nombre de trous transversales détermine le maillage transversal des mesures comme le révèle la Figure 4.9. Trois sondes d'aspiration sont utilisées avec des coudes de longueurs 16 mm, 25 mm et 50 mm. Le nombre de points suivant l'axe des abscisses dépend également de la distance inter-véhiculaire.

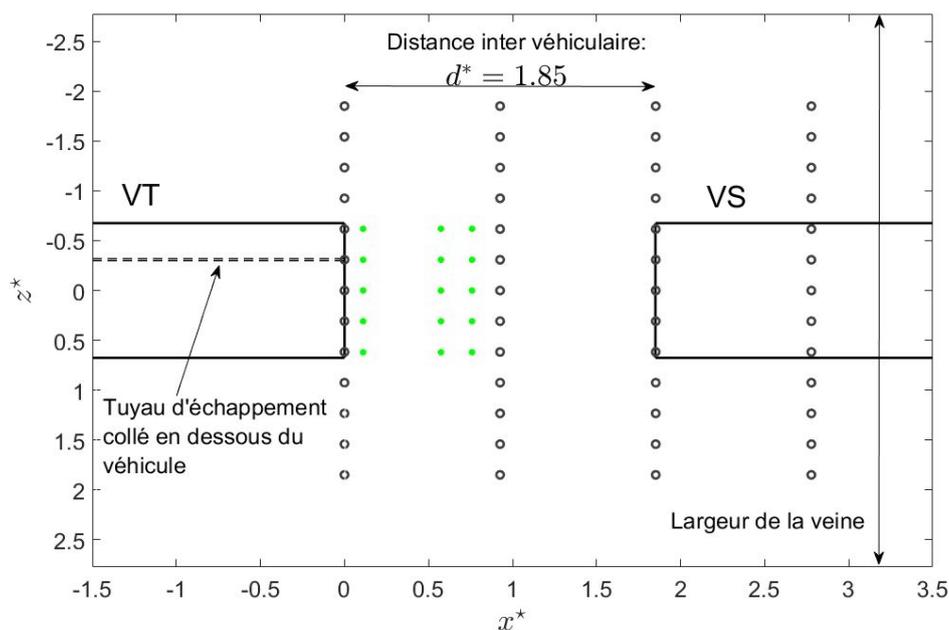


Figure 4.9 – Positions des trous (cercles noirs) dans la partie inférieure de la veine d'essai (Vue de dessus). Les points verts sont les points de mesure en un plan vertical $y^* = \text{fixe}$ pour une distance inter-véhiculaire $d^* = 1.85$.

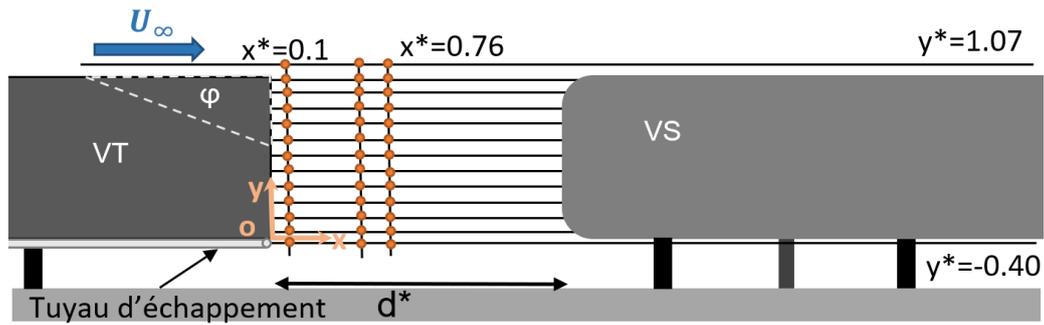


Figure 4.10 – Maillage effectué pour la caractérisation de la dispersion des particules pour un plan longitudinal $z^* = \text{constant}$, vue de côté.

Par exemple, pour la distance inter-véhiculaire $d^* = 1.85$, et pour chaque plan longitudinal, où z^* est fixe, un seul trou permet le passage des sondes (Voir Figure 4.9). Par conséquent, les sondes peuvent mesurer seulement 3 points en x^* : 0.11, 0.57 et 0.76. Ce sont les points de mesures verts indiqués dans la Figure 4.9. À son tour, la coude de la sonde délimite le maillage vertical et empêche de réaliser les mesures pour $y < -2$ mm. Le maillage vertical est défini de la manière suivante : $y^* = -0.04$ à $y^* = 1.07$, par un pas d_y^* de 0.09 dans le sillage proche et 0.19 dans le sillage lointain. La Figure 4.10 illustre le maillage x^*y^* en un plan longitudinal constant pour une distance inter-véhiculaire $d^* = 1.85$. Les intersections entre deux lignes permettent d'identifier les points de mesure. La Figure 4.11 montre également le maillage effectué pour un plan transversal constant. Les intersections des lignes indiquent les positions des points de mesures. 5 plans longitudinaux sont considérés en aval du culot droit allant de $z^* = -0.62$ à $z^* = 0.62$, avec un pas de 0.31 et un sixième plan complémentaire (0.93) a également été pris en compte dans le cas où le véhicule de tête est de culot incliné ($\varphi = 25^\circ$). Les Tableaux 4.4 et 4.5 résument les points de mesures pour les champs de concentrations entre les deux véhicules pour les 5 distances inter-véhiculaires suivantes : $d^* = 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 . Il n'était pas possible de réaliser les mesures pour la distance $d^* = 0.93$ à cause de l'absence de trous entre les deux véhicules.

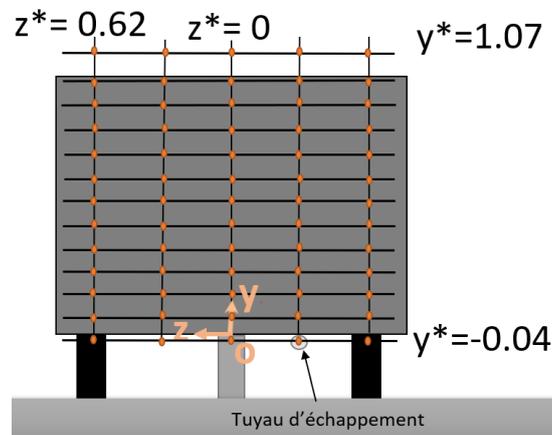


Figure 4.11 – Maillage effectué pour la caractérisation de la dispersion des particules pour un plan transversal $x^* = \text{constant}$, vue de derrière.

| d^* | x^* | Pas x_s^* | Nombre de points | y^* | Pas y_s^* | Nombre de points | z^* |
|-------|---------------------|-------------|------------------|----------------------|--------------------|------------------|-------|
| 0,93 | N/A | N/A | N/A | N/A | N/A | N/A | N/A |
| 1,85 | $0.11 < x^* < 0.57$ | 0.46 | 2 | $-0.04 < y^* < 1.07$ | 0.09 ou 0.19 | 13 ou 7 | -0.62 |
| | 0.76 | (-) | 1 | | | | -0.31 |
| 2,78 | $0.11 < x^* < 1.50$ | 0.46 | 4 | | | | 0 |
| | 1.69 | (-) | 1 | | | | 0.31 |
| 3,70 | $0.11 < x^* < 2.43$ | 0.46 | 6 | | | | 0.62 |
| | 2.61 | (-) | 1 | | | | |
| 4,63 | $0.11 < x^* < 3.35$ | 0.46 | 8 | | | | |
| | 3.54 | (-) | 1 | | | | |
| 5,56 | $0.11 < x^* < 3.81$ | 0.46 | 9 | | | | |
| | $4.09 < x^* < 4.46$ | 0.37 | 2 | | | | |

Tableau 4.4 – Points de mesure de concentration (VT, $\varphi = 0^\circ$).

| d^* | x^* | Pas x_s^* | Nombre de points | y^* | Pas y_s^* | Nombre de points | z^* |
|-------|---------------------|-------------|------------------|----------------------|--------------------|------------------|-------|
| 0,93 | N/A | N/A | N/A | N/A | N/A | N/A | N/A |
| 1,85 | $0.11 < x^* < 0.57$ | 0.46 | 2 | $-0.04 < y^* < 1.07$ | 0.09 ou 0.19 | 11 ou 7 | -0.93 |
| | 0.76 | (-) | 1 | | | | -0.62 |
| 2,78 | $0.11 < x^* < 1.50$ | 0.46 | 4 | | | | -0.31 |
| | 1.69 | (-) | 1 | | | | 0 |
| 3,70 | $0.11 < x^* < 2.43$ | 0.46 | 6 | | | | 0.31 |
| | 2.61 | (-) | 1 | | | | 0.62 |
| 4,63 | $0.11 < x^* < 3.35$ | 0.46 | 8 | | | | |
| | 3.54 | (-) | 1 | | | | |
| 5,56 | $0.11 < x^* < 3.81$ | 0.46 | 9 | | | | |
| | $4.09 < x^* < 4.46$ | 0.37 | 2 | | | | |

Tableau 4.5 – Points de mesure concentration (VT, $\varphi = 25^\circ$).

4.3.3 Détermination des paramètres

Pour les mesures des concentrations en nombre de particules, une étude de calibration a été réalisée avant de commencer les expériences. Elle a conduit à définir une durée d'acquisition moyenne de 70 s. Sur cette période, trois étapes se succèdent (Figure 4.12).

Tout d'abord, l'acquisition du niveau ambiant est effectuée pendant environ 3 à 5 secondes. À ce stade, aucune particule n'est injectée. Dans un deuxième temps, l'injection de particules est activée et les particules commencent à être émises par le tuyau d'échappement. Une augmentation du niveau de concentration est observée pendant quelques secondes jusqu'à ce qu'une stabilisation soit observée. Cette étape comporte deux phases : une phase transitoire (10 secondes dans cet exemple) et une phase de concentration stabilisée (au moins 50 secondes). Ensuite, une dernière étape de mesure (10 secondes) après l'arrêt de la génération pour s'assurer que les niveaux de concentrations redescendent à des niveaux proches du niveau ambiant avant que l'acquisition ne s'arrête. Nous précisons que les mesures de concentrations sont effectuées sur 1915 positions en aval du corps de culot droit ($\varphi = 0^\circ$) et 1838 points pour le culot incliné ($\varphi = 25^\circ$).

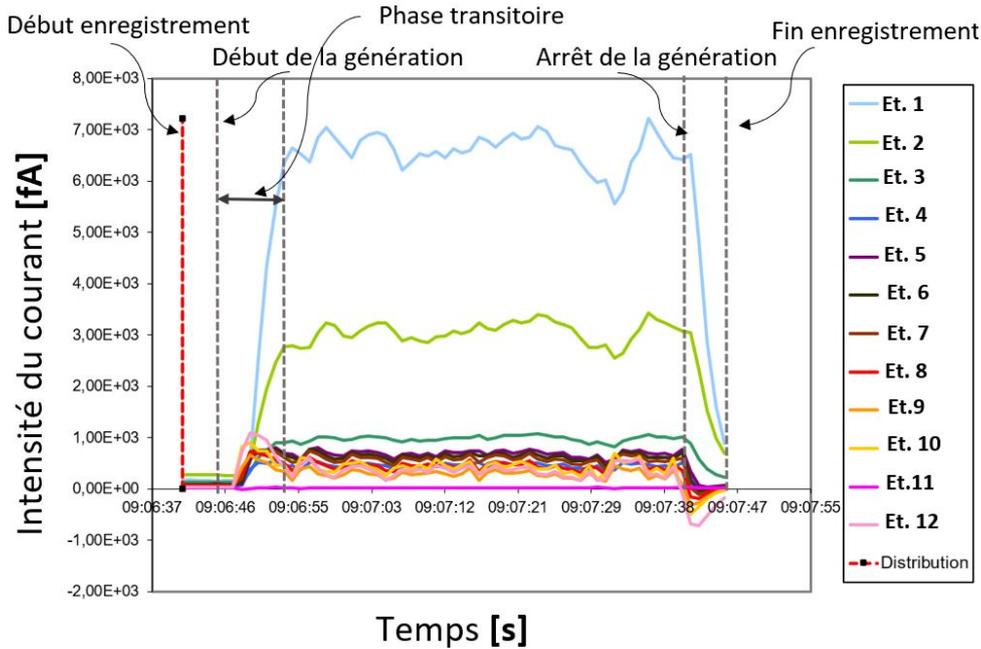


Figure 4.12 – Exemple annoté des courbes des intensités de courant (fA) mesurées à chaque étage en fonction du temps (s) pour une acquisition.

Le temps d'acquisition correspondant à l'ensemble de ces mesures (3753 points) est d'environ 68 heures. Notons également que le changement de position de la sonde nécessite de 1 à 10 minutes en fonction de l'axe de déplacement. En résumé, les mesures des champs de concentration sont effectuées en 15 jours.

4.3.4 Traitement de données

Les données délivrées par le logiciel associé au système ELPI sont des fichiers '.dat' des intensités de courant pour chacun des 12 étages d'impaction. Selon le manuel du système ELPI DekatiTM (DEKATI 2010), ces valeurs d'intensité sont proportionnelles aux nombres de particules. Pour un instant t , l'Équation 4.9 traduit la relation entre l'intensité de courant de l'étage i $I_i(t)$ et la concentration en nombre de particules impactées à cet étage $C_i(t)$.

$$C_i(t) = I_i(t) \times X_i. \quad (4.9)$$

Pour chaque étage d'impaction ($i = 1, \dots, 12$), une fonction de transfert X_i est associée. X étant l'inverse de l'efficacité du chargeur (DEKATI 2010 ; MARJAMÄKI et al. 2000).

$$X = \frac{1}{P_e \times n \times e \times Q}, \quad (4.10)$$

avec :

- P_e : Pénétration à travers le chargeur
- n : Nombre moyen de charges par particule
- e : Charge élémentaire (1.602×10^{-19} C)
- Q : Débit du flux (10 L min^{-1})

Les valeurs de P et n sont exportées de l'article MARJAMÄKI et al. (2000) et les valeurs de la fonction d'efficacité du chargeur (qui vaut également $1/X$) sont illustrées dans la Figure 4.13.

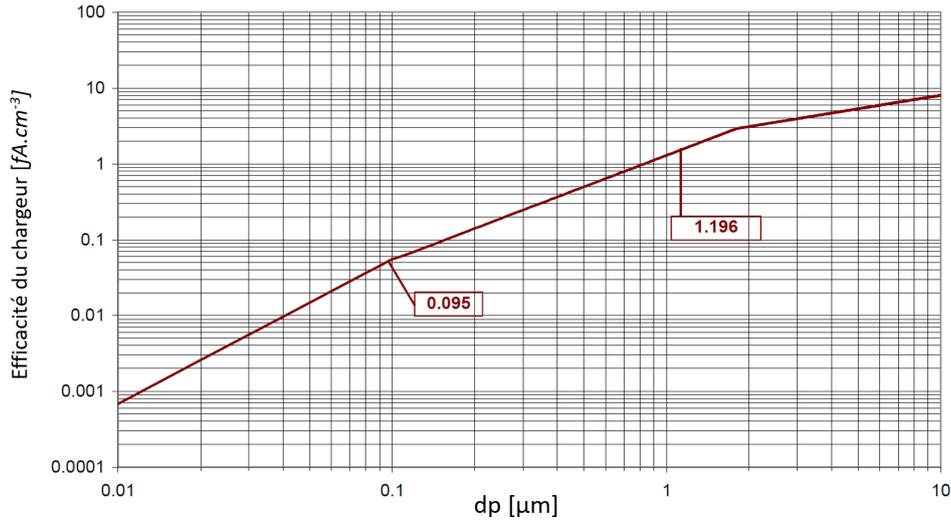


Figure 4.13 – Efficacité du chargeur en fonction du diamètre d’une particule (DEKATI 2010).

Pour chaque étage i , un diamètre moyen d_p est associé et est calculé selon l’Équation 4.11 :

$$d_{p,i} = \sqrt{d_{s,50\%,i} \times d_{s,50\%,i+1}}, \quad (4.11)$$

avec $d_{s,50\%}$ le diamètre de coupure de Stokes. Le traitement de données après la conversion des intensités de courant en concentration en nombre de particules est constitué de plusieurs étapes. Tout d’abord, nous nous intéressons dans notre étude au nombre de particules et non pas au diamètre des particules collectées. Pour cela nous calculons la somme des concentrations en nombre pour les 12 étages comme l’expose l’Equation 4.12.

$$C_t(t) = \sum_{i=1}^{12} C_i(t), \quad (4.12)$$

avec $C_t(t)$ la valeur de la concentration totale des 12 étages et $C_i(t)$ la valeur de concentration en nombre de particules pour chaque étage i ($1 \leq i \leq 12$). On rappelle que l’acquisition se déroule en 3 étapes (Figure 4.12). Ensuite, nous calculons la moyenne de cette somme en enlevant le niveau du fond obtenu par la première phase de mesure et en filtrant par 3σ . Ce qui conduit à l’Equation suivante :

$$\bar{C}_{f,i} = \frac{1}{\sum_{j=N-49}^N \varepsilon_{i,j}} \sum_{j=N-49}^N C_{i,j} \varepsilon_{i,j} - \frac{1}{N_f} \sum_{k=1}^{N_f} C_{i,k}, \quad (4.13)$$

avec :

N : le nombre total des échantillons enregistrés pendant la première et deuxième phase de mesure,

N_f : le nombre des échantillons enregistrés avant la génération des particules (pendant la première phase de mesure avec un minimum de 3 s),

ε : paramètre permettant le filtrage des données par 3σ . Il est défini comme le suivant :

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

Sachant que $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$ sont respectivement les concentrations moyenne et fluctuante du niveau stabilisé pendant la deuxième phase de mesure. Elles sont calculées par les Équations 4.15 et 4.16 :

$$\bar{C}_{s,i} = \frac{1}{50} \sum_{j=N-49}^N C_{i,j}, \quad (4.15)$$

$$C'_{s,i} = \sqrt{\frac{1}{50} \sum_{j=N-49}^N (C_{i,j} - \bar{C}_{s,i})^2}, \quad (4.16)$$

Finalement, pour présenter les résultats, nous avons choisi de normaliser les concentrations par la valeur de concentration totale maximale C_{ref} mesurée pour chacune des configurations, Équation 4.17.

$$\bar{C}_{ft}^* = \frac{\bar{C}_{f,t}}{C_{ref}}. \quad (4.17)$$

Avec $\bar{C}_{f,t}$ est la valeur de concentration moyenne en nombre totale finale. Le Tableau 4.6 représente les valeurs maximales de concentration ' C_{ref} ' dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ et VT $\varphi = 25^\circ$ pour les cinq distances inter-véhiculaires $d^* = 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 ainsi que les positions $(x^*; y^*)$ correspondantes.

| Distance d^* | 1.85 | 2.78 | 3.70 | 4.63 | 5.56 |
|-------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| VT $\varphi = 0^\circ$ | 4.554×10^7 | 3.337×10^7 | 2.685×10^7 | 3.337×10^7 | 4.722×10^7 |
| $(x^*; y^*)$ | (0.11 ; -0.04) | (0.11 ; -0.04) | (0.11 ; -0.04) | (0.57 ; -0.04) | (0.11 ; -0.04) |
| VT $\varphi = 25^\circ$ | 4.981×10^7 | 5.133×10^7 | 3.004×10^7 | 2.821×10^7 | 4.634×10^7 |
| $(x^*; y^*)$ | (0.11 ; -0.04) | (0.11 ; -0.04) | (0.57 ; -0.04) | (0.57 ; 0.05) | (0.11 ; -0.04) |

Tableau 4.6 – Valeurs maximales de concentrations C_{ref} en $[\text{cm}^{-3}]$ mesurées dans chaque configuration et des positions $(x^*; y^*)$ correspondantes.

Ces valeurs représentent les valeurs références de concentration pour chacun des cas illustré dans le Tableau 4.6, qui sont les valeurs que nous avons utilisé pour la normalisation des valeurs de concentrations.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les paramètres d'acquisition et les méthodes de traitement pour les trois campagnes de mesures : la campagne des mesures des champs de vitesses par la LDV (dans la soufflerie de l'ESTACA), la campagne des mesures des champs de vitesses par la Stéréo-PIV déroulée à la soufflerie de CORIA et finalement la campagne des mesures des champs de concentrations par l'ELPI réalisée à la soufflerie de l'ESTACA. Dans un premier temps, nous avons défini la vitesse de l'écoulement dans la soufflerie conformément au rapport entre la vitesse du véhicule et la vitesse d'éjection des particules par le tuyau d'échappement. Ensuite nous avons déterminé le maillage réalisé

pour les mesures du champ dynamique par la LDV. Puis, nous avons évoqué les paramètres d'acquisition tels que le temps d'acquisition (90 s) et le nombre des échantillons (5000) pour assurer la représentativité et la répétabilité de mesures. La méthode ITTT a été appliquée pour le traitement des données acquises par la LDV. Dans un second temps, nous avons déterminé les plans de mesures pour les mesures des champs de vitesse par Stéréo-PIV. Les conditions expérimentales (dimensions des maquettes, vitesse d'écoulement) sont identiques pour toutes les mesures de vitesses réalisées (par LDV). En outre, nous avons présenté les paramètres d'acquisition de cette technique. Dans un troisième temps, nous avons défini les réglages du PALAS pour les mesures des champs de concentration. Par la suite, le maillage des mesures des concentrations a été communiqué, la durée d'enregistrement des données dans la phase de stabilisation a été adoptée à 50 s au minimum. Enfin, la conversion des données des intensités des courants obtenues par l'ELPI en données de concentrations en nombre a été exposée. Dans la partie suivante, nous allons présenter les résultats dédiés à la caractérisation de l'écoulement et des champs de concentrations suivant les différentes configurations citées en amont de ce chapitre.

Troisième partie

Résultats

CHAPITRE 5

CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS DE SILLAGE

Ce chapitre est composé de deux sections majeures. Dans la première section, nous analysons les résultats de la campagne de mesures de vitesse dans la soufflerie de l'ESTACA. Dans un premier temps, nous présentons les champs de vitesse obtenus par LDV dans les sillages des deux corps d'Ahmed ($\varphi = 0^\circ, 25^\circ$) placés seuls dans la veine en absence de véhicule suiveur. Dans un second temps, nous montrons les résultats associés lors de la présence d'un véhicule suiveur. On rappelle que le nombre de Reynolds est 4.95×10^4 et six distances inter-véhiculaires sont considérées. L'objectif est non seulement d'identifier l'influence de l'angle de la lunette arrière sur la topologie du sillage de l'écoulement mais aussi d'identifier une distance critique à partir de laquelle, l'influence du véhicule suiveur devient faible. Ainsi, cette description des propriétés de l'écoulement permet de mettre en relation les propriétés trouvées dans la littérature décrites dans le Chapitre 2. Dans la deuxième section, nous présentons les résultats de la campagne de mesures de vitesse par Stéréo-PIV dans la soufflerie de CORIA. On rappelle que ces mesures ont l'intérêt de fournir des informations complémentaires sur la composante transversale du vecteur vitesse. Rappelons que la caractérisation de la veine d'essai à vide est réalisée dans la thèse de RODRIGUEZ (2018).

Sommaire

| | | |
|---------|--|------------|
| 5.1 | À partir des données issues des mesures LDV | 118 |
| 5.1.1 | En absence de véhicule suiveur | 118 |
| 5.1.1.1 | Grandeurs moyennes | 118 |
| 5.1.1.2 | Grandeurs turbulentes | 121 |
| 5.1.2 | En présence du véhicule suiveur | 123 |
| 5.1.2.1 | Grandeurs moyennes | 123 |
| 5.1.2.2 | Grandeurs turbulentes | 134 |
| 5.2 | À partir des données issues des mesures Stéréo-PIV | 144 |
| 5.2.1 | Confrontation avec les résultats issus des mesures LDV | 144 |
| 5.2.1.1 | Grandeurs moyennes | 144 |
| 5.2.1.2 | Grandeurs fluctuantes | 147 |
| 5.2.2 | Données complémentaires, vitesse transversale w | 149 |
| 5.2.3 | Observation du phénomène de bi-stabilité | 158 |
| 5.3 | Conclusion du chapitre | 164 |

5.1 À partir des données issues des mesures LDV

5.1.1 En absence de véhicule suiveur

5.1.1.1 Grandeurs moyennes

Tout d'abord, nous allons caractériser l'écoulement du sillage derrière un véhicule seul. Les cartographies de la norme de la vitesse normalisée par $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$ ainsi que les vecteurs de vitesse dans le sillage des corps d'A Ahmed de culot droit ($\varphi = 0^\circ$) et de culot incliné ($\varphi = 25^\circ$) en absence de véhicule suiveur sont présentées dans la Figure 5.1 pour les cinq plans longitudinaux ($z^* = z/h_c = -0.67, -0.33, 0, 0.33$ et 0.67). La norme de la vitesse normalisée est calculée selon la formule suivante :

$$\|\vec{u}^*\| = \frac{(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2}}{U_\infty^2}, \quad (5.1)$$

avec \bar{u} et \bar{v} les composantes moyennes horizontale et verticale du vecteur vitesse calculées d'après l'Équation 4.4.

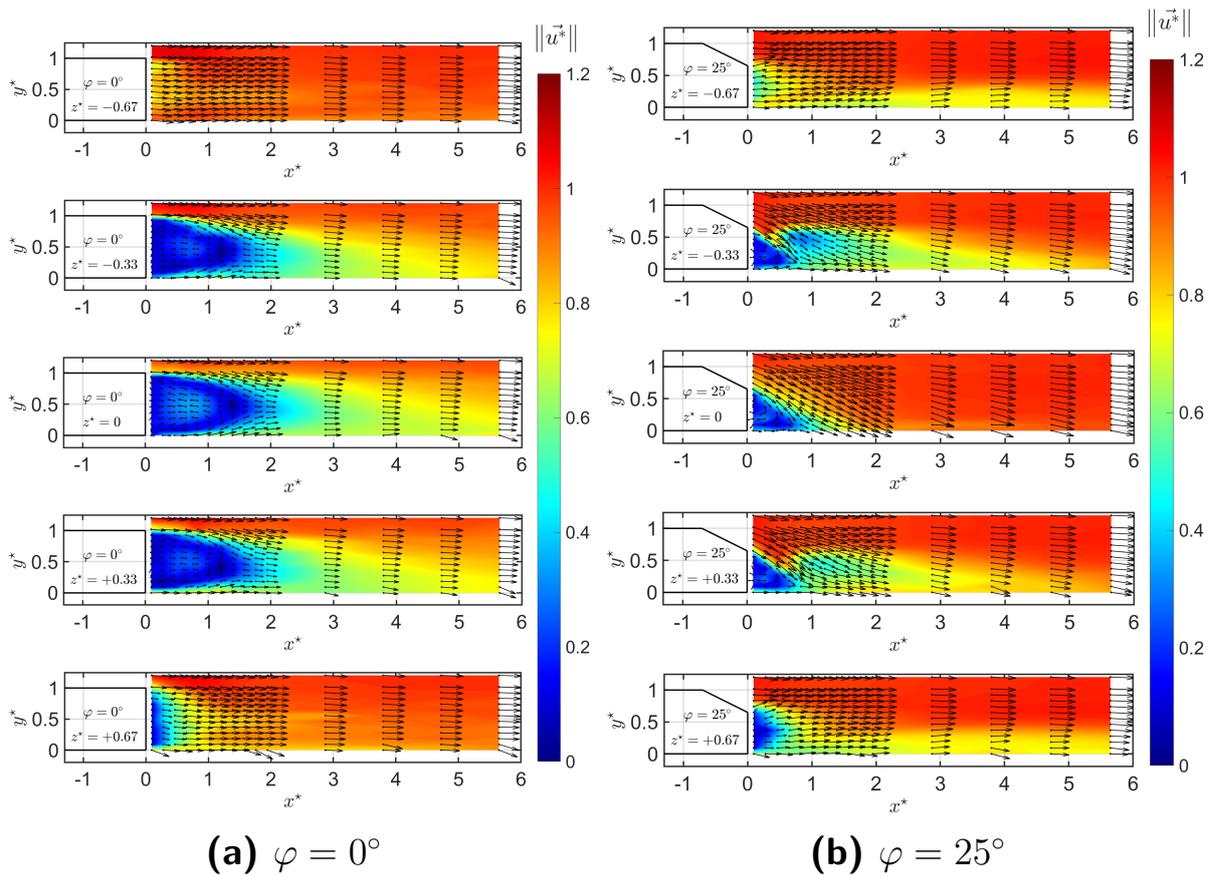


Figure 5.1 – Cartographies 2D (x^*y^*) de la norme de la vitesse normalisée par $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$ dans le sillage des corps d'A Ahmed ($\varphi = 0^\circ, 25^\circ$) pour les plans $z^* = -0.67, -0.33, 0, 0.33$ et 0.67 (vues de profil).

La Figure 5.1a met en évidence une région importante dans le sillage proche du culot droit associée à un déficit de vitesse (zone bleue foncée). Cette dernière s'étend jusqu'à environ $1.4h_c$ dans les plans transversaux $z^* = -0.33, 0$ et 0.33 . Quant aux plans latéraux

du corps ($z^* = -0.67$ et 0.67), la norme de la vitesse reste quasiment uniforme ($\simeq 0.9U_\infty$) pour $x^* > 0.5$ même si l'effet du bord persiste dans le sillage proche $x^* < 0.5$ pour $z^* = 0.67$. D'après les vecteurs vitesses, nous remarquons deux structures contra-rotatives qui se développent dans cette région. La structure tourbillonnaire supérieure circule dans le sens horaire et la structure inférieure circule dans le sens anti-horaire. Ces structures sont toujours trouvées dans la littérature (voir Chapitre 2) et identifiées dans la thèse de RODRIGUEZ (2018). Par ailleurs, nous pouvons distinguer une légère symétrie des vecteurs vitesses par rapport au plan médian $z^* = 0$, voir Figure 5.1.

Une tendance différente est détectée dans le sillage du culot incliné ($\varphi = 25^\circ$). Nous observons que la région avec des valeurs négligeables de la norme de vitesse est moins étendue. Elle s'étend jusqu'à $0.55h_c$ en x et jusqu'à $0.5h_c$ en y . Cette observation tend à accréditer l'hypothèse selon laquelle un effet de déviation de l'écoulement vers le bas connu par le terme 'downwash' a eu lieu en raison de l'attachement de l'écoulement sur la lunette arrière. Dans tous les plans transversaux, nous remarquons qu'à partir $x^* = 2$, la norme de la vitesse est supérieure à $0.8U_\infty$. Les deux structures tourbillonnaires sont toujours observées par les vecteurs vitesses qui se trouvent plus attachées au culot de la maquette. Toutefois, nous observons des tourbillons secondaires qui peuvent prendre naissance en ($0.8 \leq x^* \leq 1.8$) de côté ($z^* = -0.33$) et d'autre ($z^* = 0.33$) du plan médian ($z^* = 0$). Ces observations sont en accord avec les résultats de RODRIGUEZ (2018).

La Figure 5.2 représente une vue de profil des champs moyens de la vitesse longitudinale dans le sillage des corps d'Ahmed ($\varphi = 0^\circ, 25^\circ$) pour le plan médian $z^* = 0$. Les lignes de courant sont aussi représentés dans la a Figure 5.2. Les points noirs représentent les points de mesure par LDV. La ligne verte hachurée correspond à la frontière de la zone de recirculation ($\bar{u}^* = 0$).

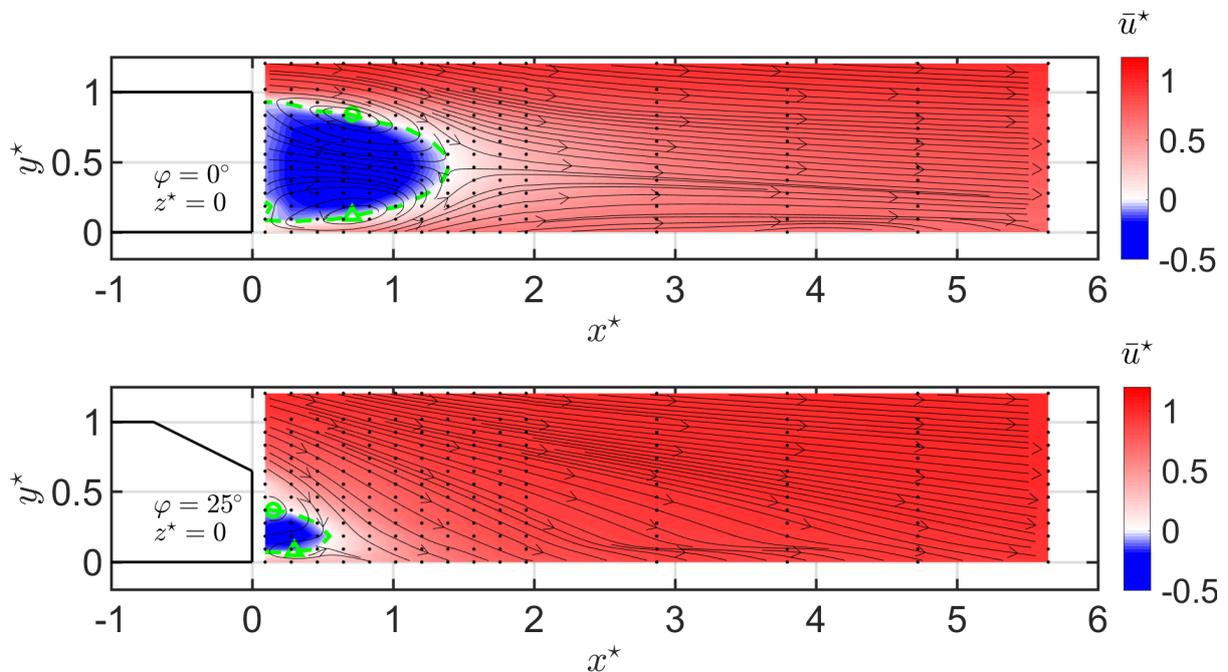


Figure 5.2 – Cartographies de la vitesse longitudinale normalisée par U_∞ et lignes de courant dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps d'Ahmed ($\varphi = 0^\circ$ et 25°). Mise en évidence des centres des tourbillons et de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée).

Sur la base de l'analyse de la composante longitudinale de la vitesse (Figure ??), une zone de recirculation peut être identifiée. Elle est définie comme la plus grande distance en aval de la face arrière de la voiture pour laquelle la composante u du vecteur vitesse dans le sens du courant reste négative. Les lignes de courant montrent le développement des deux tourbillons contra-rotatifs A et B dans le sillage proche des deux corps d'Ahmed indiqués par un cercle vert et un triangle vert respectivement. Le tourbillon supérieur A marqué par un cercle vert est dans le sens horaire et le tourbillon inférieur B marqué par un triangle vert est dans le sens anti-horaire. D'après les cartographies, la longueur de la zone de recirculation est de $1.4h_c$ et de $0.55h_c$ dans le sillage des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ et 25° respectivement. Ces structures tourbillonnaires sont également identifiées dans la littérature (Chapitre 2) et dans la thèse de RODRIGUEZ (2018).

En comparant avec les études précédentes (EULALIE 2014; KRAJNOVIĆ et DAVIDSON 2005; LAHAYE 2014; LECLERC 2008; RODRIGUEZ 2018; THACKER 2010; TUNAY et al. 2014), les valeurs de la longueur de la zone de recirculation pour $\varphi = 0^\circ$ et 25° sont comparables aux valeurs moyennes relevées dans la littérature ($\varphi = 0^\circ$, $\bar{L}_r = 1.46 \pm 0.04$, $\varphi = 25^\circ$, $\bar{L}_r = 0.68 \pm 0.19$), Tableau 5.1. Pour $\varphi = 0^\circ$, on remarque une symétrie de l'écoulement par rapport à $y^* = 0.5$. Les positions en x des tourbillons supérieur A et inférieur B semblent identiques (voir Tableau 5.1). Derrière le corps du culot incliné $\varphi = 25^\circ$, l'effet de déviation vers le bas de l'écoulement est clairement visible. L'écoulement reste attaché sur l'angle d'inclinaison de la lunette arrière. Par cet effet, les tourbillons A et B se rapprochent du culot et sont déviés vers le bas. Les coordonnées des tourbillons A et B sont $(0.15; 0.37)h_c$ et $(0.28, 0.08)h_c$ respectivement. Les comparaisons avec les études mentionnées dans le Tableau 5.1 montrent que les valeurs de la longueur de la zone de recirculation et les positions des tourbillons sont en excellent accord avec les données disponibles dans la littérature prouvant la robustesse du dispositif expérimental.

| φ | Étude | L_r/h_c | A($x/h_c; y/h_c$) | B($x/h_c; y/h_c$) |
|------------|------------------------------|-----------|---------------------|---------------------|
| 0° | (RODRIGUEZ 2018) | 1.39 | (0.62;0.84) | (0.70 ;0.14) |
| | (LAHAYE 2014) | 1.50 | (0.93;0.84) | (0.68 ; 0.20) |
| | (ROUMÉAS et al. 2009) | 1.50 | (0.84 ; 0.80) | (0.79 ;0.12) |
| | Présente étude | 1.40 | (0.71 ;0.84) | (0.71 ;0.12) |
| 25° | (RODRIGUEZ 2018) | 0.58 | (0.19 ; 0.37) | - |
| | (THACKER 2010) | 0.87 | (0.23 ;0.29) | (0.46 ;0.06) |
| | (LECLERC 2008) | 0.65 | (0.18 ;0.36) | (0.28 ;0.06) |
| | (KRAJNOVIĆ et DAVIDSON 2005) | 0.65 | (0.17 ;0.31) | (0.34 ;0.06) |
| | Présente étude | 0.55 | (0.15 ;0.37) | (0.28 ;0.08) |

Tableau 5.1 – Comparaisons de la longueur de recirculation L_r et des positions des centres des tourbillons supérieur A et inférieur B dans le plan médian $z^* = 0$ obtenues avec la littérature.

La Figure 5.3 montre les champs moyens de la composante verticale du vecteur vitesse

dans le plan médian $z^* = 0$ des deux corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ (en haut), et 25° (en bas). La ligne verte hachurée délimite la zone de recirculation ($\bar{u}^* = 0$). Le cercle et le triangle verts indiquent également les positions des tourbillons A et B. Pour le corps à culot droit ($\varphi = 0^\circ$), nous observons une asymétrie suivant l'axe $y^* = 0.5$ qui est induite par l'effet des tourbillons contra-rotatifs A et B. En effet, le tourbillon A (cercle vert) se forme par l'enroulement de l'écoulement de la lunette sur la partie supérieure du culot ($y^* > 0.5$), Figure 5.2 (en haut). Il tourne donc dans le sens des aiguilles d'une montre. Ceci explique donc l'observation des valeurs positives de la vitesse verticale proche du culot. Dans la partie basse de l'écoulement, le tourbillon B (triangle vert) se forme par l'enroulement de l'écoulement provenant du soubassement de la maquette vers la partie supérieure du culot ($y^* < 0.5$). Il tourne dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. C'est ainsi que des valeurs négatives de la composante verticale de la vitesse sont mesurées en proche culot.

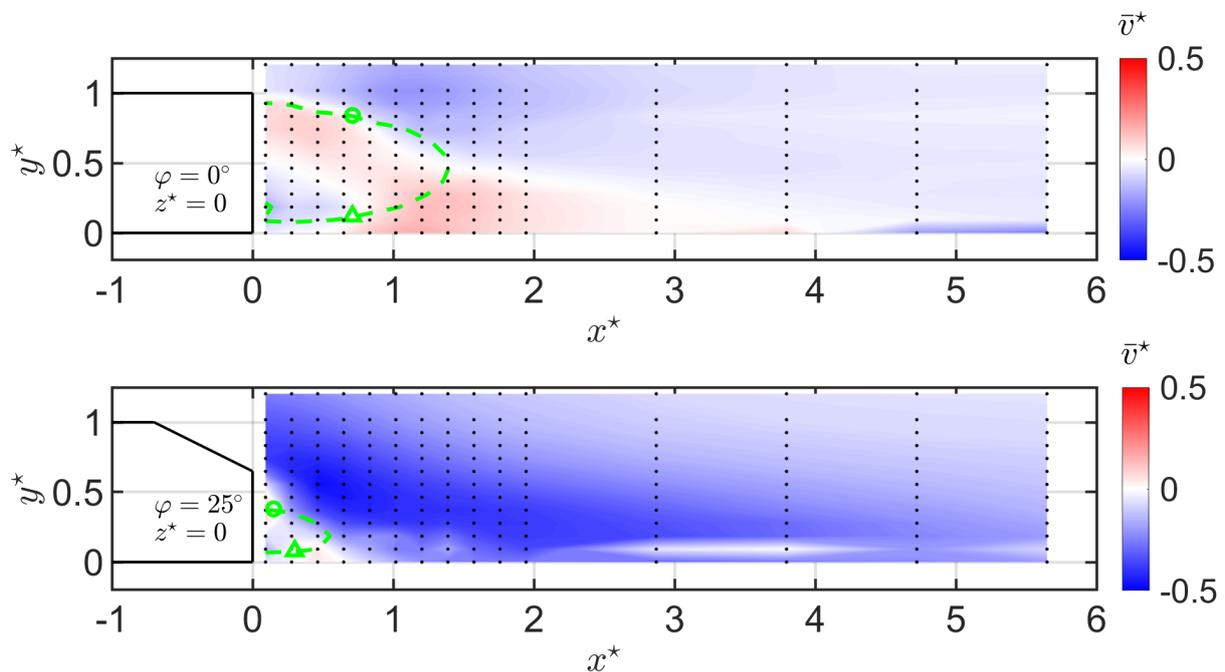


Figure 5.3 – Cartographies de la composante verticale du vecteur vitesse normalisée par U_∞ dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps d'Ahmed, $\varphi = 0^\circ$ (haut), et 25° (bas). Mise en évidence des centres des tourbillons et de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée).

5.1.1.2 Grandeurs turbulentes

Les Figures 5.4 et 5.5 montrent les champs de l'intensité de turbulence horizontale et verticale adimensionnelle ($I_x^* = \frac{u'}{U_\infty}$) dans le plan médian $z^* = 0$ des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ (haut) et $\varphi = 25^\circ$ (bas). Les points noirs représentent les points de mesures et les tourbillons A et B sont marqués par un cercle noir et un triangle noir respectivement. Les cartographies en aval du corps $\varphi = 0^\circ$ montrent des niveaux d'intensité de turbulence élevés dans la majorité du domaine de mesure. Toutefois, les fluctuations sont plus concentrées aux frontières de la zone de recirculation où le cisaillement est le plus important. En plus, les niveaux d'intensité de turbulence sont plus élevés dans la couche de cisaillement supérieure (27% mesurée en $(0.83h_c; 0.83h_c; 0)$). Dans la couche de cisaillement inférieure la valeur maximale de fluctuation est 25% mesurée en $(0.83h_c; 0.09h_c; 0)$. Toutefois les

valeurs de I_x^* supérieures à 16% se propagent vers $x^* = 2.87$ dans la partie supérieure du sillage $y^* > 0.5$. Par comparaison avec les résultats de RODRIGUEZ (2018), nous remarquons une diminution de moins de 7% de la valeur maximale mesurée dans la couche de cisaillement supérieure et de moins de 4% de la valeur maximale mesurée dans la couche de cisaillement inférieure.

Lorsque le véhicule de tête a une lunette arrière $\varphi = 25^\circ$, les champs de I_x^* montrent une concentration des niveaux élevés en très proche de la zone de recirculation. Les fluctuations sont plus denses dans la couche de cisaillement inférieure avec une valeur maximale de 28% mesurée en $(0.463h_c; 0; 0)$. Les valeurs supérieures à 15% se propagent jusqu'à $x^* = 1$ et $y^* = 0.3$. À partir de $x^* = 1.3$, les fluctuations sont inférieures à 10%. Ces résultats sont en accord avec les résultats de l'étude de RODRIGUEZ (2018) où la valeur maximale atteinte de I_x^* est de 29% mesurée en $(0.43h_c; -0.01; 0)$.

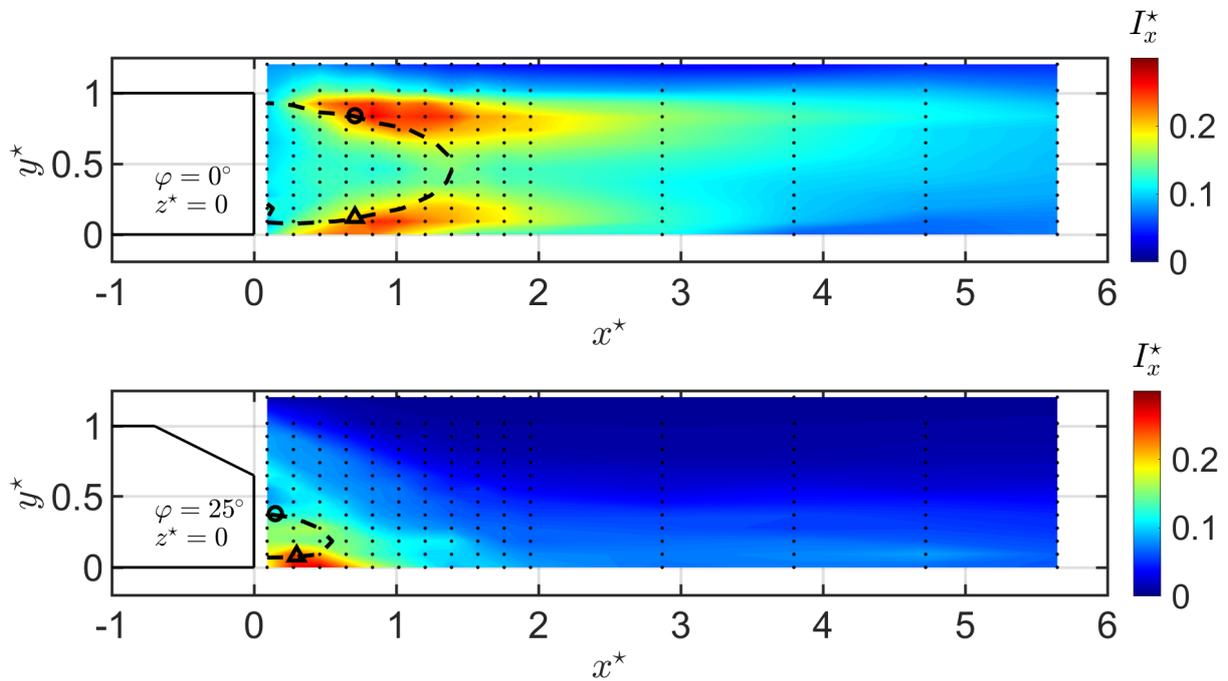


Figure 5.4 – Cartographies de l'intensité de turbulence horizontale adimensionnée par U_∞ dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps d'A Ahmed, $\varphi = 0^\circ$ (haut), et 25° (bas). Mise en évidence des centres des tourbillons et de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée)

Pour le corps $\varphi = 0^\circ$, on remarque que les valeurs de I_y^* sont élevées dans la majorité de sillage ($I_y^* > 12\%$). Conformément aux résultats de l'étude de RODRIGUEZ (2018), les fluctuations sont plus concentrées dans la couche de cisaillement supérieure et au-delà de la frontière de la zone de recirculation avec des valeurs supérieures à 21.5% et une valeur maximale de 24% mesurée au point $(x^* = 1.14; y^* = 0.65)$.

À propos du corps $\varphi = 25^\circ$, de nouveau les valeurs de I_y^* sont plus élevées dans la couche de cisaillement inférieur au niveau de tourbillon inférieur avec une valeur maximale de plus de 22% mesurée au point $(x^* = 1.02; y^* = 0.18)$. On remarque que les fluctuations chutent rapidement et atteignent des valeurs inférieures à 14% au-delà de $x^* = 2, y^* < 0.3$ et des valeurs négligeables lorsque y^* est supérieure à 0.3.

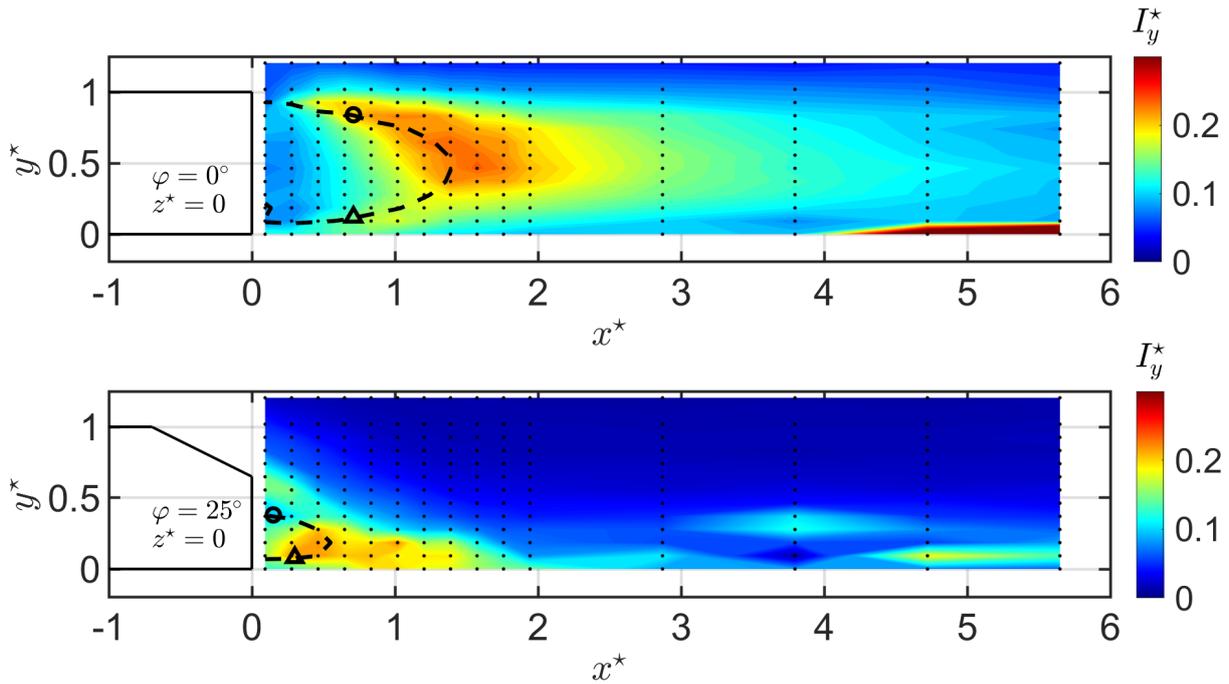


Figure 5.5 – Cartographies de l’intensité de turbulence verticale adimensionnée par U_∞ dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps d’Ahmed, $\varphi = 0^\circ$ (haut), et 25° (bas).

Cette étape de mesure était primordiale afin de pouvoir valider notre dispositif expérimental et également la méthode de traitement adoptée. Nous avons trouvé que les résultats sont en accord avec la littérature. À partir de ces conclusions, nous pouvons passer à l’étude de l’interaction entre deux véhicules.

5.1.2 En présence du véhicule suiveur

5.1.2.1 Grandeurs moyennes

On rappelle tout d’abord que le véhicule suiveur est placé à six distances inter-véhiculaires $d = 50, 100, 150, 200, 250$ et 300 mm, soit $d^* = d/h_c = 0.93, 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 .

La Figure 5.6 représente une vue de profil dans le plan médian $z^* = 0$ des cartographies de la norme de la vitesse adimensionnelle ainsi que les vecteurs de vitesse dans les sillages des corps d’Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ et VT 25° en présence du véhicule suiveur à différentes distances inter-véhiculaires. Les lignes blanches hachurées correspondent aux frontières de la zone de recirculation ($\bar{u}^* = 0$).

Les vecteurs de vitesse en aval du culot droit (VT $\varphi = 0^\circ$) Figure 5.6a mettent en évidence une symétrie de l’écoulement suivant l’axe $y^* = 0.5$. On observe non seulement que la zone bleue occupe une distance importante mais aussi qu’elle s’étend sur toute la distance inter-véhiculaire pour $d^* = 0.93$ et 1.85 .

D’autre part, lorsque c’est la maquette avec $\varphi = 25^\circ$ qui est en tête (Figure 5.6b), l’écoulement présente toujours ($d^* \geq 1.85$) une déviation forte vers le bas et une zone de faible vitesse attachée au culot. Cependant, pour $d^* = 0.93$, la déviation de l’écoulement vers le bas semble moins marquée et la zone bleue occupe toute la distance inter-véhiculaire.

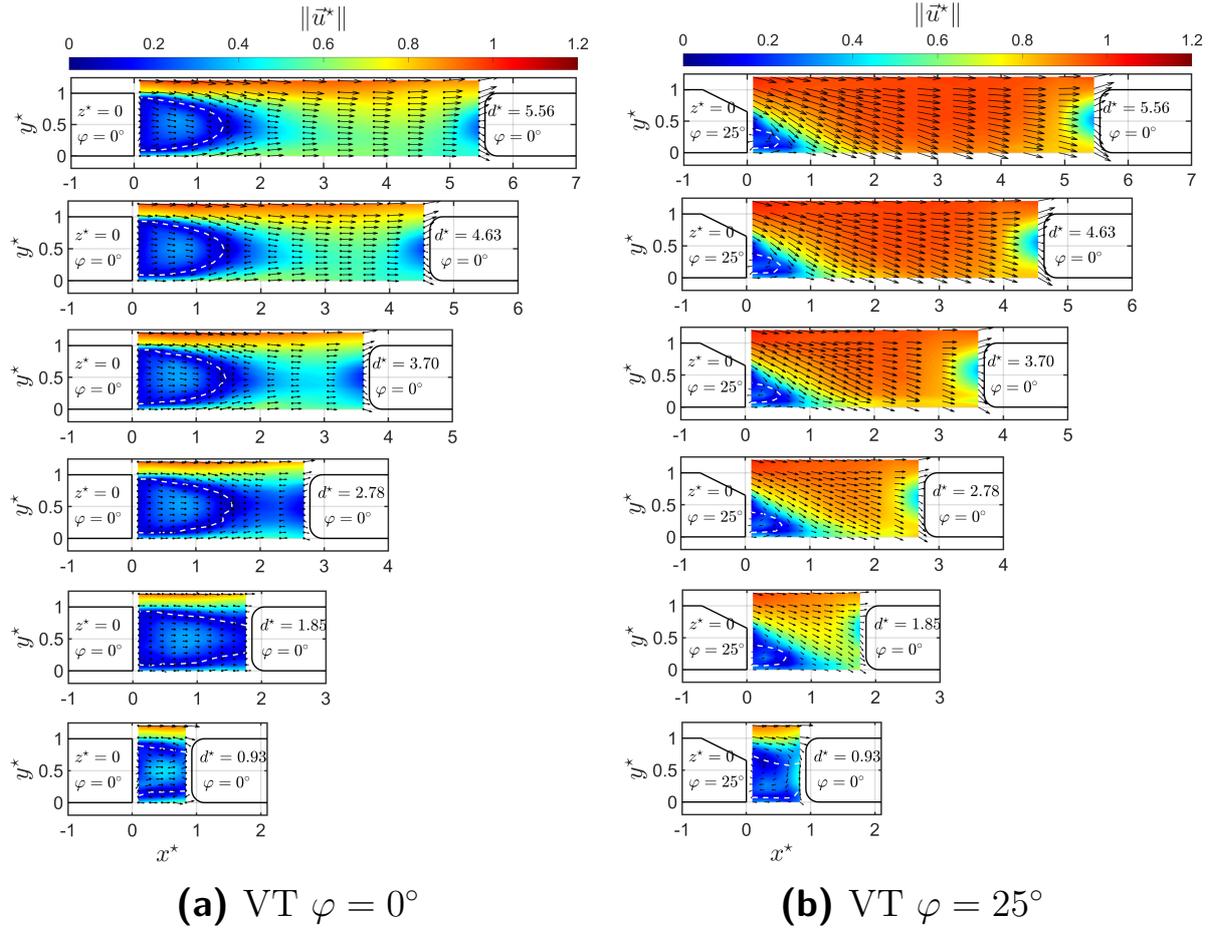


Figure 5.6 – Cartographies de la norme de la vitesse adimensionnelle dans les sillages des corps d’Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires et les vecteurs de la vitesse dans le plan médian ($z^* = 0$). Les lignes blanches hachurées correspondent aux frontières de la zone de recirculation ($\bar{u}^* = 0$).

Pour caractériser plus précisément l’écoulement, nous traçons dans la Figure 5.7 les cartographies de la vitesse longitudinale (dans le sens de l’écoulement) et les lignes de courant dans les sillages des corps d’Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ et VT 25° en présence du véhicule suiveur à différentes distances inter-véhiculaires.

Concernant VT $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.7a), les lignes de courant montrent une tendance à la symétrie par rapport à l’axe $y^* = 0.5$. Cela est conforme aux résultats de RODRIGUEZ (2018). Nous remarquons qu’au-delà de $d^* = 2.78$, les positions des tourbillons longitudinaux A et B semblent les mêmes.

Lorsque le véhicule de tête a un angle de lunette arrière de $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.7b), les sillages ne sont plus symétriques par rapport à $y^* = 0.5$. Les lignes de courant confirment la déviation de l’écoulement vers le bas. De plus, nous observons que les positions du tourbillon supérieur A sont plus attachées au culot de la maquette. Pour le tourbillon inférieur B, il prend une forme ovale comprimée horizontalement. Il est aussi dévié vers le bas. Les différences entre les topologies des sillages pour des différentes distances inter-véhiculaires semblent négligeables pour $d^* \geq 1.85$.

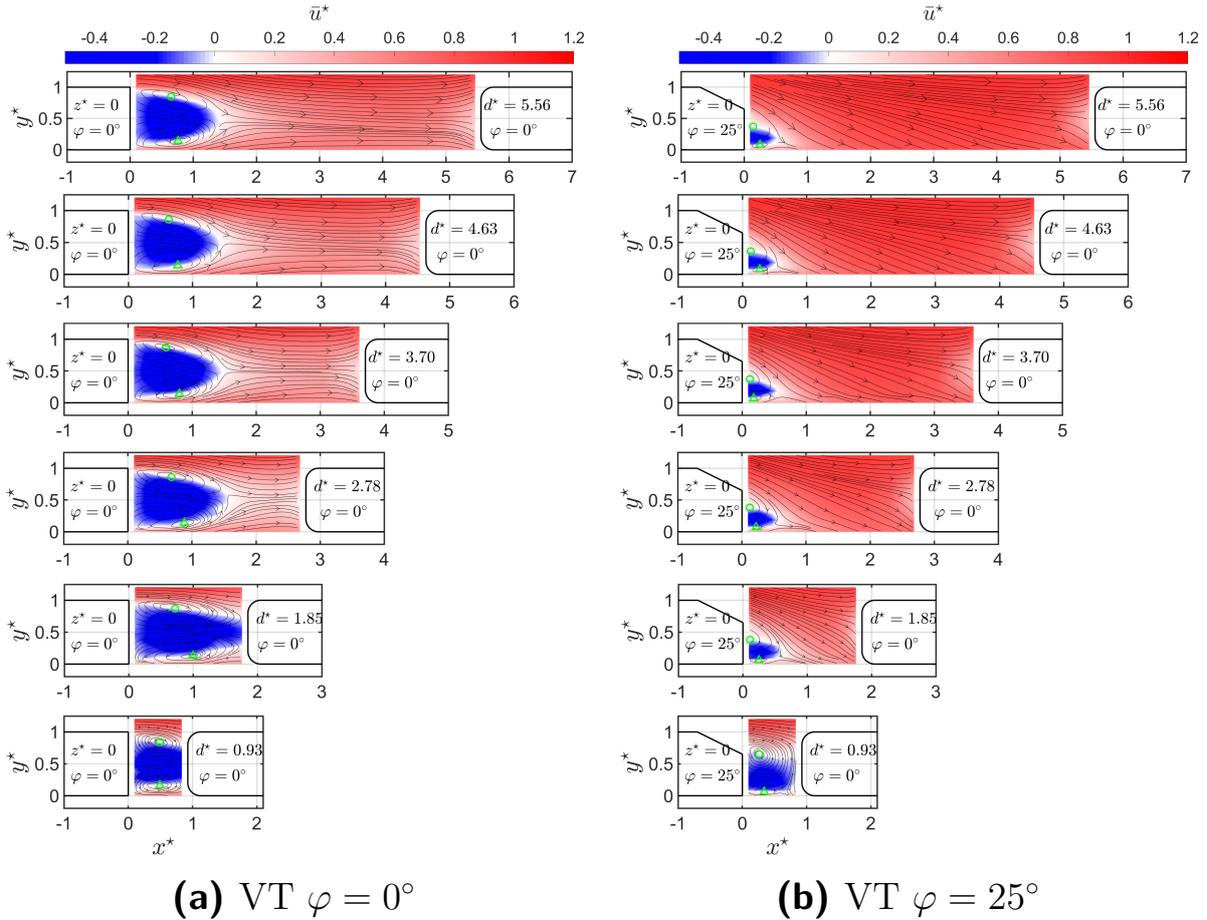


Figure 5.7 – Cartographies de la vitesse longitudinale et lignes de courant dans le plan médian ($z^* = 0$) des sillages des corps d’Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires.

La Figure 5.8 représente l’évolution de la longueur de la zone de recirculation et des positions des centres des tourbillons supérieur A et inférieur B avec la distance inter-véhiculaire.

Pour VT $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.8a), la longueur de la zone délimitant les structures contra-rotatives a des valeurs identiques pour une distance-inter-véhiculaire supérieure à $2.78h_c$. Les valeurs sont comprises entre $1.41h_c$ et $1.47h_c$ ($\bar{L}_r^* = 1.44 \pm 0.03$). Cette observation des positions stables s’applique aussi aux centres des tourbillons supérieur et inférieur, A et B. La position en moyenne de tourbillon A est $(0.62; 0.86)h_c$ avec un écart-type égale à $(0.03; 0.01)h_c$. De même, pour le tourbillon inférieur B, la position de son centre en moyenne est $(0.78; 0.14)h_c \pm (0.02; 0)h_c$. Pour $d^* = 1.85$ et $d^* = 0.93$, la zone des structures contra-rotatives occupe tout l’espace inter-véhiculaire. Les centres de A et B sont éloignés du culot pour $d^* = 1.85$. En effet, on trouve $x_A/h_c = 0.72$ et $x_B/h_c = 1$. Toutefois, pour $d^* = 0.93$, ils sont plus proches du culot ($x_A/h_c = x_B/h_c = 0.49$). On peut remarquer que pour toutes les configurations, la position du tourbillon inférieur B est plus proche du culot du véhicule de tête que le tourbillon supérieur A. Ceci peut être dû à la dépression de l’écoulement au sol.

Comme prévu, pour VT $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.8b), les longueurs des zones de recirculation sont les plus petites. Pour $d^* \geq 1.85$, elles semblent stables, $\bar{L}_r^* = 0.55 \pm 0.05$. Elle est prolongée pour la courte distance inter-véhiculaire $d^* = 0.93$ ($L_r^* = 0.93$). De nouveau, les positions des tourbillons A et B sont stables au-delà de $d^* = 1.85$ avec un attachement du tourbillon supérieur A en très proche du culot. Pour $d^* = 0.93$, le tourbillon supérieur

A est moins dévié vers le bas ($y_A/h_c = 0.65$) et moins attaché au culot ($x_A/h_c = 0.23$). D'ailleurs, l'effet de l'angle d'inclinaison de $\varphi = 25^\circ$ induit une diminution de 87% de la longueur de la zone de recirculation par rapport au cas du véhicule de tête avec un culot droit.

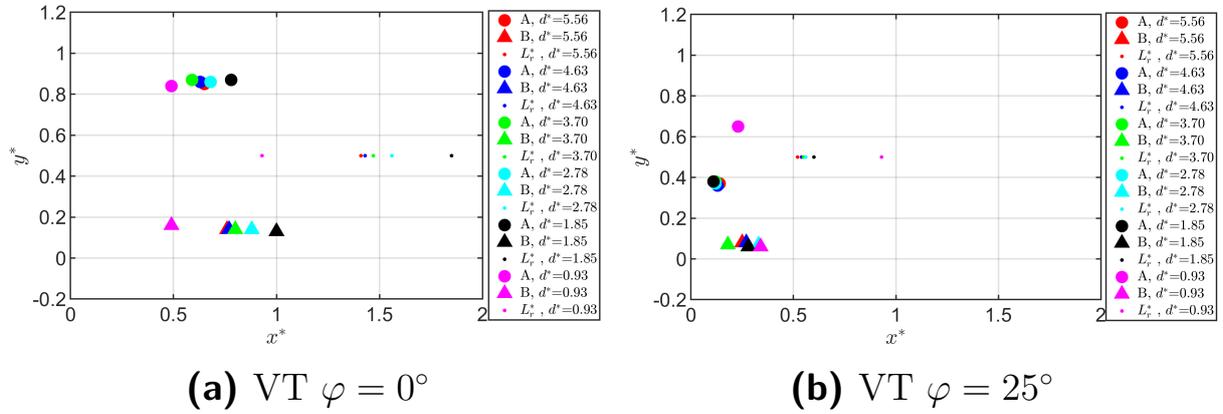


Figure 5.8 – Évolution des positions des centres des tourbillons A et B et de la longueur de la zone de recirculation avec la distance inter-véhiculaire dans le plan médian ($z^* = 0$).

Si on compare nos résultats associés à $d/h_c = 2.78$ avec les résultats de ESSEL et al. (2020), nous trouvons une cohérence pour VT ayant $\varphi = 0^\circ$. En effet, dans leurs travaux, la valeur de la longueur de recirculation dans le sillage du culot droit et en présence du véhicule suiveur à $d/h_c = 2.78$ vaut $1.53h_c$ contre $1.56h_c$ dans nos mesures (écart de 1.94%). Cependant, pour VT $\varphi = 25^\circ$, la longueur de recirculation mesurée dans l'étude de ESSEL et al. (2020) vaut $1.23h_c$. Dans la présente étude, cette valeur a diminué de 54.47% par rapport à l'étude de ESSEL et al. (2020) et vaut $0.56h_c$. Cette différence est reliée à la forme et à la taille des deux tourbillons longitudinaux se développant en aval du culot incliné. Ces propriétés dynamiques résultent des conditions initiales des mesures telles que le nombre de Reynolds et l'effet de la couche limite (Voir Chapitre 2). En effet, dans leurs travaux, le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de maquette vaut 1.70×10^4 contre 4.95×10^4 adopté dans nos mesures. Nous ne voyons pas de grandes différences entre les valeurs de la garde au sol dans leurs travaux ($0.33h_c$) et les nôtres ($0.28h_c$). Néanmoins, dans leurs travaux, les maquettes des corps d'Ahmed se situent dans la couche limite turbulente se développant proche du sol ($\delta/h_c \gg 1$). Alors que, dans nos expériences, les mesures sont réalisées hors de la hauteur de la couche limite (12 mm), $\delta/h_c = 0.22 \ll 1$.

Les Figures 5.9 et 5.10 permettent d'avoir une vue 3D des iso-surfaces de la vitesse longitudinale $\bar{u}^* = -0.3, 0, 0.5, 0.7$ et 1 pour une moitié des sillages des corps d'Ahmed ($z^* = 0, -0.33$ et -0.67) à culot droit ($\varphi = 0^\circ$) et à culot incliné ($\varphi = 25^\circ$) respectivement.

