



HAL
open science

Étude expérimentale et numérique de la dispersion d'aérosols dans le sillage d'une roue de véhicule

Fabien Gérardin

► **To cite this version:**

Fabien Gérardin. Étude expérimentale et numérique de la dispersion d'aérosols dans le sillage d'une roue de véhicule. Autre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2009. Français. NNT : 2009INPL015N . tel-01748713

HAL Id: tel-01748713

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748713v1>

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



Institut National de Recherche et de Sécurité
1 rue du Morvan – CS 60027
54519 Vandoeuvre cedex



Laboratoire des Sciences du Génie Chimique
UPR 6811 – CNRS – 1 rue Grandville – BP 20451
54001 Nancy cedex



Institut National Polytechnique de Lorraine

Ecole Doctorale
Ressources Procédés Produits Environnement (RP2E)

THESE

Présentée en vue de l'obtention du grade de
Docteur de l'INPL

Spécialité
Génie des Procédés et des Produits

Etude expérimentale et numérique de la dispersion d'aérosols dans le sillage d'une roue de véhicule

Par

Fabien GERARDIN

Soutenue publiquement le 17 mars 2009, devant le jury composé de :

Président	Jean-Claude ANDRE	Directeur de Recherche au CNRS
Rapporteurs	Evelyne GEHIN Jean-Luc HARION	Professeur à l'Université Paris XII Professeur à l'Ecole des Mines de Douai
Examineurs	Alain BERNIS Caroline GENTRIC Noël MIDOUX	Professeur à Polytech Savoie Maître de Conférences à l'ENSIC - INPL Professeur à l'ENSIC - INPL
Invité	Michel POURQUET	Chef du Département Ingénierie des Procédés à l'INRS

Table des matières

Préambule	I
Introduction	V
Chapitre I. Etat du sujet	
I.1. Les aérosols.....	1
I.1.1. Généralités	1
I.1.2. Caractéristiques géométriques d'un aérosol	2
I.1.2.1. Dimensions statistiques des aérosols	3
I.1.2.2. Facteurs de forme.....	3
I.1.2.3. Distribution granulométrique.....	4
I.1.3. Comportement des particules dans l'air	4
I.1.3.1. La diffusion brownienne.....	5
I.1.3.2. Mouvement relatif d'une particule solide dans un fluide.....	6
I.1.3.3. Mouvement d'une particule dans un écoulement turbulent.....	10
I.2. Pollution particulaire et risques sanitaires.....	13
I.2.1. Généralités	13
I.2.2. Effets sanitaires	14
I.2.3. Aspects réglementaires	16
I.3. Circulation de véhicules et émissions de poussières	17
I.3.1. Méthode d'évaluation des émissions	17
I.3.2. Modèles prédictifs d'émission.....	19
I.3.3. Distribution granulométrique des aérosols émis	23
I.4. La roue, source d'émission	25
I.4.1. Travaux expérimentaux	26
I.4.1.1. Description du phénomène.....	26
I.4.1.2. Caractérisation de l'écoulement	30
I.4.2. Simulation	35
I.4.2.1. Aspects numériques	38
I.4.2.2. Modèles	40
I.4.2.3. Résultats disponibles dans la littérature	42
I.4.3. Conclusion	45

Chapitre II. Matériels et méthodes

II.1. Matériels	47
II.1.1. Moyens expérimentaux	47
II.1.1.1. Présentation du banc d'essais.....	47
II.1.1.1.1. Description de la veine aéraulique	47
II.1.1.1.2. Description du mécanisme de positionnement des roues.....	48
II.1.1.1.3. Description des configurations expérimentales étudiées	49
II.1.1.1.3.1. Nature des roues.....	49
II.1.1.1.3.2. Description des flasques	50
II.1.1.1.3.3. Description du capotage	50
II.1.1.1.4. Mise en œuvre des particules	51
II.1.1.1.4.1. Description du générateur de particules	51
II.1.1.1.4.2. Caractéristiques des particules aérosolisées.....	52
II.1.1.2. Métrologie	54
II.1.1.2.1. Mesures anémométriques	54
II.1.1.2.1.1. Principes de fonctionnement (Schon et al., 2008)	54
II.1.1.2.1.2. Description de la chaîne anémométrique utilisée	56
II.1.1.2.1.3. Description du système de positionnement de la sonde.....	57
II.1.1.2.1.4. Incertitude de la mesure.....	58
II.1.1.2.2. Mesure de la concentration de particules.....	60
II.1.1.2.2.1. Principe de la mesure optique (Renoux et Boulaud, 1998)	60
II.1.1.2.2.2. Limites d'utilisation	62
II.1.1.2.2.3. Etalonnage	62
II.1.1.2.2.4. Coïncidence	62
II.1.1.2.3. Description de l'outil de mesure des particules	62
II.1.1.2.3.1. Compteur optique Grimm®	62
II.1.1.2.3.2. Prélèvement des particules.....	63
II.1.2. Moyens numériques (Gentric et Midoux, 2006)	64
II.1.2.1. Description de la veine aéraulique numérique	64
II.1.2.2. Conditions aux limites.....	65
II.1.2.3. Maillage	65
II.1.2.4. Modèles de turbulence	66
II.1.2.5. Simulation de la trajectoire des particules	67
II.1.2.5.1. Suivi lagrangien des particules.....	67
II.1.2.5.2. Comportement des particules dans un écoulement turbulent.....	68
II.2. Protocole expérimental et de simulation	69
II.2.1. Protocole expérimental.....	69
II.2.1.1. Réception de la veine aéraulique	69
II.2.1.2. Caractérisation aérodynamique.....	70
II.2.1.2.1. Etalonnage.....	71

II.2.1.2.2.	Cas de la roue isolée	71
II.2.1.2.3.	Cas de la roue capotée	72
II.2.1.2.4.	Cas des roues en tandem	72
II.2.1.3.	Dispersion des particules	73
II.2.2.	Protocole de simulation	76
II.2.2.1.	Influence du confinement sur l'écoulement	77
II.2.2.2.	Configurations des roues étudiées	77
II.2.2.2.1.	Cas d'une roue cylindrique	77
II.2.2.2.2.	Simulation avec des géométries de roues réalistes	79
II.2.2.2.2.1.	Écoulement de l'air seul	79
II.2.2.2.2.2.	Dispersion des particules	80

Chapitre III. Résultats expérimentaux

III.1.	Mesures aérodynamiques	81
III.1.1.	Caractérisation aéraulique de la veine d'essais	81
III.1.2.	Écoulement autour d'une roue isolée	85
III.1.2.1.	Roue isolée lisse sans flasques latéraux	85
III.1.2.2.	Roue isolée lisse avec flasques latéraux	89
III.1.2.3.	Roue isolée crantée sans flasques latéraux	92
III.1.2.4.	Roue isolée crantée avec flasques latéraux	96
III.1.2.5.	Influence de la rotation sur l'écoulement	99
III.1.3.	Écoulement autour d'une roue lisse capotée	102
III.1.4.	Écoulement autour de deux roues crantées en tandem	106
III.1.4.1.	Roues crantées sans flasques latéraux	106
III.1.4.2.	Roues crantées avec flasques latéraux	109
III.1.5.	Conclusion	112
III.2.	Mesure de la dispersion particulaire	113
III.2.1.	Transport des particules dans un champ turbulent	113
III.2.2.	Roue isolée et lisse	118
III.2.3.	Roue isolée et crantée	120
III.2.4.	Roue capotée	120
III.2.5.	Conclusion	123

Chapitre IV. Résultats de simulation

IV.1.	Influence du confinement sur l'écoulement	124
IV.1.1.	Évolution du coefficient de pression à la surface de la roue	124
IV.1.2.	Comparaison des champs de vitesse	124
IV.2.	Influence de la géométrie des roues et des conditions opératoires	127
IV.2.1.	Cas de la roue cylindrique	127
IV.2.1.1.	Influence de la vitesse	127
IV.2.1.2.	Influence de la géométrie des flancs de la roue	131

IV.2.1.3.	Influence du support de roue	132
IV.2.1.4.	Influence d'une seconde roue	133
IV.2.1.4.1.	Evolution du coefficient de pression à la surface de chaque roue	133
IV.2.1.4.2.	Champs de vitesse.....	134
IV.3.	Simulation avec des géométries de roues réalistes	135
IV.3.1.	Roue isolée lisse sans flasques latéraux	136
IV.3.2.	Roue isolée lisse avec flasques latéraux	141
IV.3.3.	Simulation aux grandes échelles.....	145
IV.4.	Simulation de la dispersion des particules	147
IV.5.	Conclusions	148
 Conclusion et perspectives.....		150
 Références bibliographiques		152

Annexes

Annexe I : Caractéristiques physiques et comportement de l'aérosol

Annexe II : Modèles de turbulence classiques et lois de paroi

Annexe III : Résultats expérimentaux complémentaires

Nomenclature

Table des figures

Chapitre I – Etat du sujet

Figure I.1.	Aérosol atmosphérique selon Madelaine (1982)	2
Figure I.2.	Diamètres caractéristiques d'un aérosol.....	3
Figure I.3.	Valeurs de la distance d'arrêt en fonction du diamètre des particules pour une vitesse initiale $u_{p0} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ et une masse volumique des particules $\rho_p = 2,4.10^3 \text{ kg.m}^{-3}$	9
Figure I.4.	Evolution du gain et du déphasage en fonction du nombre de Stokes pour $R = 1000$	12
Figure I.5.	Prédiction du dépôt total et régional des particules dans les voies respiratoires chez l'Homme en fonction de la taille des particules (LUDEP, 2000)	14
Figure I.6.	Représentation des tours de prélèvements de la méthode « au vent - sous le vent » mise en place par Gillies et al. (2005)	18
Figure I.7.	Caractéristiques des véhicules employés pour les essais de Gillies et al. (2005)	21
Figure I.8.	Facteur d'émission de PM_{10} (g.VKT^{-1}) en fonction de la vitesse pour les différents véhicules (Gillies et al. (2005)).....	22
Figure I.9.	Facteur d'émission de PM_{10} (g.VKT^{-1}) en fonction de la masse pour les différents véhicules (Gillies et al. (2005))	22
Figure I.10.	Concentration massique derrière la roue d'un véhicule équipé de pneumatiques respectivement de types cloutés, « hiver » et « été » selon Hussein et al. (2008).....	23
Figure I.11.	Distribution granulométrique en masse de l'aérosol produit par 4 types de véhicules sur une voie de circulation brute (Pinnick et al., 1985)	24
Figure I.12.	Distribution granulométrique cumulée en nombre d'un aérosol produit à proximité d'une voie de circulation industrielle (Sinha et Banerjee, 1997).....	24
Figure I.13.	Distribution granulométrique en masse de l'aérosol produit par un véhicule sur une voie de circulation goudronnée (Van Dingenen et al., 2004)	25
Figure I.14.	Schématisation de l'écoulement (vue arrière) autour d'une roue isolée et fixe (a), autour d'une roue fixe reposant sur un sol fixe (b) et autour d'une roue en rotation reposant sur un sol fixe (c) selon Mercker (1991).....	27
Figure I.15.	Evolution du coefficient de pression le long de la ligne moyenne d'une roue à l'arrêt et en rotation selon Fackrell et Harvey (1974).....	27
Figure I.16.	Visualisation du décollement de la couche limite par Fackrell et Harvey (1974)	28

Figure I.17. Localisation du point de décollement (s) pour une roue fixe d'après Midoux (1993)	28
Figure I.18. Principe de décollement de la couche limite selon Fackrell et Harvey (1974)	28
Figure I.19. Description des phénomènes aérodynamiques à proximité du point de contact sol - roue avec un sol mobile et une roue en rotation	29
Figure I.20. Représentation du « wheel jetting » au point de contact de la roue avec le sol.....	29
Figure I.21. Plan de mesures (yz) pour une roue isolée	32
Figure I.22. Champs de vitesse u, v et w dans le plan (yz) à 1D selon Saddington et al. (2007)	32
Figure I.23. Champs de vitesse v et w dans le plan (yz) à 2,5D – roue en rotation (a) et roue à l'arrêt (b) selon Mears et al. (2002)	33
Figure I.24. Description d'une roue	33
Figure I.25. Champs de vitesse u, v et w dans le plan (yz) à 1D selon Mears et Dominy (2004)	34
Figure I.26. Représentation d'une roue placée dans une arche	34
Figure I.27. Distribution angulaire du coefficient de pression pour une roue en rotation placée dans une arche - garde au sol de 50 mm (a) et 250 mm (b) selon Skea et al. (2000).....	35
Figure I.28. Roues aux flancs droits ou arrondis	36
Figure I.29. Conditions aux limites les plus communes	40
Figure I.30. Champs de vitesse simulés à l'arrière d'une roue en rotation placée dans une arche (a) et isolée (b) selon Skea et al. (2000).....	43
Figure I.31. Champs de vitesse simulés à l'arrière (1D) d'une roue stationnaire (a) et en rotation (b) selon MacManus et Zhang (2006).....	44

Chapitre II – Matériels et méthodes

Figure II.1. Schéma de principe de la veine aéraulique	48
Figure II.2. Illustration de la zone d'expérimentation	48
Figure II.3. Illustration du mécanisme de positionnement des roues.....	49
Figure II.4. Profils des pneumatiques et de la jante.....	49
Figure II.5. Description du bras de fixation d'une roue et des flasques latéraux	50
Figure II.6. Description capotage	50
Figure II.7. Schéma de principe du générateur Palas [®] BEG 1000 S (Simon, 2005).....	51
Figure II.8. Description de la canne et illustration de son positionnement.....	52
Figure II.9. Photographies des micro-billes de verre prises au microscope électronique à balayage (MEB)	53

Figure II.10. Distribution granulométrique et fraction cumulée en nombre de la poudre	54
Figure II.11. Distribution granulométrique et fraction cumulée en volume de la poudre	54
Figure II.12. Représentation d'une sonde à fil chaud (image Dantec®)	55
Figure II.13. Principe du montage à température constante	56
Figure II.14. Exemple de réponse $E = f(u)$ pour un anémomètre à fil chaud	56
Figure II.15. Représentation de la sonde à films croisés dans un repère orthonormé	57
Figure II.16. Description du référentiel adopté	58
Figure II.17. Illustration du positionneur de sonde	58
Figure II.18. Principe de mesure du compteur optique	61
Figure II.19. Principe de mesure du compteur optique pour les fines particules	61
Figure II.20. Sonde de prélèvement des particules	63
Figure II.21. Evaluation de l'écart entre les concentrations réelles et mesurées en fonction de l'écart à l'isocinétisme selon Grinsphun (1993)	64
Figure II.22. Représentation de la veine aéraulique définie pour la simulation)	64
Figure II.23. Conditions aux limites appliquées pour une demi-largeur de la veine d'essais	65
Figure II.24. Détail du maillage autour de la roue (a) et en regard du maillage de la roue (interface non conforme) (b)	66
Figure II.25. Représentation de l'angle d'écrasement de la roue	66
Figure II.26. Représentation des plans de mesures pour la réception de la veine aéraulique	70
Figure II.27. Localisation des plans de mesures (yz) pour une roue isolée	71
Figure II.28. Localisation des points pour l'analyse spectrale du signal à $x = 1,20D$	72
Figure II.29. Localisation des plans de mesures (yz) pour des roues en tandem	73
Figure II.30. Localisation du point d'introduction des particules	74
Figure II.31. Exemple de champs de vitesses normées \bar{u} et \bar{v} pour $u_\infty = 4$ et 7 m.s^{-1} avec une roue crantée à $x = 1,20D$	75
Figure II.32. Localisation des plans de mesures (yz) pour une roue isolée Dispersion des particules	76
Figure II.33. Roue cylindrique à flancs droits	77
Figure II.34. représentation des flancs arrondis de la roue (vue arrière)	78
Figure II.35. Roue cylindrique et son support (vue de face)	78
Figure II.36. Roues cylindriques en tandem	79
Figure II.37. Roue avec ajours simplifiés	79

Chapitre III – Résultats expérimentaux

Figure III.1. Représentation des plans de mesures pour la réception de la veine aéraulique.....	81
Figure III.2. Champs de vitesse (\bar{u}) et d'intensité de turbulence (Tu) pour $x = -1300, -300$ et 700 mm avec $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$	82
Figure III.3. Profils de vitesse verticaux en $z = 0$ mm pour $x = -1300, -300$ et 700 mm avec $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$	83
Figure III.4. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés au point $(-1300, 520, 0)$ pour la veine en l'absence de roue.....	84
Figure III.5. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, lisse sans flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	86
Figure III.6. Lignes de courant pour une roue isolée, lisse sans flasques – Plan (yz) pour $x = 1,20D$	87
Figure III.7. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, lisse sans flasques	87
Figure III.8. Représentation du point de séparation du flux en aval du point de contact.....	88
Figure III.9. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue isolée, lisse sans flasques	88
Figure III.10. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, lisse avec flasques – plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	90
Figure III.11. Lignes de courant pour une roue isolée, lisse avec flasques Plan (yz) pour $x = 1,20D$	91
Figure III.12. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, lisse avec flasques	92
Figure III.13. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue isolée, lisse avec flasques.....	92
Figure III.14. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, crantée sans flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	94
Figure III.15. Lignes de courant pour une roue isolée, crantée sans flasques Plan (yz) pour $x = 1,20D$	95
Figure III.16. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, crantée sans flasques	95
Figure III.17. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue isolée, crantée sans flasques	96
Figure III.18. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, crantée avec flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	97
Figure III.19. Lignes de courant pour une roue isolée, crantée avec flasques Plan (yz) pour $x = 1,20D$	98

Figure III.20. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, crantée avec flasques	98
Figure III.21. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue isolée, crantée avec flasques	99
Figure III.22. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour des roues isolées, lisse et crantée avec flasques Plans (yz) pour $x = 1,20D$ – Roues à l'arrêt.....	100
Figure III.23. Lignes de courant pour une roue isolée, lisse avec flasques Plan (yz) pour $x = 1,20D$ – Roue à l'arrêt	101
Figure III.24. Lignes de courant pour une roue isolée, crantée avec flasques Plan (yz) pour $x = 1,20D$ – Roue à l'arrêt	101
Figure III.25. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, lisse avec flasques - Roue à l'arrêt.....	102
Figure III.26. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue lisse capotée avec flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	104
Figure III.27. Lignes de courant pour une roue lisse capotée avec flasques Plan (yz) pour $x = 1,20D$	105
Figure III.28. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue lisse capotée avec flasques	105
Figure III.29. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem sans flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ – roue 1 et $x = 0,25D$ – roue 2	107
Figure III.30. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem sans flasques Plan (yz) pour $x = 1,20D$ – roue 2.....	108
Figure III.31. Lignes de courant (à gauche) et spectres de puissance du signal $v = f(t)$ (à droite) déterminés pour deux roues crantées en tandem sans flasques pour $x = 1,20D$ – roue 2.....	108
Figure III.32. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem avec flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ – roue 1 et $x = 0,25D$ – roue 2	110
Figure III.33. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem avec flasques Plan (yz) pour $x = 1,20D$ – roue 2.....	111
Figure III.34. Lignes de courant (à gauche) et spectres de puissance du signal $v = f(t)$ (à droite) déterminés pour deux roues crantées en tandem avec flasques pour $x = 1,20D$ – roue 2.....	111

Figure III.35. Caractérisation de l'écoulement de l'air dans le sillage d'une roue isolée avec (a) et sans (b) flasques – Vue arrière.....	112
Figure III.36. Evolution du gain et de l'angle de déphasage de la vitesse des particules en fonction de la fréquence des variations de vitesse de l'écoulement	114
Figure III.37. Positionnement du point de mesure pour la détermination des échelles spatio-temporelles de la turbulence Roue lisse sans flasques – $x = 1,20D$	115
Figure III.38. Spectre de puissance du signal $u(t)$ au point (700, 100, -150) Roue lisse sans flasques	116
Figure III.39. Evolution du coefficient d'autocorrélation $R_E(\tau)$ au point (700, 100, -150) – Roue lisse sans flasques	117
Figure III.40. Champs de concentration particulaire [$0,8 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}$] pour une roue lisse ajourée et non ajourée - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	119
Figure III.41. Champs de concentration particulaire [$0,8 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}$] pour une roue crantée ajourée et non ajourée - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$..	121
Figure III.42. Champs de concentration particulaire [$0,8 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}$] pour une roue lisse capotée avec flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	122

Chapitre IV – Résultats de simulation

Figure IV.1. Profils du coefficient de pression C_p à la surface de la roue pour un domaine fermé et ouvert - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$	124
Figure IV.2. Iso-contours \bar{u} pour le plan (yz) situé à $x = 0,52D$ Domaine fermé (a) et ouvert (b) - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$	125
Figure IV.3. Iso-contours $\bar{u} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et 5 m.s^{-1} (b) pour un domaine fermé et ouvert plan (yz) à $x = 0,52D$ - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$	125
Figure IV.4. Iso-contours $\bar{u} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et -2 m.s^{-1} (b) pour un domaine fermé et ouvert plan (yz) à $x = 0,52D$ - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$	125
Figure IV.5. Iso-contours $\bar{u} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et 5 m.s^{-1} (b) pour un domaine fermé et ouvert Plan de symétrie vertical - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$	126
Figure IV.6. Iso-contours $\bar{u} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et -2 m.s^{-1} (b) pour un domaine fermé et ouvert Plan de symétrie vertical - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$	126
Figure IV.7. Iso-contours de l'intensité de turbulence pour le plan (yz) situé à $x = 0,52D$ Domaine fermé (a) et ouvert (b) - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$	126

Figure IV.8. Représentation d'un demi-plan de mesures	127
Figure IV.9. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ - $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$	128
Figure IV.10. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées) - $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$	128
Figure IV.11. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ - $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$	129
Figure IV.12. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues large et détaillée) - $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$	129
Figure IV.13. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ - $u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue stationnaire.....	130
Figure IV.14. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées) - $u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue stationnaire.....	130
Figure IV.15. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ - $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue flancs arrondis.....	131
Figure IV.16. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées) - $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue flancs arrondis.....	131
Figure IV.17. Champs de vitesse pour les plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue et son support.....	132
Figure IV.18. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées) - $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue et son support.....	133
Figure IV.19. Profils du coefficient de pression C_p à la surface des deux roues en tandem et de la roue isolée - $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$	133
Figure IV.20. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ – roue 1 et $x = 0,25D / 1,20D$ – roue 2 $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roues en tandem	134
Figure IV.21. Champs de vitesse selon le plan de symétrie des roues $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roues en tandem	135
Figure IV.22. Champs de vitesse expérimentaux et simulés pour une roue lisse sans flasques – Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	137
Figure IV.23. Ecart (E, %) entre les vitesses longitudinales expérimentales et simulées pour une roue lisse sans flasques	138
Figure IV.24. Champs de vitesse simulés pour une roue lisse sans flasques plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$ – Calcul instationnaire	139
Figure IV.25. Module de la vitesse en fonction du temps - Roue isolée lisse sans flasques.....	140
Figure IV.26. Contours du module de la vitesse à deux instants différents ($\Delta t = 1 \text{ s}$)	

dans un plan horizontal (xz) situé à 10 cm du sol	
Roue isolée lisse sans flasques.....	140
Figure IV.27. Champs de vitesse expérimentaux et simulés pour une roue lisse avec flasques	
Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	142
Figure IV.28. Ecart (E, %) entre les vitesses longitudinales expérimentales et simulées	
pour une roue lisse avec flasques	143
Figure IV.29. Champs de vitesse simulés pour une roue lisse avec flasques	
Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$ – Calcul instationnaire	144
Figure IV.30. Contours du module de la vitesse à deux instants différents ($\Delta t = 1$ s)	
dans un plan horizontal (xz) situé à 10 cm du sol	
Roue isolée lisse avec flasques.....	145
Figure IV.31. Champs de vitesse instantanés et moyens simulés par LES	
pour une roue lisse sans flasques – Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	146
Figure IV. 32. Répartition en nombre des particules aérosolisées dans le plan (yz)	
à $x = 1,20D$ – Roue isolée lisse sans flasques - $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$	148

Annexe I – Caractéristiques physiques et comportement de l'aérosol

Figure A.I.3. Histogramme d'une distribution granulométrique.....	I
Figure A.I.4. Courbe granulométrique cumulée	I
Figure A.I.5. Courbe de distribution différentielle en nombre	II
Figure A.I.6. Représentation de la loi normale.....	III
Figure A.I.7. Représentation de la loi log-normale.....	IV
Figure A.I.8. Différents diamètres caractéristiques d'une distribution log-normale	IV
Figure A.I.7. Forces exercées sur une particule et composantes de vitesses	V
Figure A.I.8. Forces agissant sur une particule en écoulement uniforme	VII
Figure A.I.9. Force de portance induit par la rotation de la particule	VIII
Figure A.I.10. Représentation de la force de portance de Saffman	
dans un champ cisailé (Midoux, 2008).....	VIII
Figure A.I.11. Sillage pour une particule en régimes laminaire (a) et turbulent, $Re_{p0} = 10^3$ (b)	IX
Figure A.I.12. Déplacement relatif stationnaire d'une particule sous l'action	
de la gravité et des frottements	IX
Figure A.I.13. « Modification » de volume d'une particule dans un écoulement	X

Annexe III – Résultats expérimentaux complémentaires

Figure A.III.1. Champs de vitesse (\bar{u}) et d'intensité de turbulence (Tu) pour $x = -1300, -300$ et 700 mm avec $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$	XXIV
Figure A.III.2. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, lisse sans flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$	XXV
Figure A.III.3. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, lisse avec flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$	XXVI
Figure A.III.4. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, crantée sans flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$	XXVII
Figure A.III.5. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, crantée avec flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$	XXVIII
Figure A.III.6. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue capotée, lisse avec flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$	XXIX
Figure A.III.7. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem sans flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$ – roue 2.....	XXX
Figure A.III.8. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem avec flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$ – roue 2.....	XXXI
Figure A.III.9. Champs de concentration particulaire pour une roue lisse sans flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	XXXII
Figure A.III.10. Champs de concentration particulaire pour une roue lisse avec flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20$	XXXIII
Figure A.III.11. Champs de concentration particulaire pour une roue crantée sans flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	XXXIV
Figure A.III.12. Champs de concentration particulaire pour une roue crantée avec flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	XXXV
Figure A.III.13. Champs de concentration particulaire pour une roue lisse capotée avec flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$	XXXVI

Table des tableaux

Chapitre I – Etat du sujet

Tableau I.1. Coefficients de la relation I.26 en fonction des termes retenus dans l'équation du mouvement.....	10
Tableau I.2. Expression des fonctions f_1 et f_2 en fonction du rapport des masses volumiques et du nombre de Stokes	12
Tableau I.3. Paramètres opératoires mis en œuvre dans différentes expressions recensées du facteur d'émission	20
Tableau I.4. Coefficients indiqués dans l'expression du facteur d'émission de l'US EPA	20
Tableau I.5. Coefficients de traînée et de portance pour une roue en rotation et pour une roue fixe (Fackrell et Harvey, 1974 ; Mears et Dominy, 2004).....	30
Tableau I.6. conditions opératoires mises en œuvre dans les différentes configurations expérimentales.....	31
Tableau I.7. Conditions géométriques pour les études de CFD recensées dans la littérature.....	37
Tableau I.8. Détails numériques des écoulements autour d'une roue isolée traités par CFD dans la littérature	39
Tableau I.9. Modèles de turbulence utilisés pour simuler les écoulements autour d'une roue recensé dans la littérature	41

Chapitre II – Matériels et méthodes

Tableau II.1. Sources d'erreur et incertitudes relatives correspondantes pour la mesure réalisée avec la chaîne anémométrique utilisée dans l'étude (calcul pour 1 film chaud) selon (Jorgensen, 2002)	59
Tableau II.2. Configurations étudiées – Caractérisation aérodynamique	70
Tableau II.3. Configurations étudiées – Dispersion des particules	75

PRÉAMBULE

Les pays du nord ont fondé leur développement économique sur l'exploitation intensive des ressources naturelles vitales en méprisant les conséquences. Trop longtemps stigmatisée comme un facteur de décroissance industrielle, la préservation de ces ressources est devenue, ces dernières années, un enjeu sanitaire, environnemental et économique majeur. La prise de conscience de l'opinion publique pour la protection de son environnement est à l'origine d'une mobilisation collective sans précédent dans les pays industrialisés. De cette préoccupation, est né, entre autres, un projet de société dont l'objectif est de remédier aux excès et aux dysfonctionnements d'un mode de développement dont les limites ont été fortement dénoncées dès le début des années 1970. Si les premiers effets de l'industrialisation sur l'environnement se sont manifestés, une décennie plus tard avec, par exemple, la déforestation massive des régions subéquatoriales ou encore des choix technologiques irrationnels non structurés sur l'évolution de la culture des citoyens du monde (utilisation de la biomasse pour l'énergie, mauvaise gestion des déchets, aménagement du territoire,...) de nouvelles sources d'inquiétude, alimentées par des observations scientifiques robustes, ont rapidement fait l'objet d'une prise de conscience associée à une intense médiatisation. On citera l'érosion de la biodiversité, le réchauffement de la planète d'origine anthropique, la dégradation de la qualité de l'air et les difficultés d'accéder à l'eau potable.

Ce « projet » de société, défini par l'oxymore « développement durable », s'est affirmé récemment comme un concept omniprésent dans la politique gouvernementale des pays occidentaux. Elaboré pour « répondre aux besoins du présent, sans compromettre la capacité des générations futures à répondre aux leurs », le développement durable s'inscrit dans un cadre aux contours larges et flous. En effet, les dimensions du concept s'étendent à des mondes qui se sont longtemps ignorés : l'économie, l'écologie et le social. Un processus pérenne devra alors être économiquement efficace, socialement équitable et écologiquement tolérable. En l'absence d'une réglementation qui ne peut s'investir dans la complexité des processus économiques, le transfert de responsabilité se délocalise. Ainsi, à l'échelle de l'entreprise, le principe du développement durable se décline plutôt en termes de Responsabilité Sociale des Entreprises (RSE). Cette notion couvre, entre autres, la qualité globale des filières d'approvisionnement, la sous-traitance, la santé au travail et l'empreinte écologique de l'entreprise. L'exercice de la RSE est basé sur une démarche volontaire des entreprises et demande une bonne perception de leur environnement, ainsi que le respect de l'équilibre des intérêts des parties prenantes.

Si les volets économiques et écologiques de la RSE sont intelligibles dans l'esprit de nombre d'industriels, des décideurs voire des consommateurs, sa composante sociale est en revanche moins bien perçue, notamment pour les questions de sécurité, de santé et de conditions de travail des salariés. Sensibilisés à la cause environnementale, les industriels se sont appropriés la démarche RSE par la mise en place, en priorité, de procédés propres. Par opposition aux procédés usuels, les procédés propres sont considérés comme un ensemble d'opérations unitaires conçu non seulement pour produire, mais également pour limiter l'impact de l'outil de production sur l'environnement.

En France, les efforts consentis par les industriels pour développer des solutions technologiques destinées à maîtriser leur consommation d'énergie et les flux entrants et sortants des usines ont démontré la pertinence écologique (et financière) de la démarche. En revanche, dans un certain nombre de situations, l'intégration de la contrainte environnementale dans le processus de production a contribué à l'émergence de nouveaux risques professionnels. Un des exemples les plus éloquentes de transfert de risque d'une population vers une autre est la mise sous confinement des activités les plus émissives. Si ce mode de traitement est une solution acceptable pour la réduction des émissions diffuses dans l'environnement, il a pour conséquence de concentrer la pollution dans un volume restreint dans lequel les opérateurs sont amenés à évoluer. Dans ces circonstances, la ventilation des ateliers est, en général, le moyen privilégié par les hygiénistes pour assainir ces ambiances sans pour autant maîtriser les sources d'émissions. Energivore et coûteuse en termes d'investissement, cette technique révèle ses limites dans de nombreux secteurs d'activités. On pensera naturellement aux activités extractives souterraines, dont près de la moitié des dépenses énergétiques est consacrée à la ventilation, mais également à des activités plus récentes comme le compostage industriel. Ainsi, la nécessité de surdimensionner des installations de ventilation pour garantir aux opérateurs la meilleure qualité possible de leur atmosphère de travail a rendu cette approche incompatible avec la question environnementale. Très longtemps, hygiénistes et protecteurs de l'environnement se sont opposés sur les recommandations à apporter aux industriels. Faut-il privilégier les procédés propres au détriment des procédés sûrs (et hygiéniques) ? La difficulté d'apporter une réponse à cette question fondamentale est souvent considérée comme la pierre d'achoppement d'une intégration vraiment réussie de la RSE dans la vie d'un site industriel.

Ce débat trouvera son épilogue lorsque la culture des ingénieurs leur permettra de ne plus dissocier, voire de ne plus opposer, la santé au travail et la protection de l'environnement dans un cadre socio-économique imposé par ailleurs. Cette évolution culturelle est envisageable à condition de sensibiliser non seulement les ingénieurs aux procédés propres et sûrs dès leur formation, mais aussi tous les niveaux hiérarchiques des entreprises et de leurs parties prenantes. Il s'agira, alors, d'une véritable démarche de progrès à partir de l'instant où une réflexion globale sera menée pour la conception et le développement de nouveaux processus de transformation de la matière et de l'énergie.

Rappelons qu'au-delà de l'aspect culturel, l'ingénieur moderne en génie des procédés possède dans sa « boîte à outils » la plupart des instruments scientifiques et technologiques qui pourront lui permettre de proposer des projets industriels en accord avec tous les fondamentaux du développement durable. A ce titre, une attention particulière ne saurait être détournée de la maîtrise des flux entrants et sortants d'une unité de production.

Si l'ensemble de ces flux est canalisé et bénéficie d'une bonne traçabilité, les émissions fugitives et diffuses sont, quant à elles, à l'origine des préoccupations des hygiénistes du travail et des écologistes. Ces émissions représentent souvent, en termes de tonnage, une faible quantité au regard des flux de matières produites. Si elles sont incluses dans le « bruit de fond », elles sont néanmoins

considérées comme la principale cause de la dégradation de la qualité de l'air d'un site industriel et de son environnement proche.

Alors que la maîtrise des émissions fugitives relève de la bonne conduite d'une unité de production et notamment d'une politique de maintenance de l'entreprise exigeante, les émissions diffuses sont, par nature, difficiles à quantifier et à maîtriser. La recherche d'éléments de réponse à cette problématique constitue un enjeu de société qui dépasse le cadre de l'entreprise et contribuera, sans aucun doute, à une conciliation harmonieuse entre l'écologie et la santé au travail.

Les travaux présentés dans cet ouvrage s'inscrivent volontairement dans une approche globale, c'est à dire par l'intégration des contraintes sanitaires et environnementales dans la recherche de solutions destinées à maîtriser une source d'émission diffuse. Au-delà de la nécessité de faire avancer la connaissance scientifique, ce travail de recherche renforcera le sentiment que l'ingénierie des procédés peut constituer une aide au service d'une cause noble parce qu'humaniste.

L'une des manières d'illustrer ce concept est de s'intéresser aux moyens technologiques disponibles pour la réduction et la maîtrise d'émissions diffuses de particules d'un site industriel. Des secteurs d'activités aussi divers que les industries extractives, les chantiers du bâtiment et des travaux publics ou le compostage industriel sont à l'origine d'émissions diffuses importantes. S'il est admis que l'érosion éolienne des tas de stockage et le transvasement de matériaux constituent des sources d'émissions importantes, il est, en revanche, moins fréquent de considérer le phénomène d'aérosolisation de particules provoqué par le passage du véhicule. Qu'il s'agisse de routes goudronnées ou de voies industrielles, la circulation de véhicules est à l'origine de l'envol de particules présentes naturellement à leur surface. Ces particules sont pour l'essentiel de nature minérale (matériaux, apports telluriques, abrasion des chaussées, etc.) et, dans une moindre mesure, de nature organique (usure des pneumatiques, polluants liés à la mauvaise combustion de carburant,...). Ce phénomène constitue une source d'émission diffuse considérable dépendant au premier chef de la vitesse du véhicule, de la charge et de l'humidité de la matière au sol.

Industriels et hygiénistes considèrent ce phénomène comme inéluctable. Le recours à l'arrosage des voies de circulation est alors une solution privilégiée pour accroître la cohésion de la matière et limiter sa propension à s'aérosoliser. Qu'il s'agisse simplement d'eau ou de solutions plus élaborées à base de chlorures, de polymères ou d'hydrocarbures, leur application en révèle rapidement les limites. La mise en œuvre de ce mode de traitement ne répond que partiellement aux attentes des préconisateurs. Elle garantit une atténuation « acceptable » des émissions durant de courtes périodes. L'efficacité de ce type de procédé dépend notablement du respect de conditions d'utilisation précises telles qu'une pluviométrie et une circulation modérées sur les sites.