Pour VT $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.9), les iso-surfaces tracées montrent la symétrie observée dans le plan $z^* = 0$ dans tout le domaine de mesure pour toutes les distances inter-véhiculaires. Les iso-surfaces $\bar{u}^* = 0$ montrent que la zone de recirculation est maximale pour $z^* = 0$. Les iso-surfaces $\bar{u}^* = 0.3, 0.5, 0.7$ et 1 sont similaires pour $d^* > 2.78$. L'effet induit par la présence du véhicule suiveur lorsque $d^* = 1.85$ se caractérise par un élargissement de l'iso-surface $\bar{u}^* = 0$ qui couvre alors tout l'espace inter-véhiculaire. La même tendance se retrouve pour $d^* = 0.93$.

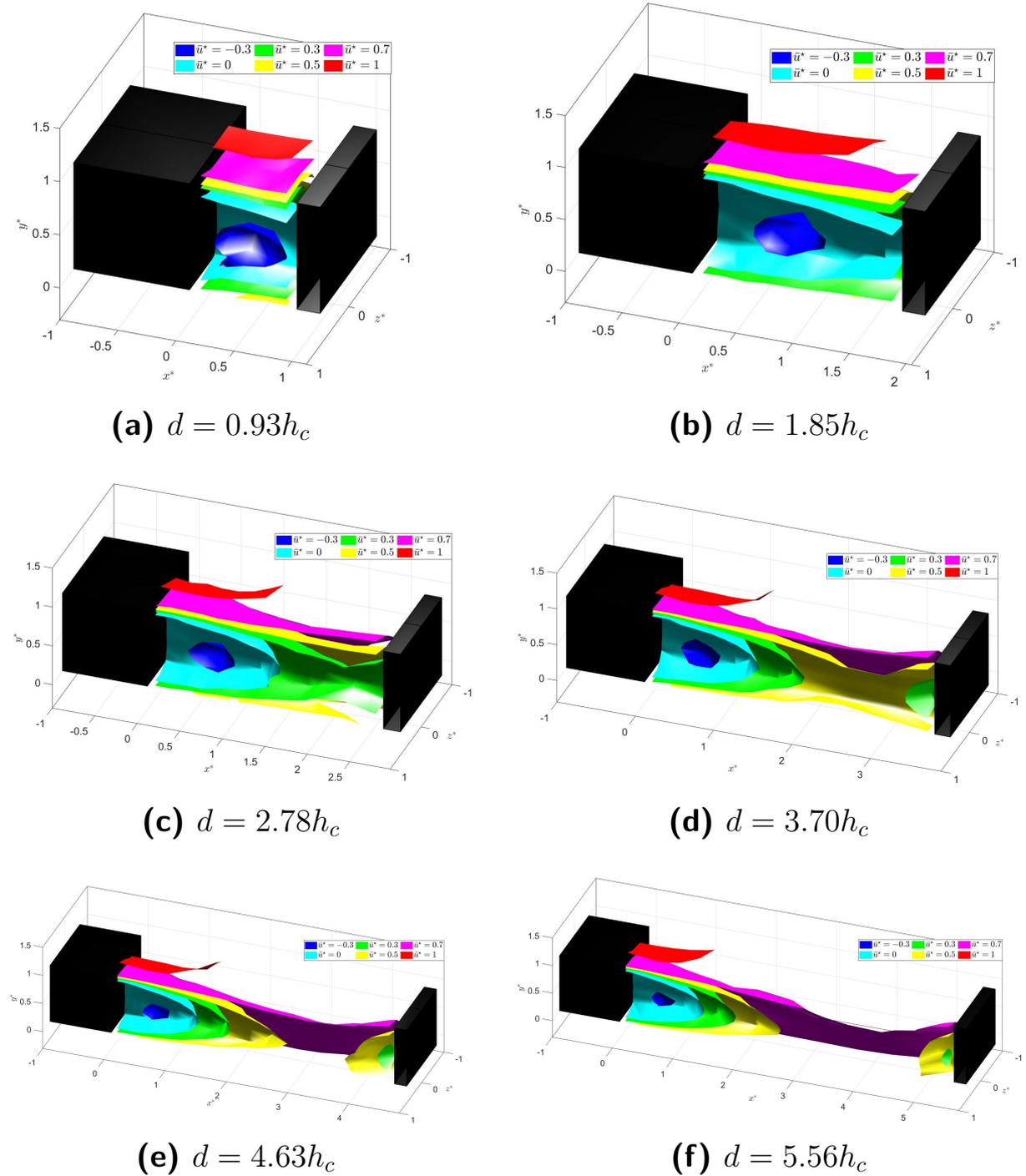


Figure 5.9 – Iso-surfaces de la vitesse longitudinale \bar{u}^* en aval de corps d’Ahmed à culot droit VT $\varphi = 0^\circ$ pour les différentes distances inter-véhiculaires.

Pour le cas VT $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.10), les iso-surfaces sont inclinées vers le bas par rapport au cas VT $\varphi = 0^\circ$. Elles sont similaires indépendamment de d^* à partir de $d^* = 1.85$. L’iso-surface $\bar{u}^* = 0$ s’étend jusqu’à 0.55 en moyenne pour $d^* \geq 1.85$. Pour $d^* = 0.93$, elle s’étend jusqu’au véhicule suiveur. Le décollement de l’écoulement mentionné dans la littérature (Chapitre 2, section 2.2) n’est pas observé dans nos mesures (les mesures proches de la lunette n’ont pas été réalisées dans ce travail à cause de la possibilité d’interruption des faisceaux LASER avec la maquette). Nous observons ainsi un enroulement de l’iso-surface $\bar{u}^* = 0.7$ pour $d^* \geq 2.78$ et de l’iso-surface $\bar{u}^* = 0.5$.

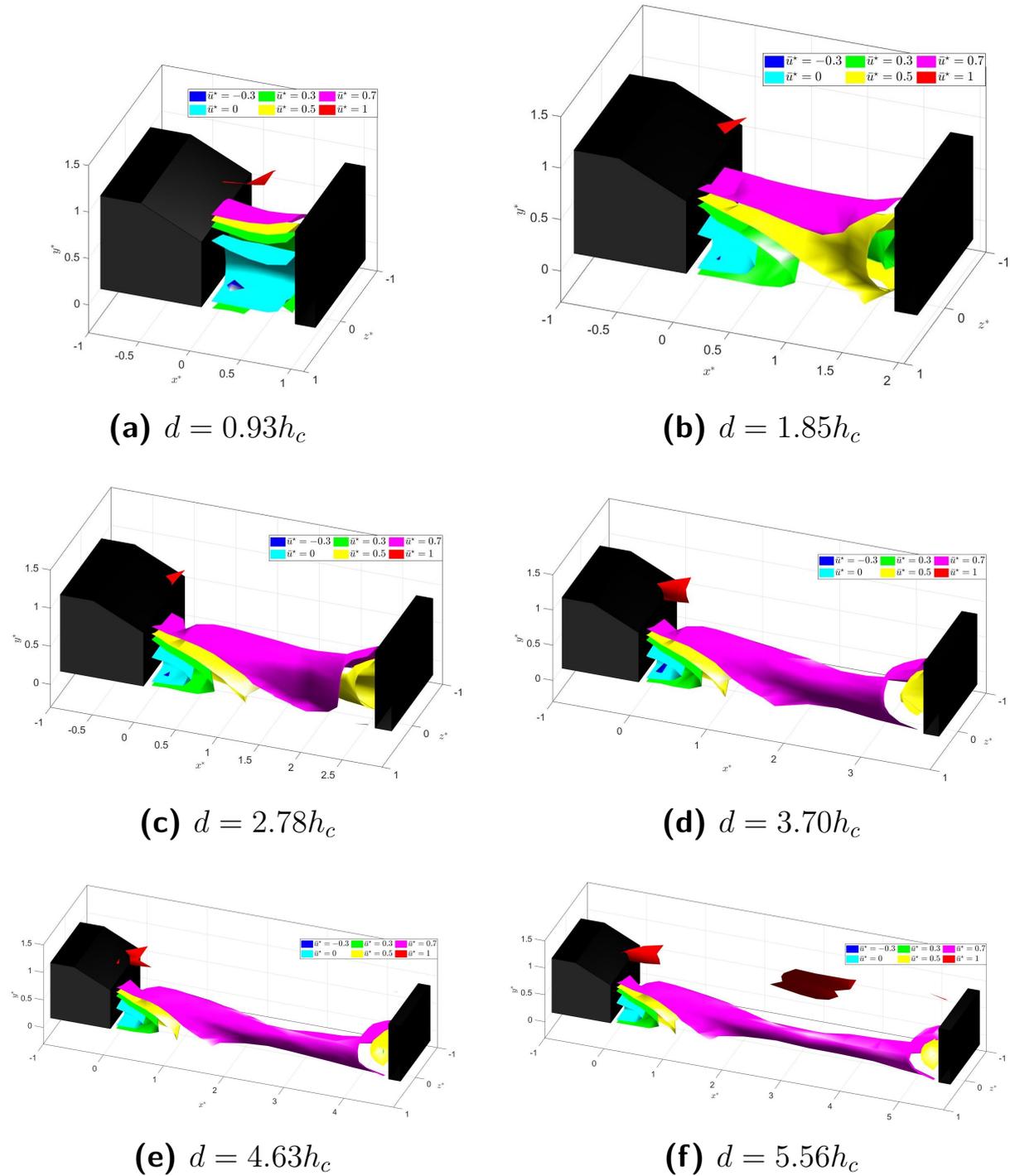


Figure 5.10 – Iso-surfaces de la vitesse longitudinale \bar{u}^* en aval de corps d’Ahmed à culot droit VT $\varphi = 0^\circ$ pour les différentes distances inter-véhiculaires.

En complément de ces résultats, on pourra se reporter aux annexes B.1 et B.2 pour des cartographies complémentaires (vues de dessus en particulier). De même, des représentations 3D de l’évolution des grandeurs moyennes pour les deux configurations sont également disponibles en annexe B.3.

D’après les cartographies présentées en annexe B.3, on retrouve que la symétrie de l’écoulement pour le cas VT $\varphi = 0^\circ$ n’est pas seulement par rapport à l’axe $y^* = 0.5$ mais aussi par rapport à l’axe $z^* = 0$. La zone de recirculation s’étend également vers

$z^* = -0.33$ et 0.33 . L'enroulement de l'écoulement commence au début du culot de la maquette pour avoir un maximum au plan médian de la maquette et en $y^* = 0.5$.

Dans le cas d'un véhicule de tête avec un angle de lunette arrière à 25° , les résultats présentés en annexe B.3 montrent toujours la déviation de l'écoulement vers le bas et le rétrécissement de la zone de structures contra-rotatives. En effet, la zone de déficit de vitesse est de taille inférieure de 87% par rapport au cas de culot droit. Nous remarquons également des zones de déficits de vitesse sur les côtés des sillages.

La Figure 5.11 représente les champs de vitesse pour la vitesse verticale $\bar{v}^* = \bar{v}/U_\infty$ et les lignes de courant dans le plan médian $z^* = 0$ des sillages des corps d'Ahmed dans le cas d'un véhicule de tête ayant un culot droit (5.11a) et un angle de lunette arrière à 25° (5.11b) pour les six distances inter-véhiculaires. Les lignes vertes hachurées correspondent aux frontières de la zone de recirculation.

Pour le cas VT $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.11a), on observe une tendance de dissymétrie par rapport à l'axe $y^* = 0.5$ pour $d^* \leq 1.85$. Cette observation dans le sillage proche résulte de la rotation en sens inverse des tourbillons supérieur et inférieur. Le tourbillon supérieur tourne dans le sens horaire (valeurs positives de la vitesse verticale, couleur rouge) alors que le tourbillon inférieur tourne dans le sens trigonométrique (valeurs négatives de la vitesse verticale, couleur bleue). L'enroulement de l'écoulement provenant du soubassement du véhicule interagit avec l'écoulement provenant du pavillon de la maquette en formant ces deux tourbillons. Pour $d^* \geq 2.78$, les zones de vitesse verticale négative et positive sont interverties en amont du véhicule. Cela signifie que la présence du véhicule suiveur entraîne une séparation de l'écoulement : la partie basse est déviée vers le bas pour passer sous le véhicule suiveur alors que la partie haute est déviée vers le haut pour contourner le véhicule suiveur par le toit. Ainsi, pour $d^* \geq 2.78$, on remarque que l'écoulement est quasi unidimensionnel à partir $x^* = 1.5$ avec des valeurs de $|\bar{v}^*|$ inférieures à 1%.

Pour le cas VT $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.11b), on n'observe plus la dissymétrie détectée dans les sillages des corps d'Ahmed à culot droit. Pourtant, on observe des zones moins étendues de couleur rouge (vitesse verticale positive) qui sont attachées à la moitié supérieure du culot où se trouvent le tourbillon supérieur A.

La déviation de l'écoulement vers le bas est beaucoup plus importante que l'enroulement de l'écoulement provenant de soubassement vers le haut (effet upwash). Cela est révélé par les valeurs négatives importantes de la vitesse verticale qui se trouvent dans tout l'espace inter-véhiculaire. L'écoulement est bien séparé en amont du véhicule suiveur de telle sorte que le point de séparation se situe plus haut que celui trouvé pour le cas VT $\varphi = 0^\circ$. De plus, pour la plus courte distance inter-véhiculaire $d^* = 0.93$ où le véhicule suiveur se situe dans la zone de recirculation, la déviation est moins forte et on n'observe pas la séparation de l'écoulement.

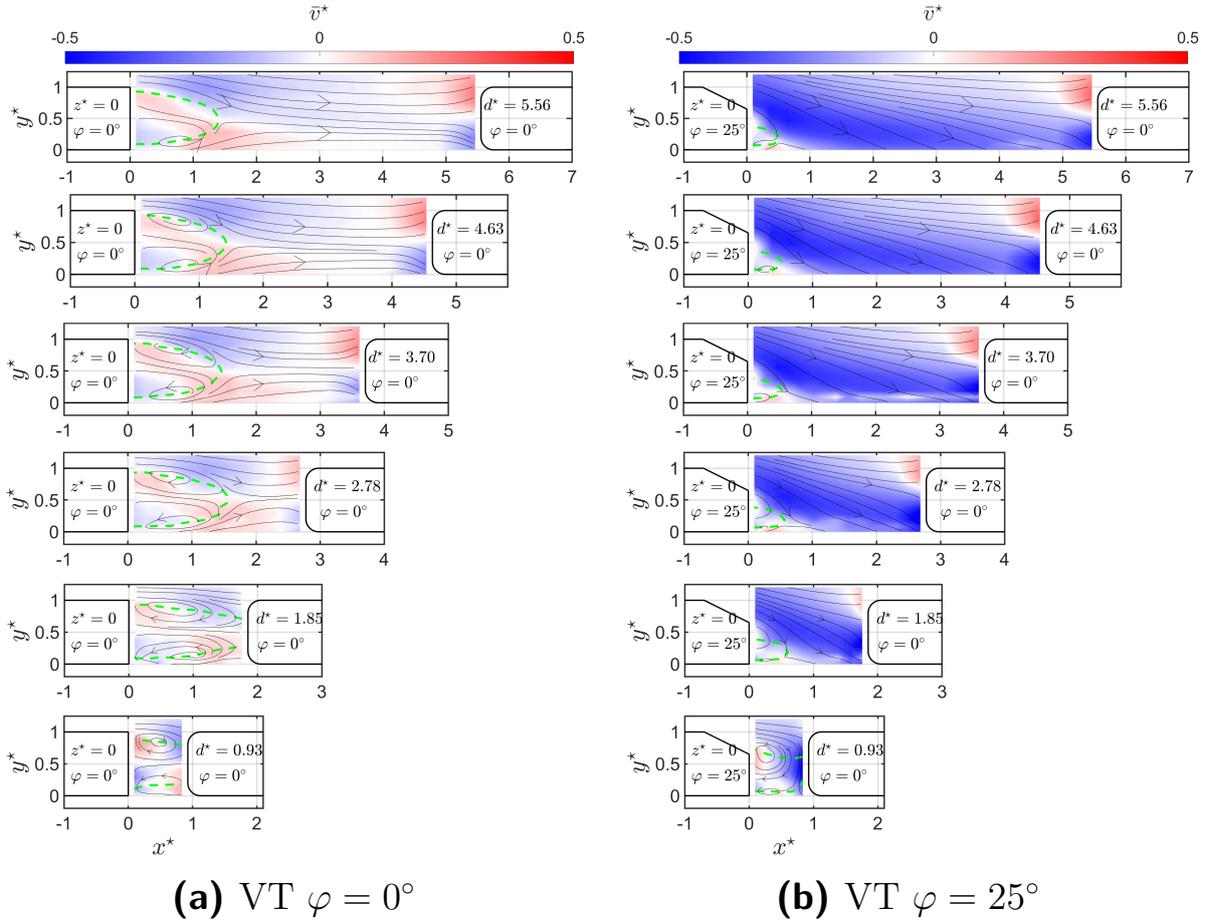


Figure 5.11 – Lignes de courants et cartographies de la vitesse verticale adimensionnelle dans les sillages des corps d’Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée).

Les Figures 5.12 et 5.13 montrent des profils verticaux des vitesses longitudinale et verticale pour certains endroits choisis dans la zone de recirculation ($x^* = 0.28, 0.46, 0.83, 1.38$), dans le sillage ($x^* = 1.38, 1.76, 2.87$) et en amont du véhicule suiveur ($x^* = 2.69$) pour les corps d’Ahmed à culot droit ($\varphi = 0^\circ$) et incliné ($\varphi = 25^\circ$) respectivement. Les profils sont normalisés par la valeur de la vitesse incidente ($U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$).

Tout d’abord, concernant les profils verticaux de la vitesse longitudinale en aval d’un véhicule de tête à culot droit (Figure 5.12), les allures des profils sont similaires.

Dans le cas du véhicule seul (Figure 5.12a), la valeur de \bar{u}^* en proche sillage ($x^* = 0.93$) est inférieure à -10% pour $y^* > 0.2$ et $y^* < 0.8$. En sillage lointain ($x^* = 2.87$), la valeur de \bar{u}^* est supérieure à 50%.

En présence du véhicule suiveur à une distance inter-véhiculaire $d^* = 2.78$ (Figure 5.12b), le profil de \bar{u}^* en $x^* = 0.83$ enregistre les mêmes valeurs mesurées en absence du véhicule suiveur. Alors qu’en amont du véhicule suiveur ($x^* = 2.69$ et $y^* < 1$), la valeur de \bar{u}^* est inférieure à 50% pour $y^* < 1$.

La présence du véhicule suiveur à une courte distance inter-véhiculaire a entraîné une diminution de 30% des valeurs de \bar{u}^* en $x^* = 0.46$.

De même, les profils verticaux de la vitesse verticale \bar{v}^* montrent des comportements similaires pour $d^* = 2.78$ et en cas d’un véhicule seul (Figures 5.12b et 5.12a). Les profils en proche sillage montrent des valeurs négatives en $y^* < 0.4$ et positives en $0.4 \leq y^* \leq 0.8$.

Par contre, lorsque le véhicule suiveur est placé à une distance inter-véhiculaire plus courte $d^* = 0.93$ (Figure 5.12c), les profils verticaux montrent des allures différentes à celles obtenues en cas d'un véhicule seul ou pour $d^* = 2.78$. Contrairement à ces deux derniers cas, les valeurs de \bar{v}^* sont positives en $y^* < 0.4$ et négatives ailleurs. Toutefois les valeurs de \bar{v}^* sont inférieures à 37% pour la majorité des profils.

Dans le cas d'un véhicule de tête avec un angle de lunette arrière à 25° . Les comportements des profils verticaux de la vitesse longitudinale obtenues en absence du véhicule suiveur (Figure 5.13a) et en présence du véhicule suiveur à une distance inter-véhiculaire $d^* = 2.78$ (Figure 5.13b) sont similaires sauf en amont du véhicule suiveur où \bar{u}^* est censée d'être supérieure à 70%. Pourtant, le profil de $x^* = 2.69$ pour $d^* = 2.78$ montre des valeurs inférieures à 60% et des valeurs inférieures à 40% aux alentours de $y^* = 0.5$.

Dans le cas $d^* = 0.93$ (Figure 5.13c), les valeurs de \bar{u}^* sont suffisamment inférieures à 40% pour $y^* < 0.75$.

De même, pour les profils verticaux de la vitesse verticale pour le cas d'un véhicule seul (Figure 5.13a) et en présence du véhicule suiveur à une distance inter-véhiculaire $d^* = 2.78$ (Figure 5.13b) possèdent des valeurs identiques ($-0.5 < \bar{v}^* < 0$) sauf pour le profil mesuré en $x^* = 2.69$. En $x^* = 2.69$, les valeurs de \bar{v}^* sont supérieures à 0 pour $y^* > 0.6$.

Dans le cas $d^* = 0.93$ (Figure 5.13c à droite), les profils de \bar{v}^* montrent de nouveau des comportements différents à ceux observés pour les deux cas précédents. On remarque que des valeurs de \bar{v}^* supérieures à 0 en $x^* = 0.28$.

Nous pouvons déduire que la présence du véhicule suiveur à une distance inter-véhiculaire courte permet de réduire significativement la vitesse longitudinale et d'augmenter la vitesse verticale en amont du véhicule suiveur. Ainsi, la présence d'un véhicule suiveur en aval d'un véhicule de tête à culot incliné a des effets moins remarquables que ceux trouvés en aval d'un véhicule de tête à culot droit.

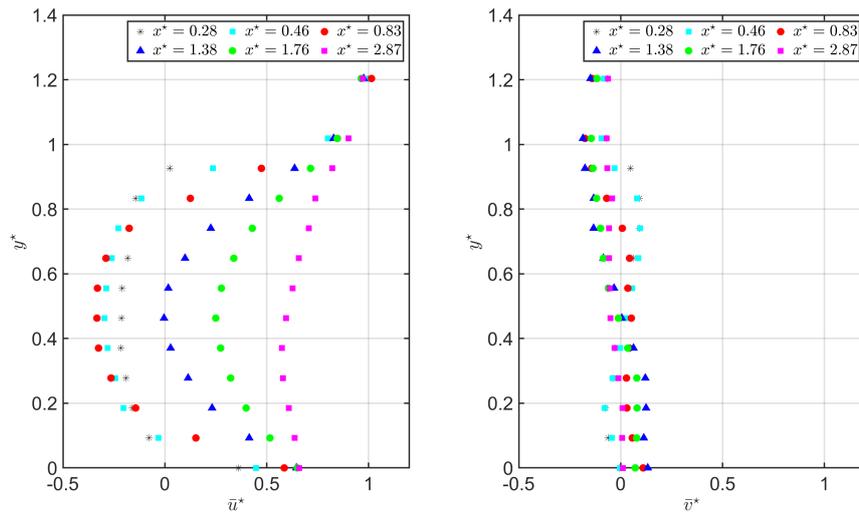
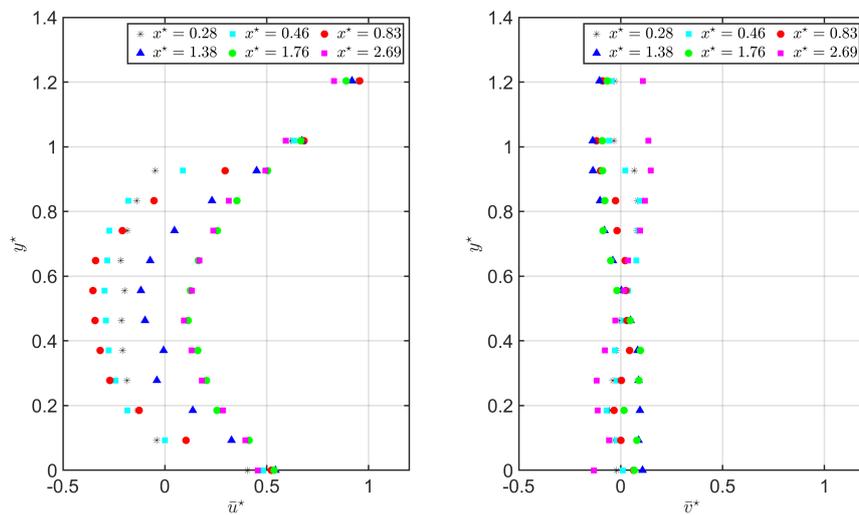
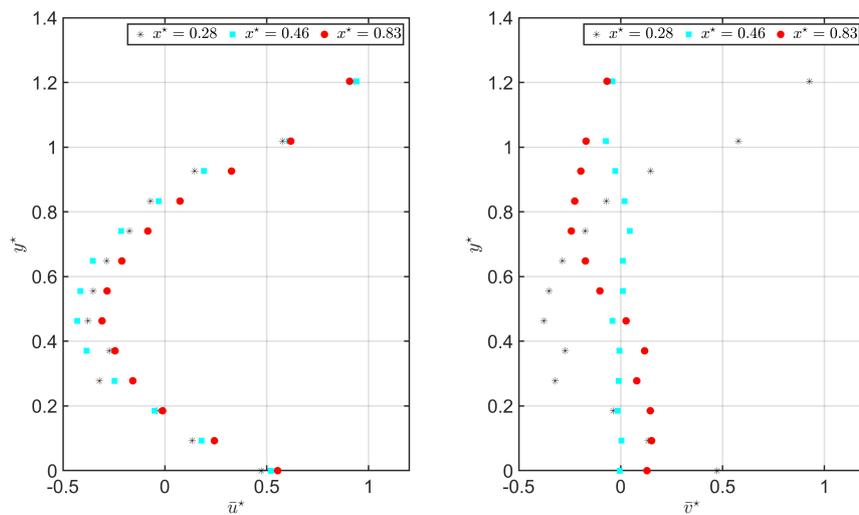
(a) VT $\varphi = 0^\circ$, véhicule seul(b) VT $\varphi = 0^\circ$, $d^* = 2.78$ (c) VT $\varphi = 0^\circ$, $d^* = 0.93$

Figure 5.12 – Profils verticaux de la vitesse longitudinale (à gauche) et verticale (à droite) dans le plan médian ($z^* = 0$) dans les sillages des corps d’Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ pour $d^* = 0.93$ (première ligne), pour $d^* = 2.78$ (deuxième ligne) et pour le cas d’un véhicule seul (troisième ligne).

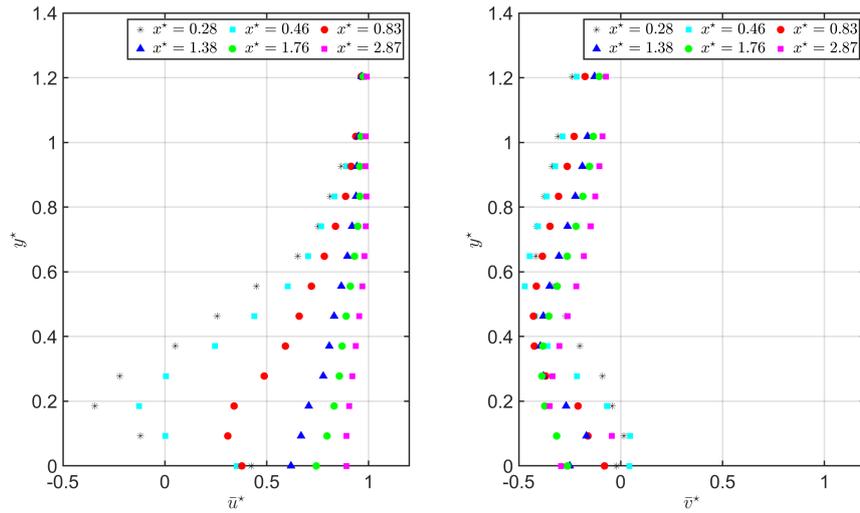
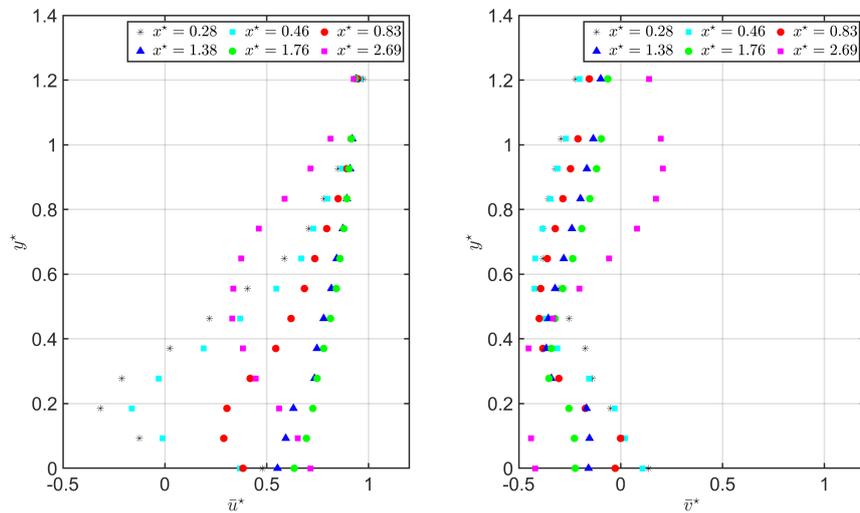
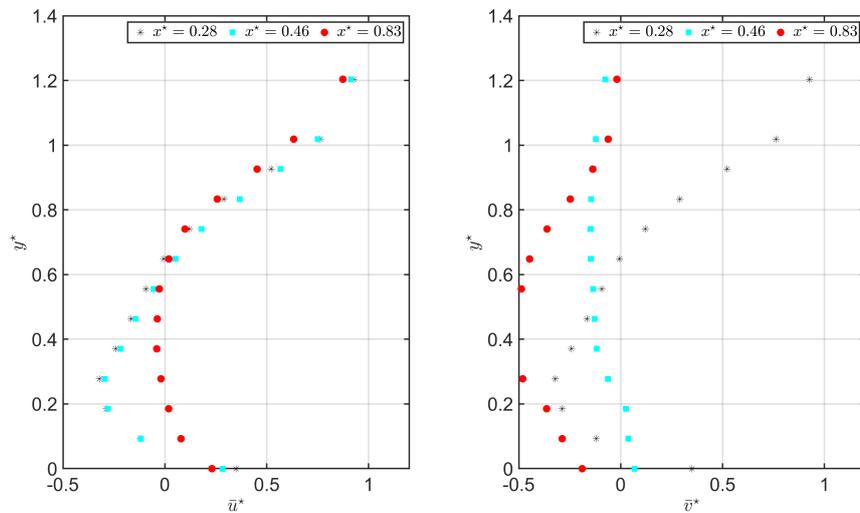
(a) VT $\varphi = 25^\circ$, véhicule seul(b) VT $\varphi = 25^\circ$, $d^* = 2.78$ (c) VT $\varphi = 25^\circ$, $d^* = 0.93$

Figure 5.13 – Profils verticaux de la vitesse moyenne verticale adimensionnelle dans le plan médian ($z^* = 0$) dans les sillages des corps d’Ahmed pour $d^* = 0.93$ (première ligne), pour $d^* = 2.78$ (deuxième ligne) et pour le cas d’un véhicule seul (troisième ligne).

Dans l'Annexe B.4, le lecteur peut trouver les profils verticaux des vitesses longitudinale et verticale pour les autres distances inter-véhiculaires.

Sur la base de l'analyse des grandeurs moyennes de l'écoulement, nous pouvons déduire que l'influence du véhicule suiveur en aval d'un véhicule de tête avec un culot droit devient faible pour une distance inter-véhiculaire $d^* \geq 2.78$. Alors que dans le cas de véhicule de tête avec un culot incliné ($\varphi = 25^\circ$), l'effet du véhicule suiveur devient marginal à partir une distance inter-véhiculaire $d^* = 1.85$.

5.1.2.2 Grandeurs turbulentes

Dans un milieu fluide, la turbulence joue un rôle essentiel dans les phénomènes de dispersion et mélange. Pour cela, nous allons maintenant nous intéresser aux différentes grandeurs turbulentes telles que les intensités de turbulence horizontale et verticale, l'énergie cinétique turbulente, les contraintes de Reynolds et la composante transversale de la vorticité.

Les intensités de turbulence horizontale (u') et verticale (v') sont calculées d'après la méthode ITTT (voir section 4.1.4). Elles permettent de quantifier la turbulence dans chaque direction de l'écoulement. L'énergie cinétique de turbulence et les contraintes de Reynolds sont calculées à partir u' et v' . Elles sont des grandeurs quantitative qui permettent de définir le comportement du fluide à partir la caractérisation des intensités de ses fluctuations (MATHIEU et SCOTT 2000 ; S. B. POPE 2000).

La Figure 5.14 représente les cartographies de l'intensité de turbulence horizontale normalisée dans les sillages des corps d'Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ et VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian $z^* = 0$. L'intensité de turbulence horizontale normalisée est obtenue selon la formule suivante : $I_x^* = \frac{I_x}{U_\infty} = \frac{u'}{U_\infty}$, où u' est calculée selon l'équation 4.5. Pour la première observation, on remarque que les contours I_x^* présentent des niveaux plus importants dans les sillages de VT $\varphi = 0^\circ$ que dans les sillages de VT $\varphi = 25^\circ$.

Tout d'abord, pour le cas VT $\varphi = 0^\circ$, pour toutes les distances inter-véhiculaires, les valeurs de I_x^* sont élevées dans la majorité des sillages. Les contours montrent deux principales régions de part et d'autre de la zone de recirculation où les valeurs I_x^* sont plus concentrées. Ces régions sont clairement associées aux deux couches de cisaillement des sillages des corps d'Ahmed. On observe que les niveaux de I_x^* sont plus importants dans la couche de cisaillement supérieure. En effet, pour $3.70 \leq d^* \leq 5.56$, les valeurs maximales de I_x^* sont mesurées en $(0.65; 0.93; 0)$, en $(0.93; 0.93; 0)$ et en $(1.2; 0.83; 0)$ pour $d^* = 5.56, 4.63$ et 2.78 respectivement et valent 25% et sont 4% plus importantes que celles mesurées dans la couche de cisaillement inférieure (0.24). En $d^* = 2.78$ et 1.85 , la valeur maximale atteinte est 26% mesurée en $(0.83; 0.93; 0)$. Pour $d^* = 0.93$, I_x^* enregistre une valeur maximale de 27% dans la couche de cisaillement supérieure $(0.46; 0.93; 0)$ et aussi dans la couche de cisaillement inférieure au point $(0.83; 0.09; 0)$.

Pour la configuration avec un véhicule de tête ayant un angle de lunette arrière à 25° , les régions où I_x^* prend des valeurs élevées sont nettement moins étendues que dans le cas précédent. Contrairement au cas précédent, c'est dans la partie basse de l'écoulement que I_x^* prend les valeurs élevées avec des valeurs maximales entre 25% et 28% pour $d^* \geq 1.85$ et 29% pour $d^* = 0.93$. Cela est en adéquation avec la topologie moyenne de l'écoulement décrite dans la partie précédente (déviation de l'écoulement vers le bas).

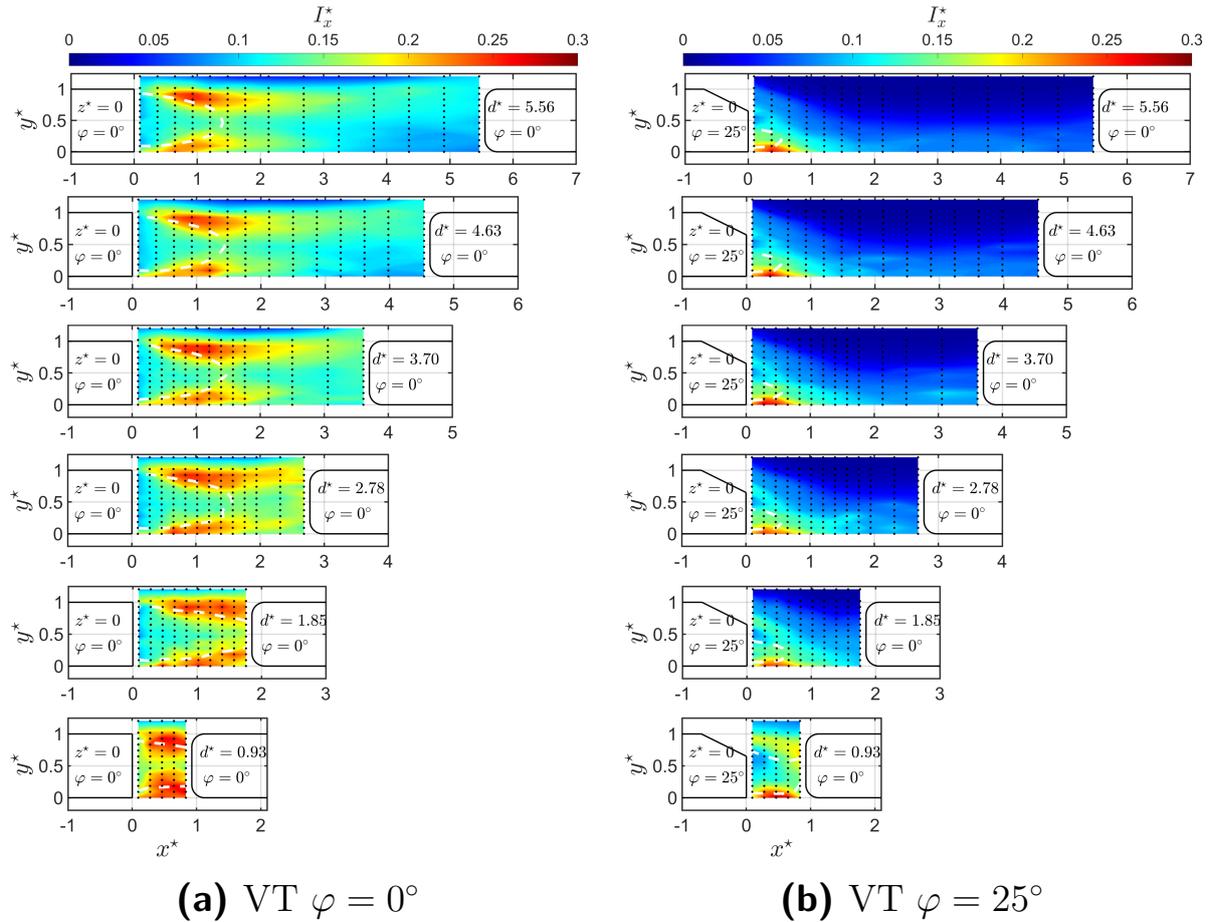


Figure 5.14 – Cartographies de l'intensité de turbulence horizontale dans les sillages des corps d'A Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$).

Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne blanche hachurée) et des points de mesures (points noirs) de 2D LDV.

Les contours d'intensité de turbulence verticale dans les sillages des corps d'A Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ et 25° pour les six distances inter-véhiculaires sont rapportées dans la Figure 5.15. La frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ est indiquée par la ligne blanche hachurée et les points noirs se réfèrent aux points de mesures de LDV.

Pour le cas VT $\varphi = 0^\circ$, on remarque des niveaux de I_y^* élevés dans le sillage proche avec des valeurs maximales de 23% pour $d^* \geq 2.78$. Ceci est en accord avec les résultats de RODRIGUEZ (2018) pour un corps seul. On observe ainsi des valeurs de fluctuations aux alentours de 20% qui se propagent jusqu'en $x^* = 2.69$. En amont du véhicule suiveur les fluctuations ont des valeurs de 11%. On note que des valeurs de turbulence entre 15% et 17% peuvent être mesurées dans la partie inférieure de la zone de recirculation ($x^* \leq 0.83$, $y^* = 0.9$). En passant à $d^* = 0.93$, la valeur maximale d'intensité de turbulence verticale est 34% et est atteinte en $(0.65; 0; 0)$. En amont du véhicule suiveur, en $(0.83; 0.55; 0)$, I_y^* enregistre un pic à 28%. Les niveaux de I_y^* sont supérieurs à 17% dans la majorité de la distance inter-véhiculaire pour $d^* = 0.93$.

Dans le cas VT $\varphi = 25^\circ$, les niveaux élevés de l'intensité de turbulence verticale sont observés seulement dans la couche de cisaillement inférieure. I_y^* atteint des valeurs maximales entre 24% et 25% en $(0.28; 0.09)$ pour $d^* \geq 3.70$. Le maximum dans la couche de cisaillement supérieure est environ 16%. On remarque aussi que pour $x^* > 1.20$, la valeur de l'intensité de turbulence verticale commence à diminuer ($I_x^* < 14\%$). Cela est

conforme avec les résultats pour un corps seul. Pour $d^* = 2.78$ et 1.85 , les valeurs maximales atteintes de I_y^* sont 24% et 23% respectivement. On peut remarquer aussi que pour $d^* = 1.85$ un niveau de 27% est atteint juste en amont de véhicule suiveur ($1.76; 0.18$). En passant à $d^* = 0.93$, des niveaux entre 18% et 24% sont mesurés dans la couche de cisaillement inférieure et le maximum atteint dans la couche de cisaillement supérieure est environ 14%.

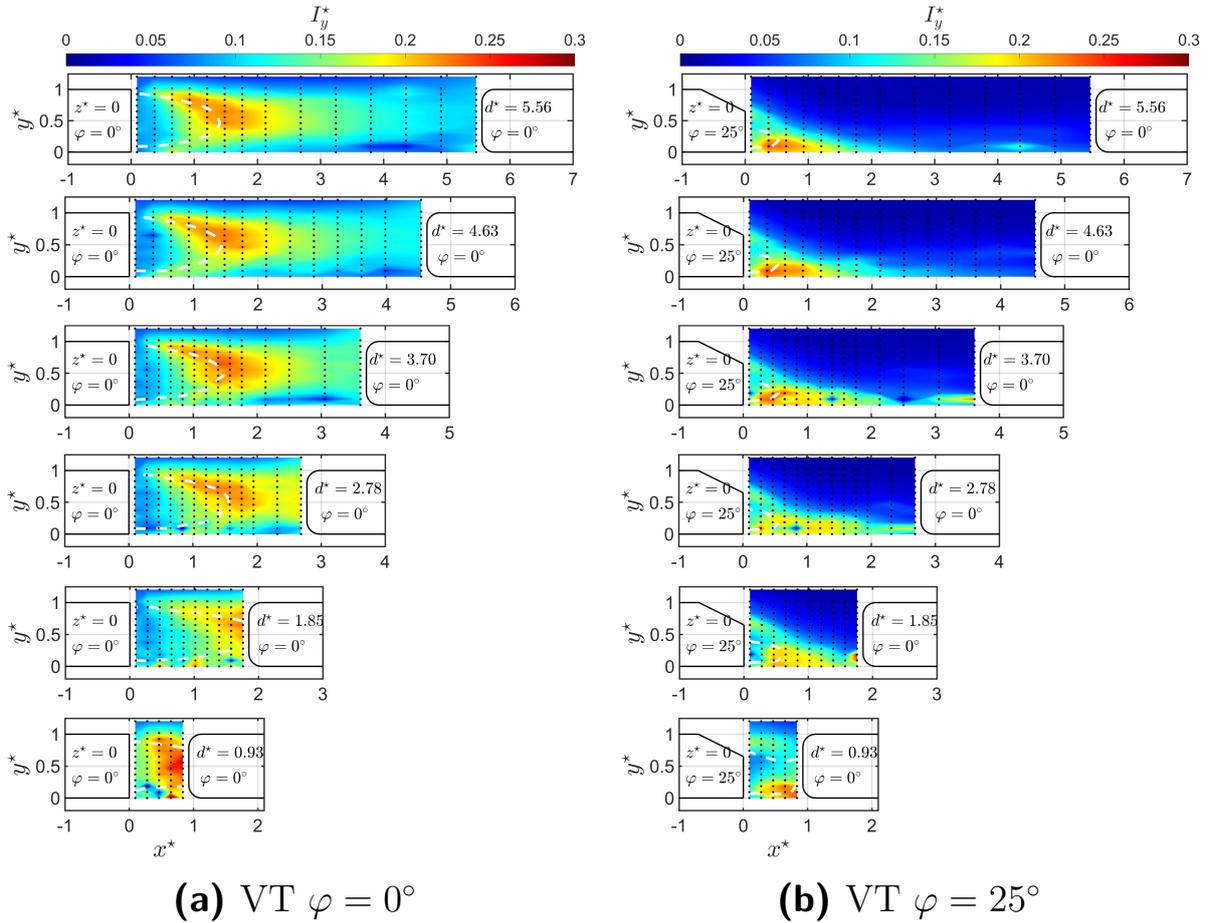


Figure 5.15 – Cartographies de l’intensité de turbulence verticale dans les sillages des corps d’Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$).

Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne blanche hachurée) et des points de mesures (points noirs).

Quand on compile les deux contours de fluctuations horizontale et verticale de l’écoulement, on remarque que la zone d’activité tourbillonnaire se développe principalement dans la couche de cisaillement supérieure et aux frontières de la zone de recirculation dans les sillages des corps à culot droit ($\varphi = 0^\circ$). Dans le sillage des corps à culot incliné ($\varphi = 25^\circ$), l’activité tourbillonnaire a lieu dans la couche de cisaillement inférieure.

Les Figures 5.16a et 5.16b représentent des vues de profils du plan médian $z^* = 0$ des contours de l’énergie cinétique turbulente normalisée TKE^* (Turbulent Kinetic Energy) dans les sillages des corps d’Ahmed à culot droit ($\varphi = 0^\circ$) et à culot incliné ($\varphi = 25^\circ$) respectivement. Elle est calculée selon la formule suivante :

$$TKE^* = \frac{1}{2} \left(\frac{u'^2 + v'^2}{U_\infty^2} \right). \quad (5.2)$$

La zone de recirculation est délimitée par une ligne blanche hachurée, et les points noirs renseignent les points de mesures.

Pour un véhicule de tête avec $\varphi = 0^\circ$, les contours de l'énergie cinétique turbulente montrent de nouveau des niveaux maximums dans la couche de cisaillement supérieure. Des niveaux supérieurs à 0.025 se propagent jusqu'à $x^* = 2.69$.

Pour $d^* \geq 2.78$, des valeurs de TKE^* supérieures à 0.03 s'étendent jusqu'à $x^* = 2.13$. Les valeurs maximales atteintes sont environ 0.05 et sont mesurées entre (0.93; 0.93; 0) et (1.02; 0.83; 0). Pour $d^* = 1.85$ et 0.93, les valeurs maximales sont mesurées dans la couche de cisaillement inférieure (0.46; 0.83; 0) et valent respectivement 0.07 et 0.085.

Contrairement aux cas VT $\varphi = 0^\circ$, les valeurs remarquables de l'énergie cinétique turbulente dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ correspondent aux positions du tourbillon inférieur. Les valeurs maximales sont entre 0.05 et 0.06 pour $d^* \geq 3.70$ et sont atteintes en (0.28; 0; 0). Elles sont réduites à 0.05 pour $d^* = 2.78$ et 1.85. Le pic de TKE^* pour la plus courte distance inter-véhiculaire $d^* = 0.93$ est de 0.06 et est enregistré en (0.46; 0; 0) et en (0.65; 0; 0). Ces valeurs sont inférieures à celles trouvées dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ et sont conformes aux résultats trouvés pour un corps seul (Annexe A.2).

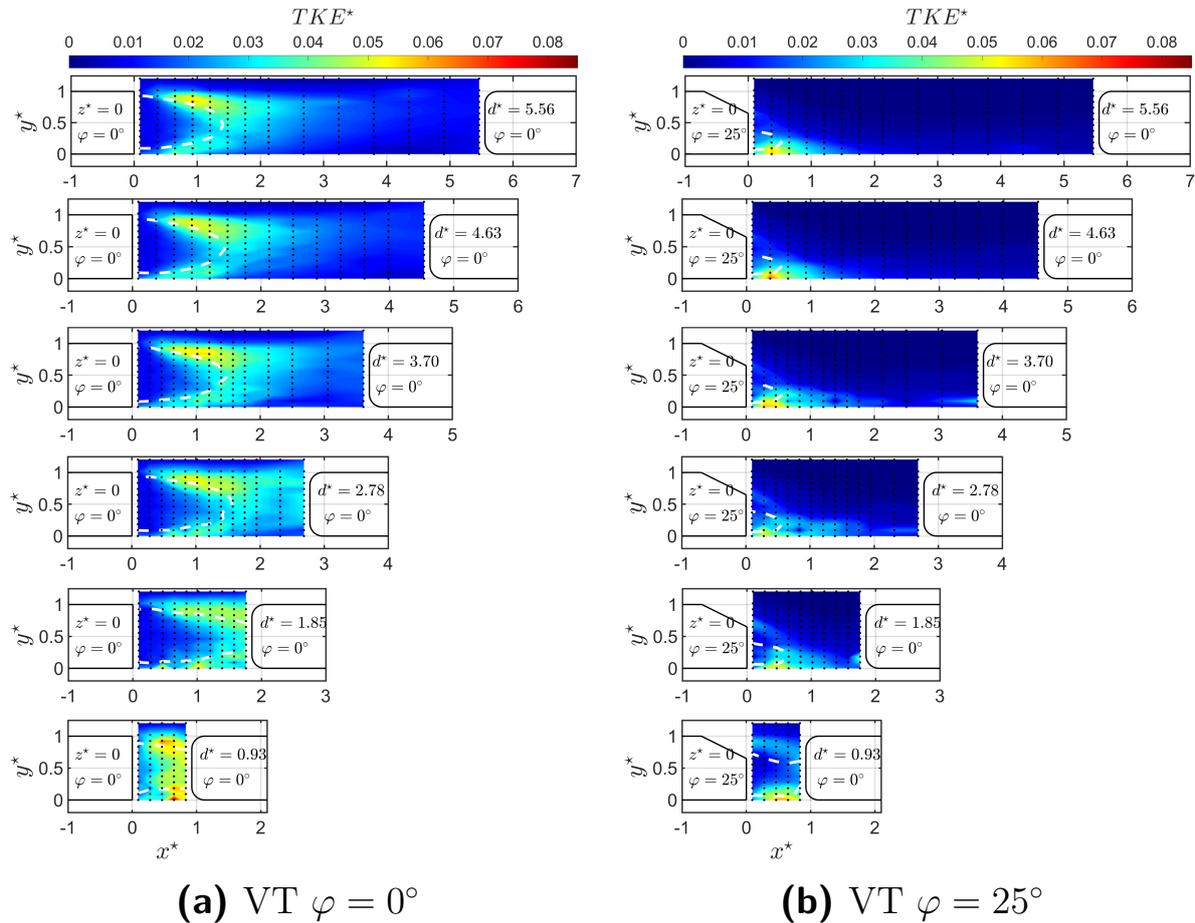


Figure 5.16 – Cartographies de l'énergie cinétique de turbulence dans les sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$).

Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne blanche hachurée) et des points de mesures de 2D LDV (points noirs).

Les Figures 5.17 et 5.18 présentent des profils de l'énergie cinétique turbulente dans trois plans longitudinaux ($z^* = 0, -0.33$ et -0.67) des sillages des corps d'Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ et VT $\varphi = 25^\circ$ pour $d^* = 0.93, 2.78$ et 4.63 , pour des endroits choisis dans la zone de recirculation en sillage proche mais en dehors de la zone de recirculation et en sillage plus lointain à proximité du véhicule suiveur. Tout d'abord, nous pouvons distinguer que l'énergie cinétique turbulente prend des valeurs plus importantes dans le plan médian $z^* = 0$.

En aval des corps VT $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.17), on remarque que pour $d^* = 0.93$, les valeurs de TKE^* sont comprises entre 0.02 et 0.067. Les pics de TKE^* révèlent les endroits de développement des tourbillons longitudinaux. Pour $d^* = 2.78$, la majorité des valeurs de TKE^* est comprise entre 0.02 et 0.04. Les pics se trouvent aux frontières supérieures de la zone de recirculation. Des observations similaires sont faites pour $d^* = 4.63$.

Concernant les corps VT $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.18), les profils de TKE^* montrent des valeurs inférieures à celles trouvées dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$. En effet, pour $d^* = 0.93$, la majorité des valeurs est inférieure 0.03. Les pics de TKE^* se trouvent dans la partie inférieure de l'écoulement, au voisinage proche du tourbillon inférieur et en amont du véhicule suiveur. Pour $d^* = 2.78$ et 4.63 , les profils dans le sillage montrent des faibles valeurs de TKE^* . Les valeurs élevées se trouvent attachées au culot ($x^* = 0.28$) et dans la couche de cisaillement inférieure.

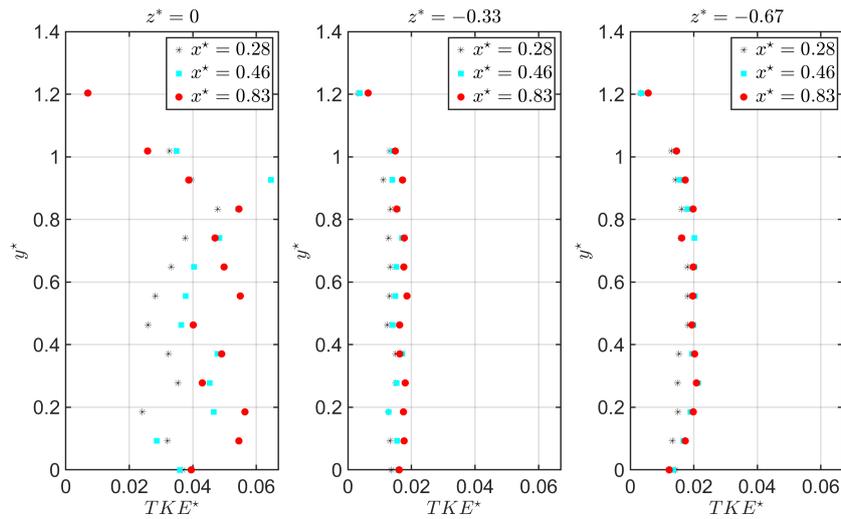
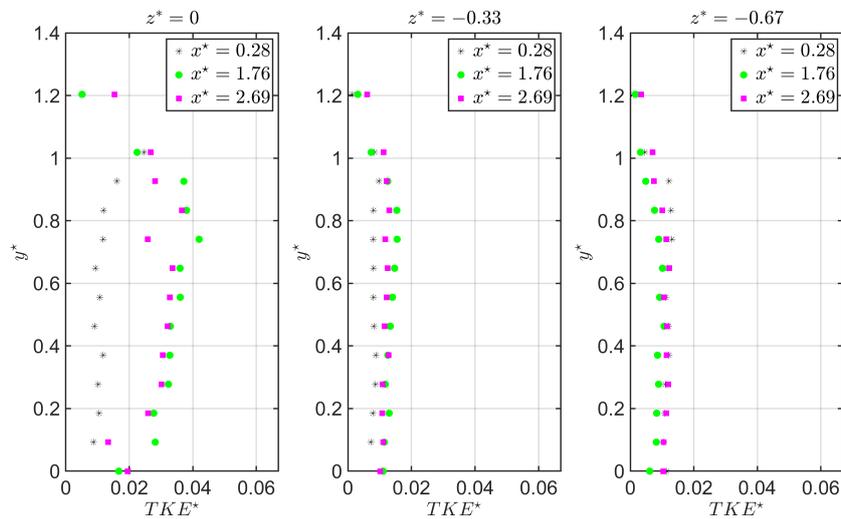
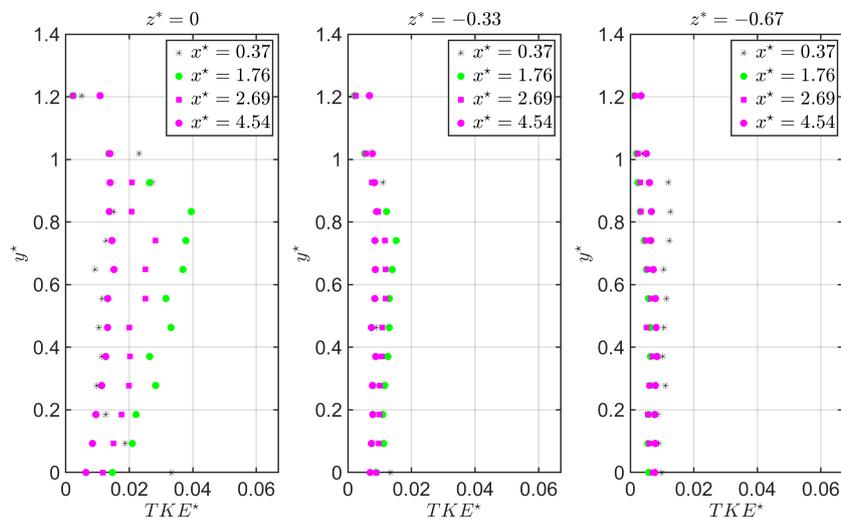
(a) $d^* = 0.93$ (b) $d^* = 2.78$ (c) $d^* = 4.63$

Figure 5.17 – Profils de l'énergie cinétique turbulente dans les sillages des corps d'A Ahmed VT $\varphi = 0^\circ$ pour $d^* = 0.93, 2.78$ et 4.63 .

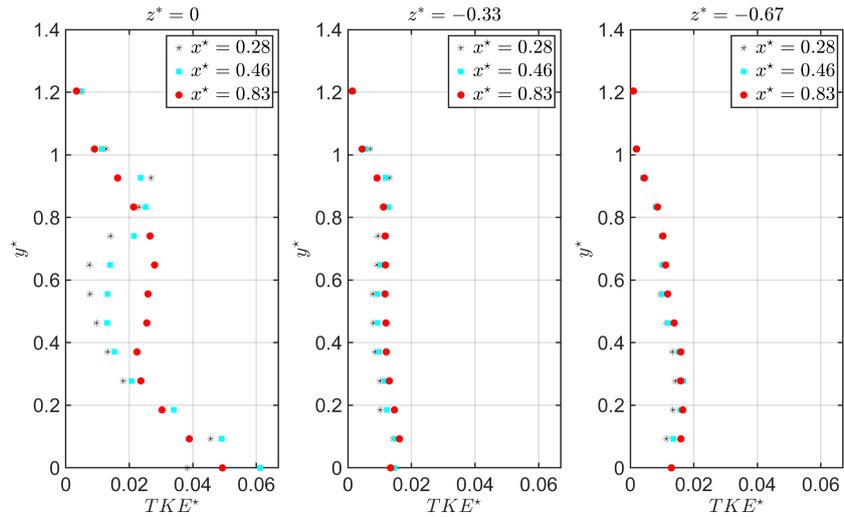
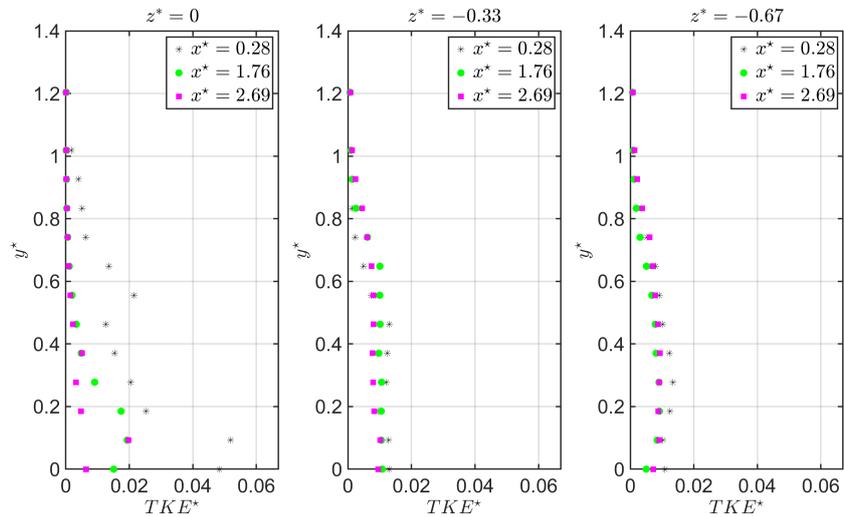
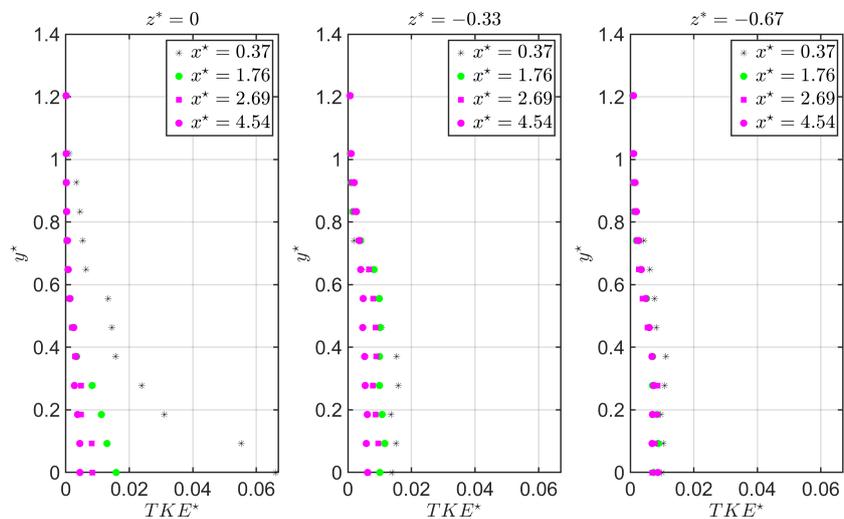
(a) $d^* = 0.93$ (b) $d^* = 2.78$ (c) $d^* = 4.63$

Figure 5.18 – Profils de l'énergie cinétique turbulente dans les sillages des corps d'A Ahmed VT $\varphi = 25^\circ$ pour $d^* = 0.93, 2.78$ et 4.63 .

Pour bien montrer l'influence des fluctuations sur l'écoulement, nous avons tracé dans les Figures 5.19a et 5.19b les contours des contraintes de Reynolds RSS^* (Reynolds Shear Stress) correspondants au plan médian $z^* = 0$ en aval des corps VT $\varphi = 0^\circ$ et VT $\varphi = 25^\circ$ respectivement. Les points de mesures et les frontières de la zone de recirculation sont mis en évidence. Par définition, $RSS^* = \overline{u'v'}/U_\infty^2$ et représente la corrélation entre les fluctuations de la vitesse dans la direction longitudinale et verticale.

En aval des corps VT $\varphi = 0^\circ$, on observe clairement une tendance de symétrie des contours de RSS^* suivant l'axe $y^* = 0.5$. Cela est due aux effets de l'angle d'inclinaison et aux effets de la garde au sol. Les intensités (en valeur absolue) des contraintes de Reynolds pour $d^* \geq 2.78$ sont conformes à celles trouvées pour un corps seul ($\sim 3\%$) dans la couche de cisaillement supérieure et $\sim 2\%$ dans la couche de cisaillement inférieure, voir Annexe A.1. Lorsque d^* diminue à 1.85, le pic d'intensité en norme diminue à 2.6% dans la couche de cisaillement supérieure et augmente à 2.59% dans la couche de cisaillement inférieure. Pour la courte distance $d^* = 0.93$, on remarque des intensités élevées des contraintes de Reynolds en amont du véhicule suiveur (3.2%) dans la couche de cisaillement supérieure et d'environ 2.7% dans la couche de cisaillement inférieure. La répartition des intensités est conforme à celle trouvée dans la littérature (ESSEL et al. 2020 ; GRANDEMANGE et al. 2013 ; RODRIGUEZ 2018) malgré les différences des conditions expérimentales.

En aval des corps VT $\varphi = 25^\circ$, les intensités des contraintes de Reynolds trouvées dans la couche de cisaillement supérieure sont inférieures à celles trouvées pour les cas VT $\varphi = 0^\circ$. En effet pour $d^* \geq 1.85$, les pics maximums sont environ 0.01 et leurs positions sont déviées vers le bas. Elles sont situées à $y^* = 0.35$ contre $y^* = 0.83$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$. Pour $d^* = 0.93$, le pic maximal de l'intensité de RSS^* est de 1.7% soit de 2 fois moins que le pic trouvé en aval du corps à culot droit (VT $\varphi = 0^\circ$). Une différente observation est détectée dans la couche de cisaillement inférieure où on trouve des valeurs autour de 3% pour $d^* \geq 1.85$ et de 3.7% pour $d^* = 0.93$. Les intensités des contraintes de Reynolds sont du même ordre de grandeur que celles trouvées dans la littérature (ESSEL et al. 2020 ; RODRIGUEZ 2018 ; TUNAY et al. 2014) malgré les différences des conditions expérimentales.

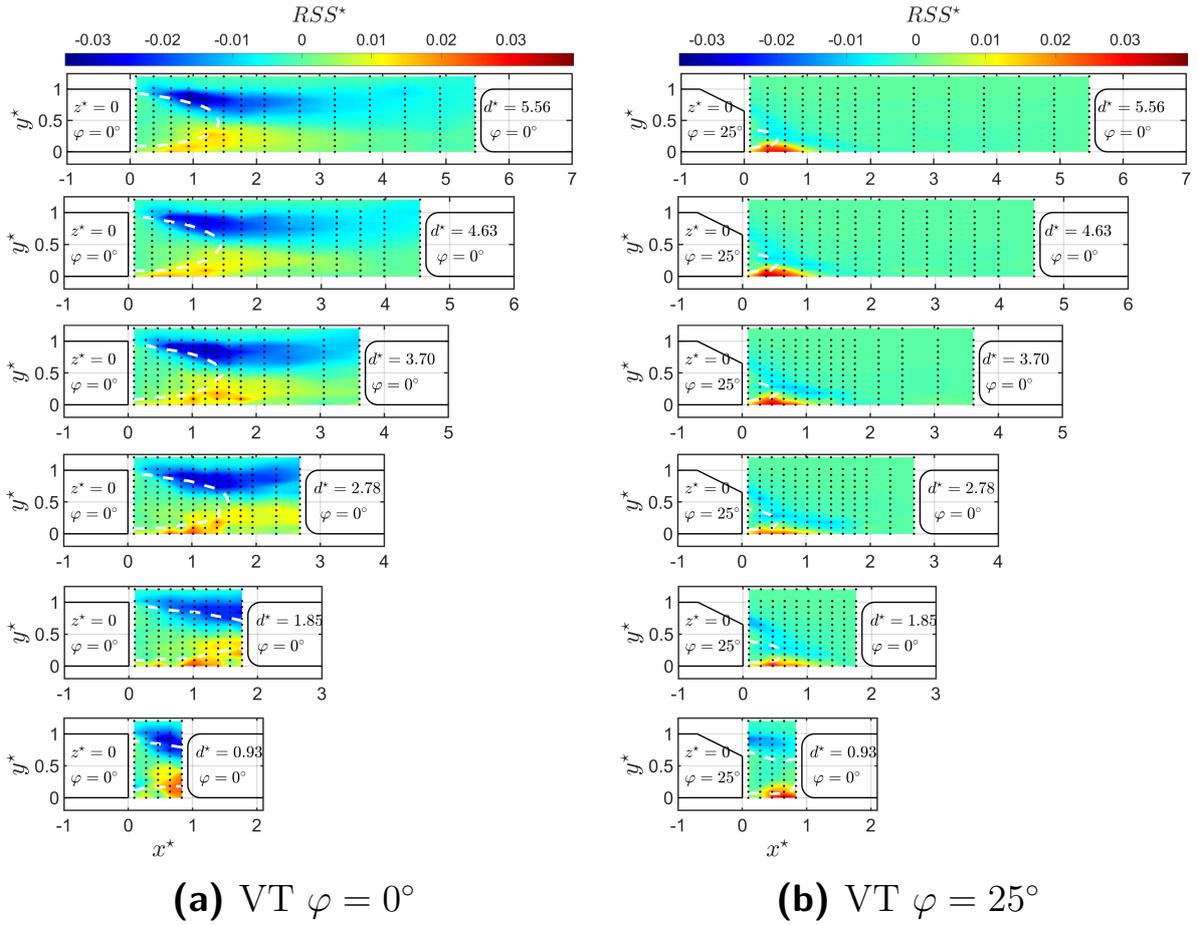


Figure 5.19 – Cartographies des contraintes de Reynolds dans les sillages des corps d’Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$

Dans les Figures 5.20a et 5.20b, nous montrons les cartographies de la vorticité suivant l’axe z dans le plan médian $z^* = 0$ des sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ et VT $\varphi = 25^\circ$ respectivement. Les points de mesures de vitesses par LDV et la frontière de la zone de recirculation sont indiqués respectivement par les points noirs et la ligne blanche hachurée. Nous notons que d’après les mesures de vitesses par LDV, nous pouvons uniquement calculer la composante transversale de la vorticité Ω_z . Elle est calculée de la manière suivante :

$$\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (5.3)$$

et

$$\Omega^* = \frac{\Omega_z}{U_\infty} \times h_c. \quad (5.4)$$

Pour un véhicule de tête ayant un culot droit ($\varphi = 0^\circ$), on observe dans la Figure 5.20a une bonne symétrie des contours de la vorticité suivant l’axe $y^* = 0.5$. Pour $d^* \geq 2.78$, des valeurs maximales de moyenne de 4.90 ± 0.14 et de 5.71 ± 0.16 sont observées dans les couches de cisaillement supérieure et inférieure respectivement. Lorsque d^* diminue à 1.85 et 0.93, nous mesurons des pics maximaux de moyenne 4.65 avec un écart-type de 0.07 dans la couche de cisaillement inférieure contre 4 en moyenne dans la couche de cisaillement supérieure.

La déviation vers le bas des positions des valeurs maximales en norme des intensités de la vorticité est clairement affectée par l'effet de déviation vers le bas de l'écoulement lorsque le véhicule de tête a un angle de lunette arrière à 25 . Les pics observés dans la couche de cisaillement supérieure sont inférieurs à ceux mesurés derrière les corps VT $\varphi = 0^\circ$ (~ 3.40). Cependant, des intensités plus importantes des pics de la vorticité sont mesurées dans la couche de cisaillement inférieure (~ 6.3 pour $d^* \geq 1.85$, et 5.33 pour $d^* = 0.93$).

En conclusion, nous pouvons distinguer que pour un véhicule de tête ayant un culot droit ($\varphi = 0^\circ$), le tourbillon supérieur est plus intense que le tourbillon inférieur. Alors pour un véhicule de tête ayant un culot incliné ($\varphi = 25^\circ$), le tourbillon inférieur est plus intense que le tourbillon supérieur même si ce dernier occupe un espace plus grand que celui occupé par le tourbillon inférieur.

Nous exposons dans l'Annexe de B.5 les cartographies des grandeurs turbulentes dans les plans longitudinaux $z^* = -0.33$ et $z^* = -0.67$ dans les sillages des corps à culot droit et incliné.

Pour le cas VT $\varphi = 0^\circ$, on remarque que la zone d'activité tourbillonnaire a lieu dans la couche de cisaillement supérieure dans toute la distance inter-véhiculaire. Ainsi, par compilation des tous les résultats on peut déduire qu'à partir $d^* = 2.78$, l'influence du véhicule suiveur sur l'écoulement de corps VT $\varphi = 0^\circ$ devient faible.

Alors que pour le cas VT $\varphi = 25^\circ$, la zone d'activité tourbillonnaire se situe dans la couche de cisaillement inférieure. Ce qui confirme la déviation de l'écoulement vers le bas. En plus, les fluctuations sont atteintes en amont du véhicule suiveur pour la courte distance $d^* = 0.93$.   partir des cartographies, on déduit qu'au-delà de $d^* = 1.85$, le véhicule suiveur ne présente pas d'effet sur l'écoulement de sillage de corps VT $\varphi = 25^\circ$.

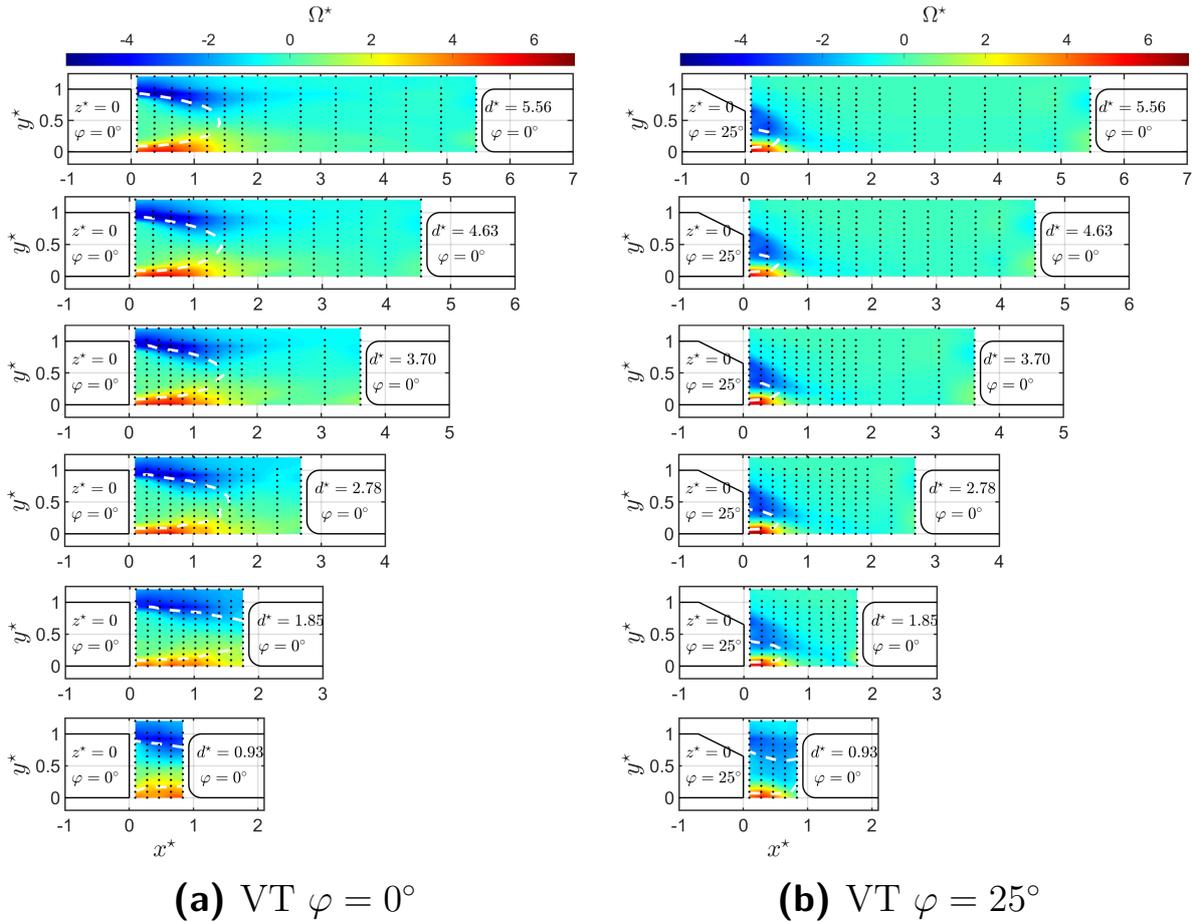


Figure 5.20 – Cartographies de la composante de vorticité dans les sillages des corps d’Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne blanche hachurée) et des points de mesures de 2D LDV (points noirs).

5.2 À partir des données issues des mesures Stéréo-PIV

En premier lieu, nous allons comparer les résultats obtenus par les mesures Stéréo-PIV dans une soufflerie à circuit fermé (CORIA) à ceux obtenus par les mesures LDV dans la soufflerie à circuit ouvert (ESTACA). Cette étape permet par la suite de valider le dispositif expérimental à partir du calcul des écarts entre les résultats des deux campagnes de mesures. En second lieu, nous allons présenter des données complémentaires fournies par les données Stéréo-PIV.

5.2.1 Confrontation avec les résultats issus des mesures LDV

5.2.1.1 Grandeurs moyennes

Les Figures 5.21a et 5.21b présentent les champs moyens de la vitesse longitudinale normalisée par la vitesse incidente $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$ dans le plan médian $z^* = 0$. Les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires issus des mesures Stéréo-PIV et LDV sont comparés. La frontière de la zone de recirculation est représentée par une ligne verte hachurée. Les centres des tourbillons supérieur A et inférieur B sont

représentés par un cercle vert et un triangle vert, respectivement. On note que les mesures de vitesses pour $y^* < 0$ n'ont pas pu être réalisées avec la LDV. De même, nous n'avons pas réalisé des mesures en dessus de $y^* = 1.2$ avec la LDV.

Tout d'abord, nous observons de très fortes similarités entre les deux cartographies. En effet, la zone de recirculation qui se développe dans le sillage proche présente des longueurs similaires pour $d^* < 2.78$.

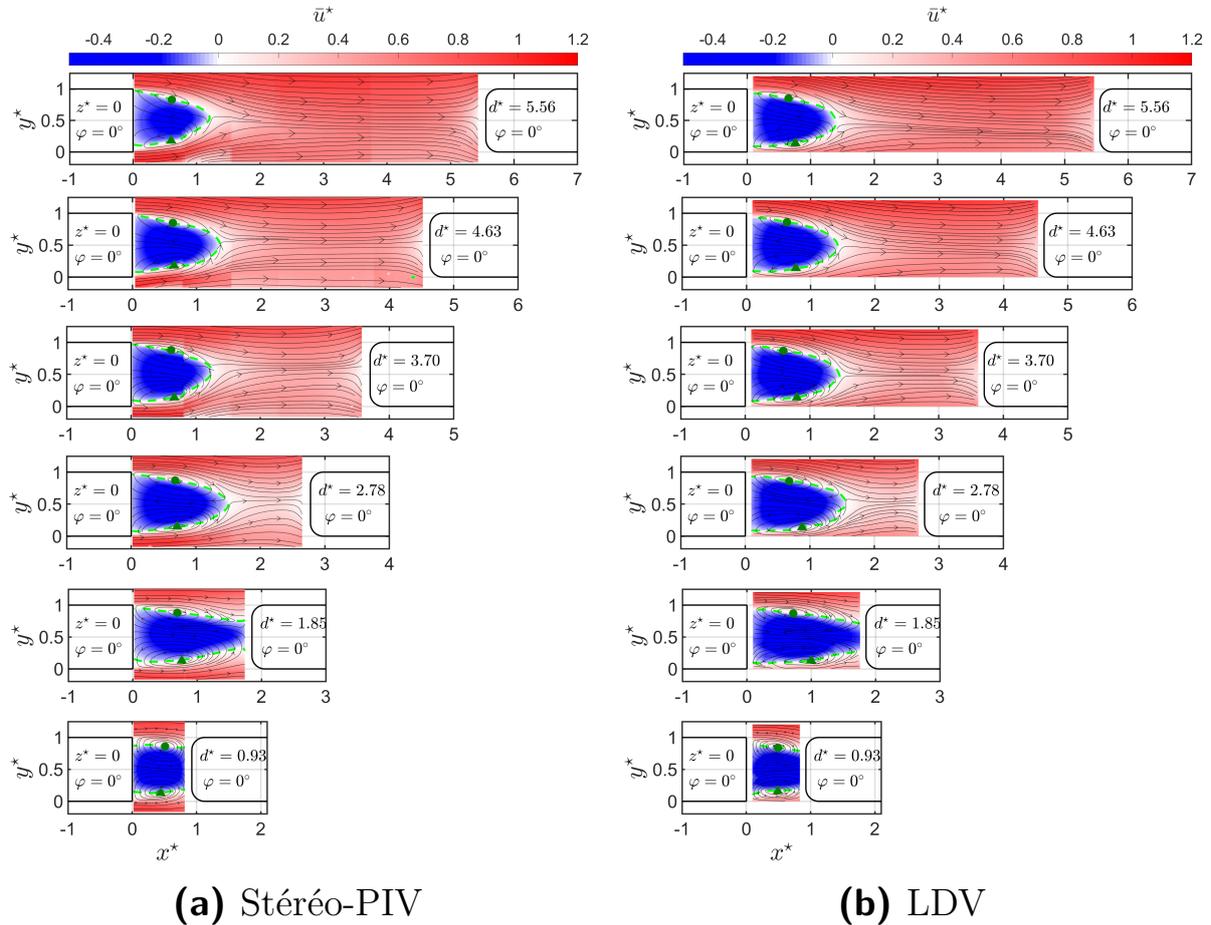


Figure 5.21 – Comparaison des cartographies de la vitesse longitudinale dans les sillages des corps d’Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée) et des positions des tourbillons.

Le Tableau 5.2 présente une comparaison des longueurs de recirculation entre les deux mesures. Nous déduisons que les longueurs de recirculation obtenues par les mesures Stéréo-PIV sont plus faibles que celles obtenues par LDV. Elles sont diminuées de 3.84%, 14.28%, 4.19% et 14.18% pour $d^* = 2.78, 3.70, 4.63, 5.56$ respectivement.

| distance d^* | Stéréo-PIV | LDV | Écart |
|----------------|------------|------|-------|
| 0.93 | 0.93 | 0.93 | 0 |
| 1.85 | 1.85 | 1.85 | 0 |
| 2.78 | 1.5 | 1.56 | -4% |
| 3.70 | 1.26 | 1.47 | -21% |
| 4.63 | 1.37 | 1.43 | -6% |
| 5.56 | 1.21 | 1.41 | -20% |

Tableau 5.2 – Comparaison des longueurs de recirculations L_r^* dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires obtenues par les mesures Stéréo-PIV et LDV.

Le Tableau 5.3 présente également les positions des centres des tourbillons supérieurs A et inférieurs B dans le plan médian $z^* = 0$. Les positions moyennes des centres des tourbillons A et B obtenues par les mesures Stéréo-PIV sont respectivement $(0.62 \pm 0.06; 0.86 \pm 0.02)$ et $(0.64 \pm 0.11; 0.15 \pm 0.02)$. D'après le Tableau 5.3, on remarque que les écarts pour les positions de A sont inférieurs à 4%. \bar{x}_A^* (Stéréo-PIV) a augmenté de 1% par rapport à \bar{x}_A^* (LDV). Par contre, les écarts pour les positions de tourbillon B sont plus importantes. Le tourbillon B observé dans la Figure 5.21a est plus proche de culot que celui observé dans la Figure 5.21b. En effet \bar{x}_B^* (Stéréo-PIV) a diminué de 16% par rapport à \bar{x}_B^* (LDV).

| distance d/h_c | Stéréo-PIV | | LDV | | Écart relatif | |
|------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------|------------|
| | A($x/h_c; y/h_c$) | B($x/h_c; y/h_c$) | A($x/h_c; y/h_c$) | B($x/h_c; y/h_c$) | A | B |
| 0.93 | (0.51; 0.86) | (0.44; 0.13) | (0.49; 0.84) | (0.49; 0.16) | (2%; 2%) | (-4%; -3%) |
| 1.85 | (0.69; 0.88) | (0.76; 0.13) | (0.72; 0.87) | (1.00; 0.13) | (-3%; 1%) | (-24%; 0) |
| 2.78 | (0.68; 0.87) | (0.71; 0.15) | (0.68; 0.86) | (0.88; 0.14) | (0; 1%) | (-17%; 1%) |
| 3.70 | (0.62; 0.88) | (0.67; 0.14) | (0.59; 0.87) | (0.77; 0.14) | (3%; 1%) | (-10%; 0) |
| 4.63 | (0.63; 0.85) | (0.65; 0.18) | (0.63; 0.86) | (0.77; 0.14) | (0; -1%) | (-12%; 4%) |
| 5.56 | (0.61; 0.83) | (0.60; 0.18) | (0.65; 0.85) | (0.76; 0.14) | (-4%; -2%) | (-16%; 4%) |

Tableau 5.3 – Comparaison des positions des tourbillons A et B dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires obtenues par les mesures Stéréo-PIV et LDV.

Afin de bien visualiser les différences entre les deux mesures Stéréo-PIV et LDV, nous avons tracé les profils de vitesse longitudinale \bar{u}^* pour deux distances $d^* = 2.78$ et 5.56 dans les Figures 5.22a et 5.22b respectivement.

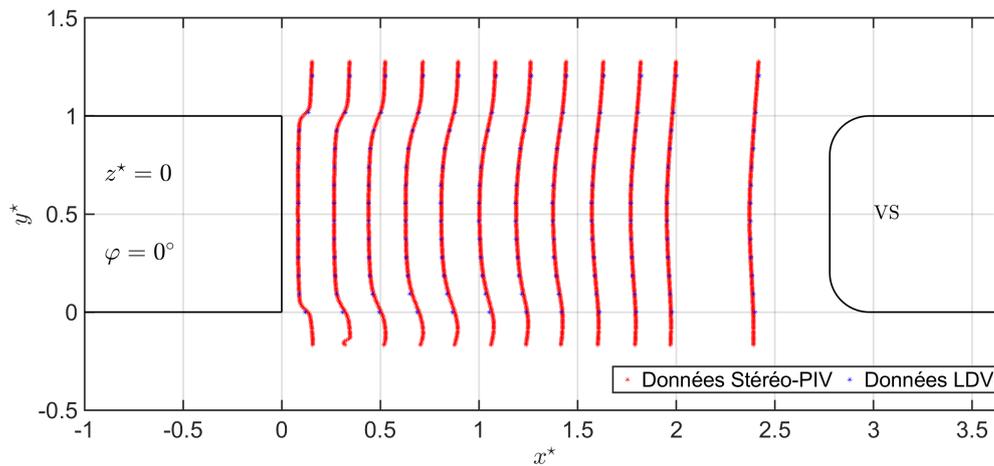
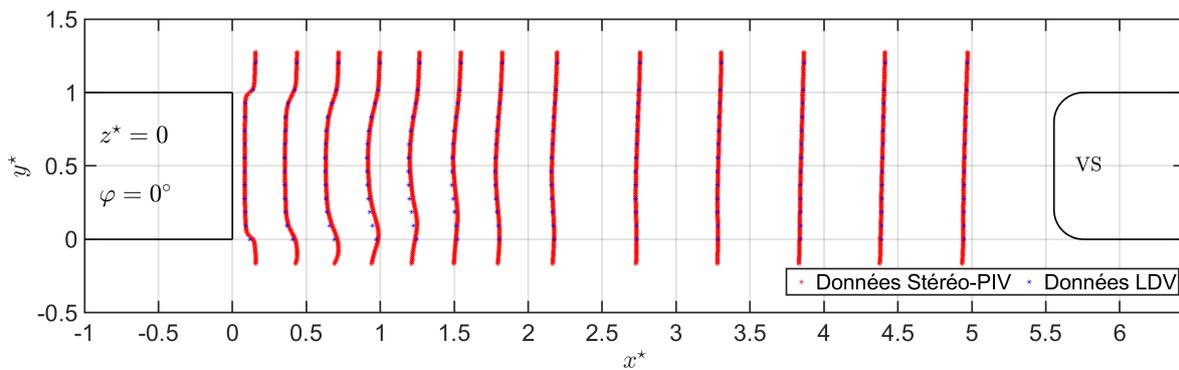
(a) $d^* = 2.78$ (b) $d^* = 5.56$

Figure 5.22 – Comparaison des profils de \bar{u}^* dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 2 distances inter-véhiculaires $d^* = 2.78$ et 5.56 obtenues par les mesures Stéréo-PIV et LDV.

Pour $d^* = 2.78$ (Figure 5.22a), les profils de \bar{u}^* mesurés par Stéréo-PIV suivent parfaitement ceux mesurés par LDV proche du culot. Toutefois, les profils présentent des écarts maximums de $\pm 7\%$. Pour $d^* = 5.56$ (Figure 5.22b), les écarts des profils de \bar{u}^* mesurés par Stéréo-PIV peuvent atteindre -29% par rapport à ceux obtenus par LDV en proche du culot. Pour $x^* > 3$, les écarts maximums sont de -22% .

Ce même constat a été trouvé pour le cas des corps VT $\varphi = 25^\circ$ avec des écarts maximums de \bar{u}^* inférieures à 16% . Des cartographies des champs moyens de \bar{u}^* et des profils de \bar{u}^* sont présentés en Annexe C.1. On note que l'écart maximal pour les longueurs de recirculations est de 6.66% et est trouvé pour $d^* = 2.78$.

5.2.1.2 Grandeurs fluctuantes

Les Figures 5.23a et 5.23b montrent les champs $I_x^* = u'^*$ dans le plan médian $z^* = 0$ des sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires issus des mesures Stéréo-PIV et LDV respectivement. La frontière de la zone de recirculation est tracée par une ligne noire hachurée.

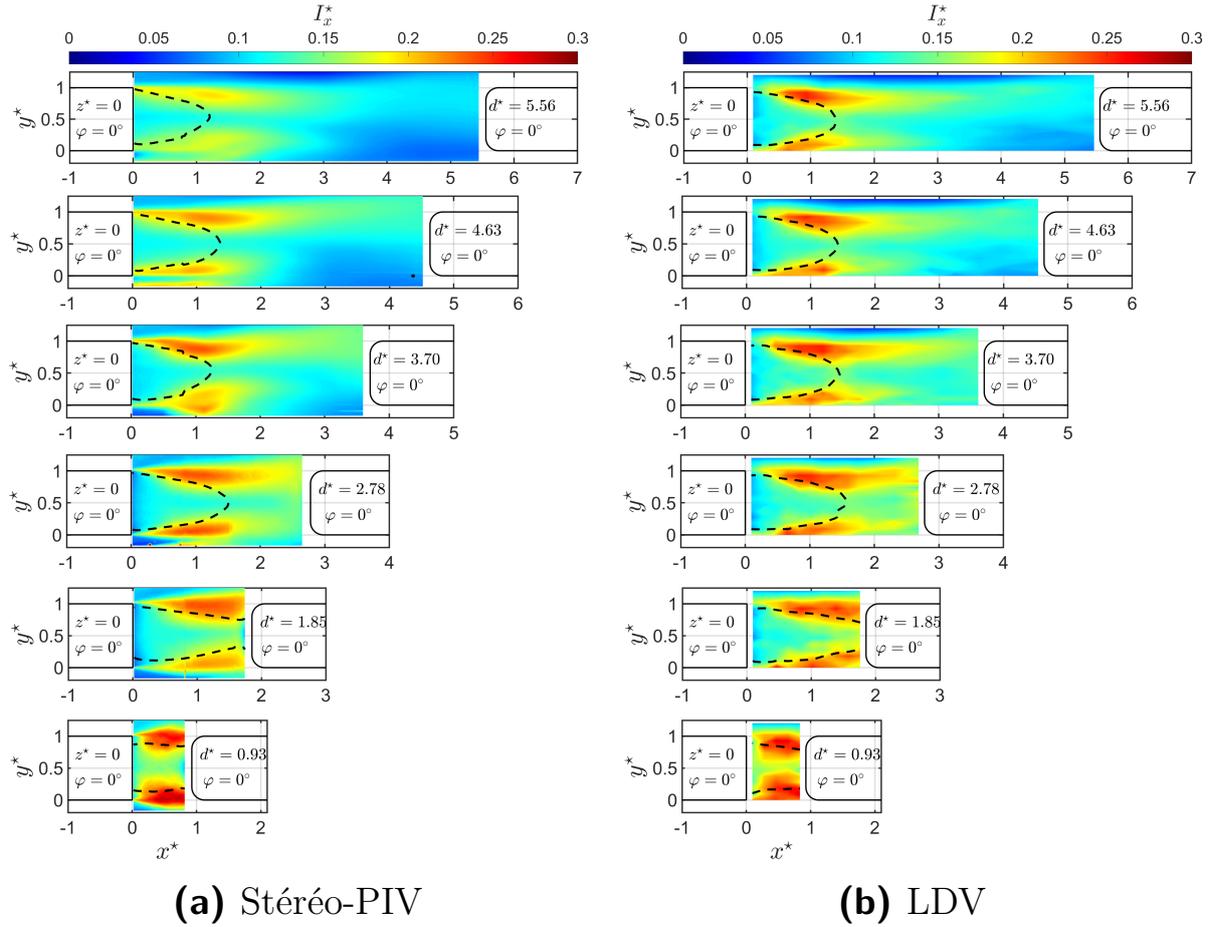


Figure 5.23 – Comparaison des cartographies de l’intensité de turbulence longitudinale dans les sillages des corps d’Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée).

Les zones d’activité tourbillonnaire trouvées en LDV se retrouvent de façon quasi identique dans les champs de Stéréo-PIV. Cependant, les valeurs de l’intensité de turbulence mesurées en Stéréo-PIV sont plus faibles dans certains cas par rapport à celles de LDV. En effet, les couches de cisaillement inférieures de $d^* = 1.85, 3.70, 4.63, 5.56$ où $max(I_x^*)$ valent respectivement 25%, 24%, 25% et 22% en LDV, apparaissent dans les champs Stéréo-PIV avec des maximales plus faibles soient 21.7%, 22%, 20.9% et 18% respectivement. Ainsi, les intensités de turbulence mesurées dans les couches de cisaillements supérieures sont plus fortes en LDV. En effet, la valeur maximale moyenne $I_x^* = 26\% \pm 1\%$ en LDV contre $23\% \pm 4\%$.

De même, les observations similaires sont pour les corps VT $\varphi = 25^\circ$. Dans le cas de véhicule de tête avec une lunette ayant un angle 25° , la couche de cisaillement inférieure présente une activité tourbillonnaire plus forte que celle observée dans la couche de cisaillement supérieure (Annexe C.1).

À partir de ces observations, nous pouvons conclure que les résultats obtenus par Stéréo-PIV et LDV sont comparables. Les mesures sont donc bien reproductibles d’une soufflerie à l’autre.

5.2.2 Données complémentaires, vitesse transversale w

On rappelle que les mesures Stéréo-PIV sont réalisées uniquement dans la demi-largeur positive $z^* \geq 0$ des corps d'Ahmed. Notons que ces résultats en 3D par la Stéréo-PIV ne sont pas obtenues par la LDV. Ces résultats apportent donc un éclairage supplémentaire sur la dynamique de l'écoulement de sillage.

Grandeurs moyennes

En plus de la validation des mesures LDV, les données Stéréo-PIV fournissent des informations complémentaires sur la composante transversale du vecteur vitesse (w). Les Figures 5.24a, 5.24b, 5.24c et 5.24d montrent l'évolution de la composante transversale du vecteur vitesse normalisée par $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$ dans la moitié positive ($z^* \geq 0$) des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les plans horizontaux suivants $y^* = 0.15, 0.5, 0.7$ et 1 . Les lignes de courant et les frontières de la zone de recirculation associées à chaque plan sont également indiquées. Les symboles '+' verts montrent les centres des tourbillons. On note que $w > 0$ signifie que l'écoulement est vers l'extérieur et $w < 0$ signifie que l'écoulement est vers l'intérieur.

Tout d'abord, il est clair que les valeurs de \bar{w}^* sont relativement faibles dans la majorité des cas ($-0.17 \leq \bar{w}^* \leq 0.26$). On observe que la limite de recirculation s'étend jusqu'à $y^* = 0.7$ pour toutes les distances inter-véhiculaires. Elle est maximale en $y^* = 0.5$.

En prenant le plan $y^* = 0.15$ (Figure 5.24a), les valeurs de \bar{w}^* en $0 \leq z^* \leq 0.5$ sont positives ($0 < \bar{w}^* < 1\%$) très proche du culot et aux alentours de la zone de recirculation (en $x^* \leq 0.5$ pour $d^* > 2.78$ et en $x^* \leq 1$ pour $d^* \leq 2.78$). Dans cette zone, nous observons un tourbillon qui se développe dans le sens anti-horaire qui donne la forme torique de la zone de recirculation. Nous distinguons les différentes positions des centres des tourbillons dans le Tableau 5.4. Au-delà des alentours de la zone de recirculation ($x^* > 0.8$), les champs de \bar{w}^* montrent des valeurs négatives ($-13\% < \bar{w}^* < -4\%$) quasiment partout. Ensuite, l'écoulement a tendance à s'évaser en amont du véhicule suiveur pour $d^* \geq 2.78$ où les valeurs de \bar{w}^* sont positives $5\% < \bar{w}^* < 8\%$. Ce n'est pas le cas pour $d^* < 2.78$ où on observe des valeurs négatives en amont de véhicule suiveur ($\bar{w}^* -4\%$) qui permettent par la suite de bloquer les particules dans le domaine inter-véhiculaire. Pour $d^* = 0.93$, le constat est différent, les champs de \bar{w}^* montrent toujours des valeurs positives ($0 < \bar{w}^* < 11\%$) dans la zone $0 \leq z^* \leq 0.5, 0 \leq x^* < 0.5$. Toutefois, des valeurs négatives de \bar{w}^* inférieures à -0.01 sont mesurées en $z^* = 0$ à partir $x^* = 0.32$. Ainsi des valeurs comprises entre -0.8% et -1% sont détectées en $z^* = 0.66$. Pour $z^* = 0.9$, les valeurs de \bar{w}^* atteignent des valeurs positives comprises entre 2% et 3% .

Pour $y^* = 0.5$ et 0.7 (Figures 5.24b et 5.24c), on observe la zone proche du culot où $\bar{w}^* > 0$ est moins étendue. Cependant, les valeurs de \bar{w}^* mesurées pour $d^* = 0.93$ sont augmentées de 16% . Pour $y^* = 1$, les champs de \bar{w}^* montrent des valeurs plus proches de zéro ($-0.09 < \bar{w}^* < 0.08$). À partir des lignes de courant et des champs de \bar{w}^* , l'écoulement est censé de dévier à l'extérieur en amont du véhicule suiveur pour $d^* \geq 3.70$.

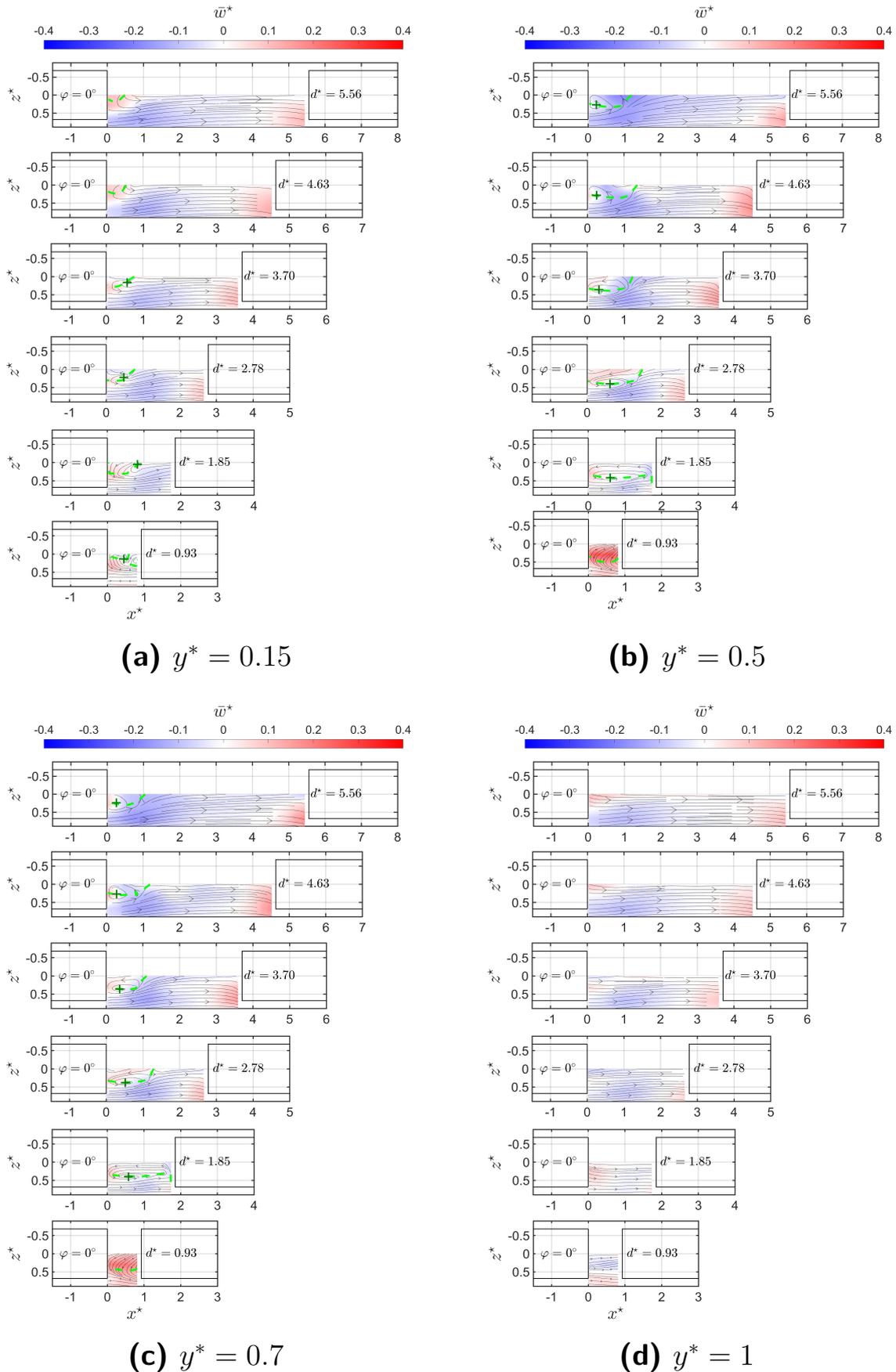
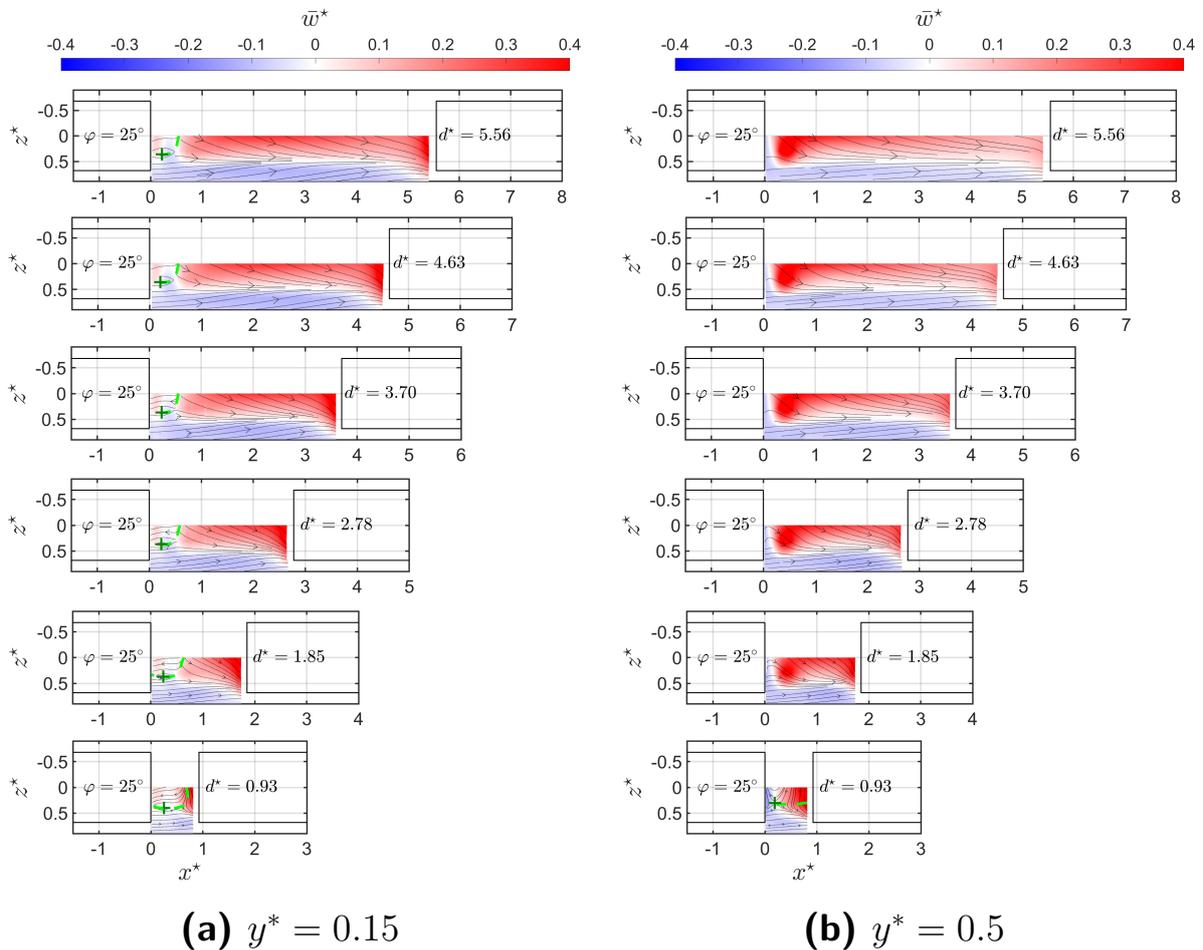


Figure 5.24 – Cartographies de la vitesse transversale dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans les plans horizontaux (a) $y^* = 0.15$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 0.7$ et (d) $y^* = 1$. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée) et des positions des centres tourbillonnaires.

| d^* \backslash y^* | 0.15 | 0.5 | 0.7 | 1 |
|------------------------|---------------------|--------------------|------------------|---|
| 0.93 | (0.45;0.15;0.14) | - | - | - |
| 1.85 | (0.82 ; 0.15 ;0.05) | (0.60;0.5;0.42) | (0.58;0.7;0.40) | - |
| 2.78 | (0.48;0.15;0.22) | (0.62 ; 0.5 ;0.40) | (0.52;0.7;0.38) | - |
| 3.70 | (0.57;0.15;0.16) | (0.32;0.5;0.36) | (0.37;0.7; 0.36) | - |
| 4.63 | - | (0.25;0.5; 0.28) | (0.28;0.7;0.27) | - |
| 5.56 | - | (0.23;0.5;0.27) | (0.25;0.7;0.24) | - |

Tableau 5.4 – Positions des centres tourbillonnaires dans la demi-largeur positives des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires dans les plans $y^* = 0.15, 0.5, 0.7$ et 1.

De même, les Figures 5.25a, 5.25b, 5.25c et 5.25d montrent l'évolution de la composante transversale du vecteur vitesse normalisée par $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$ dans la moitié positive ($z^* \geq 0$) des corps VT $\varphi = 25^\circ$ respectivement pour les plans horizontaux suivants $y^* = 0.15, 0.5, 0.7$ et 1. Nous mettons en évidence la frontière de la zone de recirculation et les positions des centres tourbillonnaires.



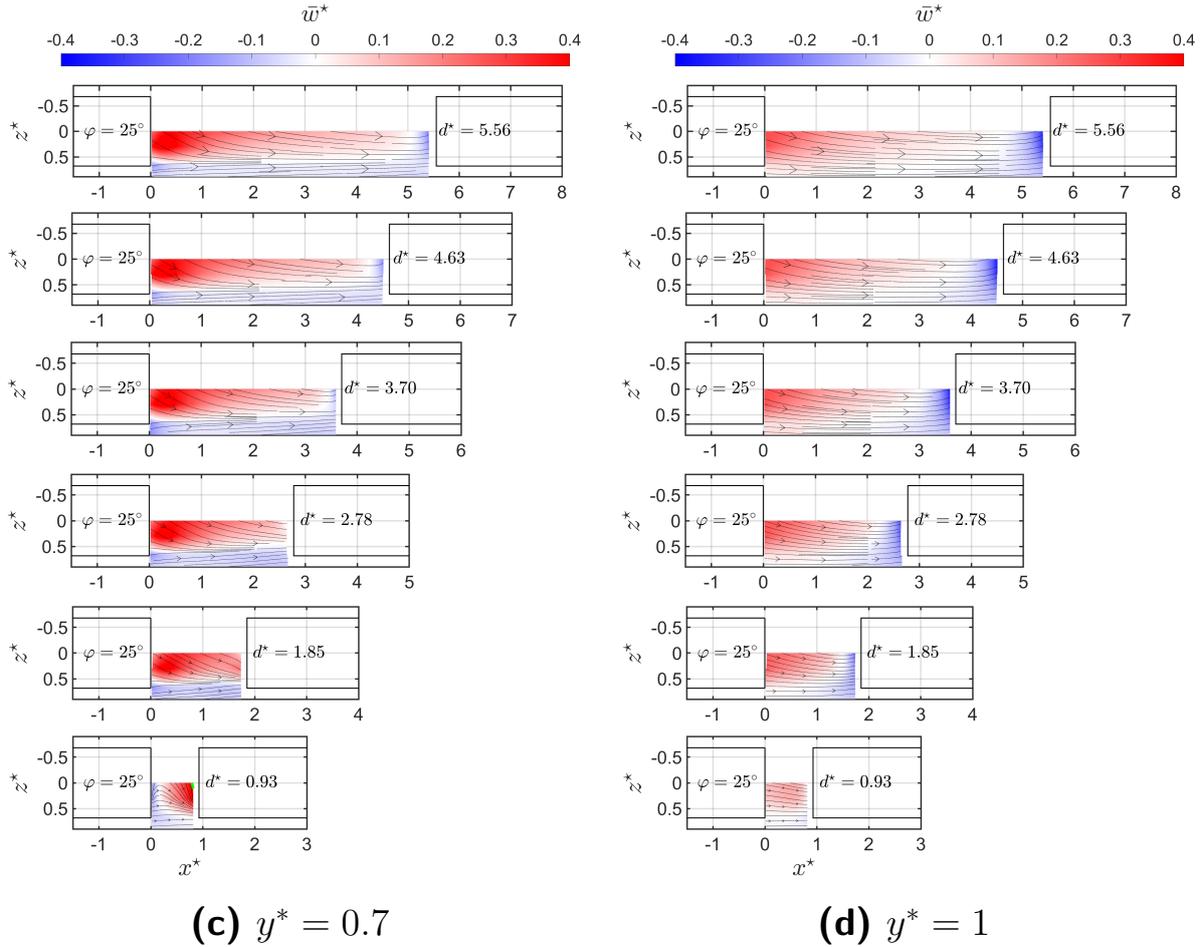


Figure 5.25 – Cartographies de la vitesse transversale dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans les plans horizontaux (a) $y^* = 0.15$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 0.7$ et (d) $y^* = 1$. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée).

| d^* \ y^* | 0.15 | 0.5 |
|---------------|-------------------|-----------------|
| 0.93 | (0.25;0.15; 0.40) | (0.19;0.5;0.30) |
| 1.85 | (0.24; 0.15;0.37) | - |
| 2.78 | (0.23;0.15;0.37) | - |
| 3.70 | (0.24;0.15; 0.37) | - |
| 4.63 | (0.21;0.15;0.36) | - |
| 5.56 | (0.22;0.15;0.36) | - |

Tableau 5.5 – Positions des centre tourbillonnaires dans la demi-largeur positives des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires dans les plans $y^* = 0.15$ et 0.5.

Tout d'abord, pour $y^* = 0.15$ (Figure 5.25a), les valeurs de \bar{w}^* sont positives et inférieures à 5% dans la partie $0 \leq x^* \leq 0.25$ et $0 \leq z^* \leq 0.5$. Ensuite, \bar{w}^* atteint des

valeurs négatives ($-6\% \leq \bar{w}^* \leq -3\%$) entre $x^* = 0.25$ et 0.5 . Au-delà de $x^* = 0.5$, les champs de \bar{w}^* montrent des valeurs positives ($0.1 \leq \bar{w}^* \leq 0.4$) dans la partie $0 \leq z^* \leq 0.5$ et des valeurs négatives pour $z^* > 0.5$.

Pour $y^* = 0.5$ (Figure 5.25b), les valeurs de \bar{w}^* sont inférieures à -4% pour $x^* < 0.22$. À partir $x^* = 0.22$, les champs de \bar{w}^* montrent des valeurs positives ($0.1 \leq \bar{w}^* \leq 0.4$) dans la partie $0 \leq z^* \leq 0.5$ et des valeurs négatives pour $z^* > 0.5$. Cela montre une tendance d'évasement de l'écoulement vers l'extérieur au contraire aux cas VT $\varphi = 0^\circ$. Les positions des centres tourbillonnaires en $y^* = 0.15$ et $y^* = 0.5$ sont présentées dans le Tableau 5.5. Les centres des tourbillons sont plus proches du culot que ceux observés en aval des corps de culot droit (Figure 5.24).

Pour $y^* = 0.15$, la position moyenne de tourbillon est $(0.21; 0.15; 0.37)$ avec un écart de $(0.04; 0; \pm 0.03)$. En comparant avec les résultats de RODRIGUEZ (2018) où le tourbillon dans la demi-largeur positive est situé en $(0.31; 0.17; 0.56)$, nous trouvons qu'en présence du véhicule suiveur, le tourbillon est dévié vers l'intérieur des corps.

Des mêmes observations sont obtenues pour $y^* = 0.7$, lorsque $d^* = 0.93$. Alors que pour les autres distances inter-véhiculaires, Une différente tendance est observée pour $y^* = 0.7$ et 1 (Figures 5.25c et 5.25d respectivement).

Pour $y^* = 0.7$, les champs de \bar{w}^* pour $d^* \leq 2.78$ montrent des valeurs positives dans toute la partie $0 \leq z^* \leq 0.5$. Alors que pour $d^* \geq 3.70$, les valeurs de \bar{w}^* au voisinage du véhicule suiveur sont négatives ($-13\% \leq \bar{w}^* \leq -2\%$).

Pour $y^* = 1$, on observe des valeurs de \bar{w}^* proches de 10% pour $d^* = 0.93$ dans la partie $0 \leq z^* \leq 0.5$ et des valeurs faibles pour $z^* > 0.5$. Pour $d^* \geq 1.85$, les valeurs de \bar{w}^* sont positives pour $0 \leq x^* \leq 1$ dans la partie $0 \leq z^* \leq 0.9$. Au-delà de $x^* = 1$, les valeurs de \bar{w}^* diminuent progressivement pour atteindre des valeurs inférieures à -0.01 au voisinage du véhicule suiveur. Cela montre un évasement de l'écoulement vers les bords des maquettes plus important que celui observé dans les plans $y^* = 0.15$ et 0.5 .

Les Figures 5.26a et 5.26b représentent une vue de profil du plan médian $z^* = 0$ des champs moyens de la vitesse transversale normalisée par la vitesse incidente ($\bar{w}^* = \frac{\bar{w}}{U_\infty}$) des sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 25^\circ$ respectivement. La frontière de la zone de recirculation ($\bar{w}^* = 0$) est délimitée par une ligne blanche noire hachurée.

En aval des corps VT $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.26a), les cartographies de la vitesse transversale ne sont pas similaires.

En effet, pour $d^* = 0.93$, les valeurs de \bar{w}^* sont faibles pour $x^* < 0.2$. Au-delà de $x^* = 0.2$, on observe deux régions de signes opposées de \bar{w}^* . Pour $0.5 \leq y^* \leq 1$, les valeurs de \bar{w}^* valent en moyenne 0.05 . Alors que dans la moitié inférieure du véhicule ($0.1 \leq y^* \leq 0.3$), les valeurs de \bar{w}^* sont proches de -0.04 . Cela montre que dans la partie supérieure du corps, l'écoulement est dirigé vers l'extérieur. Alors que dans la partie inférieure du corps, l'écoulement est dirigé vers l'intérieur. À l'extérieur du véhicule ($y^* > 1$) et pour $y^* < 0.1$, les valeurs de \bar{w}^* sont faibles.

Pour $d^* = 1.85$, les champs de \bar{w}^* sont faibles partout sauf au voisinage du véhicule suiveur ($x^* > 1.5$) où on observe des valeurs inférieures à -0.02 pour $0.2 \leq y^* \leq 0.9$.

Pour $d^* = 2.78$, l'écoulement est dirigé vers l'intérieur pour $x^* < 0.13$. Dans la zone $0.3 \leq x^* \leq 1.5$ et $0.3 \leq y^* \leq 0.8$, l'écoulement est dirigé vers l'extérieur telles que les valeurs de \bar{w}^* sont comprises entre 0.03 et 0.08 . Dans le reste du sillage, les valeurs de \bar{w}^* sont faibles ($0.06 \leq \bar{w}^* \leq -0.03$).

Pour $d^* = 3.70$, les champs de \bar{w}^* montrent que l'écoulement est censé être dirigé vers l'intérieur pour $y^* < 0.22$ et $y^* > 0.88$ dans la partie $0 \leq x^* \leq 0.6$. Pour $0.35 \leq y^* \leq 0.75$ et $0.3 \leq x^* \leq 0.6$, l'écoulement est dirigé vers l'extérieur. Ensuite, l'écoulement se dirige

vers l'intérieur pour $0.8 \leq x^* \leq 2.4$ et $0.35 \leq y^* \leq 0.75$. Dans le reste du sillage, les valeurs de \bar{w}^* sont négligeables.

Contrairement au cas où $d^* = 3.7$, l'écoulement pour $d^* = 4.63$ en $y^* < 0.22$ et $y^* > 0.88$ est dirigé vers l'extérieur pour $0 \leq x^* \leq 0.6$. Pour $0.15 \leq x^* \leq 0.85$ et $0.3 \leq y^* \leq 0.76$, les valeurs de \bar{w}^* sont aux alentours de -12%. Ces valeurs montrent que l'écoulement est dirigé vers l'intérieur. Ensuite, l'écoulement se dirige vers l'extérieur en $1 \leq x^* \leq 1.6$ et $0.4 \leq y^* \leq 0.67$. L'écoulement change aussi de direction entre $x^* = 2.3$ et 2.8 ($0.4 \leq y^* \leq 0.8$). Au voisinage du véhicule suiveur ($x^* > 3.9$), on observe que l'écoulement est dirigé vers l'extérieur.

Finalement, pour $d^* = 5.56$, les champs de \bar{w}^* montrent des valeurs positives en $y^* < 0.22$ et $y^* > 0.88$ et $0 \leq x^* \leq 0.6$. Au-delà de $x^* = 0.3$ et pour $0.2 \leq y^* \leq 0.8$, les champs de \bar{w}^* indiquent que l'écoulement est dirigé vers l'intérieur. Les valeurs de \bar{w}^* sont relativement faibles dans le reste du sillage.

Pour VT $\varphi = 25^\circ$, les champs de \bar{w}^* montrent des valeurs relativement faibles dans la majorité des sillages. Toutefois, on observe des valeurs de \bar{w}^* comprises entre 5% et 15% en dessous de $y^* = 0.3$ et en amont du véhicule suiveur pour $d^* \geq 1.85$. Alors que, pour $d^* = 0.93$, une zone bleue ($\bar{w}^* < 0$) délimitée de haut et de bas par des valeurs positives ($\bar{w}^* < 15\%$).

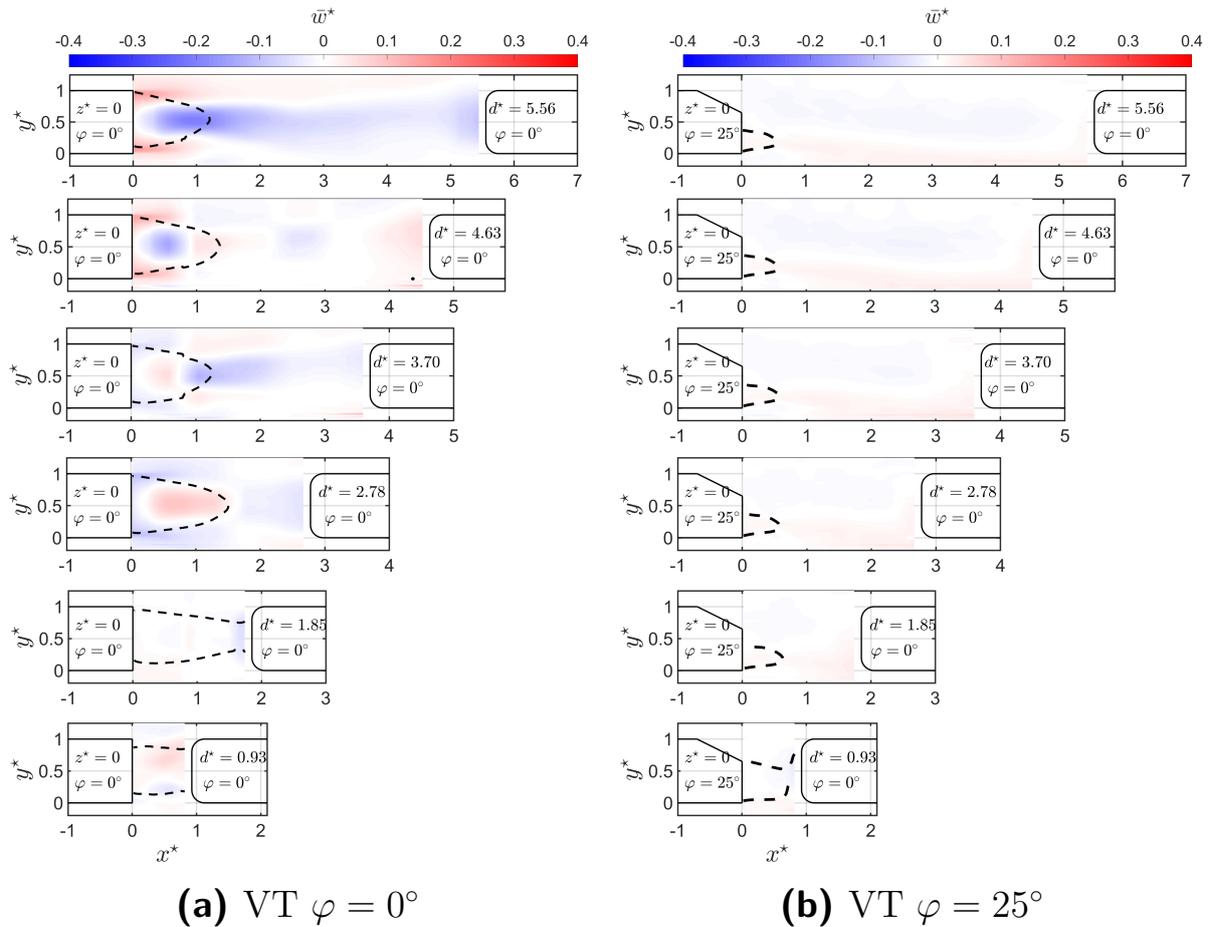


Figure 5.26 – Cartographies de la vitesse transversale dans le plan médian $z^* = 0$ des sillages des corps d'Ahmed pour les six distances inter-véhiculaires. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée).

Grandeurs fluctuantes

Les Figures 5.27a, 5.27b, 5.27c et 5.27d montrent l'évolution de l'intensité de turbulence transversale normalisée ($I_w^* = \frac{w'}{U_\infty}$ avec $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$) dans la demi-largeur positive ($z^* \geq 0$) des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les plans horizontaux suivants $y^* = 0.15, 0.5, 0.7$ et 1. Les frontières de la zone de recirculation et les positions des tourbillons sont également présentées. L'activité tourbillonnaire prend naissance à l'arrière des centres tourbillonnaires. On remarque que la longueur de la zone tourbillonnaire est maximale pour $y^* = 0.5$ et 0.7, soit 0.93, 1.2, 2.2, 1.5, $1h_c$ pour $d^* = 0.93, 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 respectivement. Pour $y^* = 0.7$, les intensités sont maximales pour $d^* = 0.93$ soit 30%. Ensuite I_w^* diminue progressivement de 19% en $d^* = 1.85$ pour arriver à 11% en $d^* = 5.56$. Pour $y^* = 1$, les fluctuations sont inférieures à 0.13 pour $d^* \geq 4.63$, inférieures à 0.18 pour $2.78 \leq d^* \leq 3.70$ et inférieures à 0.2 pour $d^* \leq 1.85$.

De même, les Figures 5.28a, 5.28b, 5.28c et 5.28d montrent l'évolution de l'intensité de turbulence transversale normalisée ($I_w^* = \frac{w'}{U_\infty}$ avec $U_\infty = 14.3 \text{ m s}^{-1}$) dans la demi-largeur positive ($z^* \geq 0$) des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les plans horizontaux suivants $y^* = 0.15, 0.5, 0.7$ et 1. Les frontières de la zone de recirculation et les positions des tourbillons sont également présentées. Encore une fois, nous trouvons que l'activité tourbillonnaire se situe en aval des centres tourbillonnaires. Pour $y^* = 0.15$, Les intensités de turbulence transversale sont comprises entre 11% et 17% en $x^* < 1$ pour $d^* \geq 1.85$ et elles sont aux alentours de 18% pour $d^* = 0.93$. Les intensités diminuent progressivement lorsque y^* augmente et atteignent des valeurs proches de zéro pour $d^* \geq 1.85$ en $y^* = 1$ (en haut de la lunette arrière) et des valeurs aux alentours de 11% pour $d^* = 0.93$. On note que pour $d^* = 0.93$, dans le plan $y^* = 0.7$, l'intensité de turbulence atteint une valeur élevée en amont du véhicule suiveur soit 24%. En comparant avec le cas d'un véhicule de tête à culot droit (0°), on remarque que les valeurs de l'intensité de turbulence transversale sont moins élevées.

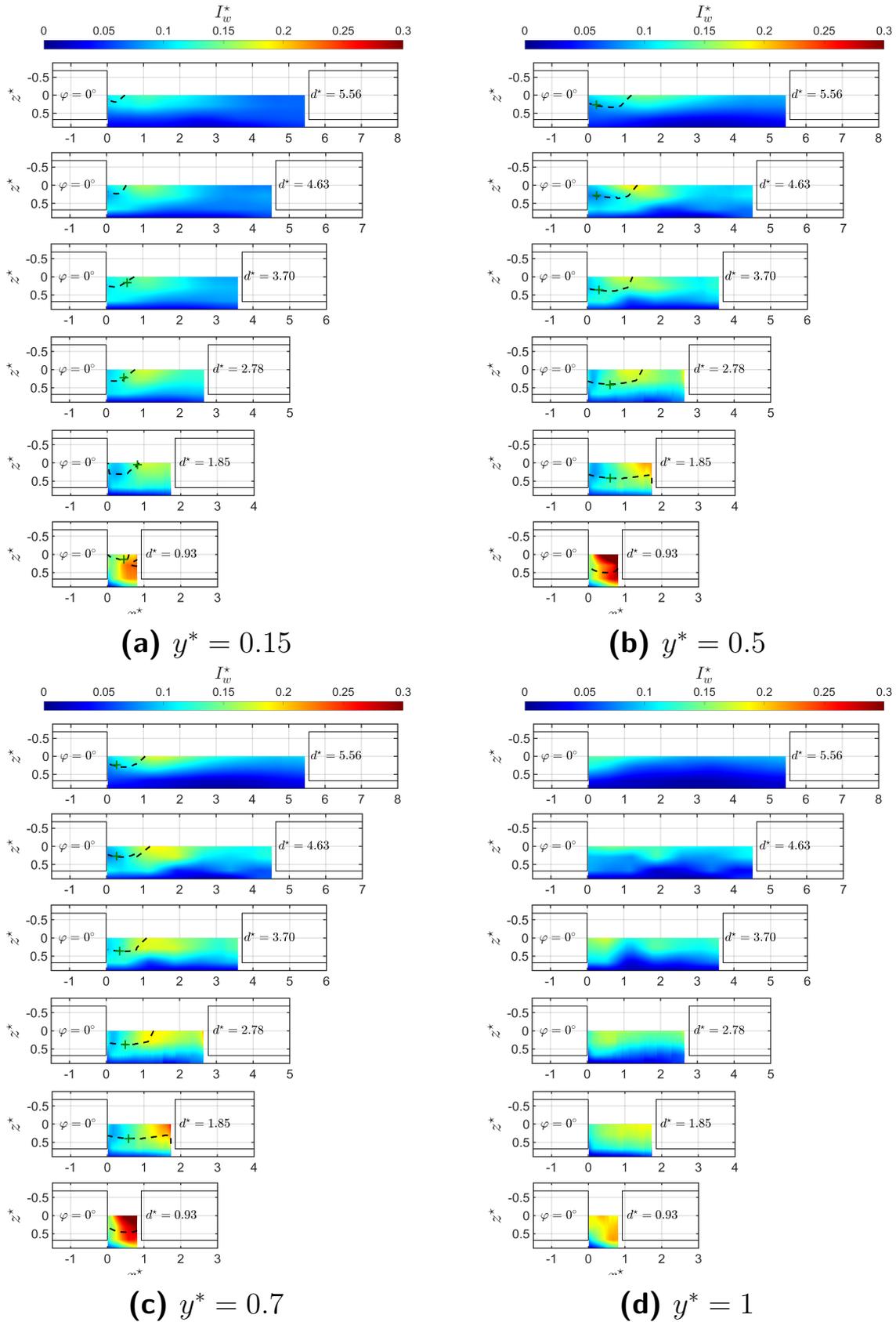


Figure 5.27 – Cartographies de l'intensité de turbulence transversale dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans les plans horizontaux (a) $y^* = 0.15$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 0.7$ et (d) $y^* = 1$. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée).

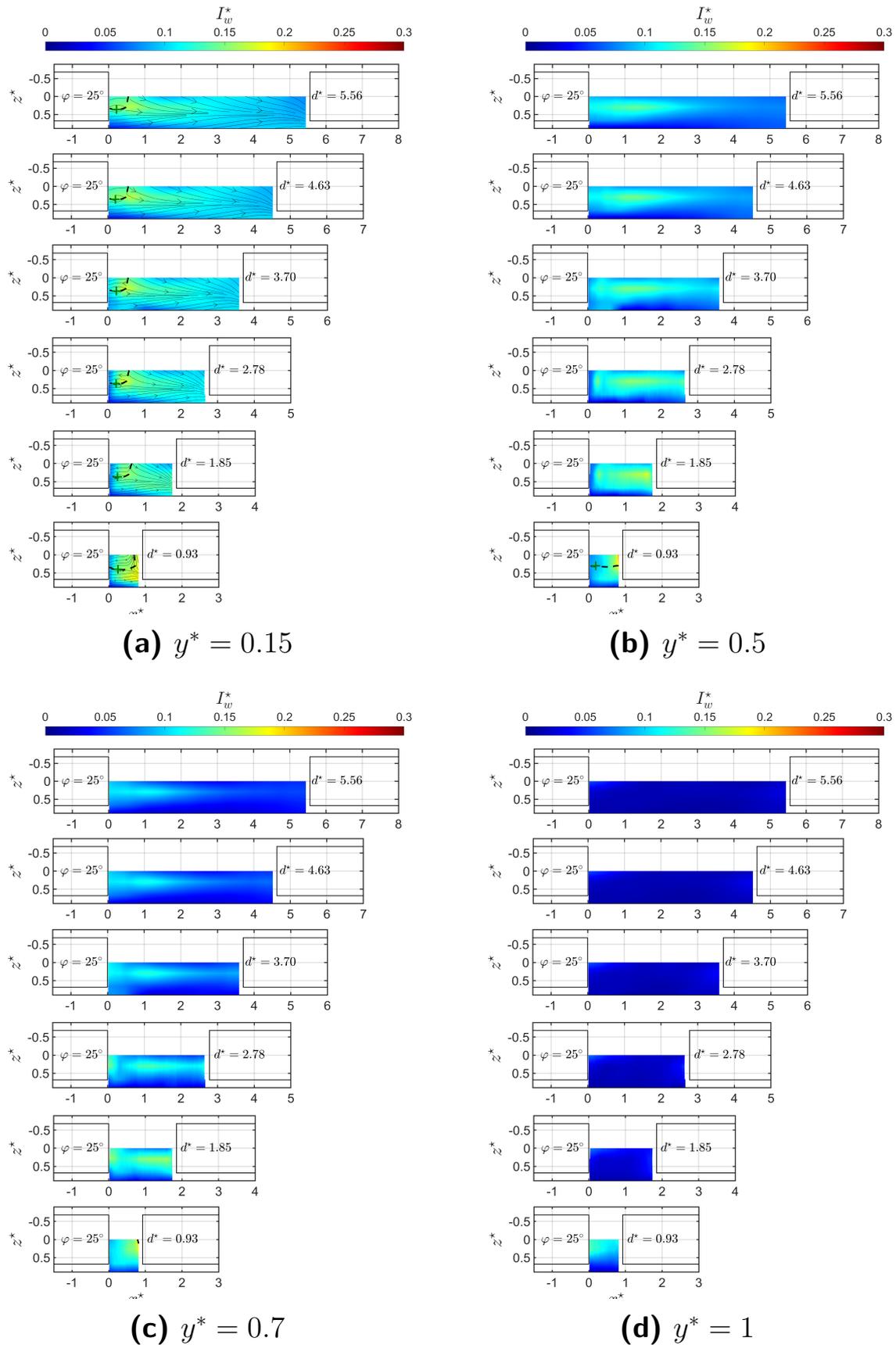


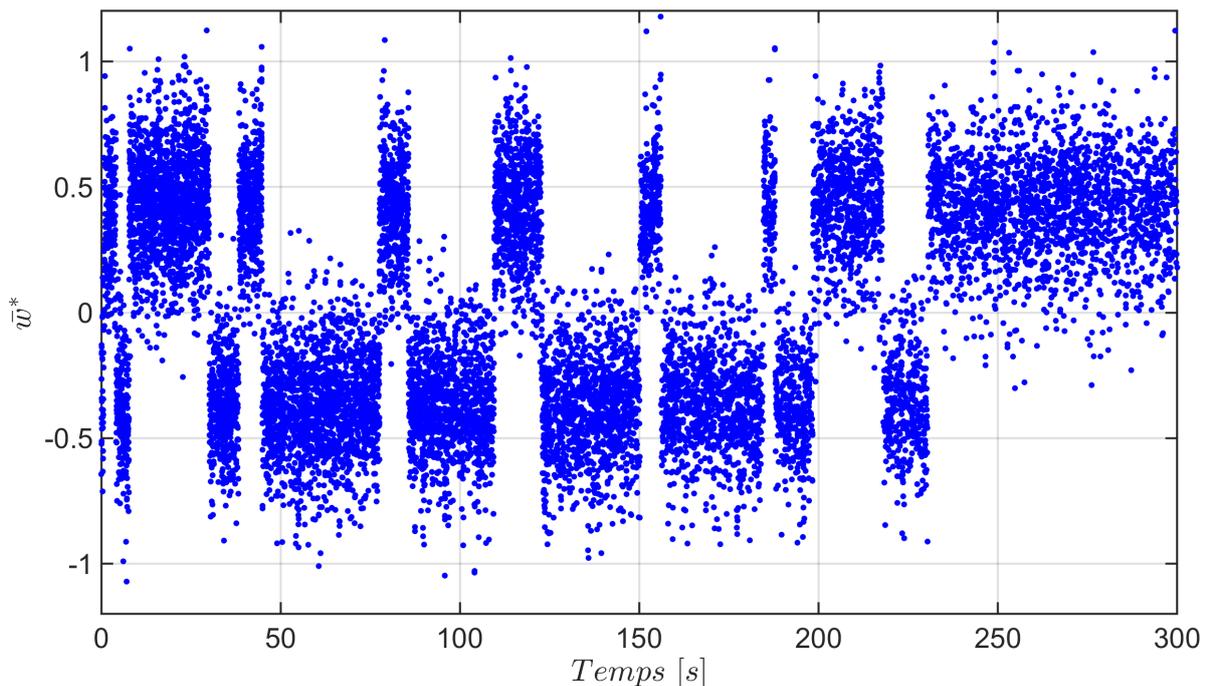
Figure 5.28 – Cartographies de l’intensité de turbulence transversale dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans les plans horizontaux (a) $y^* = 0.15$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 0.7$ et (d) $y^* = 1$. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée).