Si l'épandage massif d'agents supprimeurs de poussières permet, dans un certain nombre de situations, d'améliorer l'impact sanitaire des émissions de particules, cela se fait souvent au détriment de l'environnement. Alors que la préservation de la ressource en eau et, plus généralement des écosystèmes, est une préoccupation planétaire, l'application de cette technologie contribue à la dispersion de substances chimiques plus ou moins toxiques dans les milieux de vie.

Particulièrement marquée dans ce cas de figure, l'opposition entre les conséquences sanitaires et environnementales rend finalement ce procédé inadapté. La difficulté de concilier ces deux thématiques est, sans doute, attribuable à un déficit de connaissances des mécanismes physiques du phénomène. La caractérisation insuffisante de la source d'émission ne permet pas de poser les bases d'une expertise et d'un diagnostic précis en accord avec des contraintes techniques, sanitaires et environnementales imposées. La conception et l'application d'une solution technologique durable seront d'autant plus pertinentes qu'elles seront adossées à une démarche scientifique.

A ce titre, il s'agira d'exposer, dans ce document, l'étendue de notre approche scientifique, de la méthodologie développée à l'interprétation des résultats. Portés à la connaissance du lecteur, ces travaux n'ont pas pour unique objectif de lui permettre d'établir, d'un point de vue macroscopique, une relation de cause à effet entre la circulation de véhicules sur des pistes industrielles et les niveaux d'empoussièrement. A partir d'une large recherche bibliographique et d'un plan d'expérience conséquent, ils devraient apporter un éclairage aussi bien expérimental que numérique sur la nature de l'écoulement de l'air et des particules aérosolisées dans le champ proche d'une roue de véhicule.

A terme, cette investigation scientifique posera les fondements d'une réflexion sur les moyens technologiques qui pourront être déployés pour garantir une atténuation significative des émissions de poussières provoquées par la circulation de véhicules en situation industrielle. Si l'enjeu scientifique et technique du sujet n'est plus à démontrer, les conclusions de ce travail devraient conduire à une illustration originale de la place occupée par le génie des procédés dans le concept du développement durable. En tout cas, ce travail tente d'illustrer une démarche intégrative difficile car sortant d'une simple vision mono-disciplinaire par l'introduction de contraintes soci(ét)ales dans un sujet reposant, au départ, sur un défi technologique.

INTRODUCTION

La contribution des véhicules motorisés à la pollution environnementale est, dans l’imaginaire collectif, attribuée, non seulement, aux émissions de particules ultra-fines mais principalement à la production de gaz à effet de serre. Issues pour l’essentiel de la combustion d’hydrocarbures d’origine fossile, ces émissions sont, depuis plusieurs décennies, mises à l’index par des expertises scientifiques accablantes. Si l’augmentation de la teneur en dioxyde de carbone dans l’atmosphère se traduit par des changements climatiques préoccupants à long terme (Protocole de Kyoto, 1998), la présence de particules dans l’air ambiant est une source remarquable de pathologies cardio-respiratoires (Pope et al., 2002).

Fortement incités par l’opinion publique, les constructeurs de véhicules se sont orientés vers la conception de modèles plus respectueux des considérations sanitaires et environnementales. Cette pression, devenue sociale, a favorisé l’émergence de technologies telles que les filtres à particules ou l’apparition de sources d’énergies alternatives basées, par exemple, sur le principe de la pile à combustible. Au-delà de son aptitude à être totalement recyclé, un véhicule sera définitivement labellisé « écologique » non seulement lorsque sa source d’énergie sera considérée comme « propre » mais surtout à partir du moment où il ne présentera plus de propension à polluer. En effet, un véhicule en mouvement est, par nature, une source d’émission de particules. Provoquée par son passage, l’aérosolisation de la matière présente sur les voies de circulation représente une source de pollution diffuse variable (USEPA, 2006). Anecdotique dans certaines situations urbaines, cette source d’émission peut se révéler très préoccupante dans un contexte industriel. L’exposition des travailleurs aux particules dans des secteurs d’activités tels que les carrières, les chantiers BTP, les cimenteries, etc. constitue une préoccupation majeure pour les hygiénistes industriels (Dewitte et al., 1999 ; Le Bihan et al., 2004). L’impact sanitaire de ce type de pollution n’est plus à démontrer et chaque année plusieurs centaines de cas de pneumoconioses d’origine professionnelle sont encore reconnues par le régime général de la sécurité sociale (INRS, 2008 ; Chamoux et al., 2001).

La recherche d’une solution d’atténuation des émissions de poussières conciliant les contraintes environnementales, sanitaires et techniques s’inscrit naturellement dans une logique de progrès. Elle ne sera pourtant envisageable qu’à la condition de la développer à partir de la connaissance précise du terme source.

Sur la base d’une recherche bibliographique, les travaux présentés dans ce manuscrit sont consacrés à la caractérisation de la source d’émission principale et visent une description aérodynamique détaillée du sillage d’une roue de véhicule. L’étude du comportement de l’air au voisinage de roues en situation réelle n’est, cependant, pas toujours accessible à l’expérience et les modèles numériques sont difficilement validés. Le déficit de connaissances sur cette problématique et la complexité de tels phénomènes aérodynamiques prédisposent donc à une étude sur des cas de figure simples.

La première partie du document repose sur la mesure des champs de vitesse et d'intensité de turbulence de l'air dans l'environnement proche d'une roue isolée en rotation exposée à un flux d'air. D'autres configurations plus élaborées, telles qu'une roue capotée ou un système de deux roues alignées sont toutefois intégrées à la démarche. La mise en évidence des conséquences sur l'écoulement, des motifs présents à la surface du pneumatique ainsi que la géométrie non axi-symétrique de la roue seront examinés.

La seconde partie est orientée vers la détermination de la dispersion des particules dans le sillage de la roue. Sans pour autant reproduire exactement une situation industrielle, cette approche a pour principal objectif de mesurer et d'illustrer, pour les différentes configurations expérimentales, la répartition spatiale des particules aérosolisées en aval du point de contact de la roue avec le sol. Très complexe, la caractérisation des mécanismes physiques qui décrivent le passage des particules de leur état stable, c'est à dire immobile sur le sol, vers un état aérosolisé ne sera pas abordée dans cette thèse.

Ce travail de recherche s'inscrit dans un cadre expérimental élargi à la simulation. Adossé à une étude numérique, l'ensemble de l'expérimentation s'est déroulé en laboratoire dans des conditions opératoires maîtrisées. Si l'expérience constitue, non seulement, la voie incontournable pour la mise en exergue du phénomène physique, elle devrait permettre de définir les limites d'utilisation du code de calcul et du modèle de turbulence retenus pour la résolution numérique du problème. A terme, la simulation devrait conduire à l'étude de situations plus réalistes et la prise en compte de l'environnement proche d'une roue. Ce travail de simulation a été réalisé par le Laboratoire des Sciences du Génie Chimique du Centre National de la Recherche Scientifique.

Rappelons que ces travaux ont été entrepris parce qu'il existe un contexte d'hygiène industrielle. A ce titre, ils poseront, en priorité, les bases d'une réflexion sur les possibilités de développer des dispositifs « propres et sûrs » pour la maîtrise ou l'atténuation du transport de poussières provoqué par la circulation de véhicules industriels

CHAPITRE I

ETAT DU SUJET

I.1. Les aérosols

Cette première partie a pour objectif de rappeler les éléments de base qui permettront d'appréhender, dans les meilleures conditions possibles, la problématique abordée dans ce manuscrit. Il s'agit d'introduire la notion d'aérosol solide et la terminologie courante associée. Les caractéristiques essentielles du comportement des particules dans un flux d'air seront également présentées. Rappelons que l'ensemble des informations présentées dans cette partie est largement inspiré de l'ouvrage de référence en physique des aérosols proposé par Renoux et Boulaud (1998).

I.1.1. Généralités

En 1920, Schmauss a défini le terme aérosol comme la suspension, dans un milieu gazeux, de particules solides ou liquides présentant une vitesse de chute négligeable. En toute rigueur, l'aérosol est un système diphasique formé par des particules et le gaz porteur. Mais dans la pratique, « aérosol » est souvent synonyme de « particules ». Dans l'air et dans les conditions normales, il s'agit de particules de dimensions inférieures à 100 μm , les plus fines n'ayant que quelques nanomètres de diamètre.

Les aérosols atmosphériques ont pour origines des sources naturelles ou anthropiques. Les sources naturelles sont, pour une large part, alimentées par les océans (Renoux, 1980), les éruptions volcaniques et les feux de forêts. Par exemple, les océans produisent, chaque année, 44 millions de tonnes de sulfates constituant la majorité des particules submicroniques de l'aérosol de fond. En revanche, les sources anthropiques proviennent principalement des transports et des activités industrielles. Au-delà de leur provenance, les particules sont classées en deux catégories, les grosses et les fines particules.

Les grosses particules, dont le diamètre est supérieur à 2 μm , sont produites par des moyens mécaniques (vents de sables, embruns, broyage, usinage, etc.) (Madelaine, 1979). Ces particules ne se rencontrent qu'au cours d'épisodes localisés de pollution et leur durée de vie dans l'atmosphère est brève : quelques heures pour les particules de 10 μm . Leur contribution à la masse totale de l'aérosol atmosphérique peut être néanmoins très importante. Par ailleurs, les grosses particules jouent un rôle fondamental dans la physico-chimie de l'atmosphère par leurs actions catalytiques et par l'adsorption et l'absorption de polluants gazeux.

Les fines particules, dont le diamètre est inférieur à 2 μm , ont toutes, directement ou indirectement, une origine commune qui peut être la nucléation homogène hétéro-moléculaire ou la condensation. En nombre, la grande majorité des aérosols issus de transformations gaz-particules se situe dans ce domaine de dimensions. De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été entrepris ces dernières années pour préciser les mécanismes de formation et d'évolution de cet aérosol.

Ces deux catégories d'aérosols atmosphériques, bien souvent de nature chimique totalement dissemblable, évoluent de façon parfaitement indépendante et disparaissent de l'atmosphère par des mécanismes séparés : diffusion sur les surfaces (« washout », « rainout », (Hidy, 1984)) pour les plus petites et sédimentation pour les plus grosses. La figure I.1. (Madelaine, 1982) résume les processus de formation et de disparition de l'aérosol atmosphérique dont le temps de vie varie de quelques minutes à plusieurs jours près de la surface du sol, et quelques années dans la stratosphère. En effet, dans la basse atmosphère, le temps de séjour le plus long (de l'ordre de 10 jours) concerne les aérosols de diamètre compris entre 0,1 μm et 1 μm (Jaenicke, 1984). Les particules les plus grosses (> 10 μm) et l'aérosol ultrafin ou nanométrique ont un temps de séjour identique, de quelques minutes à quelques heures. D'une manière générale, sous nos latitudes, la durée de vie moyenne d'un aérosol atmosphérique est estimée à environ une semaine, ne serait-ce qu'en raison des précipitations.

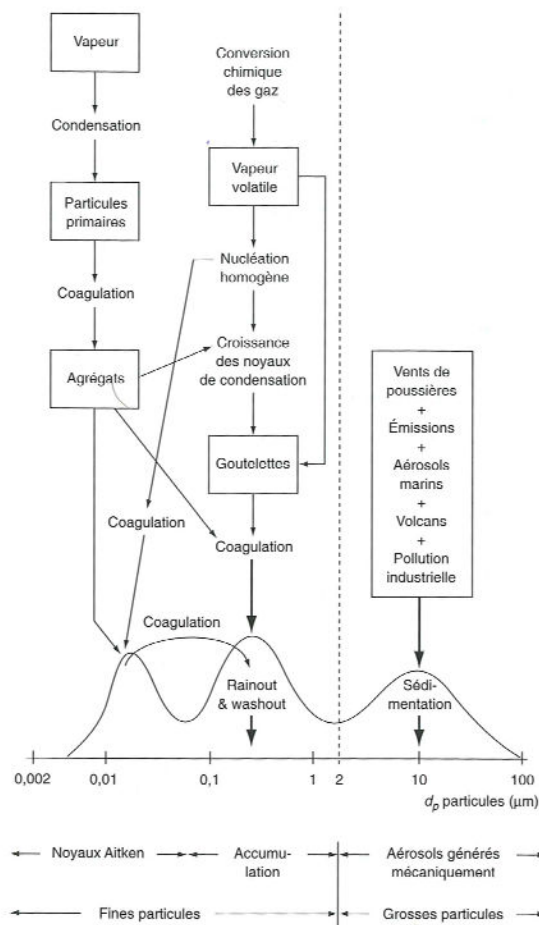


Figure I.1. Aérosol atmosphérique selon Madelaine (1982)

I.1.2. Caractéristiques géométriques d'un aérosol

Au-delà de leur masse volumique, le diamètre et la forme des particules sont des paramètres essentiels pour l'étude du comportement des aérosols dans leur environnement. Les théories de la physique des aérosols sont établies, le plus souvent, pour des particules sphériques (Bricard, 1977).

I.1.2.1. Dimensions statistiques des aérosols

Les aérosols rencontrés en situation réelle ne possèdent que très rarement une forme parfaitement sphérique. A ce titre, il convient de définir la dimension caractéristique d'une particule en introduisant la notion de diamètres statistiques.

- **Le diamètre de Stokes**, d_s , est le diamètre d'une sphère possédant la même vitesse de chute et la même masse spécifique que la particule considérée (cf. figure I.2.) ;
- **Le diamètre aérodynamique**, d_{ae} , correspond au diamètre d'une sphère possédant la même vitesse de chute que la particule et une masse volumique égale à 10^3 kg.m^{-3} . Soit :

$$d_{ae} = \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_{eau}}} d_p \quad (I.1)$$

avec ρ_p , la masse volumique de l'aérosol, d_p , le diamètre de la particule (cf. figure I.2.).

- **Le diamètre équivalent en masse** est le diamètre de la sphère possédant la même masse m que la particule et la même masse volumique ρ_m que le matériau selon :

$$d_{em} = \left[\frac{6m}{\pi\rho_m} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (I.2)$$

La notion de diamètre optique sera abordée dans la suite du document, dans le chapitre correspondant à la métrologie des aérosols avec, notamment, l'emploi de compteurs optiques de particules.

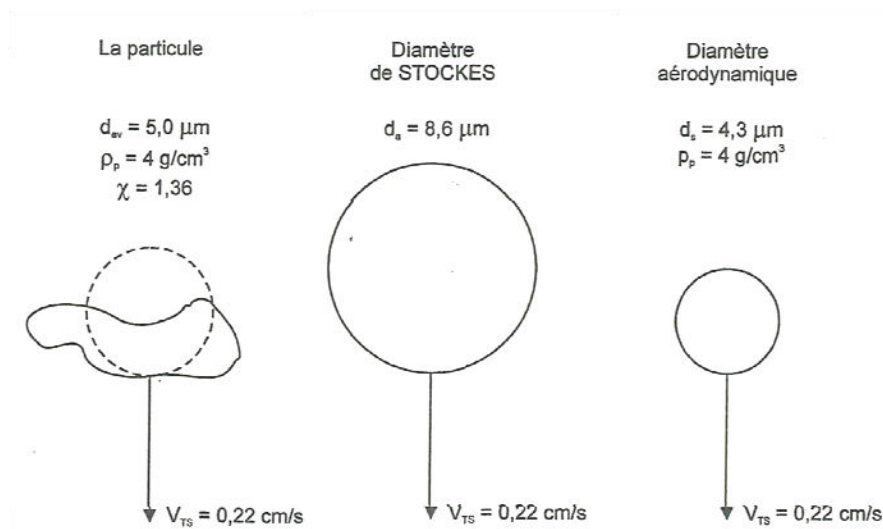


Figure I.2. Diamètres caractéristiques d'un aérosol (Renoux et Boulaud, 1998)

I.1.2.2. Facteurs de forme

Les différents diamètres statistiques, préalablement définis, permettent de ramener tout aérosol à une particule sphérique. Toutefois, les écarts entre les différents diamètres sont d'autant plus grands que la forme de la particule s'écarte fortement de celle d'une sphère. La notion de facteur de forme est

alors d'une importance considérable pour appréhender le comportement d'un aérosol quelconque et corréler des analyses dimensionnelles réalisées à l'aide de processus différents.

Facteurs de forme géométrique

Si d_p est la dimension de la particule considérée, de surface S_p et de volume V_p , les facteurs de forme géométrique α_s et α_v sont définis à l'aide des relations :

$$S_p = \alpha_s d_p^2 \quad (1.3)$$

$$V_p = \alpha_v d_p^3 \quad (1.4)$$

α_s est le facteur de forme en surface et α_v le facteur de forme en volume. Pour une sphère $\alpha_s = \pi$ et

$$\alpha_v = \frac{\pi}{6}.$$

Facteur de forme dynamique

Le facteur de forme dynamique χ est défini comme le rapport entre la force de traînée sur la particule non sphérique et celle appliquée sur la particule sphérique de même masse et d'égale vitesse limite de sédimentation.

Soit :

$$\chi = \frac{\rho_p}{\rho_m} \left(\frac{d_{em}}{d_s} \right)^2 \quad (1.5)$$

χ est égal à l'unité pour une sphère.

Coefficient de sphéricité

Ce coefficient représente le rapport entre la surface de la sphère de même volume et la surface de la particule. Egal à l'unité pour une sphère, il est inférieur à 1 pour les autres formes.

I.1.2.3. Distribution granulométrique

Les lois mathématiques de distribution granulométrique des aérosols sont présentées en annexe I.

I.1.3. Comportement des particules dans l'air

Le comportement des aérosols dépend étroitement de leurs propriétés physico-chimiques. L'une des principales difficultés de la physique des aérosols est d'intégrer des propriétés mécaniques, électriques ou optiques pour des particules dont les écarts de taille peuvent atteindre 5 ordres de grandeur. Dans cette gamme, qui s'étend typiquement de 1 nm à 100 μm , on considère généralement, sous pression atmosphérique, trois domaines caractérisés par le nombre de Knudsen :

$$\text{Kn} = \frac{2\lambda}{d_p} \quad (1.6)$$

Ces domaines sont :

- Le domaine moléculaire qui correspond à des dimensions de particules de l'ordre du nanomètre à la dizaine de nanomètres ($\text{Kn} \gg 1$) ;

- Le domaine continu qui correspond à des dimensions de particules supérieures au micromètre et dont le comportement est décrit par l'aérodynamique ($Kn \ll 1$) ;
- Le domaine intermédiaire qui correspond à des dimensions de particules comprises entre la dizaine de nanomètres et le micromètre, dont le comportement est décrit par extrapolation du domaine moléculaire ou du domaine continu ($Kn \approx 1$).

Dans cette partie, il s'agit d'aborder prioritairement les principes de la dynamique des aérosols. Sans être exhaustive, cette introduction à la physique des aérosols pose les bases de l'étude de la dispersion des particules fines, ou plus grossières, dans le champ proche d'une roue isolée en rotation. Que ce soit à l'échelle moléculaire ou macroscopique, une revue des différents mécanismes auxquels sont soumises les particules dans une phase continue est présentée. Une attention particulière est portée à l'étude du mouvement des particules en régimes stationnaire et instationnaire, notamment dans le cas du transport des aérosols dans un champ convectif turbulent.

Dans la suite du document, le lecteur sera régulièrement renvoyé vers cette partie qui constitue, sans aucun doute, la « pierre angulaire » d'une compréhension et d'une interprétation pertinente des phénomènes aérodynamiques observés dans le sillage d'une roue de véhicule.

Selon leur diamètre, les particules vont être soumises à deux familles de phénomènes auxquelles se rattachent des mécanismes élémentaires de transfert et de dépôt des aérosols. On distingue :

- Le mouvement des particules à l'échelle moléculaire, appelé mouvement brownien, induit par les chocs moléculaires. Il concerne principalement les particules submicroniques ;
- Le mouvement relatif des particules dans la phase continue provoqués par un champ de forces extérieures (sédimentation, électrophorèse, etc.) et/ou par les variations de mouvement du gaz porteur (impaction, centrifugation, turbulence).

I.1.3.1. La diffusion brownienne

Les particules submicroniques et, en particulier, les nanoparticules sont soumises au mouvement brownien (Renoux et Boulaud, 1998). A ce titre et sous certaines conditions, leur comportement relève de la physique complexe de la théorie cinétique des gaz. Sans entrer dans le détail de la loi de Maxwell-Boltzmann, une description, même succincte, du phénomène de diffusion s'impose.

Qu'ils soient solides ou liquides, les aérosols de petites dimensions sont soumis au principe de la diffusion mutuelle. Dans un gaz renfermant des aérosols, le mouvement brownien tente de rendre la concentration uniforme dans tout le volume gazeux, de sorte que les particules vont se déplacer des régions de fortes concentrations vers celles de faibles concentrations. Ce phénomène de diffusion d'un aérosol A en suspension dans un gaz B s'exprime selon la relation suivante :

$$\varphi_A = -D \frac{dn_A}{dz} \quad (1.7)$$

La relation (I.7) est appelée première loi de Fick, avec $\frac{dn_A}{dz}$ le gradient de concentration molaire normal à la surface unité. D est le coefficient de diffusion mutuelle de l'ensemble gaz-aérosol en suspension. Par ailleurs, le coefficient de diffusion D peut être exprimé en fonction de la mobilité dynamique B d'une particule selon :

$$D = K_B TB \quad (I.8)$$

Si, pour une particule sphérique et pour $Re_p \ll 1$ (cf. annexe I) :

- $r_A \gg \lambda_B$ alors $B = \frac{1}{3\pi\mu d_B}$ (I.9)

- $r_A \approx \lambda_B$ alors $B = \frac{1}{3\pi\mu d_B} Cu$, Cu est le facteur de Stokes – Cunningham (I.10)

Avec λ_B , libre parcours moyen des molécules du fluide porteur.

L'importance relative du mouvement brownien peut être caractérisée par sa comparaison au déplacement convectif, c'est à dire par un nombre de Péclet tel que :

$$Pe_p = \frac{ud_p}{D} \quad (I.11)$$

u étant la vitesse de déplacement de la particule dans le fluide porteur.

Dans un champ de cisaillement, avec $\dot{\gamma}$ la vitesse de cisaillement, le nombre de Péclet s'écrit :

$$Pe_\gamma = \frac{\dot{\gamma} d_p^2}{D} \quad (I.12)$$

Si l'on admet que la transition se situe pour $Pe_\gamma \cong 1$ alors, dans un champ de cisaillement de 100 s^{-1} à 293 K et dans de l'air, le diamètre de particule critique est de l'ordre de $1 \text{ }\mu\text{m}$. Ainsi, les particules microniques ou submicroniques sont, dans les situations les plus courantes, soumises de manière prépondérante à la diffusion (Midoux, 2008).

Rappelons toutefois que la diffusion brownienne n'est pas à l'origine du transport d'aérosols observé à grande échelle, phénomène pour lequel la diffusion turbulente de l'écoulement du fluide porteur intervient. Néanmoins, la diffusion brownienne est prépondérante dans le cas d'écoulements laminaires (le long d'une paroi ou d'un obstacle, par exemple).

I.1.3.2. Mouvement relatif d'une particule solide dans un fluide

Ce paragraphe aborde, de manière simplifiée, la problématique du déplacement relatif des particules solides dans l'air, c'est à dire du mouvement de la phase dispersée dans la phase continue (Midoux, 2008). Particulièrement complexe, l'introduction aux écoulements diphasiques nécessite d'admettre certaines hypothèses :

- Les seules forces susceptibles d’agir sur l’aérosol sont d’une part, les forces extérieures (la force de pesanteur, la force dynamique du fluide porteur) et d’autre part, la résistance du milieu lorsqu’une particule est en mouvement ;
- Les forces d’interaction entre les particules sont négligeables.

La description des forces qui s’appliquent à une particule qui se déplace dans un fluide est présentée en annexe I. Ainsi, l’équation du mouvement de la particule peut s’écrire, symboliquement, sous la forme :

$$\rho_p V_p \frac{du_p}{dt} = \rho V_p \frac{du_f}{dt} + F_E + T_0 + F_B + F_v + F_A \quad (I.13)$$

Inertie de la particule	Force superficielle de pression	Force de masse virtuelle	Force de traînée stationnaire	Force de Basset	Force de volume	Force d’Archimède
-------------------------	---------------------------------	--------------------------	-------------------------------	-----------------	-----------------	-------------------

Avec

- u_p : vitesse de la particule ;
- u_f : vitesse du fluide ;
- V_p : volume de la particule.

Ainsi pour une particule sphérique, la relation (I.13) s’écrit :

$$\left(1 + C_E \frac{\rho}{\rho_p}\right) \frac{du_p}{dt} = \frac{\rho}{\rho_p} (1 + C_E) \frac{du_{fp}}{dt} + C_{x0} \frac{3}{4d_p} \frac{\rho}{\rho_p} |u_{fp}| u_{fp} + C_B \times 9 \sqrt{\frac{v}{\pi d_p^2}} \frac{\rho}{\rho_p} \int_{-\infty}^{\lambda} \frac{du_{fp}}{d\lambda} \frac{d\lambda}{\sqrt{t-\lambda}} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) (g_x + a_x) \quad (I.14)$$

Avec

- C_B : coefficient force de Basset (cf. annexe I) ;
- C_E : coefficient de masse virtuelle (cf. annexe I) ;
- C_{x0} : coefficient de traînée appliqué à une particule (cf. annexe I) ;
- g : accélération de pesanteur ;
- a : accélération mécanique.

Il est supposé, dans la relation (I.14), que la vitesse du fluide est uniforme sur le volume de la sphère, ainsi $u_{fp} = u_f - u_p$. Par ailleurs, les forces de volume sont caractérisées par le vecteur $g + a$ de projection $g_x + a_x$ sur la direction du mouvement.

En régime de Stokes, $u_{fp} \rightarrow 0$ $C_E \rightarrow \frac{1}{2}$ $C_B \rightarrow 1$ et $C_{x0} \rightarrow \frac{24}{Re_{p0}} = \frac{24\mu}{\rho u_{fp} d_p}$ (cf. annexe I)

La relation (I.14) devient :

$$\left(1 + \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_p}\right) \frac{du_p}{dt} = \frac{3}{2} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{du_c}{dt} + \frac{18}{d_p^2} \frac{\mu}{\rho_p} u_{fp} + 9 \sqrt{\frac{v}{\pi d_p^2}} \frac{\rho}{\rho_p} \int_{-\infty}^{\lambda} \frac{du_{fp}}{d\lambda} \frac{d\lambda}{\sqrt{t-\lambda}} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) (g_x + a_x) \quad (I.15)$$

En régime de Newton, $u_{fp} \rightarrow \infty$ $C_E \rightarrow 1,05 \cong 1$ $C_B \rightarrow 0,48 \cong \frac{1}{2}$ et $C_{x0} \rightarrow 0,44$

La relation (I.14) devient :

$$\left(1 + \frac{\rho}{\rho_p}\right) \frac{du_p}{dt} = 2 \frac{\rho}{\rho_p} \frac{du_{fp}}{dt} + \frac{1}{3d_p} \frac{\rho}{\rho_p} |u_{fp}| u_{fp} + \frac{9}{2} \sqrt{\frac{v}{\pi d_p^2}} \frac{\rho}{\rho_p} \int_{-\infty}^{\lambda} \frac{du_{fp}}{d\lambda} \frac{d\lambda}{\sqrt{t-\lambda}} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) (g_x + a_x) \quad (I.16)$$

Il est possible de déterminer, à l'aide du nombre d'Archimède (cf. annexe I), le régime dans lequel la particule se trouve lorsqu'elle est soumise à des forces de volume. Si,

- $Ar < 27,6$: régime de Stokes et $Re_t = \frac{Ar}{18} \left(1 + 0,15 Re_t^{0,687}\right)^{-1}$ (I.17)

- $27,6 < Ar < 4,4 \cdot 10^5$: régime de Van Allen et $Re_t = \frac{Ar}{18} \left(1 + 0,15 Re_t^{0,687}\right)^{-1}$ (I.18)

- $4,4 \cdot 10^5 < Ar < 1,1 \cdot 10^{11}$: régime de Newton et $Re_t = (3Ar)^{0,5}$ (I.19)

La relation (I.14) et notamment la relation (I.15) sont des relations particulièrement importantes. Elles permettent, entre autres, de déterminer la vitesse terminale d'une particule et le temps de relaxation correspondant. En effet, la vitesse relative terminale d'une particule se déplaçant dans le fluide porteur en mouvement est obtenue lorsque $u_p = u_f$ et que $\frac{du_p}{dt} = 0$. Le temps de relaxation τ est

défini comme le temps nécessaire pour accélérer ou ralentir une particule d'une vitesse initiale à une vitesse finale telle que $u_p = u_f = u_t$ si le fluide porteur est en mouvement et $u_p - u_f = u_t$ si la particule sédimente dans un fluide porteur au repos. Dans ce dernier cas, la vitesse terminale de chute (u_t) de la particule, en régime de Stokes et si $\rho_p \gg \rho$, s'écrit :

$$u_t \approx \frac{d_p^2}{18\mu} \rho_p (g_x + a_x) \quad (I.20)$$

$$\text{Ainsi, } u_t = (g_x + a_x) \tau \quad (I.21)$$

$$\text{Et } \tau = \frac{d_p^2}{18\mu} \rho_p \quad (I.22)$$

Remarque : Pour $Re_t < 10^4$ lorsque $d_p \sim \lambda$ (libre parcours moyen des molécules du fluide), le fluide ne peut plus être considéré comme un milieu continu par la particule. La notion de viscosité et le principe d'adhérence ne sont plus applicables. La vitesse terminale de chute en régime de Stokes s'écrit :

$$u_t \approx \frac{d_p^2}{18\mu} \rho_p (g_x + a_x) C_u \quad (1.23)$$

Le coefficient dit de Stokes – Cunningham est une fonction croissant du nombre de Knudsen (Kn).

La relation (1.21) permet également de déterminer la distance d'arrêt de la particule (cf. figure I.3.) par rapport au fluide porteur selon :

$$S = \frac{\rho_p d_p^2 u_{p0}}{18\mu} \quad (1.24)$$

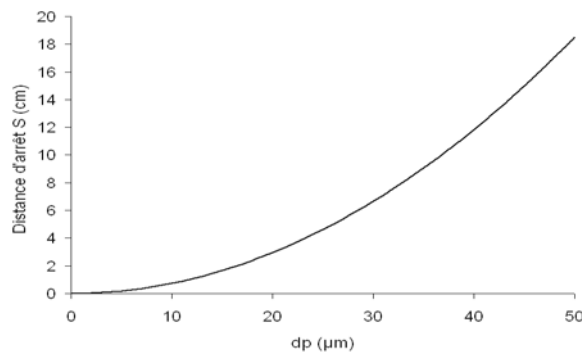


Figure I.3. Valeurs de la distance d'arrêt en fonction du diamètre des particules pour une vitesse initiale $u_{p0} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ et une masse volumique des particules $\rho_p = 2,4 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$

Pour un écoulement d'ensemble superposé de la phase continue à la vitesse u_f , il est intéressant de comparer les temps de relaxation aux temps caractéristiques de l'écoulement $\frac{d_p}{u_f}$. On obtient le

nombre de Stokes défini tel que :

$$Sk = \frac{d_p^2 u_f}{\nu d_p} \sup\left(\frac{\rho_p}{\rho}; 1\right) \quad (1.25)$$

Plus généralement, le nombre de Stokes peut être défini par :

$$Sk = \frac{\rho_p d_p^2 u_f}{18\nu\rho d_p} \quad (1.26)$$

Si le nombre de Stokes est faible, cela signifie que la particule est capable de s'adapter très vite aux accélérations de l'écoulement porteur. En revanche, si le nombre de Stokes est grand, l'inertie relative de la particule sera importante et elle aura du mal à suivre les trajectoires imposées par le fluide.

Signalons que la distance d'arrêt est un paramètre sur lequel il sera utile de revenir lorsqu'il s'agira de décrire les processus responsables des émissions de poussières au niveau de la roue d'un véhicule. En d'autres termes, ce paramètre devrait permettre, pour la fraction granulométrique étudiée, de pondérer l'impact de la projection mécanique des particules par la roue par rapport au flux total de particules émis.

I.1.3.3. Mouvement d’une particule dans un écoulement turbulent

Même si la nature de l’écoulement dans le champ proche d’une roue de véhicule n’a pas encore été décrite, il est probable que l’écoulement de l’air, c’est à dire du fluide porteur, soit turbulent. A ce titre, il est intéressant de caractériser le comportement de la vitesse des particules par rapport à celui de la vitesse du fluide porteur (Midoux, 2008). Le mode d’analyse décrit a été proposé par Hinze (1959) et repris par Azbel (1981). On suppose alors la particule suffisamment petite (<10 μm) pour négliger les effets de la gravité de manière à appliquer la relation (I.14) sous la forme :

$$\frac{du_p}{dt} = Au_{fp} + B \frac{du_f}{dt} + C \int_{-\infty}^t \frac{d_{fp}(\lambda)}{d\lambda} \frac{d\lambda}{\sqrt{t-\lambda}} \quad (I.27)$$

Les coefficients des différents termes sont rassemblés, dans le tableau I.1., en fonction des hypothèses qui peuvent être effectuées sur l’existence des forces mises en cause par les phénomènes transitoires. La comparaison de ces hypothèses permet de mettre en évidence les différents phénomènes aussi bien selon la nature des particules et du fluide que selon la nature de la turbulence. Il s’agit ici d’étudier le mouvement des particules dans un champ de vitesse turbulent, c’est à dire en négligeant le mouvement pseudo-stationnaire d’ensemble.

Hypothèses		A	B	C
0	Equation I.27 complète	$\left(\frac{\rho_p}{\rho} + \frac{1}{2}\right)^{-1} \frac{18\mu}{\rho d_p^2}$	$\frac{3}{2} \left(\frac{\rho_p}{\rho} + \frac{1}{2}\right)^{-1}$	$9 \left(\frac{\rho_p}{\rho} + \frac{1}{2}\right)^{-1} \sqrt{\frac{v}{\pi d_p^2}}$
I	Suppression de la mémoire	$\left(\frac{\rho_p}{\rho} + \frac{1}{2}\right)^{-1} \frac{18\mu}{\rho d_p^2}$	$\frac{3}{2} \left(\frac{\rho_p}{\rho} + \frac{1}{2}\right)^{-1}$	0
II	Suppression de la mémoire et de la masse virtuelle	$\frac{18\mu}{\rho_p d_p^2}$	$\frac{\rho}{\rho_p}$	0
III	Suppression de la mémoire, de la masse virtuelle et de l’inertie du fluide	$\frac{18\mu}{\rho_p d_p^2}$	0	0

Tableau I.1. Coefficients de la relation I.26 en fonction des termes retenus dans l’équation du mouvement

Selon la méthode mise en œuvre par Hinze (1959), les composantes de vitesses fluctuantes pour la particule et le fluide, notées respectivement u'_p et u'_f , sont présentées sous la forme d’intégrales de Fourier où a et b sont des amplitudes et ω la fréquence. Par rapport à u'_f , u'_p présente un gain \mathcal{G} et un déphasage φ, soit :

$$u_f' = \int_0^\infty [a \sin(\omega t) + b \cos(\omega t)] d\omega \quad (1.28)$$

$$u_p' = \int_0^\infty \mathcal{G} [a \sin(\omega t + \phi) + b \cos(\omega t + \phi)] d\omega \quad (1.29)$$

Dans la pratique, l'étude est menée pour un seul terme de la série de Fourier, c'est à dire pour une fréquence donnée. La vérification par ces vitesses de la relation (1.27) permet de déterminer \mathcal{G} et ϕ sous la forme :

$$\mathcal{G} = \sqrt{(1+f_1)^2 + f_2^2} \quad \text{et} \quad \phi = \tan^{-1}\left(\frac{f_2}{1+f_1}\right) \quad (1.30)$$

$$\text{avec } f_1 = \frac{\left(1 + C\sqrt{\frac{\pi}{2\omega}}\right)(B-1)}{\left(\frac{A}{\omega} + C\sqrt{\frac{\pi}{2\omega}}\right)^2 + \left(1 + C\sqrt{\frac{\pi}{2\omega}}\right)^2} \quad \text{et} \quad f_2 = \left(\frac{\frac{A}{\omega} + C\sqrt{\frac{\pi}{2\omega}}}{1 + C\sqrt{\frac{\pi}{2\omega}}}\right) f_1 \quad (1.31)$$

Notons que \mathcal{G} et ϕ sont dépendants du rapport des masses volumiques et du nombre de Stokes (1.27) tel que :

$$Sk = \frac{d_p^2 \omega}{\nu} = \frac{\text{échelle de temps de la particule}}{\text{échelle de temps de la turbulence}} \quad (1.32)$$

Ainsi, ce nombre est proportionnel au rapport $\frac{\omega}{A}$. De plus, si on pose :

$$R = \frac{\rho_p}{\rho} \quad (1.33)$$

$$\text{Alors, } Sk = \frac{\omega}{A} \times R \quad (1.34)$$

On en déduit les expressions de f_1 et f_2 en fonction des différentes hypothèses (tableau 1.2.). L'évolution du gain et du déphasage est dépendante du nombre de Stokes et du rapport des masses volumiques. Il est possible de mettre en évidence les cas de figures suivants :

- $\omega \rightarrow 0 \quad Sk \rightarrow 0 \quad \mathcal{G} \rightarrow 1 \quad \phi \rightarrow 0$

A basse fréquence, les particules ont le temps d'adapter leur mouvement à celui du fluide, les vitesses sont alors identiques et le déphasage est nul.

- $\omega \rightarrow \infty \quad Sk \rightarrow \infty \quad \mathcal{G} \rightarrow \frac{3}{2R+1} \quad \Phi \rightarrow 0$

A haute fréquence, comme dans le cas d'un écoulement turbulent, les particules ne peuvent adapter leur mouvement. On observe un accroissement de la vitesse des particules plus légères que le fluide et une réduction pour les particules plus lourdes. En fait, les particules les plus inertes n'ont plus le temps de se déplacer. En situation intermédiaire, le gain évolue sensiblement et le déphasage est non nul. Néanmoins, il reste faible pour les particules plus légères que le fluide alors que le retard peut être important sous certaines conditions pour des poussières dans l'air par exemple.

Hypothèses		f_1	f_2/f_1
0	Equation I.27 complète	$\frac{\left(R + \frac{1}{2} + \frac{9}{Sk}\right)(1-R)}{\left(\frac{18}{Sk} + \frac{9}{\sqrt{2Sk}}\right)^2 + \left(R + \frac{1}{2} + \frac{9}{\sqrt{2Sk}}\right)^2}$	$\frac{\frac{18}{St} + \frac{9}{\sqrt{2Sk}}}{R + \frac{1}{2} + \frac{9}{\sqrt{2Sk}}}$
I	Suppression de la mémoire	$\frac{\left(R + \frac{1}{2}\right)(1-R)}{\left(\frac{18}{Sk}\right)^2 + \left(R + \frac{1}{2}\right)^2}$	$\frac{\frac{18}{Sk}}{R + \frac{1}{2}}$
II	Suppression de la mémoire et de la masse virtuelle	$\frac{R(1-R)}{\left(\frac{18}{Sk}\right)^2 + R^2}$	$\frac{18}{RSk}$
III	Suppression de la mémoire, de la masse virtuelle et de l'inertie du fluide	$\frac{-R^2}{\left(\frac{18}{Sk}\right)^2 + R^2}$	$\frac{18}{RSk}$

Tableau I.2. Expression des fonctions f1 et f2 en fonction du rapport des masses volumiques et du nombre de Stokes

En effet, pour ce qui concerne les poussières dans l'air, $R \gg 1$ (cf. figure I.4.), les particules sont très lourdes vis à vis du fluide. Toutes les solutions sont alors équivalentes et les effets transitoires annexes peuvent être négligés. La particule suivra la turbulence si le nombre de Stokes est inférieur à des valeurs de $5 \cdot 10^{-3}$. Une particule de $10 \mu\text{m}$ de masse volumique de $1,2 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ pourra s'adapter à des fréquences de turbulence de l'air de l'ordre de 1,5 kHz, alors qu'une particule de $1 \mu\text{m}$ s'adaptera à une fréquence de 150 kHz.

En revanche, une particule de $100 \mu\text{m}$ présentera, pour une fréquence de 1 kHz, un nombre de Stokes voisin de l'unité. Cette particule sera peu sensible à la turbulence et se comportera comme dans un écoulement uniforme.

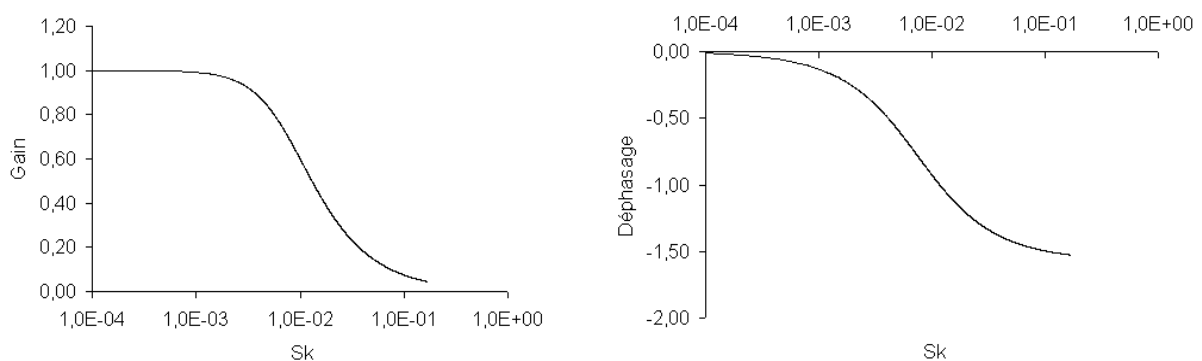


Figure I.4. Evolution du gain et du déphasage en fonction du nombre de Stokes pour R = 1000

I.2. Pollution particulaire et risques sanitaires

La question du risque sanitaire induite par l'inhalation de particules a été soulevée, à l'origine, il y a déjà quelques siècles dans un contexte professionnel. La silicose, maladie pulmonaire incurable provoquée par l'inhalation de poussières contenant de la silice cristalline libre, est considérée comme l'une des plus anciennes maladies professionnelles (OMS, 2000). Rapidement, l'impact sanitaire des particules émises dans l'environnement par les moyens de production industriels et par l'augmentation du parc automobile s'est étendu aux populations urbaines. Même si les niveaux d'exposition en milieu urbain sont sensiblement inférieurs à ceux observés en situation professionnelle, la pollution particulaire est devenue une préoccupation majeure des hygiénistes occidentaux avec la répétition d'épisodes aigus de pollution de l'air (Ministère de la santé Français, 2000). Le plus célèbre s'est produit à Londres, en 1952, lorsque des niveaux élevés en dioxyde de soufre et en particules ont été associés à une surmortalité de plus de 4000 décès, principalement chez les personnes présentant des maladies respiratoires et des antécédents cardiaques (Logan, 1953). L'intérêt des épidémiologistes et des toxicologues, pour cette problématique, s'est accru dans les années 1990 et 2000 avec la publication de nombreux travaux (Brook et al., 2004 ; Donaldson et al., 2005 ; Kaiser, 2005).

I.2.1. Généralités

Rappelons qu'au voisinage des voies respiratoires, les particules d'aérosol peuvent être inhalées avant de se déposer le long du trajet qui mène jusqu'à la région des échanges gazeux. Elles ont, alors, une action soit locale (par exemple irritation), soit à distance selon leurs caractéristiques physico-chimiques d'ensemble (forme, espèces chimiques, solubilité, propriétés de surface, etc.). La fraction inhalée de l'aérosol dépend des diamètres aérodynamiques de ses particules et des caractéristiques de sélection à l'entrée des voies respiratoires. Ces dernières diffèrent selon que l'on respire par le nez ou par la bouche et en fonction de paramètres physiques, anatomiques et physiologiques qui peuvent varier considérablement d'un individu à l'autre.

L'évaluation du risque pour l'Homme s'effectue à partir de la totalité de ce qui peut être inhalé par le système respiratoire (fraction inhalable) ou de sous-fractions déterminées dans le cas des aérosols connus pour leurs effets locaux (fraction alvéolaire, par exemple).

Ces fractions sont numériquement définies dans la norme européenne EN 481 (1993), en accord avec l'Organisation Internationale de Normalisation (ISO) et l'American Conference of Governmental Industrial Hygienists (ACGIH) :

- **La fraction inhalable** est le pourcentage appelé I, des particules de l'aérosol de diamètre aérodynamique d_{ae} , à capter ou collecter, défini conventionnellement par :

$$I = 50 [1 + \exp(-0,06 d_{ae})] \text{ pour } d_{ae} \leq 100 \mu\text{m} \quad (I.35)$$

- **La fraction thoracique** est le pourcentage à capter ou collecter de la fraction inhalable, défini par une distribution log-normale cumulée dont d_{ae} médian est $11,64 \mu\text{m}$ et l'écart type

géométrique $\sigma_g = 1,5$. Du fait de sa définition comme une sous-fraction de I, le diamètre de coupure par rapport à l'aérosol ambiant résultant est $d_{ae\ 50} = 10\ \mu\text{m}$;

- **La fraction alvéolaire** est le pourcentage à capter ou collecter de la fraction inhalable, défini par une distribution log-normale cumulée dont d_{ae} médian est $4,25\ \mu\text{m}$ et l'écart type géométrique $\sigma_g = 1,5$. Du fait de sa définition comme une sous-fraction de I, il en résulte que le diamètre de coupure par rapport à l'aérosol ambiant est $d_{ae\ 50} = 4\ \mu\text{m}$.

Si ces dénominations sont employées par les hygiénistes du travail, une seconde classification est préférée par les spécialistes en santé publique. Par convention, on appelle PM_{10} (Particulate Matter) les particules de diamètre aérodynamique moyen inférieur à $10\ \mu\text{m}$, et $\text{PM}_{2,5}$ les particules fines inférieures à $2,5\ \mu\text{m}$.

Les $\text{PM}_{2,5}$, très légères, demeurent en suspension dans l'air pendant des jours, alors que les plus grosses (de taille supérieure à $10\ \mu\text{m}$) se déposent rapidement (quelques heures) en l'absence de précipitations. En raison de leur inertie, les particules de grande taille sont, pour leur plus grande part (de l'ordre de 40 %), collectées sur la muqueuse de l'oropharynx avant d'être dégluties. La voie de pénétration des constituants chimiques de ces particules est principalement digestive. Si la fraction granulométrique comprise entre $2,5\ \mu\text{m}$ et $10\ \mu\text{m}$ se dépose principalement dans l'étage trachéo-bronchique, les particules fines atteindront, en plus grand nombre, les alvéoles. Le taux de dépôt dans l'étage alvéolo-interstitiel est maximum (de l'ordre de 30 à 50 %) pour les particules ultra-fines de $0,01$ à $0,1\ \mu\text{m}$; il est non négligeable (de l'ordre de 20 %) pour les particules de $0,5$ à $2,5\ \mu\text{m}$ (cf. figure I.5.).

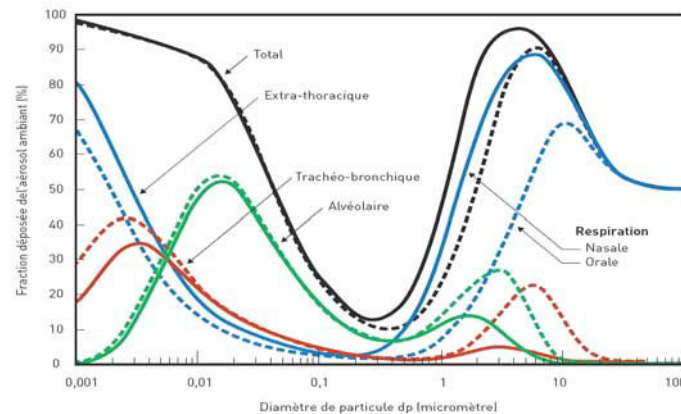


Figure I.5. Prédiction du dépôt total et régional des particules dans les voies respiratoires chez l'Homme en fonction de la taille des particules (LUDEP, 2000)

I.2.2. Effets sanitaires

Déposées dans les voies respiratoires distales, ces particules fines vont être lentement éliminées par phagocytose ou par le tapis mucociliaire. La réaction inflammatoire produite augmente la perméabilité épithéliale et facilite le passage des polluants véhiculés par les particules dans les courants lymphatique et sanguin (Driscoll et al., 1997).

Au-delà de leur composition chimique, le caractère irritant des particules inhalées entraîne des phénomènes inflammatoires non spécifiques dont l'expression clinique a été observée dans de nombreuses études épidémiologiques, et dont certains mécanismes ont été décrits expérimentalement (Donaldson et Tran, 2002). Les particules respirées ont, in vitro et in vivo, une activité pro-inflammatoire, avec libération de nombreuses cytokynes, en partie liée à la génération de radicaux oxydants (Monn et Becker, 1999).

Les études épidémiologiques visant à caractériser les effets à court terme des variations des concentrations des particules ont mis en évidence, de manière répétée, un lien privilégié entre l'exposition aux particules et l'accentuation des signes cliniques chez l'asthmatique, avec l'altération du débit ventilatoire et la précipitation de décès d'origines respiratoires et cardio-vasculaires. Ainsi, la fréquence de ces décès augmente, avec un bref décalage temporel (de 0 à 3 jours selon les études), avec l'accroissement de la concentration en particules dans l'air (Katsouyanni, 1997, Zmirou, 1998, Sunyer, 1997). Ce sont les personnes, souvent âgées, dont l'état respiratoire pré-existant est le plus dégradé qui sont les principales victimes de ces variations au jour le jour de la qualité de l'air.

Plus récemment, les études épidémiologiques ont démontré que les meilleures corrélations entre les effets sanitaires et l'exposition étaient établies avec la mesure en nombre et non en masse des $PM_{2,5}$ (Schulz et al., 2005).

Les études consacrées aux effets à long terme de l'exposition aux particules atmosphériques sont, pour beaucoup, plus pertinentes, en termes de santé publique, que les travaux concernant le court terme. Des études transversales ou longitudinales ont montré une relation entre les valeurs de la fonction ventilatoire, mesurée, le plus souvent, par le débit expiratoire maximal ou encore le débit de pointe et les niveaux moyens des concentrations des particules (Dockery et al., 1993, Pope et al., 1995). La corrélation entre les concentrations moyennes des particules et la prévalence des affections respiratoires chroniques dans différentes populations est connue de longue date.

L'étude d'Abbey et al. (1999) a confirmé ces résultats et précise que, lorsque s'accroît la durée d'exposition à des concentrations de particules supérieures à $100 \mu g.m^{-3}$, le risque de décès augmente sensiblement. Les principales causes de la surmortalité dans les villes les plus polluées sont les affections cardio-respiratoires. La mortalité par cancer apparaît également plus élevée, mais ces différences ne sont significatives que dans une seule étude (Beeson et al., 1998). Dans toutes ces études, l'effet du tabagisme est pris en compte soit par sélection de populations de non-fumeurs, soit par ajustement sur les degrés déclarés de consommation.

Si de nombreuses études ont été conduites dans un cadre de santé publique, la littérature relative à l'exposition professionnelle aux poussières est toute aussi abondante. Alors que les effets des particules inhalées sur la population générale sont transposables, à niveau de pollution égal, aux travailleurs, la question de la « surcharge pulmonaire » est spécifique de la cause professionnelle. Qu'elles soient expérimentales ou théoriques, les études menées chez l'Homme concluent que

l'inhalation en quantités excessives d'aérosols, solides et peu solubles, susceptibles de pénétrer dans les voies pulmonaires, de s'y déposer et d'y séjourner durablement, crée une surcharge pulmonaire fragilisant la capacité de l'organisme à se défendre (Bailey et al., 1985 ; Lippmann et Trimbell, 1990 ; Oberdörster et al., 1993a, 1993b ; Muhle et al., 1994). En effet, la capacité naturelle du poumon à l'épuration des particules déposées est dépassée lorsque l'organisme est exposé pendant de longues périodes à des concentrations élevées de poussières. Par ailleurs, il est difficile d'estimer à partir de quel niveau d'exposition la surcharge pulmonaire est susceptible d'apparaître. Si la majorité des études a été menée à très fort empoussièrément, lorsque l'on s'approche des niveaux plus représentatifs de la réalité industrielle, le phénomène est progressif et sa mise en évidence plus difficile. Des modèles mathématiques ainsi que des calculs théoriques ont montré que la surcharge pourrait apparaître dès 2 à 3 mg.m⁻³ pour la fraction alvéolaire (pour 8 heures par jour d'exposition) (Stöber et Mauderly, 1994).

Chez le rat, l'exposition chronique à de fortes concentrations de particules provoque une surcharge pulmonaire qui est généralement accompagnée d'une inflammation persistante, d'une prolifération accrue des cellules épithéliales et d'une fibrose pulmonaire. Ces observations sont des éléments constitutifs d'une « pneumoconiose » peu différente d'une pneumoconiose humaine (Mauderly et al., 1990). Les réactions associées à l'inflammation chronique peuvent amplifier les réponses cancérogènes ou même les induire, indépendamment de la nature des particules inhalées. Actuellement, une question récurrente est de savoir si les données d'exposition provoquant la surcharge pulmonaire chez l'animal sont utiles ou non à la prédiction des effets sur la santé chez l'Homme. En raison, essentiellement, de la différence des dépôts pulmonaires pour les plus grosses particules, on estime que l'Homme pourrait accumuler des charges pulmonaires supérieures à celles du rat.

1.2.3. Aspects réglementaires

Les résultats des études épidémiologiques, conduites dans des contextes fort variés, au sein de populations différentes, convergent pour attribuer aux particules fines une part de responsabilité dans la survenue d'une vaste gamme d'effets sanitaires. Les travaux expérimentaux les plus récents apportent des éléments confortant cette interprétation causale. Sur cette base, l'Union européenne a fixé des valeurs de référence pour la qualité de l'air (Directive européenne, 2008). Les États membres seront ainsi tenus de réduire, d'ici à 2020, l'exposition aux PM_{2,5}, en zone urbaine, de 20 % en moyenne par rapport aux chiffres de 2010. Elle leur impose de ramener les niveaux d'exposition au-dessous de 20 µg.m⁻³, d'ici 2015, dans ces zones. Sur l'ensemble de leur territoire, les États membres devront respecter le plafond de 25 µg.m⁻³ fixé pour les PM_{2,5}. Cette valeur cible doit être atteinte en 2015 ou, dans la mesure du possible, dès 2010.

En hygiène industrielle, dans les locaux à pollution spécifique (où des substances dangereuses ou gênantes peuvent être émises), les concentrations moyennes en poussières inhalables et alvéolaires de l'atmosphère inhalée par une personne, évaluées sur une période de 8 heures, ne doivent pas dépasser respectivement 10 et 5 mg.m⁻³. La circulaire du ministère du Travail du 9 mai 1985 précise

que ces valeurs concernent les poussières réputées sans effet spécifique, c'est à dire qui ne sont pas en mesure de provoquer seules sur les poumons ou sur tout autre organe ou système du corps humain d'autre effet que celui de surcharge.

Certaines poussières font l'objet de Valeurs Limites de l'Exposition Professionnelle particulières (VLEP) (ED 984, 2007). Pour la grande majorité de ces substances, il s'agit de la fraction dite inhalable qui est visée en l'absence de mention particulière. La fraction alvéolaire n'est en cause que pour les toxiques dont l'action majeure s'exerce au niveau du poumon profond, provoquant des affections telles que pneumoconioses ou fibroses pulmonaires. Parmi les poussières faisant l'objet d'une VLEP particulière on trouve notamment :

- Les silices cristallines;
- Les amiantes (pour ce qui se rapporte à l'asbestose);
- Les poussières de plomb;
- Tous les aérosols très fins (fumées), tels ceux de soudage ou de décapage thermique.

I.3. Circulation de véhicules et émissions de poussières

Au-delà de la production de particules provenant de la combustion de carburant, la circulation de véhicules est à l'origine d'émission de poussières importante (USEPA, 2006). La quantification des émissions particulaires diffuses générées par la circulation de véhicules a été menée à des fins environnementales et militaires (Gillies et al., 2002). Selon l'inventaire réalisé en 1998 par l'US National Emissions Trends (USEPA, 1998), ces émissions sont, en situation urbaine, à l'origine d'environ 65 % des PM_{10} dans l'atmosphère. Plus récemment, Abu-Allaban et al. (2003) et Gupta et al. (2007) ont différencié, en milieux urbains et industriels, les sources d'émissions afin de les quantifier. Les auteurs indiquent, dans leurs travaux, que la contribution à la pollution particulaire globale, c'est à dire l'ensemble des PM_{10} voire des $PM_{2,5}$ mesurées, provient, dans une forte proportion, des particules présentes au sol et aérosolisées par le passage des véhicules. Rappelons, cependant, que la nature et la quantité de particules émises dans l'atmosphère sont, en partie, en relation avec le type de voies de circulation rencontrées. Ainsi, les particules émises au voisinage de routes, d'autoroutes ou, plus généralement, de surfaces goudronnées sont issues, pour une part, de l'abrasion des chaussées, des résidus de pneumatiques et de systèmes de freins et, pour une autre part, de sables et de matières minérales diverses (Querol et al., 2004 ; Han et al., 2007 ; Santoso et al., 2008). A proximité de voies de circulation de type chemin ou piste industrielle, il s'agit d'émission de particules minérales calcaires, siliceuses, d'oxydes métalliques, etc. dont l'origine est majoritairement tellurique (Sinha et Banerjee, 1997).

I.3.1. Méthode d'évaluation des émissions

L'évaluation des émissions de poussières est souvent réalisée selon une méthode expérimentale, indirecte basée sur la technique dite « au vent - sous le vent » qui n'est pas normalisée mais qui est bien décrite dans les travaux de Gillies et al. (2005). Le principe de cette technique consiste à placer

de part et d'autre d'une section de route d'environ 1000 m de longueur, trois tours alignées perpendiculairement à cette route (cf. figure I.6.).

Ces tours sont équipées de moyens de prélèvements et de mesures de concentration massique de poussières. Ces appareils sont disposés à quatre hauteurs différentes. La direction, la vitesse et la température du vent sont également mesurés. Le protocole opératoire de la technique consiste à faire circuler sur la piste d'essai des véhicules, de masse et de dimensions différentes, à des vitesses variables et à suivre l'évolution de la concentration massique en poussières des différents capteurs au cours du temps.

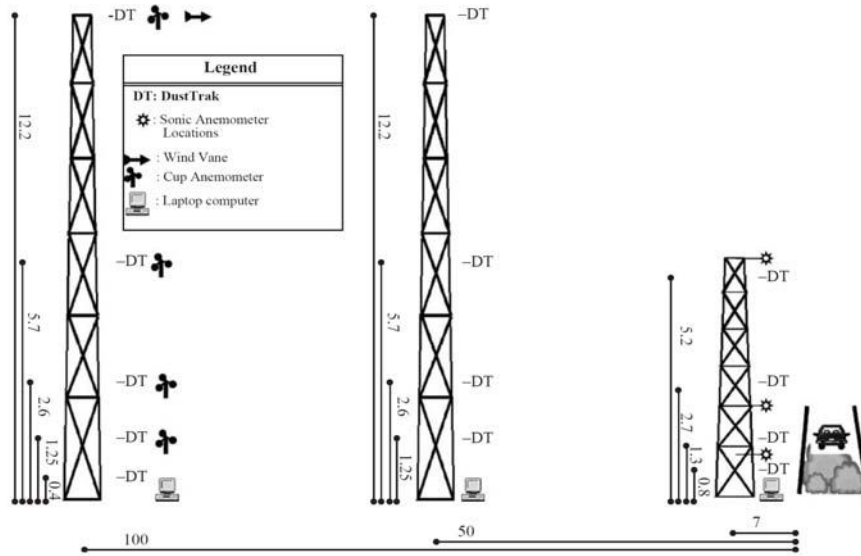


Figure I.6. Représentation des tours de prélèvements de la méthode « au vent - sous le vent » mise en place par Gillies et al. (2005)

La quantité de matière émise par le véhicule est ainsi déterminée par un facteur d'émission (EF). Pour chacune des tours, EF est défini comme l'intégration du flux de particules en fonction de la durée et de la hauteur de la mesure. Selon Gillies et al. (2005), EF s'écrit pour une durée de mesure comprise entre t_0 et t_f :

$$EF = \sum_{t_0}^{t_f} \left(\cos(\alpha) \sum_{i=1}^4 u_i C_i \Delta z_i \Delta t \right) \quad (I.36)$$

Le facteur d'émission est exprimé pour un véhicule en mg.m^{-1} ou encore en gramme par kilomètre parcouru (gram per vehicle per kilometer traveled, g.VKT^{-1}) avec :

- α (rad), l'angle entre la direction du vent et la perpendiculaire à la route ;
- i , la position sur les tours des appareils de prélèvement et de mesure ;
- u_i (m.s^{-1}), la vitesse du vent en i ;
- C_i (mg.m^{-3}), la concentration moyenne de PM_{10} en i mesurée sur l'intervalle de temps Δt ;
- Δz (m), la distance entre deux points de prélèvements ;
- Δt (s), intervalle de temps de mesure.

I.3.2. Modèles prédictifs d'émission

La littérature ne fait pas état d'étude précise sur les mécanismes d'envol de poussières induites par la circulation de véhicules. En revanche, quelques travaux ont permis d'établir des modèles prédictifs de flux d'émissions de PM_{10} . Empiriques et souvent approximatifs, ces modèles sont déterminés à partir d'une observation macroscopique du phénomène, c'est à dire par la mesure de la concentration en particules dans les champs moyen et lointain du véhicule.

La plupart des modèles prédictifs ont été développés pour des voies de circulation brutes. Les travaux répertoriés dans ce domaine indiquent que les émissions de particules sont dépendantes principalement de (cf. tableau I.3.) :

- La charge de poussière au sol et de la distribution granulométrique correspondante (Cowherd et al., 1974 ; Kuhn et al., 2005) ;
- La vitesse du véhicule (Hesketh et cross, 1983 ; Etyemezian et al., 2003 ; Gillies et al., 2005 ; Williams et al., 2008) ;
- Les caractéristiques du véhicule (masse, nombre de roues) (Tsai et chang, 2002 ; Gillies et al., 2005) ;
- L'humidité de la matière au sol (Etyemezian et al., 2003).

La charge au sol est déterminée par la collecte des particules à l'aide d'un aspirateur sur une surface et une profondeur de sol définies. La matière collectée est ensuite séchée pour en déterminer l'humidité et la distribution granulométrique (Dames et Moore, 1999). La charge s'exprime comme le rapport de la masse de particules, de dimensions données, à la masse totale de particules collectées.

Ces modèles n'associent pas directement les propriétés physiques de la matière telles que la masse volumique ou les forces d'adhésion entre particules.

Paramètres	Modèles					
	Cowherd et al. (1974)	Hesketh et Cross (1983)	Tsai et Chang (2002)	Etyemezian et al. (2003)	Gillies et al. (2005)	AP - 42 US EPA (2006)
Vitesse de passage, V (km.h ⁻¹)	X	X	X	X	X	-
Masse du véhicule, M (tonne)	X	-	-	-	X	X
Nombre de roues du véhicule, n	X	-	-	-	-	-
Dimensions du véhicule	-	-	X	-	X	-
Humidité du sol, H (%)	-	-	X	-	-	X
Charge de particules au sol, s (%)	X	X	X (PM ₄₄)	-	-	X (PM ₇₅)
Nombre annuel de jours de précipitation > 0,25 mm, d	X	X	-	-	-	-
Vitesse du vent, V _v (km.h ⁻¹)	-	-	X	-	-	-
Concentration massique de PM ₁₀ « à l'arrière de la roue », C (mg.m ⁻³)	-	-	-	X	-	-

Tableau I.3. Paramètres opératoires mis en œuvre dans différentes expressions recensées du facteur d'émission

Les expressions empiriques du facteur d'émission EF (g.VKT⁻¹) définies par les différents auteurs sont :

- USEPA (2006) : $EF = k \times \left(\frac{s}{12}\right)^a \times \left(\frac{M}{3}\right)^b \times \left(\frac{H}{0,2}\right)^{-c}$ (I.37)

Avec,

	k	a	b	c
PM _{2,5}	733	0,8	0,4	0,3
PM ₁₀	107	0,8	0,4	0,3
PM ₃₀	2819	0,8	0,5	0,4

Tableau I.4. Coefficients indiqués dans l'expression du facteur d'émission de l'US EPA

Cette expression permet une évaluation du facteur d'émission en fonction de trois classes granulométriques. Cette relation n'intègre pas la vitesse de circulation des véhicules alors que Nicholson et al. (1989) et Gillies et al., (2005) ont démontré l'importance de ce paramètre dans l'émission de particules.

- Cowherd et al. (1974) : $EF = 610 \times \left(\frac{s}{12}\right) \times \left(\frac{V}{48}\right) \times \left(\frac{M}{2,7}\right)^{0,7} \times \left(\frac{n}{4}\right)^{0,5} \times \frac{365 - d}{365}$ (I.38)

Cette expression est destinée à l'évaluation de l'émission de PM₁₀ en prenant en compte la vitesse de circulation et le nombre de roues du véhicule.

- Hesketh et Cross (1993) : $EF = 142,7 \times (s) \times \left(\frac{V}{30}\right) \times \frac{365 - d}{365}$ (I.39)

Cette expression est destinée à l'évaluation de l'émission de PM₃₀.

- Tsai et Chang (2002) : $EF = \frac{e \times B \times 1000}{N_v \times 24}$ (I.40)

avec $e = 8,72 \cdot 10^{-3} \times V_v^{0,64} \times s^{0,19} \times H^{-0,05} \times V^{1,32} \times N_v^{1,11}$ (g.m⁻².j⁻¹) (I.41)

B représentant la distance entre les points de prélèvements situés sur les tours « au vent et sous le vent » et N_v le facteur correctif prenant en compte la dimension du véhicule (0,13 pour une motocyclette, 1 pour un véhicule dit de tourisme et 2,67 pour un camion). L'expression de Tsai et Chang est destinée à l'évaluation de l'émission de PM₃₀.

- Gillies et al.(2005) :

$$EF = a \times V \text{ et } EF = b \times M \quad (I.42)$$

Gillies et al. (2005) ont effectué des travaux destinés à évaluer le flux d'émission de PM₁₀ en fonction de la vitesse de passage et de la masse des véhicules (cf. figure I.7.). Ils ont également démontré la relation directe hauteur du véhicule / dimension du sillage et l'incidence du sillage sur la dissémination des particules dans l'environnement.

Les essais indiquent une corrélation linéaire entre, d'une part, (EF) vs (V) (cf. figure I.8.) et, d'autre part, (EF) vs (M) (cf. figure I.9.).

Test vehicle characteristics

Vehicle specifications

Vehicle type	Model year	Weight (kg)	Length (m)	Width (m)	Height (m)	Under-carriage area (m ²)	Number of wheels
Dodge neon	2002	1176	4.34	1.71	1.42	7.43	4
Dodge caravan	2002	1759	5.09	1.83	1.76	9.31	4
Ford taurus	2002	1516	5.08	1.83	1.41	9.30	4
GMC G20 van	1979	3100	5.1	1.85	2.00	9.44	4
HMMWV	n/a ^a	2445	4.57	2.16	1.83	9.87	4
GMC C5500	1999	5227	9.04	2.29	3.30	20.67	6
M977 HEMTT	n/a	17727	9.96	2.44	2.85	24.29	8
M923A2 (5-ton)	n/a	14318	8.74	2.44	3.07	21.32	6
M1078 LMTV	n/a	8060	6.43	2.44	2.69	15.69	4

^an/a: data not available.

Figure I.7. Caractéristiques des véhicules employés pour les essais de Gillies et al. (2005)

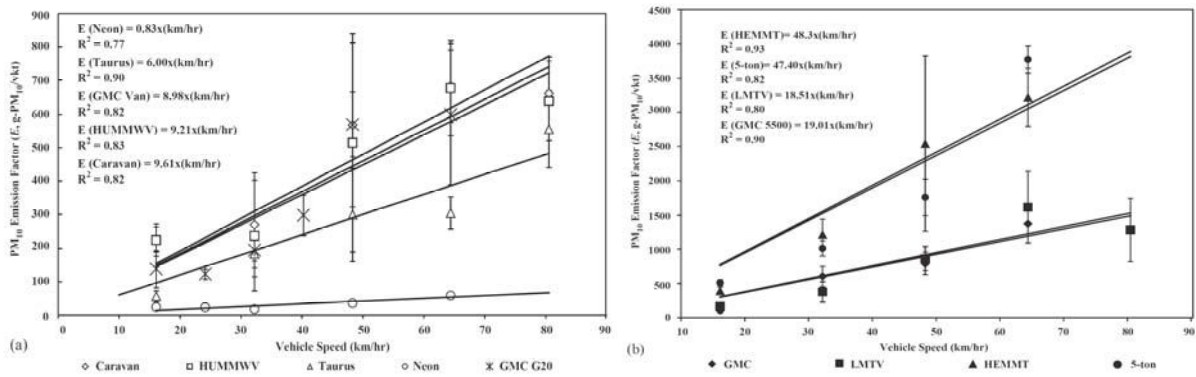


Figure I.8. Facteur d'émission de PM₁₀ (g.VKT⁻¹) en fonction de la vitesse pour les différents véhicules (Gillies et al. (2005))

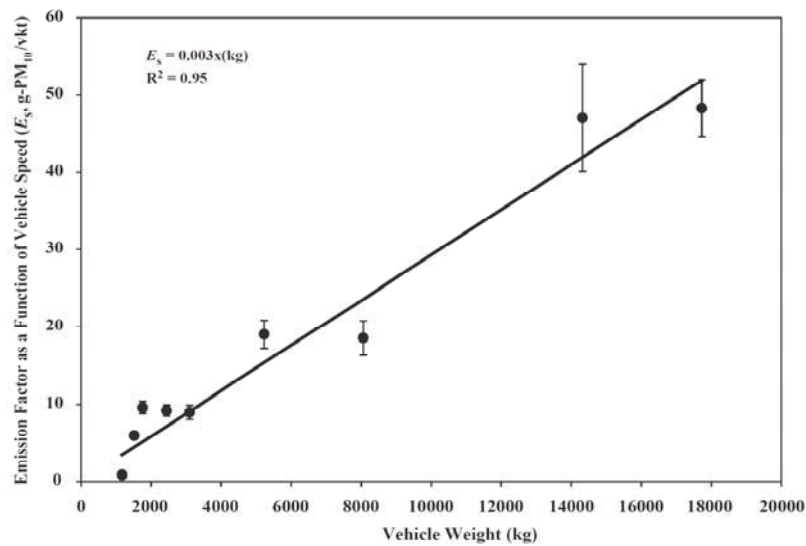


Figure I.9. Facteur d'émission de PM₁₀ (g.VKT⁻¹) en fonction de la masse pour les différents véhicules (Gillies et al. (2005))

Ces travaux mettent en évidence que le flux d'émission de PM₁₀ varie, dans des proportions importantes, de quelques g.VKT⁻¹ pour un véhicule de tourisme léger jusqu'à environ 3 000 g.VKT⁻¹ pour un engin de 18 tonnes comportant 8 roues et circulant à 65 km.h⁻¹.

- Etyemezian et al. (2003) :

$$EF = k \times C^{\frac{1}{3}} \text{ ou } EF = k \times a^{\frac{1}{3}} \times V \quad (1.43)$$

A l'aide de prélèvements de particules « à l'arrière » d'une des roues d'un véhicule expérimental, Etyemezian et al. (2003) ont mis en évidence que la concentration massique, C, en particules à proximité de la source d'émission était une fonction du type $C = a \times V^3$. A l'aide de la méthode « au vent - sous le vent », une expression du facteur d'émission a été ensuite proposée en fonction de la vitesse de circulation ou de la concentration particulaire.

Sur la base des travaux d'Etyemezian et al. (2003), Hussein et al. (2008) indiquent que la nature du pneumatique est un élément déterminant dans le phénomène d'aérosolisation des particules présentes au sol. Ainsi, un pneumatique clouté sera à l'origine d'un flux de poussière de 2 à 6 fois supérieurs à ceux induits par un pneumatique de type « hiver » et 4 à 17 fois plus importants que ceux produits avec un pneumatique de type « été » (cf. figure I.10.). Rappelons qu'un pneumatique de type « hiver » possède des structures, à sa surface, plus volumineuses qu'un pneumatique de type « été ».