5.2.3 Observation du phénomène de bi-stabilité

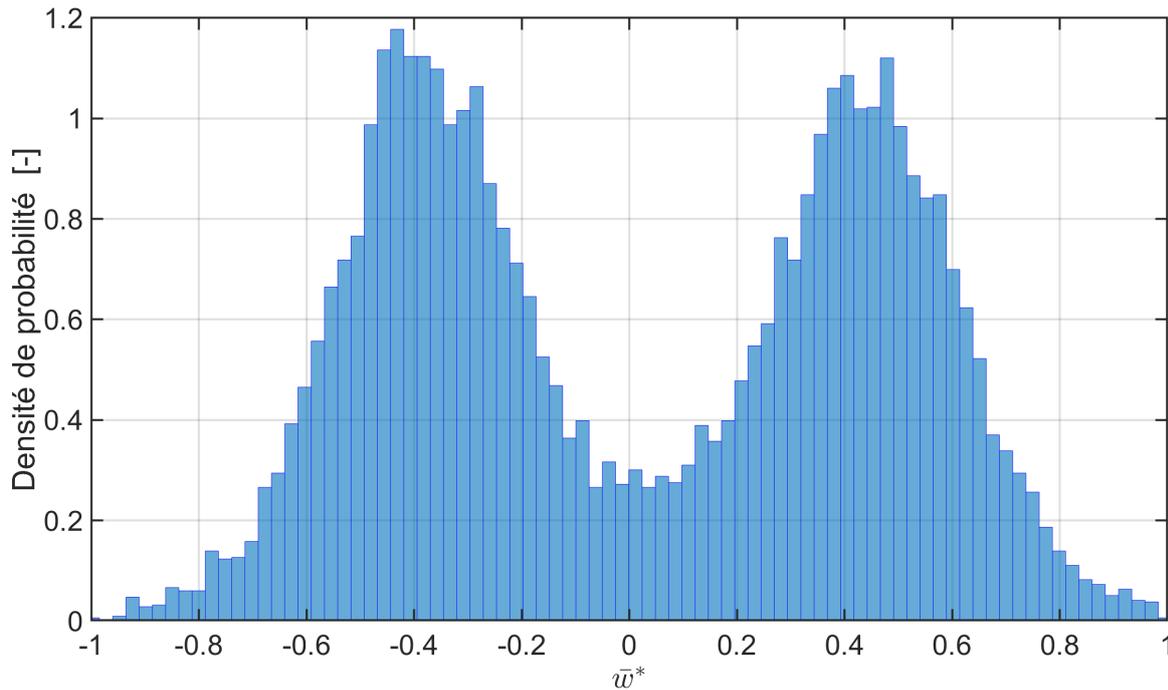
En plaçant le véhicule suiveur en aval du VT $\varphi = 0^\circ$ à $d^* = 0.93$ (une distance inférieure à la longueur de recirculation $L_r^* = 1.40$), un comportement dit de bi-stabilité est observé. En effet, nous remarquons lors du traitement des données Stéréo-PIV que les champs moyens de \bar{w}^* enregistrent alternativement des mesures positives pendant une certaine durée puis négatives pendant une autre certaine durée (différente de la première). Pour cela, nous avons réalisé des mesures pendant une durée de 5 minutes. Nous avons examiné alors un phénomène de bi-stabilité qui se produit. Nous montrons plus tard des cartographies de la vitesse transversale instantanée pour des différents instants.

Afin d'aller plus loin dans l'analyse du phénomène, des mesures LDA sont effectuées au point médian de la distance inter-véhiculaire $d^* = 0.93$. La Figure 5.29a présente un exemple de la série temporelle du signal brut de la composante transversale du vecteur vitesse normalisée par $U_\infty = 14.3$ m/s pendant une durée de 300 s. Elle montre que les valeurs de la vitesse transversale passent de valeurs positives à des valeurs négatives. Le décalage semble être un phénomène aléatoire et aucune fréquence propre n'a pu être définie.

Ce comportement bi-stable se retrouve également par la fonction de densité de probabilité associée, voir Figure 5.29b. En moyenne, la vitesse transversale est nulle. Il est clairement évident que cette moyenne de w n'est pas un indicateur fiable de la dynamique de l'écoulement. Dans cet esprit, les mesures Stéréo-PIV en aval du corps à culot droit lorsque la distance inter-véhicules mesure $0.93h_c$ sont corrélées avec des mesures LDA. Trois catégories de mesures peuvent être distinguées (Figure 5.30) : une où w est uniquement positive, une deuxième où w est négative et une troisième où elle commute entre un état positif à un état négatif.



(a) Évolution temporelle de \bar{w}^* pendant 5 minutes



(b) Densité de probabilité

Figure 5.29 – Évolution temporelle de la vitesse transversale en aval du corps VT $\varphi = 0^\circ$ au point médian entre les véhicules pour $d^* = 0.93$ et la distribution de densité de probabilité associée.

La Figure 5.30 représente l'évolution temporelle de la vitesse transversale normalisée par U_∞ pour trois mesures par LDA en aval du véhicule de tête à culot droit et dans le point médian de la distance inter-véhiculaire $d^* = 0.93$. Dans la première figure, on observe que w est positive dans le début de la mesure et ensuite change de signe jusqu'à la fin de mesure. La deuxième représentation montre que w est positive pendant toute la mesure alors que la dernière représentation montre que w reste négative. Quand on obtient une de ces trois configurations par LDA, la mesure par Stéréo-PIV sera enregistrée.

Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par GRANDMANGE et al. (2013) et VOLPE et al. (2015) qui ont bien documenté le comportement de bi-stabilité résultant d'une commutation dynamique entre deux configurations symétriques par rapport au plan central vertical. Ceci explique que la topologie d'écoulement symétrique résulte de la moyenne de deux configurations asymétriques.

Dans l'étude de GRANDMANGE et al. (2013), des mesures de vitesses par PIV sont faites en aval d'un corps d'Ahmed avec un culot droit à l'échelle géométrique $1/4$, $h_g^* = 0.17$. L'écoulement généré dans la soufflerie possède un nombre de Reynolds de 9.2×10^4 . Le comportement de bi-stabilité est observé d'après une acquisition à basse fréquence (10 Hz) en mesurant la vitesse en un point dans la zone de recirculation à l'aide d'un fil chaud (1 kHz). Ils ont montré qu'aux courtes échelles de temps $5h_c/U_\infty$ (h_c étant la hauteur de la maquette), le sillage présente de faibles oscillations cohérentes dans les directions verticale et latérale.

De même, dans les travaux de VOLPE et al. (2015), un phénomène de bi-stabilité de basse fréquence est détecté en aval un corps d'Ahmed à culot droit pour des points de mesures dans la zone de recirculation ($Re = 5.2 \times 10^5$). On note que dans ces travaux,

le phénomène de bi-stabilité est aussi observé en mesurant les composantes horizontale et verticale du vecteur de vitesse. Ces résultats montrent que le sillage présente un comportement bi-stable caractérisé par une succession aléatoire de commutations entre deux configurations respectivement bien définies.

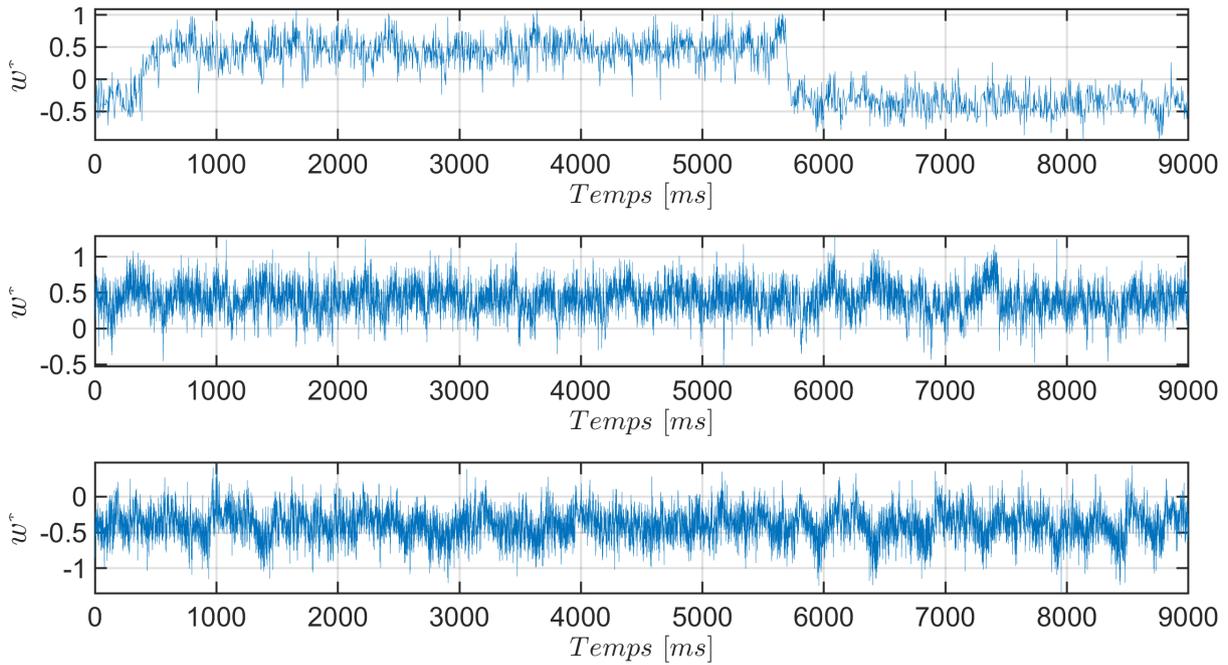
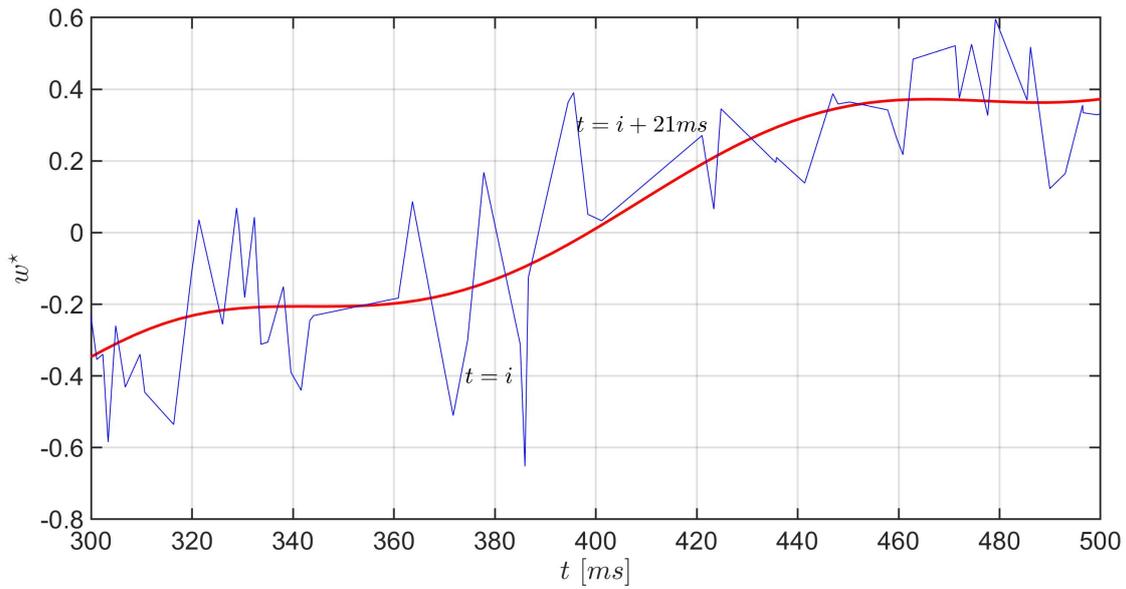
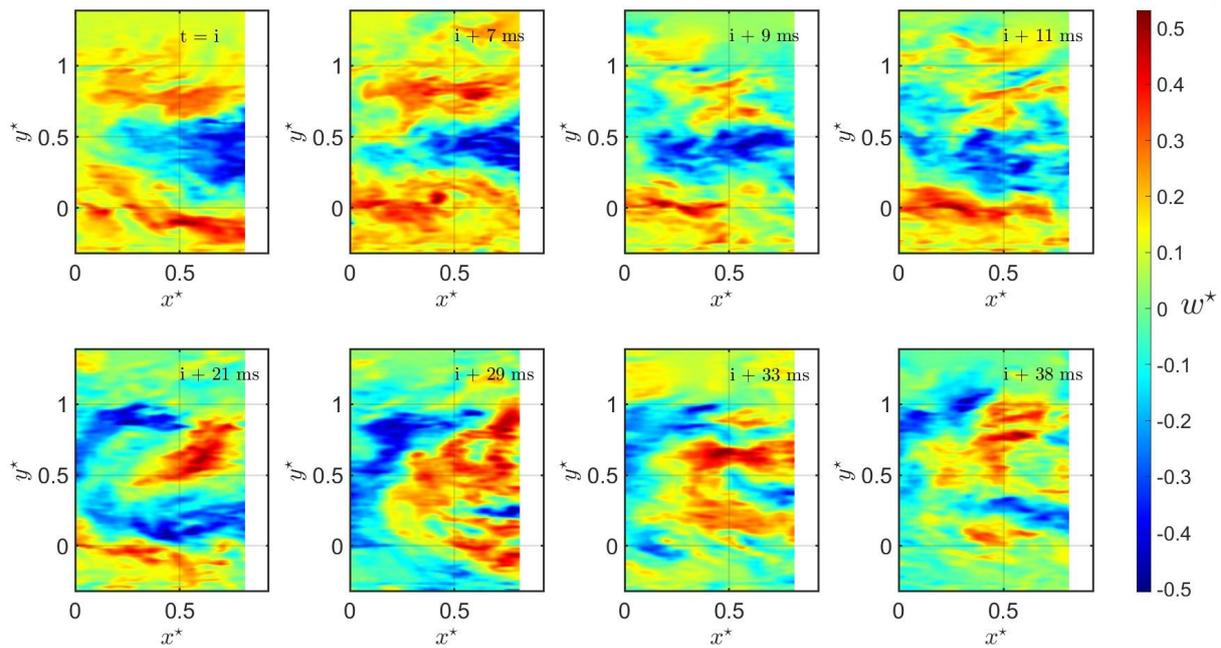


Figure 5.30 – Trois exemples de l'évolution temporelle de la vitesse transversale adimensionnelle dans le point médian de la distance inter-véhiculaire ($d^* = 0.93h_c$).

Les Figures 5.31a et 5.31b montrent respectivement l'évolution temporelle de \bar{w}^* obtenue par LDA pendant la période où le changement de signe de \bar{w}^* débute et les champs (x^*y^*) instantanées de \bar{w}^* enregistrés par Stéréo-PIV pour des instants $t = i, i+7$ ms, $i+9$ ms, $i+11$ ms, $i+21$ ms, $i+29$ ms, $i+33$ ms de la mesure. La courbe rouge dans la Figure 5.31a est une ligne imaginaire correspondant au changement de signe de \bar{w}^* . La Figure 5.31b montre le passage de \bar{w}^* des valeurs négatives à des valeurs positives. Ce phénomène de bi-stabilité produit peut résulter de la présence du véhicule suiveur dans la zone de recirculation en aval du VT. Ainsi, une autre raison de ce phénomène est l'interaction des couches de cisaillement supérieure et inférieure d'un côté et latérales d'autre côté.



(a) De LDA



(b) De Stéréo-PIV

Figure 5.31 – Évolution temporelle de la vitesse transversale et cartographies 2D (x^*y^*) associées pour différents instants dans le plan médian ($z^* = 0$) en aval du VT $\varphi = 0^\circ$ pour $d^* = 0.93$.

Afin de bien comprendre ce comportement, la Figure 5.32 représente une vue aval des champs moyens de la vitesse transversale adimensionnelle et les lignes de courant pour les plans verticaux $x^* = 0.48$ (au cœur de la zone de recirculation) et $x^* = 0.80$ (dans la zone de recirculation et en amont du véhicule suiveur) dans le sillage du corps à culot droit pour $d^* = 0.93$. Nous observons la formation des deux tourbillons contra-rotatifs

dans $0 < z^* < 0.6$. Pour $x^* = 0.48$ la vitesse transversale est plus élevée ($\bar{w}^* = 0.23$) en $y^* = 0.6$. Cette valeur est moins élevée dans le cas où $x^* = 0.8$ ($\bar{w}^* = 0.17$). On peut remarquer que lorsque la vitesse transversale est plus élevée, les tourbillons ont tendance à se rapprocher. Ce qui crée un effet venturi qui sert à disperser l'écoulement vers l'extérieur. Ainsi, ces tourbillons peuvent expliquer l'observation de la bi-stabilité aléatoire créée à ce stade.

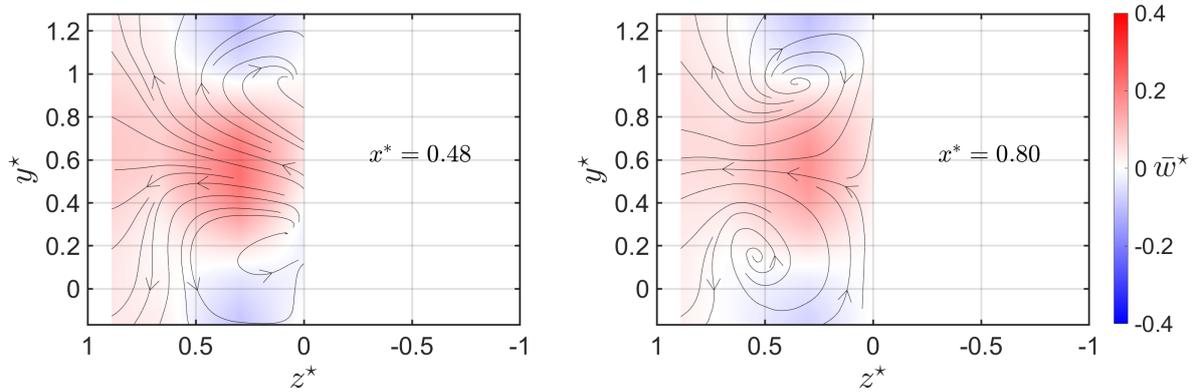


Figure 5.32 – Vue aval des champs moyens de la vitesse transversale et des lignes de courant dans le sillage du corps à culot droit pour $d^* = 0.93$ dans les plans $x^* = 0.48$ et $x^* = 0.80$.

Nous notons que ce comportement est vu uniquement lorsque le véhicule de tête est de type culot droit et le véhicule suiveur est à une distance inter-véhiculaire de $d^* = 0.93$. En effet, pour $d^* = 1.85$, les valeurs de la vitesse transversale \bar{w}^* oscillent entre -0.4 et 0.4 permettant d'obtenir une moyenne négligeable (0.03 ± 0.13), voir Figure 5.33. Cette tendance est valable pour tous les cas lorsque $d^* \geq 1.85$.

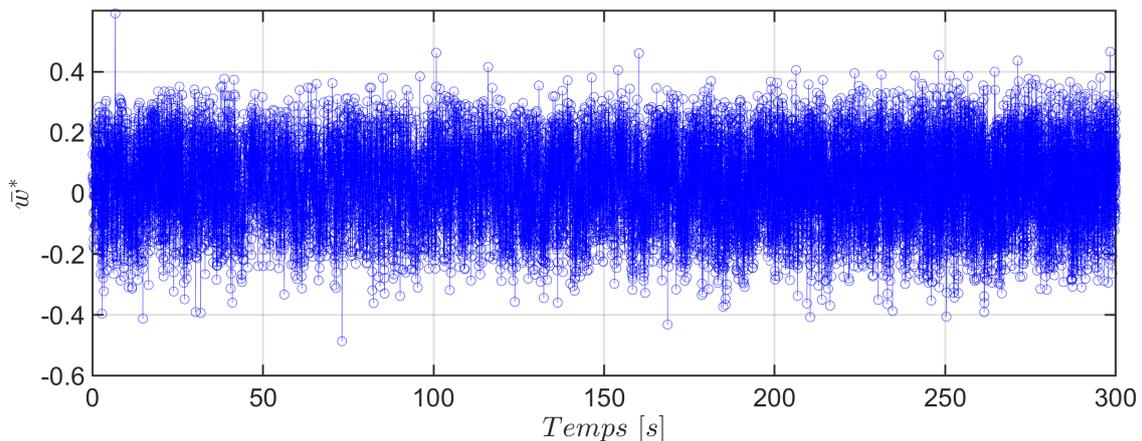


Figure 5.33 – Évolution temporelle de la vitesse transversale dans le plan $z^* = 0$ en aval du VT $\varphi = 0^\circ$ pour $d^* = 1.85$ en $(x^* = 0.5; y^* = 0.5; z^* = 0)$ pendant 5 minutes.

La Figure 5.34 représente une vue aval des champs moyens de la vitesse transversale adimensionnelle et les lignes de courant en $x^* = 0.48$ et $x^* = 2.6$ dans le sillage du corps à culot droit pour $d^* = 2.78$. En $x^* = 0.48$ (dans la zone de recirculation), les lignes de courants montrent un comportement différent que celui observé en $x^* = 0.48$ pour

$d^* = 0.93$ (Figure 5.32). L'écoulement est aspiré vers l'intérieur pour $0.5 \leq z^* \leq 1$. En amont du véhicule suiveur $x^* = 2.6$, l'écoulement tend à se diriger vers l'extérieur dont le point de stagnation est situé en $z^* = 0.15, y^* = 0.6$.

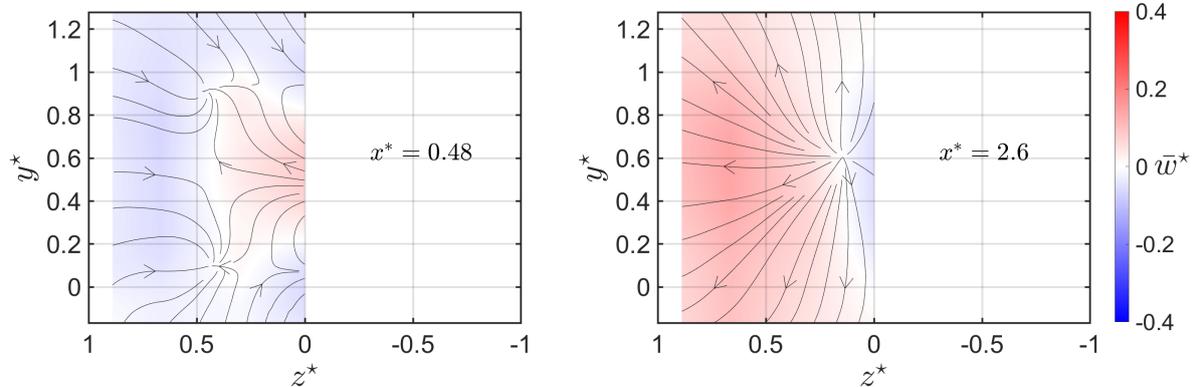


Figure 5.34 – Vue de derrière des champs moyens de la vitesse transversale et des lignes de courant dans le sillage du corps à culot droit pour $d^* = 2.78$ dans les plans $x^* = 0.48$ et $x^* = 2.6$.

Par ailleurs, nous avons placé en aval du VT $\varphi = 25^\circ$ un véhicule suiveur à une distance $d^* = 25/h_c = 0.46$ inférieure à la longueur de la zone de recirculation $L_r^* = 0.55$. La Figure 5.35 montre l'évolution temporelle de \bar{w} en aval du corps dans le point $(x^* = 0.28; 0.3; 0)$ pendant 5 minutes. Au contraire au cas du culot droit, les valeurs de \bar{w}^* ne montrent pas de comportement de bi-stabilité. La valeur moyenne de \bar{w}^* est 1.6×10^{-4} avec un écart-type de 0.17.

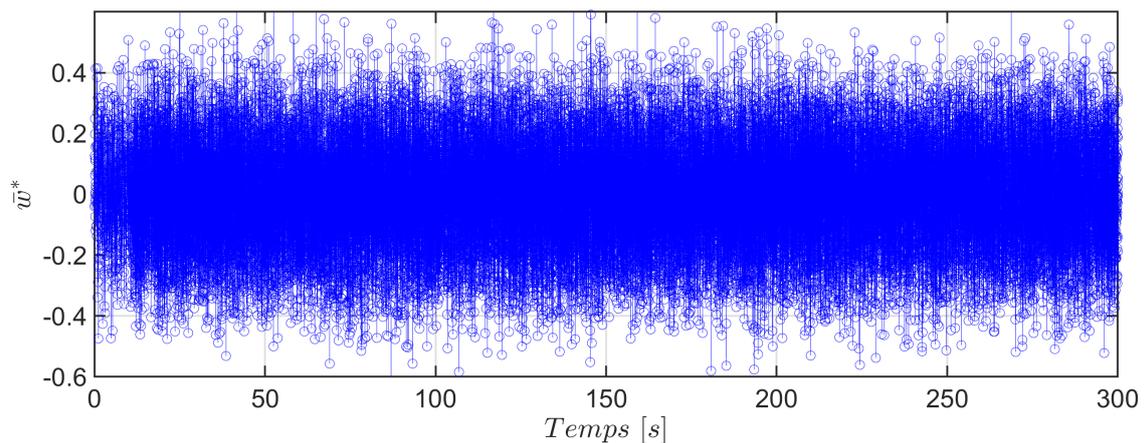


Figure 5.35 – Évolution temporelle de la vitesse transversale dans le plan $z^* = 0$ en aval du VT $\varphi = 25^\circ$ pour $d^* = 0.46$ en $(x^* = 0.28; y^* = 0.30; z^* = 0)$ pendant 5 minutes.

En complément d'information, le lecteur pourra consulter en l'annexe C.2 des vues aval des cartographies de la vitesse transversale adimensionnelle pour les différentes configurations.

5.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés dans un premier temps à la caractérisation de l'écoulement en 2D dans les sillages des corps d'Ahmed à culot droit ($\varphi = 0^\circ$) et à culot incliné ($\varphi = 25^\circ$) en absence d'un véhicule suiveur. Cette étape nous a permis de valider notre dispositif expérimental.

Dans un second temps, nous nous sommes concentrés sur les résultats des mesures de vitesse en présence d'un véhicule suiveur pour des distances inter-véhiculaires $d^* = 0.93, 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 . Les cartographies des différentes grandeurs moyennes et turbulentes sont présentées. Les longueurs des zones de recirculation et les positions des centres des tourbillons supérieur et inférieur pour les différentes configurations sont caractérisées. L'influence du véhicule suiveur et de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière sur ces différentes caractéristiques des sillages des écoulements est également distinguée.

Nous avons pu constater que pour les cas VT $\varphi = 0^\circ$, les sillages des écoulements pour toute distance inter-véhiculaire présentent une symétrie suivant l'axe $y^* = 0.5$ dans le plan médian $z^* = 0$. En aval de ces corps, deux tourbillons contra-rotatifs se développent dans le sillage proche qui sont dus à l'interaction des enroulements de l'écoulement provenant du pavillon et de celui provenant du soubassement du corps. La formation de ces tourbillons crée une zone importante de déficit de vitesse (zone de recirculation), $\bar{L}_r^* = 1.44 \pm 0.5$ pour VT $\varphi = 0^\circ$. Concernant les grandeurs fluctuantes, nous avons remarqué que l'activité tourbillonnaire se développe dans le sillage mais elle est plus marquée dans la couche de cisaillement supérieure. Le Tableau 5.6 synthétise les résultats et permet de comparer des différentes caractéristiques des sillages des écoulements dans l'espace inter-véhiculaire lorsque le véhicule de tête est à culot droit. La compilation de l'ensemble des résultats pour cette configuration nous permet de définir une distance critique, $d^* = 2.78$, qui à partir de laquelle l'influence du véhicule suiveur est faible.

| | | | | | | | |
|-----------------------------|----------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| Distance d^* | $\rightarrow \infty$ | 5.56 | 4.63 | 3.70 | 2.78 | 1.85 | 0.93 |
| L_r^* | 1.40 | 1.41 | 1.43 | 1.47 | 1.56 | 1.85 | 0.93 |
| A (x_A^* ; y_A^*) | 0.71; 0.84 | 0.65; 0.85 | 0.63; 0.86 | 0.59; 0.87 | 0.68; 0.86 | 0.72; 0.87 | 0.49; 0.84 |
| B (x_B^* ; y_B^*) | 0.71; 0.12 | 0.76; 0.14 | 0.77; 0.14 | 0.80; 0.14 | 0.88; 0.14 | 1.00; 0.13 | 0.49; 0.16 |
| U_{min}^* | -0.34 | -0.33 | -0.34 | -0.35 | -0.35 | -0.36 | -0.43 |
| TKE_{max}^* | 0.060 | 0.058 | 0.051 | 0.056 | 0.054 | 0.049 | 0.065 |
| $TKE_{max}^* (x^*; y^*)$ | 0.83; 0.83 | 0.93; 0.83 | 0.93; 0.83 | 1.02; 0.83 | 1.02; 0.83 | 1.39; 0.93 | 0.46; 0.93 |
| RSS_{min}^* | -0.034 | -0.031 | -0.028 | -0.031 | -0.029 | -0.026 | -0.032 |
| $RSS_{min}^* (x^*; y^*)$ | 1.02; 0.83 | 1.20; 0.83 | 2.20; 0.83 | 0.65; 0.93 | 1.02; 0.83 | 1.76; 0.83 | 0.65; 0.93 |
| RSS_{max}^* | 0.023 | 0.017 | 0.018 | 0.021 | 0.027 | 0.026 | 0.027 |
| $RSS_{max}^* (x^*; y^*)$ | 1.02; 0.09 | 0.64; 0.00 | 0.65; 0.00 | 1.76; 0.09 | 1.02; 0.00 | 1.02; 0.00 | 0.83; 0.19 |
| Ω_{max}^* | 5.60 | 5.63 | 5.80 | 5.56 | 5.87 | 4.72 | 4.59 |
| $\Omega_{max}^* (x^*; y^*)$ | 0.65; 0.00 | 0.37; 0.00 | 0.37; 0.00 | 0.65; 0.00 | 0.65; 0.00 | 0.65; 0.00 | 0.83; 0.00 |
| Ω_{min}^* | -5.45 | -5.04 | -4.98 | -4.99 | -4.57 | -4.04 | -3.99 |
| $\Omega_{min}^* (x^*; y^*)$ | 0.28; 0.93 | 0.37; 0.93 | 0.37; 0.93 | 0.65; 0.93 | 0.46; 0.93 | 0.46; 0.93 | 0.28; 0.93 |

Tableau 5.6 – Caractéristiques de l'écoulement dans la zone inter-véhiculaire correspondantes aux six distances (VT $\varphi = 0^\circ$).

Pour un véhicule de tête avec une lunette arrière à 25° , l'analyse des grandeurs moyennes montrent effectivement la forte déviation de l'écoulement vers le bas. Cet effet résulte de l'attachement des tourbillons contra-rotatifs sur le culot des corps. Contrairement aux cas VT $\varphi = 0^\circ$, la zone de déficit est faible, sa longueur moyenne est $0.55h_c$ pour $d^* \geq 2.78$. Nous présentons dans le Tableau 5.7 les différentes caractéristiques des sillages des écoulements pour les différentes distances inter-véhiculaires testées. Ils montrent entre autres que la couche cisailée inférieure est plus turbulente que la couche cisailée supérieure. On note aussi que des fluctuations importantes sont aussi détectées en amont du véhicule suiveur pour $d^* = 0.93$. Enfin, la distance critique à partir laquelle on ne remarque plus une majeure influence du véhicule suiveur est $d^* = 1.85$.

Dans un second temps, nous avons présenté les résultats issus des mesures Stéréo-PIV réalisées dans la soufflerie située au laboratoire CORIA. Les mesures sont effectuées avec les mêmes configurations que les mesures LDV dans des conditions expérimentales similaires (même valeur de vitesse incidente et même dimensions des corps d'Ahmed). Nous rappelons que les mesures sont faites dans la demi-largeur positive des corps ($z^* \geq 0$). Nous avons comparé les champs moyens et fluctuants de la vitesse longitudinale dans le plan médian $z^* = 0$ des sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ avec ceux obtenus par LDV. Nous avons vu de très fortes similarités entre les résultats Stéréo-PIV et LDV permettant de justifier la similarité des écoulements générés dans les souffleries de Laval et Rouen.

| | | | | | | | |
|----------------------------|----------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| Distance d^* | $\rightarrow \infty$ | 5.56 | 4.63 | 3.70 | 2.78 | 1.85 | 0.93 |
| L_r^* | 0.55 | 0.52 | 0.54 | 0.55 | 0.56 | 0.60 | 0.93 |
| A (x_A^* ; y_A^*) | 0.15; 0.37 | 0.14; 0.37 | 0.13; 0.36 | 0.12; 0.37 | 0.12; 0.38 | 0.11; 0.38 | 0.23; 0.65 |
| B (x_B^* ; y_B^*) | 0.28; 0.08 | 0.25; 0.08 | 0.27; 0.08 | 0.18; 0.07 | 0.22; 0.07 | 0.28; 0.06 | 0.34; 0.06 |
| U_{min}^* | -0.34 | -0.26 | -0.25 | -0.32 | -0.32 | -0.31 | -0.32 |
| TKE_{max}^* | 0.054 | 0.056 | 0.067 | 0.059 | 0.052 | 0.051 | 0.061 |
| $TKE_{max}^*(x^*; y^*)$ | 0.28; 0.09 | 0.37; 0.00 | 0.37; 0.00 | 0.28; 0.00 | 0.20; 0.09 | 0.46; 0.00 | 0.46; 0.00 |
| RSS_{min}^* | -0.019 | -0.010 | -0.010 | -0.010 | -0.012 | -0.013 | 0.017 |
| $RSS_{min}^*(x^*; y^*)$ | 0.46; 0.28 | 0.37; 0.28 | 0.37; 0.28 | 0.83; 0.28 | 0.28; 0.56 | 0.09; 0.74 | 0.09; 0.93 |
| RSS_{max}^* | 0.021 | 0.032 | 0.038 | 0.033 | 0.025 | 0.031 | 0.037 |
| $RSS_{max}^*(x^*; y^*)$ | 0.83; 0.00 | 0.65; 0.00 | 0.37; 0.00 | 0.46; 0.09 | 0.65; 0.00 | 0.46; 0.00 | 0.65; 0.00 |
| Ω_{max}^* | 6.10 | 6.22 | 5.99 | 6.32 | 6.93 | 5.83 | 5.33 |
| $\Omega_{max}^*(x^*; y^*)$ | 0.28; 0.00 | 0.09; 0.00 | 0.09; 0.00 | 0.09; 0.00 | 0.28; 0.00 | 0.28; 0.00 | 0.28; 0.00 |
| Ω_{min}^* | -3.86 | -3.40 | -3.41 | -3.46 | -3.44 | -2.91 | -3.16 |
| $\Omega_{min}^*(x^*; y^*)$ | 0.28; 0.37 | 0.09; 0.65 | 0.09; 0.65 | 0.09; 0.65 | 0.09; 0.65 | 0.09; 0.74 | 0.09; 0.93 |

Tableau 5.7 – Caractéristiques de l'écoulement dans la zone inter-véhiculaire correspondantes aux six distances (VT $\varphi = 25^\circ$).

Ensuite nous avons présenté les données complémentaires fournies par la Stéréo-PIV, à savoir la vitesse transversale w et l'intensité de turbulence transversale. Nous avons vu qu'en aval des corps VT $\varphi = 0^\circ$, les centres tourbillonnaires agissent en redirigeant l'écoulement vers l'intérieur. Les positions des centres tourbillonnaires semblent compléter la forme torique de la zone de recirculation dans le sillage proche. Concernant, l'intensité de turbulence transversale, l'activité tourbillonnaire prend lieu en aval des centres tourbillonnaires avec des valeurs faibles au niveau de la hauteur des corps pour $d^* \geq 2.78$.

En aval des corps VT $\varphi = 25^\circ$, au contraire au cas précédent, les champs de \bar{w}^* ont montré que l'écoulement tend à se diriger vers l'extérieur en $0 \leq z^* \leq 0.5$. Les fluctuations de w' prennent aussi lieu à l'arrière des centres tourbillonnaires. Lorsque y^* est supérieure à 0.5, les fluctuations deviennent faibles pour atteindre des valeurs proches de zéro en $y^* = 1$ (en haut de la lunette arrière).

Finalement, nous avons identifié l'apparition d'un phénomène de bi-stabilité à une fréquence aléatoire qui se produit uniquement en aval du corps à culot droit et en présence du véhicule suiveur à une distance inter-véhiculaire très courte ($d/h_c = 0.93$). L'analyse en détail de phénomène de bi-stabilité conviendra pour un futur travail.

CHAPITRE 6

CARACTÉRISATION DE LA DISPERSION DES POLLUANTS DANS LE SILLAGE ENTRE LES VÉHICULES

Ce chapitre est consacré à la caractérisation de dispersion des polluants dans les sillages des véhicules pour les configurations évoquées dans le chapitre précédent. Cependant, nous rappelons que les mesures de concentration pour la distance $d^* = 0.93$ n'ont pas pu être réalisées pour des raisons techniques (impossibilité d'installer la sonde coudée de prélèvement). Cette étude se base sur l'étude primaire de la caractérisation des écoulements des sillages. Nous présentons les champs de concentration pour chacun des cas suivants : VT $\varphi = 0^\circ$ et VT $\varphi = 25^\circ$ pour les distances inter-véhiculaires $d^* = 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 . On rappelle que VT et VS désignent le véhicule de tête et le véhicule suiveur respectivement.

Sommaire

| | | |
|-------|---|------------|
| 6.1 | Sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ | 167 |
| 6.1.1 | Champs de concentration, vue de profil | 167 |
| 6.1.2 | Champs de concentrations, vue de dessus | 173 |
| 6.1.3 | Représentation en 3D des champs de concentrations | 176 |
| 6.2 | Sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ | 181 |
| 6.2.1 | Champs de concentration, vue de profil | 181 |
| 6.2.2 | Champs de concentration, vue de dessus | 186 |
| 6.2.3 | Représentation en 3D des champs de concentrations | 189 |
| 6.3 | Conclusions | 194 |

6.1 Sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$

6.1.1 Champs de concentration, vue de profil

Nous présentons dans la Figure 6.1 les cartographies des champs de concentration en nombre totale \bar{C}_{ft} pour les différents plans transversaux $z^* = -0.31$ (plan de tuyau d'échappement), $z^* = 0$ (plan médian) et le plan frontal $z^* = 0.31$ pour les cinq distances inter-véhiculaires évoquées au dessus. Les lignes de courants et la frontière de la zone de

recirculation $\bar{u}^* = 0$ issus des mesures LDV sont également indiquées. Nous rappelons que les mesures LDV sont réalisées dans les plans $z^* = -0.67, -0.33, 0, 0.33$ et 0.67 .

Pour une première observation, nous pouvons remarquer une sorte d'homogénéisation des champs de concentration entre les deux corps même si l'éjection des particules se déroule en dessous du tourbillon inférieur. Les particules sont transportées verticalement par le tourbillon inférieur jusqu'à la mi-hauteur du corps et après vers le haut du corps à l'aide du tourbillon supérieur. Une partie de ces particules reste piégée dans la zone de développement des tourbillons (zone de recirculation), délimitée par la ligne blanche hachurée. Une autre partie des particules est transportée longitudinalement vers l'amont du véhicule suiveur. Dans le sillage lointain, on note une tendance des particules à s'accumuler de façon préférentielle dans la moitié inférieure de l'écoulement ($y^* < 0.5$).

Par ailleurs, nous trouvons les niveaux les plus élevés de concentration ($> 10^{-2}C_{ref}$) dans la majorité du sillage du plan du tuyau d'échappement $z^* = -0.31$ (Figure 6.1a) et le long du niveau du tuyau $y^* = -0.04$. Les positions des maximums de \bar{C}_{ft}^* pour les cinq configurations se trouvent dans la plupart des cas le plus proche possible de la sortie du tuyau d'échappement ($x^* = 0.11$), voir Tableau 6.1. Le Tableau 6.1 présente les valeurs maximales de concentrations dans les plans transversaux $z^* = -0.31, 0$ et 0.31 dans les sillages des véhicules à culot droit pour les cinq distances inter-véhiculaires.

| Distance d^* | 1.85 | 2.78 | 3.70 | 4.63 | 5.56 |
|----------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $z^* = -0.31$ | 10^0 | 10^0 | 10^0 | 10^0 | 10^0 |
| $(x^*; y^*)$ | (0.11; -0.04) | (0.11; -0.04) | (0.11; -0.04) | (0.57; -0.04) | (0.11; -0.04) |
| $z^* = 0$ | 8.7×10^{-2} | 2.1×10^{-1} | 1.2×10^{-1} | 1.2×10^{-1} | 1.2×10^{-1} |
| $(x^*; y^*)$ | (0.76; 0.33) | (1.5; 0.46) | (1.04; 0.25) | (1.4; 0.25) | (1.04; 0.46) |
| $z^* = 0.31$ | 7.1×10^{-2} | 6.7×10^{-2} | 4.7×10^{-2} | 7.6×10^{-2} | 7.1×10^{-2} |
| $(x^*; y^*)$ | (0.76; 0.46) | (0.11; 0.77) | (0.11; 0.15) | (0.11; 1.5) | (0.11; 0.15) |

Tableau 6.1 – Valeurs maximales de concentrations mesurées dans le cas de véhicule de tête à culot droit (0°) pour les cinq distances inter-véhiculaires et leurs positions($x^*; y^*$).

Dans la Figure 6.1a, la majorité des valeurs de \bar{C}_{ft}^* mesurées pour $d^* = 1.85$ et 2.78 sont supérieures à 10^{-2} . Elles s'étendent verticalement jusqu'à $y^* = 0.89$. En effet, les valeurs mesurées en $x^* = 0.76$ pour $d^* = 1.85$ sont supérieures à 10^{-1} et s'étendent jusqu'à $y^* = 0.61$, positions des centres de tourbillons. De plus, nous observons une accumulation des particules dans la région en $x^* = 0.76$ ($\bar{C}_{ft}^* > 2 \times 10^{-1}$). Pour $d^* = 2.78$, les valeurs dans la totalité de la zone de recirculation délimitée par la ligne hachurée blanche ($0.11 \leq x^* \leq 1.04$) sont supérieures à 10^{-2} . De même que pour $d^* = 1.85$, nous retrouvons des valeurs supérieures à 1.7×10^{-1} dans la zone $1.5 \leq x^* \leq 1.69$ et qui s'étendent jusqu'à la mi-hauteur du corps $y^* = 0.46$. Cette tendance d'accumulation en amont du véhicule suiveur ($2.4 \leq x^* \leq 2.6$ est encore observée pour $d^* = 3.70$ mais avec des valeurs moins faibles ($3 \times 10^{-2} \leq \bar{C}_{ft}^* \leq 10^{-1}$). Pour $d^* = 4.63$ et 5.56 , nous trouvons des valeurs supérieures à 10^{-1} dans la zone de recirculation qui s'étendent jusqu'à $y^* = 0.52$ pour $d^* = 4.63$ et jusqu'à $y^* = 0.33$ pour $d^* = 5.56$. Des valeurs supérieures à 10^{-2} se propagent jusqu'à $y^* = 0.89$. Les zones ayant $C_{ft}^* \leq 10^{-3}$ sont limitées pour toutes

les distances inter-véhiculaires. Elles sont observées au niveau du bord de la maquette $y^* > 0.89$.

Pour $d^* < 3.70$, les particules se trouvent dans un espace délimité plus restreint par les deux corps et donc, elles possèdent moins d'espace pour se disperser. Le véhicule suiveur bloque les particules qui ont tendance à s'accumuler en amont de celui-ci.

Dans le plan $z^* = 0$ (Figure 6.1b), nous observons des valeurs 10 fois inférieures aux valeurs mesurées en $z^* = -0.31$ (2.1×10^{-1} partout). Désormais, des valeurs élevées sont détectées dans la zone de recirculation et le long de l'axe $y^* = -0.04$ qui s'étendent longitudinalement jusqu'à $x^* = 1.69, 2.61$ et 2.85 pour $d^* = 2.78, 3.70$ et 4.63 respectivement. Les valeurs maximales de concentrations sont mesurées dans la partie inférieure de la zone de recirculation, voir Tableau 6.1. La structure tourbillonnaire de forme torique dans la zone centrale proche du culot permet l'homogénéisation des particules obtenue par le transport longitudinal, vertical et transversal. En plus, l'effet d'accumulation de particules est encore observé dans ce plan pour les distances $d^* = 1.85, 2.78$ et 3.70 . En effet, pour $d^* = 1.85$, nous trouvons des intensités plus fortes ($3 \times 10^{-2} \leq \bar{C}_{ft}^* \leq 8 \times 10^{-2}$) dans la partie $0.57 \leq x^* \leq 0.76$. Pour $d^* = 2.78$, des valeurs comprises entre $3 \times 10^{-2} C_{ref}$ et $1.8 \times 10^{-1} C_{ref}$ sont mesurées dans la partie $1.5 \leq x^* \leq 1.69$. Alors que pour $d^* = 3.70$, des valeurs comprises entre $4 \times 10^{-2} C_{ref}$ et $1.2 \times 10^{-1} C_{ref}$ sont mesurées dans la partie $2.4 \leq x^* \leq 2.61$ qui se propagent verticalement jusqu'à $y^* = 0.7$. On rappelle que les valeurs de concentrations C_{ref} sont présentées dans le Tableau 4.6. Elles font référence aux valeurs maximales de concentration mesurée au voisinage de pot d'échappement pour chaque distance inter-véhiculaire.

Dans le plan $z^* = 0.31$ (Figure 6.1c), la majorité des valeurs est moins élevée que celles trouvées dans les autres plans ($\bar{C}_{ft}^* < 2 \times 10^{-2}$ lorsque x^* dépasse 0.80). Toutefois, les valeurs les plus importantes ($10^{-2} < \bar{C}_{ft}^* < 8 \times 10^{-2}$) prennent place dans la moitié inférieure zone de recirculation dans la plupart des distances inter-véhiculaires, voir Tableau 6.1. Ceci confirme de nouveau le transport des particules du plan d'échappement $z^* = -0.31$ vers son plan symétrique ($z^* = 0.31$) par rapport au plan médian ($z^* = 0$).

En conclusion, les structures tourbillonnaires permettent de piéger les particules dans la zone de recirculation dans un premier temps. Dans un second temps, elles permettent leur transport transversalement de part et d'autre du plan du tuyau d'échappement ($z^* = -0.31$), longitudinalement (du proche culot jusqu'au voisinage du véhicule suiveur) et verticalement vers la hauteur de la maquette. Ainsi, le véhicule suiveur bloque les particules qui ont tendance à s'accumuler en amont de celui-ci pour $d^* \leq 3.70$.

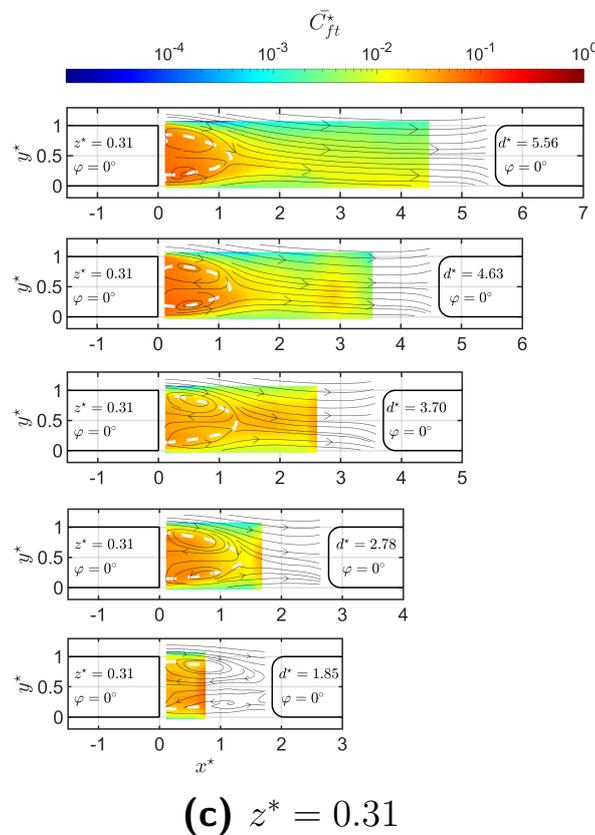
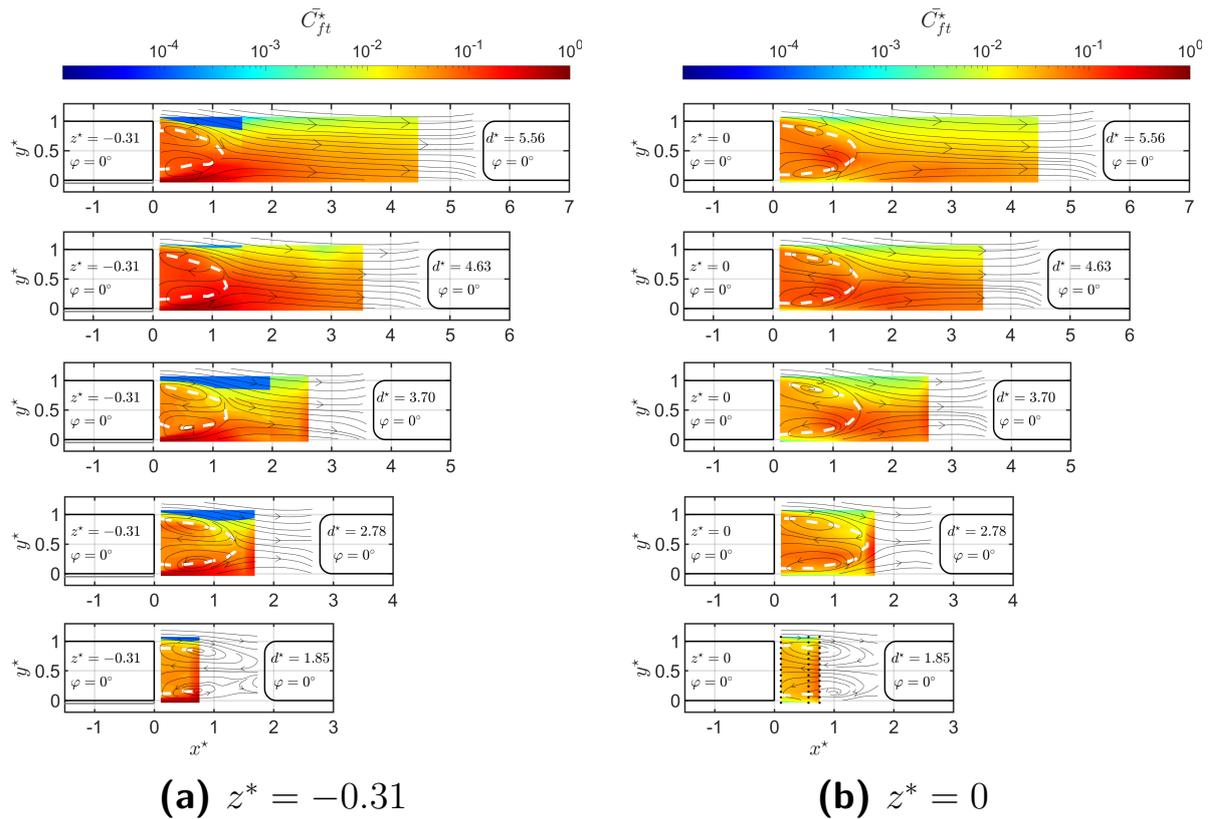


Figure 6.1 – Cartographies des champs de concentration en nombre total dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ dans les plans $z^* = -0.31, 0$ et 0.31 pour les 5 distances inter-véhiculaires. Mise en évidence des lignes de courants issus des mesures LDV et de la frontière de la zone de recirculation (ligne blanche hachurée).

Afin de mieux observer l'influence du véhicule suiveur sur la dispersion de polluants, la Figure 6.2 montre une comparaison des profils verticaux des concentrations pour des positions proches de l'éjection ($x^* = 0.11$), dans la zone de recirculation ($x^* = 0.57, 0.76, 1.04$), dans le sillage ($x^* = 1.69, 2.43$) et au voisinage du véhicule suiveur ($x^* = 0.76, 1.69, 2.61, 3.54, 4.46$) respectivement pour les distances inter-véhiculaires $d^* = 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 .

Nous remarquons encore une fois que les valeurs de \bar{C}_{ft}^* sont maximales en $z^* = -0.31$ ($\bar{C}_{ft}^* > 10^{-2}$) et plus précisément pour $x^* = 0.11$, sauf pour $d^* = 4.63$ et 5.56 où les hautes valeurs sont atteintes en $x^* = 1.04$.

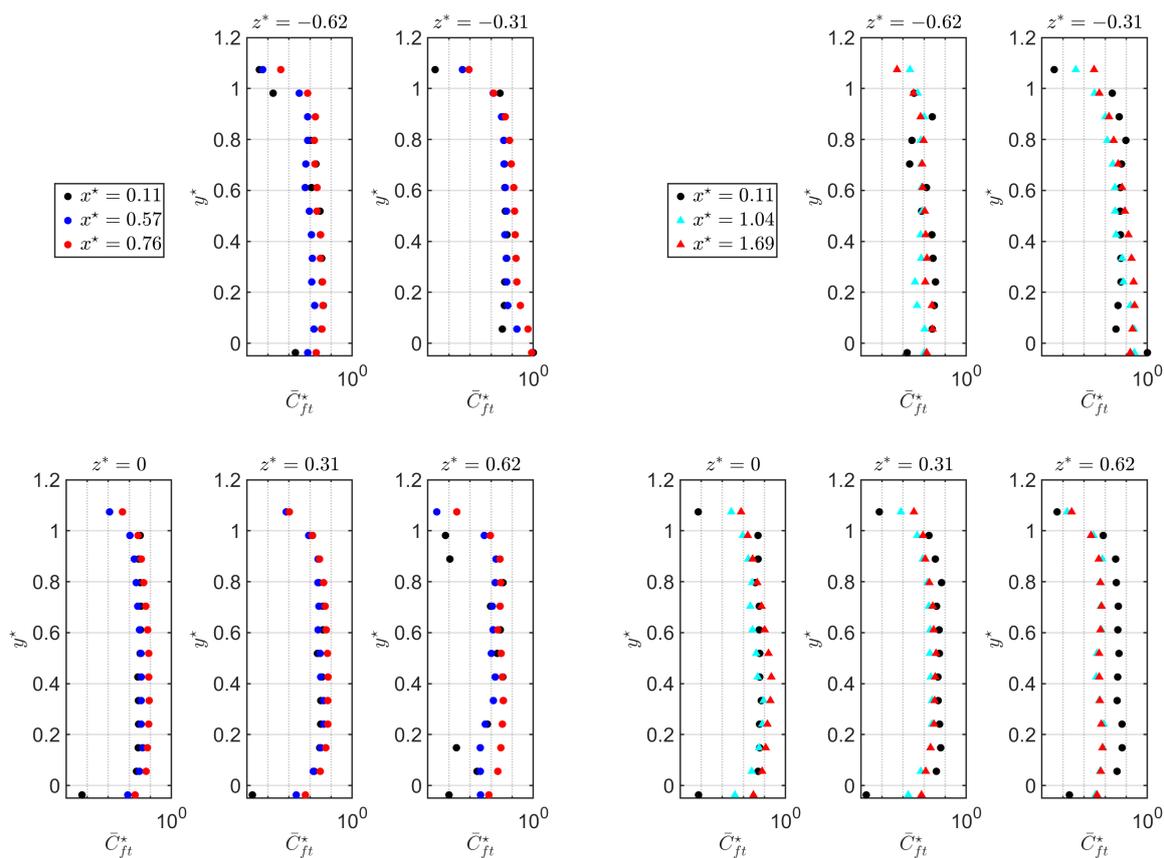
En $z^* = 0$, les valeurs sont comprises entre 10^{-2} et 10^{-1} surtout dans la moitié inférieure du véhicule ($y^* < 0.46$).

En $z^* = -0.62$, nous retrouvons des valeurs de concentration élevées avec un effet d'accumulation de particules en amont de véhicule suiveur pour $d^* \leq 3.70$. Pour $d^* = 4.63$, les hautes valeurs (aux alentours de 10^{-1}) se situent en $x^* = 0.11$. Ensuite, les concentrations tendent à diminuer pour $x^* = 1.04$ puis elles augmentent en $x^* = 2.43$ pour subir une légère diminution en amont du véhicule suiveur ($x^* = 3.54$). Pour $d^* = 5.56$, les hautes valeurs sont mesurées proche du culot ($x^* = 0.11$), puis elles atteignent un minimum en amont du véhicule suiveur ($x^* = 4.46$).

Pour $z^* = 0.31$, les profils atteignent des valeurs entre 10^{-2} et 10^{-1} pour $0 \leq y^* \leq 0.89$ sauf pour $d^* \leq 3.70$. Alors que pour $d^* > 3.70$, les concentrations sont moins intenses ($10^{-3} \leq \bar{C}_{ft}^* \leq 10^{-2}$) pour des positions loin du culot ($x^* = 2.43, 3.54$ et 5.56).

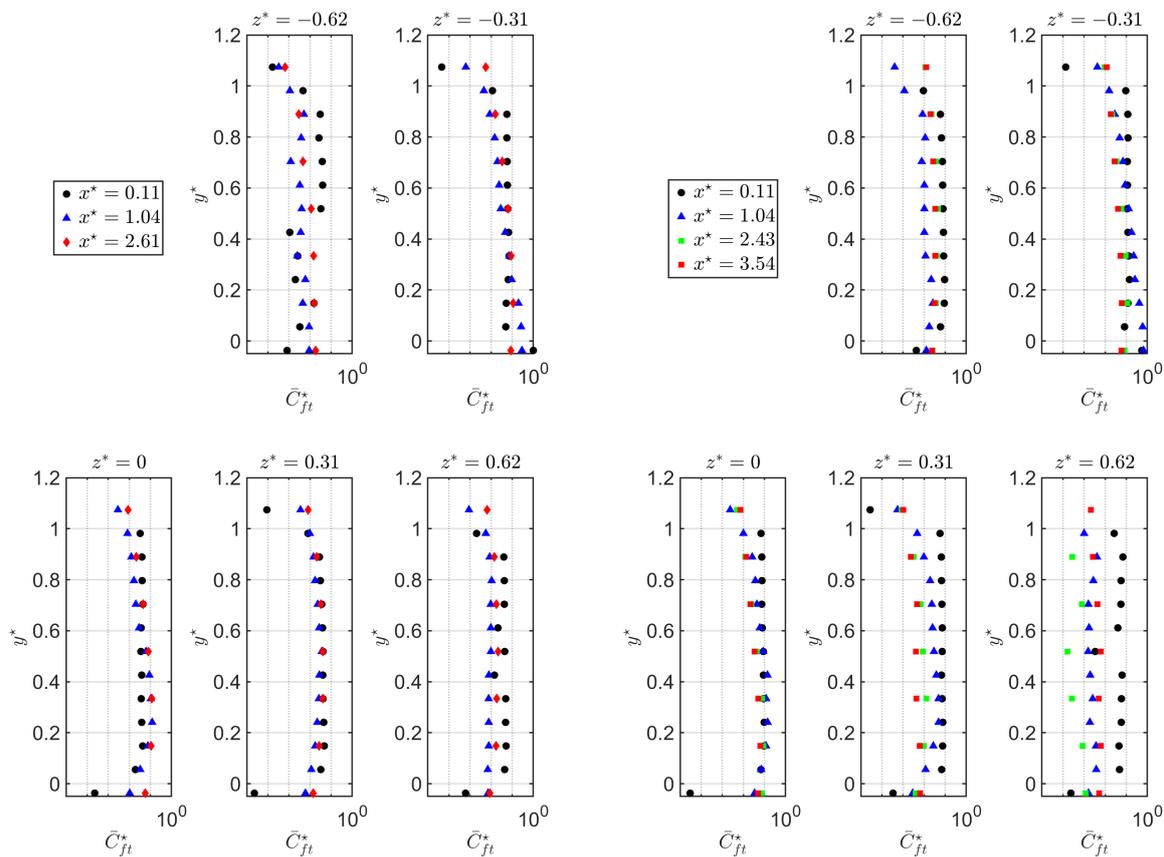
Pour le plan $z^* = 0.62$, les valeurs de concentrations sont réparties entre 10^{-4} et 10^{-2} . Pour $d^* = 1.85$, les valeurs sont faibles en $y^* < 0$, elles augmentent en $0 \leq y^* \leq 0.89$ ($10^{-3} \leq \bar{C}_{ft}^* \leq 7 \times 10^{-2}$). Les valeurs de concentrations en $x^* = 0.76$ sont les plus importantes. Pour $d^* = 2.78$ et 3.70 , les valeurs sont inférieures à 10^{-2} à l'exception du proche du culot $x^* = 0.11$ ($\bar{C}_{ft}^* > 10^{-2}$). Pour $d^* = 4.63$ et 5.56 , les valeurs en $x^* = 0.11$ sont les plus importantes ($\bar{C}_{ft}^* > 10^{-2}$). Ensuite elles subissent une diminution en $x^* = 1.04, 2.43$ puis une légère augmentation en $x^* = 3.54$. Notons que \bar{C}_{ft}^* est faible pour $y^* < 0$ et $y^* > 1$ pour toute distance inter-véhiculaires.

Ces profils verticaux confirment le mélange horizontal, vertical et transversal créé par les structures tourbillonnaires horizontales qui aident au transport des particules. En plus, on remarque que même si l'éjection se déroule en $z^* = -0.31, y^* = -0.04$, les particules sont transportées verticalement vers le haut du corps. Enfin, les valeurs de concentration mesurées en sillage lointain montrent un effet du véhicule suiveur qui tend à bloquer les particules dans l'espace inter-véhiculaire pour des distances $d^* \leq 3.70$.



(a) $d^* = 1.85$

(b) $d^* = 2.78$



(c) $d^* = 3.70$

(d) $d^* = 4.63$

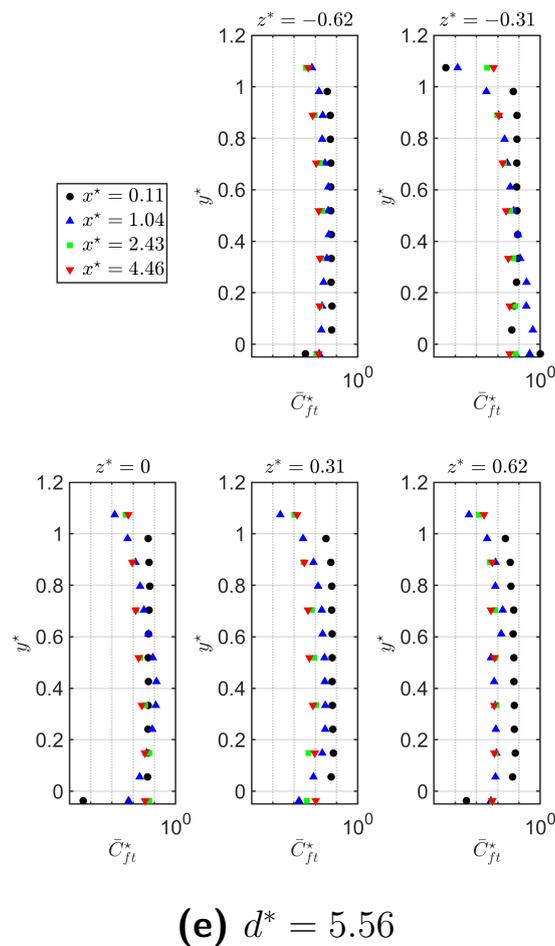


Figure 6.2 – Profils verticaux de la concentration en nombre totale normalisée dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$.

6.1.2 Champs de concentrations, vue de dessus

Dans la suite, nous présentons dans la Figure 6.3 une vue de dessus des cartographies des champs de concentration en nombre totale dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour des plans horizontaux choisis $y^* = -0.04, 0.3, 0.5$ et 0.7 .

Dans le plan horizontal $y^* = -0.04$, plan du tuyau d'échappement (Figure 6.3a) : les concentrations les plus élevées sont observées évidemment suivant l'axe de tuyau d'échappement ($z^* = -0, 31$) pour les 5 différentes distances inter-véhicules. Dans ce plan horizontal, les concentrations adimensionnelles restent importantes, supérieures à 10^{-1} , entre les 2 corps pour $d^* = 1, 85$ et $2, 78$ (jusqu'à $x^* = 1.7$). Ce comportement est également observé pour $d^* > 2, 78$ avec des valeurs de concentration supérieures à $4 \times 10^{-2} C_{ref}$ le long du tuyau d'échappement. Dans le sillage proche ($x^* < 1.5$), des niveaux élevés de concentrations supérieures à 10^{-1} sont répartis dans les plans latéraux négatifs ($z^* \leq 0$). Dans la demi-largeur positive ($z^* > 0$), les niveaux de concentration sont plus faibles ($\bar{C}_{ft}^* < 10^{-3}$).

Dans le voisinage de la couche de cisaillement inférieur ($y^* \simeq 0.3$, Figure 6.3b), dans la zone de recirculation ($y^* = 0.5$, Figure 6.3c) et à proximité de la couche de cisaillement supérieure ($y^* = 0.7$, Figure 6.3d), nous observons clairement le mélange des particules caractérisant une homogénéisation des concentrations surtout dans le sillage proche. En

effet, nous trouvons des niveaux de concentrations aussi élevées des deux côtés de l'échappement ($3 \times 10^{-2} \leq \bar{C}_{ft}^* \leq 10^{-1}$) qui se propagent sur toute la surface inter-véhiculaire. Pour $d \leq 3.70$, les champs de concentration illustrent une nette homogénéisation de la distribution des particules sur toute la distance inter-véhiculaire avec une forte accumulation de particules en amont du véhicule suiveur. Pour $d^* > 3.70$, les valeurs de concentration \bar{C}_{ft}^* supérieures à 5×10^{-2} s'étendent jusqu'à $x^* = 1.5$ pour $y^* = 0.5$ et 0.7 . Nous remarquons aussi que les niveaux de concentrations sont plus importants en $y^* = 0.3$ qu'en $y^* = 0.7$.