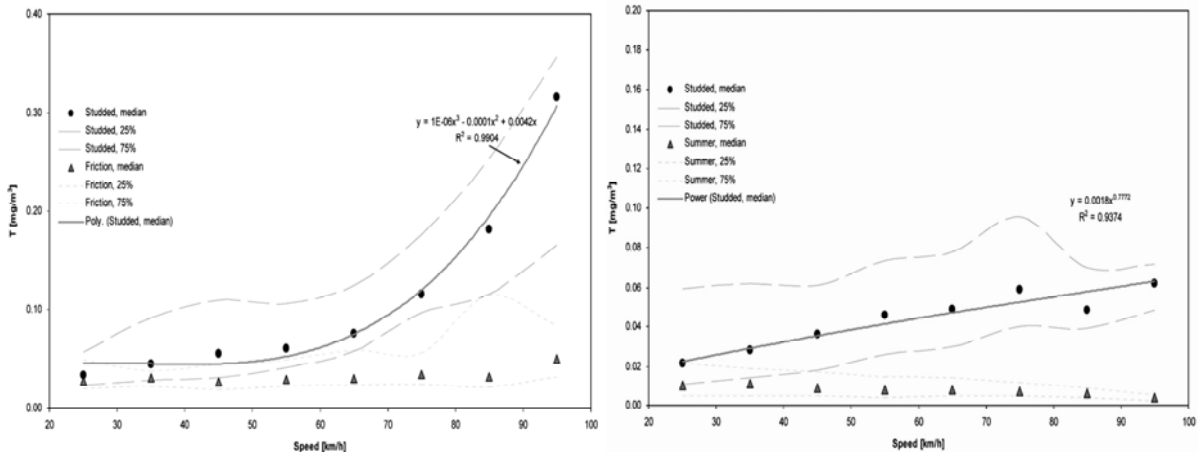


Figure I.10. Concentration particulaire en masse derrière la roue d'un véhicule en fonction de la vitesse de circulation pour différents types de pneumatiques (cloutés, « hiver » et « été ») selon Hussein et al. (2008)

Même si l'ensemble des travaux recensés dans la littérature ne décrit aucune méthode directe de quantification d'émission de poussières et ne propose que des modèles prédictifs peu précis et aboutissant à des estimations très différentes, il est toutefois possible d'estimer de manière approximative les flux de poussières émis par les véhicules. Ainsi, pour une voie de circulation non goudronnée de type chemin, un véhicule lourd (15 tonnes, 6 roues) circulant à 50 km.h^{-1} peut émettre jusqu'à $2\,000 \text{ g.min}^{-1}$ de PM_{10} , soit en moyenne par roue 330 g.min^{-1} , alors qu'un véhicule léger émettra entre 200 g.min^{-1} et 400 g.min^{-1} , soit par roue entre 50 g.min^{-1} et 100 g.min^{-1} .

I.3.3. Distribution granulométrique des aérosols émis

Au-delà de l'estimation d'un flux massique de particules émis par l'action d'un véhicule en circulation, certains travaux de Pinnick et al. (1985) ont caractérisé la distribution granulométrique de l'aérosol engendré. Cette caractéristique est, certes, propre à chaque site d'expérimentation et ne permet pas de tirer des enseignements généraux sur les propriétés des aérosols rencontrés dans cette problématique. Cependant, ces travaux indiquent que pour le sol étudié, de nature siliceuse (sable), l'aérosol possède un caractère bi-modal centré en masse sur les diamètres aérodynamiques $4 \mu\text{m}$ et $90 \mu\text{m}$ (centré en nombre sur $2 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$), et cela indépendamment de la vitesse et du type de véhicule (cf. figure I.11.).

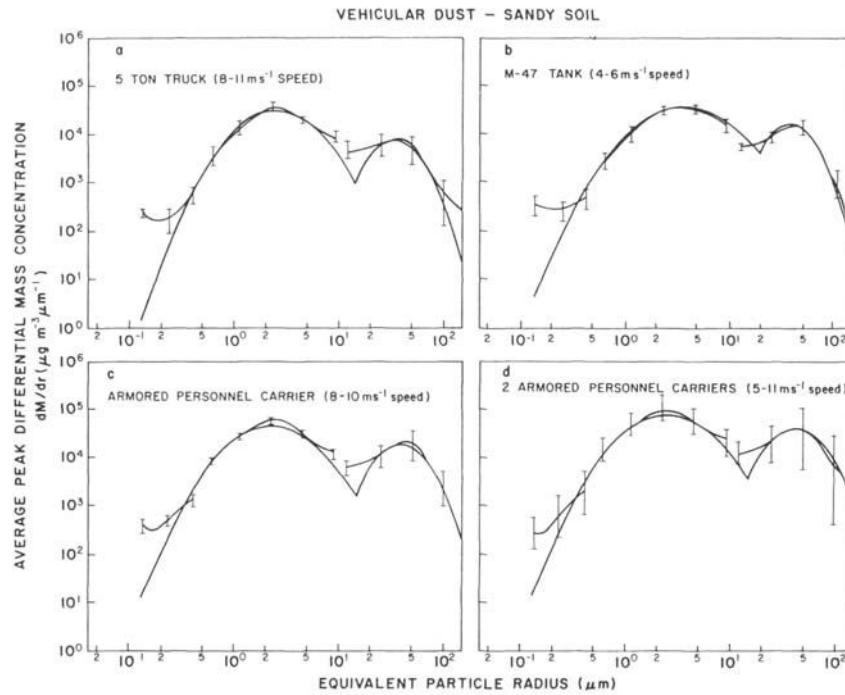


Figure I.11. Distribution granulométrique en masse de l'aérosol produit par 4 types de véhicules sur une voie de circulation brute (Pinnick et al., 1985)

Le mode supérieur (90 μm) représente entre 60 % et 80 % de la masse totale de l'aérosol. Si le mode supérieur de l'aérosol en nombre est identique à celui de la matière au sol dont il est issu, ce n'est pas le cas du mode inférieur. Pinnick et al. (1985) supposent qu'un phénomène de désagrégation de certaines particules conduit à une augmentation du nombre de petites particules dans l'aérosol comparé au sol parent.

Sinha et Banerjee (1997) ont mesuré la granulométrie d'un aérosol émis à proximité d'une voie de circulation d'une mine à ciel ouvert. Il s'agit de particules dont le diamètre aérodynamique est majoritairement supérieur à 1 μm (cf. figure I.12.). Qu'il s'agisse de voies de circulation de type chemin ou alors de piste industrielle, l'aérosol provoqué par le passage de véhicule est sensiblement plus grossier que celui observé en situation urbaine. Les travaux de Van Dingenen et al. (2004) démontrent que la distribution granulométrique type d'un aérosol dans les villes européennes présente un caractère bi-modal centré respectivement sur 0,3 μm et 4 μm (cf. figure I.13.).

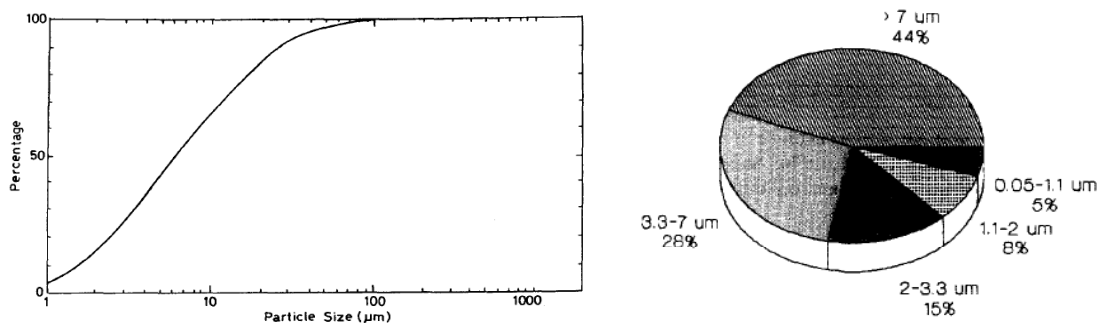


Figure I.12. Distribution granulométrique cumulée en nombre d'un aérosol produit à proximité d'une voie de circulation industrielle (Sinha et Banerjee, 1997)

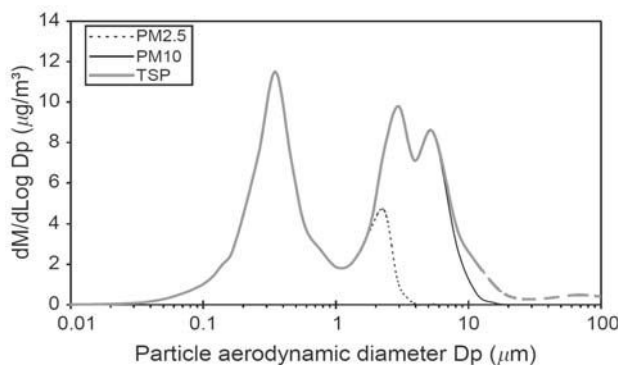


Figure I.13. Distribution granulométrique en masse des fractions granulométriques PM_{2,5}, PM₁₀ et de l'ensemble des particules en suspension produits par un véhicule sur une voie de circulation urbaine - (Van Dingenen et al., 2004)

I.4. La roue, source d'émission

L'émission de poussières provoquée par la circulation de véhicules est une problématique très peu étudiée d'un point de vue du terme source. Si USEPA (2006) considère que la rotation de la roue est la cause principale d'émission de poussières, Etyemezian et al. (2003) ont confirmé qu'il est possible d'établir une relation directe entre la concentration massique en particules mesurée au voisinage de la roue d'un véhicule et le flux de poussières émis dans l'environnement. D'après ces travaux, l'aérosolisation des particules est provoquée non seulement par l'apparition d'écoulement cisailé de l'air à proximité du point de contact de la roue avec le sol, mais également par l'éjection mécanique (centrifuge) des particules à l'arrière de la roue. Cependant, les travaux répertoriés dans la littérature ne permettent pas de dissocier les deux phénomènes et de pondérer le rôle de chacun dans l'émission globale. Au regard du temps de relaxation très court dans l'air, pour des particules de faibles dimensions ($< 10 \mu\text{m}$), il est concevable de considérer, dans une première approche, que la trajectoire et le transport de l'ensemble des particules présentes dans le sillage de la roue seront rapidement asservis aux mouvements de l'air (cf. partie I.1.3.2.). Par exemple, si une particule de $10 \mu\text{m}$, de masse volumique égale à $2,4 \cdot 10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, est éjectée avec une vitesse relative par rapport à l'air de $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, son « libre parcours » sera de l'ordre de quelques millimètres. A ce titre, la résolution du problème passera par l'étude, en priorité, de l'écoulement de l'air et des particules transportées dans le champ proche de la roue.

L'état de l'art dans ce domaine est contrasté. Un nombre conséquent de travaux expérimentaux et de simulations a été publié sur l'aérodynamisme des véhicules (Ahmed et al., 1984 ; Bearman, 1984 ; Cogotti, 1995 ; Wickern et al., 1997, Hucho, 1998). Dans la majorité des cas, ces études font état de la question de la traînée globale et de la nature du sillage du véhicule. Elles n'apportent à la connaissance du lecteur, que des informations partielles sur l'écoulement de l'air dans le champ proche des roues (Merker et al., 1989, 1991). En effet, l'étude du comportement de l'air au voisinage de roues en situation réelle n'est pas aisément accessible à l'expérience et les modèles numériques sont difficilement validés. Le déficit de connaissances sur cette problématique et la complexité de tels phénomènes aérodynamiques ont orienté plutôt les recherches vers l'étude de cas simples tels qu'une roue isolée.

Rappelons que le sujet d'étude présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans une thématique scientifique d'hygiène professionnelle et la recherche de solution de prévention destinée aux véhicules industriels (tombereaux, chargeuses, etc.). Sans pour autant les considérer comme singulièrement isolées, les roues de ces véhicules sont souvent « libres » ou partiellement capotées.

I.4.1. Travaux expérimentaux

I.4.1.1. Description du phénomène

Stimulés par la recherche automobile, ces travaux ont jalonné les 40 dernières années et l'accès à des outils métrologiques performants a permis, d'une part, de caractériser les forces de portance et de traînée appliquées à une roue placée dans différentes conditions expérimentales (isolée, capotée, montée sur un véhicule) et, d'autre part, d'établir les champs de vitesse et de pression dans le sillage de la roue (cf. études bibliographiques de Saddington et al. (2007) et MacManus et Zhang (2006)).

La complexité de l'écoulement a conduit certains auteurs à illustrer et dissocier les différents phénomènes caractérisant l'écoulement de l'air autour d'une roue lisse isolée en rotation sur un sol mobile. Mercker et al., (1991) ont décrit successivement l'écoulement autour d'une roue lisse et isolée :

- A l'arrêt et éloignée du sol ;
- A l'arrêt et reposant sur un sol fixe ;
- En rotation reposant sur un sol fixe.

La figure I.14. (a) schématise la structure de l'écoulement autour d'une roue isolée, fixe, éloignée du sol et exposée à un flux d'air avec un rapport d'aspect :

$$ra = \frac{L}{D} < 1 \quad (I.44)$$

Le point d'arrêt, noté PA, est situé au centre de la roue et le flux circulant sur les côtés de la roue est plus important que celui circulant au-dessus et au-dessous de la roue. Ce phénomène entraîne des différences de vitesses qui sont à l'origine de quatre vortex (notés V) de vortacité comparable.

Lorsque la roue est positionnée sur le sol fixe, la quantité de fluide qui, dans la configuration précédente contournait la roue par le dessous, franchit l'obstacle à sa base et latéralement (cf. figure I.14. (b)). Le point d'arrêt est alors déplacé vers le bas de la roue. Ce phénomène induit une augmentation de l'intensité des vortex inférieurs et de la traînée de la roue. Lorsque la roue est mise en rotation, le point d'arrêt se déplace vers le haut avec, pour conséquences, l'augmentation de l'intensité des vortex supérieurs et la réduction des vortex inférieurs (cf. figure I.14. (c)).

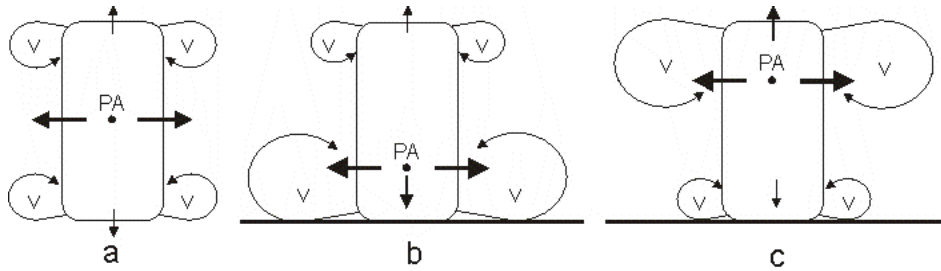


Figure I.14. Schématisation de l'écoulement (vue arrière) autour d'une roue isolée et fixe (a), autour d'une roue fixe reposant sur un sol fixe (b) et autour d'une roue en rotation reposant sur un sol fixe (c) selon Mercker (1991)

Stapleford et Carr (1970) et, plus tard, Fackrell et Harvey (1974), ont déterminé la distribution du coefficient de pression (C_p) au centre de la bande de roulement de la roue en fonction de la position angulaire pour une roue fixe et pour une roue en rotation (cf. figure I.15.).

$$\text{Avec } C_p = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} \quad (I.45)$$

Les différences notables entre les profils de pression, dans les deux cas de figure, sont situées, d'une part, au niveau du point de contact roue - sol ($\theta = 90^\circ$) où l'on observe une surpression ($C_p = 2$) dans le cas de la roue en rotation et, d'autre part, au sommet de la roue ($\theta = 270^\circ$) où la pression est beaucoup plus faible lorsque la roue est à l'arrêt. La rotation de la roue contribue à modifier l'écoulement de l'air, aussi bien sur la partie supérieure de la roue qu'au niveau de la zone de contact de cette dernière avec le sol.

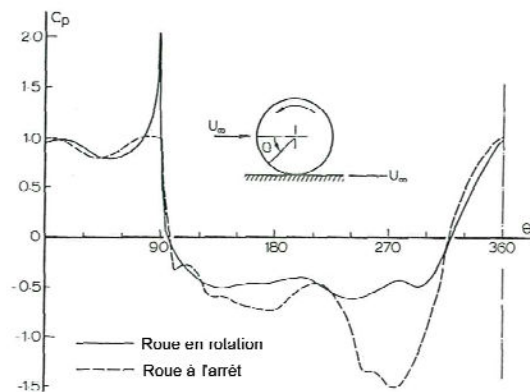


Figure I.15. Evolution du coefficient de pression le long de la ligne moyenne d'une roue à l'arrêt et en rotation selon Fackrell et Harvey (1974)

Lorsque le flux d'air circulant à la vitesse u_∞ est à proximité de la surface de la roue, il est freiné par le fluide entraîné par la roue en rotation. La loi de Bernoulli écrite pour une ligne de courant devient alors :

$$\hat{p} + \frac{\rho u^2}{2} = \text{cte} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \hat{p}}{\partial s} + \rho u \frac{\partial u}{\partial s} = 0 \quad (I.46)$$

$$\text{Avec } \hat{p} = p + \rho gh \quad (I.47)$$

Ainsi, si $\frac{\partial u}{\partial s} \ll 0$ alors $\frac{\partial \hat{p}}{\partial s} \gg 0$, il se produit un décollement du fluide de la surface de la roue (cf. figures I.16., I.17. et I.18.). L'apparition du décollement de la couche limite modifie radicalement la distribution des vitesses et des pressions et il se produit un sillage. D'après Fackrell et Harvey (1974), dans le cas d'une roue fixe exposée dans un flux d'air, le décollement a lieu à $\theta = 210^\circ$ contre 280° pour une roue en rotation. Pour Midoux (1993), le point de décollement de la couche limite, pour une roue à l'arrêt, se situe plutôt vers 260° (point s de la figure I.17.).

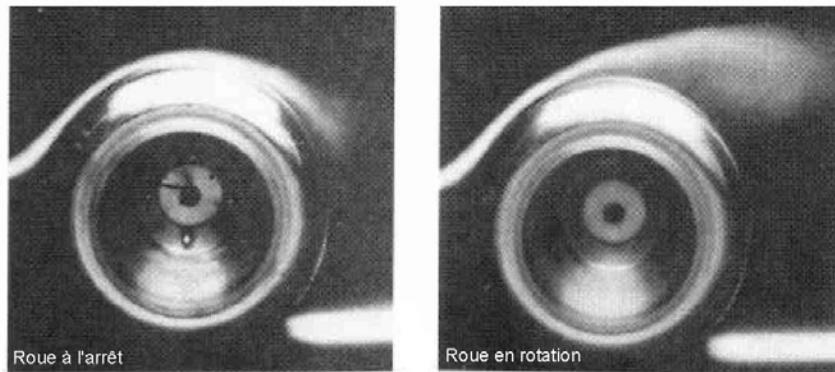


Figure I.16. Visualisation du décollement de la couche limite par Fackrell et Harvey (1974)

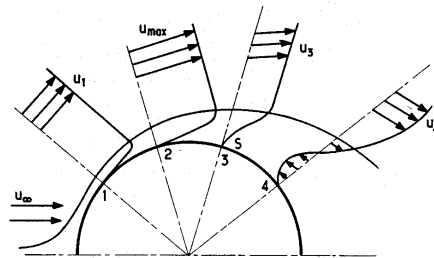


Figure I.17. Localisation du point de décollement (s) pour une roue fixe d'après Midoux (1993)

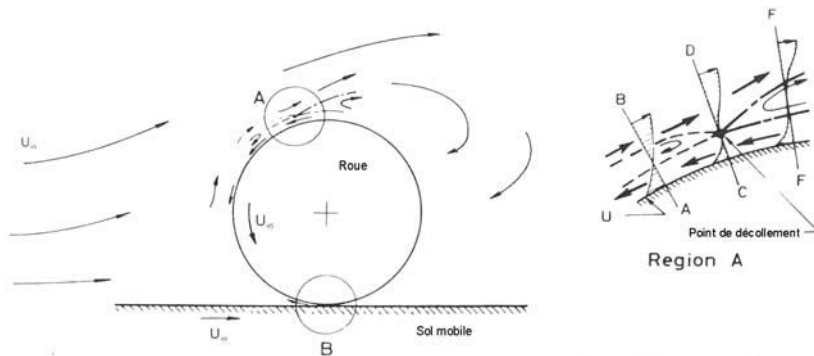


Figure I.18. Principe de décollement de la couche limite selon Fackrell et Harvey (1974)

Fackrell et Harvey (1974) considèrent que la surpression observée à $\theta = 90^\circ$ apparaît lorsque les quantités d'air entraînées, respectivement par la roue en rotation et le sol en déplacement, circulent à des vitesses proches de u_∞ et donc à des pressions dynamiques maximales. Lorsque ces flux d'air se rencontrent à proximité du point de contact entre le sol et la roue, la pression statique augmente fortement (cf. figures I.18. et I.19.).



Figure I.19. Description des phénomènes aérodynamiques à proximité du point de contact sol - roue avec un sol mobile et une roue en rotation

Ce phénomène aérodynamique très localisé porte le nom de « wheel jetting ». Le jet, issu de la rencontre des deux flux d'air entraînés par la roue et le sol, est expulsé de chaque côté de la roue. Le « wheel jetting » est exacerbé lorsque la roue et le sol sont en mouvement (cf. figure I.20.).

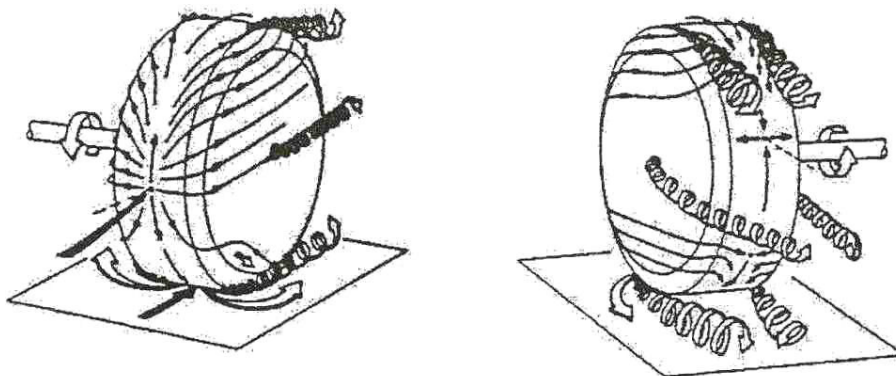


Figure I.20. Représentation du « wheel jetting » au point de contact de la roue avec le sol

Ce phénomène a une influence sur l'ensemble de l'écoulement autour de la roue par l'aspiration d'une partie importante du flux d'air situé dans le champ proche de la roue. Ce flux d'air est projeté à l'arrière de la roue avec, pour conséquence, l'augmentation de la pression dans le sillage et la réduction de la traînée. Fackrell et Harvey (1974) et Mears et al. (2004) ont déterminé les coefficients de traînée (C_x) et de portance (C_z) respectivement pour une roue en rotation et pour une roue stationnaire (cf. tableau I.5.).

	Roue en rotation		Roue fixe	
	Fackrell	Mears	Fackrell	Mears
Coefficient de traînée (C_x)	0,58	0,56	0,77	0,73
Coefficient de portance (C_z)	0,44	0,42	0,76	0,60

Tableau I.5. Coefficients de traînée et de portance pour une roue en rotation et pour une roue fixe (Fackrell et Harvey,1974 ; Mears et al, 2004)

I.4.1.2. Caractérisation de l'écoulement

Si la caractérisation des coefficients de traînée et de portance pour une roue isolée demeure, très souvent, la finalité des travaux répertoriés dans la littérature, un certain nombre d'auteurs ont établi expérimentalement les champs de vitesse et de pression à l'aval de la roue. Dans la plupart des situations rencontrées, les conditions expérimentales sont comparables. Le tableau I.6. présente les conditions opératoires mises en œuvre dans les différentes configurations recensées. Les moyens d'essais sont généralement composés d'une soufflerie ouverte et instrumentée dans laquelle est placée une roue isolée, équipée d'un pneumatique lisse dont le rapport d'aspect est de l'ordre de 0,5.

Auteurs	Dimensions de la roue			Nature de la roue	U_{∞} (m.s ⁻¹)	Nombre Reynolds Re	Roue fixe	Roue en rotation	Outil de mesure	Champ représenté	
	D (m)	L (m)	$ra = \frac{L}{D}$							Vitesse	Pression
Fackrell et Harvey (1974)	0,416	0,171	0,41	Ajourée Isolée	20	$5,3 \cdot 10^5$	-	X	Sonde pression	X	X
Skea et al. (2000)	0,400	0,05 0,02	0,12 0,5	? Isolée Arche	20	$5,5 \cdot 10^5$	X	X	Visualisation par fils	X	-
Knowles et al. (2002)	0,340	~0,170	~0,50	Ajourée Isolée	20	$3,7 \cdot 10^5$	-	X	LDA*	X	-
Mears et Dominy. (2002, 2004)	0,247	0,130	0,53	Non ajourée Isolée	15	$2,5 \cdot 10^5$	-	X	PIV** Sonde pression	X	X
Mears et al. (2004)	0,247	0,130	0,53	Ajourée Isolée	15	$2,5 \cdot 10^5$	X	X	Sonde pression	X	X
Wäschle et al. (2004)	0,216	0,080	0,37	Ajourée Isolée	45	$5,4 \cdot 10^5$	X	X	LDA*	X	-
Thivolle-Cazat et Gilliéron (2006)	0,210	0,073	0,34	Ajourée Arche	30	$4,9 \cdot 10^5$	X	X	PIV**	X	-
Saddington et al. (2007)	0,340	~0,170	~0,50	Ajourée Isolée	30	$6,8 \cdot 10^5$	-	X	LDA*	X	-

*LDA : Laser-Doppler Anemometry

**PIV : Particle Image Velocimetry

Tableau I.6. Conditions opératoires mises en œuvre dans les différentes configurations expérimentales

La plupart des représentations graphiques des champs de vitesse et de pression a été établie à l'aval de la roue pour des plans (yz) perpendiculaires à l'écoulement (cf. figure I.21.). Ces champs sont généralement réalisés à une distance comprise entre 0,5 et 2,5D du centre de la roue.

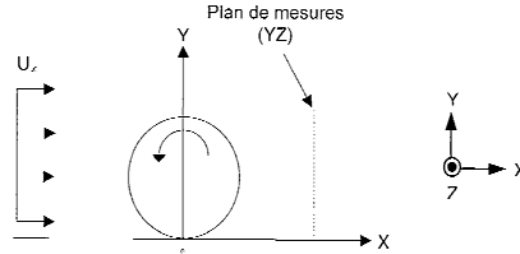


Figure I.21. Plan de mesures (yz) pour une roue isolée

Indépendamment du rapport d'aspect de la roue, les champs de vitesse mesurés à l'aval d'une roue isolée en rotation mettent en lumière la présence de vortex localisés, en partie basse, de part et d'autre de la roue. Ces vortex latéraux, qui s'étendent du sol jusqu'au rayon de la roue sont alimentés par un flux d'air descendant et caractérisent le phénomène de « wheel jetting ». La rotation des vortex est contra-rotative et s'effectue dans le sens trigonométrique pour le vortex situé dans la partie des Z/D positifs et dans le sens horaire pour celui positionné dans la partie négative. Leur intensité est proportionnelle à la vitesse de l'air incident U_∞ (Mears et al., 2002 ; Wäsche et al., 2004 ; Saddington et al., 2007). Les travaux les plus récents conduits par Saddington et al. (2007) indiquent, à une distance de $1D$, l'existence de zones dans lesquelles la vitesse, selon la direction x , est négative. Situées au-dessus du sol, ces régions, en forme de lobe, sont délimitées par des pointillés sur la figure I.22. En revanche, Wäsche et al. (2004) n'ont pas fait état de ce phénomène à $2D$. Ces dernières observations ne s'excluent pas, les zones d'aspirations peuvent être, à $2D$, refermées.

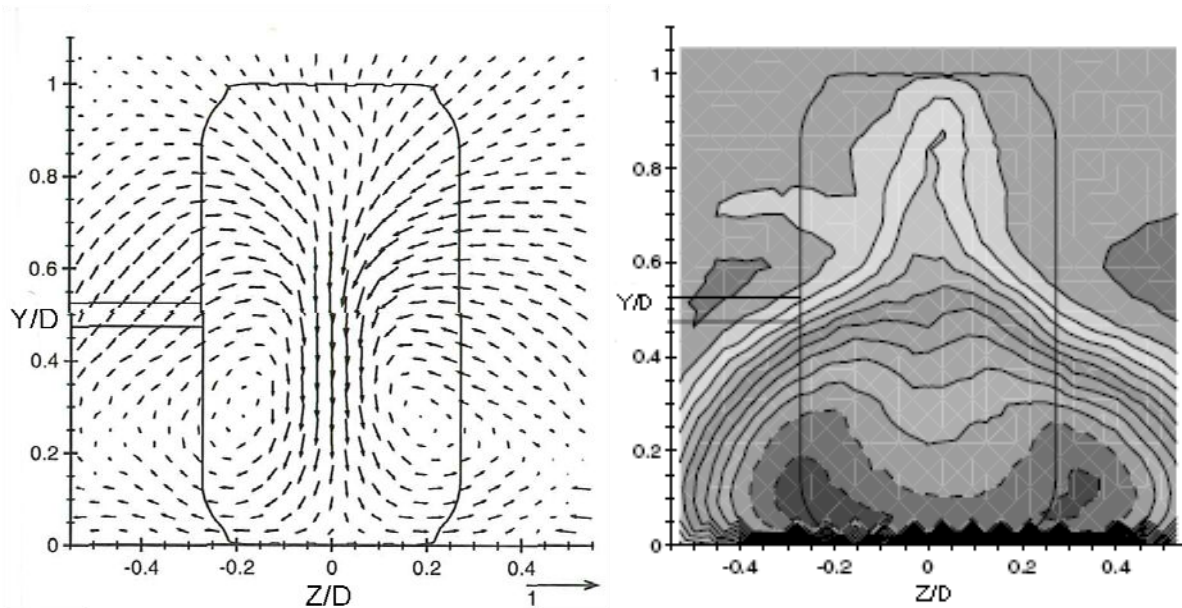
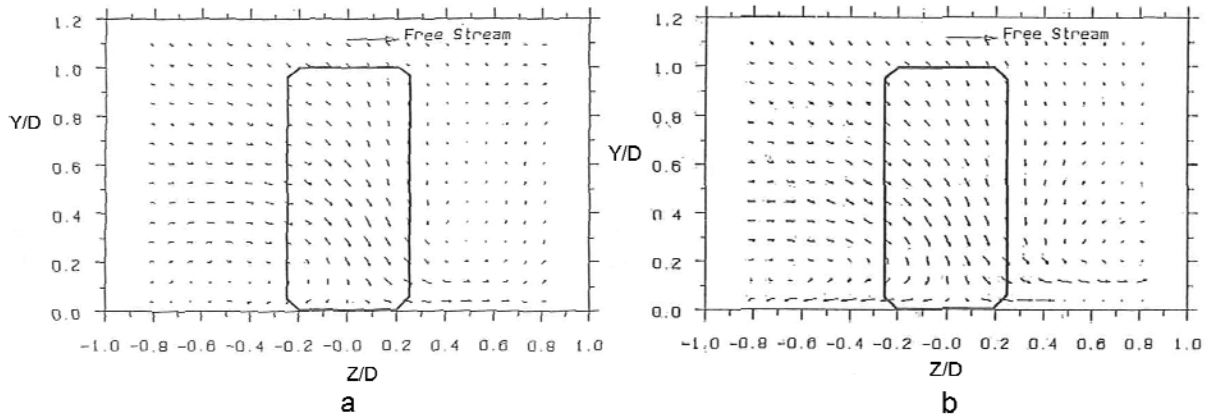


Figure I.22. Champs de vitesse u , v et w dans le plan (yz) à $1D$ selon Saddington et al. (2007)

Mears et al. (2002) ont comparé le champ de vitesse dans le plan (yz) à une distance de $2,5D$ pour une roue isolée en rotation et à l'arrêt (cf. figure I.23.). Si les deux vortex latéraux sont bien identifiés dans les deux cas de figure, lorsque la roue est à l'arrêt, les vortex sont plus intenses et la dépression plus marquée dans la zone située dans la partie inférieure et centrale du profil de la roue. Le phénomène de jet arrière est accentué lorsque la roue est en rotation.



**Figure I.23. Champs de vitesse v et w dans le plan (yz) à $2,5D$
Roue en rotation (a) et roue à l'arrêt (b) selon Mears et al. (2002)**

La présence ou l'absence d'ajours dans la roue ne fait guère l'objet de commentaires de la part des auteurs. La géométrie des roues est rarement décrite alors qu'elle revêt une importance non négligeable, notamment dans le cas d'un système dissymétrique. Au-delà de la présence du support de roue (arbre), la roue est par nature asymétrique (cf. figure I.24).

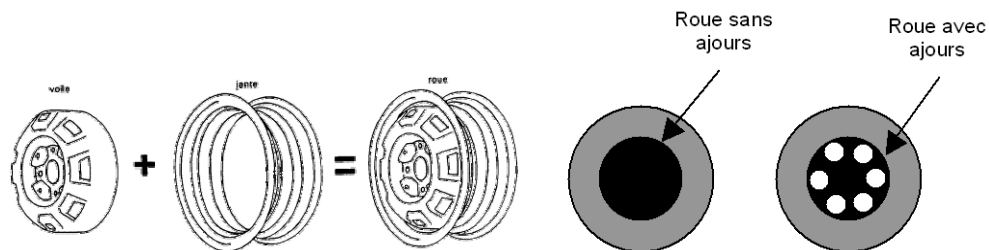


Figure I.24. Description d'une roue

La surface extérieure (voile) est non plane et ajourée alors que l'intérieur constitue une cavité appelée « bol ». Qu'il s'agisse de la face interne ou externe de la roue, l'écoulement de l'air et le développement de la couche limite au contact de ces surfaces sont difficilement prévisibles et seront de nature à influencer le sillage. Au contraire, une roue de surfaces latérales planes favorisera le développement d'une couche limite connue avec l'apparition de phénomènes étudiés par von Karman (1921).

D'un point de vue expérimental, seuls Mears et Dominy (2004) ont partiellement tenu compte de ce paramètre en équipant leur roue d'un flasque du côté opposé à celui de l'axe de rotation. Le flasque permet l'obturation des ouvertures (ajours) de la roue et assure un état de surface plan et régulier.

Le rapport d'aspect de la roue est, dans ce cas, voisin de 0,5. Si le champ de vitesse présenté à la figure I.23. est caractéristique du sillage d'une roue isolée en rotation et ajourée, la figure I.25. montre que l'écoulement est sensiblement modifié du côté de la roue équipé du flasque.

Les vortex latéraux, localisés en partie basse du plan de mesure, n'apparaissent plus distinctivement et l'écoulement est orienté vers le centre de la roue pour la partie négative de l'axe z. La partie supérieure du champ de vitesse n'est pas remarquablement modifiée par la présence du flasque et la nature dissymétrique de la roue.

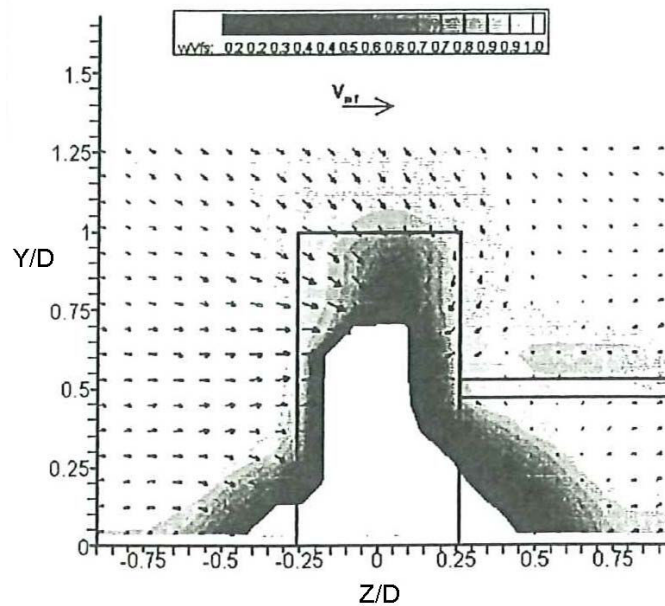


Figure I.25. Champs de vitesse u, v et w dans le plan (yz) à 1D selon Mears et Dominy (2004)

Skea et al. (2000) ont élargi les travaux existants à l'étude d'une roue placée dans une arche (cf. figure I.26.). L'objectif principal de leur étude était d'estimer l'incidence d'une arche sur la distribution du coefficient de pression à la surface de la roue. Les essais ont été conduits pour une garde au sol de 50 et 250 mm.

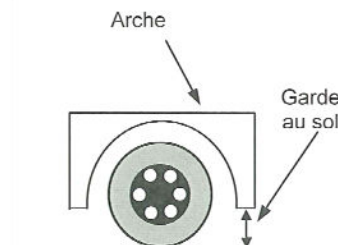


Figure I.26. Représentation d'une roue placée dans une arche

La figure I.27. (a) indique que la pression d'arrêt à proximité du point de contact sol – roue est proche de la pression observée dans le cas d'une roue isolée ($C_p = 1$). En revanche, le profil de pression est

voisin de 0 entre $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 360^\circ$. La présence de l'arche modifie sensiblement les pressions à la surface de la roue par rapport au cas simple de la roue isolée.

La figure I.27.(b) démontre que l'arche ne modifie pas significativement le profil de pression lorsque la garde au sol est élevée (250 mm). Le profil de pression est alors proche de celui d'une roue isolée en rotation.

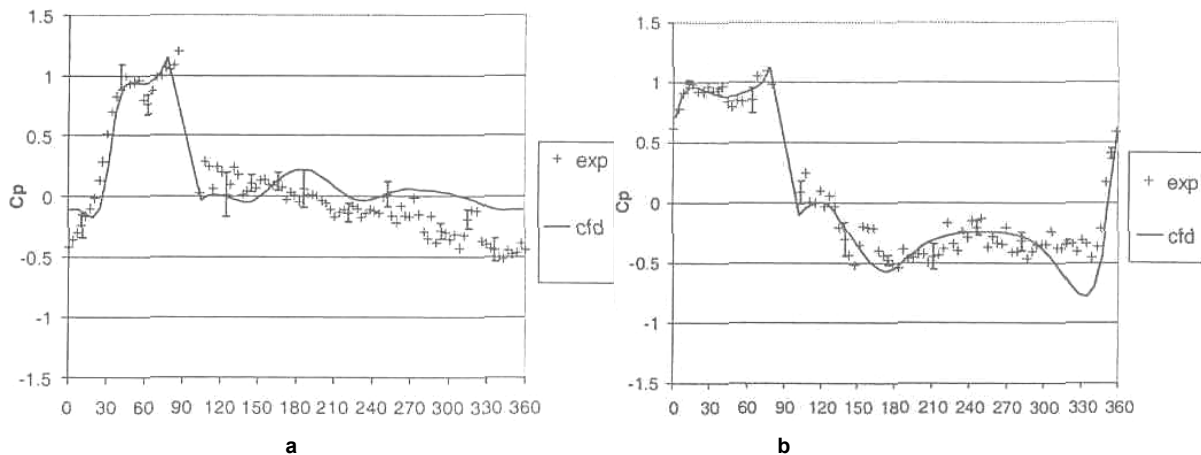


Figure I.27. Distribution angulaire du coefficient de pression pour une roue en rotation placée dans une arche - garde au sol de 50 mm (a) et 250 mm (b) selon Skea et al. (2000)

Thivolle-Cazat et Gilliéron (2006) ont complété les travaux de Skea et al. (2000) par l'établissement du champ de vitesse à proximité de l'ensemble « roue + arche ». La roue placée dans l'arche est une roue ajourée sur laquelle est monté un pneumatique lisse. Malgré la présence de l'arche et une interprétation délicate des champs de vitesse, les auteurs ont mis en évidence des vortex de sens de rotation contraires.

I.4.2. Simulation

La revue bibliographique présentée dans cette partie est largement inspirée de celle réalisée par Gentric et Midoux (2005). Les travaux relatifs à la simulation (Computational Fluid Dynamics, CFD) de l'écoulement de l'air au voisinage d'une roue ne sont pas fréquents. Ils concernent principalement le cas d'une roue isolée, en rotation ou non, exposée à un flux d'air. Certains auteurs ont, cependant, étudié le cas d'une roue placée dans une arche (Skea et al. 2000 ; Rejert et Lajos, 2007).

Nature des cas traités

Les cas décrits dans la littérature comparent les champs de vitesse ou de pression établis pour une roue stationnaire et en rotation. Toutefois, parmi les situations recensées, toutes ne sont pas comparables et diffèrent principalement par la finesse dans la représentation de la roue. Ainsi, certains auteurs considèrent la roue parfaitement cylindrique (Skea et al., 1998, 2000), d'autres prennent en compte la nature arrondie de la partie située entre les flancs et la bande de roulement de la roue (Axon et al., 1998 ; Basara et al., 2000 ; Knowles et al., 2002 ; Mears et Dominy, 2004)

(cf. figure I.28.). Enfin, des auteurs tels que Wäschle et al. (2004) ou encore MacManus et al. (2006) ont intégré la forme du voile de la roue à leur étude, c'est à dire qu'ils n'ont pas considéré les flancs comme plans. Dans tous les travaux identifiés, les roues sont lisses.

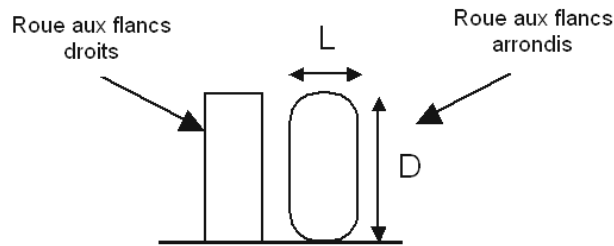


Figure I.28. Roues aux flancs droits ou arrondis

Géométries et conditions de vitesse

Le tableau I.7. regroupe les caractéristiques des roues étudiées par CFD dans la littérature :

- Leur diamètre est compris entre 0,2 et 0,5 m ;
- Un écrasement de la roue sur le sol est systématiquement pris en compte, non seulement, par souci de réalisme mais également par un maillage facilité autour de la zone de contact. Une valeur communément admise et correspondant à une réalité expérimentale est un écrasement défini par un angle de 20° ;
- La taille du domaine prise en compte est toujours très grande de manière à éviter que la position des limites n'influe sur le résultat : la hauteur du domaine varie de 4 à 10D, sa largeur de 4 à 20D et sa longueur de 17 à 30D ;
- La vitesse simulée est comprise entre 14,7 et 45 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour un nombre de Reynolds compris entre $2\cdot 10^5$ et $8,5\cdot 10^5$.

Auteurs	Cas traité	Géométrie de la roue	Zone de contact avec le sol	Domaine de calcul	Vitesse et Re
Axon et al. (1998)	Roue isolée stationnaire ou en rotation	$D = 0,5 \text{ m} - L = 0,25 \text{ m}$ Flancs arrondis	Angle de 20°	$L_d = 40D$ (10D devant la roue), $H_d = 10,5D$ et $l_d = 20D$	$U_\infty = 20,0 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 6,9 \cdot 10^5$
Skea et al. (1998)	Roue isolée stationnaire ou en rotation	$D = 0,5 \text{ m} - L = 0,25 \text{ m}$ Flancs droits	Non précisé	$L_d = 18D$, $H_d = 4D$ et $l_d = 4D$	$U_\infty = 20,0 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 6,9 \cdot 10^5$
Skea et al. (2000)	Roue isolée stationnaire ou en rotation Influence d'une arche	$D = 0,4 \text{ m} - L = 0,025 \text{ ou } 0,25 \text{ m}$ Flancs droits	Non précisé	Non précisé	$U_\infty = 20,0 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 5,5 \cdot 10^5$
Basara et al. (2000)	Roue isolée en rotation	$D = 0,416 \text{ m} - L = 0,233 \text{ m}$ Flancs arrondis	Angle de 24°	$L_d = 16,9D$ (2,6D devant la roue), $H_d = 3,8D$ et $l_d = 3,4D$	$U_\infty = 18,6 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 5,14 \cdot 10^5$
Knowles et al. (2002)	Roue isolée en rotation avec ou sans axe de support	$D = 0,263 \text{ m}$ Géométrie exacte des flancs	Roue tronquée de 0,8 mm	$L_d = 21D$ (5D devant la roue), $H_d = 5D$ et $l_d = 10D$	$U_\infty = 20,0 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 3,69 \cdot 10^5$
Wäschle et al. (2004)	Roue isolée en rotation avec ou sans axe de support	$D = 0,216 \text{ m} - L = 0,080$ Géométrie exacte des flancs	Roue tronquée de 1,5 mm	Non précisé	$U_\infty = 45,0 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 5,37 \cdot 10^5$
Mears et Dominy (2004)	Roue isolée en rotation	$D = 0,246 \text{ m} - L = 0,138 \text{ m}$ Géométrie exacte des flancs + flasque	Roue tronquée de 0,8 mm	$L_d = 21D$ (5D devant la roue), $H_d = 5D$ et $l_d = 10D$	$U_\infty = 14,7 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 2,5 \cdot 10^5$
MacManus (2006)	Roue isolée stationnaire ou en rotation	$D = 0,416 \text{ m} - L = 0,191 \text{ m}$ Géométrie exacte des flancs	Non précisé	$L_d = 20D$ (5D devant la roue), $H_d = 2,93D$ et $l_d = 3,6 D$	$U_\infty = 18,6 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 5,14 \cdot 10^5$
Regert et Lajos (2007)	Roue isolée stationnaire ou en rotation Influence d'une arche	$D = 0,500 \text{ m} - L = 0,076 \text{ m}$ Flancs droits	Non précisé	$L_d = 15D$ (5D devant la roue), $H_d = 5D$ et $l_d = 5D$	$U_\infty = 25,5 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 8,5 \cdot 10^5$

Tableau I.7. Conditions géométriques pour les études de CFD recensées dans la littérature

I.4.2.1. Aspects numériques

Les aspects numériques correspondant aux différents cas de figure de roue étudiée sont regroupés dans le tableau I.8.

Codes de calcul

La méthode des volumes finis, telle qu'elle est implantée dans les codes de calcul commerciaux classiques, est utilisée pour résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations, RANS).

Les codes de calcul les plus utilisés pour ces études sont Fluent (Axon et al., 1998 ; Knowles et al., 2002 ; Mears et Dominy, 2004, Regert et Lajos, 2006 ; MacManus et Zhang, 2006) et Star-CD de CD-Adapco (Skea et al. 1998, Skea et al., 2000 ; Wäschle et al., 2004). Basara et al. (2000) ont utilisé le code AVL SWIFT et Wäschle et al. (2004) ont comparé les résultats obtenus à l'aide de STAR-CD et de Power Flow.

Maillage

La plupart des maillages rencontrés sont hexaédriques de manière à résoudre convenablement l'écoulement dans les régions dominées par la viscosité avec un nombre raisonnable de cellules. Seuls deux des maillages recensés sont totalement tétraédriques (Mears et Dominy, 2004 ; Regert et Lajos, 2006). Certains auteurs utilisent un maillage hybride, c'est à dire un maillage hexaédrique près de la surface de la roue et, par commodité, développent un maillage tétraédrique dans le reste du domaine (Knowles et al., 2002).

Schémas numériques

Toutes les études rencontrées dans la littérature font appel à des calculs de type stationnaire (Axon et al., 1998 ; Mears et Dominy, 2004 ; Skea et al., 1998, 2000 ; Wäschle et al., 2004). Seuls Basara et al. (2000) ont mené un calcul instationnaire. Leur calcul ne converge pas et ils considèrent que ce phénomène est attribuable à l'instationnarité intrinsèque de l'écoulement. Wäschle et al. (2004) ont mené un calcul instationnaire avec Power Flow mais ne se sont intéressés qu'à sa valeur moyennée dans le temps.

Les schémas numériques de discrétisation employés ou le traitement du couplage pression / vitesse ne sont pas toujours précisés. En revanche, lorsqu'ils le sont, aucune démarche d'évaluation de l'influence de ce type de paramètre numérique n'est en général effectuée. Concernant l'influence de la discrétisation des termes convectifs, seuls Skea et al. (1998) ont comparé les schémas Upwind, Quick et Mars. La comparaison est basée sur la prédiction du profil de C_p sur la périphérie de la roue. Le schéma Quick permet une meilleure prédiction du point de séparation qui se traduit par un minimum sur la courbe $C_p = f(\theta)$.

Auteurs	Code de calcul	Maillage	Nombre de cellules	Stationnaire / instationnaire	Schéma numérique	Conditions aux limites
Axon et al. (1998)	Fluent	Hexaédrique structuré	540000	Stationnaire	Non précisé	Sol et surface de la roue : parois en translation, entrée et sortie : pression ½ géométrie considérée
Skea et al. (1998)	Star-CD	Hexaédrique	220000 à 360000	Stationnaire	Comparaison Upwind/Quick/Mars pour les termes convectifs	Sol : comparaison entre paroi en translation et symétrie
Skea et al. (2000)	Star-CD	Hexaédrique	Non précisé	Stationnaire	Quick pour les termes convectifs Temps : Euler implicite 1 ^{er} ordre	Non précisé
Basara et al. (2000)	AVL6Swift	Hexaédrique	385000	Instationnaire $\delta t = 10^{-4}$ s	Termes convectifs : 2 nd ordre Termes diffusifs : Dif. Centrée Couplage P/u : SIMPLE Pression : Presto	Sol et surface de la roue : parois en translation, entrée : vitesse et sortie : pression ; Plans latéraux et sup. : symétrie
Knowles et al. (2002)	Fluent	Hybride	930000	Stationnaire	Autres termes : 2 nd ordre	
Wäschle et al. (2004)	Star-CD / Power Flow	Hexaédrique	$6,7 \cdot 10^6$	Stationnaire pour Star-CD Instationnaire pour Power Flow - $\delta t = 0,15$ s	-	Sol et surface de la roue : parois en translation, entrée : vitesse et sortie : pression ; Plans latéraux et sup. : symétrie
Mears et Dominy (2004)	Fluent	tétraédrique	$3 \cdot 10^6$	Stationnaire	Pression : Presto Couplage P/u : SIMPLEC Autres termes : 2 nd ordre	Sol et surface de la roue : parois en translation, entrée : vitesse et sortie : pression
MacManus et Zhang (2006)	Fluent	Non précisé	$1,23 \cdot 10^6$ à $2,94 \cdot 10^6$	Stationnaire Instationnaire $\delta t = 0, 10^{-2}$ s	Temps : Euler implicite 1 ^{er} ordre Couplage P/u : SIMPLE	Sol et surface de la roue : parois en translation, entrée : vitesse et sortie : pression ; Plans latéraux et sup. : symétrie
Regert et Lajos (2007)	Fluent	Hexaédrique Tétraédrique	650000 à $4 \cdot 10^6$	Non précisé	Couplage P/u : SIMPLE	

Tableau I.8. Détails numériques des écoulements autour d'une roue isolée traités par CFD dans la littérature

Conditions aux limites

Les conditions aux limites appliquées correspondent à la « simulation » du déplacement de la roue dans un référentiel en translation (cf. figure I.30.) :

- La roue est animée uniquement d'un mouvement de rotation dont la vitesse angulaire correspond à sa vitesse de déplacement :

$$\Omega = \frac{2U_{\text{sol}}}{D} \quad (1.48)$$

- La roue est soumise à un flux d'air dont la vitesse est égale à celle qu'elle aurait si elle se déplaçait en translation :

$$U_{\infty} = U_{\text{sol}} \quad (1.49)$$

- Le sol se déplace à la vitesse U_{sol} par rapport à la roue.

En général, les conditions aux limites mises en œuvre sont les suivantes (cf. figure I.29.) :

- Avant du domaine : vitesse imposée (profil de la vitesse et des caractéristiques de la turbulence à fournir sur la face) ;
- Arrière du domaine : pression imposée ou condition de sortie (gradients nuls dans la direction perpendiculaire à la surface) ;
- Faces supérieure et latérales du domaine : conditions de symétrie (vitesse normale nulle et gradients dans la direction normale nuls pour toutes les variables, c'est à dire des parois avec glissement) ;
- Faces de la roue : vitesse angulaire Ω ;
- Sol : paroi sans glissement animée d'une vitesse égale à U_{sol} .

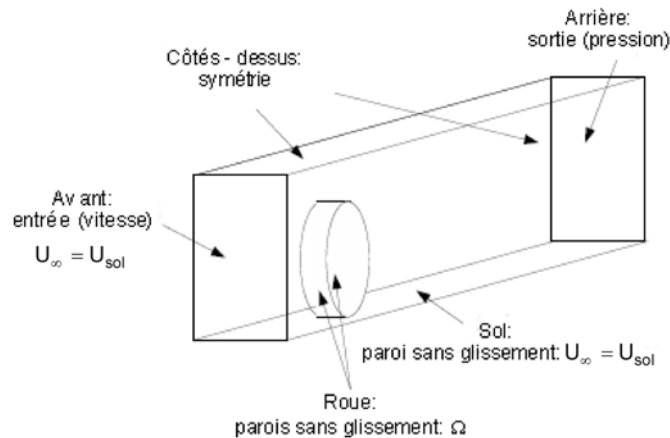


Figure I.29. Conditions aux limites les plus communes

I.4.2.2. Modèles

La simulation des écoulements repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées faisant appel à des modèles de turbulence. La différence essentielle dans les études recensées provient du modèle utilisé et du choix de représentation de la couche limite autour de la roue. Les choix faits par les différents auteurs sont résumés dans le tableau I.9.

Modèles de turbulence

Les modèles les plus communément utilisés sont le modèle $k - \varepsilon$ standard, mais surtout le modèle RNG - $k - \varepsilon$ connu pour mieux se comporter pour les écoulements sièges d'une séparation ou d'une stagnation.

Quelques auteurs ont comparé les résultats obtenus à l'aide de différents modèles de turbulence. Skea et al. (1998) obtiennent une meilleure prédiction du profil C_p autour de la roue en appliquant le modèle RNG - $k - \varepsilon$ par rapport à un modèle $k - \varepsilon$ standard ou non linéaire.

Basara et al. (2000), qui se sont intéressés à la solution instationnaire ne retrouvent pas le caractère instationnaire de l'écoulement en utilisant le modèle $k - \varepsilon$ standard, le phénomène de « vortex shedding » étant mieux prédit par le modèle RNG - $k - \varepsilon$. Le modèle du tenseur de Reynolds prédit mieux la position du point de séparation ainsi que la distribution de C_p . Mais ce même modèle surestime le coefficient de traînée et sous-estime le coefficient de portance, ce que les auteurs attribuent à un maillage trop grossier. Mears et Dominy (2004) ont, quant à eux, trouvé que le modèle RNG - $k - \varepsilon$ était source d'instabilités.

Auteurs	Modèle de turbulence	Lois de paroi
Axon et al. (1998)	RNG - $k - \varepsilon$	Modèle à 2 couches
Skea et al. (1998)	Comparaison $k - \varepsilon$ standard RNG - $k - \varepsilon$ et $k - \varepsilon$ non linéaire	Comparaison loi logarithmique et modèle à 2 couches
Skea et al. (2000)	RNG - $k - \varepsilon$	Loi logarithmique
Basara et al. (2000)	Comparaison $k - \varepsilon$ standard RNG - $k - \varepsilon$ et contraintes de Reynolds	Loi logarithmique
Knowles et al. (2002)	$k - \omega$	Fonctions de paroi « non équilibrées »
Wäschle et al. (2004)	$k - \varepsilon$ standard avec Star-CD RNG - $k - \varepsilon$ avec Power Flow	Comparaison loi logarithmique et modèle à 2 couches
Mears et Dominy (2004)	$k - \varepsilon$ standard	Modèle à 2 couches
MacManus et Zhang (2006)	Spalart – Allmaras Realizable $k - \varepsilon$ $k - \varepsilon$ standard	-
Regert et Lajos (2007)	Contraintes de Reynolds	-

Tableau I.9. Modèles de turbulence utilisés pour simuler les écoulements autour d'une roue recensés dans la littérature

Lois de parois

Deux possibilités existent dans les codes commerciaux pour le traitement des couches limites au voisinage de parois :

- L'utilisation de lois de parois logarithmiques, ce qui permet d'éviter d'affiner le maillage dans les zones où les effets visqueux sont importants. La sous-couche laminaire et la zone intermédiaire ne sont pas résolues. Une loi de paroi logarithmique est utilisée pour décrire l'évolution de la vitesse moyenne. L'utilisation de ce type de loi requiert que le centre de chaque cellule proche de la paroi soit caractérisé par une valeur de y^+ comprise entre 20 et 300. Une valeur inférieure à 100 est toutefois recommandée.
- La résolution de la zone dominée par la viscosité. Un modèle de type $k - \varepsilon$ est utilisé là où l'écoulement est pleinement turbulent. Un modèle de turbulence à faible Reynolds à une équation est généralement utilisé dans les zones affectées par la viscosité. L'utilisation de ce type de loi requiert que le centre de chaque cellule proche de la paroi soit caractérisé par une valeur de y^+ comprise entre 1 et 3.

Les deux types d'approches sont rencontrés dans la littérature, avec un emploi plus fréquent des lois de parois logarithmiques étant donné qu'elles sont moins exigeantes en termes de maillage. Skea et al. (1998) ont comparé les deux approches et obtiennent des résultats plus conformes à l'expérience, notamment pour la distribution de C_p , avec une loi de paroi. En examinant la structure de l'écoulement dans le sillage de la roue et en le comparant à celui qu'ils obtiennent par LDA, Wäschle et al (2004) trouvent un meilleur comportement du modèle à deux couches, en particulier lorsque la roue est en rotation.

I.4.2.3. Résultats disponibles dans la littérature

Les premières études sur le sujet se sont intéressées uniquement à la prédiction de la distribution du coefficient de pression C_p à la surface de la roue et, parfois, aux coefficients de traînée (C_x) et de portance (C_z). Axon et al. (1998) retrouvent une valeur de C_p supérieure à 1 au point de contact avant la roue, c'est à dire qu'ils mettent en évidence le phénomène de « jet avant » en comparant leurs résultats expérimentaux à ceux de Fackrell et Harvey (1975). En revanche, le point de séparation est trouvé 30° plus loin qu'expérimentalement. Ils examinent également le champ de pression à l'arrière de la roue et indiquent que le sillage est moins étendu qu'expérimentalement.

Skea et al. (1998) ont orienté leur étude sur l'évaluation de l'influence d'un certain nombre de paramètres : finesse du maillage, modèle de turbulence, modèle de paroi et schéma de discrétisation. Ils démontrent que les influences des modèles de turbulence et des schémas de discrétisation sont déterminantes. En utilisant le modèle RNG - $k - \varepsilon$. et un schéma Quick, ils parviennent à prédire, à 5° , près la position du point de séparation de Fackrell et Harvey (1975). L'utilisation d'un modèle de paroi à 2 couches n'améliore pas leurs résultats. Ils confirment numériquement la réduction de C_x et C_z avec la mise en rotation de la roue. Cependant, leurs résultats n'indiquent pas la présence d'un phénomène de « jet avant » très prononcé : leurs valeurs de C_p atteignent au mieux 1,09 au point de

contact amont contre 2 obtenus expérimentalement par Fackrell et Harvey (1975). Les auteurs attribuent cet écart à l'influence de la forme de la roue qu'ils ont considérée comme parfaitement cylindrique alors que la roue de Fackrell et Harvey présentait des flancs arrondis.

Skea et al. (2000) ont étudié l'influence de la mise en rotation de la roue, de sa largeur et de la présence d'une arche avec une garde au sol variable en comparant les résultats de leurs calculs à la distribution des valeurs de C_p déterminée expérimentalement. Ils obtiennent un accord satisfaisant avec l'expérience. Les vortex latéraux positionnés en partie basse apparaissent de manière plus intense en présence de l'arche (cf. figure I.30.). Cette observation est confortée par les travaux de simulation de Regert et al. (2007).

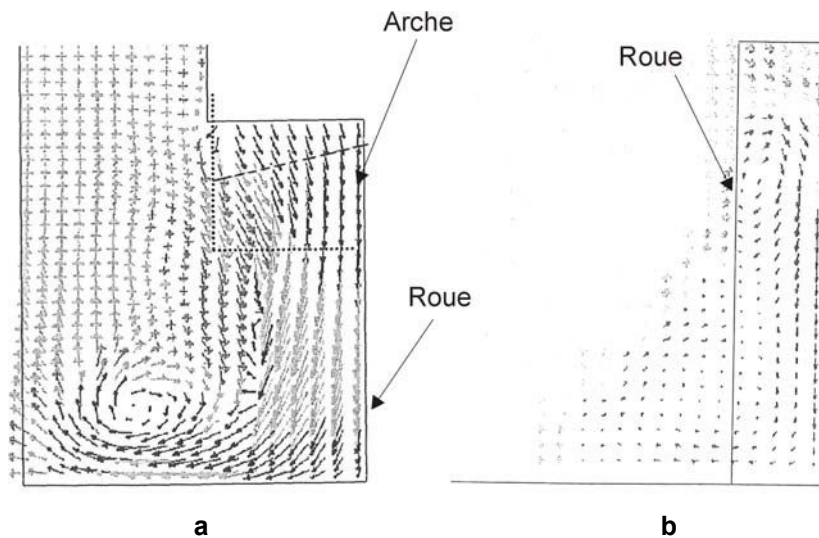


Figure I.30. Champs de vitesse simulés à l'arrière d'une roue en rotation placée dans une arche (a) et isolée (b) selon Skea et al. (2000)

Basara et al. (2000) se sont intéressés à la prédiction du caractère instationnaire de l'écoulement en s'attachant à l'influence du modèle de turbulence. Ils ont enregistré l'évolution de C_x et C_z au cours du temps : le caractère instationnaire de l'écoulement est le mieux prédit par le modèle de turbulence RNG - $k - \varepsilon$, le modèle $k - \varepsilon$ standard prédisant un écoulement stationnaire. En enregistrant le champ de viscosité turbulente dans un plan horizontal dans le sillage de la roue, ces mêmes auteurs mettent en évidence que le modèle RNG - $k - \varepsilon$ est le mieux adapté pour représenter le phénomène de « vortex shedding ». En revanche, le modèle du tenseur de Reynolds permet une meilleure prédiction de la position du point de séparation.

Knowles et al. (2002) ont comparé les champs de vitesse qu'ils ont mesurés par LDA à ceux qu'ils ont calculés. Les résultats montrent un bon accord qualitatif avec l'expérience. Les deux vortex latéraux situés au niveau du sol sont identifiés mais les vitesses mesurées et calculées sont sensiblement différentes. En effet, la simulation prédit des zones de vitesse négative selon l'axe x à une distance de 100 mm à l'arrière de la roue alors que l'expérience ne le confirme pas. Un bon accord est trouvé avec

la valeur expérimentale de C_x . La CFD montre l'apparition d'un second vortex en partie supérieure de la roue en l'absence du support de roue.

Wäschle et al. (2004) ont également comparé leurs champs de vitesses calculés avec des mesures de LDA. La structure de l'écoulement est en bon accord avec l'expérience : écoulement descendant juste derrière le centre de la roue, position et taille des deux vortex latéraux localisés en partie basse de la roue. Dans le cas de la roue stationnaire, ni l'expérience, ni le calcul ne montrent de séparation à l'arrière de la roue, contrairement au cas du cylindre, ce qui s'explique par le caractère tri-dimensionnel de l'écoulement. Les modifications induites par la mise en rotation de la roue sont bien prédites par la CFD : réduction de l'importance des deux vortex latéraux, rapprochement de ces vortex, séparation de l'écoulement au sommet de la roue. Ces observations sont confirmées par MacManus et Zhang (2006) (cf. figure I.31.). Wäschle et al. (2004) ont comparé les résultats obtenus avec Star-CD, un calcul stationnaire et un modèle de parois à deux couches d'une part, et ceux obtenus avec Power Flow, un calcul instationnaire et un modèle de paroi logarithmique d'autre part. Des résultats « légèrement meilleurs » semblent être obtenus dans le premier cas mais sans que la différence justifie la lourdeur accrue des calculs déployés pour un modèle à deux couches.

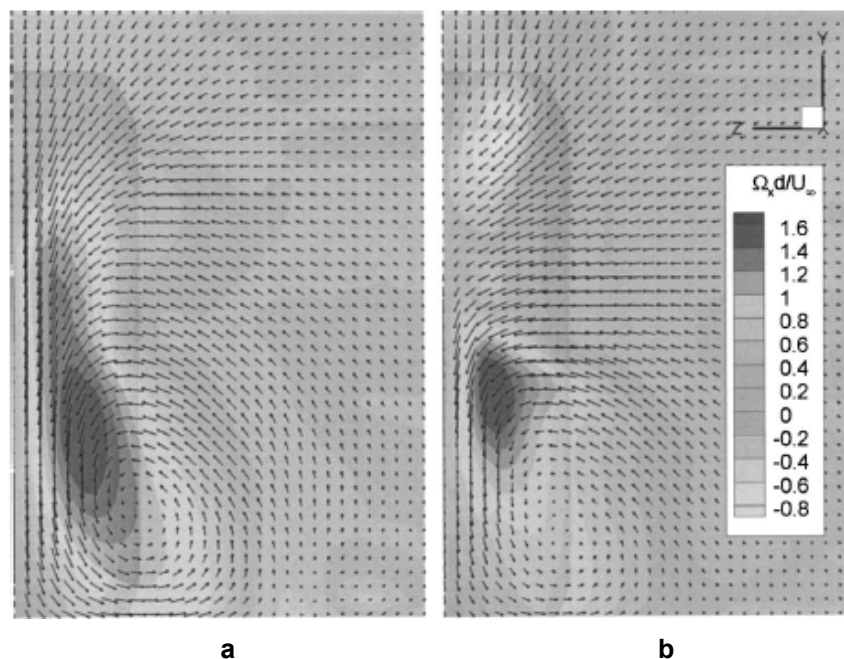


Figure I.31. Champs de vitesse simulés à l'arrière (1D) d'une roue stationnaire (a) et en rotation (b) selon MacManus et Zhang (2006)

Mears et Dominy (2004) ont cherché à prédire par simulation les phénomènes de « jet avant » et de « jet arrière ». Ils parviennent à les retrouver de manière atténuée par rapport à l'expérience. Il est important de souligner que la surface de contact avec le sol modélisé est inférieure à la surface expérimentale. Le phénomène de « jet arrière » est également visible sur le champ de vitesse calculé. Un bon accord avec l'expérience est obtenu pour C_x mais pas pour C_z . La position du point de séparation est très mal prédite (290° au lieu de 245°). En comparant leurs champs de pression et de

vitesse calculés à ceux mesurés à l'aide de sondes de pression, les auteurs ont mis en évidence la présence d'un sillage moins large qu'expérimentalement et des différences qui sont, notamment, provoquées par la mauvaise évaluation de la position du point de séparation. Les deux vortex sont identifiables sur les champs de pressions et de vitesse calculés.

De manière générale, l'écoulement autour d'une roue peut être prédit de manière qualitative par la CFD. L'accord quantitatif est variable selon les auteurs. Le profil de C_p sur la surface de la roue paraît être reproduit de manière précise par CFD. Il semble important de représenter le profil des flancs de manière précise afin d'obtenir un accord quantitatif satisfaisant. De même, un maillage suffisamment fin doit être réalisé pour obtenir un bon accord quantitatif pour les phénomènes de « jet avant » et de « jet arrière ». La prédiction précise du point de séparation semble plus délicate.

Peu d'études rapportent des comparaisons de champs de vitesse : en général, un bon accord qualitatif est obtenu. Mais, si Wäschle et al. (2004) montrent un accord quantitatif satisfaisant, ce n'est pas le cas de Knowles et al. (2002) et de Mears et Dominy (2004). De plus, contrairement à l'expérience, les études de CFD recensées ne mettent pas en évidence de différence notable entre les champs de vitesse établis pour des roues de type « cylindre » et ceux mesurés pour des roues plus réalistes (roues possédant un bol).

I.4.3. Conclusion

Si la revue de la littérature indique à quel point la question de l'émission de particules dans l'environnement est bien documentée, les travaux traitant du terme source, c'est à dire des phénomènes aérodynamiques au voisinage de la roue, sont rares. La problématique du comportement des particules dans le sillage de la roue est, quant à elle, totalement dépourvue de toute forme de communication scientifique.

Menées, pour l'essentiel, à des fins économiques ou sportives (réduction de la traînée), les études concernant l'écoulement de l'air autour d'une roue révèlent un déficit de connaissances sur l'incidence de certains paramètres géométriques de la roue. Qu'elles soient expérimentales ou adossées à la simulation, les études menées sur le sujet ont systématiquement été réalisées avec une roue « lisse ». La présence de motifs (crans) sur la bande de roulement n'a jamais été prise en compte pour l'étude, non seulement du décollement de la couche limite sur la partie supérieure de la roue mais également du jet arrière. A ce jour, la principale interrogation réside dans l'évaluation de la contribution des motifs à l'écoulement général. Rappelons que l'intégration des crans du pneumatique, de géométrie très variée et parfois complexe, dans la résolution de l'écoulement demeure une réelle difficulté en termes de simulation. Le recours à l'expérimentation se révèle souvent incontournable.

Par ailleurs, si la majorité des auteurs s'accorde à reconnaître l'existence de vortex contra-rotatifs latéraux en partie basse de la roue, Mears et Dominy (2004) ont démontré que l'écoulement pouvait être significativement affecté en présence de flasques latéraux avec, notamment, la disparition des

vortex et un resserrement du flux à l'arrière de la roue. Cette observation fait, cependant, l'objet d'aucune confirmation par la simulation. En effet, les études numériques ne démontrent pas de différence notable entre les champs de vitesse et de pression établis, respectivement pour une roue avec et sans flasques. Au-delà de la présence ou non de flasques, l'auteur n'a pas identifié de références bibliographiques qui évoquent la prise en compte des ajours d'une roue d'un point de vue de la simulation.

Le phénomène mis en évidence par Mears et Dominy (2004) a été très peu commenté par les auteurs des travaux les plus récents (MacManus et Zhang, 2006 ; Thivolle-Cazat et Gilliéron, 2006 ; Saddington et al., 2007 ; Regert et Lajos, 2007). Si elle ne s'avère peut être pas déterminante pour l'estimation des forces de portance et de traînée, cette observation revêt, en revanche, un caractère fondamental lorsqu'il s'agit de s'intéresser au devenir des particules présentes dans le sillage de la roue.

CHAPITRE II

MATERIELS

ET

METHODES

II.1. Matériels

II.1.1. Moyens expérimentaux

II.1.1.1. Présentation du banc d'essais

II.1.1.1.1. Description de la veine aéraulique

L'ensemble de l'expérimentation s'est déroulé dans une veine aéraulique, de type Eiffel, équipée d'un sol mobile. Une soufflerie de type Eiffel est une veine aéraulique fermée à circuit ouvert, c'est à dire que le flux d'air est confiné en conduit sans être recyclé. Si l'ensemble des moyens expérimentaux décrit dans la littérature repose sur la mise en œuvre de soufflerie ouverte à circuit fermé, le choix d'une soufflerie de type Eiffel est imposé par la nature des essais programmés. En effet, l'étude de la dispersion des particules dans le sillage d'une roue repose sur l'introduction de matière à proximité du point de contact de la roue avec le sol. Dans ces conditions, l'air chargé en particules ne peut être recyclé et doit être évacué à l'extérieur. Par ailleurs, la dispersion probable des particules aérosolisées dans l'environnement proche du banc d'essais renforce le choix d'une zone d'expérimentation confinée. Précisons, cependant, que la veine est alimentée par l'air du hall d'essais préalablement filtré (filtres HEPA).

La veine est composée d'un convergent à l'aspiration suivi d'un conduit de section droite et de la zone d'expérimentation (cf. figures II.1. et II.2.). Cette zone est considérée comme l'espace de travail dans lequel l'ensemble des essais est effectué. Les différentes configurations de roues étudiées ainsi que les outils métrologiques sont disposés à l'intérieur.

La section et la longueur de cette partie sont, respectivement, de 1 m^2 ($1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$) et de 3 m. La face avant de la cellule est amovible et transparente. L'isotropie et l'homogénéité de la turbulence sont assurées par une grille de mailles carrées et à bords droits (maille $M = 7,5 \text{ mm}$, épaisseur des barreaux de 2 mm) placée à l'entrée de la section de travail. L'isotropie de la turbulence aurait, cependant, pu être améliorée par une légère contraction de la veine en aval de la grille. Le choix de la géométrie de la veine aéraulique a été validé par simulation numérique (Gentric et Midoux, 2006).

Un ventilateur centrifuge à aubes profilées garantit, dans la veine, une vitesse théorique de l'air u_∞ jusqu'à 14 m.s^{-1} . La mesure de la vitesse u_∞ est assurée par un tube de Pitot placé à l'entrée de la section d'essais. La température de l'air est, quant à elle, mesurée à l'aide d'une sonde de type Pt₁₀₀ (modèle 90P10 – Dantec®). Une fente d'aspiration destinée à réduire l'épaisseur de la couche limite est placée directement derrière la grille (cf. figure II.1.). La face inférieure de la section de travail est constituée d'un tapis mobile qui assure la rotation de la ou des roues. Sa vitesse de défilement, variable entre 0 et 14 m.s^{-1} ($\pm 0,05\%$), est ajustée indépendamment de celle de l'air. D'une largeur de 1 m et d'une longueur de 3 m, le tapis est maintenu en appui sur la sole de glissement.