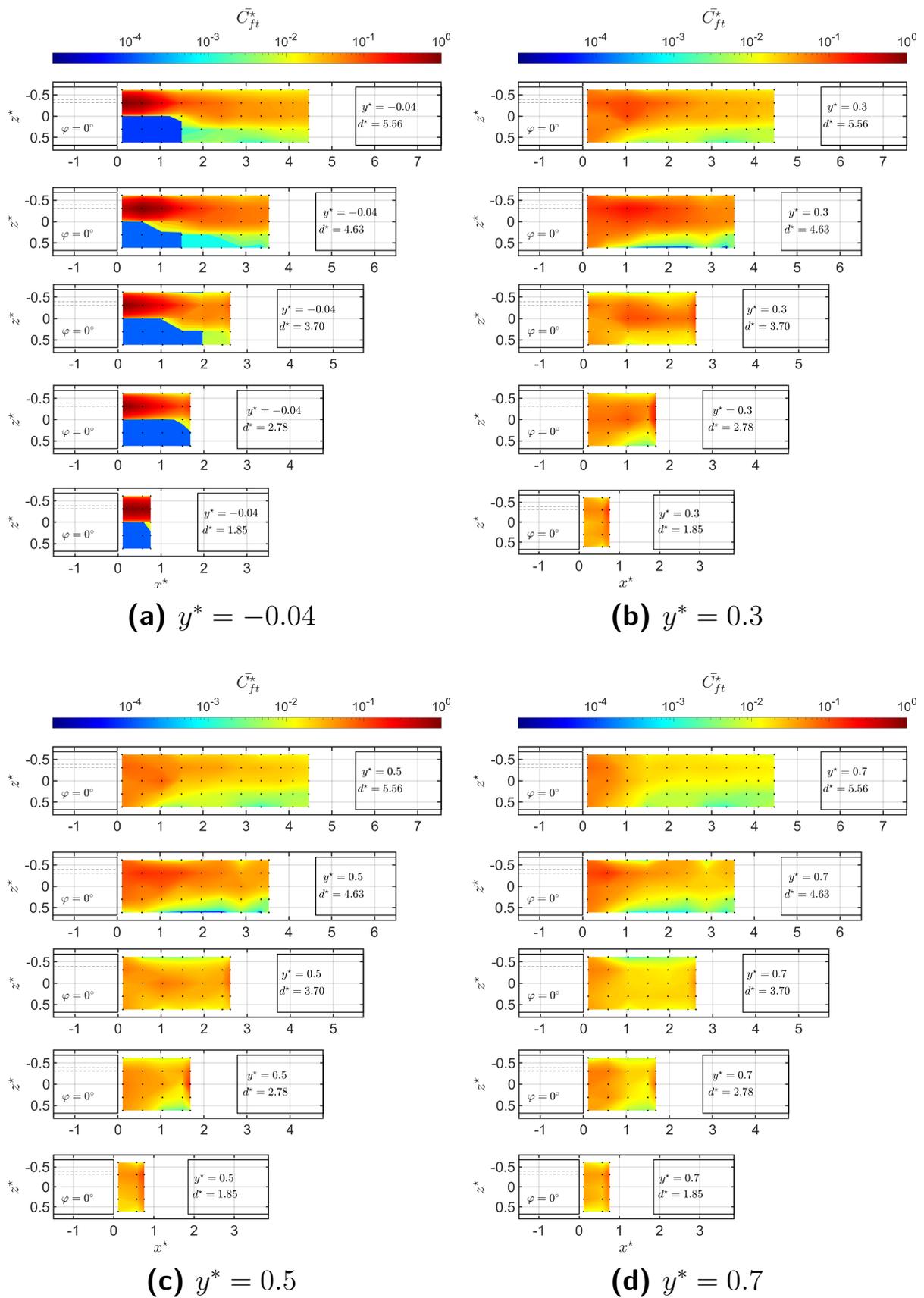
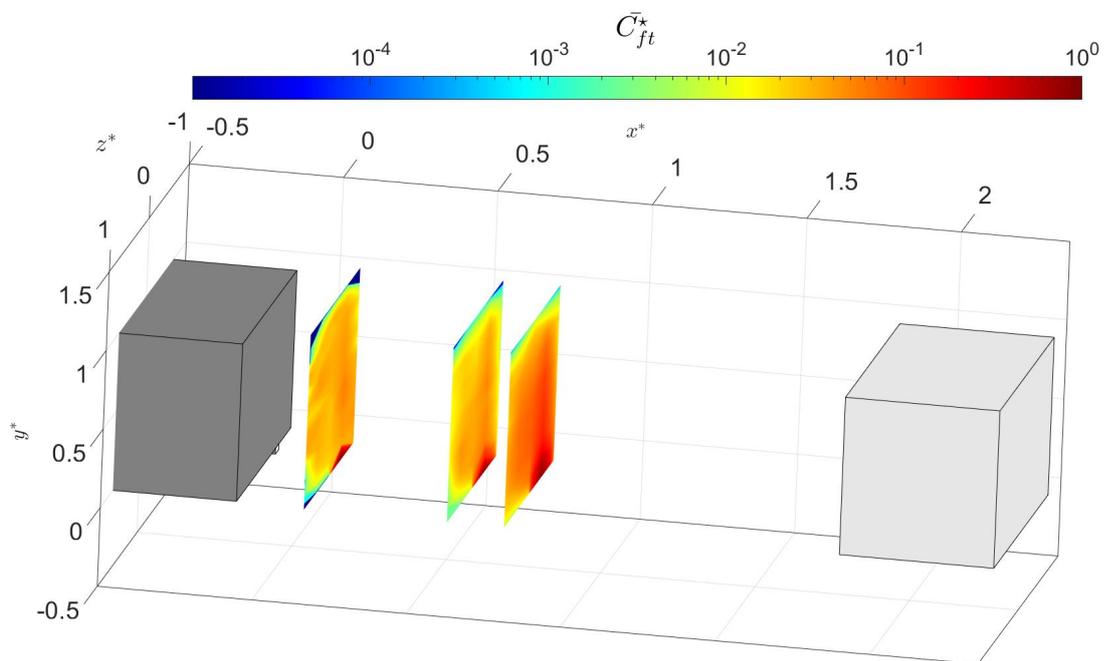


Figure 6.3 – Vue de dessus des cartographies des champs de concentration en nombre totale dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ pour les cinq distances inter-véhiculaires : (a) $y^* = -0.04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = 0.3$, (c) $y^* = 0.5$ et (d) $y^* = 0.7$. Les points noirs représentent les points de mesure de concentrations.

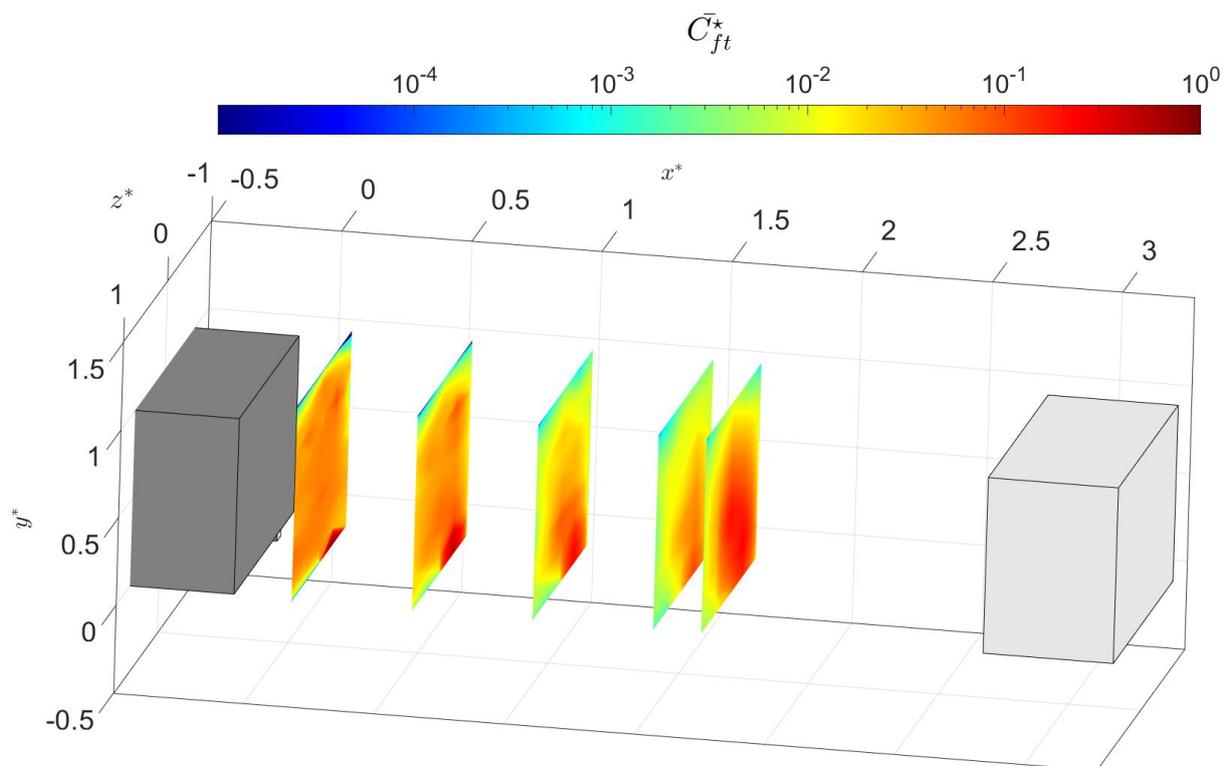
6.1.3 Représentation en 3D des champs de concentrations

Afin de synthétiser les résultats précédents et avoir une vue entière de la dispersion des PUF, les Figures 6.4a à 6.4e montrent une représentation en 3D de l'évolution des champs de concentration \bar{C}_{ft}^* dans tous les plans transversaux mesurés et évoqués dans le Chapitre 4 pour les 5 distances inter-véhiculaires respectivement $d^* = 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56.

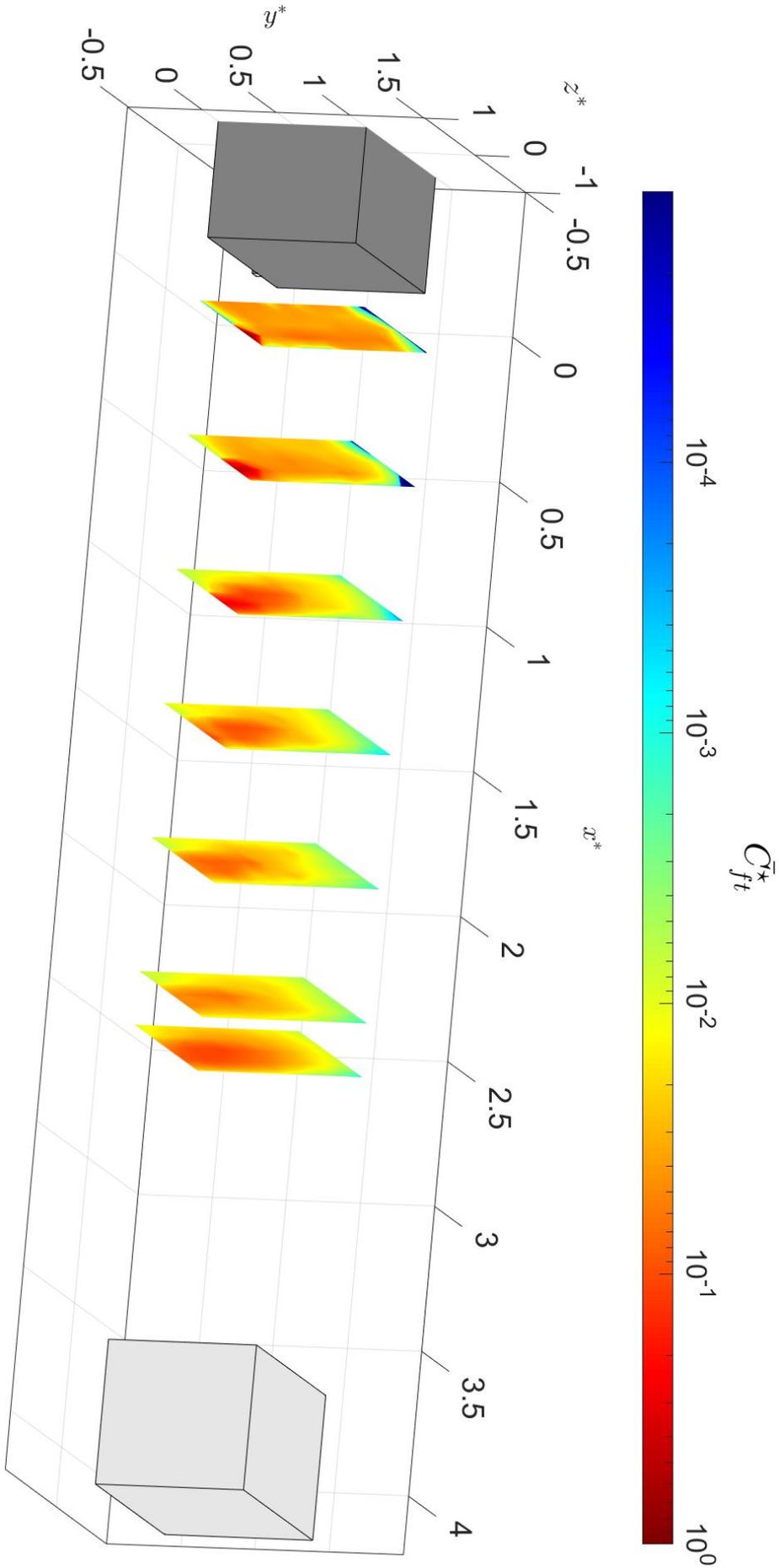
Nous constatons que les valeurs des concentrations sont très élevées dans l'axe du tuyau d'échappement ($z^* = -0.31$). La zone de recirculation couvre les niveaux importants de concentrations. Cette zone de recirculation joue donc un rôle essentiel dans le mélange des PUF dans les directions longitudinale, verticale et transversale. Tout d'abord, le tourbillon inférieur sert à transporter les particules de leur éjection en $y^* = -0.04$ vers la mi-hauteur du corps. Ensuite, le tourbillon supérieur permet leur diffusion vers le haut du corps. Les structures tourbillonnaires horizontales permettent leur transport de part et d'autre du tuyau d'échappement. Ces processus homogénéisent les concentrations de particules surtout dans le sillage proche. Par ailleurs, la présence du véhicule suiveur à des distances inter-véhiculaires $d^* = 1.85, 2.78$ ou 3.70 tend à conduire à une accumulation des particules au voisinage du véhicule suiveur ($\bar{C}_{ft}^* = 10^{-2}$). Ce phénomène d'accumulation pourrait rendre les passagers du véhicule suiveur exposés à des niveaux de concentration potentiellement élevés en cas de fortes infiltrations des polluants de l'extérieur vers l'intérieur du véhicule. Pour les longues distances inter-véhiculaires, les niveaux de concentration diminuent en s'éloignant du véhicule de tête.



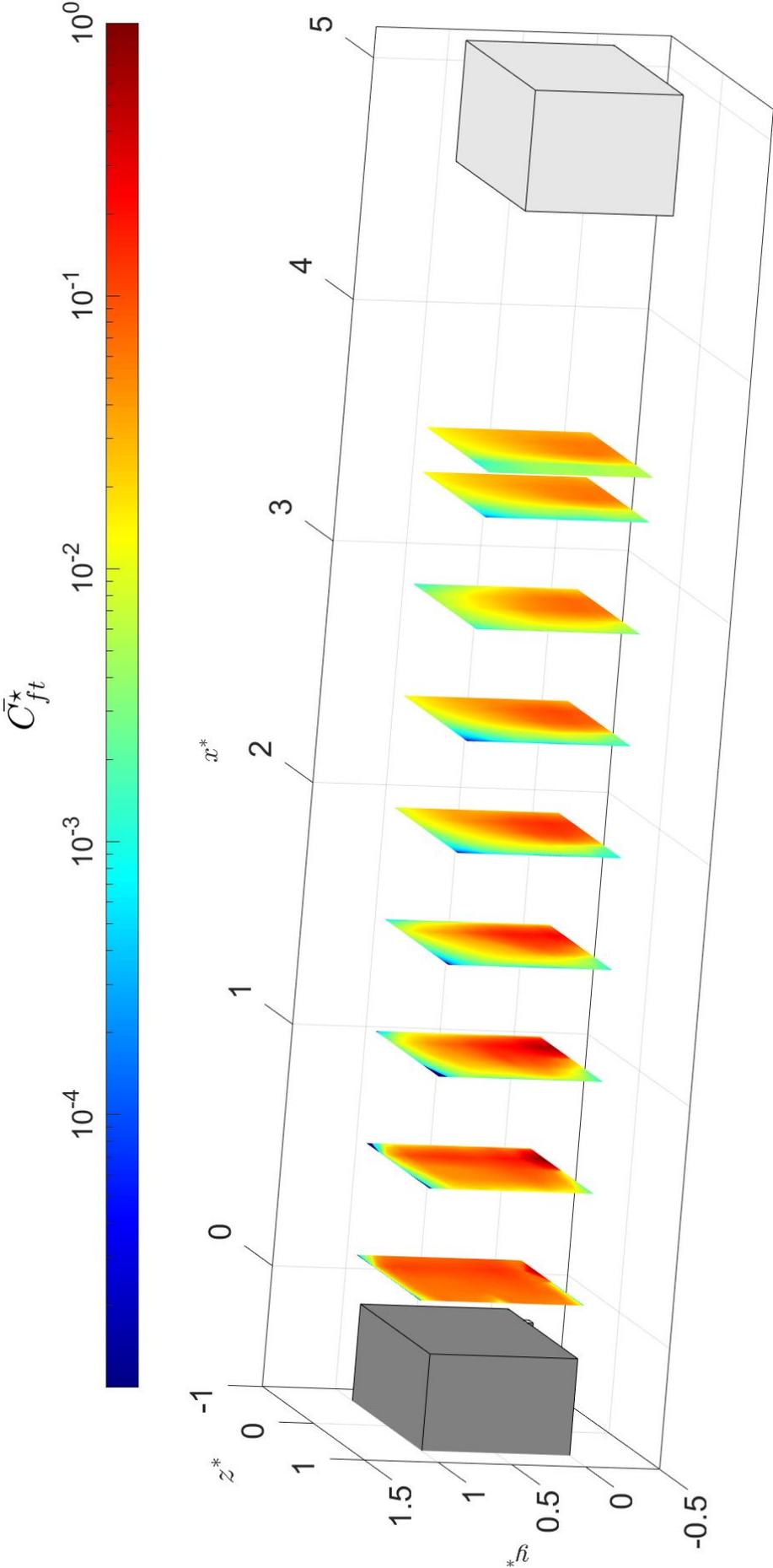
(a) $d^* = 1.85, x^* = 0.11, 0.57$ et 0.76



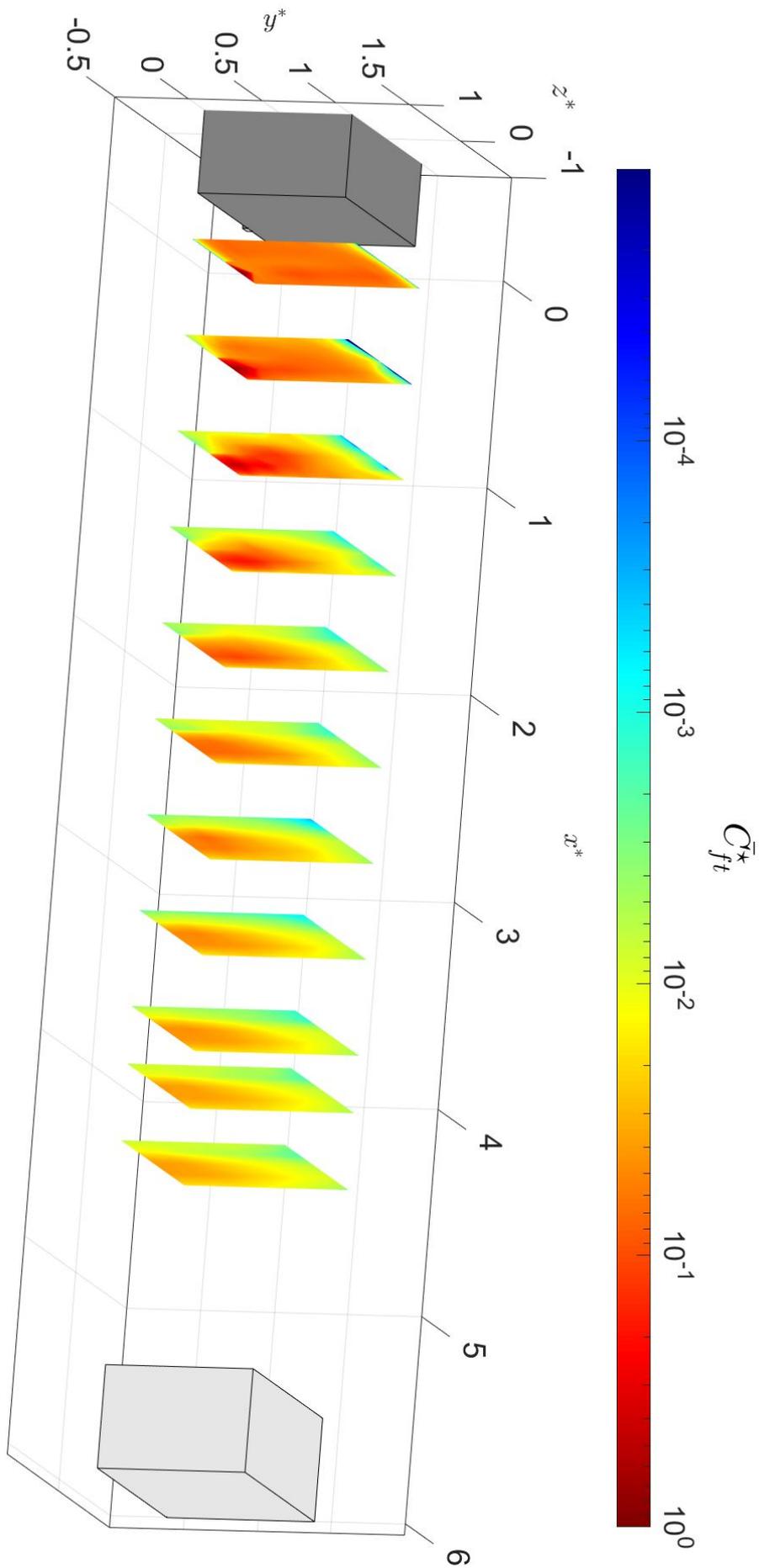
(b) $d^* = 2.78, x^* = 0.11, 0.57, 1.04, 1.5$ et 1.69



(c) $d^* = 3.70, x^* = 0.11, 0.57, 1.04, 1.5, 1.96, 2.43$ et 2.61



(d) $d^* = 4.63, x^* = 0.11, 0.57, 1.04, 1.5, 1.96, 2.43, 2.85, 3.16$ et 3.54



(e) $d^* = 5.56, x^* = 0.11, 0.57, 1.04, 1.5, 1.96, 2.43, 2.85, 3.35, 4.09$ et 4.46 dans les sillages des maquettes VT $\varphi = 0^\circ$.

6.2 Sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$

6.2.1 Champs de concentration, vue de profil

La Figure 6.5 montre les cartographies des champs de concentration moyenne en nombre totale en aval des corps VT $\varphi = 25^\circ$ dans le plan du tuyau d'échappement $z^* = -0.31$, dans le plan médian $z^* = 0$ et dans le plan $z^* = 0.31$ pour les cinq distances inter-véhiculaires évoquées ci-dessus. Les lignes de courants et la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ issus des mesures LDV sont également indiquées. Nous rappelons que les mesures de vitesses par LDV sont réalisées dans les plans $z^* = -0.67, -0.33, 0, 0.33$ et 0.67 .

Logiquement, nous retrouvons de nouveau les niveaux les plus élevés de concentration dans le plan du tuyau d'échappement $z^* = -0.31$ (Figure 6.5a) et le long du niveau du tuyau d'échappement $y^* = -0.04$. Les positions des maximums de \bar{C}_{ft}^* pour les cinq configurations se trouvent dans la plupart des cas le plus proche possible de la sortie du tuyau d'échappement ($x^* = 0.11$), voir Tableau 6.2. Ce dernier présente les valeurs maximales de concentrations mesurées lorsque le véhicule de tête a un angle de lunette $\varphi = 25^\circ$ pour les cinq distances inter-véhiculaires. Il présente également leurs positions ($x^*; y^*$).

| | | | | | |
|----------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| Distance d^* | 1.85 | 2.78 | 3.70 | 4.63 | 5.56 |
| $z^* = -0.31$ | 10^0 | 10^0 | 10^0 | 10^0 | 10^0 |
| $(x^*; y^*)$ | (0.11; -0.04) | (0.11; -0.04) | (0.57; -0.04) | (0.57; 0.05) | (0.11; -0.04) |
| $z^* = 0$ | 6.3×10^{-2} | 6.3×10^{-2} | 1.2×10^{-1} | 5.4×10^{-2} | 6.4×10^{-2} |
| $(x^*; y^*)$ | (0.57; 0.05) | (0.11; 0.25) | (0.57; 0.15) | (0.11; 0.05) | (0.11; 0.25) |
| $z^* = 0.31$ | 1.6×10^{-2} | 2.1×10^{-2} | 2.5×10^{-2} | 2.8×10^{-2} | 1.9×10^{-2} |
| $(x^*; y^*)$ | (0.11; 0.05) | (0.11; 0.05) | (0.11; 0.05) | (0.11; 0.05) | (0.11; 0.05) |

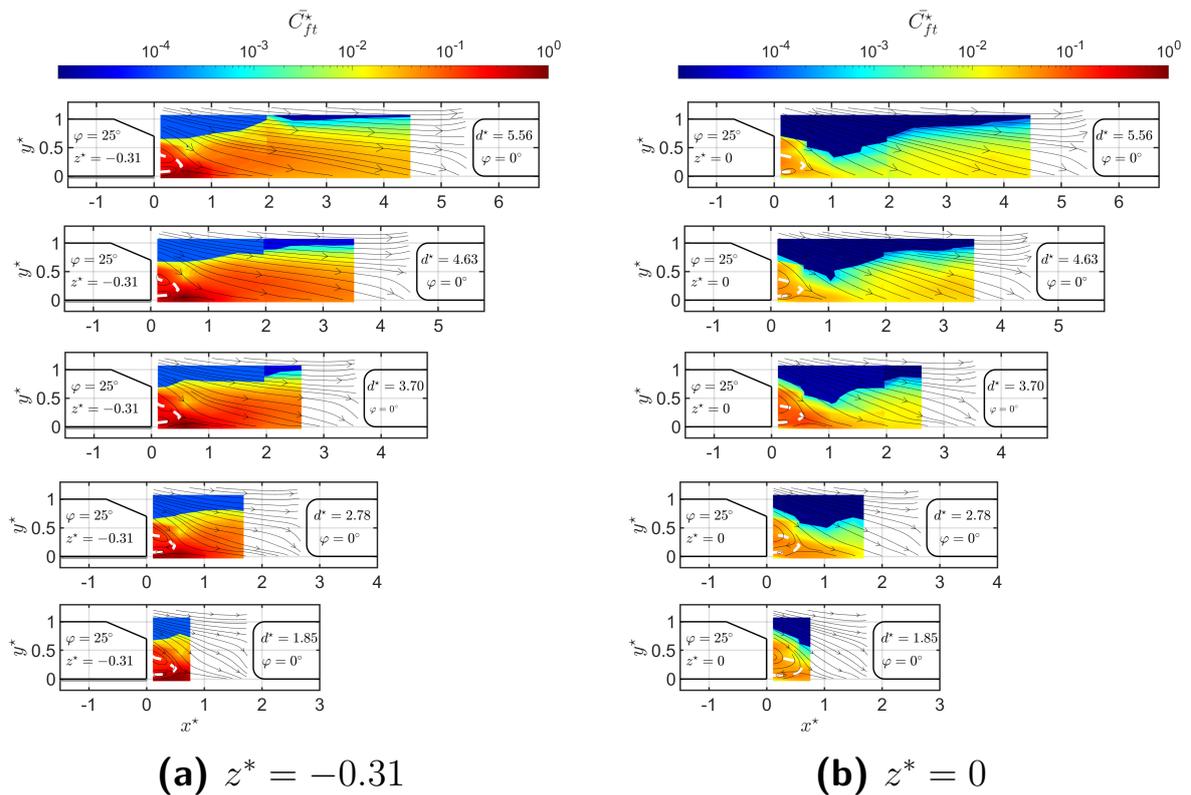
Tableau 6.2 – Valeurs maximales de concentrations mesurées dans le cas de véhicule de tête à culot incliné (25°) pour les cinq distances inter-véhiculaires et leurs positions correspondantes ($x^*; y^*$).

Globalement, nous observons clairement l'effet de la déviation de l'écoulement vers le bas où la dispersion verticale des particules est bien plus limitée par rapport à celle observée en aval des corps VT $\varphi = 0^\circ$. En effet, les hautes valeurs de concentrations ($\bar{C}_{ft}^* \geq 10^{-1}$) se trouvent en dessous de $y^* = 0.46$. L'attachement de l'écoulement sur la lunette arrière empêche les particules de se disperser vers le haut du corps. Les zones avec des niveaux de concentration supérieures à 10^{-2} se situent proche du culot et s'étalent vers l'amont du véhicule suiveur en dessous du tiers de sa hauteur ($y^* < 0.3$). Ceci résulte de la faible longueur de la zone de recirculation qui est un paramètre très important pour le transport des particules vers le haut des corps dans les sillages VT $\varphi = 0^\circ$. Les zones avec des valeurs comprises entre 10^{-3} et 10^{-2} sont limitées. En effet, ces zones se trouvent en $x^* < 1.04, y^* > 0.52$. Elles rétrécissent pour $x^* \geq 1.04, y^* > 0.77$ pour la majorité des distances inter-véhiculaires. Cette tendance peut s'expliquer par la présence des structures

tourbillonnaires longitudinales qui prennent naissance sur les arêtes du véhicule et qui ont la capacité à piéger des particules polluantes et qui permettent une sorte d'élargissement des zones des hautes concentrations loin du véhicule de tête ($x^* > 0.57$).

Dans le plan médian $z^* = 0$ (Figure 6.5b), les valeurs maximales de concentrations mesurées en aval du véhicule pour les cinq distances inter-véhiculaires sont diminuées de 88% à 95% par rapport à celles mesurées en $z^* = -0.31$, voir Tableau 6.2. La zone de recirculation est délimitée par la ligne blanche hachurée. Dans cette zone, $\bar{C}_{ft}^* > 10^{-1}$. Contrairement aux cas VT $\varphi = 0^\circ$, nous n'observons pas de processus d'homogénéisation des concentrations de particules. Nous trouvons toujours les hautes valeurs de concentrations dans la moitié inférieure du véhicule, ceci étant toujours dû à la déviation de l'écoulement vers le bas. Les tourbillons attachés au culot transportent les particules depuis le pot d'échappement ($y^* = -0.04$) vers $y^* = 0.7$ et la déviation de l'écoulement vers le bas empêche par la suite leur transport plus haut. Cependant, à partir de $x^* = 1.04$, nous remarquons le développement progressif des zones dont les valeurs de concentration sont supérieures à 10^{-2} . Nous notons que la ligne qui couvre ces zones comportent évidemment des faibles intensités de concentrations ($\bar{C}_{ft}^* < 10^{-3}$).

Dans le plan $z^* = 0.31$ (Figure 6.5c), les valeurs sont beaucoup moins élevées que celles trouvées dans les autres plans ($\bar{C}_{ft}^* < 2.8 \times 10^{-2}$). Nous remarquons par comparaison aux cas VT $\varphi = 0^\circ$ que les niveaux de concentration de l'autre côté de l'échappement sont plus faibles. Toutefois des valeurs plus importantes sont mesurées dans la couche cisailée inférieure soient $8 \times 10^{-3} \leq \bar{C}_{ft}^* \leq 2.8 \times 10^{-2}$, voir Tableau 6.2. Au-delà de $x^* = 0.57$, les niveaux $\bar{C}_{ft}^* \simeq 10^{-2}$ sont détectés pour $y^* < 0.05$.



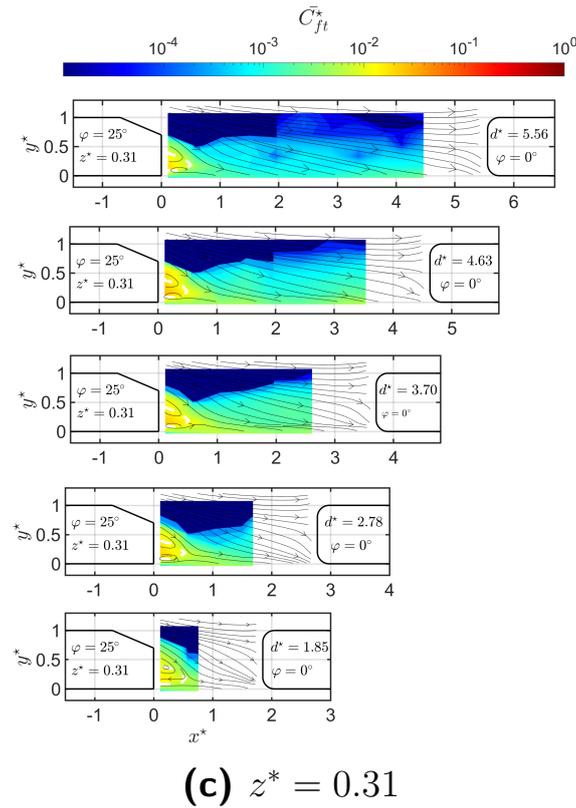


Figure 6.5 – Cartographies des champs de concentration moyenne dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ dans les plans $z^* = -0.31, 0$ et 0.31 pour les 5 distances inter-véhiculaires. Mise en évidence des lignes des courants issus des mesures LDV et de la frontière de la zone de recirculation (ligne blanche hachurée).

La Figure 6.6 montre une comparaison des profils verticaux pour des endroits choisis proche de l'éjection ($x^* = 0.11$), dans la zone de recirculation ($x^* = 0.57, 0.76, 1.04$), dans le sillage ($x^* = 1.69, 2.43$) et à proximité du véhicule suiveur ($x^* = 0.76, 1.69, 2.61, 3.54$, et 4.46) dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les cinq distances inter-véhiculaires $d^* = 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 .

Les profils de \bar{C}_{ft}^* montrent des valeurs maximales en $z^* = -0.31$ ($\bar{C}_{ft}^* > 10^{-2}$) pour $y^* < 0.7$. Au-delà de cette position, les particules se dispersent. Notons que les valeurs maximales sont atteintes très proche du culot $x^* = 0.11$.

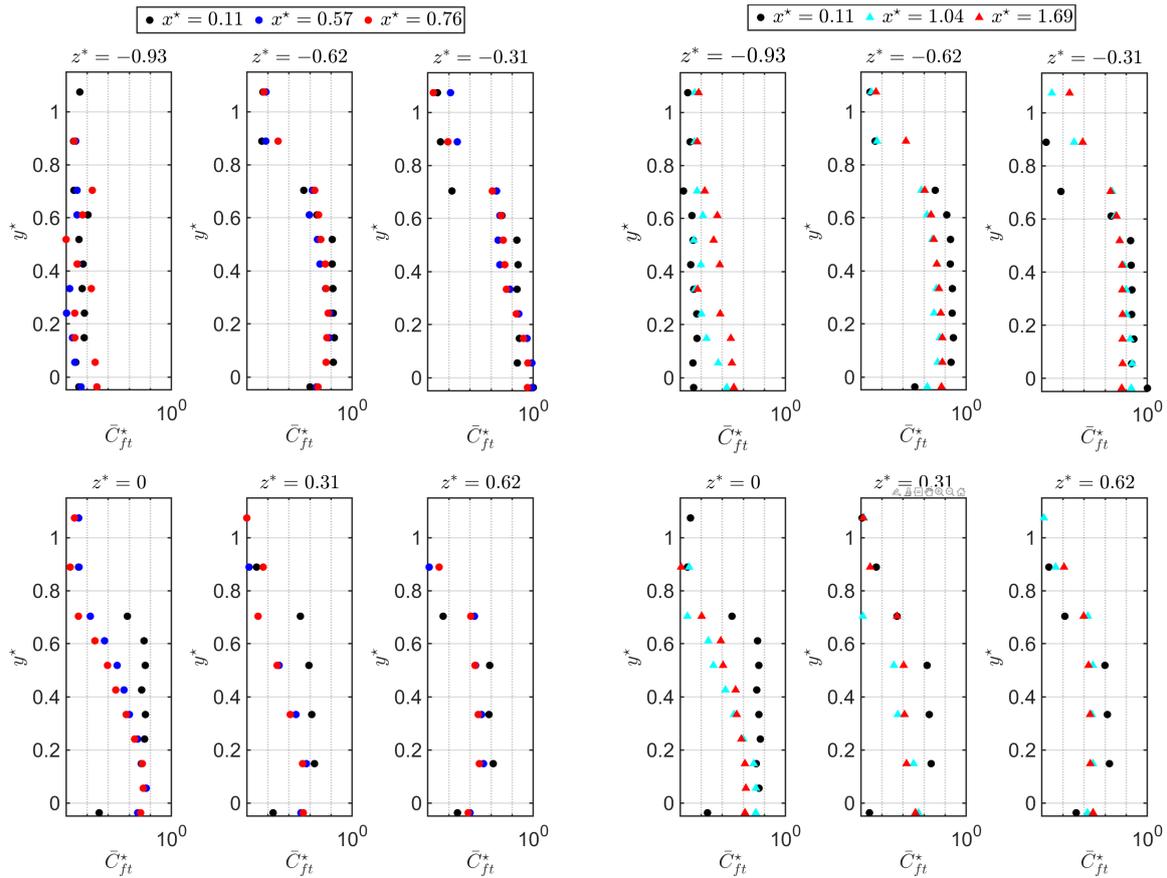
Du côté de l'échappement ($z^* = -0.62$), nous retrouvons pour toutes les distances inter-véhiculaires des valeurs de concentrations relativement élevées ($\bar{C}_{ft}^* > 10^{-2}$) pour $y^* < \sim 0.6$.

Au-delà des limites latérales ($z^* = -0.93$), les profils de concentration révèlent des valeurs relativement faibles pour $d^* = 1.85$. Nous observons une légère augmentation des valeurs de concentrations au voisinage du véhicule suiveur pour des distances $d^* \geq 2.78$.

De l'autre côté de l'échappement $z^* = 0$, nous remarquons que les valeurs de concentration sont élevées en proche du culot ($\bar{C}_{ft}^* > 7 \times 10^{-2}$). Elles sont moins intenses en $x^* = 1.04$ ($\bar{C}_{ft}^* < 7 \times 10^{-2}$). Ensuite, nous observons une augmentation des valeurs de concentrations dans le sillage lointain et en amont du véhicule suiveur ($10^{-2} \leq \bar{C}_{ft}^* \leq 5 \times 10^{-2}$ pour $y^* < 0.46$). Les profils indiquent de nouveau la diminution des valeurs de concentration à partir $y^* = 0.6$.

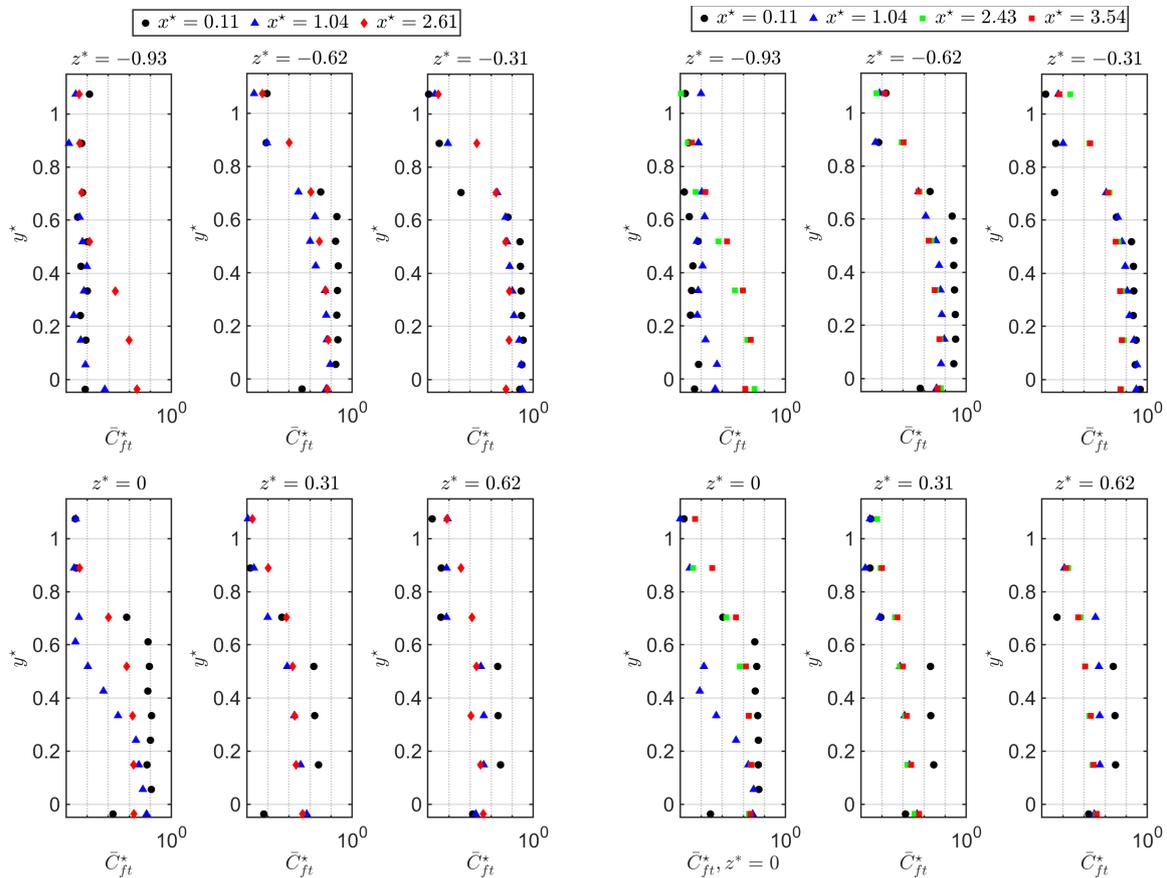
Dans le plan $z^* = 0.31$, les profils montrent des valeurs faibles de concentrations ($\bar{C}_{ft}^* < 10^{-2}$) pour toute distance inter-véhiculaire sauf en $x^* = 0.11$ où nous pouvons trouver des valeurs de \bar{C}_{ft}^* aux alentours de 10^{-2} .

Dans le plan latéral $z^* = 0.62$, les niveaux de concentrations sont faibles ($\bar{C}_{ft}^* < 10^{-2}$) avec des valeurs supérieures à 10^{-2} dans le sillage proche pour $d^* \geq 3.70$ en $x^* = 0.11$. Nous pouvons conclure que la dispersion des polluants dans le côté opposé de l'échappement ne s'est pas faite de manière aussi intense que dans le cas VT $\varphi = 0^\circ$.



(a) $d^* = 1.85$

(b) $d^* = 2.78$



(c) $d^* = 3.70$

(d) $d^* = 4.63$

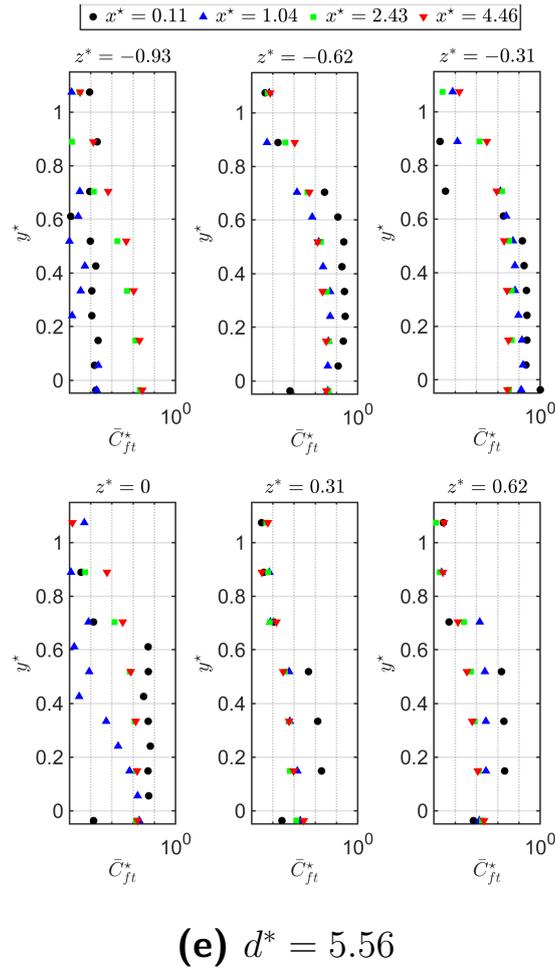


Figure 6.6 – Profils verticaux de concentration normalisée dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$.

6.2.2 Champs de concentration, vue de dessus

Nous montrons dans la Figure 6.7 une vue de dessus des cartographies des champs de concentration en nombre totale dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour des plans horizontaux choisis $y^* = -0.04$ (plan du tuyau d'échappement), 0.3 (au cœur de la zone de recirculation), 0.5 (à la frontière de la zone de recirculation) et 0.7 (en dehors de la zone de recirculation). Les points noirs représentent les points de mesure.

Dans le plan horizontal $y^* = -0.04$, plan du tuyau d'échappement (Figure 6.7a) : on constate que les niveaux les plus élevés de concentration sont mesurés le long du plan du tuyau d'échappement ($z^* = -0,31$) pour les 5 différentes distances inter-véhiculaires. Dans ce plan horizontal, les concentrations maximales ($\bar{C}_{ft}^* \gg 10^{-1}$) se trouvent dans l'axe de tuyau d'échappement $y^* = -0.04$ à des endroits proches du culot. Les valeurs de concentration supérieures à 10^{-1} sont mesurées jusqu'à $x^* = 1.04$. Au-delà de cette position, les particules se dispersent loin du corps. Contrairement aux cas VT $\varphi = 0^\circ$ la dispersion transversale des particules est moins marquée. Cependant, nous observons clairement une tendance de déviation des hautes valeurs de concentrations vers l'extérieur du bord des corps. En effet, les particules émises par le tuyau d'échappement sont déviées vers $z^* < 0$, jusqu'à $z^* = -0.68$. Alors que, pour $z^* > 0$, les niveaux de concentration restent inférieurs à 5×10^{-3} . À cette hauteur, la dispersion transversale est limitée jusqu'à

$z^* = 0.31$ indiquant que le mélange hors de cette région est assez faible.

Dans la zone de recirculation, $y^* = 0.3$ (Figure 6.3b), nous n'observons toujours pas la symétrie des champs de concentration comme dans le cas VT $\varphi = 0^\circ$. La déviation des axes tourbillonnaires vers le bas et leurs enroulements sur le culot de corps expliquent le piégeage d'une portion de particules dans la région $x^* < 0.57$. Pour $x^* > 0.57$, les particules ont tendance à se regrouper dans la demi-largeur dans laquelle se trouve le pot d'échappement ($z^* \leq 0$) et vers l'extérieur du domaine inter-véhiculaire ($z^* = 0.93$). Les structures tourbillonnaires longitudinales permettent aussi le transport des particules vers le sillage lointain. Cependant, les valeurs de concentrations dans ces plans diminuent en s'éloignant du véhicule de tête. Encore une fois, à cause de la petite taille de la zone de recirculation, la dispersion des particules vers la demi-largeur positive du corps est limitée.

Nous trouvons la même tendance dans le plan $y^* = 0.5$ avec des valeurs moins élevées pour $x^* > 0.57$ (hors la zone de recirculation). La dissymétrie des champs de concentration est claire. En effet, la propagation transversale des particules reste limitée dans le sillage proche ($x^* < 0.57$) dans la demi-largeur négative (côté tuyau d'échappement). Ce comportement est probablement dû à l'attachement de l'écoulement sur la lunette qui induit une faible taille de la zone de recirculation ($L_r^* \simeq 0.55$). Par conséquent, les particules ne peuvent pas être piégées dans un volume important. Une autre raison peut être associée à la présence de tourbillons longitudinaux qui prennent naissance sur les bords de la lunette (voir Chapitre 2). Ils empêchent les particules en les piégeant dans les plans $z^* = 0.31$ et $z^* = -0.62$. En conséquence, dans le sillage lointain ($x^* > 1.4$), les niveaux de concentration sont supérieurs à 8×10^{-3} pour $z^* \leq 0$ alors qu'ils sont inférieurs à 10^{-3} dans l'autre demi-largeur ($z^* > 0$).

Dans le plan $z^* = 0.7$, les niveaux de concentrations sont moins élevés. Ceci est dû au fait que les tourbillons ont une direction descendante. Par ailleurs, nous observons des niveaux de concentrations à proximité de 10^{-2} le long du plan de l'échappement $y^* = -0.31$ qui s'étalent jusqu'au voisinage du véhicule suiveur. Le transport transversal des particules depuis l'échappement est toujours impossible puisqu'on se trouve absolument hors la zone de recirculation.

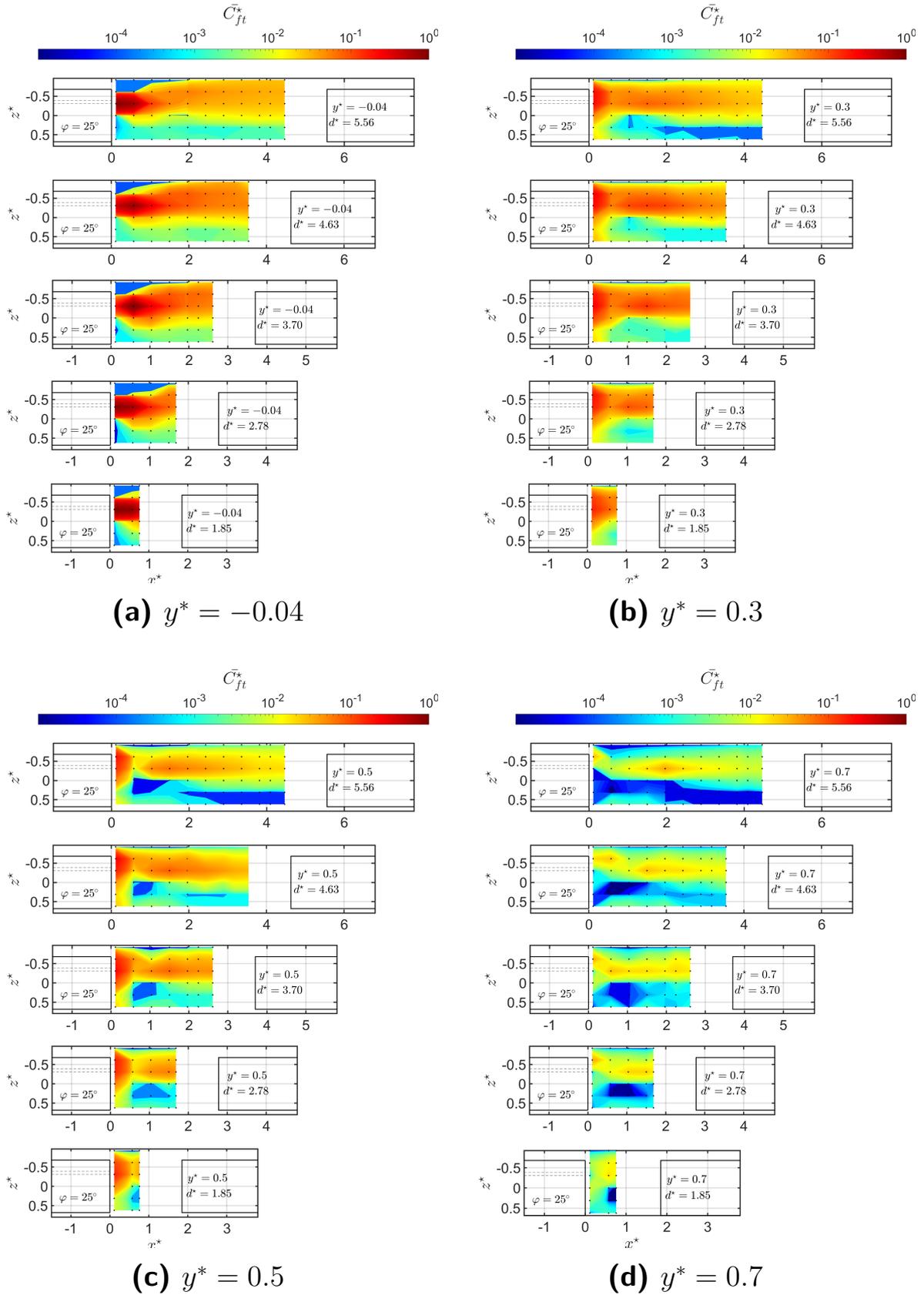
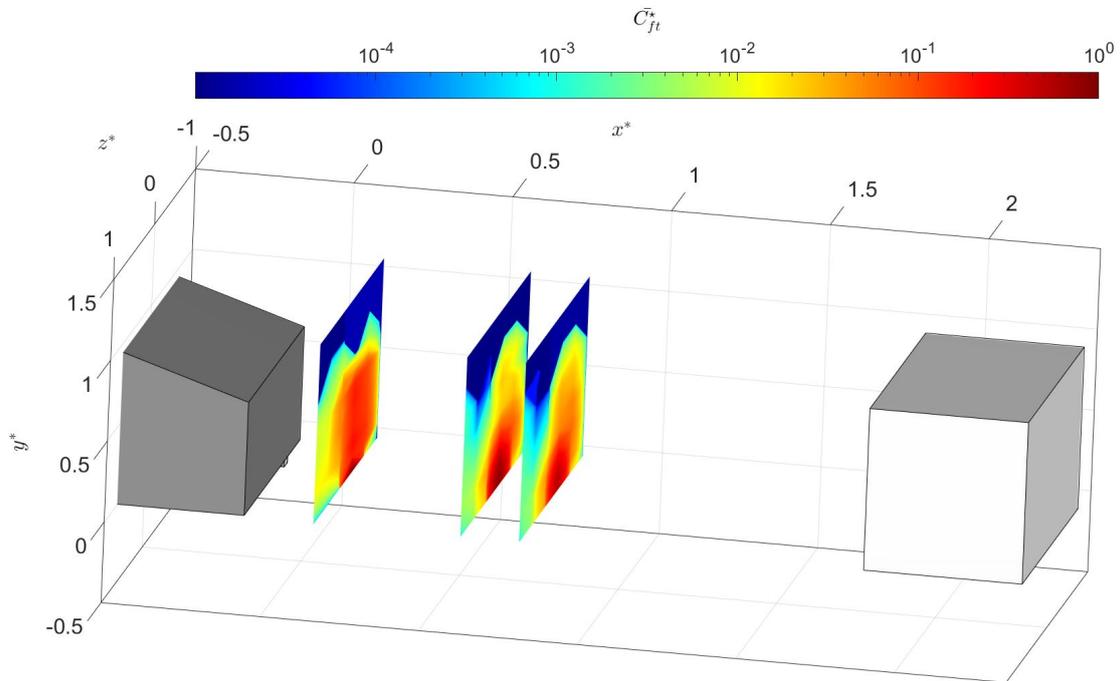


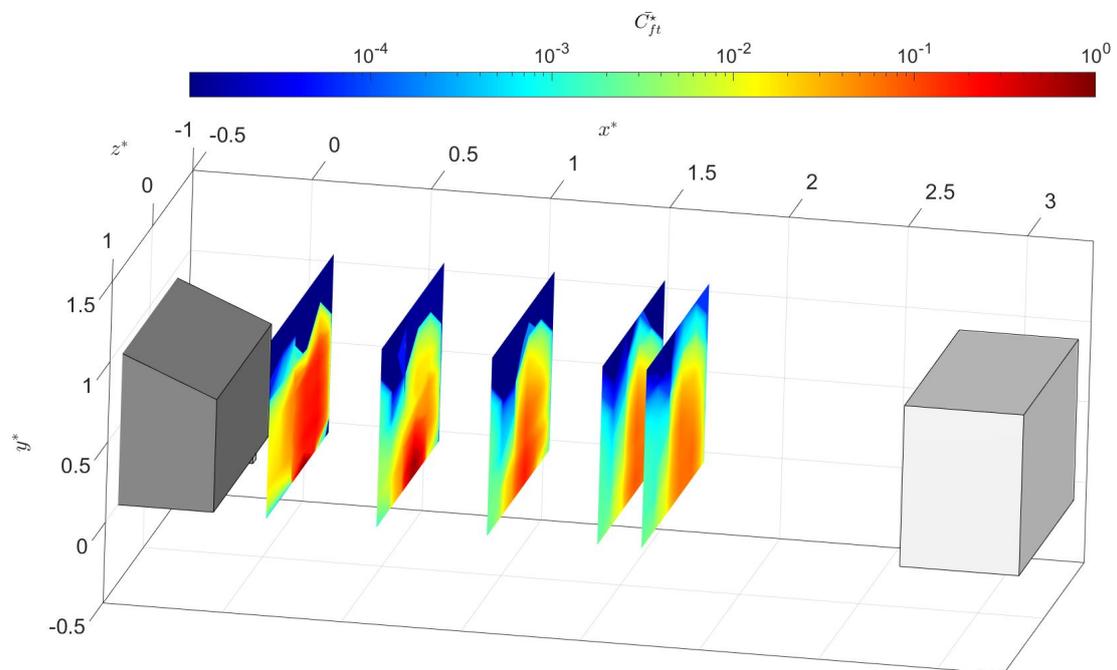
Figure 6.7 – Vue de dessus des cartographies des champs de concentration moyenne dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les cinq distances inter-véhiculaires : (a) $y^* = -0.04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = 0.3$, (c) $y^* = 0.5$ et (d) $y^* = 0.7$. Les points noirs représentent les points de mesure de concentrations.

6.2.3 Représentation en 3D des champs de concentrations

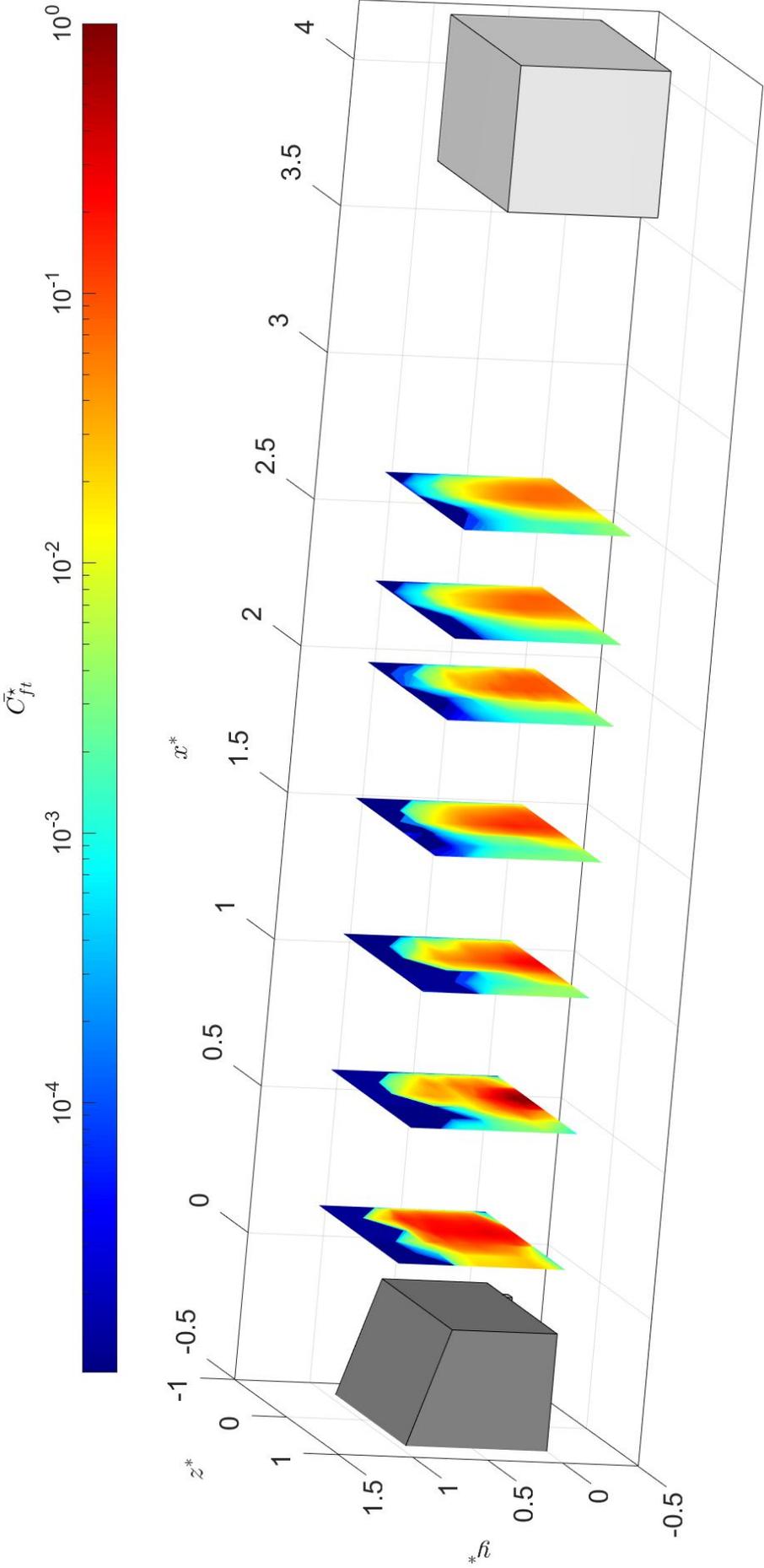
Les Figures 6.8a à 6.8e représentent en 3D l'évolution des champs de concentrations dans les différents plans de mesure transversaux. Ces figures permettent d'avoir une vue globale de la dispersion de polluants et la dissymétrie des champs de concentration évoquée ci-dessous. Tout d'abord, pour toutes les distances inter-véhiculaires, ces Figures illustrent l'attachement de l'écoulement sur l'angle d'inclinaison arrière qui est associé à la forte déviation de l'écoulement vers le bas. Ce comportement sert à limiter le volume de la zone de recirculation ($L_r^* = 0.55$). Les valeurs maximales de concentration apparaissent clairement le long de l'axe de tuyau d'échappement $y^* = -0.04$ pour $z^* = -0.31$. En plus, nous observons évidemment la dissymétrie des champs de concentration entre la demi-largeur négative ($z < 0$, côté tuyau d'échappement) et la demi-largeur positive. En effet, nous observons des niveaux de concentration dans la demi-largeur négative ($z^* < 0$) du corps 10 fois plus élevés que ceux mesurés de l'autre côté. Ceci montre que les particules sont propagées depuis la sortie de tuyau d'échappement vers la demi-largeur contenant le tuyau d'échappement. En très proche du culot $x^* = 0.11$, nous observons un transport vertical de particules vers le haut ($y^* < 0.46$). Loin du sillage, les niveaux de concentration diminuent progressivement.



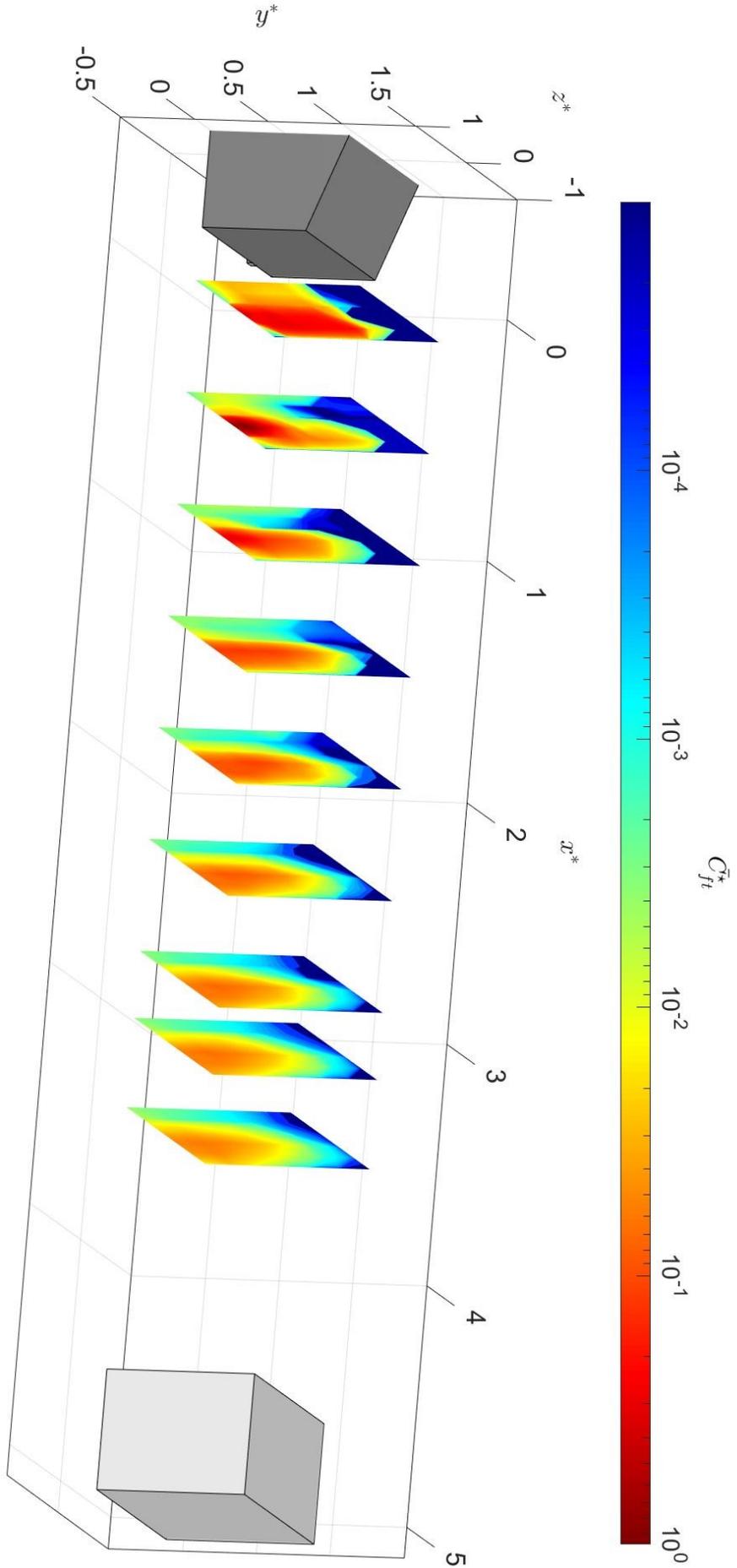
(a) $d^* = 1.85, x^* = 0.11, 0.57$ et 0.76



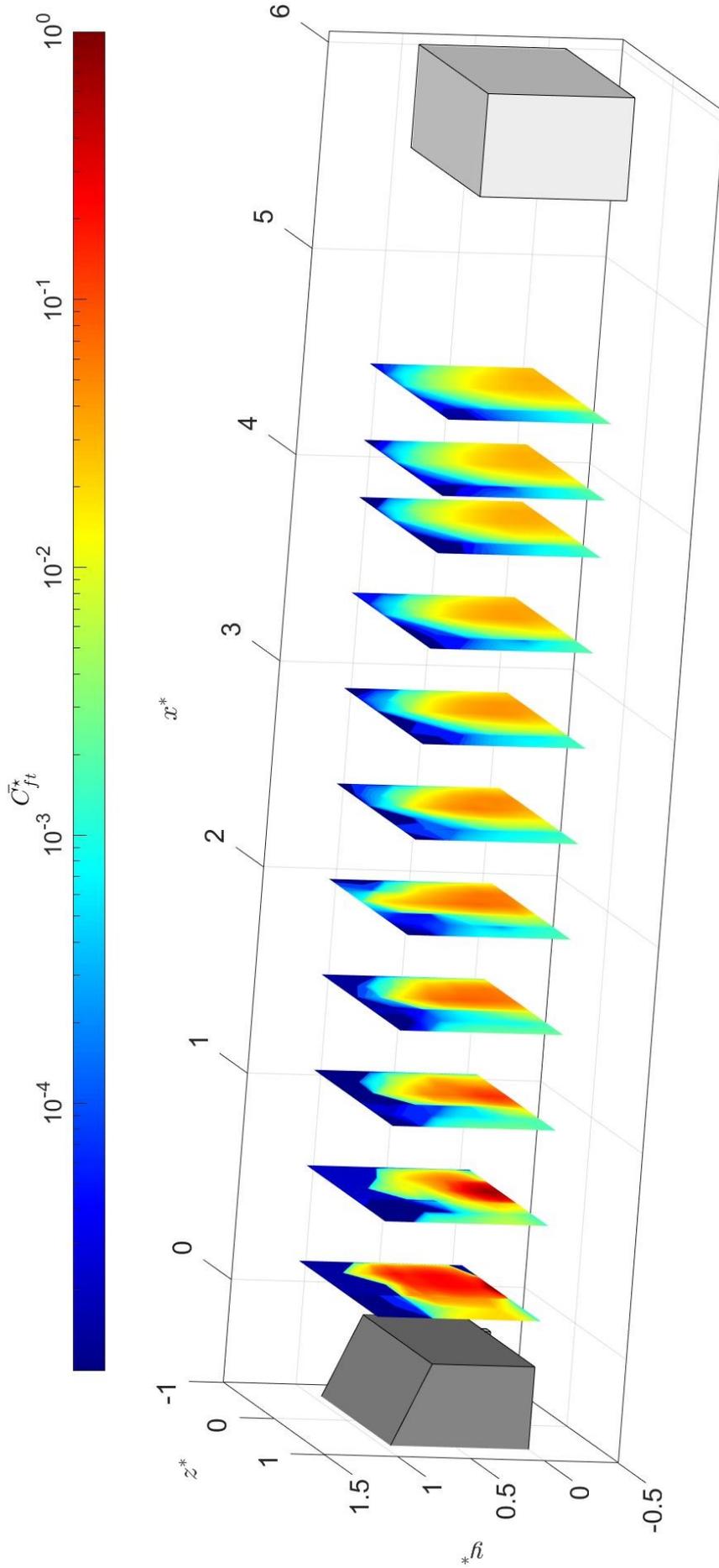
(b) $d^* = 2.78, x^* = 0.11, 0.57, 1.04, 1.5$ et 1.69



(c) $d^* = 3.70, x^* = 0.11, 0.57, 1.04, 1.5, 1.96, 2.43$ et 2.61



(d) $d^* = 4.63, x^* = 0.11, 0.57, 1.04, 1.5, 1.96, 2.43, 2.85, 3.16$ et 3.54



(e) $d^* = 5.56, x^* = 0.11, 0.57, 1.04, 1.5, 1.96, 2.43, 2.85, 3.35, 4.09$ et 4.46

Figure 6.8 – Représentation en 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale (\bar{C}_{ft}^*) pour les cinq distances inter-véhiculaires dans les sillages des maquettes VT $\varphi = 25^\circ$.