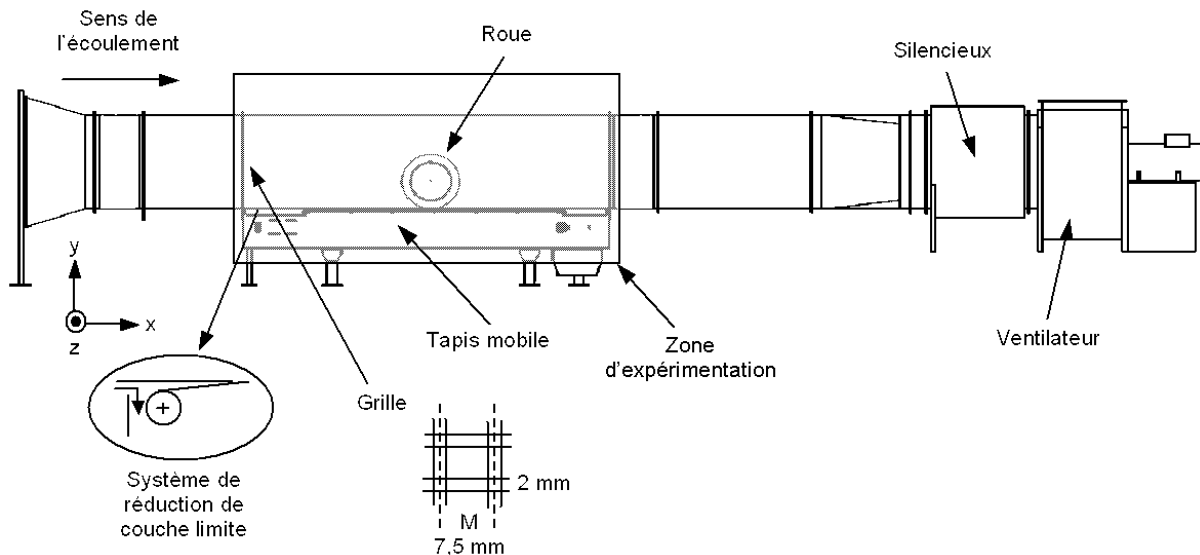


Figure II.1. Schéma de principe de la veine aéraulique

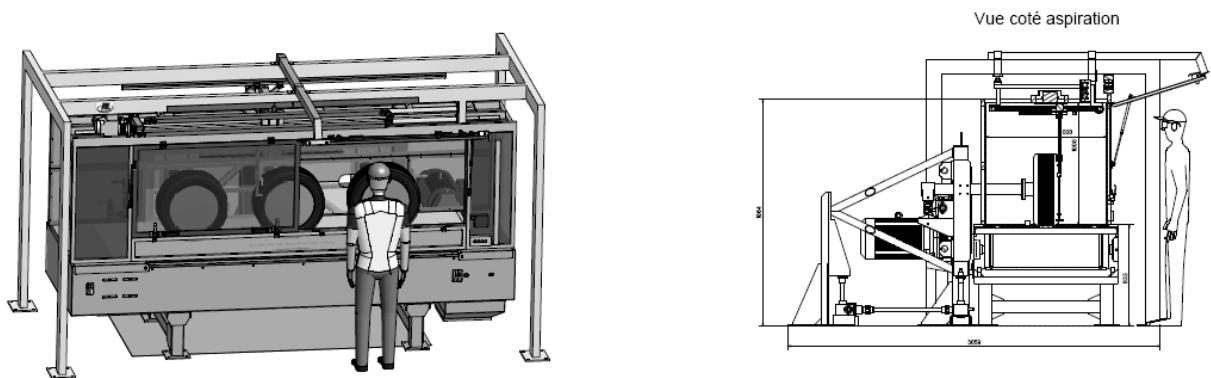


Figure II.2. Illustration de la zone d'expérimentation

Les puissances du ventilateur et du tapis mobile sont respectivement de 33 et 22 kW. La vitesse de l'air et du sol est définie à l'aide de variateurs électroniques. Asservis à une rampe d'accélération ou de décélération, la mise en rotation ainsi que l'arrêt du système sont progressifs. Les caractéristiques détaillées de ces appareils ainsi que le mode de fonctionnement du banc d'essais sont présentés dans la notice d'utilisation rédigée dans le cadre de la directive européenne relative à l'auto-certification des machines.

II.1.1.1.2. Description du mécanisme de positionnement des roues

Le système de positionnement des roues dans la cellule d'expérimentation est un dispositif mécanique qui autorise la mise en œuvre de diverses configurations d'essais. Ce mécanisme est composé d'un cadre métallique ajustable en hauteur sur lequel sont placées une, deux, voire trois roues alignées (cf. figure II.3.). Le diamètre des roues étudiées peut varier entre 300 et 600 mm et l'entraxe entre chacune d'elles peut atteindre 800 mm. Chaque roue est fixée à un bras par l'intermédiaire d'un moyeu monté sur roulement. Le diamètre du bras de fixation (85 mm) a été défini pour résister à un arrêt brutal du tapis (cf. figure II.5.). Les bras sont, quant à eux, montés sur un système d'amortissement afin de prévenir les phénomènes de résonance.

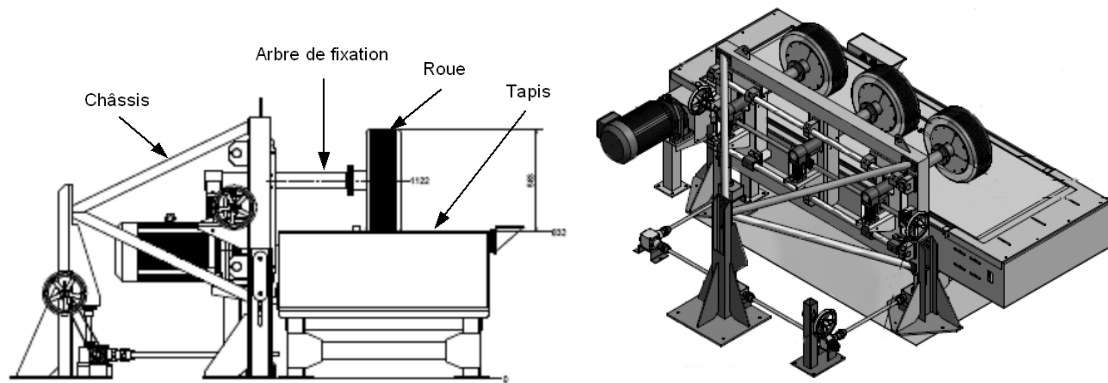


Figure II.3. Illustration du mécanisme de positionnement des roues

La roue, placée au centre du tapis, est mise en appui de manière à éviter tout glissement lors de sa rotation. Le système de positionnement offre la possibilité d'appliquer un appui de la roue sur le sol qui peut atteindre 200 N. La vitesse de défilement du tapis est mesurée par un tachymètre à roue et la vitesse de rotation de la roue d'essai a été contrôlée par stroboscopie.

II.1.1.1.3. Description des configurations expérimentales étudiées

II.1.1.1.3.1. Nature des roues

Les roues étudiées sont équipées de pneumatiques réels montés sur des jantes en acier. Il s'agit de pneumatiques lisses, « slicks » (Michelin 19-57-15-S9B) et crantés (Michelin Alpin 185-55-R15). Le profil des pneumatiques et de la jante est présenté figure II.4. Le taux d'obstruction de la roue et de son support dans la veine est de 14%.

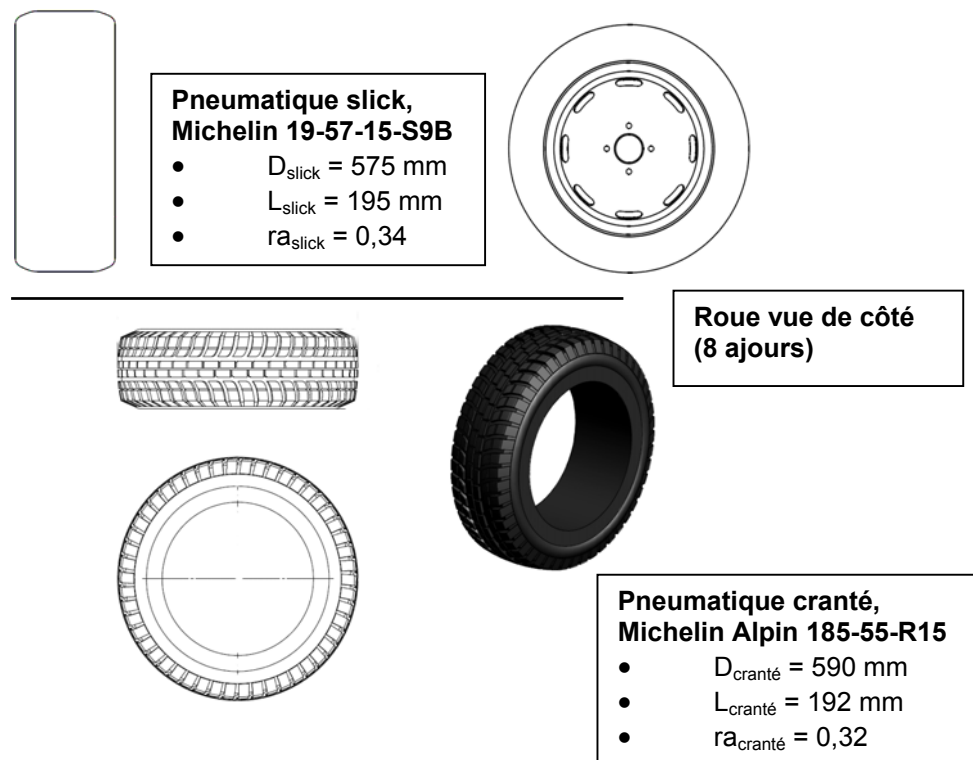


Figure II.4. Profils des pneumatiques et de la jante

II.1.1.1.3.2. Description des flasques

En fonction du protocole expérimental, des flasques latéraux sont disposés de part et d'autre de la roue afin d'en obturer les ouvertures et de la rendre plus axi-symétrique (cf. figure II.5.). Les flasques sont des disques en polychlorure de vinyle (PVC) de diamètre proche de celui de la jante. Les flasques sont fixés mécaniquement à cette dernière.

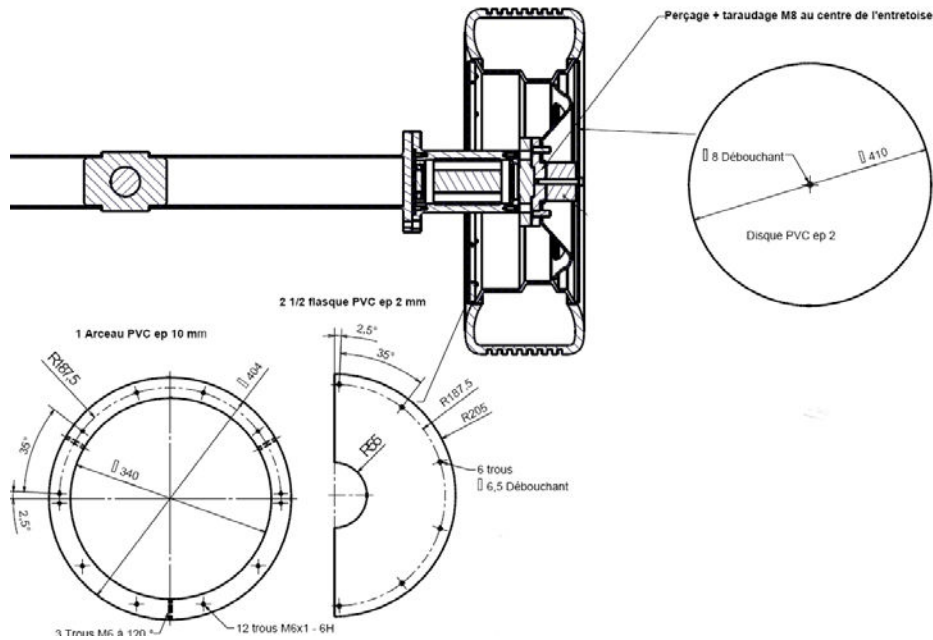


Figure II.5. Description du bras de fixation d'une roue et des flasques latéraux

II.1.1.1.3.3. Description du capotage

Le capot utilisé dans l'étude est décrit figure II.6. Sa géométrie est définie de manière à isoler et confiner la partie supérieure de la roue telle que l'on peut la rencontrer pour des véhicules industriels. Le passage de roue ainsi que la garde au sol sont ajustables à différentes hauteurs. Le taux d'obstruction est, dans ce cas, de 16%.

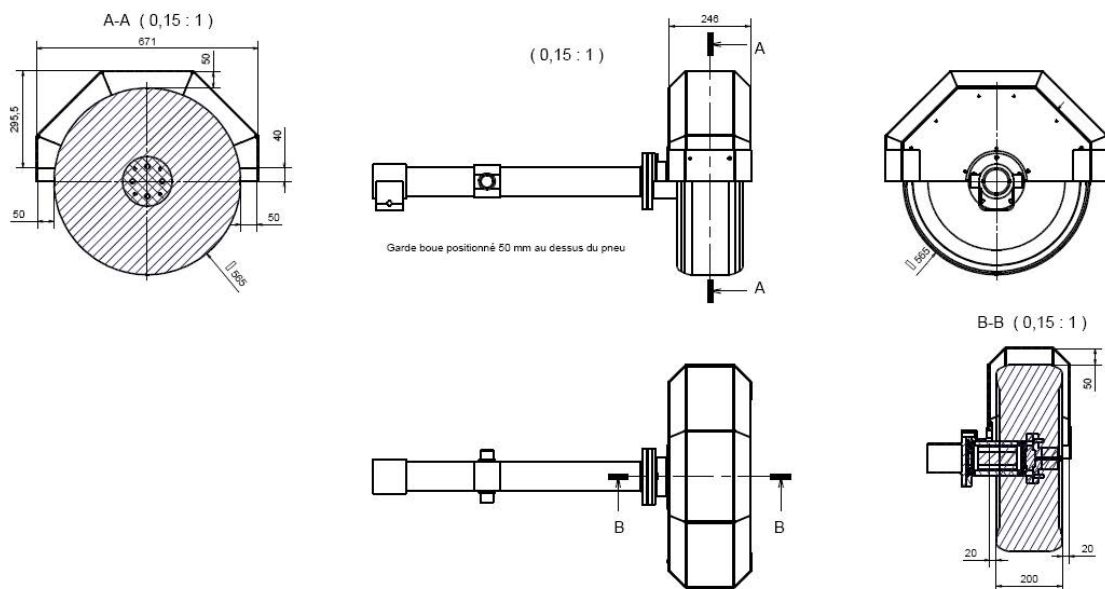


Figure II.6. Description du capotage

II.1.1.1.4. Mise en œuvre des particules

II.1.1.1.4.1. Description du générateur de particules

Le générateur de particules retenu dans le cadre de ce travail est un générateur BEG 1000 S de marque Palas®. Son principe de fonctionnement repose sur la mise en contact d'une quantité de particules solides avec une brosse tournante qui les entraîne jusqu'à un système de dispersion. Les particules sont placées dans un réservoir interne muni d'un mélangeur qui brasse la poudre avant qu'elle ne se dépose sur une bande qui défile et achemine la matière jusqu'à la brosse. Au-dessus de cette dernière se trouve une arrivée d'air comprimé tangentielle dont le débit, maintenu constant, permet d'entraîner les particules (cf. figure II.7.).

Ce générateur a pour autre caractéristique d'être équipé d'un réservoir externe de poudre de grande dimension et d'une trémie vibrante permettant, ainsi, la génération en continu d'une quantité quelconque d'aérosol. En effet, la recharge du réservoir externe ne nécessite pas l'arrêt de la génération : la trémie vibrante recharge automatiquement le réservoir interne de poudre lorsque cela est nécessaire. Des systèmes de pesée en continu permettent d'automatiser l'alimentation en poudre du générateur et de déclencher la recharge lorsque le seuil minimum est atteint. Ils donnent également la possibilité de suivre en direct, par ordinateur interposé, l'évolution de la masse de matière générée en fonction du temps.

La mise en fonctionnement de l'installation s'effectue en plusieurs étapes. L'air d'entraînement est tout d'abord admis dans le générateur avant de déclencher le défilement de la bande et la mise en rotation de la brosse. La brosse tournante possède une vitesse de rotation fixe alors que la vitesse de rotation de la bande peut varier entre 0,5 et 10 mm.s⁻¹. La concentration en particules dans l'air en sortie de l'éjecteur dépend de la vitesse de défilement de la bande et le débit massique d'aérosols peut varier en conséquence, de quelques mg.s⁻¹ à 2,5 g.s⁻¹. Enfin, le générateur permet, via son éjecteur, la génération de particules non cohésives dont les diamètres s'étendent de 0,5 à 200 µm.

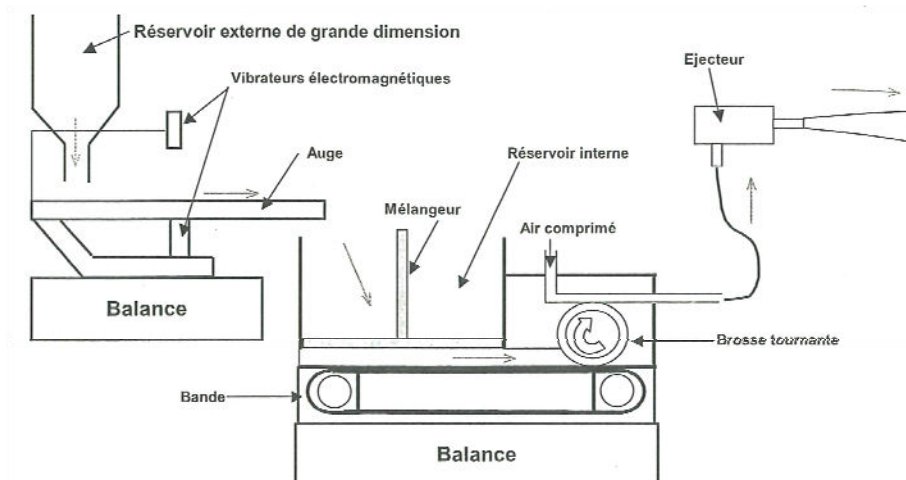


Figure II.7. Schéma de principe du générateur Palas® BEG 1000 S (Simon, 2005)

Connectée à l'éjecteur, une canne métallique achemine les particules jusqu'au point d'introduction défini dans le protocole opératoire. De diamètre intérieur de 6 mm, la canne permet de déposer les particules sur le tapis dans des conditions d'iso-cinétisme (cf. figure II.8.). Une brosse à base de feutre est placée à l'une des extrémités du tapis afin de limiter son encrassement au cours des essais. En revanche, il s'avère indispensable de remplacer le feutre de la brosse avant chaque expérimentation et de procéder à un nettoyage hebdomadaire du tapis.

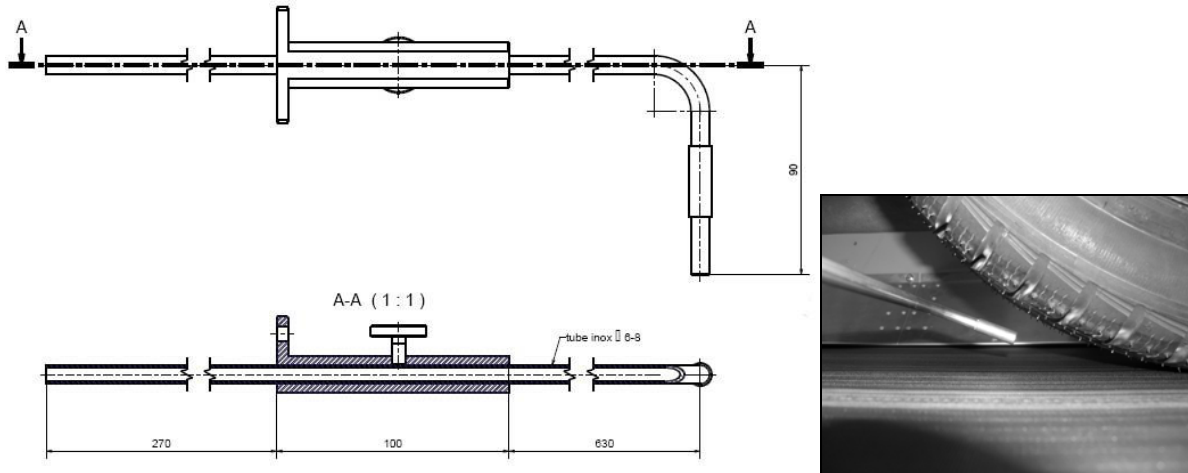


Figure II.8. Description de la canne et illustration de son positionnement

II.1.1.1.4.2. Caractéristiques des particules aérosolisées

La poudre retenue est composée de particules qui, aérosolisées par la rotation de la roue, donne naissance à un aérosol dont la distribution granulométrique s'étend de plusieurs centaines de nm à quelques dizaines de μm . Une attention particulière sera, néanmoins, portée à la classe de particules comprise entre 0,8 et 10 μm . Cette classe représente la fraction de particules (hormis les nanoparticules) susceptible de se déposer massivement le long de l'arbre respiratoire (cf. partie I.2.).

Le choix de la poudre s'est porté vers un matériau composé de particules peu cohésives et de forme sensiblement sphérique. Il s'agit, pour la grande majorité des particules, de micro-billes de verre sodocalcique élaborées à partir d'oxydes de silice (SiO_2), d'oxydes de sodium (Na_2O) et de calcium (CaO) même si des traces de terre de diatomée (contenant de la silice) ont été observées dans la poudre. La terre de diatomée est ajoutée aux billes de verre afin d'éviter leur agglomération (cf. figure II.9., grossissement x 4000). Les micro-billes de verre ont une masse volumique de $\rho_p = 2460 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ et un indice de réfraction de 1,51.

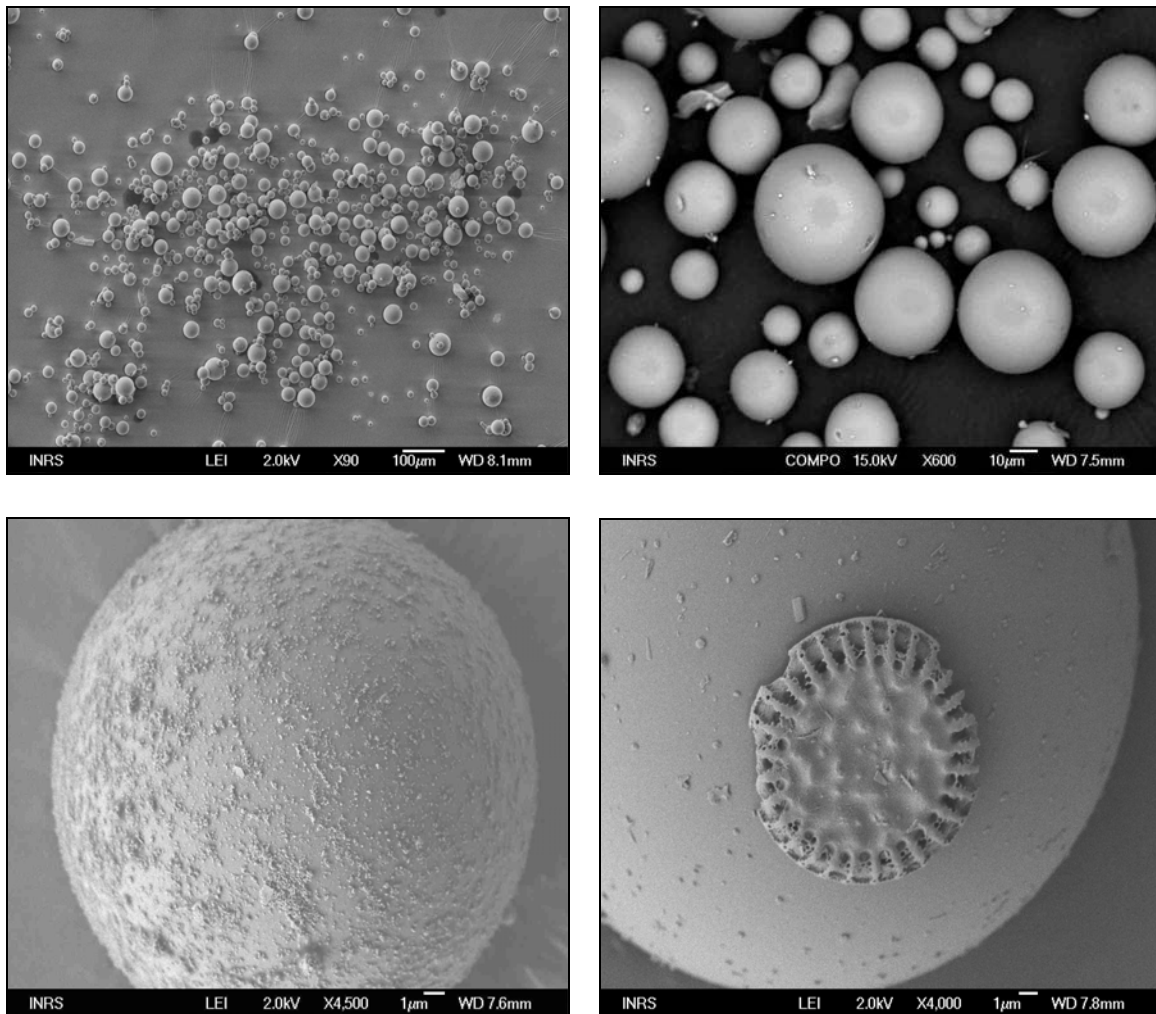


Figure II.9. Photographies des micro-billes de verre prises au microscope électronique à balayage (MEB)

A partir de l'observation des clichés (cf. figure II.9.) et sur la base d'une analyse semi-quantitative réalisée au MEB, il apparaît que les particules submicroniques correspondent à des agglomérats de fragments de verre dont la forme s'écarte plus ou moins fortement de la sphère.

Les distributions granulométriques de la poudre, en nombre et en volume, sont présentées respectivement figures II.10. et II.11. La notion de diamètre équivalent masse (d_{em}), qui correspond dans ce cas au diamètre géométrique des particules, est préférée à celle de diamètre aérodynamique. La distribution en nombre est globalement bi-modale centrée pour le mode supérieur vers $d_{ev} = 15 \mu m$ et environ $d_{ev} = 0,8 \mu m$ pour le mode inférieur. En revanche, la distribution granulométrique exprimée en volume indique une distribution mono-modale centrée autour de $45 \mu m$, de diamètre médian $d_{50} = 36 \mu m$ (cf. figure II.11.).

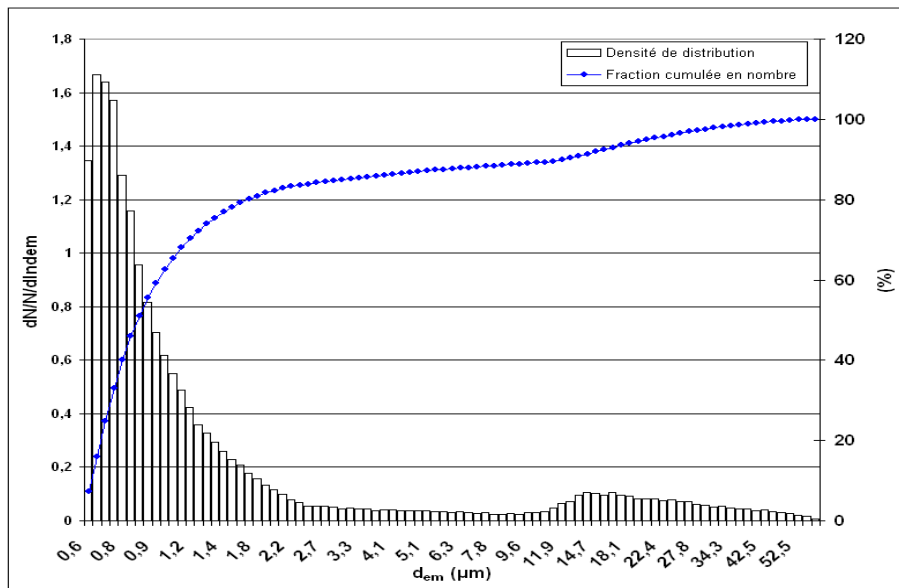


Figure II.10. Distribution granulométrique et fraction cumulée en nombre de la poudre

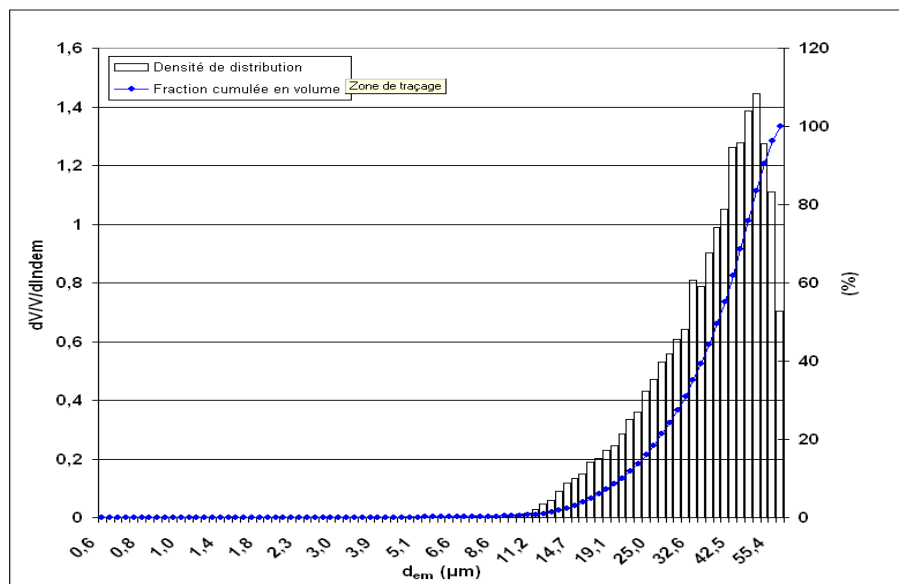


Figure II.11. Distribution granulométrique et fraction cumulée en volume de la poudre

II.1.1.2. Métrologie

II.1.1.2.1. Mesures anémométriques

L'ensemble des mesures de vitesse a été mené avec des sondes à films chauds croisés maintenus à température constante.

II.1.1.2.1.1. Principes de fonctionnement (Schon et al., 2008)

L'anémomètre à fil chaud est composé d'une résistance de nickel, de platine ou de tungstène alimentée électriquement. Le diamètre du fil est rarement supérieur à 5 μm et sa longueur avoisine 1 mm (cf. figure II.12.). Le principe de la mesure consiste à introduire, dans un écoulement liquide ou gazeux, la sonde dont le fil est porté, par effet Joule, à une température supérieure à celle de l'écoulement. Il se produit, alors, un échange de chaleur par convection entre le fil et le fluide.

La loi d'échange thermique pour des éléments cylindriques dont l'axe est placé perpendiculairement à l'écoulement correspond à la loi déterminée pour la convection forcée incompressible dont l'expression est :

$$Nu = 0,42Pr^{0,2} + 0,57Pr^{0,33} Re^{0,5} \quad (II.1)$$

Dans un écoulement isotherme, pour un montage à température constante, les échanges par rayonnement sont constants et ne perturbent pas les mesures.

Rappelons que le nombre de Nusselt (Nu) est proportionnel au flux de chaleur échangé entre le fluide et le fil ainsi qu'à la puissance électrique RI^2 . Par ailleurs, le nombre de Reynolds est proportionnel à la vitesse du fluide et la relation (II.1) s'écrit :

$$\frac{RI^2}{(R - R_a)} = A + B\sqrt{U_\infty} \quad (II.2)$$

$$\text{et } E^2 = A' + B'\sqrt{U_\infty} \quad (II.3)$$

avec,

- $\frac{(R - R_a)}{R_a}$: coefficient de surchauffe ;
- R : résistance du fil chaud ;
- R_a : résistance du fil à la température ambiante ;
- I : intensité du courant passant dans le fil ;
- A et B : constantes liées aux caractéristiques physiques du fil et du fluide ;
- U_∞ : vitesse du flux d'air.

La relation (II.2) est connue sous le nom de loi de King. Cette loi indique qu'il est possible de relier la vitesse U_∞ à la mesure du courant nécessaire pour maintenir constante la résistance du fil. Il s'agit, alors, du montage à température constante. Ce type de montage est le plus fréquemment rencontré parmi les systèmes de mesure actuellement commercialisés.

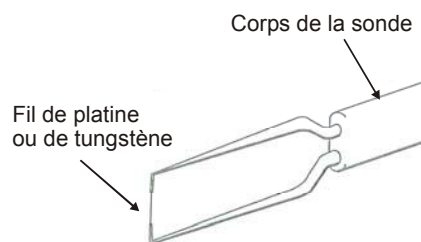


Figure II.12. Représentation d'une sonde à fil chaud (image Dantec®)

La figure II.13. montre que, pour le montage à température constante, un circuit d'asservissement permet de maintenir constantes la résistance et la température du fil. Ce dernier est placé dans un pont de Wheatstone qui est maintenu en équilibre par un circuit de contre réaction. L'intensité nécessaire pour équilibrer ce pont constitue le signal pour la mesure.

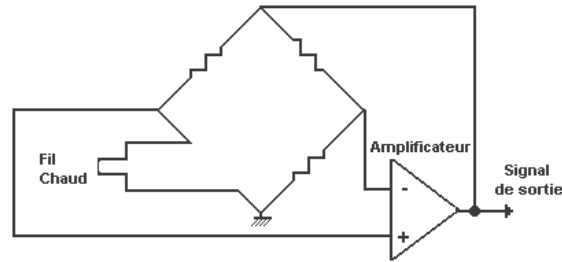


Figure II.13. Principe du montage à température constante

La tension mesurée aux bornes du fil en fonction de la vitesse de l'air donne une réponse non linéaire semblable à celle représentée figure II.14.

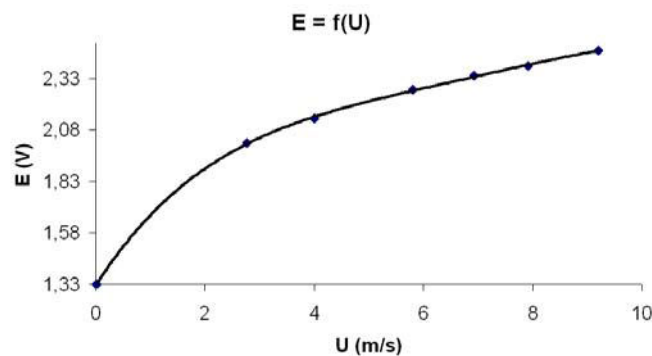


Figure II.14. Exemple de réponse $E = f(U)$ pour un anémomètre à fil chaud

Le signal en tension ne peut être exploité directement et doit être filtré avant son amplification. En général, une sonde anémométrique à fil chaud est commercialisée avec les outils électroniques et informatiques qui permettent d'accéder aisément aux caractéristiques statistiques de la vitesse de l'air.

Ce type d'appareillage, peu coûteux comparé à d'autres technologies (vélocimétrie laser ou par images de particules), présente également l'avantage d'être sensible avec une très large bande passante (jusqu'à plusieurs dizaines de kHz). Néanmoins, l'utilisation d'une sonde à fil chaud ne permet pas de déterminer le sens de l'écoulement étudié.

II.1.1.2.1.2. Description de la chaîne anémométrique utilisée

Fragile et quelque peu intrusive, cette technique a été retenue dans cette étude pour sa simplicité d'utilisation, sa précision et l'accès aux vitesses fluctuantes. La chaîne anémométrique mise en œuvre dans l'étude, proposée par Dantec[®], est équipée d'une sonde à films chauds croisés (modèle 55R51), d'une sonde de compensation de température (modèle 90P10) et du dispositif de conditionnement du signal et son logiciel (Jorgensen, 2002).

Une sonde à films chauds, dont les fils de nickel ont été recouverts par une mince couche de quartz, permet la mesure de vitesse dans de l'air légèrement empoussiéré. Cette chaîne anémométrique

autorise une fréquence d'acquisition du signal élevée (quelques kHz). Ce type de sonde mesure les composantes de vitesses décrites figure II.15.

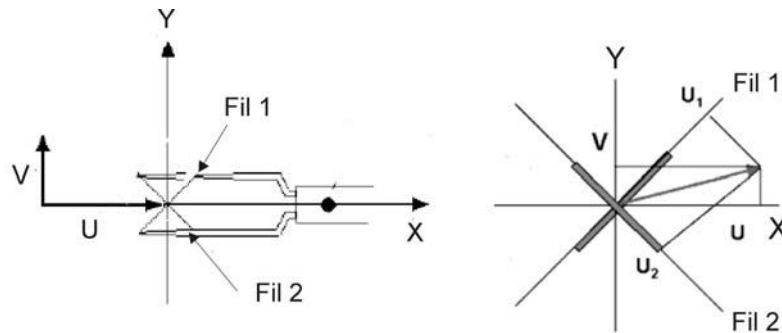


Figure II.15. Représentation de la sonde à films croisés dans un repère orthonormé

Ainsi, une sonde placée dans un écoulement et dont les fils ou les films se croisent avec un angle de 90°, renvoie les composantes de vitesses u et v selon :

$$u = \frac{\sqrt{2}}{2}u_1 + \frac{\sqrt{2}}{2}u_2 \text{ et } v = \frac{\sqrt{2}}{2}u_1 - \frac{\sqrt{2}}{2}u_2 \quad (\text{II.4})$$

Les vitesses u_1 et u_2 sont définies à partir des tensions mesurées respectivement aux bornes des fils 1 et 2 de la sonde. Toutefois, l'angle incident du flux d'air par rapport à l'axe de la sonde doit être compris entre $\pm 45^\circ$.

Les caractéristiques de la sonde à films chauds croisés utilisée (modèle 55R51) pour l'ensemble des mesures de vitesses sont :

- Films cylindriques en nickel, déposés sur fibre de quartz de 70 μm , isolation 0,5 μm ;
- Ecartement des broches 3 mm (1,25 mm utile) avec le plan des fils parallèle à l'axe ;
- Séparation des fils 1 mm ;
- Température maxi 150 $^\circ\text{C}$;
- Plage de vitesse : 0,2 à 350 m/s dans l'air ;
- Bande passante maximale : 175 kHz.

La durée d'acquisition et la fréquence d'échantillonnage sont paramétrables. Ainsi, pour chaque composante de vitesse et après traitement des données brutes, on accède à la moyenne, à l'écart type, à l'intensité de turbulence et aux contraintes de Reynolds correspondantes. La représentation graphique et l'interpolation des mesures sont réalisées à l'aide du logiciel Matlab[®].

II.1.1.2.1.3. Description du système de positionnement de la sonde

Un système d'axes motorisés assure le déplacement et le positionnement de la sonde dans les trois directions x , y et z selon un référentiel orthonormé (cf. figure II.16.). Actionné par un micro-moteur, le support de sonde peut subir une rotation de 90° autour de son axe (cf. figure II.17.). Ainsi, disposée dans sa position initiale (0°), la sonde renvoie les composantes de vitesses du flux selon les axes x et y et alors que sa rotation de 90° fournit les composantes selon les axes x et z .

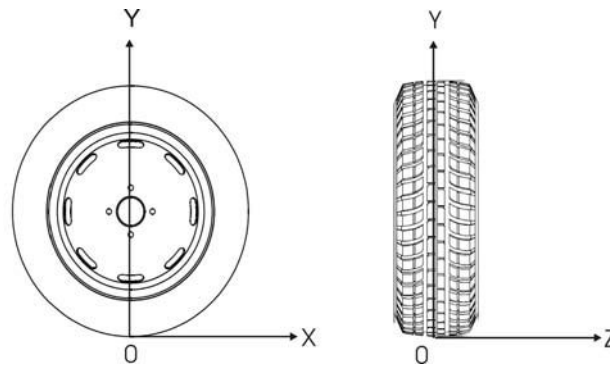


Figure II.16. Description du référentiel adopté

L'ensemble du système de déplacement de la sonde est assemblé sur un châssis indépendant de la veine aérouique afin de prévenir les phénomènes vibratoires de la sonde provoqués par la structure de la veine. Ce système est programmable et piloté par un logiciel à partir d'une matrice de points définie.

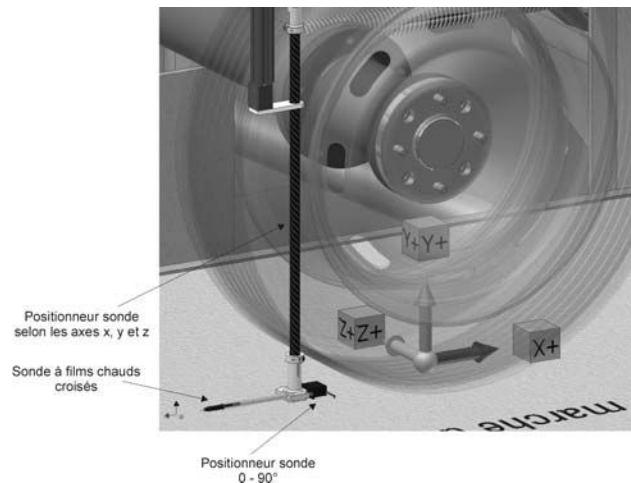


Figure II.17. Illustration du positionneur de sonde

II.1.1.2.1.4. Incertitude de la mesure

L'incertitude relative de la mesure réalisée par film chaud dépend non seulement des conditions expérimentales mais également des caractéristiques intrinsèques de la chaîne anémométrique (sonde et système d'acquisition). Selon Jorgensen (2002), l'incertitude standard relative de la vitesse $u(y_i)$ est définie par :

$$u(y_i) = \frac{1}{y_i} \cdot \frac{\partial y_i}{\partial x_i} \cdot \left(\frac{\Delta x_i}{k_i} \right) \quad (\text{II.5})$$

où x_i , y_i sont respectivement les variables d'entrée et de sortie d'un processus. k_i est le coefficient déterminant l'intervalle de confiance pour une distribution gaussienne de la variable de sortie y_i ($k = 2$ pour un intervalle de confiance de 95%).

Par ailleurs, la plupart des processus rencontrés en ingénierie ont une distribution gaussienne des erreurs (Jorgensen, 2002). Ainsi, l'incertitude relative totale sur la mesure de vitesse, avec un intervalle de confiance de 95%, est définie par :

$$\left| \frac{\Delta u}{u} \right| = 2 \sqrt{\sum \left(\frac{u(y_i)}{u} \right)^2} \quad (\text{II.6})$$

Le tableau II.1. synthétise l'ensemble des sources d'erreur et les incertitudes correspondantes pour une sonde à film chaud placée dans un écoulement d'air ($u_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$).

Source d'erreur	Variable d'entrée	Valeur type	Fonction d'erreur	Incertitude relative standard type
	Δx_i	Δx_i	$\frac{1}{u} \cdot \Delta y_i$ (II.7)	$\frac{1}{u} \cdot \Delta y_i$
Etalonnage de la sonde	Δu_{et}	1%	$\sigma(\Delta u_{\text{et}})$ (II.8)	0,01
Linéarisation	Δu_{lin}	0,5%	$\sigma(\Delta u_{\text{lin}})$ (II.9)	0,005
Conversion analogique / numérique	$E_{a/n}$ n_b	10 volts 12 bit	$\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{u} \cdot \frac{E_{a/n}}{2^{n_b}} \cdot \frac{\partial u}{\partial E}$ (II.10)	0,0013
Position de la sonde	θ	1°	$\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (1 - \cos \theta)$ (II.11)	≈ 0
Variations de température ⁽¹⁾	Δt	1°C	$\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{u} \cdot \frac{1}{(t_f - t_0)} \cdot \left(\frac{a}{B} u^{-0,5} + 1 \right)^{0,5}$ (II.12)	0,008
Variations de température ⁽²⁾	Δt	1°C	$\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\Delta t}{273}$ (II.13)	0,002
Pression ambiante	Δp	10 kPa	$\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{p_0}{p_0 + \Delta p} \right)$ (II.14)	0,006
Humidité	Δp_s	1 kPa	$\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{u} \cdot \frac{\partial u}{\partial P_s} \cdot \Delta p_s$ (II.15)	≈ 0

$$\left| \frac{\Delta u}{u} \right| = 2 \sqrt{\sum u(y_i)^2} = 0,03 \text{ soit } 3\%$$

(1) Variations de température de surchauffe du film au cours de l'étalonnage ou des essais

(2) Variations de température du milieu de mesure

$$(T_f - T_0) = 200^\circ\text{C}, A = 1,396, B = 0,895 \text{ et } \frac{\partial u}{\partial E} = 46,5 \text{ m.s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$$

Tableau II.1. Sources d'erreur et incertitudes relatives correspondantes pour la mesure réalisée avec la chaîne anémométrique utilisée dans l'étude (calcul pour 1 film chaud) selon (Jorgensen, 2002)

Rappelons que pour la sonde à films chauds croisés (modèle 55R51) qui a servi à la détermination des champs de vitesse, les vitesses sont déterminées à partir de la relation (II.4). L'incertitude relative pour les composantes u et v s'exprime selon :

$$\left| \frac{\Delta u}{u} \right| = \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \frac{\Delta u_1}{u} \right| + \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \frac{\Delta u_2}{u} \right| \quad (\text{II.17})$$

$$\left| \frac{\Delta v}{v} \right| = \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \frac{\Delta u_1}{v} \right| - \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \frac{\Delta u_2}{v} \right| \quad (\text{II.18})$$

L'incertitude relative pour la composante u est de l'ordre de quelques pourcents pour des vitesses comprises entre 1 à 15 m.s^{-1} . En revanche, elle peut s'avérer importante (10 – 20%) pour des faibles vitesses de v ($< 0,5 \text{ m.s}^{-1}$).

II.1.1.2.2. Mesure de la concentration de particules

La mesure de la concentration en particules repose sur un échantillonnage de l'aérosol suivi d'un dénombrement des particules à l'aide d'un compteur optique. Intrusive mais simple d'utilisation, cette technique est bien adaptée à la gamme de concentrations, en particules, mise en œuvre dans la partie expérimentale de l'étude.

II.1.1.2.2.1. Principe de la mesure optique (Renoux et Boulaud, 1998)

Un rayon lumineux est focalisé sur un volume de mesure à travers lequel les particules en suspension passent une à une (cf. figure II.18.). La quantité de lumière diffusée ou absorbée par chaque particule est mesurée par un détecteur opto-électronique. L'amplitude du signal enregistrée dans les différents canaux d'un analyseur multicanaux permet d'établir la distribution en dimension. Il s'agit, alors, de relier le flux lumineux recueilli dans une direction à la taille d_p de la particule. Ce flux Φ est une fraction K_e de l'énergie totale diffusée $I_0 S_{\text{diff}}$ et s'exprime par la relation suivante :

$$\Phi = K_e I_0 S_{\text{diff}} \quad (\text{II.19})$$

Avec :

- K_e : coefficient de proportionnalité ;
- I_0 : intensité lumineuse ;
- S_{diff} : coefficient de diffusion de la particule.

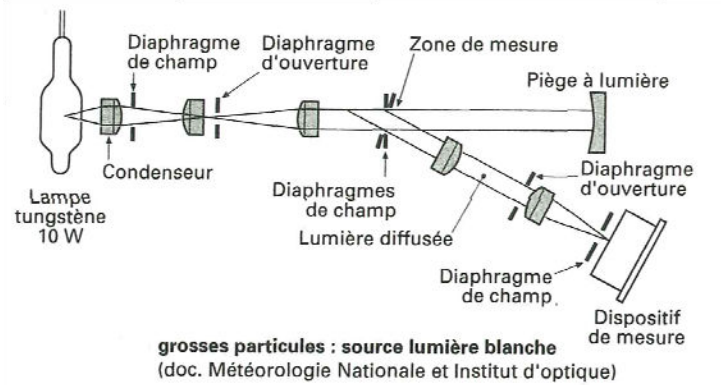


Figure II.98. Principe de mesure du compteur optique

Cas des particules plus petites que la longueur d'onde utilisée

Le modèle de diffusion de Rayleigh indique que l'intensité de la lumière diffusée est proportionnelle à $\frac{1}{d_p^6}$ si $\alpha = \frac{\pi d_p}{\lambda} < 0,3$. Dans ces conditions, l'utilisation d'un laser est indispensable pour accroître l'éclairage et détecter ainsi les plus petites particules. Néanmoins, le signal brut reproduit l'allure gaussienne de la répartition d'énergie dans un faisceau laser (cf. figure II.19.). Pour augmenter, plus encore, la sensibilité et détecter les particules les plus petites possibles (de l'ordre de $0,1 \mu\text{m}$), le volume de mesure est placé dans une cavité elliptique.

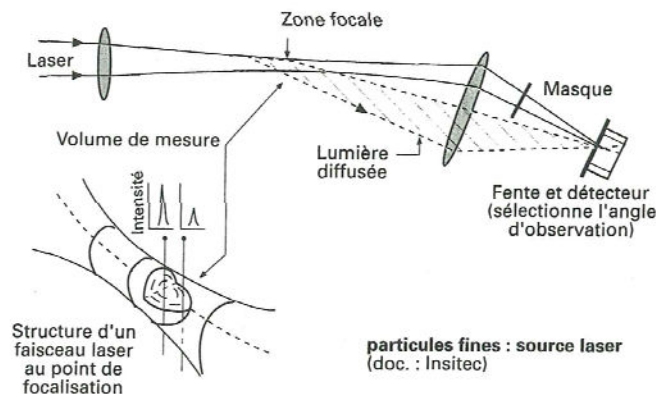


Figure II.19. Principe de mesure du compteur optique pour les fines particules

Cas des particules plus grandes que la longueur d'onde utilisée

L'optique géométrique permet la modélisation dans ce domaine. Dans ce cas, la diffusion est principalement portée vers l'avant, c'est à dire que la lumière est majoritairement diffractée. Afin de lisser au maximum les courbes décrivant l'intensité diffusée en fonction de la dimension des particules (cf. figure II.19), il est possible d'utiliser soit une lentille collectrice suffisamment ouverte pour intégrer sur un domaine d'angles θ comprenant plusieurs lobes de diffusion, soit un éclairage en lumière blanche pour provoquer une superposition des phénomènes d'interférence. Dans ce domaine, il existe depuis quelques années, de nombreux appareils développés et commercialisés par différentes sociétés.

II.1.1.2.2.2. Limites d'utilisation

Les compteurs optiques, qui dans leur principe sont simples, présentent néanmoins des difficultés liées à tout système de mesure directe. Les principales difficultés ou limites d'utilisation concernent l'étalonnage avec, notamment l'influence de l'indice de réfraction et le facteur de forme, les coïncidences pour les concentrations élevées, la précision du comptage pour les concentrations très faibles et la résolution en dimension.

II.1.1.2.2.3. Etalonnage

En principe, les calculs théoriques de l'intensité diffusée permettent d'accéder à la réponse d'un compteur en fonction du diamètre des particules et de leur indice de réfraction. Cependant, l'intensité enregistrée dépend de toute la chaîne opto-électronique, notamment des salissures accumulées sur le hublots, de l'absorption éventuelle du milieu et des variations de l'éclairage.

Dans ces conditions, un étalonnage expérimental est toujours nécessaire pour établir la réponse du compteur en fonction de la dimension. Cet étalonnage est effectué à l'aide d'un aérosol avec un haut degré de monodispersion. Néanmoins, l'indice de réfraction et la morphologie des aérosols produits dans des environnements particuliers tels que les mines, les carrières ou l'industrie métallurgique sont très différents de ceux correspondant à ces particules de référence. Ainsi, si un étalonnage spécifique n'est pas réalisé avec des particules possédant le même indice de réfraction et la même forme que ceux de l'aérosol que l'on souhaite caractériser, alors la mesure sera biaisée et correspondra à un « diamètre équivalent à une sphère de l'aérosol de référence » dont le diamètre géométrique peut fortement s'écarter si la particule est absorbante ou si son indice de réfraction est complexe.

II.1.1.2.2.4. Coïncidence

Le phénomène de coïncidence apparaît lorsque plusieurs particules sont présentes simultanément dans le volume de mesure (Jaenicke, 1972 ; Willeke et Liu, 1976). Ce phénomène limite la concentration maximum admissible dans un compteur optique de particules. En effet, la concentration indiquée par le compteur est inférieure à la concentration réelle. De plus, la distribution en dimensions sera alors biaisée vers les plus grosses particules car l'impulsion enregistrée en présence de 2 ou 3 particules sera considérée comme celle issue d'une plus grosse particule. Ainsi, la probabilité pour qu'aucune particule ou bien qu'une particule ou plus soit présente simultanément dans le volume de mesure est donnée par une distribution de Poisson.

II.1.1.2.3. Description de l'outil de mesure des particules

II.1.1.2.3.1. Compteur optique Grimm®

Le compteur optique mis en œuvre dans l'évaluation de la dispersion de particules est un appareil portable de marque Grimm® (modèle G1.108). Conçu pour une mesure en continu de poussière fine, il peut être employé pour une mesure de la concentration massique ou bien pour un comptage de particules. La méthode de mesure repose sur la diffraction lumineuse d'une source provenant d'une

diode laser. L'analyse de la lumière diffractée est effectuée à l'aide d'une diode CCD sur un angle de 60 à 120° avant d'être classifiée en fonction de la taille des particules suivant un registre de 8 canaux.

Le débit réglé de l'appareil assure un échantillonnage de l'air de $1,2 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ ($\pm 5\%$). L'air prélevé circule dans la cellule de mesure avant de traverser une membrane filtrante sur laquelle la poussière est collectée afin de comparer la masse optique théorique, mesurée par l'appareil, à la masse réelle déposée sur la membrane. Le temps de réponse du compteur Grimm[®] est proche d'une centaine de secondes. La gamme de mesure s'étend de 0 à $2\cdot 10^6$ particules. L^{-1} pour une taille de particule comprise entre 0,3 et 20 μm .

II.1.1.2.3.2. Prélèvement des particules

Le prélèvement est réalisé par un échantillonnage de l'air à l'aide d'une sonde à bords minces (cf. figure II.20.). Fixée au dispositif de déplacement, la sonde est placée dans le sens de l'écoulement et déplacée dans le plan (yz) selon une matrice de points préalablement renseignée. Les particules sont captées par l'orifice de 2,9 mm de diamètre avec une vitesse constante de $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les particules sont acheminées vers le compteur de particules par l'intermédiaire d'un conduit souple. Placé verticalement et contenant une proportion importante de graphite, ce conduit contribue à limiter les dépôts de particules le long du trajet. La représentation graphique et l'interpolation des mesures sont réalisées à l'aide du logiciel Matlab[®].

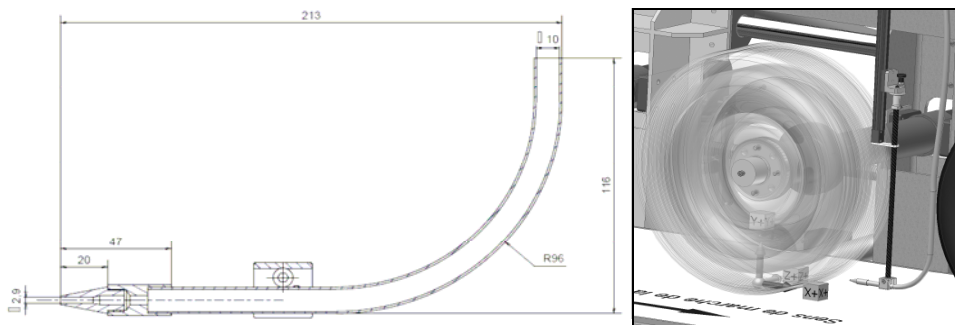


Figure II.20. Sonde de prélèvement des particules

Remarque :

Le débit de prélèvement ainsi que le diamètre de l'orifice de la sonde sont fixés. Compte tenu de la disparité des vitesses dans le sillage de la roue, les prélèvements ne sont que très rarement réalisés en condition iso-cinétique (Renoux et Boulaud, 1998). Rappelons que, lorsque le débit d'échantillonnage est supérieur à la vitesse des particules prélevées dans le flux, la concentration en particules mesurée est sous-estimée et réciproquement (Grinsphun, 1993). Cette observation est d'autant plus accentuée que la taille des particules est importante (cf. figure II.21.). En revanche, les particules de taille voisine de 1 μm ne sont pas affectées par ce processus.

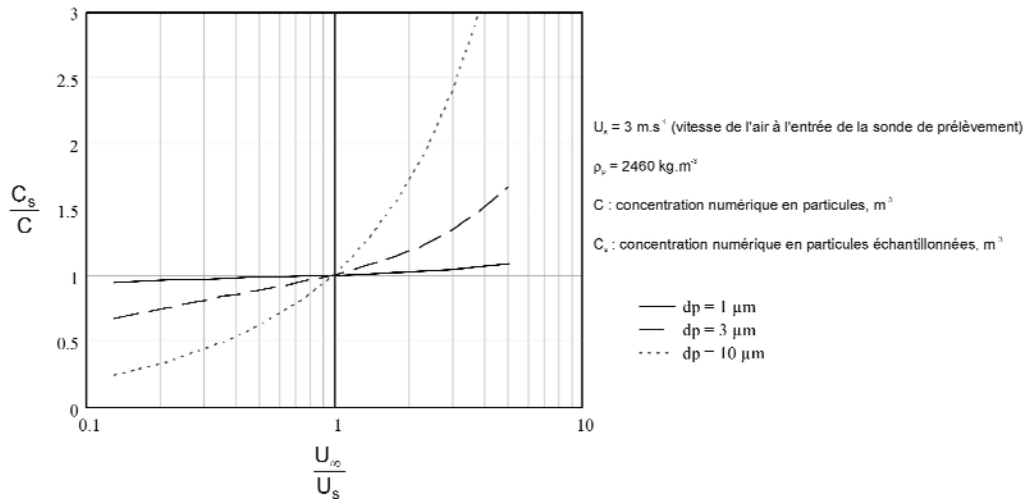


Figure II.21. Evaluation de l'écart entre les concentrations réelles et mesurées en fonction de l'écart à l'isocinétisme selon Grinsphun (1993)

II.1.2. Moyens numériques (Gentric et Midoux, 2006)

II.1.2.1. Description de la veine aéraulique numérique

Le code de calcul commercial utilisé est Fluent 6.2[®]. Il s'agit de reproduire, au mieux, par la simulation, l'écoulement de l'air et des particules dans une veine aéraulique pour des configurations qui sont décrites dans le protocole. La géométrie de la veine aéraulique telle qu'elle est définie dans la simulation est caractérisée par des dimensions identiques à celles de la veine expérimentale (cf. figure II.22.), soit :

- Hauteur, $h_d = 1 \text{ m} = 1,72D$;
- Longueur, $L_d = 6 \text{ m} = 10,34D$;
- Largeur, $l_d = 1,72D$.

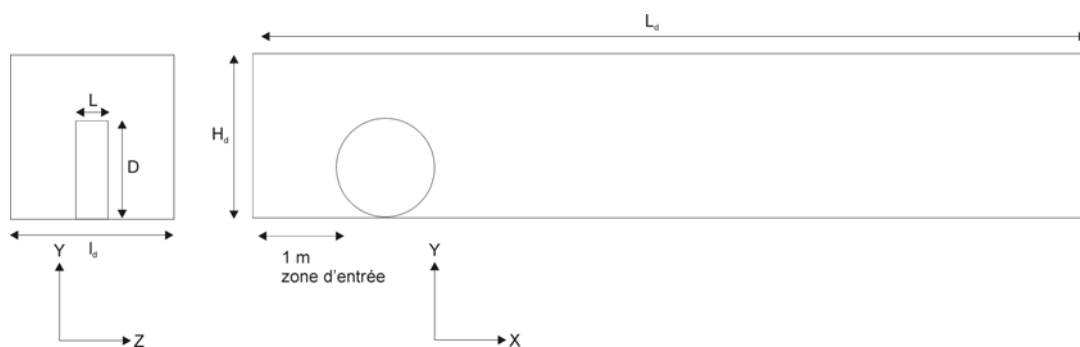


Figure II.22. Représentation de la veine aéraulique définie pour la simulation)

Une comparaison entre les écoulements obtenus dans un domaine fermé (veine aéraulique) avec ceux correspondant à un domaine ouvert, c'est à dire non confiné, est prévue. Ainsi, à partir des références bibliographiques disponibles sur le sujet (Axon et al. 1998 ; Skea et al., 2000), un domaine est considéré comme ouvert si :

- $h_d > 10D$;
- $L_d > 30D$ (10D devant la roue) ;
- $l_d > 10D$.

II.1.2.1. Conditions aux limites

Les conditions aux limites appliquées pour simuler l'écoulement au sein de la veine aéraulique sont :

- Condition d'entrée (face avant) : vitesse de l'air imposée (U_∞) ;
- Condition de sortie (face arrière) : Pression imposée (pression relative de 0 bar) ;
- Sol : paroi en translation ($U_{sol} = U_\infty$) ;
- Face supérieure : paroi (vitesse nulle) ;
- Première face latérale : paroi (vitesse nulle) ;
- Seconde face latérale : plan de symétrie ;
- Surface de la roue : paroi animée d'une vitesse angulaire de rotation $\Omega = \frac{2U_{sol}}{D}$ (I.94).

On notera que pour l'étude d'un cas simple (roue isolée sans son support), seule une demi-largeur de la veine est représentée (cf. figure II.23.).

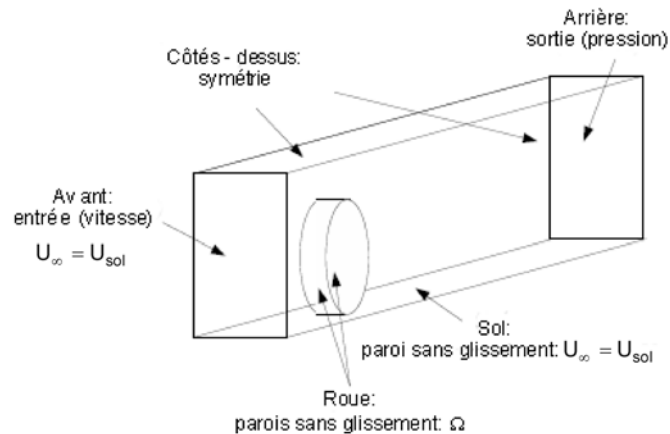


Figure II.23. Conditions aux limites appliquées pour une demi-largeur de la veine d'essais

Les conditions aux limites appliquées à l'étude du domaine ouvert sont identiques (à la géométrie près) de celles retenues pour la veine aéraulique.

II.1.2.2. Maillage

Le maillage hexaédrique mis en place pour cette étude est réalisé avec le logiciel Gambit[®]. Cependant, un maillage spécifique est développé pour le champ proche de la roue. A ce titre, un parallélépipède (hauteur : 0,75 m, largeur : 0,2 m, longueur : 0,9 m) est défini autour de la roue. Dans ce parallélépipède, un maillage affiné est réalisé et comprend un maillage de couche limite à la surface de la roue (hauteur de la maille affleurante : 2 mm), ainsi qu'à la surface du sol. La taille maximale des mailles, dans ce domaine, est de 25 mm. Le détail de ce maillage est présenté sur la figure II.24. (a).

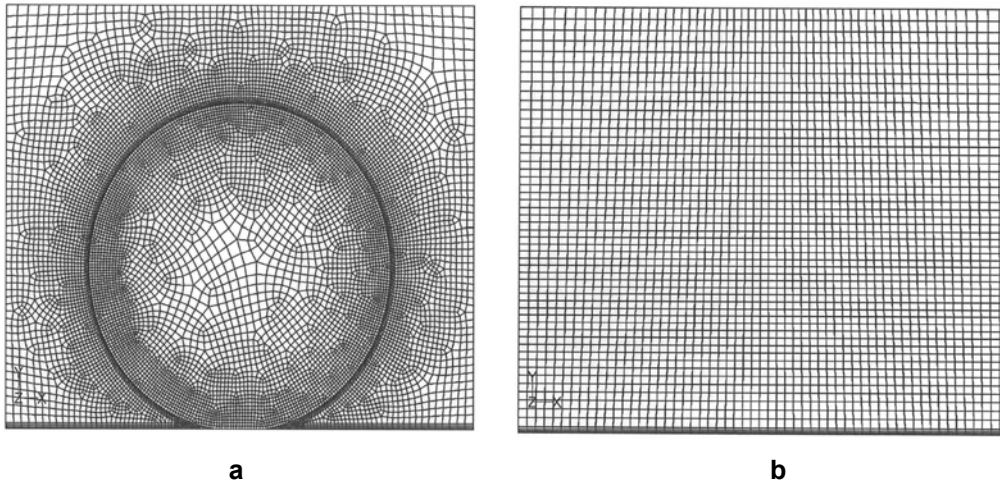


Figure II.24. Détail du maillage autour de la roue (a) et en regard du maillage de la roue (interface non conforme) (b)

Toutefois, un maillage hexaédrique fin de la zone située au voisinage immédiat du point de contact de la roue avec le sol est difficilement réalisable. Cette zone est maillée à l'aide de tétraèdres et l'écoulement, à cet endroit, sera résolu moins précisément que dans le reste du domaine. Précisons que l'angle d'écrasement de la roue sur le sol est considéré égal à 20° (cf. figure II.25.).

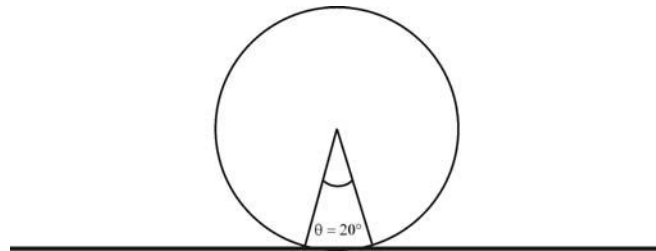


Figure II.25. Représentation de l'angle d'écrasement de la roue

A l'interface, entre le parallélépipède situé autour de la roue et le reste du domaine, le maillage est dit « non-conforme », c'est à dire que les faces des volumes reposant sur cette interface ne sont pas superposables (cf. figure II.24. (b)). Le logiciel de simulation réalisera les interpolations à ce niveau de manière à assurer la continuité des différentes variables. Cette approche permet d'« oublier » la structure du maillage déployé pour affiner la résolution autour de la roue et de passer à des mailles dont la taille varie de 20 mm au voisinage du parallélépipède à un maximum de 200 mm aux extrémités du domaine. Un maillage de couche limite est, toutefois, toujours nécessaire à la surface du sol.

II.1.2.3. Modèles de turbulence

Les équations de Navier-Stokes moyennées sont résolues en utilisant le modèle $k - \varepsilon$ standard pour représenter la turbulence (cf. annexe II). Dans ce cas, k représente l'énergie cinétique turbulente ($\sim u'^2$) et ε , la puissance dissipée ($\sim \frac{u'^3}{\Lambda}$). Des lois de parois logarithmiques sont mises en oeuvre pour modéliser les couches limites au niveau des différentes parois.

Des comparaisons ont été réalisées entre les modèles $k - \varepsilon$ standard et RNG - $k - \varepsilon$ et indiquent des résultats sensiblement différents. Toutefois, une bonne convergence des calculs est obtenue avec le modèle $k - \varepsilon$ standard contrairement au modèle RNG $k - \varepsilon$ (Gentric et Midoux, 2005).

II.1.2.5. Simulation de la trajectoire des particules

II.1.2.3.1. Suivi lagrangien des particules

Les particules concernées par cette démarche constituent l'aérosol présent dans le champ proche de la roue. La trajectoire des particules est simulée en effectuant un suivi lagrangien, pour chaque particule, à l'aide du logiciel Fluent 6.2[®]. On suppose, dans ce cas, que la fraction volumique des particules dans l'air est suffisamment faible pour négliger leur influence sur le champ de vitesse de l'air dans le sillage de la roue. Les interactions entre les particules sont, elles aussi, négligées.

La relation fondamentale de la dynamique (I.13) est donc appliquée à chaque particule en intégrant la force de traînée (T_0) et la force de gravité ($\rho_p V_p g$). Les autres forces décrites dans la relation I.13 sont négligées :

$$m_p \frac{du_p}{dt} = T_0 + \rho_p V_p g \quad (\text{II.20})$$

Ces deux forces sont les principales forces auxquelles la particule est soumise. Les forces de portance, de masse virtuelle, d'Archimède ainsi que celle liée au mouvement brownien sont négligées (cf. partie I.1.3.1.).

La force de traînée appliquée à la particule s'exprime à partir de la relation (A.I.16) présentée dans l'annexe I.

$$T_0 = \frac{1}{2} C_x A_p \rho |u_{fp}| u_{fp} \quad (\text{II.21})$$

C_x , A_p et u_{fp} sont respectivement le coefficient de traînée, le maître couple de la particule et la vitesse relative de la particule par rapport à l'air.

La corrélation utilisée pour modéliser la force d'interaction entre la particule et la phase continue est celle de Morsi et Alexander (1972). Cette relation est bien adaptée aux particules sphériques :

$$C_x = a_1 + \frac{a_2}{Re_p} + \frac{a_3}{Re_p^2} \quad (\text{II.22})$$

Re_p (cf. annexe I) est le nombre de Reynolds de la particule et les coefficients a_1 , a_2 et a_3 sont donnés sur une large gamme de Reynolds par Morsi et Alexander (1972).

La position instantanée de chaque particule est obtenue par intégration de la relation fondamentale de la dynamique :

$$\frac{dx_p}{dt} = u_p \quad (\text{II.23})$$

II.1.2.3.2. Comportement des particules dans un écoulement turbulent

Adossée à un cas de figure simple, l'introduction à l'étude du comportement des particules évoluant dans un champ turbulent est présentée dans la partie I.1.3.3. de l'étude bibliographique. Si cette approche permet, pour une fréquence de la turbulence donnée, d'interpréter le mouvement relatif de la particule par rapport à l'air, il s'agit, cependant, d'une situation peu réaliste. En effet, une particule placée dans un écoulement turbulent réel est soumise à un champ de vitesse qui varie de manière aléatoire. Inaccessible par la résolution des équations de Navier – Stokes moyennées, qui ne donne accès qu'au champ de vitesse moyen de la phase continue ainsi qu'aux caractéristiques statistiques de la turbulence issues du modèle $k - \varepsilon$ standard, le caractère aléatoire de la turbulence doit être modélisé.

Ce phénomène est modélisé, dans l'étude, par une approche stochastique disponible dans le code de calcul Fluent[®]. Cette approche suppose que les particules interagissent avec une succession de tourbillons. La vitesse fluctuante dans chacun de ces tourbillons est considérée comme isotrope et obéit à une loi de probabilité gaussienne. Le temps d'interaction τ_i est supposé être suffisamment petit pour que la vitesse du fluide dans un tourbillon donné reste constante durant ce processus. Le temps d'interaction est considéré comme la plus petite valeur entre la durée de vie du tourbillon τ_e et le temps τ_i nécessaire à la particule pour traverser ce tourbillon.

Ainsi, les particules sont soumises à un champ de vitesse instantanée u_f dans chaque tourbillon selon la relation :

$$u_f = \bar{u}_f + u'_f \quad (II.22)$$

Où \bar{u} est la valeur moyenne de la vitesse et u' est la perturbation aléatoire calculée à partir d'une fonction de probabilité gaussienne, de moyenne nulle et d'écart type :

$$\sigma = \left(\frac{2k}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (II.23)$$

Le temps d'interaction vaut :

$$\tau_i = \min(\tau_e - \tau_i) \quad (II.24)$$

où

$$\tau_e = 0,6 \frac{k}{\varepsilon} \quad (II.25)$$

$$\tau_i = -\tau \ln \left[1 - \left(\frac{L_e}{\tau |u_{fp}|} \right) \right] \quad (II.26)$$

Où τ est le temps de relaxation de la particule, L_e est l'échelle du tourbillon. Les équations de trajectoire des particules seront intégrées en utilisant les vitesses instantanées de l'air définies par la relation (II.22).

II.2. Protocole expérimental et de simulation

Rappelons que les travaux présentés dans ce manuscrit ont pour objectif d'apporter des éléments d'information sur la dispersion des particules aérosolisées dans le champ proche d'une roue en rotation. Il s'agit d'alimenter la connaissance sur la nature des mécanismes aérodynamiques qui sont à l'origine de ce phénomène. A partir d'un état de l'art précis sur la thématique, les travaux conduits dans le cadre de cette thèse ont consisté à évaluer, expérimentalement et par la simulation, la nature de l'écoulement de l'air autour d'une roue en intégrant la présence de motifs à la surface du pneumatique ou encore de flasques latéraux. Sans pour autant prétendre à une étude comparative entre diverses géométries de motifs, ces travaux ont pour finalité de mettre en exergue les différences entre l'écoulement autour d'une roue lisse et celui établi pour une roue crantée. Une démarche analogue a été menée avec pour ambition de démontrer l'incidence de la nature non axi-symétrique de la roue sur l'écoulement.

Effectuée à l'origine pour le cas d'une roue isolée, l'étude a été élargie, non seulement, à une roue capotée mais également à un système de deux roues alignées (tandem). Cette dernière configuration devrait permettre, dans une certaine mesure, d'illustrer l'allure de l'écoulement pour des situations qui se rapprochent de ce que l'on peut observer avec des véhicules industriels (remorques par exemple).

La seconde partie de l'étude est consacrée à la détermination de la dispersion des particules dans le sillage de la roue. S'il n'est pas question de reproduire une situation réelle, cette approche a pour principal objectif de mesurer et d'illustrer, pour différentes configurations expérimentales, la répartition spatiale des particules aérosolisées en aval du point de contact de la roue avec le sol. Très complexe, la caractérisation des mécanismes physiques qui décrivent le passage des particules de leur état stable, c'est à dire immobile sur le sol, vers un état aérosolisé, ne sera pas abordée dans ce travail. A terme, cette démarche permettra ou non, un rapprochement avec les observations issues de la simulation et éventuellement une extension de l'étude à des cas de figure plus réalistes.