6.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté et analysé les résultats issus des mesures des champs de concentration moyenne en nombre totale réalisées dans les sillages des corps VT $\varphi = 0^\circ$ et 25° en présence d'un véhicule suiveur pour cinq distances inter-véhiculaires $d^* = 1.85, 2.78, 3.70, 4.63$ et 5.56 . Nous avons montré des vues de profil de ces champs normalisés par la valeur maximale mesurée à la sortie de l'échappement pour chaque configuration dans les plans $z^* = -0.31, 0$ et 0.31 , des profils de concentration à certains endroits, des vues de dessus pour quatre plan horizontaux $y^* = -0.04, 0.3, 0.5$ et 0.7 et pour terminer des représentations en 3D de l'évolution des champs de concentration.

Dans un premier temps, nous avons discuté des résultats correspondant aux cas VT $\varphi = 0^\circ$. Les valeurs maximales de concentrations sont toujours mesurées dans le plan de tuyau d'échappement $z^* = -0.31$, suivant l'axe d'emplacement $y^* = -0.04$. La zone de recirculation dont la longueur est d'environ $L_r^* = 1.4$ favorise légèrement le mélange et la dispersion des particules même si l'éjection se déroule en dessous de la zone de recirculation. Plus précisément, le tourbillon inférieur a le rôle de transporter une portion de particules au cœur de la zone de recirculation où une portion de particules est transportée vers le haut de corps par le tourbillon supérieur. Une autre portion de particules sera dispersée transversalement de part et d'autre de l'échappement. Ceci conduit à une tendance d'homogénéisation de particules en aval des corps à culot droit.

Les résultats pour les cas VT $\varphi = 25^\circ$ montrent clairement l'effet de la forte déviation de l'écoulement vers le bas (effet 'downwash'). En effet, la faible taille de zone de recirculation sert à limiter le mélange et le transport de particules vers le haut des corps. Nous avons vu que les niveaux élevés de concentrations sont mesurés en dessous de $y^* = 0.46$. Les tourbillons longitudinaux permettent d'emprisonner les particules pour qu'elles soient transportées loin du culot et aussi vers l'extérieur du domaine inter-véhiculaire. Nous avons remarqué une dissymétrie des champs de concentration d'un côté et de l'autre de plan de l'échappement. Les niveaux de concentration C_{ft}^* dans la demi-largeur positive sont largement inférieurs à 10^{-2} .

Quatrième partie

Conclusion générale et perspectives

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans cette thèse, l'objectif initial était la caractérisation de la dispersion de polluants, en particulier les particules ultra fines issues des pots d'échappement d'un véhicule automobile en présence d'un véhicule suiveur. L'influence de la distance inter-véhiculaire sur les champs de concentrations est déterminée. Pour ce faire, les liens entre les champs de concentration en nombre de particules et les propriétés des écoulements des sillages de modèles simplifiés des véhicules automobiles en présence d'un véhicule suiveur sont rapprochés. Ces données permettent d'aider dans le futur à trouver des solutions pour diminuer l'exposition des usagers des véhicules suiveurs, cyclistes et piétons aux niveaux des concentrations en nombre de particules.

Dans la littérature, nous trouvons un manque de données au niveau de l'influence d'un véhicule suiveur sur la dispersion des particules ultra fines issues des gaz des échappements. Les mesures de concentrations sont essentiellement réalisées aux abords des routes (CARPENTIERI et al. 2012), ou dans les habitacles des voitures (MEHEL et MURZYN 2015). Ainsi, la plupart des études dans la littérature comme K. RICHARDS (2002), GOSSE (2005), KANDA et al. (2006a) et ESKRIDGE et RAO (1986) portaient sur la dispersion d'un polluant gazeux dans le sillage d'un modèle simplifié de véhicule mais ne penchent pas au cas d'un polluant particulaire. Concernant l'étude des propriétés des sillages des véhicules, RODRIGUEZ (2018), THACKER (2010) et LAHAYE (2014) portaient sur la caractérisation des écoulements des sillages des véhicules en absence d'un véhicule suiveur. Jusqu'à présent, il existe l'étude de ESSEL et al. (2020) qui traite de la question du sillage entre deux véhicules à une distance fixe $2.72h_c$ où h_c est la hauteur de la maquette simplifiée d'automobile.

Notre démarche consiste à étudier dans un premier temps les propriétés des écoulements des sillages entre deux véhicules pour six distances inter-véhiculaires. Dans un second temps, les champs de concentration en nombre de PUF sont caractérisés.

Le manuscrit de thèse est composé de trois grandes parties.

La première partie comporte deux chapitres : Tout d'abord, le chapitre 1 fait l'objet d'une synthèse bibliographique dédiée aux caractéristiques de la pollution atmosphérique en particulier celle causée par les particules fines et ultra fines. Nous avons listé dans un premier temps les différentes sources des polluants atmosphériques. Parmi eux, le trafic routier présente une source majeure surtout dans les zones urbaines. En second temps, nous avons identifié les principaux polluants gazeux et particulaires en mettant en évidence leurs effets sanitaires et leurs seuils d'exposition. À partir de ces données, les PUF sont considérées les plus nuisibles pour la santé surtout lorsqu'elles sont injectées en milieu

urbain du fait de leur minuscule taille qui leur permet de s'infiltrer dans les habitacles des véhicules. Par conséquent, les occupants des véhicules suiveurs, mais également les piétons et les cyclistes, sont exposés à des niveaux élevés de concentration en nombre de PUF. C'est pourquoi, il est nécessaire de mieux comprendre la dynamique des particules émises dans le sillage d'un véhicule. Dans un dernier temps, nous avons synthétisé les résultats des études existantes dans la littérature qui portent sur la dispersion de polluants émis par des échappements des véhicules automobiles. Nous avons mis en évidence le manque de données relatif aux études de la dispersion des polluants particulaires à partir leur émission dans le sillage d'un véhicule et en présence d'un véhicule suiveur en lien avec la topologie des écoulements de sillage.

Ensuite, le chapitre 2 présente notre dispositif expérimental. Tout d'abord, nous avons identifié les forces aérodynamiques agissant sur un véhicule automobile. Ces forces dépendent de la géométrie des véhicules. En général, les véhicules peuvent être classés selon trois géométries : monocorps, bicorps et tricorps. Parmi les différents modèles simplifiés de véhicules, le corps d'Ahmed a été choisi du fait de sa capacité à reproduire les principales structures des écoulements de sillage d'un véhicule en fonction de la valeur de l'angle de la lunette arrière. Nous avons analysé la structure de l'écoulement du sillage du corps d'Ahmed. Elle est classifiée selon trois catégories : $0^\circ \leq \varphi \leq 12.5^\circ$ (type monocorps), $12.5^\circ < \varphi < 30^\circ$ (type bicorps) et $\varphi \geq 30^\circ$ (type monocorps). Dans les trois catégories, nous avons vu une structure tourbillonnaire de forme torique qui se produit en sillage proche. Cette zone est plus faible pour les corps de la deuxième catégorie ($12.5^\circ < \varphi < 30^\circ$). L'écoulement plus fortement tri-dimensionnel dans ce cas présente une forte déviation liée à l'inclinaison de la lunette arrière. Nous avons également remarqué que certains paramètres comme la garde au sol, le nombre de Reynolds et les effets de blocages permettent d'impacter la structure de l'écoulement de sillage.

La deuxième partie est composée de deux chapitres. Le chapitre 3 présente les dispositifs expérimentaux adoptés pour les trois campagnes de mesures : caractérisation de l'écoulement de sillage par LDV (2C) dans la soufflerie de l'ESTACA, caractérisation de l'écoulement par Stéréo-PIV (3C) dans la soufflerie de laboratoire CORIA et la caractérisation de la dispersion en nombre de PUF. Pour cela, nous avons décrit la soufflerie située à l'ESTACA et la veine d'essai. Nous avons décrit les maquettes des corps d'Ahmed utilisées. Elles sont conçues à l'échelle $\kappa = 0.19$ et la garde au sol mesure 15 mm de hauteur ($h_g^* = 0.28$). Deux maquettes sont utilisées dont l'une ayant un angle de lunette arrière $\varphi = 0^\circ$ et l'autre $\varphi = 25^\circ$. Le tuyau d'échappement qui est collé en dessous de la demi-largeur négative de corps a un diamètre intérieur $\phi = 4$ mm. Ensuite, nous avons décrit le système LDV utilisé pour les mesures de vitesses (2C), et le générateur de fumée pour les particules d'ensemencement. Ensuite, nous avons présenté les systèmes utilisés pour la mesure des champs de concentration en nombre des PUF. Le système PALAS a été utilisé pour la génération des PUF et le granulomètre ELPI est utilisé pour collecter les particules émises. Les particules sont collectées grâce à trois sondes d'aspiration de différentes longueurs de coudes. Le diamètre intérieur des sondes est 4 mm. Nous avons aussi montré l'emplacement de la sonde dans la veine d'essai. Enfin, nous avons décrit la soufflerie située au laboratoire CORIA et le système de Stéréo-PIV utilisé pour les mesures de vitesses en 3C. Un système ND YAG LASER de 150 W (max 50 kHz) et deux caméras associées aux deux objectifs (80-200mm f/4) sur la monture Scheimpflug sont placées de part et d'autre de la nappe LASER.

Dans le chapitre 4, nous avons évoqué les techniques d'acquisition et les méthodes de traitement des données brutes obtenues par LDV, ELPI et la Stéréo-PIV. La première

section est consacrée aux mesures monophasiques par LDV en absence du tuyau d'échappement. Dans un premier temps, nous avons défini la vitesse de l'écoulement incident dans la soufflerie U_∞ . Elle a été choisie de façon à respecter le rapport entre la vitesse d'un véhicule dans un milieu urbain (50 km) et la vitesse des particules émises. Ce qui induit une vitesse $U_{infty} = 14.3 \text{ m s}^{-1}$. Dans un second temps, nous avons défini le maillage correspondant pour les mesures en cas d'un véhicule seul et en présence d'un véhicule suiveur. Six distances inter-véhiculaires d/h_c ont été choisies : 0.93, 1.85, 2.78, 3.70, 4.63 et 5.56. Le temps d'acquisition est 90 s avec 5000 échantillons. La méthode de traitement ITTT (RODRIGUEZ et al. 2018b) est appliquée aux données brutes de LDV. La deuxième section est consacrée aux données de mesures de vitesse par la Stéréo-PIV. Nous avons montré les plans de mesures ainsi que les paramètres d'acquisition. Les mesures sont faites uniquement dans la demi-largeur positive de corps. Le nombre de plans de mesures dépend de la distance inter-véhiculaire. Pour une acquisition, 3000 paires d'images sont enregistrées par caméra.

Dans la troisième section du chapitre, nous nous sommes intéressés aux mesures de concentrations. En premier lieu, nous avons montré les réglages de système PALAS pour avoir un débit maximal de génération des PUF (6.5 L min^{-1}). En second lieu, nous avons défini le maillage spatial qui dépend de la distance inter-véhiculaire. Les mesures de concentration n'ont pas pu être réalisées pour la courte distance inter-véhiculaire $0.93h_c$ en raison de l'absence des trous sur le plancher de la veine. En troisième lieu, nous avons défini les paramètres d'acquisition par le système ELPI. Une acquisition comporte trois phases d'enregistrement : phase de fond, phase de génération (phase transitoire et de stabilisation) et phase de fin. La durée de la phase de stabilisation des concentrations dure 50 s au minimum. En dernier lieu, nous avons identifié les différentes étapes de conversion des données courants en des données de concentration. Ainsi, nous avons montré le calcul de la concentration finale (en nombre) après retranchement des niveaux mesurés dans la phase de fond.

La partie III est dédiée aux résultats des trois campagnes de mesures. Elle comporte deux chapitres.

Le chapitre 5 est attaché à la caractérisation des écoulements de sillage en absence et en présence d'un véhicule suiveur à l'aide des mesures de vitesse. Il est composé de deux grandes sections.

La première section porte sur les résultats des données des mesures de vitesse par LDV. Les grandeurs moyennes et turbulentes en aval d'un véhicule de tête ayant un angle de lunette arrière à 0° ou 25° dans le plan médian vertical $z^* = 0$ et en absence du véhicule suiveur sont analysées. Nous avons distingué deux structures tourbillonnaires qui prennent naissance dans le sillage proche des véhicules de tête. Les longueurs de recirculations L_r^* sont comparées avec la littérature. Pour VT $\varphi = 0^\circ$, $L_r^* = 1.40$. Alors que pour VT $\varphi = 25^\circ$, $L_r^* = 0.55$. Ces valeurs sont proches de celles trouvées dans la littérature où on trouve que $\bar{L}_r^* = 1.46 \pm 0.04$ pour VT $\varphi = 0^\circ$, et $\bar{L}_r^* = 0.68 \pm 0.194$ pour VT $\varphi = 25^\circ$. De même, les positions des centres des tourbillons contra-rotatifs A et B sont identifiées et montrent aussi des similarités avec la littérature. En aval d'un véhicule de tête avec un angle de lunette arrière à $\varphi = 25^\circ$, l'écoulement reste attaché sur la lunette. Ce qui provoque une forte déviation de l'écoulement vers le bas. Par conséquent, la longueur de recirculation s'est rétréci et les positions des centres des tourbillons sont déviées vers le bas et vers le culot du véhicule. D'après les résultats des grandeurs turbulentes, la couche cisailée supérieure est plus intense en aval du véhicule de tête de culot droit. Alors que, lorsque le véhicule de tête possède un angle de lunette arrière de 25° , la couche

cisaillée inférieure est plus intense. Ces résultats ont permis de valider notre dispositif expérimental et également notre méthode de traitement adoptée pour pouvoir passer à l'étude de l'interaction entre deux véhicules.

Dans la suite, nous avons caractérisé l'écoulement en aval des deux véhicules en présence d'un véhicule suiveur. Ce dernier est placé en 6 distances inter-véhiculaires évoquées au début de ce chapitre. Les cartographies des différentes grandeurs moyennes ont toujours montré une zone de déficit de vitesse dans le sillage proche du VT (pour VT $\varphi = 0^\circ$, $L_r^* = 1.44 \pm 0.03$ et pour VT $\varphi = 25^\circ$, $L_r^* = 0.55 \pm 0.05$). Dans cette zone, deux tourbillons contra-rotatifs A et B prennent naissance. Le tourbillon supérieur A est dans le sens horaire et le tourbillon inférieur B est dans le sens anti-horaire. La longueur de recirculation est plus importante lorsque le véhicule de tête est de culot droit. Par ailleurs, pour un VT ayant un culot droit, la zone de recirculation occupe toute la distance inter-véhiculaire pour $d^* \leq 1.85$. Ainsi, dans le cas d'un véhicule de tête avec un angle de lunette arrière à 25° , L_r^* est prolongée pour toute la distance inter-véhiculaire pour $d^* = 0.93$. De même que le cas d'un véhicule seul, nous observons une légère symétrie de l'écoulement par rapport à $y^* = 0.5$ pour VT $\varphi = 0^\circ$. Pour VT $\varphi = 25^\circ$, nous avons observé que l'écoulement reste attaché sur la lunette arrière. Ce qui induit une déviation de l'écoulement vers le bas. Cette dernière est moins marquée lorsque $d^* = 0.93$. Les fluctuations turbulentes ont montré une dominance des valeurs élevées dans la couche de cisaillement supérieure en aval d'un véhicule de tête de 0° . Dans le cas de VT avec un angle de lunette arrière à 25° , l'activité tourbillonnaire prend naissance dans la couche de cisaillement inférieure. À partir de la compilation des grandeurs moyennes et turbulentes, nous avons remarqué une faible influence du véhicule suiveur sur l'écoulement lorsque celui-ci est placée à $d^* \geq 2.78$ en aval d'un véhicule de tête de culot droit. Alors que, la présence du véhicule suiveur à $d^* \geq 1.85$ derrière le véhicule de tête ayant un culot incliné (25°) ne présente pas un majeur effet sur les propriétés de l'écoulement de sillage.

Dans la deuxième section du chapitre 5, nous avons montré les résultats des mesures de vitesses par la Stéréo-PIV pour les mêmes configurations et dans des conditions expérimentales similaires. Nous avons comparé tout d'abord les résultats avec ceux obtenus par LDV. Nous avons observé de fortes similarités entre les grandeurs moyennes (\bar{u}^*) et turbulentes (u'^*). Ensuite, les données complémentaires sur la composante transversale du vecteur vitesse sont présentées. Les champs de \bar{w}^* indiquent que l'écoulement tend à se diriger vers l'intérieur dans le cas VT $\varphi = 0^\circ$. Au contraire, dans le cas d'un véhicule de tête à culot incliné (25°), on observe que l'écoulement tend à diriger vers l'extérieur pour $0 \leq z^* \leq 0.5$. Les positions des centres tourbillonnaires dans des différents plans horizontaux sont identifiées. Ces derniers complètent la forme torique de la zone de recirculation dans les sillages proches. Les fortes fluctuations w'^* se trouvent en aval des centres des tourbillons verticaux. Les intensités de w'^* possèdent des valeurs similaires à celles des u'^* et v'^* . Finalement, nous avons souligné un comportement de bi-stabilité derrière le véhicule de tête à culot droit lorsque le véhicule suiveur est placé à $d^* = 0.93$. Ce phénomène de bi-stabilité est aléatoire et ne montre pas une fréquence précise. Les acquisitions des mesures de w pendant une durée de 5 minutes derrière un véhicule à culot droit et incliné pour différentes distances inter-véhiculaires montrent que le comportement de bi-stabilité ne prend naissance que dans le cas mentionné ci-dessus (VT $\varphi = 0^\circ$, $d^* = 0.93$). Cette observation est peut être reliée à la présence du véhicule suiveur au cœur de la zone de recirculation, confirmant les résultats de GRANDMANGE et al. (2013) et VOLPE et al. (2015).

Enfin, les résultats des mesures de concentration en nombre totale des PUF dans l'es-

pace inter-véhiculaire sont analysés dans le chapitre 6. Les valeurs maximales de concentration sont toujours mesurées le long du tuyau d'échappement $y^* = -0.04$ et dans son plan d'emplacement $z^* = -0.31$. La zone de recirculation identifiée dans le chapitre 5 est un élément important pour le mélange et la dispersion des PUF. Bien que l'éjection des PUF se fait en dessous de la zone de recirculation, le tourbillon inférieur B permet le transport d'une portion des particules au cœur de la zone de recirculation. Ensuite, le tourbillon supérieur A permet de transporter les particules plus haut. Les structures tourbillonnaires permettent par le même processus le transport des particules de part et d'autre du plan du tuyau d'échappement $z^* = -0.31$. Lorsque le véhicule de tête est de culot droit, la zone de recirculation qui possède une longueur moyenne de $1.44h_c$ aide à favoriser le mélange et la dispersion des PUF. Ce qui induit une tendance à une homogénéisation des PUF dans le sillage. Dans le cas d'un véhicule de tête avec un angle de lunette arrière à 25° , la forte déviation de l'écoulement vers le bas et la faible longueur de la zone de recirculation limitent le mélange et la dispersion des PUF. En effet, le transport vertical des PUF est faible en haut de $y^* = 0.46$ en raison de présence des tourbillon supérieur à $y^* = 0.37$. Par ailleurs, la présence des tourbillons longitudinaux dans ce cas empêche les PUF à se disperser à l'extérieur en les piégeant dans le domaine inter-véhiculaire.

En perspectives, l'étude de la dispersion des particules ultrafines a mis en évidence l'impact de l'angle d'inclinaison arrière sur la dynamique des particules. Par contre, dans nos mesures, nous n'avons pas considéré des particules chauffées. Pour cela, une étude de dispersion de PUF en prenant en compte l'influence de la thermophorèse (effets des gradients de température) permettra de mieux caractériser leur dynamique dans le sillage de véhicule. L'objectif sera donc de rapprocher du cas des particules émises par un véhicule automobile dans un milieu urbain. Ensuite, dans le cas de nos mesures, un seul tuyau d'échappement est considéré. L'étude de la dispersion des PUF dans le cas de deux tuyaux d'échappement permettra d'évaluer les niveaux de concentrations qui peuvent s'infiltrer dans l'habitacle de véhicule suiveur. Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés au nombre totale finale des particules, une étude granulométrique des particules émises permettra ainsi d'évaluer les taux de concentrations de particules aux regards de leur diamètre aérodynamique.

Concernant les études à approfondir, il sera nécessaire d'examiner le développement des structures tourbillonnaires surtout que nous avons remarqué qu'elles présentent des impacts sur la dynamique de la dispersion des polluants. Une étude des champs des vitesses instationnaires permettra d'approfondir sur ces connaissances. Ce qui permettra ainsi de corrélérer les champs instationnaires de vitesse avec ceux de concentrations au cas où la résolution temporelle est augmentée. Un intérêt pourra être dédié aux conditions expérimentales telles que la vitesse incidente de l'écoulement et la garde au sol. Par ailleurs, l'analyse en détail du phénomène de bi-stabilité semble intéressante.

Finalement, le développement d'un modèle numérique sera une importante tâche à évoquer. La confrontation des résultats expérimentaux par des résultats lors des simulations numériques peut apporter des informations complémentaires et une vue plus complète des champs de vitesse surtout dans les zones non accessibles par les mesures expérimentales.

BIBLIOGRAPHIE

- ABDUL-KHALEK, Imad S, David B KITTELSON et Fred BREAR (1998). « Diesel trap performance : Particle size measurements and trends ». In : *SAE transactions*, p. 1647-1660.
- ABELSOHN, Alan, Margaret D SANBORN, Barry J JESSIMAN et Erica WEIR (2002). « Identifying and managing adverse environmental health effects : 6. Carbon monoxide poisoning ». In : *CMAJ* 166.13, p. 1685-1690. ISSN : 0820-3946.
- AHMED, SR (déc. 1983). « Influence of base slant on the wake structure and drag of road vehicles ». In : *Journal of Fluids Engineering* 105.4, p. 429-434. ISSN : 0098-2202. DOI : 10.1115/1.3241024.
- AHMED, Syed R, G RAMM et G FALTIN (1984). « Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake ». In : *SAE Transactions* 93, p. 473-503. ISSN : 0096736X. (Visité le 05/12/2022).
- Bilan 2019 de la qualité de l'air en Île-de-France* (2020). 02.
- Les particules* (avr. 2021). 02. URL : https://www.airparif.asso.fr/sites/default/files/pdf/AirparifDossier2_particules.pdf.
- AIT ALI YAHIA, Lyes (2016). « Etude expérimentale de l'influence de la morphologie des agrégats de suies sur leur comportement thermophorétique ». Thèse de doct. Paris Est.
- ALGIERI, Angelo, Sergio BOVA et Carmine DE BARTOLO (mars 2005). « Experimental and numerical investigation on the effects of the seeding properties on LDA measurements ». In : *Journal of Fluids Engineering* 127.3, p. 514-522. ISSN : 0098-2202. DOI : 10.1115/1.1899167.
- Avis de l'Agence nationale de sécurité sanitaire de l'alimentation, de l'environnement et du travail relatif à « la modification des seuils de déclenchement des procédures préfectorales en cas d'épisodes de pollution de l'air ambiant »* (sept. 2021). 2020-SA-0110.
- ARMELLE, Baeza, Blanchard MYRIAM, Garçon GUILLAUMZ, Jacquemin BÉNÉDICTEN et Mulot JEAN-ULRICH (juill. 2019). *Effets sanitaires des particules de l'air ambiant extérieur selon les composés, les sources et la granulométrie*. Saisine n°2014-SA-0156.
- AUGUSTIN, Colette, Favez OLIVIER, Marchand CAROLINE, Marlière FABRICE, Meleux FRÉDÉRIC, Ustache AURÉLIEN et Aurélie Le MOULEC (oct. 2021). *Bilan de la qualité de l'air extérieur en France en 2020*. URL : https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/sites/default/files/2021-10/datalab_95_bilan_qualite_air_exterieur_france_octobre2021.pdf.

- BEJI, Asma (oct. 2020). « Caractérisation physico-chimique des particules émises hors échappement par le trafic routier ». Thèse de doct. Université de Lyon, p. 230.
- BRANIŠ, Martin, Jana VYŠKOVSKÁ, Marek MALÝ et Jan HOVORKA (déc. 2010). « Association of size-resolved number concentrations of particulate matter with cardiovascular and respiratory hospital admissions and mortality in Prague, Czech Republic ». In : *Inhalation Toxicology* 22.sup2, p. 21-28. DOI : 10.3109/08958378.2010.504758.
- BRINES, M, Manuel DALL'OSTO, DCS BEDDOWS, RM HARRISON, Francisco GÓMEZ-MORENO, L NÚÑEZ, Begona ARTINANO, Francesca COSTABILE, Gian Paolo GOBBI, Farhad SALIMI et al. (2015). « Traffic and nucleation events as main sources of ultrafine particles in high-insolation developed world cities ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 15.10, p. 5929-5945. DOI : 10.5194/acp-15-5929-2015.
- BROOK, Robert D, Sanjay RAJAGOPALAN, C Arden POPE III, Jeffrey R BROOK, Aruni BHATNAGAR, Ana V DIEZ-ROUX, Fernando HOLGUIN, Yuling HONG, Russell V LUEPKER, Murray A MITTLEMAN et al. (2010). « Particulate matter air pollution and cardiovascular disease : an update to the scientific statement from the American Heart Association ». In : *Circulation* 121.21, p. 2331-2378.
- BRUNEKREEF, Bert, Nicole AH JANSSEN, Jeroen de HARTOG, Hendrik HARSSEMA, Mirjam KNAPE et Patricia van VLIET (1997). « Air pollution from truck traffic and lung function in children living near motorways ». In : *Epidemiology*, p. 298-303.
- Bulletin technique EA103 - Soufflerie subsonique à aspiration et accessoires* (2006). Anglais, p. 49.
- BURNETT, Richard, Hong CHEN, Mieczysław SZYSZKOWICZ, Neal FANN, Bryan HUBBELL, C Arden POPE, Joshua S APTE, Michael BRAUER, Aaron COHEN, Scott WEICHENTHAL et al. (sept. 2018). « Global estimates of mortality associated with long-term exposure to outdoor fine particulate matter ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 115.38, p. 9592-9597. DOI : 10.1073/pnas.1803222115.
- BUSECK, Peter R et Kouji ADACHI (déc. 2008). « Nanoparticles in the atmosphere ». In : *Elements* 4.6, p. 389-394. ISSN : 1811-5209. DOI : 10.2113/gselements.4.6.389.
- CAMELLO BARROS, Diogo (2015). « Wake and Drag Manipulation of a Bluff Body Using Fluidic Forcing ». Thèse de doct. Ecole Nationale Supérieure de Mécanique, p. 97.
- CARPENTIERI, Matteo, Prashant KUMAR et Alan ROBINS (déc. 2012). « Wind tunnel measurements for dispersion modelling of vehicle wakes ». In : *Atmospheric Environment* 62, p. 9-25. DOI : 10.1016/j.atmosenv.2012.08.019.
- CASTILLEJOS, Margarita, Victor H BORJA-ABURTO, Douglas W DOCKERY, Diane R GOLD et Dana LOOMIS (2000). « Airborne coarse particles and mortality ». In : *Inhalation Toxicology* 12.sup1, p. 61-72. DOI : 10.1080/0895-8378.1987.11463182.
- CHEREMISINOFF, Paul N (2018). *Air pollution control and design for industry*. Routledge.
- COHEN, Aaron J, Michael BRAUER, Richard BURNETT, H Ross ANDERSON, Joseph FROSTAD, Kara ESTEP, Kalpana BALAKRISHNAN, Bert BRUNEKREEF, Lalit DANDONA, Rakhi DANDONA et al. (2017). « Estimates and 25-year trends of the global burden of disease attributable to ambient air pollution : an analysis of data from the Global Burden of Diseases Study 2015 ». In : *The Lancet* 389.10082, p. 1907-1918.
- COLLIN, Christopher, Steffen MACK, Thomas INDINGER et Joerg MUELLER (juin 2016). « A numerical and experimental evaluation of open jet wind tunnel interferences using the DrivAer reference model ». In : *SAE International Journal of Passenger Cars-Mechanical Systems* 9.2, p. 657-680.

- COLVILLE, RN, Emma Jane HUTCHINSON, JS MINDELL et RF WARREN (2001). « The transport sector as a source of air pollution ». In : *Atmospheric Environment* 35.9, p. 1537-1565. DOI : 10.1016/S1352-2310(00)00551-3.
- CORALLO, Matthew, John SHERIDAN et Mark Christopher THOMPSON (déc. 2015). « Effect of aspect ratio on the near-wake flow structure of an Ahmed body ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 147, p. 95-103. DOI : 10.1016/j.jweia.2015.09.006.
- COUDRAY, Nicolas, Alain DIETERLEN, Estelle ROTH et Gwénaëlle TROUVÉ (2009). « Density measurement of fine aerosol fractions from wood combustion sources using ELPI distributions and image processing techniques ». In : *Fuel* 88.5, p. 947-954. DOI : 10.1016/j.fuel.2008.12.013.
- COUDRAY, Nicolas, Alain DIETERLEN, Loïc VIDAL, Estelle ROTH, Gwénaëlle TROUVÉ et Sophie BISTAC (2008). « Image processing nanoparticle size measurement for determination of density values to correct the ELPI measures ». In : *Precision engineering* 32.2, p. 88-99. DOI : 10.1016/j.precisioneng.2007.04.009.
- CZARSKE, JW (2006). « Laser Doppler velocimetry using powerful solid-state light sources ». In : *Measurement Science and Technology* 17.7, R71. DOI : 10.1088/0957-0233/17/7/R01.
- D'ORLYÉ, Fanny (nov. 2008). « Caractérisation physicochimique par électrophorèse capillaire de nanoparticules magnétiques, anioniques et cationiques : distribution de taille, densité de charge et coefficient de diffusion collectif ». Thèse de doct. Chimie Paris-Tech, p. 216.
- DAVIES, CN (1945). « Definitive equations for the fluid resistance of spheres ». In : *Proceedings of the Physical Society* 57.4, p. 259. DOI : 10.1088/0959-5309/57/4/301.
- DEGOBERT, Paul (1995). *Automobile et pollution*. Editions OPHRYS.
- DEKATI (2010). *ELPI User manual*. Version v4.11, p. 148.
- DEL CAMPO, V, Daniele RAGNI, Daniel MICALLEF, Busra AKAY, Francisco Javier DIEZ et C SIMÃO FERREIRA (2014). « 3D load estimation on a horizontal axis wind turbine using SPIV ». In : *Wind Energy* 17.11, p. 1645-1657. DOI : 10.1002/we.1658.
- DEMNATI, Imane (oct. 2011). « Développement et caractérisation de revêtements bioactifs d'apatite obtenus par projection plasma à basse énergie : application aux implants biomédicaux ». 2011INPT0084. Thèse de doct. Institut National Polytechnique de Toulouse, p. 247. DOI : 10.13140/2.1.3720.5280.
- DOCKERY, Douglas W, Joel SCHWARTZ et John D SPENGLER (1992). « Air pollution and daily mortality : associations with particulates and acid aerosols ». In : *Environmental Research* 59.2, p. 362-373. DOI : 10.1016/S0013-9351(05)80042-8.
- DRAIN, Leslie E (1980). *The laser Doppler techniques*.
- DUELL, Edward G et AR GEORGE (jan. 1999). « Experimental study of a ground vehicle body unsteady near wake ». In : *SAE transactions* 108, p. 1589-1602. ISSN : 0096736X, 25771531.
- DURAND, Antoine (juin 2021). « Dispersion des particules issues du freinage des trains en stations souterraines ». Thèse de doct. Ecole centrale de Nantes.
- EDWARDS, C (2013). *Environmental pollution by pesticides*. T. 3. Springer Science & Business Media.
- ESKRIDGE, Robert E et JCR HUNT (avr. 1979). « Highway modeling. Part I : prediction of velocity and turbulence fields in the wake of vehicles ». In : *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 18.4, p. 387-400. DOI : 10.1175/1520-0450(1979)018<0387:HMPIPO>2.0.CO;2.

- ESKRIDGE, Robert E et S Trivikrama RAO (1986). « Turbulent diffusion behind vehicles : experimentally determined turbulence mixing parameters ». In : *Atmospheric Environment (1967)* 20.5, p. 851-860. DOI : 10.1016/0004-6981(86)90269-6.
- ESSEL, Ebenezer, Subhadip DAS et Ram BALACHANDAR (2020). « Effects of rear angle on the turbulent wake flow between two in-line Ahmed bodies ». In : *Atmosphere* 11.4, p. 328. ISSN : 2073-4433. DOI : 10.3390/atmos11040328.
- EULALIE, Yoann (déc. 2014). « Étude aérodynamique et contrôle de la traînée sur un corps de Ahmed culot droit ». Thèse de doct. Université de Bordeaux.
- EVANS, Douglas E, Roy M HARRISON et Jon G AYRES (2003). « The generation and characterisation of elemental carbon aerosols for human challenge studies ». In : *Journal of Aerosol Science* 34.8, p. 1023-1041. DOI : 10.1016/S0021-8502(03)00069-7.
- FONTAN, Jacques (28 avr. 2020). *Les pollutions de l'air - Encyclopédie de l'environnement*. URL : <https://www.encyclopedie-environnement.org/air/les-pollutions-de-lair/#:%7E:text=Un%20peu%20d%E2%80%99histoire%20des%20pollutions%20de%20l%E2%80%99air%20La,Christ%2C%20se%20plaignait%20de%20l%E2%80%99air%20pollu%C3%A9%20de%20Rome..>
- FUENTES, Montserrat, Hae-Ryoung SONG, Sujit K GHOSH, David M HOLLAND et Jerry M DAVIS (oct. 2006). « Spatial association between speciated fine particles and mortality ». In : *Biometrics* 62.3, p. 855-863. DOI : 10.1111/j.1541-0420.2006.00526.x.
- FURUICHI, N, T HACHIGA, K HISHIDA et M KUMADA (2000). « A flow structure at reattachment region of a two-dimensional backward-facing step by using advanced multi-point LDV ». In : *Laser Techniques Applied to Fluid Mechanics*. Springer, p. 143-156. ISBN : 978-3-642-56963-0. DOI : 10.1007/978-3-642-56963-0_10.
- GAO, Wei, Zhaowen DENG, Ying FENG et Yuping HE (2022). « On aerodynamic drag reduction of road vehicles in platoon ». In : *International Journal of Vehicle Systems Modelling and Testing* 16.1, p. 1-24. DOI : 10.1504/IJVSMT.2022.126966.
- GAYLARD, AP, A KABANOV, J JILESEN, K KIRWAN et DA LOCKERBY (2017). « Simulation of rear surface contamination for a simple bluff body ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 165, p. 13-22. ISSN : 0167-6105. DOI : 10.1016/j.jweia.2017.02.019.
- GILLIÉRON, Patrick (2002). « Contrôle des écoulements appliqué à l'automobile. État de l'art ». In : *Mécanique & Industries* 3.6, p. 515-524. DOI : 10.1016/S1296-2139(02)01197-1.
- GILLIÉRON, Patrick et Francis CHOMETON (jan. 1999). « Modelling of stationary three-dimensional separated air flows around an Ahmed reference model ». In : *ESAIM : Proceedings*. T. 7. EDP Sciences, p. 173-182. DOI : 10.1051/proc:1999016.
- GOSSE, Kévin (nov. 2005). « Etude expérimentale de la dispersion d'un scalaire passif dans le proche sillage d'un corps d'Ahed ». Thèse de doct. Université de Rouen, p. 178.
- GRANDEMANGE, Mathieu (2013). « Analyse et contrôle de sillages turbulents tridimensionnels : des cas axisymétriques aux automobiles ». 2013ESTA0002. Thèse de doct. ENSTA ParisTech, p. 228.
- GRANDEMANGE, Mathieu, Marc GOHLKE et Olivier CADOT (2013). « Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 1. Global modes and bi-stability ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 722, p. 51-84. DOI : 10.1017/jfm.2013.83.
- GRÜNHAGE, Ludger, Haakan PLEIJEL, Gina MILLS, Jürgen BENDER, Helena DANIELSSON, Yvonne LEHMANN, Jean-Francois CASTELL et Olivier BETHENOD (mars 2012). « Updated stomatal flux and flux-effect models for wheat for quantifying effects of ozone on

- grain yield, grain mass and protein yield ». In : *Environmental Pollution* 165, p. 147-157. DOI : 10.1016/j.envpol.2012.02.026.
- GUICHARD, Romain (nov. 2013). « Dynamique d'un aérosol de nanoparticules : modélisation de la coagulation et du transport d'agrégats ». Thèse de doct. Université de Lorraine, p. 264.
- GUILMINEAU, Emmanuel (2008). « Computational study of flow around a simplified car body ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96.6-7, p. 1207-1217. DOI : 10.1016/j.jweia.2007.06.041.
- GUILMINEAU, Emmanuel, GB DENG, Alban LEROYER, P QUEUTEY, Michel VISONNEAU et J WACKERS (nov. 2018). « Assessment of hybrid RANS-LES formulations for flow simulation around the Ahmed body ». In : *Computers & Fluids* 176, p. 302-319. DOI : 10.1016/j.compfluid.2017.01.005.
- HALLIWELL, NA (1993). « Laser vibrometry ». In : *Optical Methods in Engineering Metrology*. Springer Netherlands, p. 179-211. ISBN : 978-94-011-1564-3. DOI : 10.1007/978-94-011-1564-3_6.
- HEFT, Angelina I, Thomas INDINGER et Nikolaus A ADAMS (juill. 2012). « Experimental and numerical investigation of the DrivAer model ». In : *Fluids Engineering Division Summer Meeting*. T. 44755. American Society of Mechanical Engineers, p. 41-51. DOI : 10.1115/FEDSM2012-72272.
- HEUSSER, Karsten, Jens TANK, Olaf HOLZ, Marcus MAY, Julia BRINKMANN, Stefan ENGELI, André DIEDRICH, Theodor FRAMKE, Armin KOCH, Anika GROSSHENNIG et al. (mars 2019). « Ultrafine particles and ozone perturb norepinephrine clearance rather than centrally generated sympathetic activity in humans ». In : *Scientific Reports* 9.1, p. 1-10. DOI : 10.1038/s41598-019-40343-w.
- HINDS, William C (1999). *Aerosol technology : properties, behavior, and measurement of airborne particles*. John Wiley & Sons.
- HOFMAN, Jelle, Jeroen STAELENS, Rebecca CORDELL, Christoph STROOBANTS, N ZIKOVA, SML HAMA, KP WYCHE, GPA KOS, Saskia VAN DER ZEE, KL SMALLBONE et al. (avr. 2016). « Ultrafine particles in four European urban environments : Results from a new continuous long-term monitoring network ». In : *Atmospheric Environment* 136, p. 68-81. DOI : 10.1016/j.atmosenv.2016.04.010.
- HOWARD, RJA et MJBPM POURQUIE (2002). « Large eddy simulation of an Ahmed reference model ». In : *Journal of Turbulence* 3.1, p. 012. DOI : 10.1088/1468-5248/3/1/012.
- HUANG, Shunsheng, Jun TU, Hongying LIU, Ming HUA, Qilin LIAO, Jinshun FENG, Zhihua WENG et Guangming HUANG (2009). « Multivariate analysis of trace element concentrations in atmospheric deposition in the Yangtze River Delta, East China ». In : *Atmospheric Environment* 43.36, p. 5781-5790.
- HUCHO, Wolf-Heinrich (1987). *Aerodynamics of road vehicles : from fluid mechanics to vehicle engineering*, p. 576. ISBN : 978-0-7506-1267-8. DOI : 10.1016/C2013-0-01227-3.
- IWASAWA, Satoko, Yuriko KIKUCHI, Yuji NISHIWAKI, Makiko NAKANO, Takehiro MICHIKAWA, Tazuru TSUBOI, Shigeru TANAKA, Takamoto UEMURA, Ai ISHIGAMI, Hiroshi NAKASHIMA, Toru TAKEBAYASHI, Mitsuru ADACHI, Akihiro MORIKAWA, Kouichi MARUYAMA, Shoji KUDO, Iwao UCHIYAMA et Kazuyuki OMAE (déc. 2008). « Effects of SO₂ on Respiratory System of Adult Miyakejima Resident 2 Years after Returning to the Island ». In : *Journal of Occupational Health* 51, p. 38-47. DOI : 10.1539/joh.L8075.

- JANSSEN, LJ (1975). « Aerodynamische Entwicklung von VW Golf und VW Scirocco ». In : *ATZ* 77, p. 1-5.
- KANDA, Isao, Kiyoshi UEHARA, Yukio YAMAOKA, Yasuo YOSHIKAWA et Tazuko MORIKAWA (sept. 2006a). « A wind-tunnel study on exhaust gas dispersion from road vehicles—Part I : Velocity and concentration fields behind single vehicles ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 94.9, p. 639-658. DOI : 10.1016/j.jweia.2005.12.003.
- (2006b). « A wind-tunnel study on exhaust-gas dispersion from road vehicles—Part II : Effect of vehicle queues ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 94.9, p. 659-673. DOI : 10.1016/j.jweia.2006.06.002.
- KAPADIA, Sagar, Subrata ROY, Matthew VALLERO, Kenneth WURTZLER et James FORSYTHE (2004). « Detached-eddy simulation over a reference Ahmed car model ». In : *Direct and Large-Eddy Simulation V*. Springer Netherlands, p. 481-488. ISBN : 978-1-4020-2313-2. DOI : 10.1007/978-1-4020-2313-2_50.
- KEITA, Namamoudou Sidiki (déc. 2018). « Étude de la dispersion de nanoparticules dans le sillage d'obstacles : cas d'un véhicule automobile ». Thèse de doct. Université de Lorraine; Université des Sciences, des Techniques et des Technologies de Bamako, p. 174.
- KESKINEN, Jorma, Kimmo PIETARINEN et Matti LEHTIMÄKI (1992). « Electrical low pressure impactor ». In : *Journal of Aerosol Science* 23.4, p. 353-360. ISSN : 0021-8502. DOI : 10.1016/0021-8502(92)90004-F.
- KOPP, Friedrich (1994). « Doppler lidar investigation of wake vortex transport between closely spaced parallel runways ». In : *AIAA journal* 32.4, p. 805-810. DOI : 10.2514/3.12057.
- KRAJNOVIC, Sinisa et Lars DAVIDSON (juin 2003). « Numerical study of the flow around a bus-shaped body ». In : *Journal of Fluids Engineering* 125.3, p. 500-509. ISSN : 0098-2202. DOI : 10.1115/1.1567305.
- KRAJNOVIĆ, Siniša et Lars DAVIDSON (sept. 2005). « Flow around a simplified car, part 1 : large eddy simulation ». In : *Journal of Fluids Engineering* 127.5, p. 907-918. DOI : 10.1115/1.1989371.
- KULMALA, Markku, Hanna VEHKAMÄKI, Tuukka PETÄJÄ, Miikka DAL MASO, Antti LAURI, V-M KERMINEN, W BIRMILI et PH MCMURRY (2004). « Formation and growth rates of ultrafine atmospheric particles : a review of observations ». In : *Journal of Aerosol Science* 35.2, p. 143-176. DOI : 10.1016/j.jaerosci.2003.10.003.
- KUMAR, Prashant, Matthias KETZEL, Sotiris VARDOULAKIS, Liisa PIRJOLA et Rex BRITTER (2011). « Dynamics and dispersion modelling of nanoparticles from road traffic in the urban atmospheric environment—a review ». In : *Journal of Aerosol Science* 42.9, p. 580-603. DOI : 10.1016/j.jaerosci.2011.06.001.
- KUMAR, Sushil, Mukesh K VERMA et Anup K SRIVASTAVA (nov. 2013). « Ultrafine particles in urban ambient air and their health perspectives ». In : *Reviews on Environmental Health* 28.2-3, p. 117-128. DOI : 10.1515/reveh-2013-0008.
- LAHAYE, Arnaud (2014). « Caractérisation de l'écoulement autour d'un corps de Ahmed à culot droit ». 2014ORLE2019. Thèse de doct. Université d'Orléans, p. 159.
- LAU, Timothy C. W. et Graham J. NATHAN (2016). « The effect of Stokes number on particle velocity and concentration distributions in a well-characterised, turbulent, co-flowing two-phase jet ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 809, p. 72-110. DOI : 10.1017/jfm.2016.666.
- LDA calibration certificate* (2012). Anglais. 156, p. 5.

- LE GOOD, Geoffrey M et Kevin P GARRY (avr. 2004). « On the use of reference models in automotive aerodynamics ». In : *SAE 2004 World Congress & Exhibition*. SAE International. DOI : 10.4271/2004-01-1308.
- LE VERN, Mickaël (nov. 2021). « Étude expérimentale des mécanismes et des conditions d'envol des poussières. Application aux chantiers de terrassement ». Thèse de doct. École Centrale de Nantes, p. 235.
- LECLERC, Cédric (2008). « Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique ». 2008INPT012H. Thèse de doct. Institut National Polytechnique de Toulouse, p. 327.
- Les gaz d'échappement des moteurs diesel cancérogènes* (juin 2012). 213. URL : https://www.iarc.who.int/wp-content/uploads/2018/07/pr213_F.pdf.
- LI, Qing'an, Jianzhong XU, Takao MAEDA, Yasunari KAMADA, Shogo NISHIMURA, Guangxing WU et Chang CAI (2019). « Laser Doppler Velocimetry (LDV) measurements of airfoil surface flow on a Horizontal Axis Wind Turbine in boundary layer ». In : *Energy* 183, p. 341-357. ISSN : 0360-5442. DOI : 10.1016/j.energy.2019.06.150.
- LIENHART, Hermann et Stefan BECKER (2003). « Flow and turbulence structure in the wake of a simplified car model ». In : *SAE Transactions* 112, p. 785-796.
- LIU, Cong, Renjie CHEN, Francesco SERA, Ana M VICEDO-CABRERA, Yuming GUO, Shilu TONG, Micheline SZS COELHO, Paulo HN SALDIVA, Eric LAVIGNE, Patricia MATUS et al. (2019). « Ambient particulate air pollution and daily mortality in 652 cities ». In : *New England Journal of Medicine* 381.8. PMID : 31433918, p. 705-715. DOI : 10.1056/NEJMoa1817364.
- LIU, Kai, Bingfu ZHANG, Yingchao ZHANG et Y. ZHOU (avr. 2021). « Flow structure around a low-drag Ahmed body ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 913. DOI : 10.1017/jfm.2020.1136.
- LIU, Lan, Feng JI, Jianren FAN et Kefa CEN (2004). « Direct numerical simulation of particle dispersion in the flow around a circular cylinder ». In : *Journal of Thermal Science* 13.4, p. 344-349.
- MALLONE, Sandra, Massimo STAFOGGIA, Annunziata FAUSTINI, Gian Paolo GOBBI, Achille MARCONI et Francesco FORASTIERE (2011). « Saharan dust and associations between particulate matter and daily mortality in Rome, Italy ». In : *Environmental Health Perspectives* 119.10, p. 1409-1414. DOI : 10.12989/ehp.1003026.
- MANI, Muthukumara et David WHEELER (1998). « In search of pollution havens? Dirty industry in the world economy, 1960 to 1995 ». In : *The Journal of Environment & Development* 7.3, p. 215-247. DOI : 10.1177/107049659800700302.
- MARJAMÄKI, Marko, Jorma KESKINEN, Da-Ren CHEN et David YH PUI (2000). « Performance evaluation of the electrical low-pressure impactor (ELPI) ». In : *Journal of Aerosol Science* 31.2, p. 249-261. DOI : 10.1016/S0021-8502(99)00052-X.
- MARPLE, Virgil A. et Klaus WILLEKE (1976). « Impactor design ». In : *Atmospheric Environment (1967)* 10.10, p. 891-896. ISSN : 0004-6981. DOI : 10.1016/0004-6981(76)90144-X.
- MASCLLET, P et H CACHIER (nov. 1998). « L'aérosol atmosphérique. Caractéristiques physico-chimiques ». In : *Analisis* 26, p. 11-16. DOI : 10.1051/analisis:199826090011.
- MATHIEU, Jean et Julian SCOTT (2000). *An Introduction to Turbulent Flow*. Cambridge : Cambridge University Press. DOI : 10.1017/CB09781316529850.
- MCNAB, Gordon Spencer (1972). « Thermophoresis in sols ». Thèse de doct. University of British Columbia. DOI : 10.14288/1.0059245.

- MCNALLY, Jonathan, Nicolas MAZELLIER, Farrukh ALVI et Azeddine KOURTA (nov. 2019). « Control of salient flow features in the wake of a 25° -Ahmed model using microjets ». In : *Experiments in Fluids* 60.1, p. 1-17. DOI : /10.1007/s00348-018-2645-6.
- MCPHIE, Tim, Vivian LOONELA, Daniel FERRIE et Stefan DE KEERSMAECKER (juill. 2021). *Pacte vert pour l'Europe*. URL : https://ec.europa.eu/commission/presscorner/detail/fr/ip_21_3541.
- MEHEL, Amine et Frederic MURZYN (2015). « Effect of air velocity on nanoparticles dispersion in the wake of a vehicle model : Wind tunnel experiments ». In : *Atmospheric Pollution Research* 6.4, p. 612-617. DOI : 10.5094/APR.2015.069.
- MEHEL, Amine, Frédéric MURZYN, Philippe CUVELIER, Laure DEVILLE-CAVELLIN, Alexia BAUDIC, Fabrice JOLY, Béatrice PATTE-ROULAND, Emilien VARÉA et constantinos SIOUTAS (juin 2019). *Rapport final projet CAPTIHV - Caractérisation et analyse des polluants issus du transport automobile s'infiltrant dans les habitacles des véhicules*. URL : <https://www.ademe.fr/mediatheque>.
- MELLING, A (1997). « Tracer particles and seeding for particle image velocimetry ». In : *Measurement Science and Technology* 8.12, p. 1406. DOI : 10.1088/0957-0233/8/12/005.
- MELONI, Eugenio et Vincenzo PALMA (juill. 2020). « Most Recent Advances in Diesel Engine Catalytic Soot Abatement : Structured Catalysts and Alternative Approaches ». In : *Catalysts* 10, p. 745. DOI : 10.3390/catal10070745.
- MENTER, FR et M KUNTZ (2004). « Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles ». In : *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains*. Springer, p. 339-352. ISBN : 978-3-540-44419-0. DOI : 10.1007/978-3-540-44419-0_30.
- MEYERS, James F (1991). « Generation of particles and seeding ». In : *VKI, Laser Velocimetry* 1.
- MILLER, Mark R, Jennifer B RAFTIS, Jeremy P LANGRISH, Steven G MCLEAN, Pawitrabhorn SAMUTRTAI, Shea P CONNELL, Simon WILSON, Alex T VESEY, Paul HB FOKKENS, A John F BOERE et al. (avr. 2017). « Inhaled nanoparticles accumulate at sites of vascular disease ». In : *ACS Nano* 11.5, p. 4542-4552. DOI : 10.1021/acsnano.6b08551.
- MILLIKAN, Robert A (mars 1923). « Coefficients of slip in gases and the law of reflection of molecules from the surfaces of solids and liquids ». In : *Physical Review* 21.3, p. 217-238. DOI : 10.1103/PhysRev.21.217.
- MOLLER, Winfried, Kathrin FELTEN, Knut SOMMERER, Gerhard SCHEUCH, Gabriele MEYER, Peter MEYER, Karl HAUSSINGER et Wolfgang G KREYLING (mars 2008). « Deposition, retention, and translocation of ultrafine particles from the central airways and lung periphery ». In : *American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine* 177.4, p. 426-432. DOI : 10.1164/rccm.200602-3010C.
- MORAWSKA, Lidia, Zoran RISTOVSKI, ER JAYARATNE, Diane U KEOGH et Xuan LING (2008). « Ambient nano and ultrafine particles from motor vehicle emissions : Characteristics, ambient processing and implications on human exposure ». In : *Atmospheric Environment* 42.35, p. 8113-8138.
- NITHHITINGALE, Julia A, Richard MAGGS, Paul CULLINAN, Louise E DONNELLY, Duncan F ROGERS, Robert KINNERSLEY, K FAN CHUNG, Peter J BARNES, Michael ASHNORE et Anthony NEWMAN-TAYLOR (2000). « Airway inflammation after control-

- led exposure to diesel exhaust particulates ». In : *American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine* 162.1, p. 161-166.
- NUVOLI, Jonathan (fév. 2021). « Étude des mécanismes de formation des dépôts de particules appliquée à la filtration THE ». Thèse de doct. Université de Lorraine, p. 169.
- OBERDÖRSTER, Günter, Juraj FERIN et Bruce E LEHNERT (1994). « Correlation between particle size, in vivo particle persistence, and lung injury ». In : *Environmental Health Perspectives* 102.suppl 5, p. 173-179. DOI : 10.1289/ehp.102-1567252.
- OBERDÖRSTER, Günther, Zachary SHARP, Viorel ATUDOREI, Alison ELDER, Robert GELEIN, Wolfgang KREYLING et Christopher COX (juin 2004). « Translocation of inhaled ultrafine particles to the brain ». In : *Inhalation Toxicology* 16.6-7, p. 437-445. DOI : 10.1080/08958370490439597.
- Air quality guidelines for particulate matter, ozone, nitrogen dioxide and sulfur dioxide* (2006). DOI : 10.1016/0004-6981(88)90109-6.
- OUF, François-Xavier (2006). « Caractérisation des aérosols émis lors d'un incendie ». In. *PALAS DNP digital 2000 - Operating manual* (2009). Anglais. Version V001072009.
- PERRY, Anna-Kristina, Giancarlo PAVIA et Martin PASSMORE (oct. 2016). « Influence of short rear end tapers on the wake of a simplified square-back vehicle : wake topology and rear drag ». In : *Experiments in Fluids* 57, p. 1-17. DOI : 10.1007/s00348-016-2260-3.
- PLATEL, A, K PRIVAT, S TALAHARI, A DELOBEL, G DOURDIN, E GATEAU, S SIMAR, Y SALEH, J SOTTY, S ANThERIEU et al. (2020). « Study of in vitro and in vivo genotoxic effects of air pollution fine (PM_{2.5-0.18}) and quasi-ultrafine (PM_{0.18}) particles on lung models ». In : *Science of the Total Environment* 711, p. 134666. ISSN : 0048-9697. DOI : 10.1016/j.scitotenv.2019.134666.
- PLEIJEL, H, H DANIELSSON, L EMBERSON, MR ASHMORE et G MILLS (2007). « Ozone risk assessment for agricultural crops in Europe : further development of stomatal flux and flux-response relationships for European wheat and potato ». In : *Atmospheric Environment* 41.14, p. 3022-3040. DOI : 10.1016/j.atmosenv.2006.12.002.
- PODVIN, Bérengère, Stéphanie PELLERIN, Yann FRAIGNEAU, Guillaume BONNAVION et Olivier CADOT (mai 2022). « Relationship between the base pressure and the velocity in the near-wake of an Ahmed body ». In : *Physical Review Fluids* 7 (5), p. 054602. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.7.054602.
- Pollution de l'air ambiant (extérieur)* (22 sept. 2021). URL : [https://www.who.int/fr/news-room/fact-sheets/detail/ambient-\(outdoor\)-air-quality-and-health](https://www.who.int/fr/news-room/fact-sheets/detail/ambient-(outdoor)-air-quality-and-health).
- POPE, Stephen B. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge : Cambridge University Press. DOI : 10.1017/CB09780511840531.
- POPE III, C Arden (2007). « Mortality effects of longer term exposures to fine particulate air pollution : review of recent epidemiological evidence ». In : *Inhalation Toxicology* 19.suppl, p. 33-38.
- PRASAD, Ajay K (2000). « Stereoscopic particle image velocimetry ». In : *Experiments in Fluids* 29.2, p. 103-116. DOI : 10.1007/s003480000143.
- PRICE, Heather Dawn, Burkhard STAHLMECKE, Robert ARTHUR, Heinz KAMINSKI, Jorg LINDERMAN, E DÄUBER, Cristof ASBACH, Thomas AJ KUHLEBUSCH, Kelly Ann BERUBE et Timothy Peter JONES (2014). « Comparison of instruments for particle number size distribution measurements in air quality monitoring ». In : *Journal of Aerosol Science* 76, p. 48-55. DOI : 10.1016/j.jaerosci.2014.05.001.

- RADER, Daniel J (1990). « Momentum slip correction factor for small particles in nine common gases ». In : *Journal of Aerosol Science* 21.2, p. 161-168. ISSN : 0021-8502. DOI : 10.1016/0021-8502(90)90001-E.
- RANA, Sahil, Mohit Raj SAXENA et Rakesh Kumar MAURYA (mars 2022). « A review on morphology, nanostructure, chemical composition, and number concentration of diesel particulate emissions ». In : *Environmental Science and Pollution Research* 29, p. 15432-15489. DOI : /10.1007/s11356-021-15999-5.
- RATHORE, Hamir S et Leo ML NOLLET (2012). *Pesticides : evaluation of environmental pollution*. CRC Press.
- RENZI, Matteo, Francesco CERZA, Claudio GARIAZZO, Nera AGABITI, Silvia CASCINI, Riccardo DI DOMENICANTONIO, Marina DAVOLI, Francesco FORASTIERE et Giulia CESARONI (2018). « Air pollution and occurrence of type 2 diabetes in a large cohort study ». In : *Environment International* 112, p. 68-76. ISSN : 0160-4120. DOI : 10.1016/j.envint.2017.12.007.
- Résumé du troisième rapport annuel du Haut Conseil pour le Climat : RENFORCER L'ATTENUATION, ENGAGER L'ADAPTATION* (sept. 2021). URL : https://www.hautconseilclimat.fr/wp-content/uploads/2021/09/HCC_Rapport_GP_2021_web-1.pdf.
- RICHARD, Goldstein (2017). *Fluid mechanics measurements*. Routledge, p. 600. ISBN : 9781560323068. DOI : 10.1201/9780203755723.
- RICHARDS, Kathryn (2002). « Computational modelling of pollution dispersion in the near wake of a vehicle ». Thèse de doct. University of Nottingham, p. 259.
- RODRIGUEZ, Romain (oct. 2018). « Etude expérimentale de la dispersion de particules ultrafines dans le sillage de modèles simplifiés de véhicules automobiles ». Thèse de doct. École Centrale de Nantes, p. 272.
- RODRIGUEZ, Romain, Donnadiou BALOU, Emilien VAREA, Frédéric MURZYN, Amine MEHEL, Béatrice PATTE-ROULAND et Frédérique LARRARTE (sept. 2018a). « Correction des erreurs statistiques aléatoire et systématique par une nouvelle méthode de traitement LDV. Application aux écoulements de sillage du corps d'Ahmed ». In : *16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides*. CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN. Dourdan, France. URL : <https://hal.science/hal-02097682>.
- RODRIGUEZ, Romain, Frédéric MURZYN, Judicael AUBRY, Amine MEHEL et Frédérique LARRARTE (2018b). « An innovative LDV data processing method for statistical error corrections. Application to homogeneous and non-homogeneous seeding ». In : *Flow Measurement and Instrumentation* 60, p. 67-77. DOI : 10.1016/j.flowmeasinst.2018.02.011.
- RODRIGUEZ, Romain, Frédéric MURZYN, Amine MEHEL et Frédérique LARRARTE (2020). « Dispersion of ultrafine particles in the wake of car models : A wind tunnel study ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 198, p. 104109. ISSN : 0167-6105. DOI : 10.1016/j.jweia.2020.104109.
- ROUMÉAS, Mathieu, Patrick GILLIÉRON et Azeddine KOURTA (jan. 2009). « Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry ». In : *Computers & Fluids* 38.1, p. 60-70. DOI : 10.1016/j.compfluid.2008.01.009.
- SACKS, Jason D, Lindsay Wichers STANEK, Thomas J LUBEN, Douglas O JOHNS, Barbara J BUCKLEY, James S BROWN et Mary ROSS (2011). « Particulate matter-induced health effects : who is susceptible ? » In : *Environmental Health Perspectives* 119.4, p. 446-454. DOI : 10.1289/ehp.1002255.

- SAFEX Fog Generator User's guide* (2003). Anglais, p. 28.
- SAFEX Inside Fog Fluids - Binding manufacturer's declaration* (2005). Anglais, p. 2.
- SALMA, I, T BORSÓS, T WEIDINGER, P AALTO, T HUSSEIN, M DAL MASO et M KULMALA (2011). « Production, growth and properties of ultrafine atmospheric aerosol particles in an urban environment ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 11.3, p. 1339-1353. DOI : 10.5194/acp-11-1339-2011.
- SAMET, James M, Ana RAPPOLD, Donald GRAFF, Wayne E CASCIO, Jon H BERNTSEN, Yuh-Chin T HUANG, Margaret HERBST, Maryann BASSETT, Tracey MONTILLA, Milan J HAZUCHA et al. (mars 2009). « Concentrated ambient ultrafine particle exposure induces cardiac changes in young healthy volunteers ». In : *American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine* 179.11, p. 1034-1042. DOI : 10.1164/rccm.200807-10430C.
- SAMOLI, Evangelia, Massimo STAFOGGIA, Sophia RODOPOULOU, Bart OSTRO, Christophe DECLERCQ, Ester ALESSANDRINI, Julio DÍAZ, Angeliki KARANASIOU, Apostolos G KELESSIS, Alain LE TERTRE et al. (2013). « Associations between fine and coarse particles and mortality in Mediterranean cities : results from the MED-PARTICLES project ». In : *Environmental Health Perspectives* 121.8, p. 932-938. DOI : 10.1289/ehp.1206124.
- SCARANO, Fulvio et Michel L RIETHMULLER (1999). « Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset ». In : *Experiments in Fluids* 26.6, p. 513-523. DOI : 10.1007/s003480050318.
- SCHRAUFNAGEL, Dean E, John R BALMES, Clayton T COWL, Sara DE MATTEIS, Soon-Hee JUNG, Kevin MORTIMER, Rogelio PEREZ-PADILLA, Mary B RICE, Horacio RIOJAS-RODRIGUEZ, Akshay SOOD et al. (nov. 2019a). « Air pollution and noncommunicable diseases : A review by the Forum of International Respiratory Societies' Environmental Committee, Part 2 : Air pollution and organ systems ». In : *Chest* 155.2, p. 417-426. ISSN : 0012-3692. DOI : 10.1016/j.chest.2018.10.041.
- SCHRAUFNAGEL, Dean E., John R. BALMES, Sara DE MATTEIS, Barbara HOFFMAN, Woo Jin KIM, Rogelio PEREZ-PADILLA, Mary RICE, Akshay SOOD, Aneesa VANKER et Donald J. WUEBBLES (2019b). « Health Benefits of Air Pollution Reduction ». In : *Annals of the American Thoracic Society* 16.12. PMID : 31774324, p. 1478-1487. DOI : 10.1513/AnnalsATS.201907-538CME.
- SELLAPPAN, Prabu, Jonathan MCNALLY et Farrukh S ALVI (2018). « Time-averaged three-dimensional flow topology in the wake of a simplified car model using volumetric PIV ». In : *Experiments in Fluids* 59.8, p. 1-13. DOI : 10.1007/s00348-018-2581-5.
- SHI, Ji Ping et Roy M HARRISON (1999). « Investigation of ultrafine particle formation during diesel exhaust dilution ». In : *Environmental Science & Technology* 33.21, p. 3730-3736. DOI : 10.1021/es9811871.
- SNOW, Samantha J, Wan-Yun CHENG, Andres HENRIQUEZ, Myles HODGE, Virginia BASS, Gail M NELSON, Gleta CARSWELL, Judy E RICHARDS, Mette C SCHLADWEILER, Allen D LEDBETTER et al. (2018). « Ozone-induced vascular contractility and pulmonary injury are differentially impacted by diets enriched with coconut oil, fish oil, and olive oil ». In : *Toxicological Sciences* 163.1, p. 57-69. DOI : 10.1093/toxsci/kfy003.
- STANTON, Mearl F, Maxwell LAYARD, Andrew TEGERIS, Eliza MILLER, Margaret MAY, Elizabeth MORGAN et Alroy SMITH (1981). « Relation of particle dimension to carcinogenicity in amphibole asbestoses and other fibrous minerals ». In : *Journal of the National Cancer Institute* 67.5, p. 965-975. DOI : 10.1093/jnci/67.5.965.

- STÉPHANE, Barbusse et Plassat GABRIEL (2005). *Structure élémentaire d'une particule de combustion automobile*.
- STÉPHANIE, Prouvost (oct. 2022). *L'usure des freins automobiles, quels risques pour notre santé ?* French. URL : https://www.tallano-technologies.com/wp-content/uploads/2022/11/TALLANO_WHITE-PAPER_2022_FRA-FV.pdf.
- STRANGFELD, Christoph, Dirk WIESER, Hanns-Joachim SCHMIDT, Rene WOSZIDLO, Christian NAYERI et Christian PASCHEREIT (avr. 2013). « Experimental study of baseline flow characteristics for the realistic car model driver ». In : *SAE 2013 World Congress & Exhibition*. SAE International, p. 1251. DOI : 10.4271/2013-01-1251.
- TACHIE, Mark Francis (2002). « Open channel turbulent boundary layers and wall jets on rough surfaces ». Thèse de doct. University of Saskatchewan, p. 259.
- THACKER, Adrien (2010). « Contribution expérimentale à l'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement à l'arrière d'un corps de faible allongement ». 2010ORLE2079. Thèse de doct. Université d'Orléans, p. 212.
- THOMAS, Bourdrel (21 mai 2021). *Pollution de l'air : toutes les particules fines n'ont pas les mêmes effets sur la santé*. URL : <https://theconversation.com/pollution-de-lair-toutes-les-particules-fines-nont-pas-les-memes-effets-sur-la-sante-161261>.
- TIAN, Lin, Yidan SHANG, Rui CHEN, Ru BAI, Chunying CHEN, Kiao INTHAVONG et Jiyuan TU (jan. 2019). « Correlation of regional deposition dosage for inhaled nanoparticles in human and rat olfactory ». In : *Particle and Fibre Toxicology* 16.1, p. 1-17. DOI : 10.1186/s12989-019-0290-8.
- TROPEA, Cameron, Alexander L YARIN, John F FOSS et al. (2007). *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. T. 1. Springer, p. 1557. DOI : 10.1007/978-3-540-30299-5.
- TUNAY, Tural, Besir SAHIN et Veli OZBOLAT (sept. 2014). « Effects of rear slant angles on the flow characteristics of Ahmed body ». In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 57, p. 165-176. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2014.04.016.
- VAN NIEL, Guillaume, Gisela D'ANGELO et Graça RAPOSO (2018). « Shedding light on the cell biology of extracellular vesicles ». In : *Nature Reviews Molecular Cell Biology* 19.4, p. 213-228. DOI : 10.1038/nrm.2017.125.
- VENNING, James, David LO JACONO, David BURTON, Mark C THOMPSON et John SHERIDAN (2017). « The nature of the vortical structures in the near wake of the Ahmed body ». In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering* 231.9, p. 1239-1244. DOI : 10.1177/0954407017690683.
- VOLPE, Raffaele, Philippe DEVINANT et Azeddine KOURTA (2015). « Experimental characterization of the unsteady natural wake of the full-scale square back Ahmed body : flow bi-stability and spectral analysis ». In : *Experiments in Fluids* 56.5, p. 1-22. ISSN : 1432-1114. DOI : 10.1007/s00348-015-1972-0.
- WANG, Yiping, Y XIN, Zh GU, Sh WANG, Yadong DENG et Xue YANG (2014). « Numerical and experimental investigations on the aerodynamic characteristic of three typical passenger vehicles ». In : *Journal of Applied Fluid Mechanics* 7.4, p. 659-671. DOI : 10.36884/JAFM.7.04.21460.
- WASSEN, Erik, Sándor EICHINGER et Frank THIELE (2010). « Simulation of active drag reduction for a square-back vehicle ». In : *Active Flow Control II*. Springer Berlin Heidelberg, p. 241-255. ISBN : 978-3-642-11735-0. DOI : 10.1007/978-3-642-11735-0_16.

- WEST, GS et CJ APELT (1982). « The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between 104 and 105 ». In : *Journal of Fluid mechanics* 114, p. 361-377. DOI : 10.1017/S0022112082000202.
- WHO, éd. (30 juill. 2019). *Air pollution*. Anglais. URL : https://www.who.int/health-topics/air-pollution#tab=tab_2.
- WHO *global air quality guidelines* (2021). Anglais. URL : <https://apps.who.int/iris/bitstream/handle/10665/345329/9789240034228-eng.pdf>.
- WIEDENSOHLER, A (1988). « An approximation of the bipolar charge distribution for particles in the submicron size range ». In : *Journal of Aerosol Science* 19.3, p. 387-389. DOI : 10.1016/0021-8502(88)90278-9.
- WIESER, Dirk, Hanns-Joachim SCHMIDT, Stefan MUELLER, Christoph STRANGFELD, Christian NAYERI et Christian PASCHEREIT (mai 2014). « Experimental comparison of the aerodynamic behavior of fastback and notchback driver models ». In : *SAE International Journal of Passenger Cars-Mechanical Systems* 7.2014-01-0613, p. 682-691. DOI : 10.4271/2014-01-0613.
- WILEMSKI, Gerald (1984). « Composition of the critical nucleus in multicomponent vapor nucleation ». In : *The Journal of Chemical Physics* 80.3, p. 1370-1372. DOI : 10.1063/1.446822.
- WILHELM, Michelle, Jo Kay GHOSH, Jason SU, Myles COCKBURN, Michael JERRETT et Beate RITZ (2012). « Traffic-related air toxics and term low birth weight in Los Angeles County, California ». In : *Environmental Health Perspectives* 120.1, p. 132-138. DOI : 10.1289/ehp.1103408.
- WILLERT, Christian (1997). « Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows ». In : *Measurement Science and Technology* 8.12, p. 1465. DOI : 10.1088/0957-0233/8/12/010.
- WILLERT, Christian E et Morteza GHARIB (1991). « Digital particle image velocimetry ». In : *Experiments in Fluids* 10.4, p. 181-193. DOI : 10.1007/BF00190388.
- YACOBI, Nazanin R, Noah MALMSTADT, Farnoosh FAZLOLLAHI, Lucas DEMAIIO, Ronald MARCHELLETTA, Sarah F HAMM-ALVAREZ, Zea BOROK, Kwang-Jin KIM et Edward D CRANDALL (août 2010). « Mechanisms of alveolar epithelial translocation of a defined population of nanoparticles ». In : *American Journal of Respiratory Cell and Molecular Biology* 42.5, p. 604-614. DOI : 10.1165/rcmb.2009-01380C.
- YEH, Y_ et HZ CUMMINS (1964). « Localized fluid flow measurements with an He-Ne laser spectrometer ». In : *Applied Physics Letters* 4.10, p. 176-178. DOI : 10.1063/1.1753925.
- ZAKHER, B et Dalia M AMMAR (2019). « The effect of changing the slant angle of Ahmeds car model on drag coefficient for different cruise speeds ». In : *Journal of Recent Trends in Mechanics* 4.1, p. 20-38. DOI : 10.5281/zenodo.2637879.
- ZHANG, Jim, Yongjie WEI et Zhangfu FANG (oct. 2019). « Ozone Pollution : A Major Health Hazard Worldwide ». In : *Frontiers in Immunology* 10, p. 2518. DOI : 10.3389/fimmu.2019.02518.
- ZHAO, LH, C MARCHIOLI et HI ANDERSSON (2012). « Stokes number effects on particle slip velocity in wall-bounded turbulence and implications for dispersion models ». In : *Physics of Fluids* 24.2, p. 021705. DOI : 10.1063/1.3690071.
- ZHOU, Jizhi, Simiao WU, Yun PAN, Lingen ZHANG, Zhenbang CAO, Xiaoqiao ZHANG, Shinichi YONEMOCHI, Shigeo HOSONO, Yao WANG, Kokyo OH et al. (2015). « Enrichment of heavy metals in fine particles of municipal solid waste incinerator (MSWI)

fly ash and associated health risk ». In : *Waste Management* 43, p. 239-246. DOI : 10.1016/j.wasman.2015.06.026.

Annexes

CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT EN AVAL D'UN VÉHICULE SEUL

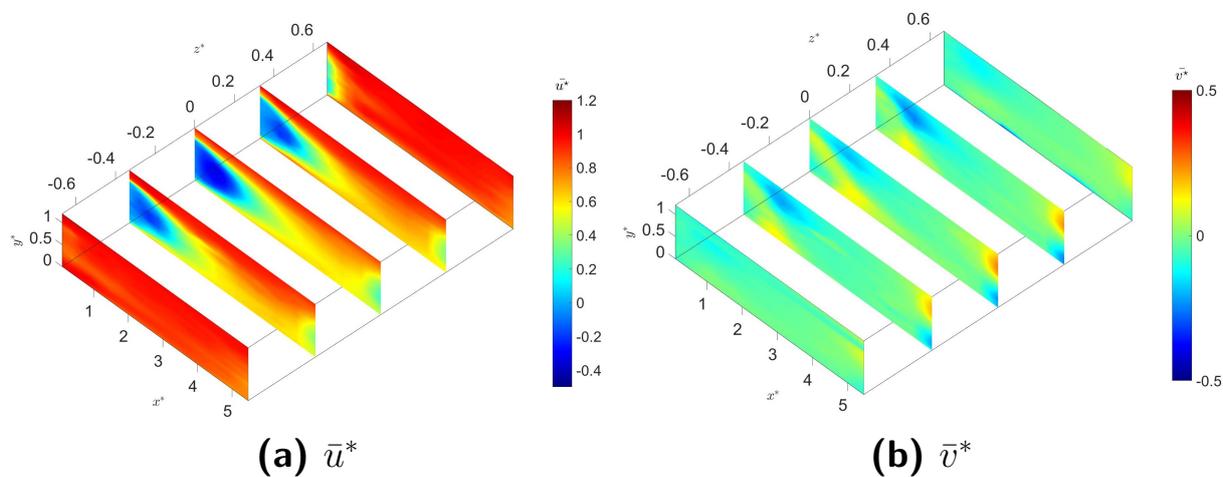
A.1 Corps à culot droit $\varphi = 0^\circ$ 

Figure A.1 – Représentation en 3D des contours 2D des champs moyennés de la vitesse longitudinale dans le sillage du corps $\varphi = 0^\circ$.

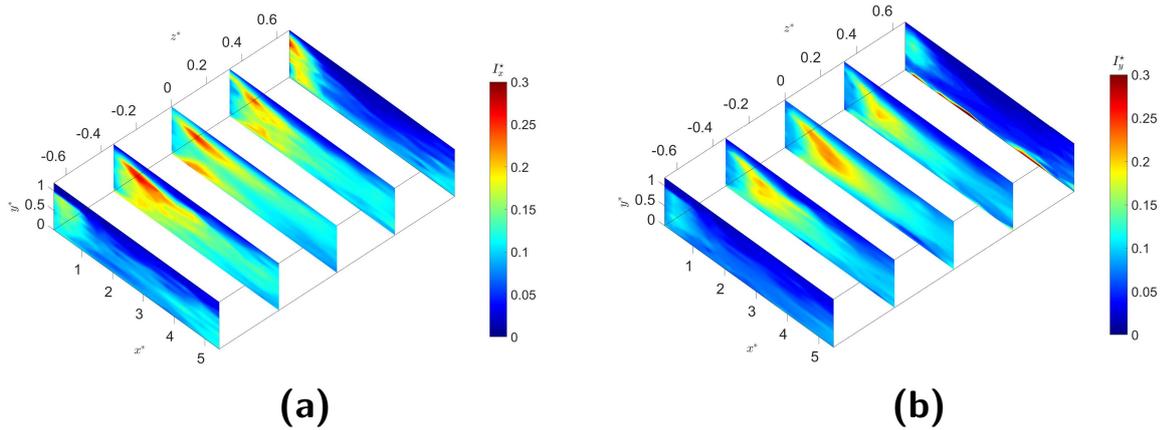


Figure A.2 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans le sillage du corps $\varphi = 0^\circ$.

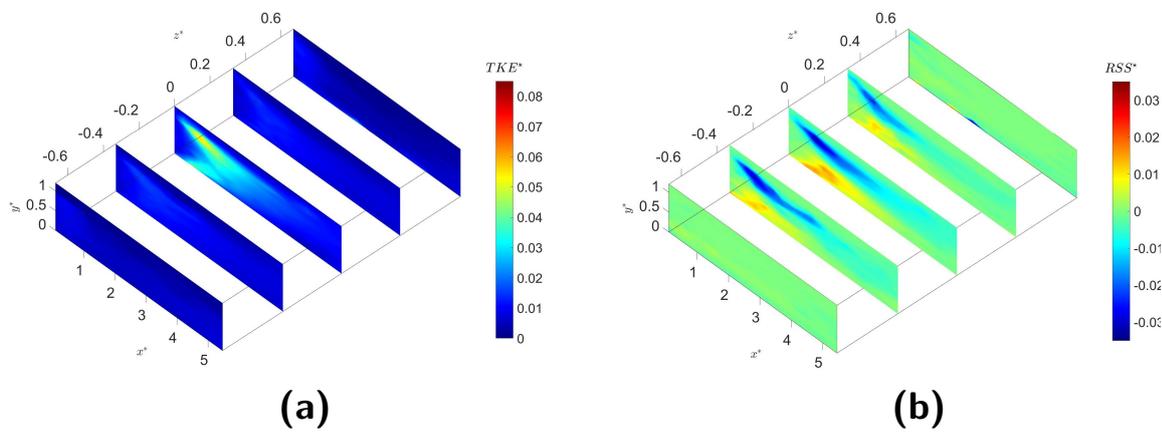


Figure A.3 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans le sillage du corps $\varphi = 0^\circ$.

A.2 Corps à culot incliné $\varphi = 25^\circ$

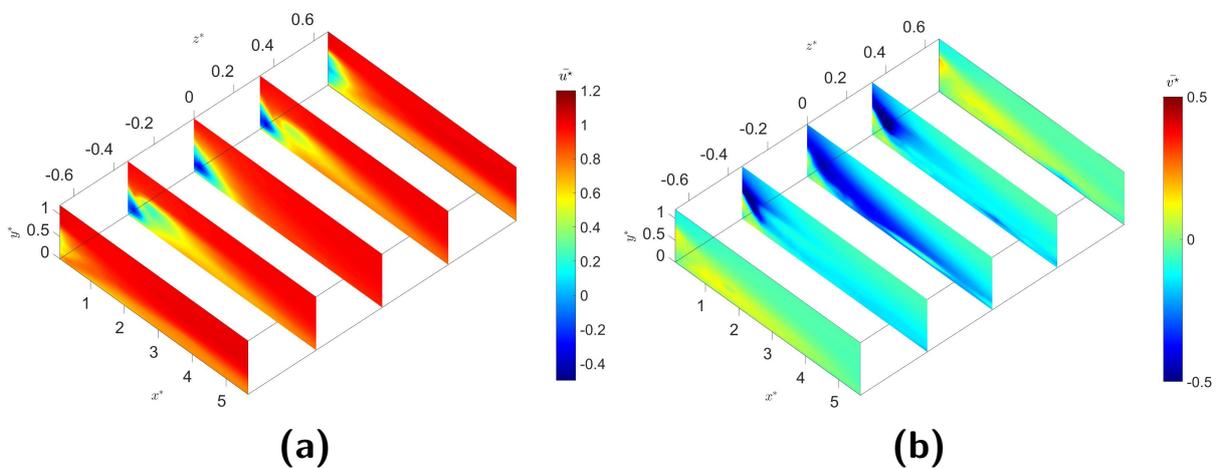


Figure A.4 – Représentation en 3D des contours 2D des champs moyennés de la vitesse longitudinale dans le sillage du corps $\varphi = 25^\circ$.

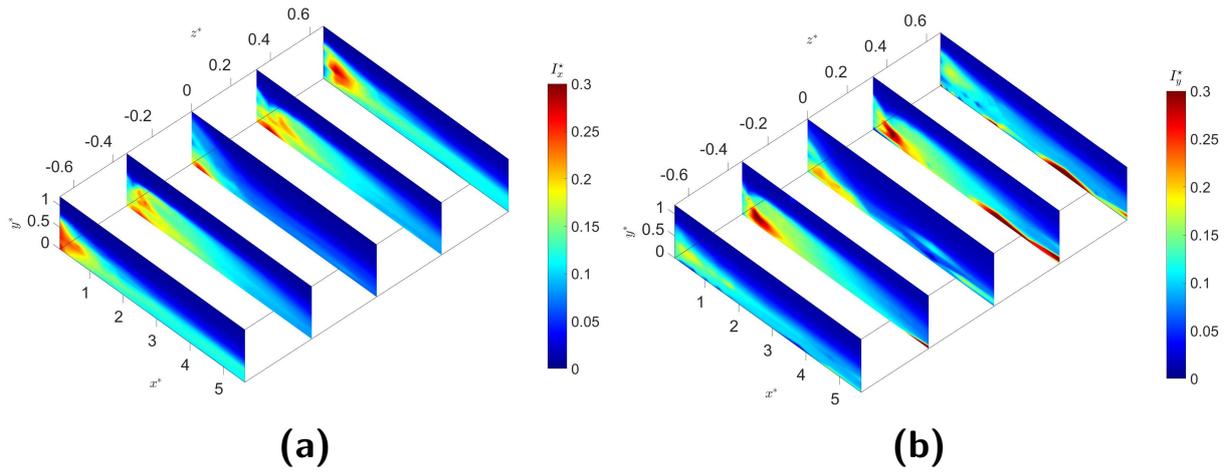


Figure A.5 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans le sillage du corps $\varphi = 25^\circ$.

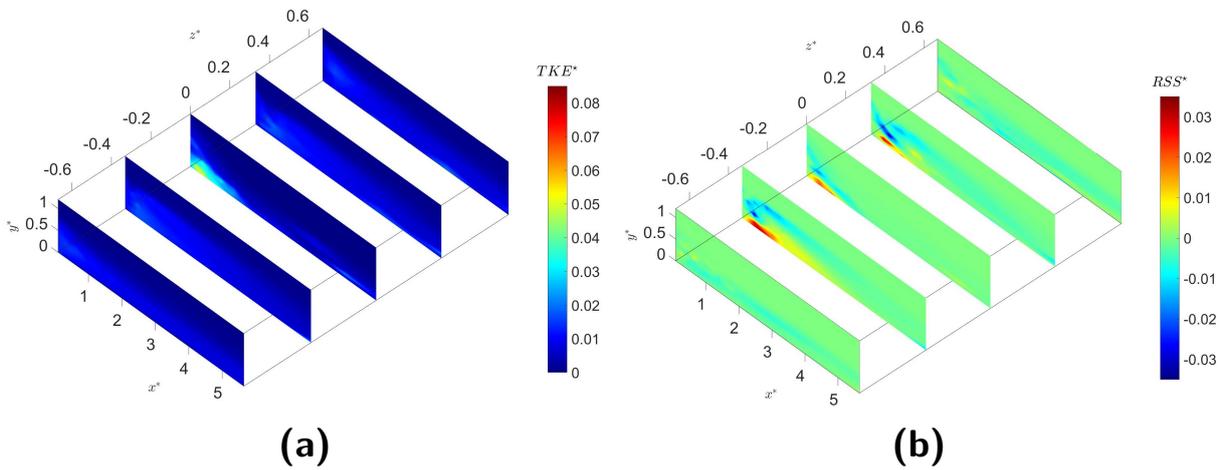
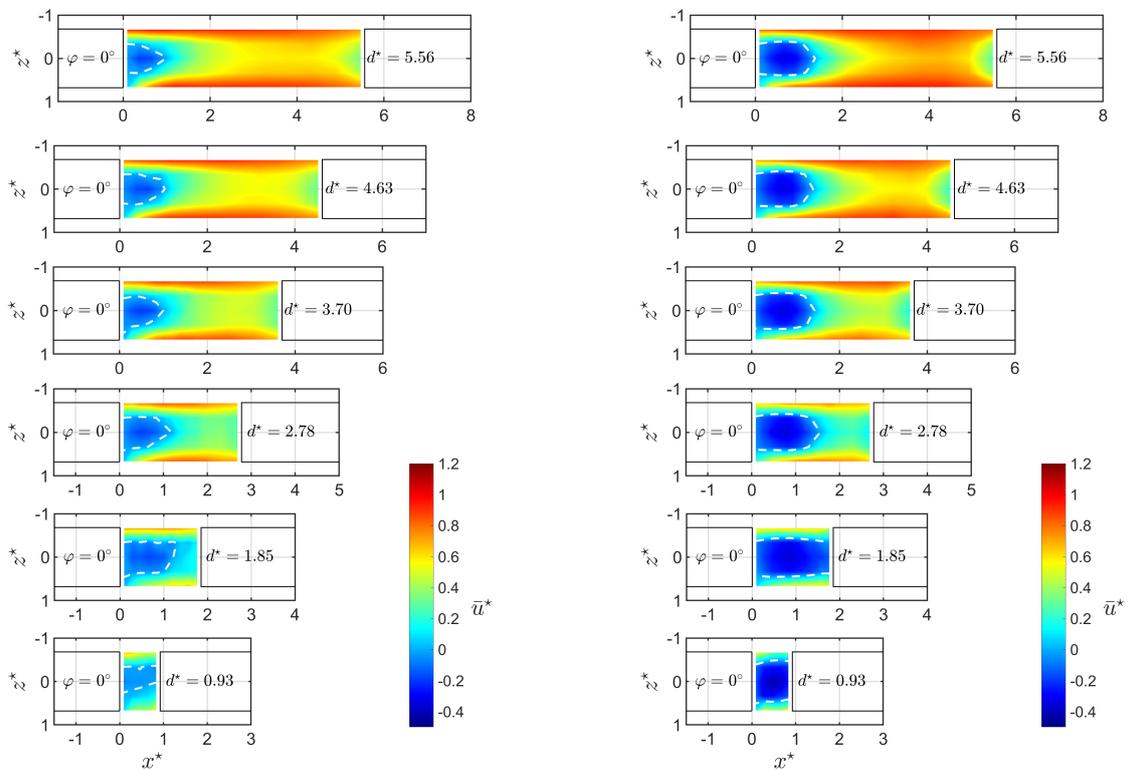


Figure A.6 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans le sillage du corps $\varphi = 25^\circ$.

ANNEXE B

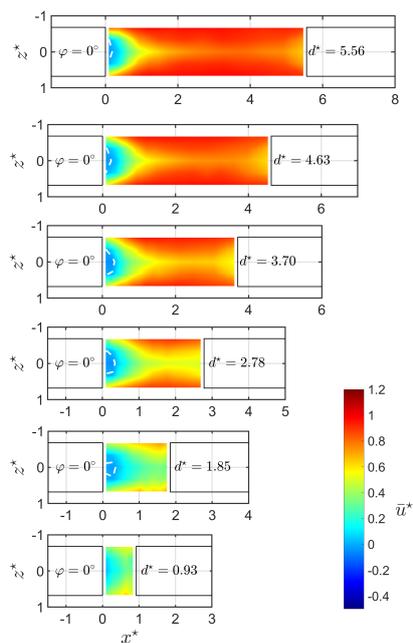
DONNÉES SUPPLÉMENTAIRES SUR LA CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS DE SILLAGES PAR LES MESURES LDV

B.1 Vue de dessus des cartographies de la vitesse longitudinale pour $y^* = 0.18, 0.5$ et 0.9 , VT $\varphi = 0^\circ$



(a) $y^* = 0.18$

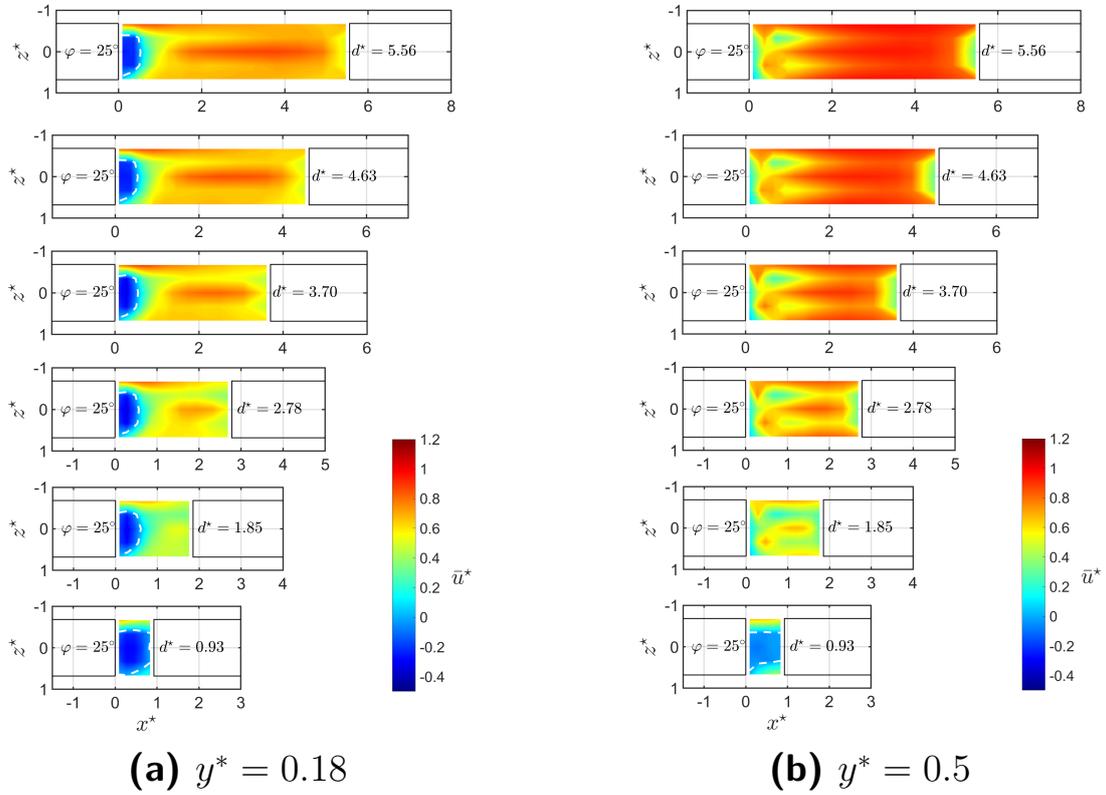
(b) $y^* = 0.5$



(c) $y^* = 0.9$

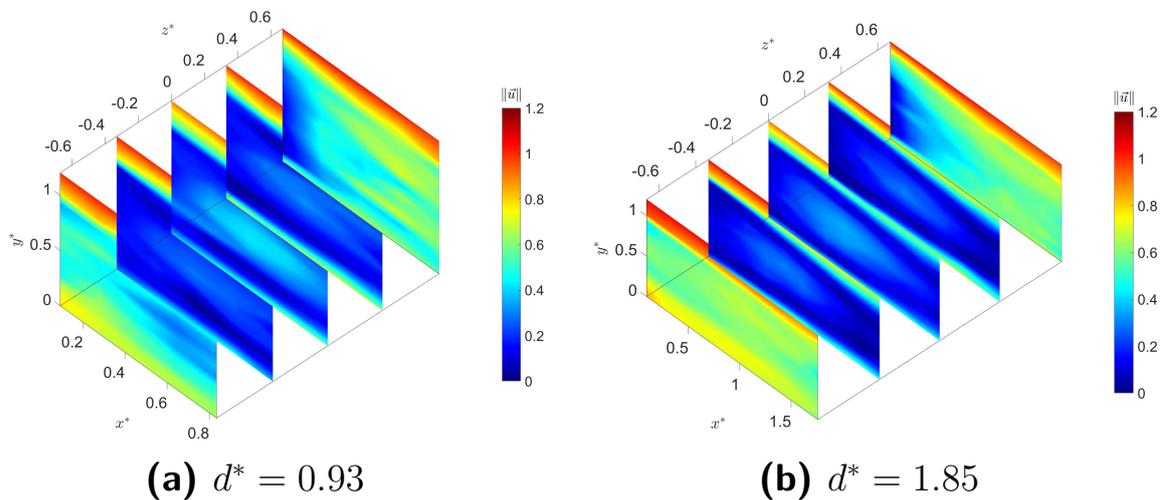
Figure B.1 – Cartographies de la vitesse longitudinale dans les sillages des corps d’Ahmed à culot droit (VT $\varphi = 0^\circ$) pour les six distances inter-véhiculaires.

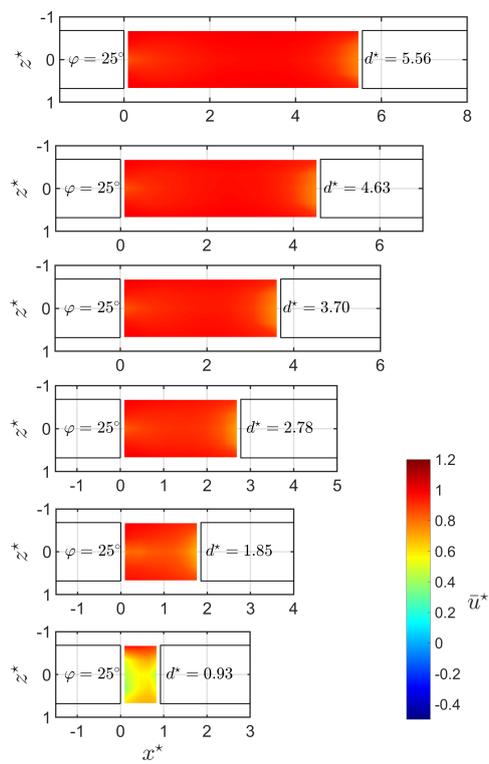
B.2 Vue de dessus des cartographies de la vitesse longitudinale pour $y^* = 0.18, 0.5$ et 0.9 , VT $\varphi = 25^\circ$



B.3 Représentation 3D des grandeurs moyennes

B.3.1 Module de la vitesse





(c) $y^* = 0.9$

Figure B.2 – Cartographies de la vitesse longitudinale dans les sillages des corps d’Ahmed à culot droit (VT $\varphi = 25^\circ$) pour les six distances inter-véhiculaires.

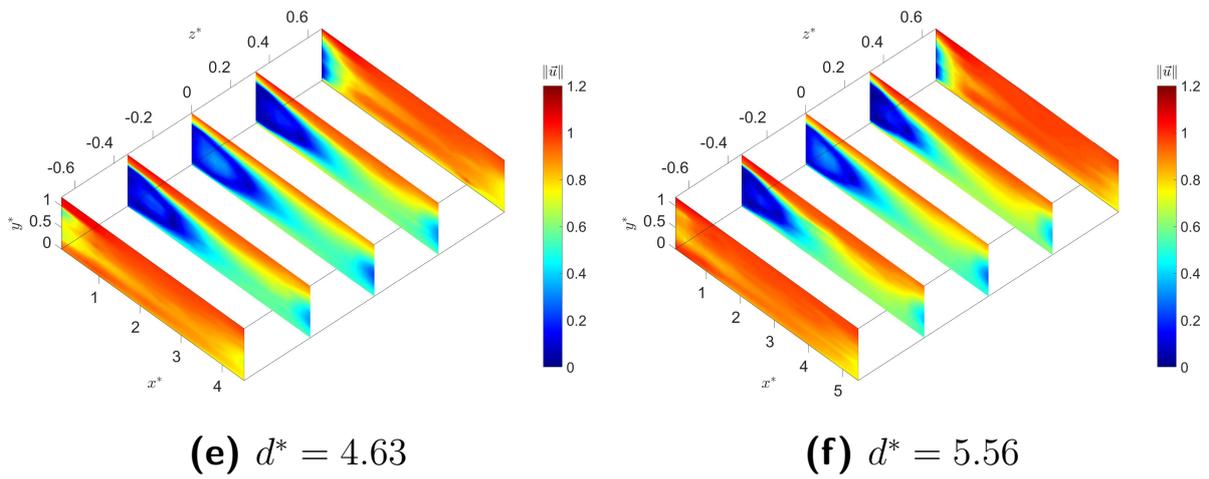
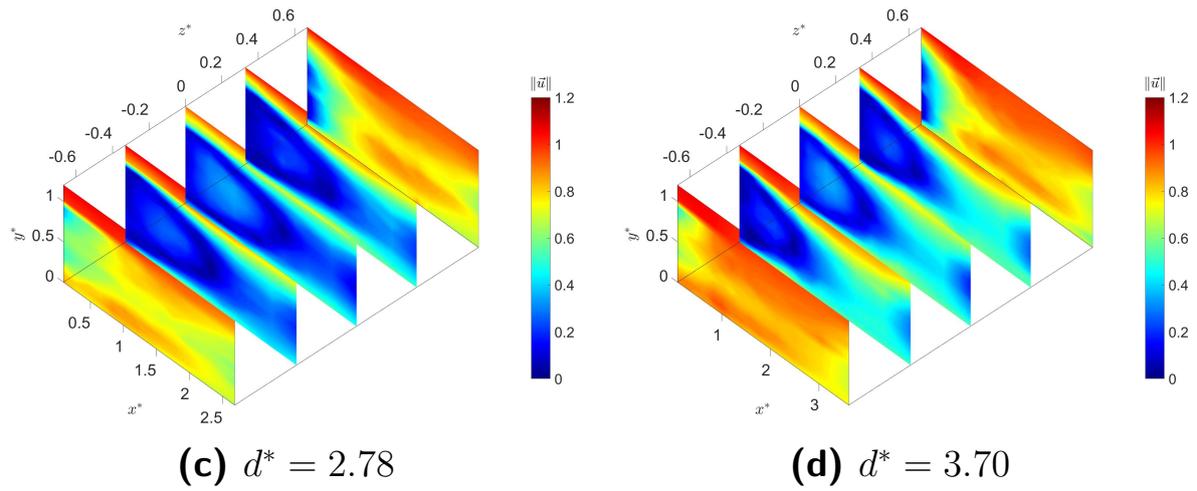
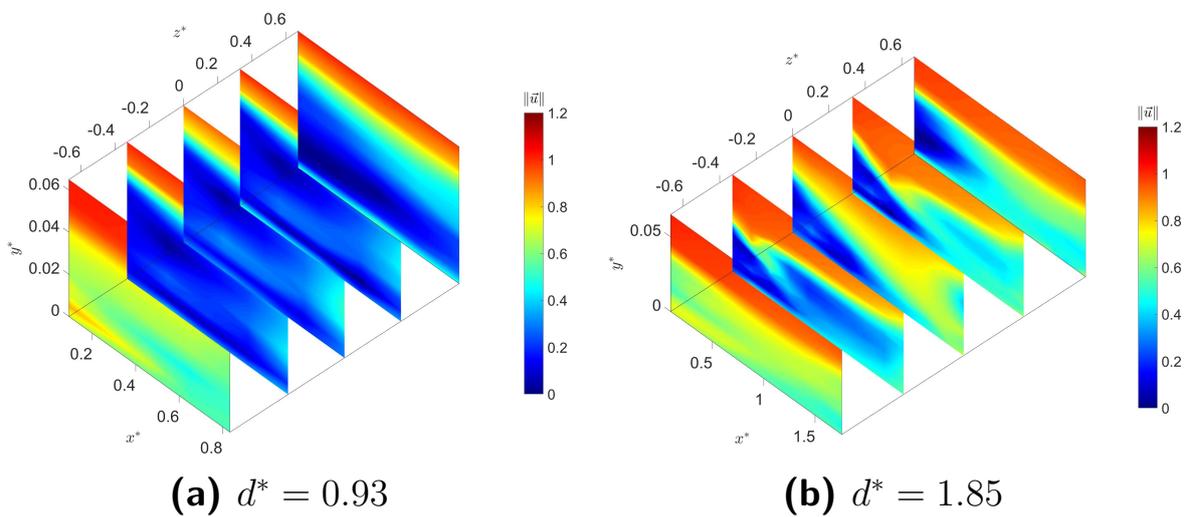


Figure B.3 – Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.



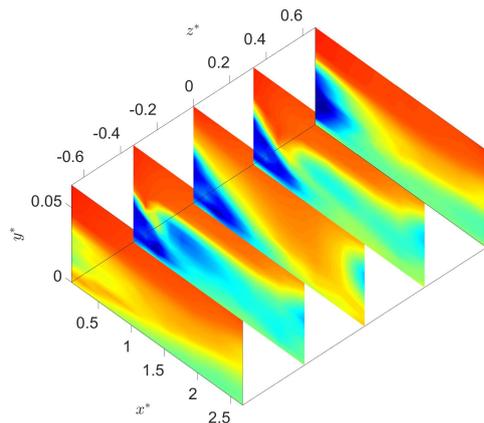
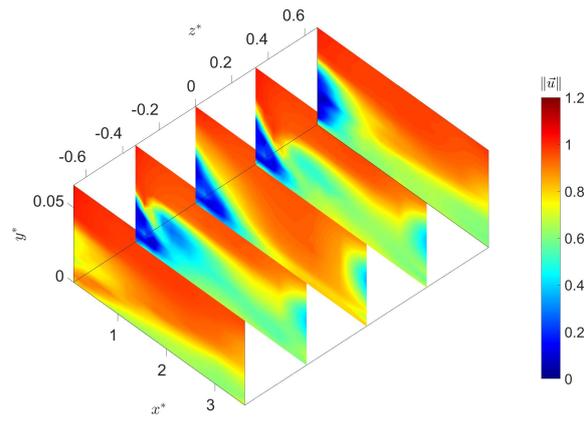
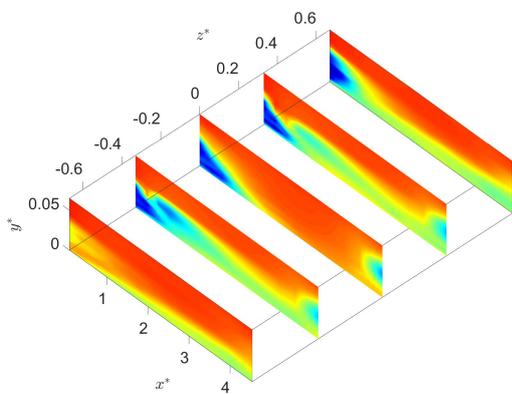
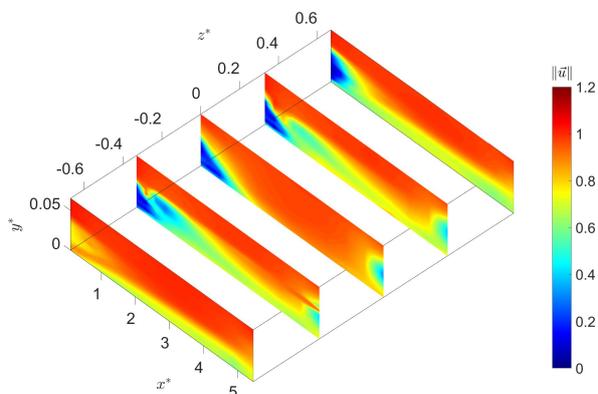
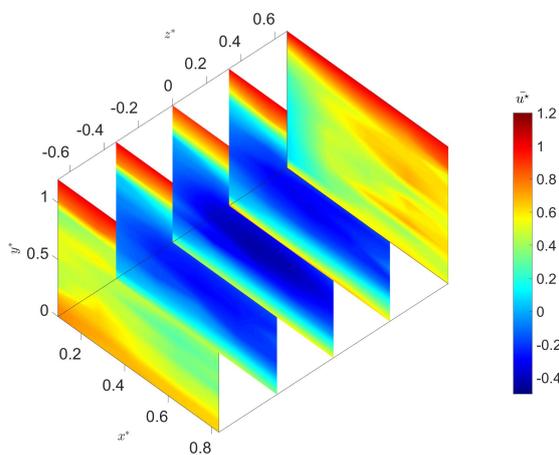
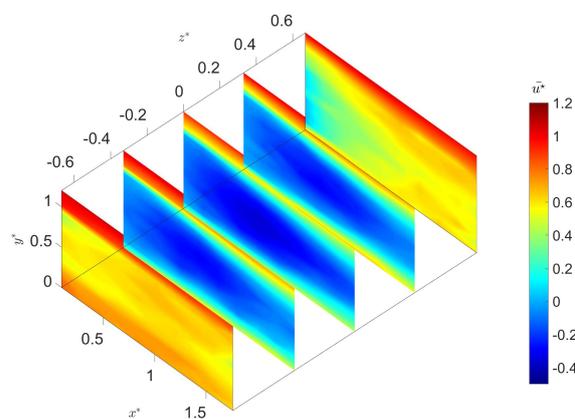
(c) $d^* = 2.78$ (d) $d^* = 3.70$ (e) $d^* = 4.63$ (f) $d^* = 5.56$

Figure B.4 – Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

B.3.2 Vitesse longitudinale

(a) $d^* = 0.93$ (b) $d^* = 1.85$

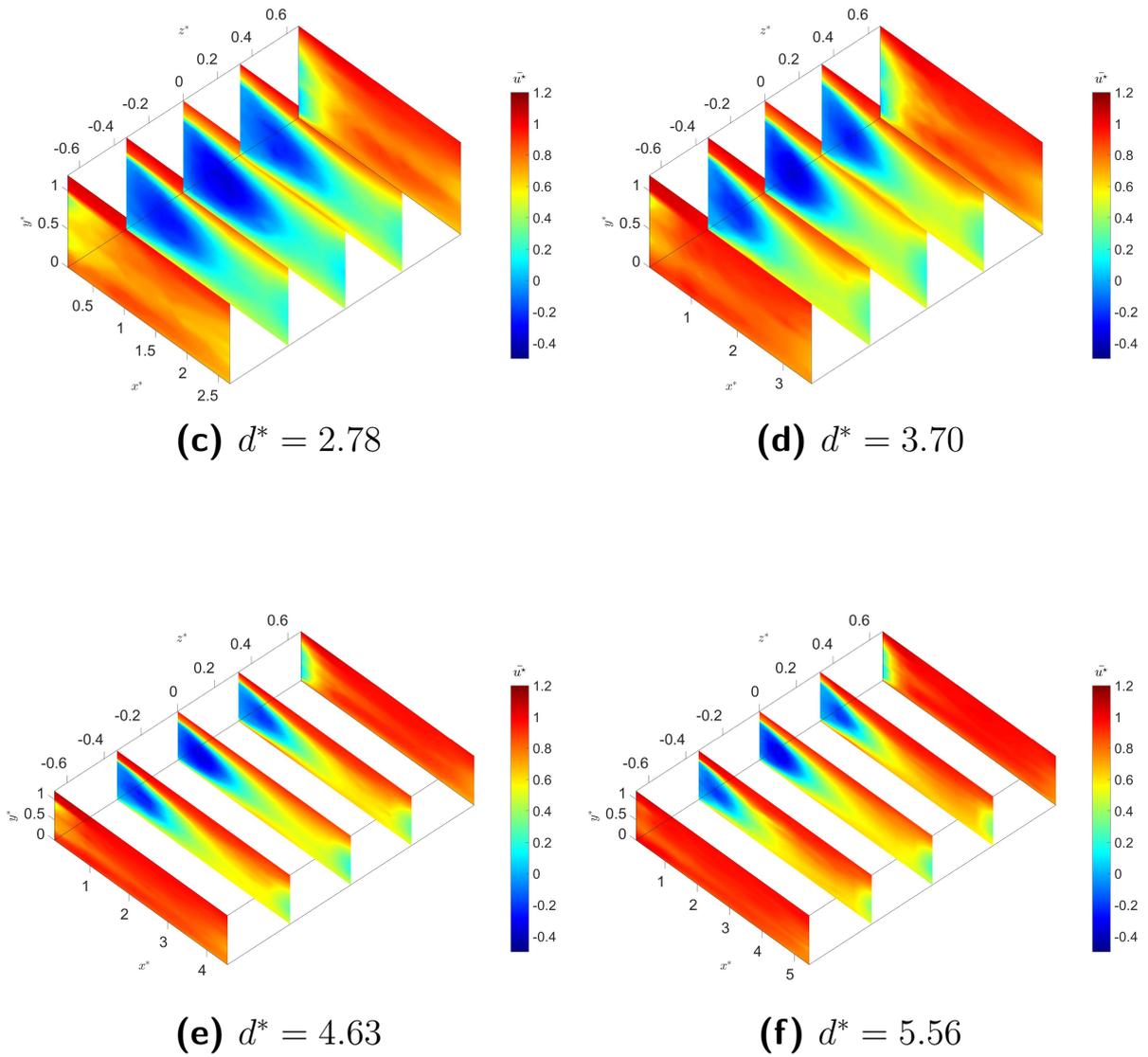
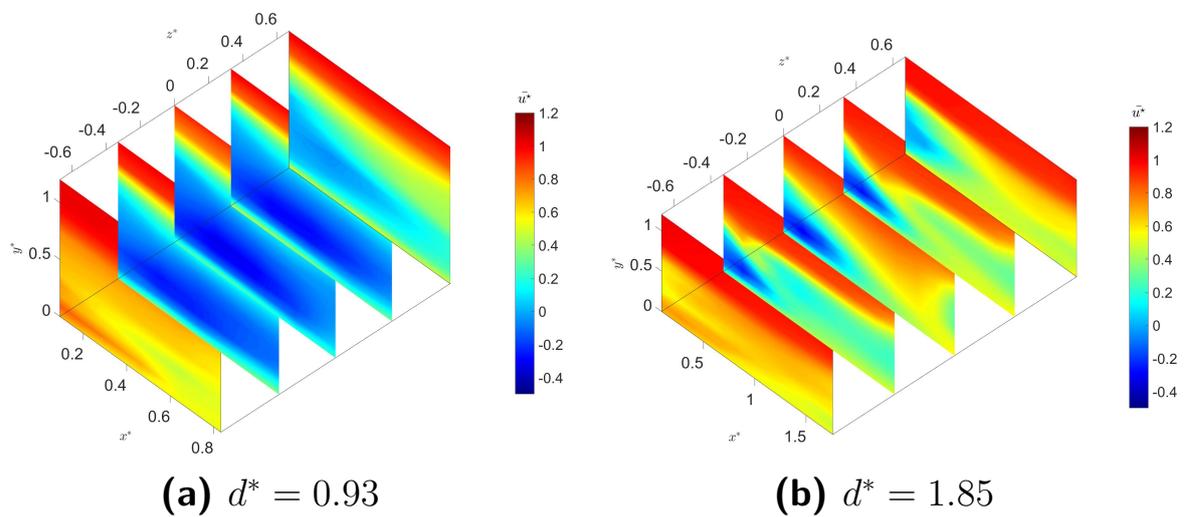


Figure B.5 – Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.



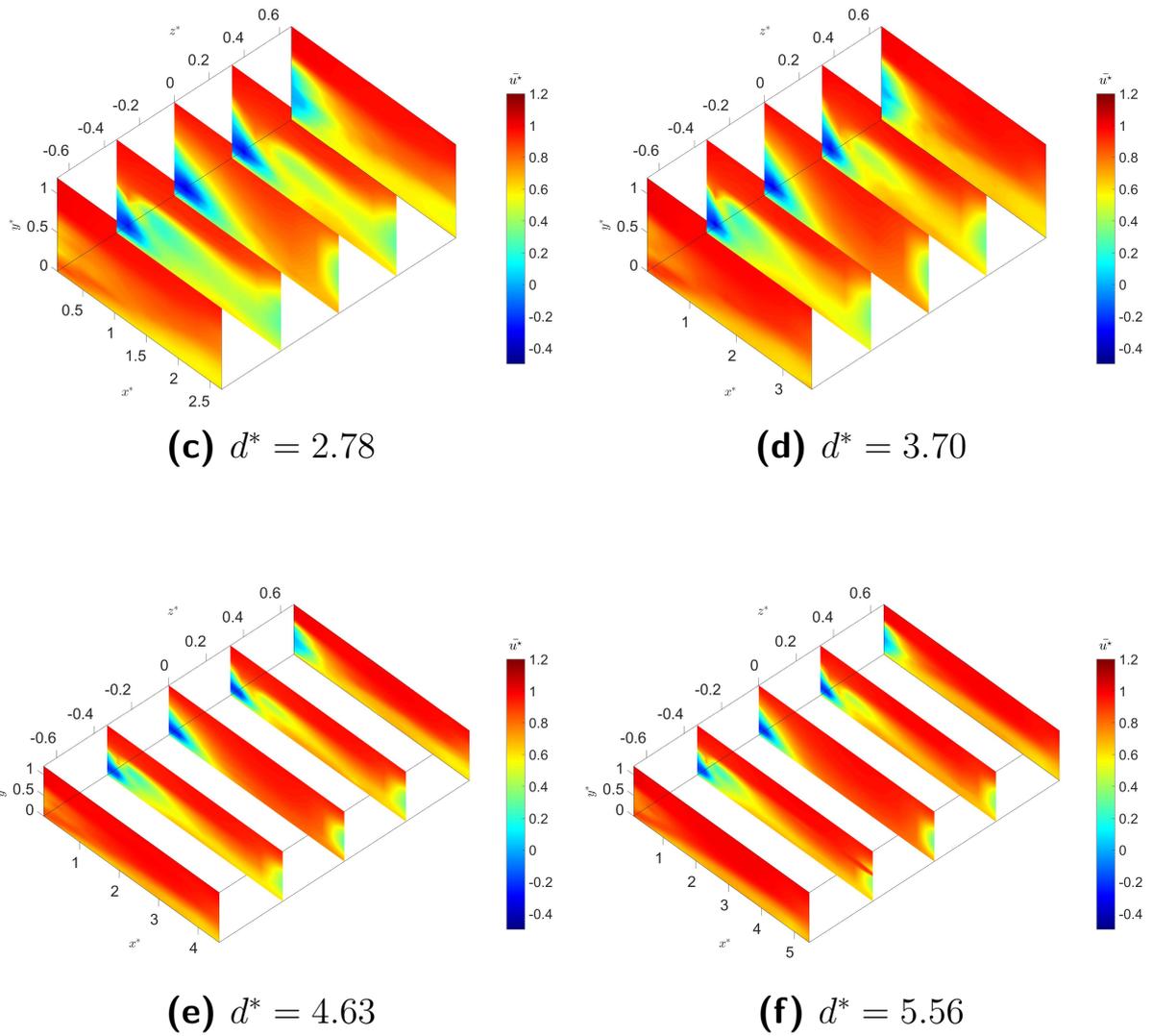
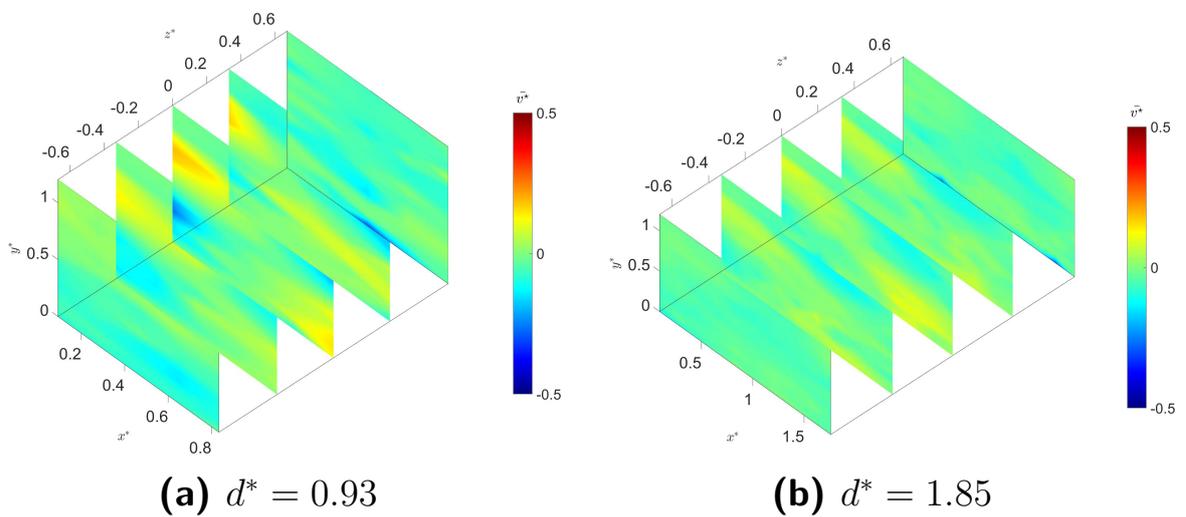


Figure B.6 – Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

B.3.3 Vitesse verticale



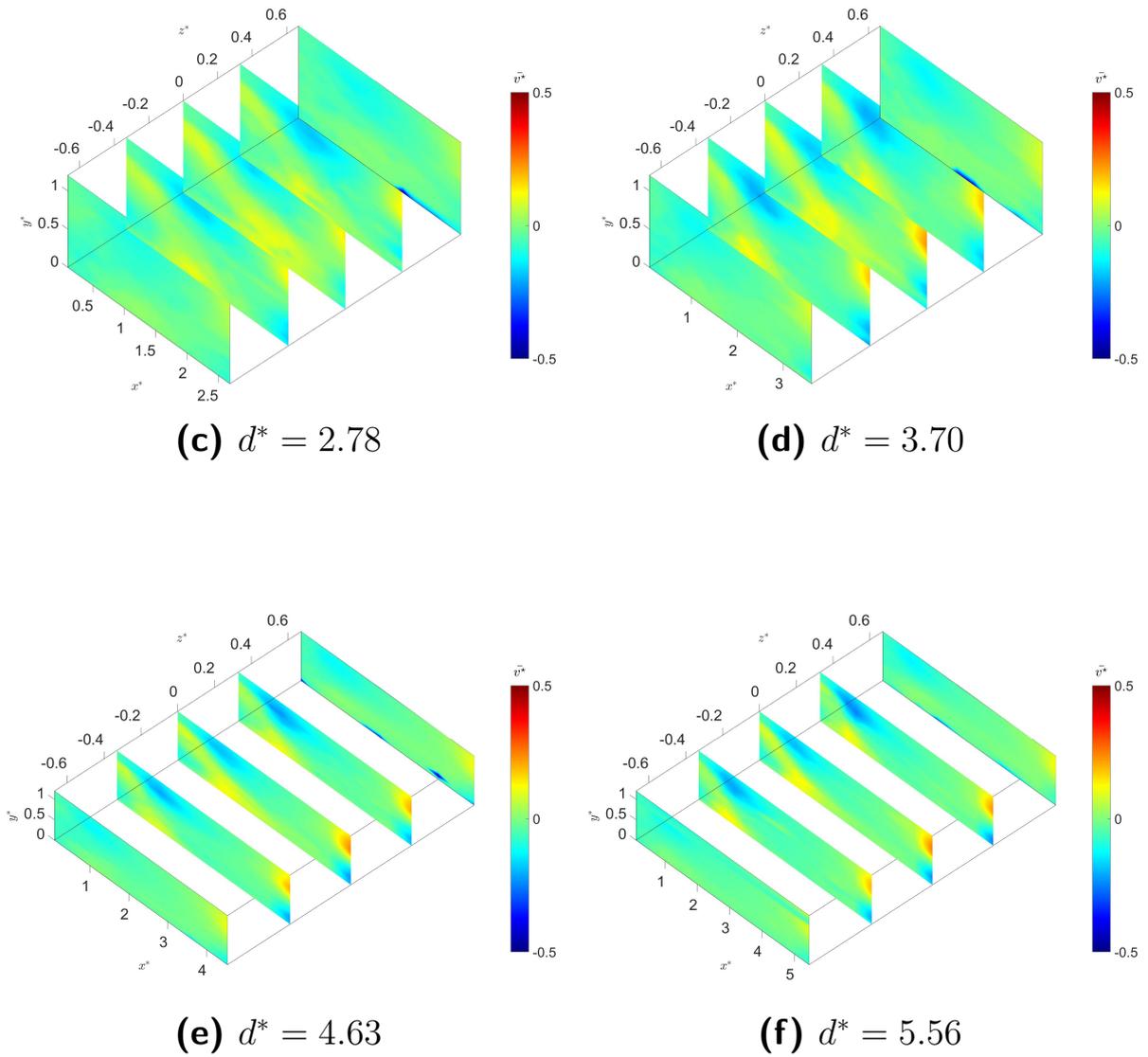
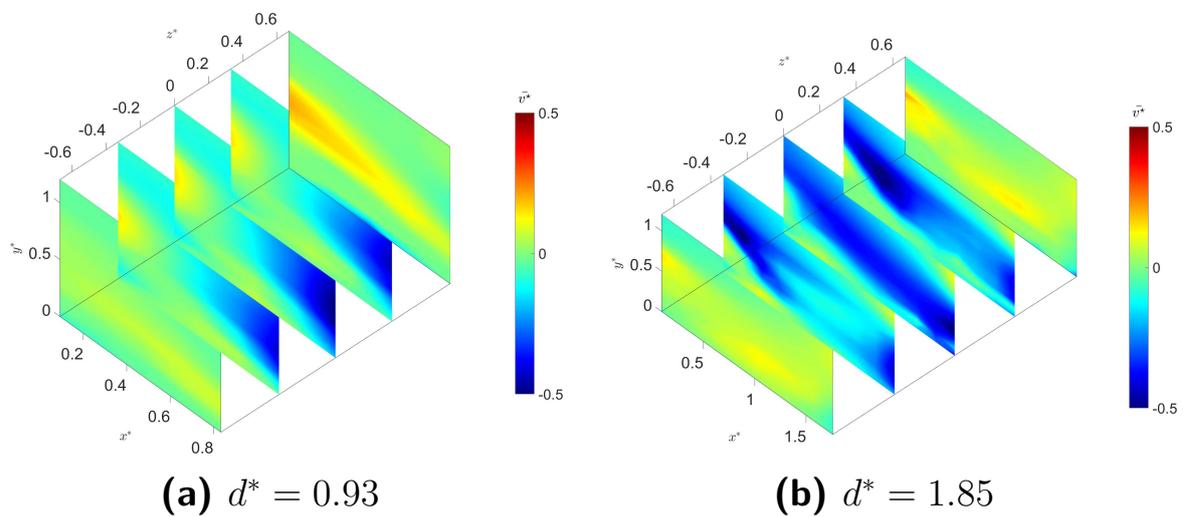


Figure B.7 – Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.



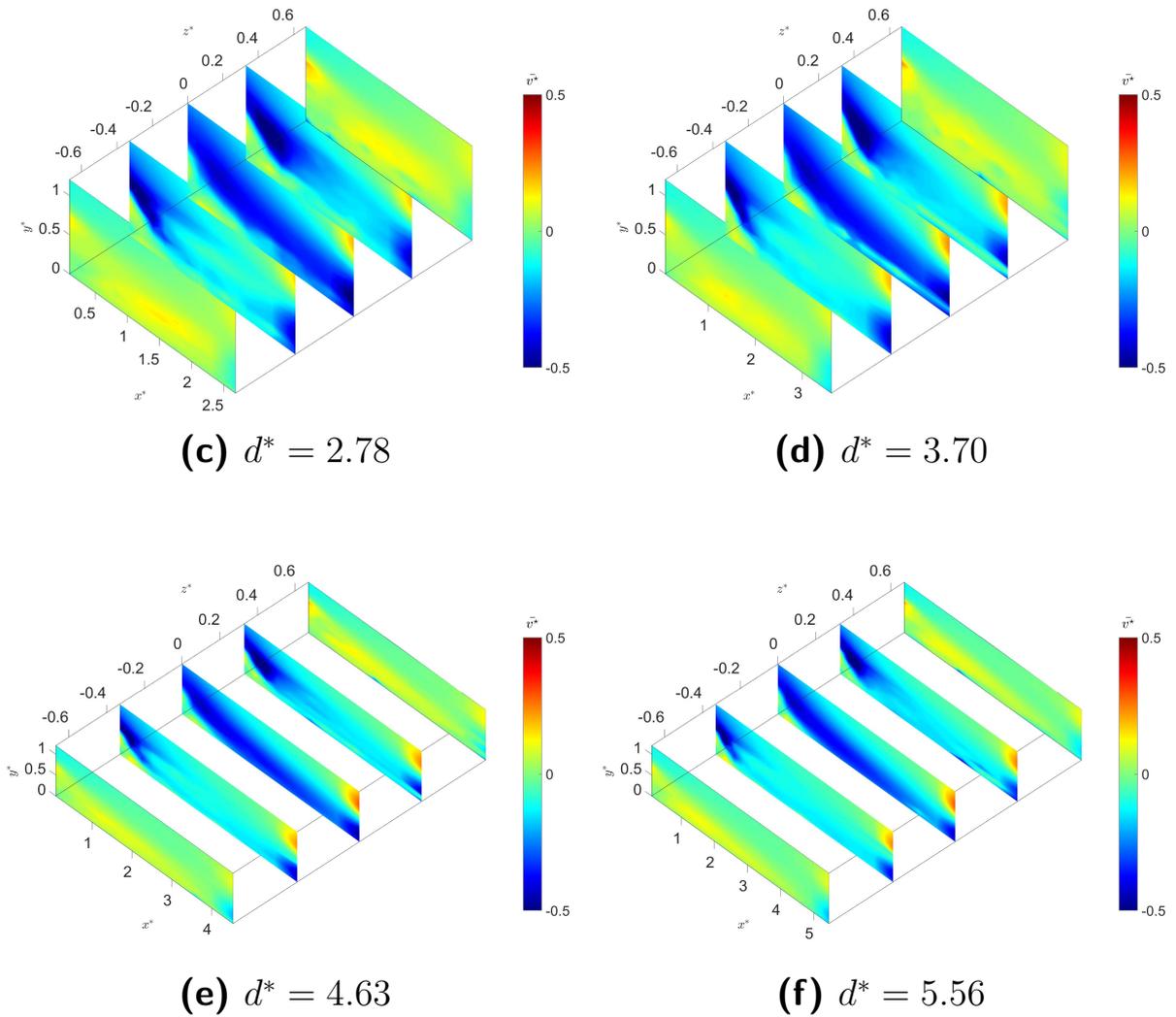


Figure B.8 – Représentation en 3D des grandeurs moyennes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

B.4 Profils des vitesses longitudinales et verticales

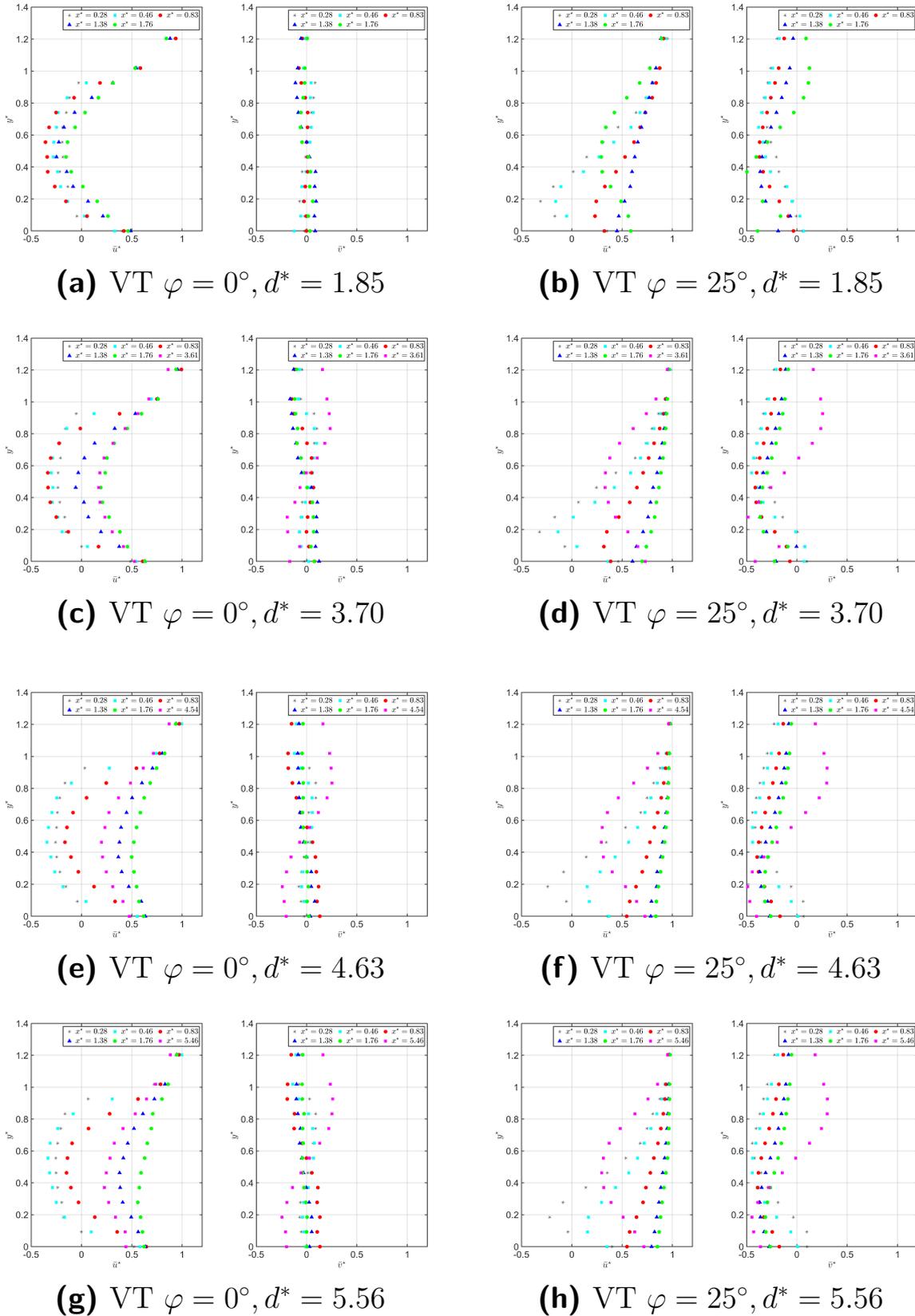


Figure B.9 – Profils des vitesses moyennes longitudinale (à gauche) et verticale (à droite) dans le plan médian ($z^* = 0$) dans les sillages des corps d’Ahmed.

B.5 Représentation des grandeurs turbulentes

B.5.1 Intensité de turbulence horizontale

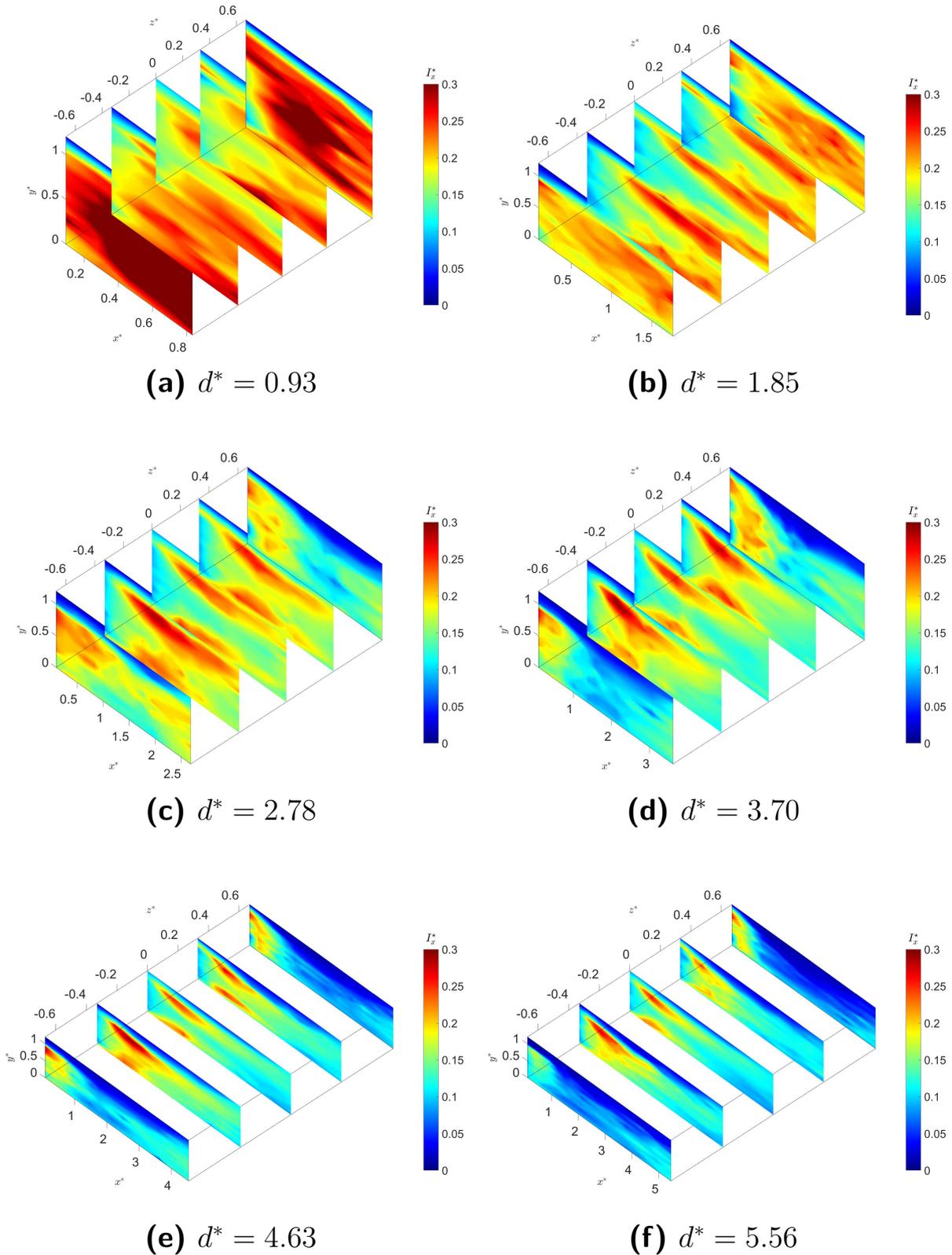


Figure B.10 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

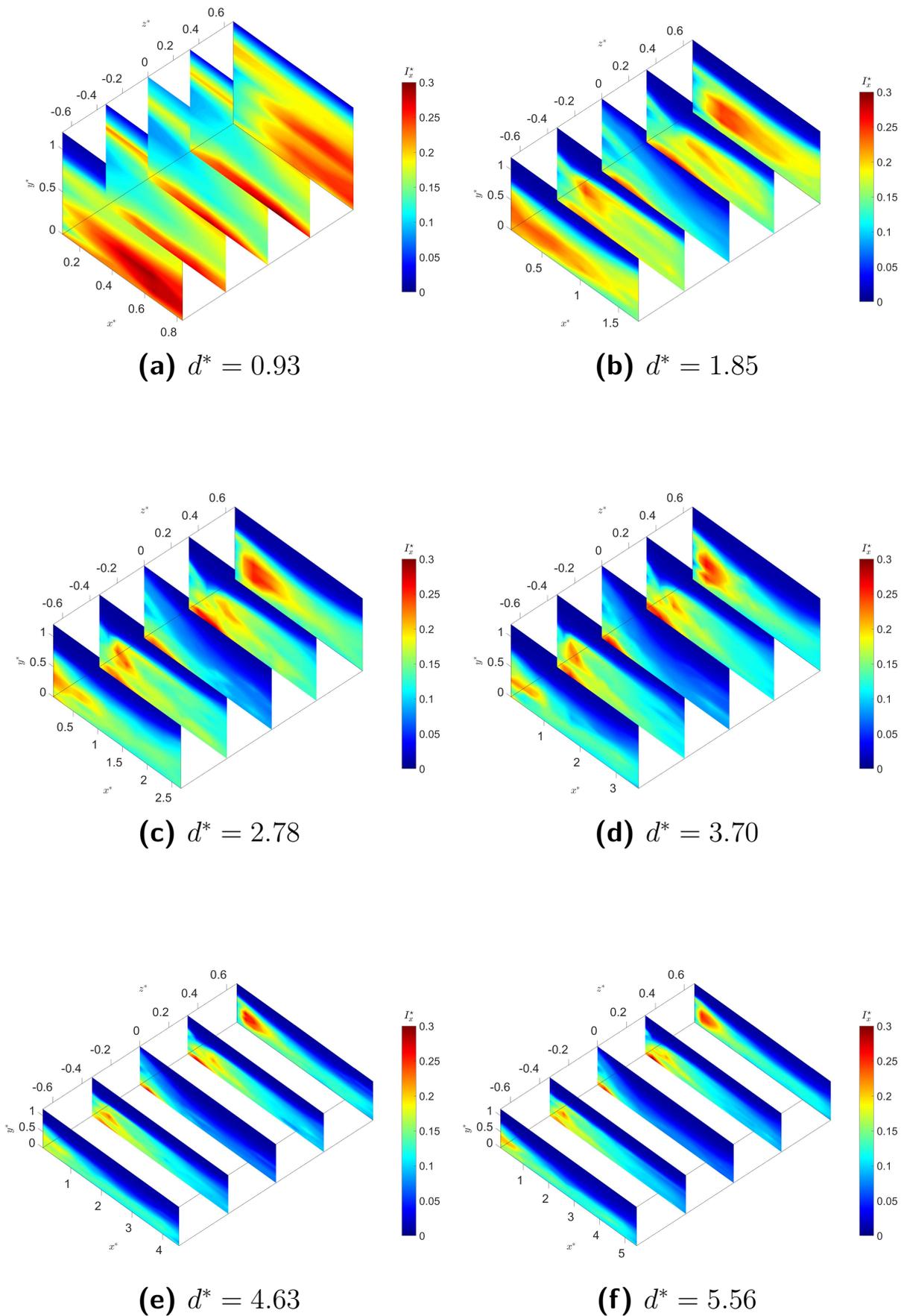


Figure B.11 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

B.5.2 Intensité de turbulence verticale

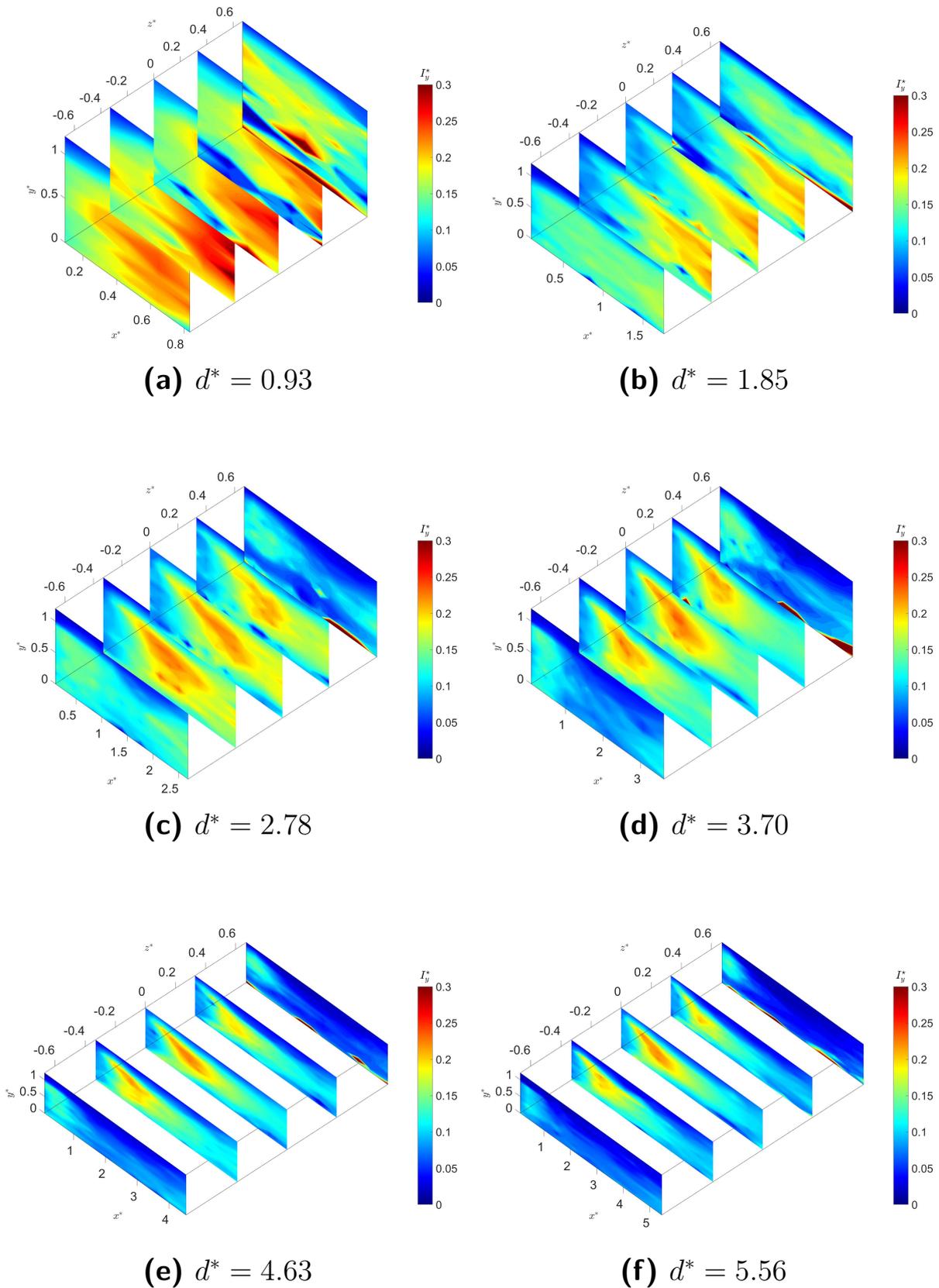


Figure B.12 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

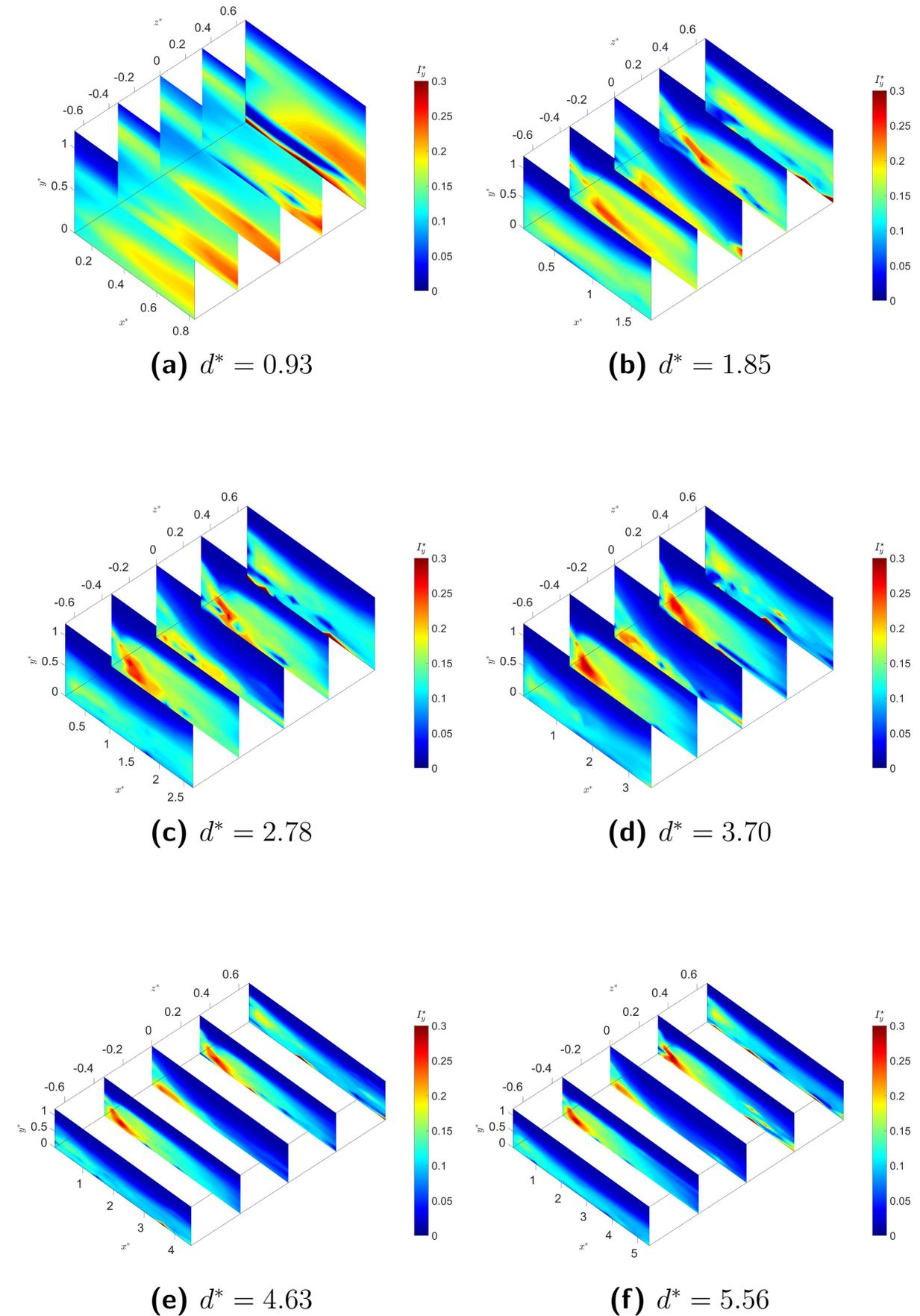


Figure B.13 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

B.5.3 Énergie cinétique de turbulence

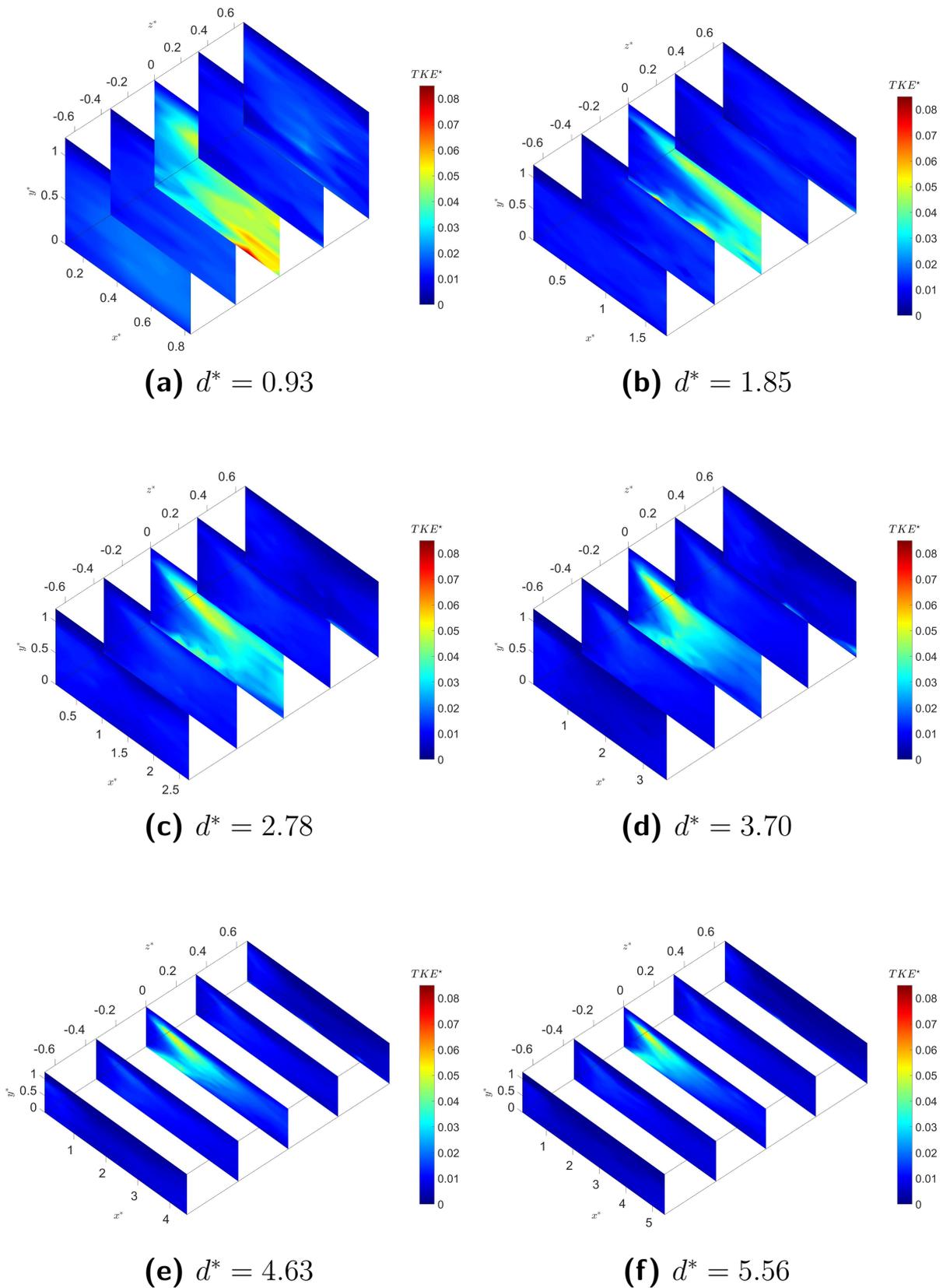


Figure B.14 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

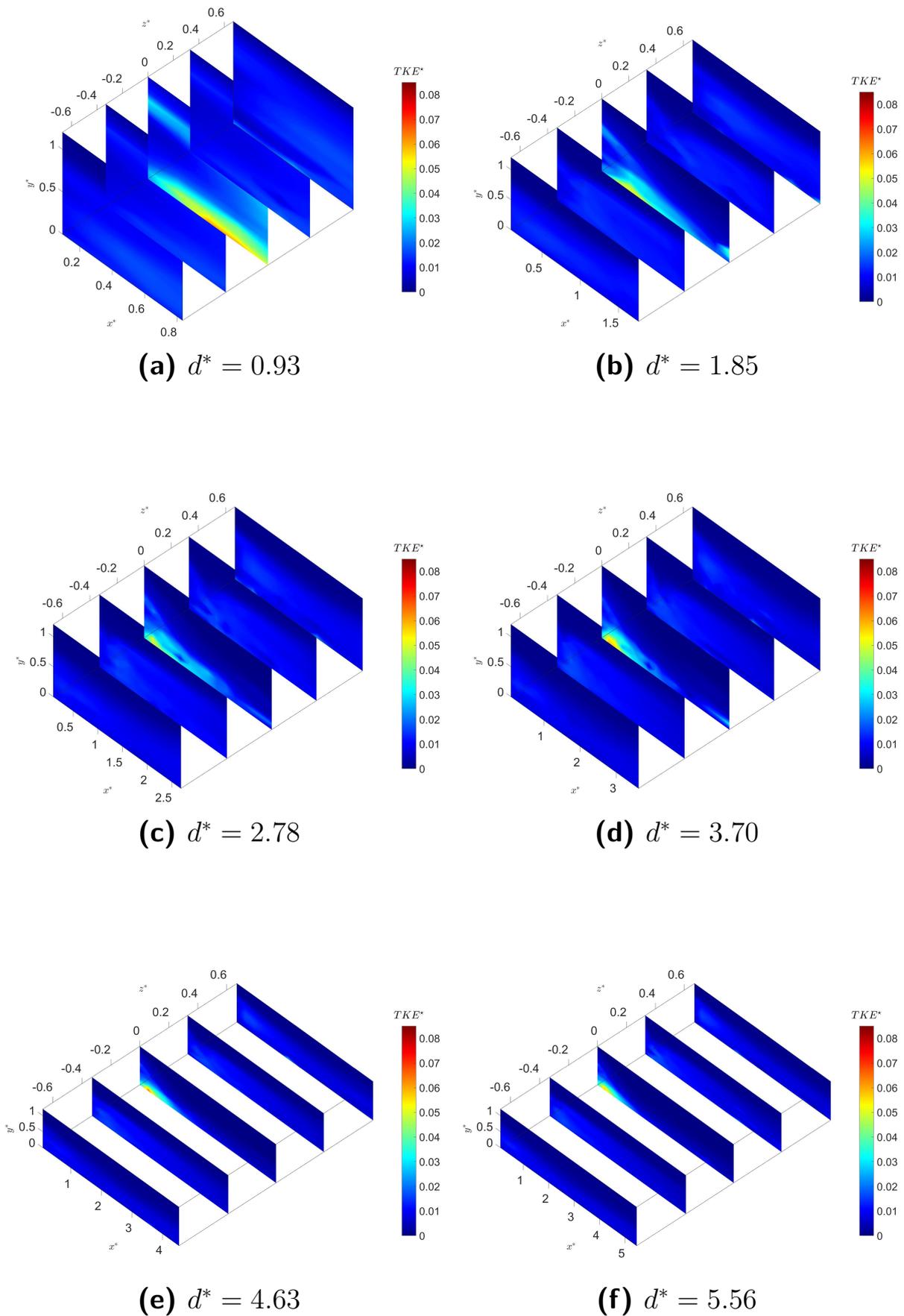


Figure B.15 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

B.5.4 Contraintes de Reynolds

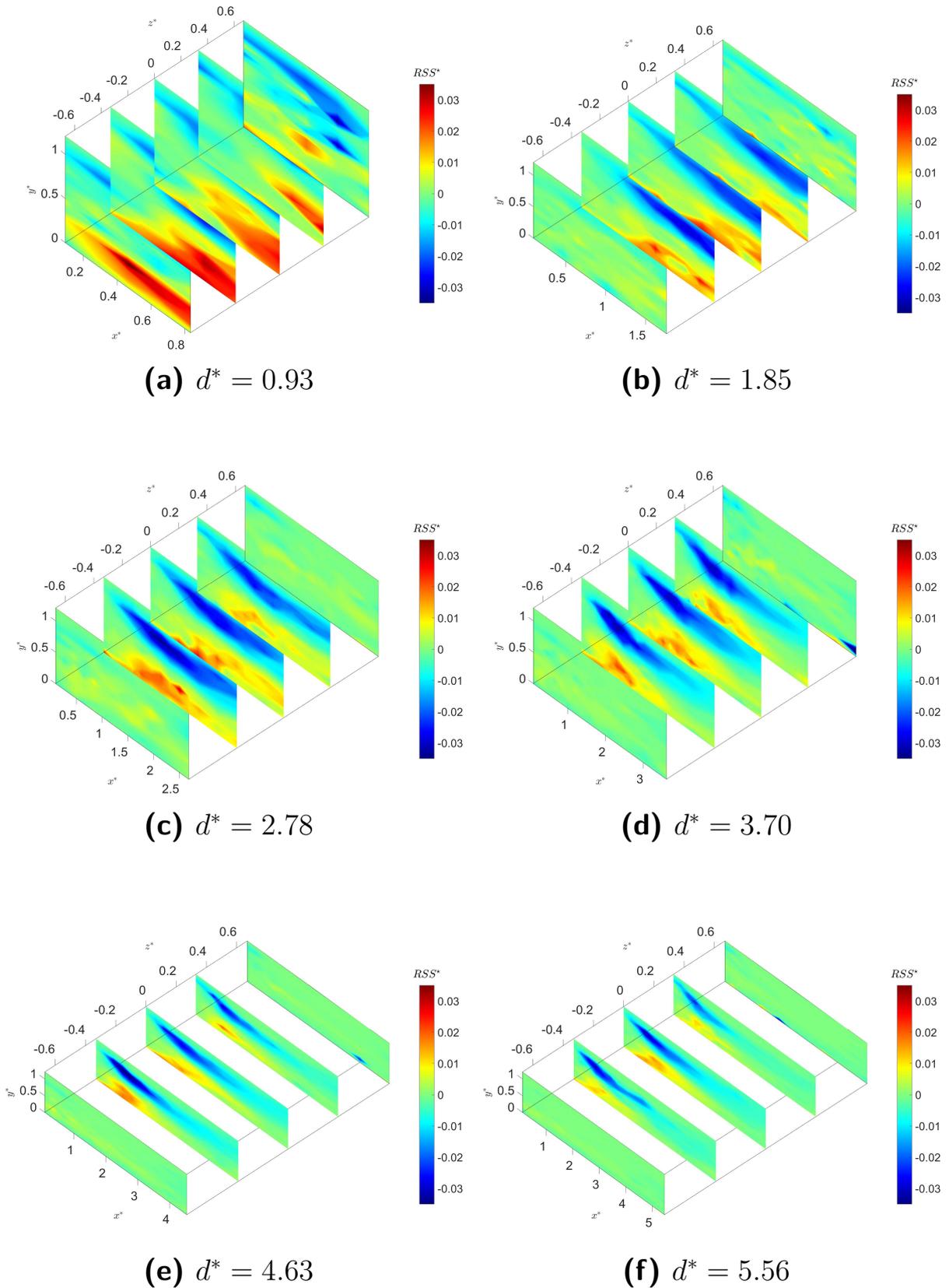


Figure B.16 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

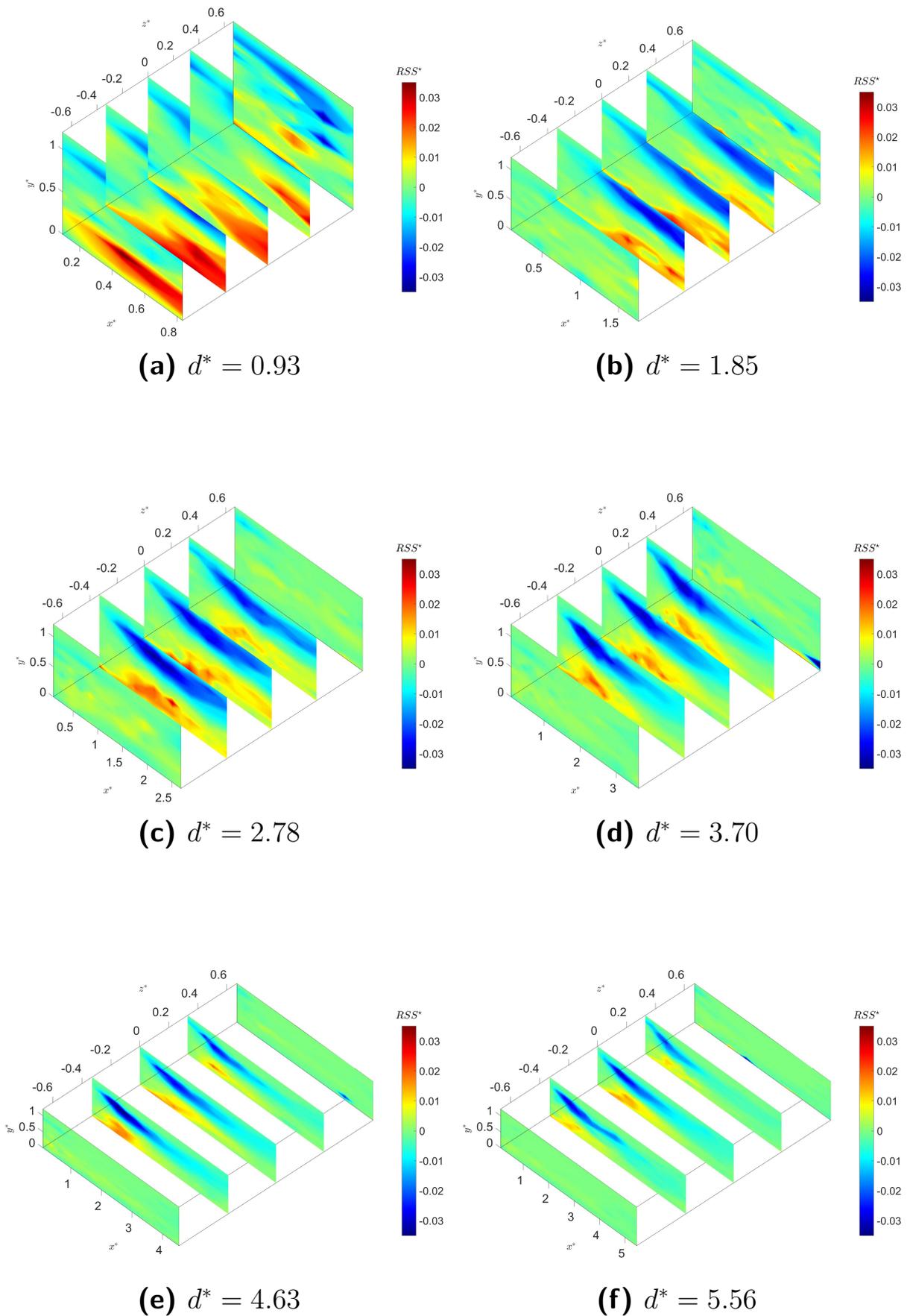


Figure B.17 – Représentation en 3D des grandeurs turbulentes dans les sillages des corps $\varphi = 0^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires.

B.5.5 Vorticité

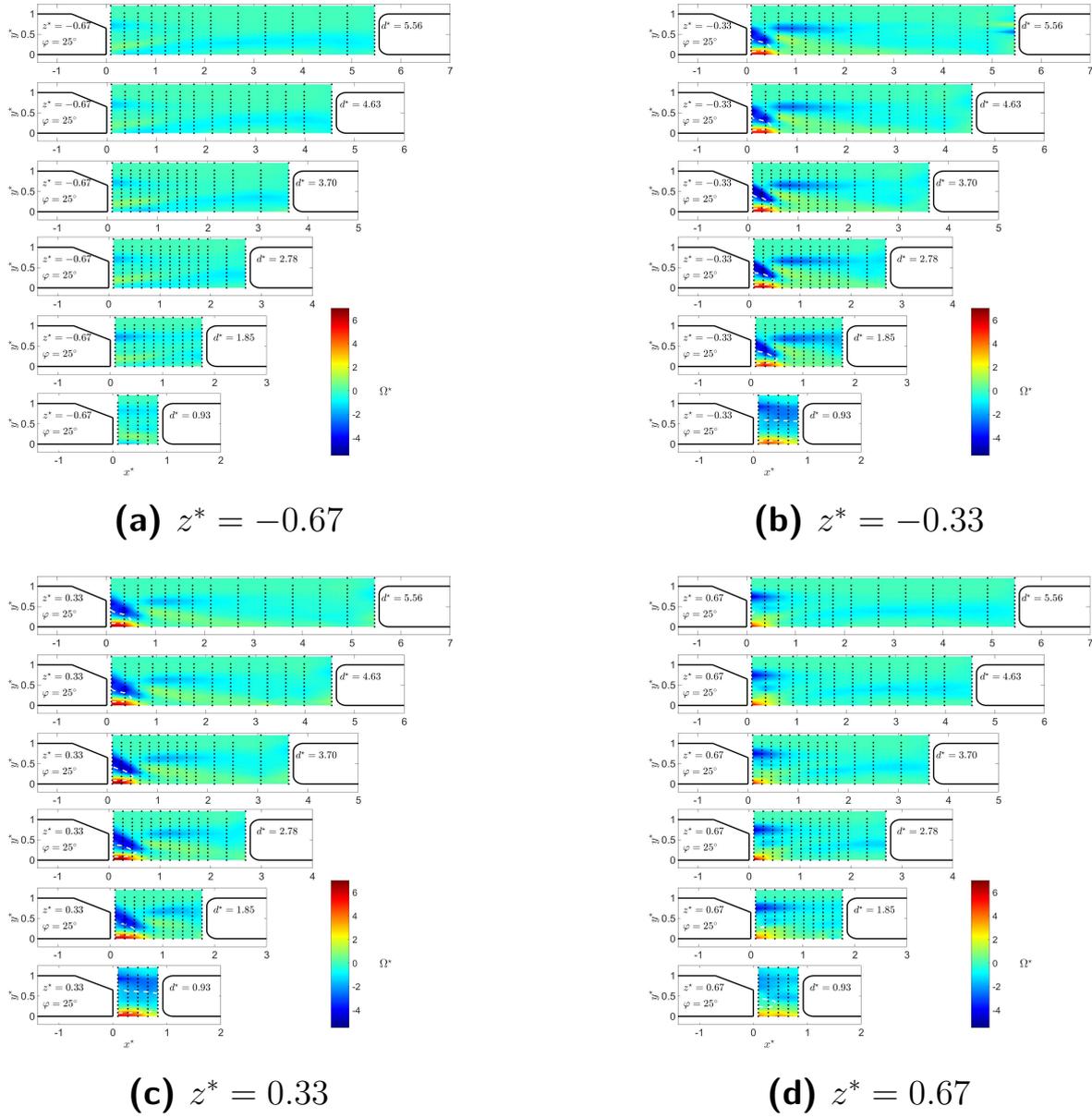


Figure B.18 – Cartographies de la vorticité dans les sillages des corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$.

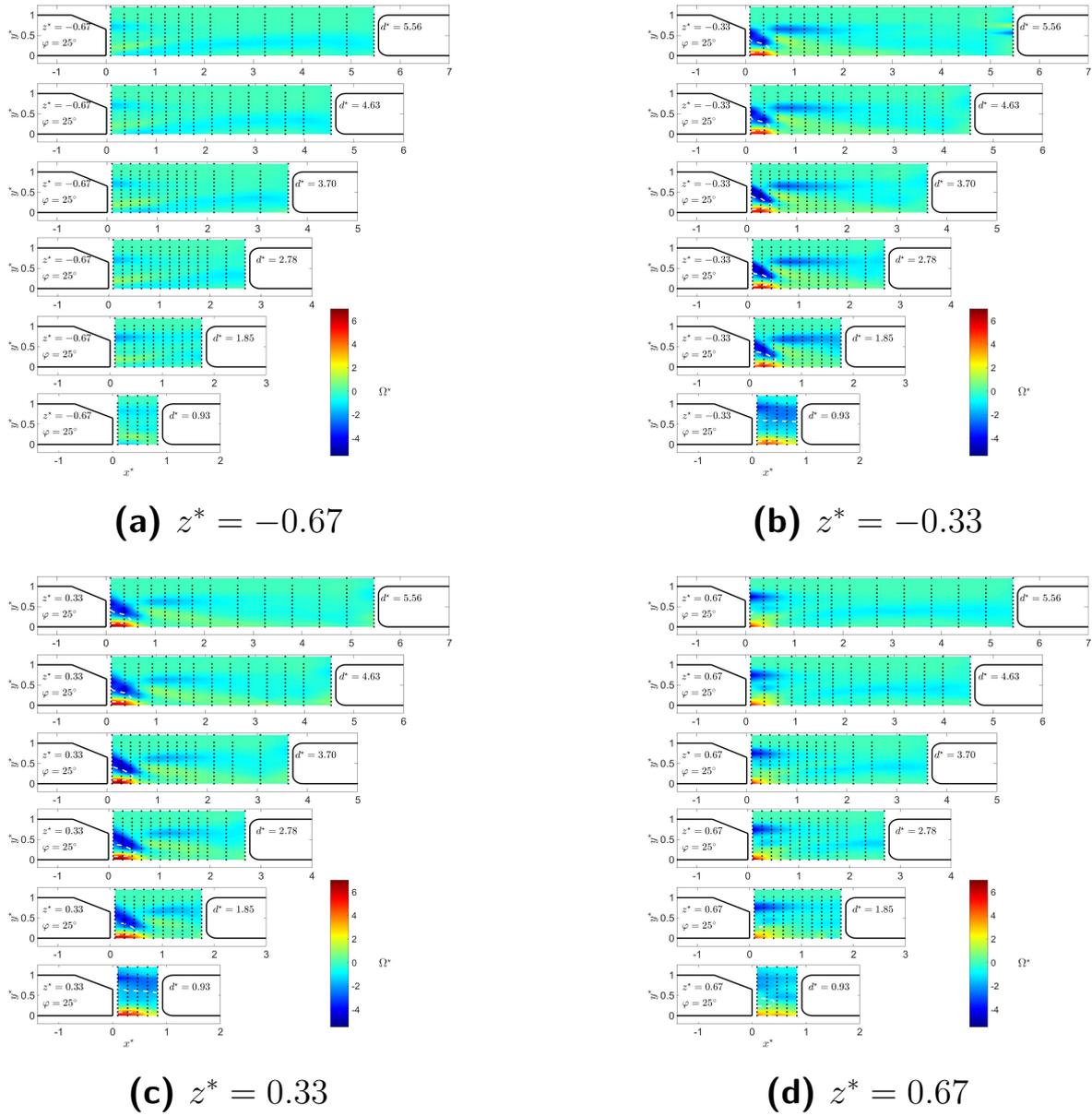


Figure B.19 – Cartographies de la vorticité dans les sillages des corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$.

ANNEXE C

MESURES COMPLÉMENTAIRES AVEC LA STÉRÉO-PIV

C.1 Comparaison avec les données LDV

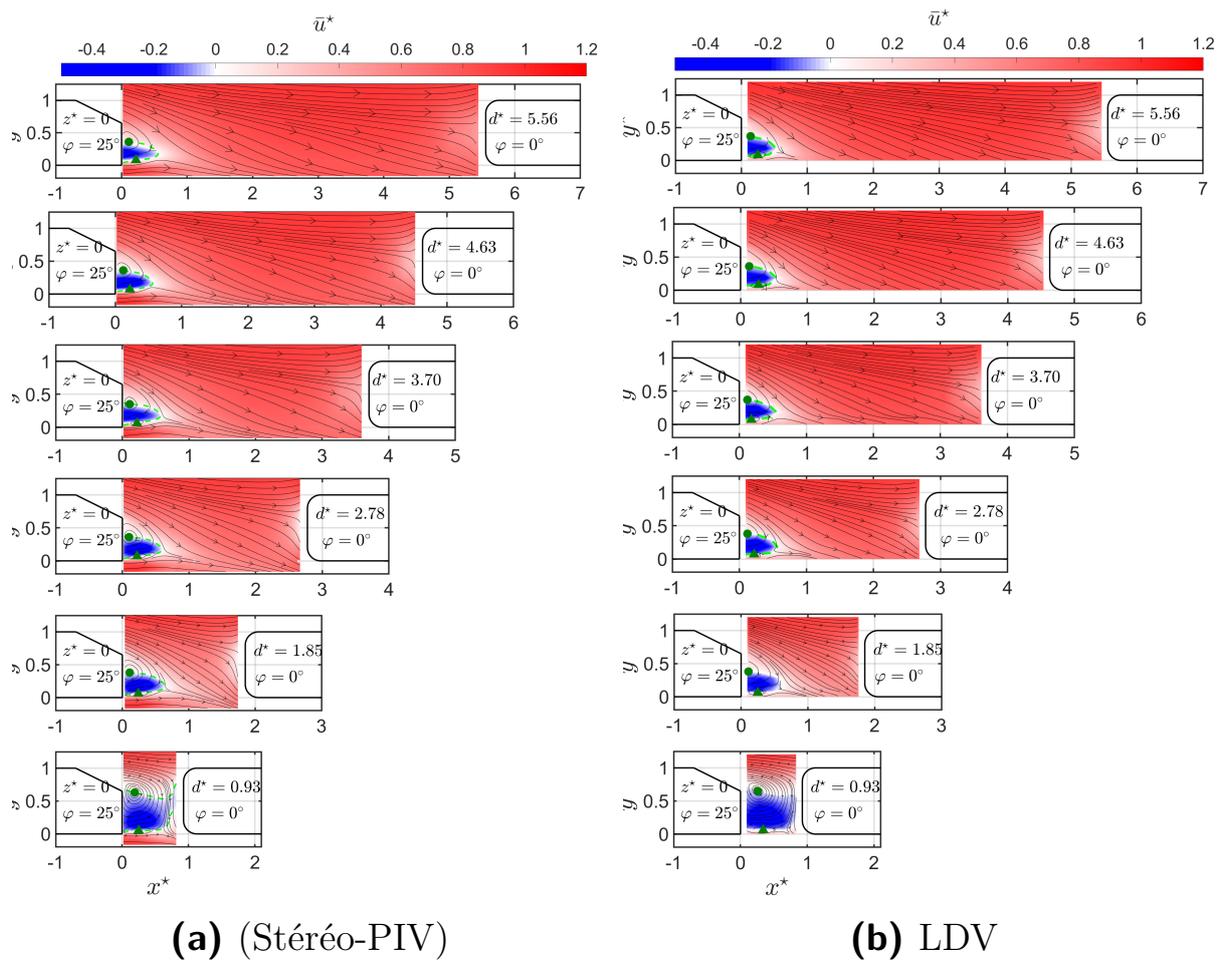


Figure C.1 – Comparaison des cartographies de la vitesse longitudinale dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires dans le plan médian ($z^* = 0$). Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne verte hachurée) et des positions des centres des tourbillons A et B.

| distance d^* | Stéréo-PIV | LDV |
|----------------|------------|------|
| 0.93 | 0.93 | 0.93 |
| 1.85 | 0.64 | 0.60 |
| 2.78 | 0.58 | 0.56 |
| 3.70 | 0.57 | 0.55 |
| 4.63 | 0.53 | 0.54 |
| 5.56 | 0.52 | 0.52 |

Tableau C.1 – Comparaison des longueurs de recirculations L_r^* dans le plan médian $z^* = 0$ dans les sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les 6 distances inter-véhiculaires obtenues par les mesures Stéréo-PIV et LDV.

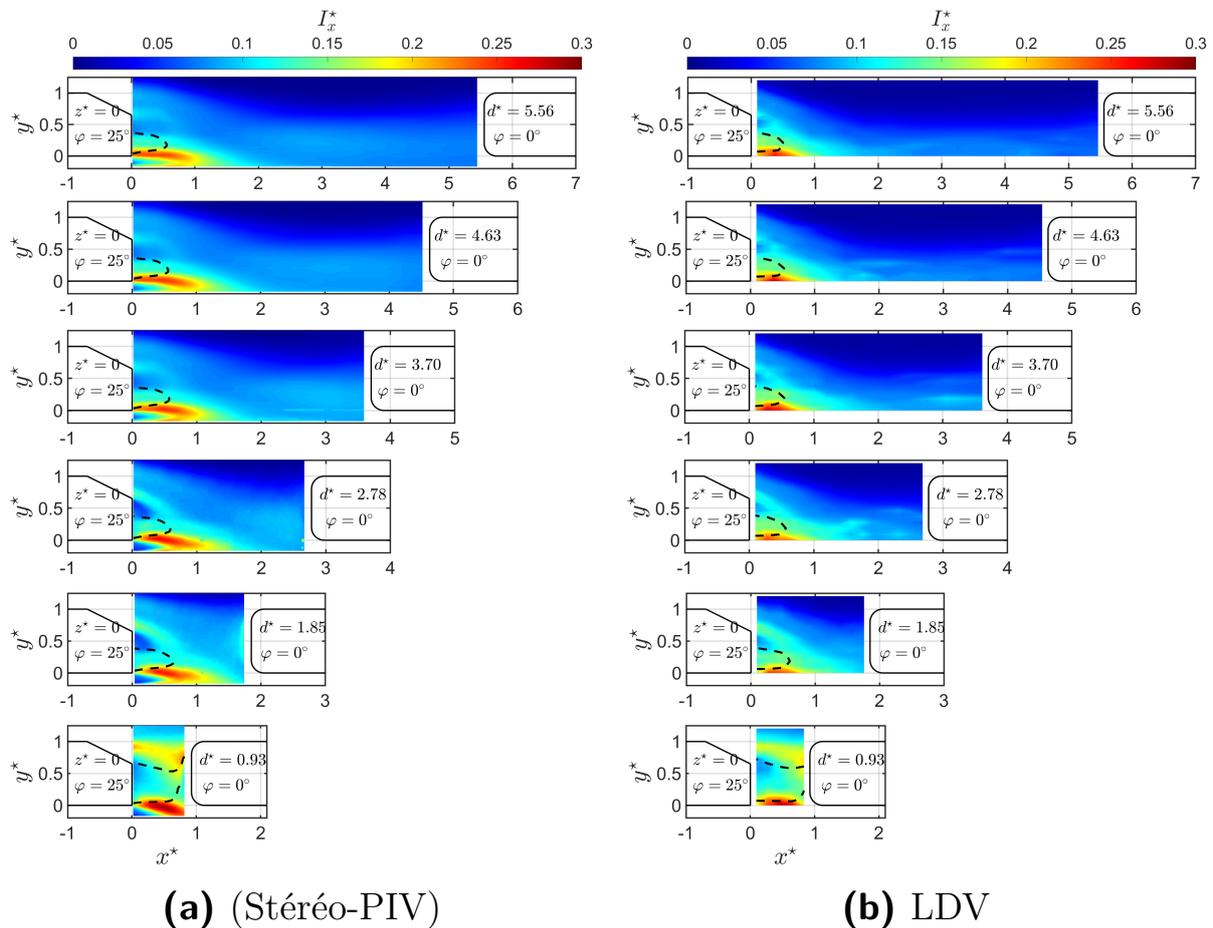


Figure C.2 – Comparaison des cartographies de l'intensité de turbulence longitudinale dans le plan médian $z^* = 0$ des sillages des corps VT $\varphi = 25^\circ$ pour les six distances inter-véhiculaires. Mise en évidence de la frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ (ligne noire hachurée).

C.2 Vitesse transversale adimensionnelle \bar{w}^* (Vue aval)

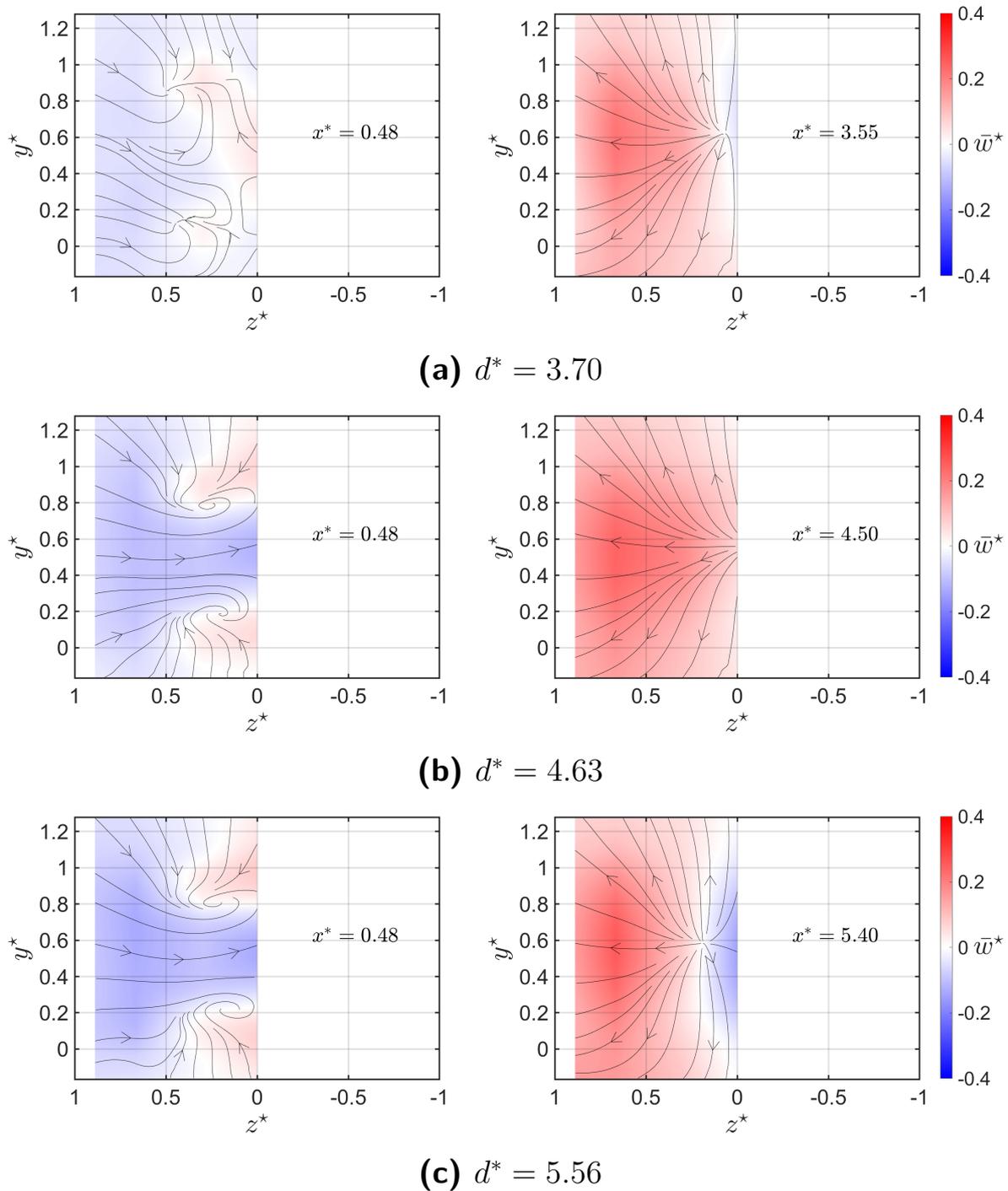
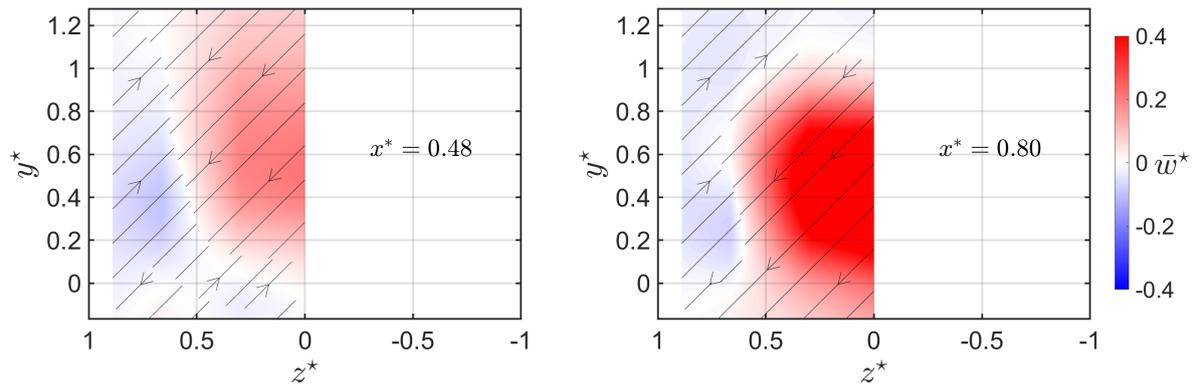
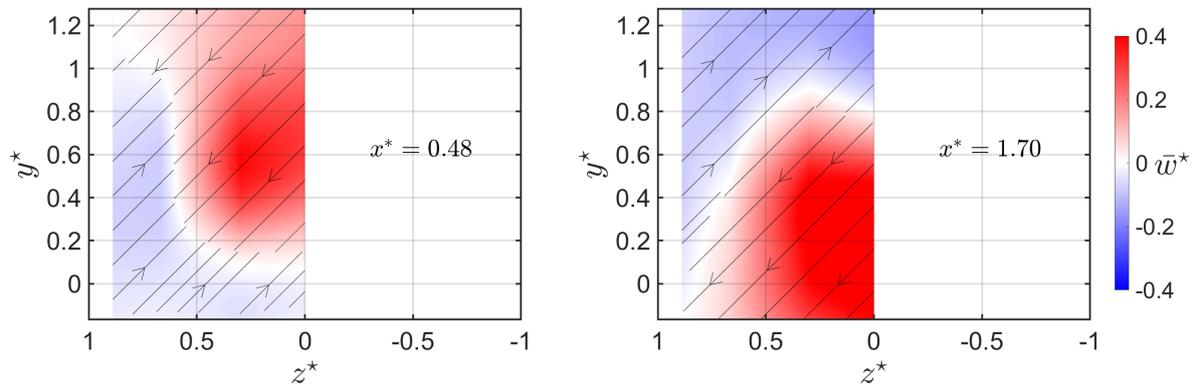
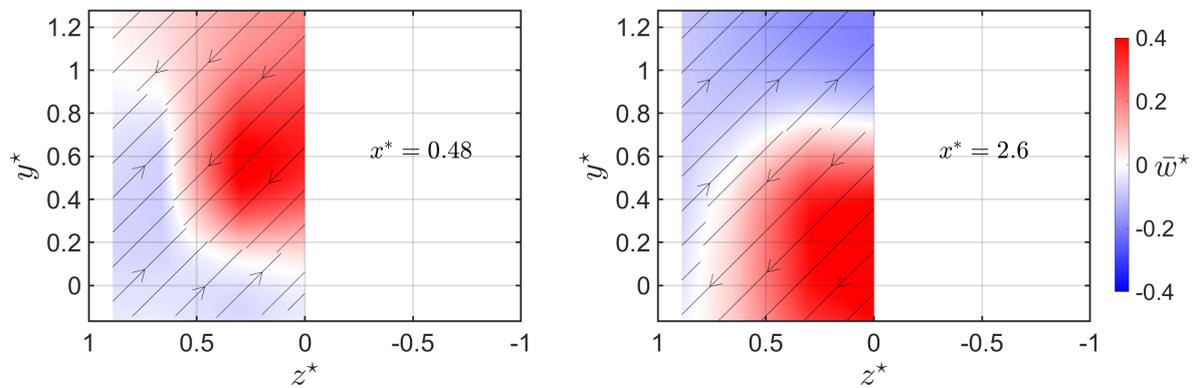
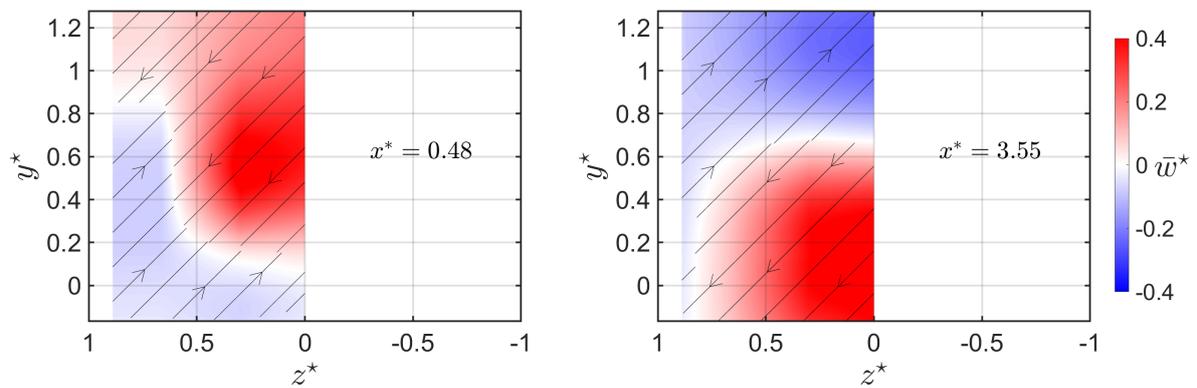


Figure C.3 – Vue aval des champs moyens de la vitesse transversale et des lignes de courant dans le sillage du corps à culot droit ($\varphi = 0^\circ$).

(a) $d^* = 0.93$ (b) $d^* = 1.85$ (c) $d^* = 2.78$ (d) $d^* = 3.70$

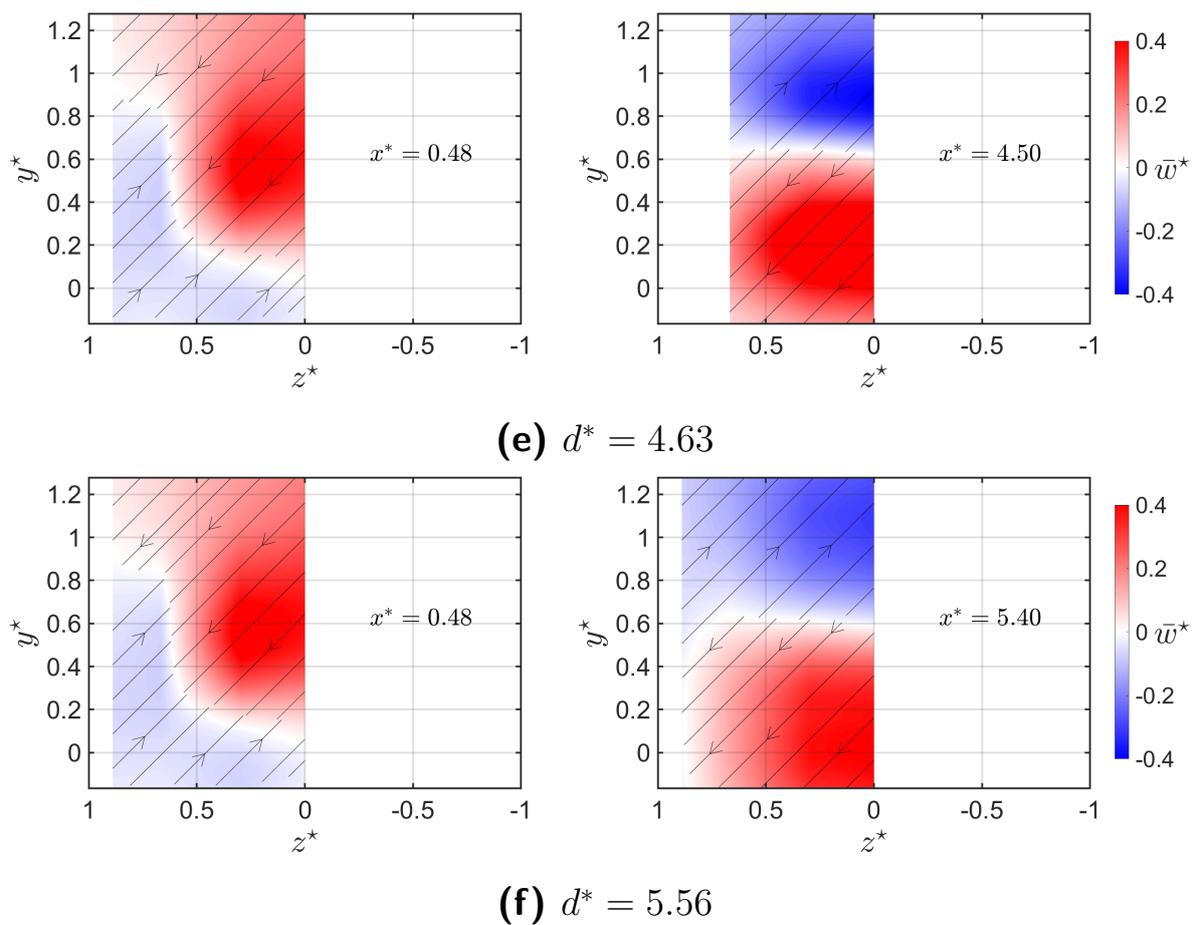


Figure C.4 – Vue aval des champs moyens de la vitesse transversale et des lignes de courant dans le sillage du corps avec un culot incliné ($\varphi = 25^\circ$).

ANNEXE D

PUBLICATIONS

Influence de la distance inter-véhiculaire sur la dispersion de polluants particulaires dans le sillage d'un véhicule simplifié à culot droit

Flow Dynamics Between Two Car Models : Influence Of The Inter-vehicle Distance

Interaction between two car models with application to pollutant dispersion

Résumé

La pollution de l'air a entraîné près de 238 000 décès dans l'Union Européenne en 2020. Parmi les polluants, les particules ultrafines (PUF) ont un effet nocif avéré sur la santé en raison de leur très petite taille ($< 0.1 \mu\text{m}$) qui leur permet de pénétrer profondément dans les poumons, les alvéoles pulmonaires et d'atteindre la circulation sanguine. Cela entraîne aussi dans la population une augmentation des comorbidités (cancers, maladies pulmonaires...). Parmi les sources d'émissions de particules dans l'atmosphère, en plus de l'agriculture, du chauffage et des industries, on trouve les transports et en particulier le trafic routier. Ces PUF, émises par les voitures depuis l'échappement ou hors échappement, peuvent s'infiltrer dans l'habitacle des véhicules suiveurs par le système de ventilation, les fenêtres ou via les défauts d'étanchéité. Cela entraîne une détérioration de la qualité de l'air dans l'habitacle augmentant ainsi l'exposition des occupants à des niveaux de pollution pouvant excéder les seuils de recommandation définis par l'OMS. Les cyclistes et les piétons se retrouvent également confrontés à des conditions de circulation dégradées. Il est donc indispensable d'améliorer les connaissances sur la dispersion des PUF dans le sillage d'un véhicule. Dans cette thèse, on s'intéresse à cette problématique et plus particulièrement au devenir des PUF émises à l'échappement et ce, dans le sillage de modèles simplifiés de véhicules routiers (corps d'Ahmed) en présence d'un véhicule suiveur. Ces travaux expérimentaux ont été menés en soufflerie à l'ESTACA et à l'Université de Rouen avec des maquettes à échelle réduite. Concrètement, les longueur, largeur et hauteur des modèles employés étaient respectivement de 196mm , 73mm et 54mm . La vitesse de l'écoulement incident a été fixée à 14.3m/s pour un nombre de Reynolds basé sur la hauteur des véhicules de 49500. Les conditions expérimentales ont été définies soigneusement de telle sorte que le rapport entre les vitesses d'avancement du véhicule et d'éjection des particules soit conservé entre les essais en soufflerie et des conditions réelles en cycle urbain. Deux modèles de corps d'Ahmed ont été utilisés ayant des angles d'inclinaison de la lunette arrière de 0° (culot droit) et 25° (culot incliné). Différentes configurations ont été étudiées pour lesquelles le véhicule de tête (VT) était soit le modèle à culot droit, soit celui à culot incliné. Six distances inter-véhiculaires ont été considérées allant de 0.93 à 5.65 fois la hauteur des véhicules. Dans la première phase d'étude, des mesures de vitesses ont été réalisées dans le sillage d'un véhicule de tête (VT) seul (calibration) puis en présence d'un véhicule suiveur (VS) pour toutes les distances inter-véhiculaires à l'aide de deux techniques optiques non intrusives (LDV et Stéréo-PIV). Les résultats ont permis dans un premier temps de valider la méthodologie expérimentale puis de caractériser finement la dynamique des écoulements de sillage, des points de vue moyen et turbulent. En particulier, une distance critique a été identifiée au-delà de laquelle l'influence du VS devient marginale. Un phénomène de bi-stabilité a également été mis en évidence pour un cas particulier (VT à culot droit et distance inter-véhiculaire la plus petite). Dans la seconde phase, des mesures de champs de concentrations des PUF en nombre ont été réalisées avec un granulomètre ELPI, un appareil de type PALAS DNP 2000 étant utilisé pour la génération des particules dont la taille variait majoritairement entre 0.03 et $0.1 \mu\text{m}$. Les résultats ont permis de mettre en évidence le rôle majeur de la zone de recirculation en aval du VT à culot droit qui favorise le mélange et la dispersion homogène des PUF dans les 3 directions spatiales. L'influence de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière a également été mise en évidence dans le cas où le véhicule de tête a un culot incliné à 25° . Dans ce cas, la forte déviation de l'écoulement vers le bas, combinée à la présence de tourbillons longitudinaux, limitent les dispersions verticale et transversale des PUF. Les particules se retrouvent en effet confinées majoritairement dans la même

demi-largeur du véhicule que celle où se situe l'échappement. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives par rapport au développement de solutions technologiques actives et/ou passives visant à limiter l'exposition des voyageurs, des piétons et des cyclistes à des niveaux de pollution importants.

Abstract

Air pollution caused nearly 238,000 deaths in the European Union in 2020. Among the pollutants, ultrafine particles (UFP) have a proven harmful effect on health because of their very small size ($<0.1 \mu\text{m}$) which allows them to penetrate deeply into the lungs, the pulmonary alveoli and reach the bloodstream. This also leads to an increase in comorbidities in the population (cancers, lung diseases...). Among the sources of emissions of particles in the atmosphere, in addition to agriculture, heating and industries, we find transport and in particular road traffic. These PUF, emitted by the cars from the exhaust or not, can infiltrate in the cabin of the following vehicles by the ventilation system, the windows or via the defects of sealing. This leads to a deterioration of the air quality in the passenger compartment, thus increasing the exposure of the occupants to pollution levels that may exceed the recommended thresholds defined by the WHO. Cyclists and pedestrians are also confronted with degraded traffic conditions. It is therefore essential to improve the knowledge on the dispersion of UFP in the wake of a vehicle. In this thesis, we are interested in this problem and more particularly in the behaviour of the PUFs emitted at the exhaust in the wake of simplified models of road vehicles (Ahmed's body) in the presence of a following vehicle. These experimental works were carried out in wind tunnels at ESTACA and at the University of Rouen with reduced scale models. Specifically, the length, width and height of the models used were 196 mm, 73 mm and 54 mm respectively. The incident flow velocity was fixed at 14.3 m/s for a Reynolds number based on the vehicle height of 49500. The experimental conditions were carefully defined such that the relationship between vehicle forward velocity and particle ejection velocity was maintained between wind tunnel tests and real urban conditions. Two simplified geometries of Ahmed body were used with rear slant angles of 0° (square back) and 25° (fastback). Different configurations were studied for which the leading vehicle (LV) was either the square back or the inclined rear slant angle models. Six inter-vehicle distances were considered ranging from 0.93 to 5.65 times the height of the vehicles. In the first phase of the study, speed measurements were performed in the wake of a leading vehicle (LV) alone (calibration) and then in the presence of a following vehicle (FV) for all inter-vehicular distances using two non-intrusive optical techniques (LDV and Stereo-PIV). The results allowed first to validate the experimental methodology and then to finely characterize the dynamics of the wake flows, from the mean and turbulent points of view. In particular, a critical distance has been identified beyond which the influence of the FV becomes marginal. A bi-stability phenomenon has also been highlighted for a particular case (LV with a square back and the smallest inter-vehicular distance). In the second phase, measurements of PUF concentration fields in number were carried out with an ELPI granulometry, a PALAS DNP 2000 type device being used for the generation of particles whose size varied mainly between 0.03 and $0.1 \mu\text{m}$. The results showed the major role of the recirculation zone downstream of the LV which favours the mixing and the homogeneous dispersion of the PUF in the 3 spatial directions. The influence of the inclined rear slant angle was also highlighted in the case where the LV has a rear slant angle of 25° . In this case, the strong downwash of the flow, combined with the presence of longitudinal vortices, limits the

vertical and transverse dispersion of the PUFs. The particles are in fact confined mainly to the same half-width of the vehicle as the exhaust. These results open new perspectives in relation to the development of active and/or passive technological solutions aiming at limiting the exposure of commuters, pedestrians and cyclists to high pollution levels.