II.2.1. Protocole expérimental

II.2.1.1. Réception de la veine aéraulique

La qualification aérodynamique de la veine d'essais est un préalable indispensable à l'étude de l'écoulement. Cette caractérisation devrait conduire à la connaissance des principales caractéristiques aérauliques du flux circulant dans le volume expérimental. Il s'agit de déterminer, pour trois plans transversaux (yz) situés à $x = -1300$, -300 et 700 mm (cf. figure II.26.), les champs de vitesse (\bar{u} , \bar{v} et \bar{w}) et d'intensité de la turbulence (Tu) pour la composante longitudinale de la vitesse. $X = 0$ mm correspond la position de l'axe de la roue isolée et Tu est définie par :

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}} \times 100 \quad (II.27)$$

L'isotropie moyenne de la turbulence est vérifiée pour le plan d'entrée ($x = -1300$ mm). Rappelons que la grille est située à $x = -1600$ mm, soit à environ 40 mailles de ce plan.

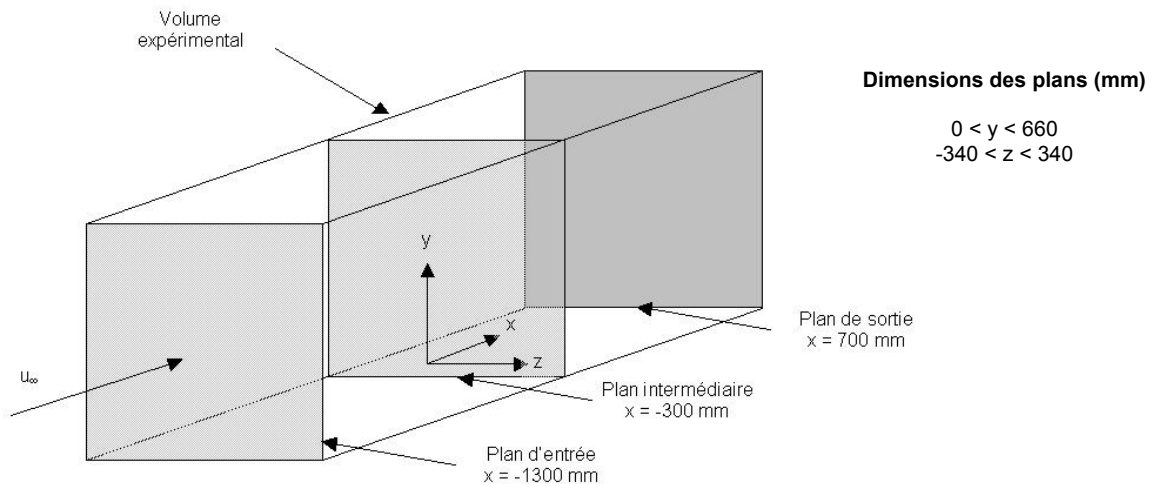


Figure II.26. Représentation des plans de mesures pour la réception de la veine aéraulique

Les champs de vitesse et d'intensité de turbulence sont déterminés à partir d'une matrice de 196 points avec une dimension de maille de 51 x 52 mm. Pour chaque point de mesure, la durée de l'acquisition est de 30 s à la fréquence de 100 Hz. Le temps d'acquisition a été déterminé sur la base d'une analyse spectrale (Fast Fourier Transform, FFT) du signal $u = f(t)$ ou encore $v = f(t)$. Les fréquences les plus basses inhérentes à l'outil expérimental (veine aéraulique + ventilateur centrifuge) sont, alors, voisines de 0,03 Hz.

La réception de la veine d'essais est réalisée pour des vitesses de l'air et du sol telles que $u_{sol} = u_{\infty} = 7$ et 4 m.s^{-1} . Ces vitesses correspondent, respectivement, à la vitesse mise en œuvre pour l'ensemble de l'expérimentation « aérodynamique » et à celle retenue dans le cadre de l'étude de la dispersion des particules. Le choix de ces vitesses repose, d'une part, sur la volonté de reproduire une vitesse relative de l'air proche de la vitesse de circulation autorisée sur sites industriels (environ 25 km.h^{-1} , soit $\sim 7 \text{ m.s}^{-1}$) et, d'autre part, sur des contraintes expérimentales induites par un « bruit de fond » important en particules. Ce dernier point sera développé dans la suite du protocole expérimental.

II.2.1.2. Caractérisation aérodynamique

L'étude de l'écoulement de l'air a été conduite pour des configurations de systèmes diverses. Initiée pour le cas d'une roue isolée, lisse et ajourée, l'approche est étendue aux cas de figure décrits dans le tableau II.2.

	Roue lisse (« slick »)		Roue crantée	
	Sans flasques	Avec flasques	Sans flasques	Avec flasques
Roue isolée	X	X	X	X
Roue capotée	X	X	-	-
Tandem	-	-	X	X

Tableau II.2. Configurations étudiées – Caractérisation aérodynamique

II.2.1.2.1. Etalonnage

L'étalonnage de la sonde à films chauds est effectué avec une fréquence hebdomadaire selon le protocole décrit par Jorgensen (2002).

II.2.1.2.2. Cas de la roue isolée

La caractérisation aérodynamique de l'écoulement autour d'une roue isolée, équipée ou non de flasques latéraux, repose sur l'établissement de plans de mesures transversaux (yz) (cf. figure II.27.). Etablis pour $x = 0,25D$, $0,85D$ et $1,20D$, ces plans permettent de décrire l'écoulement, non seulement, en aval de la roue mais également de part et d'autre de la roue à la hauteur du point de contact de cette dernière avec le sol. Les champs de vitesse (\bar{u} , \bar{v} et \bar{w}) et d'intensité de turbulence (Tu) correspondants ont été déterminés avec une vitesse de l'air et du sol $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$. Qu'il s'agisse de roue lisse ou crantée, le nombre de Reynolds, basé sur le diamètre de la roue (D), est de $2,7 \cdot 10^5$ à 20°C .

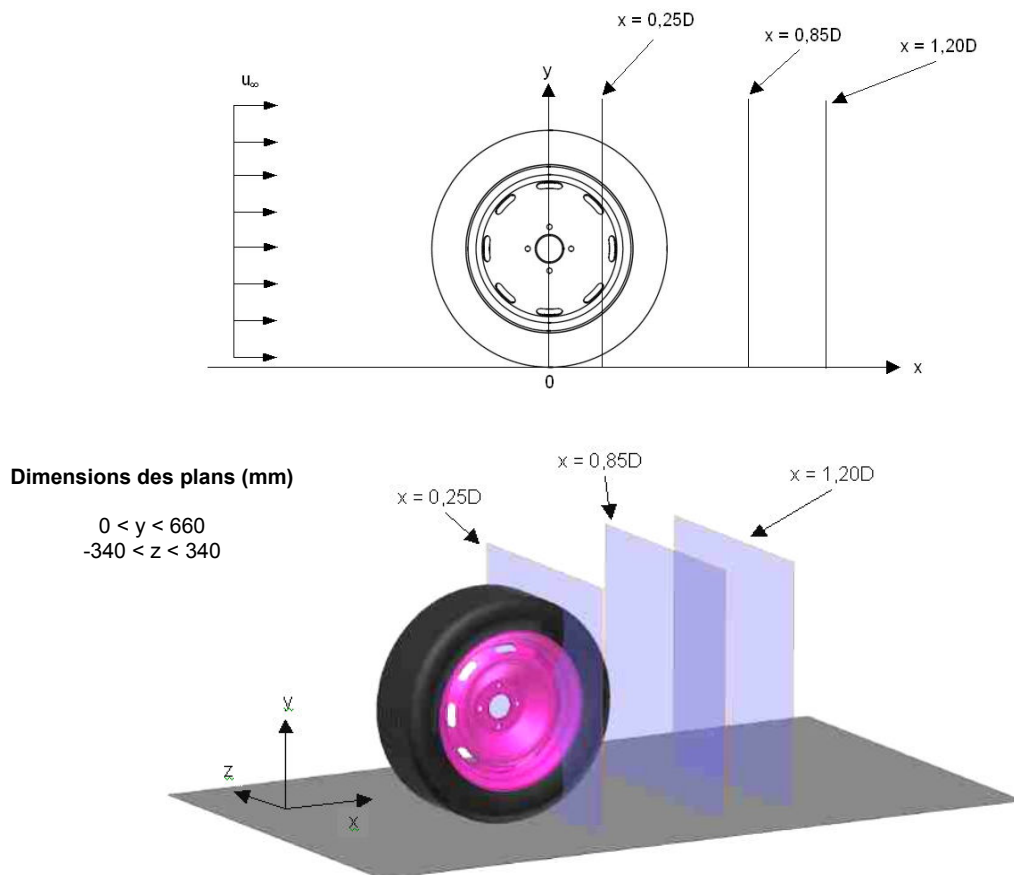


Figure II.27. Localisation des plans de mesures (yz) pour une roue isolée

Les champs sont déterminés à partir de matrices de 360 et 400 points pour les plans situés respectivement à $x = 0,25D$ et $x = 0,85D / 1,20D$. La dimension des mailles est, dans tous les cas de figure, de 33×34 mm. Pour chaque point de mesure, la durée de l'acquisition est de 30 s à la fréquence de 100 Hz. Ce temps d'acquisition est déterminé à partir d'une analyse spectrale (FFT) du signal $u = f(t)$ et $v = f(t)$. Par ailleurs, l'instationnarité de l'écoulement est évaluée par une FFT de $u = f(t)$ et $v = f(t)$ en trois points du plan (yz) pour $x = 1,20D$ (cf. figure II.28.).

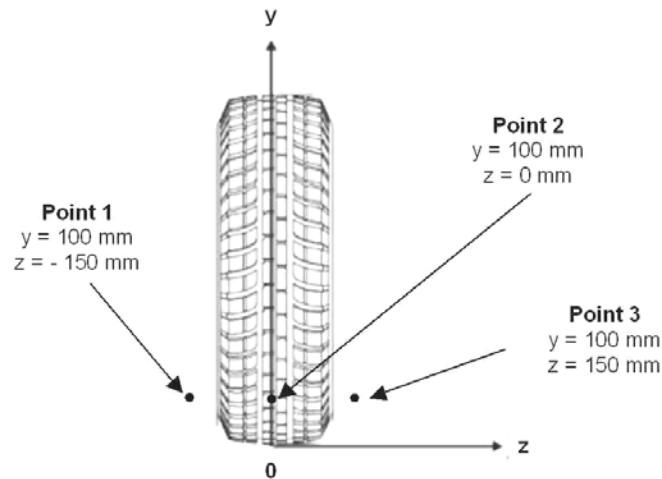


Figure II.28. Localisation des points pour l'analyse spectrale du signal à $x = 1,20D$

Chaque expérimentation débute par la caractérisation du flux d'air entrant, c'est à dire par l'établissement des champs de vitesse (\bar{u} , \bar{v} et \bar{w}) et d'intensité de turbulence (Tu) pour le plan situé à $x = -1,55D$, selon le protocole de mesure élaboré pour la réception de la veine.

II.2.1.2.3. Cas de la roue capotée

Le protocole élaboré pour l'étude d'une roue capotée est semblable à celui décrit pour une roue isolée. Précisons, cependant, que l'arche est placée de manière à assurer une garde au sol de 290 mm et une distance pour le passage de roue de 50 mm.

II.2.1.2.4. Cas des roues en tandem

La configuration « tandem » représente un système composé de deux roues identiques et alignées dont l'entraxe de 680 mm correspond, toute proportion gardée, à la distance communément observée entre les moyeux d'un double essieu d'un véhicule de type semi-remorque. Les champs de vitesse et d'intensité de turbulence ont été établis, dans cette configuration, pour 4 plans transversaux (cf. figure II.29.). Localisés, pour la première roue (roue 1) à $x = 0,25D$ et à $x = 0,25D, 0,85D$ et à $1,20D$ pour la seconde (roue 2), les essais ont été effectués dans les mêmes conditions de mesure que celles retenues pour la roue isolée.

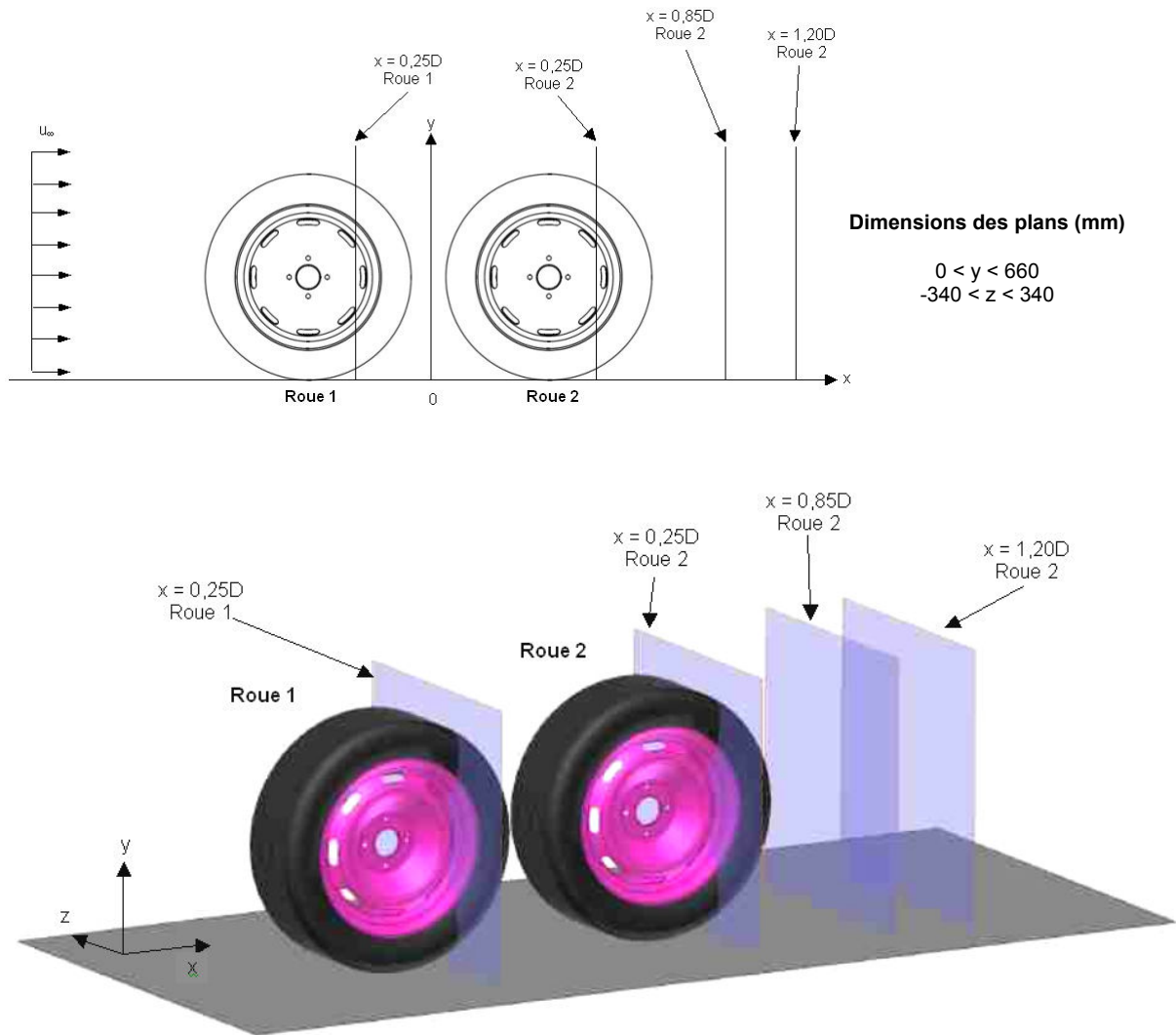


Figure II.29. Localisation des plans de mesures (yz) pour des roues en tandem

II.2.1.3. Dispersion des particules

La démarche expérimentale déployée dans cette partie de l'étude repose sur le dépôt de particules en amont du point de contact de la roue avec le sol. S'il ne s'agit en aucun cas de transposer, à l'échelle du laboratoire, les conditions réelles du processus d'aérosolisation, cette approche devrait conduire à reproduire qualitativement et de manière réaliste, le comportement des particules à proximité du point de contact. Déposées en continu avec une vitesse proche de la vitesse de translation du sol, ces particules sont partiellement aérosolisées avant d'être reprises par l'écoulement général. Le reste des particules demeurera sur le tapis avant d'être collecté par la brosse de feutre placée à l'extrémité du système. La poudre est acheminée au niveau du plan de symétrie vertical de la roue avec un angle de 35° par rapport à l'horizontale, à une distance respective du sol et du point de contact de 20 et 200 mm (cf. figure II.30.).

La quantité de particules déposées est déterminée de manière à obtenir un aérosol suffisamment dilué pour négliger les interactions physico-chimiques et dynamiques entre les particules (Renoux et Boulaud, 1998). Ainsi, le débit de particules introduit a été ajusté à $1\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ et les concentrations maximales dans le sillage de la roue ne dépassent pas quelques milliers de particules par litre d'air pour les fractions granulométriques mesurées. Ce débit est maintenu constant pour les différentes configurations expérimentales. La température et l'humidité relative de l'air ne sont pas régulées et varient, respectivement, entre 20 - 25°C et 45 – 60%.

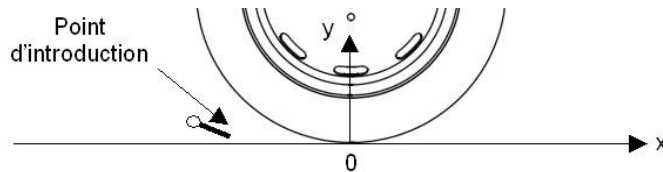


Figure II.30. Localisation du point d'introduction des particules

Le flux incident et le sol sont animés d'une vitesse $u_{\infty} = u_{\text{sol}} = 4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et le nombre de Reynolds correspondant est de $1,5\cdot 10^5$. La vitesse retenue pour cette partie est sensiblement différente de celle proposée dans l'étude « aérodynamique » en raison d'un « bruit de fond » important particules. A la vitesse de $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, on observe une abrasion importante du sol avec pour conséquence la présence, dans le volume expérimental, d'une quantité de particules microniques et submicroniques supérieure à celle introduite par le générateur d'aérosol. En revanche, à $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, l'abrasion du tapis est atténuée et la concentration particulaire résiduelle est significativement réduite.

Etablis pour $u_{\infty} = 4$ et $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, les champs de vitesses respectifs révèlent une remarquable similitude (cf. figure II.31.). Si l'allure générale de l'écoulement présente une bonne similarité entre les deux cas de figure, la distribution granulométrique de la fraction aérosolisée peut être notablement différente. En effet, au-delà de l'action mécanique de la roue, la taille des particules susceptibles d'être aérosolisées est d'autant plus élevée que celles-ci sont exposées à un champ de vitesses fortement cisailé (Leighton et Acrivos, 1985). Sans entrer dans la description des mécanismes d'aérosolisation, Pinnick et al. (1985) indiquent toutefois, que pour des vitesses de circulation comprises entre 5 et $11 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, le seuil de coupure, c'est à dire la taille maximale des particules aérosolisables, est supérieur à $100 \mu\text{m}$.

Sur la base de ces observations, nous considérerons dans la suite de l'étude que les particules de diamètre aérodynamique inférieur à $10 \mu\text{m}$ pourront être aérosolisées et transportées dans le sillage de la roue aussi bien pour $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ que pour ou $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. A ce titre, le comportement des particules observé dans des champs convectifs obtenus avec $u_{\infty} = 4$ et $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ devrait être sensiblement comparable.

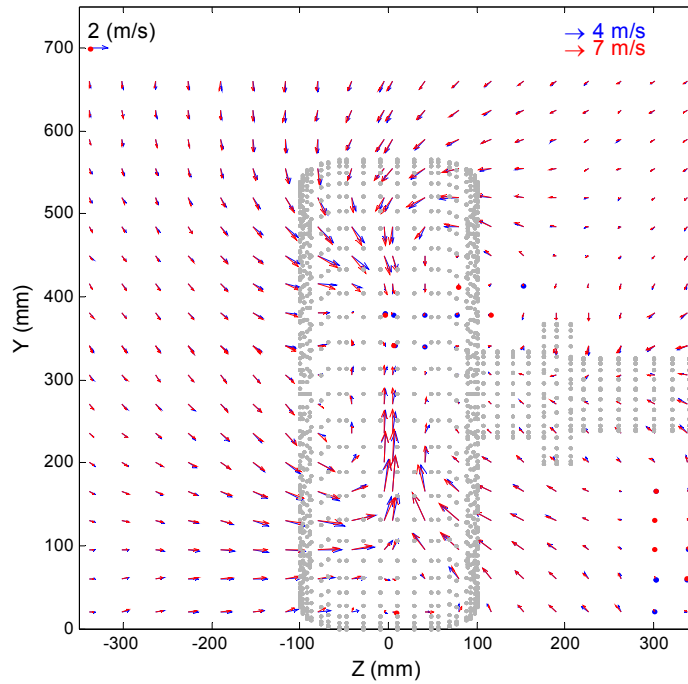


Figure II.31. Exemple de champs de vitesses normées \bar{u} et \bar{v} pour $u_\infty = 4$ et $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une roue crantée à $x = 1,20D$

Rappelons que l’objectif de cette étude n’est pas de déterminer la fraction aérosolisable des particules présentes sur le sol mais plutôt d’illustrer la répartition spatiale des particules au sein de l’écoulement. Il s’agit, pour cela, de mesurer la concentration particulaire dans l’écoulement à l’aide des moyens expérimentaux décrits au paragraphe II.1.1. Ces mesures consistent à établir les champs de concentration particulaire, en nombre, pour deux plans transversaux (yz) situés à $x = 0,25D$ et $1,20D$ (cf. figure II.32.). Les configurations expérimentales étudiées dans cette partie sont limitées aux cas de figure indiqués dans le tableau II.3.

	Roue lisse (« slick »)		Roue crantée	
	Sans flasques	Avec flasques	Sans flasques	Avec flasques
Roue isolée	X	X	X	X
Roue capotée	-	X	-	-

Tableau II.3. Configurations étudiées – Dispersion des particules

Compte tenu de l’hétérogénéité du champ de vitesse dans le sillage, la mesure de la concentration est menée préférentiellement pour la fraction granulométrique de l’aérosol comprise entre $0,8$ et $3 \mu\text{m}$. Si cette gamme de particules correspond globalement au mode inférieur de la distribution granulométrique de la poudre employée (cf. partie II.1.1.1.4.2.), elle présente surtout l’intérêt de pouvoir être prélevée dans des circonstances qui s’écartent des conditions d’iso-cinétisme habituellement recommandées pour le prélèvement de grosses particules (Grinsphun, 1993).

Les champs de mesures sont établis à partir d'une matrice de 196 points avec une dimension de maille de 51×52 mm. Les dimensions des plans transversaux sont : $0 < y < 660$ mm et $-340 < z < 340$ mm. La durée des prélèvements est d'environ 120 s par point. Le temps de réponse du compteur étant d'une centaine de secondes, la moyenne des concentrations est réalisée pour l'ensemble des huit canaux de l'appareil, sur les vingt dernières secondes de l'acquisition. Les champs de concentration sont représentés pour les fractions granulométriques $[0,8 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}]$, $[1 \mu\text{m} - 1,6 \mu\text{m}]$, et $[2 \mu\text{m} - 3 \mu\text{m}]$.

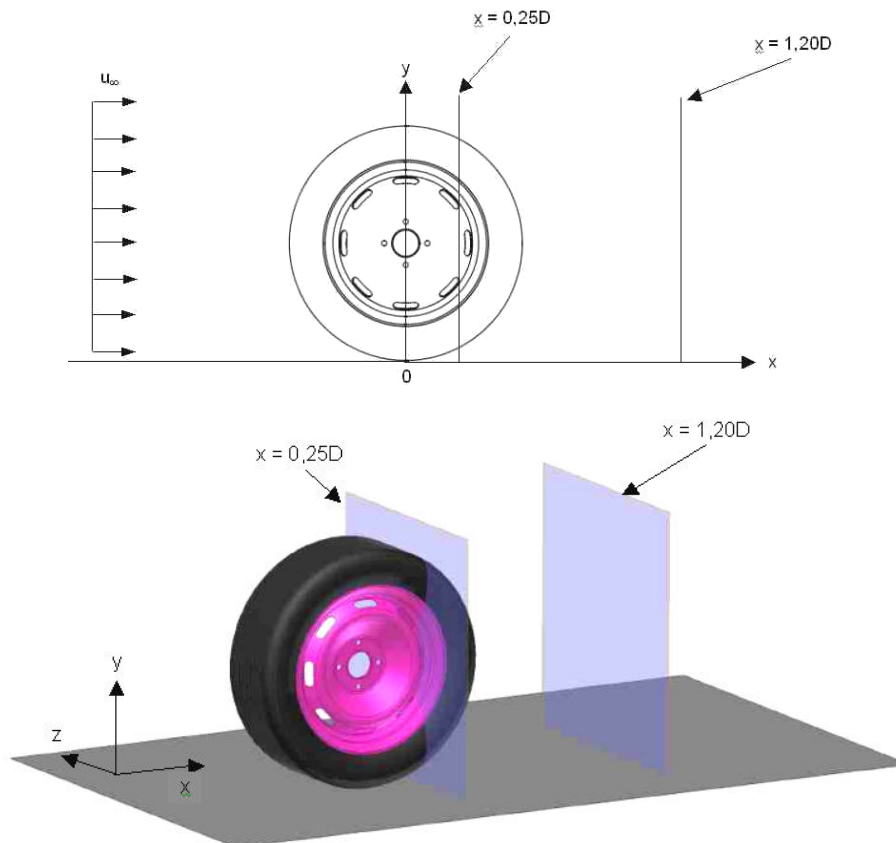


Figure II.32. Localisation des plans de mesures (yz) pour une roue isolée
Dispersion des particules

II.2.2. Protocole de simulation

Si la simulation peut être considérée comme un outil précieux pour le chercheur ou l'ingénieur en lui permettant de s'affranchir de moyens expérimentaux conséquents, elle ne peut être déployée, pour une application donnée, qu'après avoir été préalablement confrontée à l'expérience. Dans notre situation, le recours à la CFD devrait permettre d'étendre la démarche à l'étude de cas de figure plus réalistes, c'est à dire en intégrant la roue dans son environnement matériel. Toutefois, cet objectif ne pourra être atteint que lorsque l'écoulement dans le sillage d'une roue isolée en rotation sera prédit en accord avec les observations expérimentales correspondantes (Gentric et Midoux, 2005, 2006, 2007, 2008).

II.2.2.1. Influence du confinement sur l'écoulement

La première application de la CFD dans cette étude est l'évaluation de l'incidence du confinement (veine) sur l'écoulement. L'opération consiste à comparer les coefficients de pression (C_p) à la surface de la roue et les champs de vitesse et d'intensité de turbulence dans le sillage d'une roue cylindrique (cf. figure II.33.) placée, respectivement, dans un domaine ouvert et fermé (veine aéraulique décrite § II.1.2.1) pour $u_\infty = u_{sol} = 14 \text{ m.s}^{-1}$ (condition de vitesse maximale du banc d'essais). Les modalités de simulation sont présentées partie II.1.2. (Gentric et Midoux, 2005).

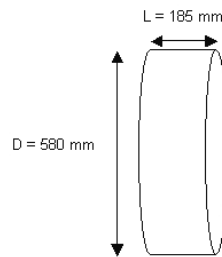


Figure II.33. Roue cylindrique à flancs droits

II.2.2.2. Configurations des roues étudiées

L'établissement d'une comparaison objective entre la résolution numérique de l'écoulement et les mesurages repose sur une démarche en plusieurs étapes (Gentric et Midoux, 2005, 2006, 2007, 2008). Il s'agit, à partir des conditions de simulations décrites en partie II.1.2., de reproduire l'écoulement de l'air pour des cas de figure, au départ, simplistes et de se rapprocher, à terme, d'une situation correspondant à une configuration expérimentale précise. Cette approche permet également de mettre en évidence la contribution de paramètres opératoires et géométriques de la roue à l'écoulement.

II.2.2.2.1. Cas d'une roue cylindrique

Influence de la vitesse pour une roue cylindrique

L'écoulement est simulé pour une roue cylindrique aux flancs droits placée, sans son support, au centre de la veine aéraulique (cf. figure II.34.). Les calculs sont menés pour les cas suivants :

- $u_{sol} = u_\infty = 4 \text{ m.s}^{-1}$;
- $u_{sol} = u_\infty = 7 \text{ m.s}^{-1}$;
- $u_{sol} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (roue à l'arrêt) et $u_\infty = 7 \text{ m.s}^{-1}$.

Influence du modèle de turbulence

Différents modèles de turbulence ont été comparés au modèle $k - \varepsilon$ standard il s'agit de :

- Modèle RNG - $k - \varepsilon$: contrairement au modèle $k - \varepsilon$ standard, il a été établi à partir d'une théorie statistique. Les constantes de ce modèle sont alors différentes et des termes supplémentaires apparaissent dans les équations de transport de k et ε . Il s'avère valable pour une plus large classe de problèmes que le modèle standard, avec notamment la prise en compte des effets à bas nombre de Reynolds et des phénomènes tourbillonnaires.

- Modèle $k - \omega$: Ce modèle permet la résolution des équations de transport de l'énergie cinétique turbulente (k) et de la dissipation spécifique ou ($\omega = \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2}{2}}$). Il se révèle particulièrement bien adapté pour des écoulements au voisinage de parois ou encore pour des écoulements de cisaillement libre.
- Modèle du tenseur de Reynolds : Ce modèle est basé la résolution des équations de transport des composantes du tenseur de Reynolds ainsi que de la dissipation de la turbulence. Il présente comme principal intérêt, contrairement aux autres modèles, de ne pas reposer sur l'hypothèse d'une turbulence isotrope.

Ces trois modèles ont été employés pour simuler l'écoulement autour d'une roue lisse aux flancs arrondis qui se rapproche le plus d'un point de vue géométrique de la roue lisse mise en œuvre expérimentalement. Ils s'avèrent conduire à un écoulement de structure analogue à celle obtenue avec le modèle $k - \varepsilon$ standard. Ce modèle sera alors conservé pour l'ensemble de l'étude.

Influence de l'arrondi des flancs de la roue

Les flancs de la roue cylindrique sont modifiés de manière à reproduire des flancs représentatifs d'une roue réelle (cf. figure II.34.) On notera que la largeur de la roue est dans ce cas, de 200 mm. Les conditions de vitesses sont $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$.

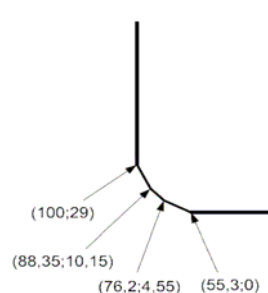


Figure II.34. Représentation des flancs arrondis de la roue (vue arrière)

Influence du support de roue

D'un diamètre de 90 mm, le support de la roue est intégré à la simulation de l'écoulement (cf. figure II.35.). Le support est considéré comme une paroi sans glissement, de vitesse nulle. Les conditions de vitesses sont $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$.

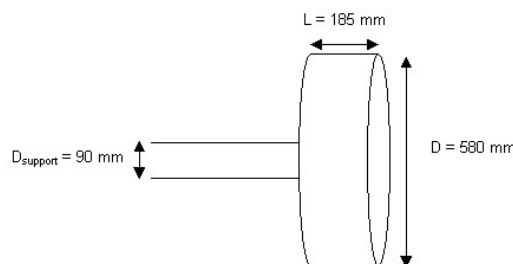


Figure II.35. Roue cylindrique et son support (vue de face)

Influence d'une seconde roue

Cette configuration, appelée « tandem » consiste à aligner une seconde roue cylindrique dans le sillage de la première (cf. figure II.36.). Les caractéristiques des roues sont identiques à celles de la roue cylindrique isolée. L'entraxe est de 680 mm et les conditions de vitesses sont $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$.

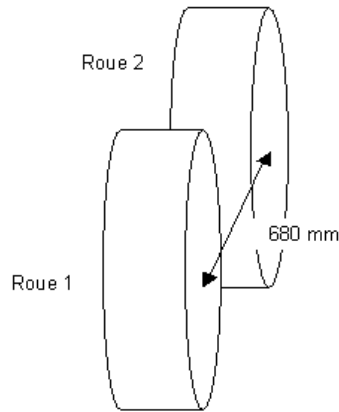


Figure II.36. Roues cylindriques en tandem

II.2.2.2. Simulation avec des géométries de roues réalistes

II.2.2.2.1. Écoulement de l'air seul

Après un examen de l'incidence de différents paramètres opératoires et géométriques sur l'écoulement, la simulation de l'écoulement autour d'une roue lisse aux flancs arrondis en présence de son support est réalisée. L'influence des ajours de la roue est également prise en compte. Toutefois, il n'est pas question de reproduire la géométrie complexe du voile de la roue mais, au contraire, de représenter de manière simplifiée les ajours (cf. figure II.37). Leur représentation consiste en une ouverture annulaire sur les flancs de part et d'autre de la roue. En effet, il est très compliqué, en simulation, d'individualiser les ajours tels qu'ils sont définis figure II.4. Les diamètres intérieur et extérieur de l'anneau sont respectivement 150 et 180 mm. Par ailleurs, un calcul instationnaire est mené, pour ces configurations, avec un pas de temps de 0,001 s.

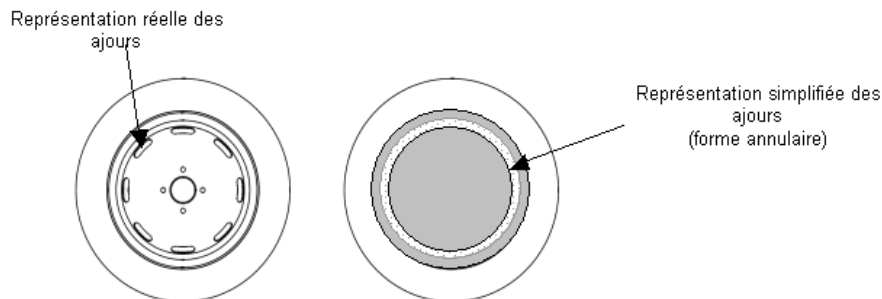


Figure II.37. Roue réelle et roue avec ajours simplifiés

II.2.2.2.2. Dispersion des particules

La simulation de la dispersion des particules dans le sillage de la roue repose sur le suivi lagrangien (cf. § II.1.2.6.) de particules sphériques de masse volumique $\rho_p = 2460 \text{ kg.m}^{-3}$ et de diamètres $0,9 \mu\text{m}$, $1,3 \mu\text{m}$, $1,8 \mu\text{m}$ et $2,5 \mu\text{m}$. Il s'agit, dans cette approche, de déterminer le comportement des particules aérosolisées par un écoulement cisailé et non par leur projection mécanique. Les conditions d'introduction consistent à déposer sur le sol, en aval du point de contact (coordonnées : $x = 110 \text{ mm}$; $y = 10 \text{ mm}$; $z = 0 \text{ mm}$), successivement et pour chaque diamètre, 500 particules. La vitesse initiale des particules est égale à celle du sol. Précisons qu'il n'est pas envisageable, en CFD, d'introduire les particules en amont du point de contact pour simuler le passage des particules sous la roue. Par ailleurs, l'influence des particules sur l'écoulement est, dans ce cas, négligée. La roue étudiée est une roue lisse ajourée en présence de son support. La roue et le sol sont animés d'une vitesse de 4 m.s^{-1} .

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Etablis à partir du protocole expérimental, les résultats présentés dans ce chapitre ont pour objectif d'apporter des éléments de réponse aux interrogations soulevées par l'auteur à l'issue de la revue de la littérature (chapitre I). Au-delà d'une approche simplement descriptive, l'illustration de l'écoulement dans différentes situations devrait permettre une interprétation des mécanismes aérodynamiques rencontrés. Il s'agira de mettre en lumière la contribution à l'écoulement de paramètres géométriques tels que les motifs de la roue ou encore la nature non-axisymétrique de cette dernière. Les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse sont présentés de manière synthétique. Le lecteur sera, à ce titre, régulièrement renvoyé à l'annexe III afin de prendre connaissance des résultats qui ne sont pas répertoriés dans cette partie.

III.1. Mesures aérodynamiques

III.1.1. Caractérisation aéraulique de la veine d'essais

La nature de l'écoulement dans la zone d'expérimentation, en l'absence de roue, est déterminée par la mesure de la composante longitudinale de la vitesse \bar{u} et de l'intensité de la turbulence

($Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$) correspondante pour trois plans transversaux (yz) situés à $x = -1300$, -300 et 700 mm

(cf. figure III.1.). L'origine $x = 0$ mm correspond à l'axe de la roue isolée. Les mesures sont réalisées avec des vitesses du sol et du flux entrant de 7 et 4 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

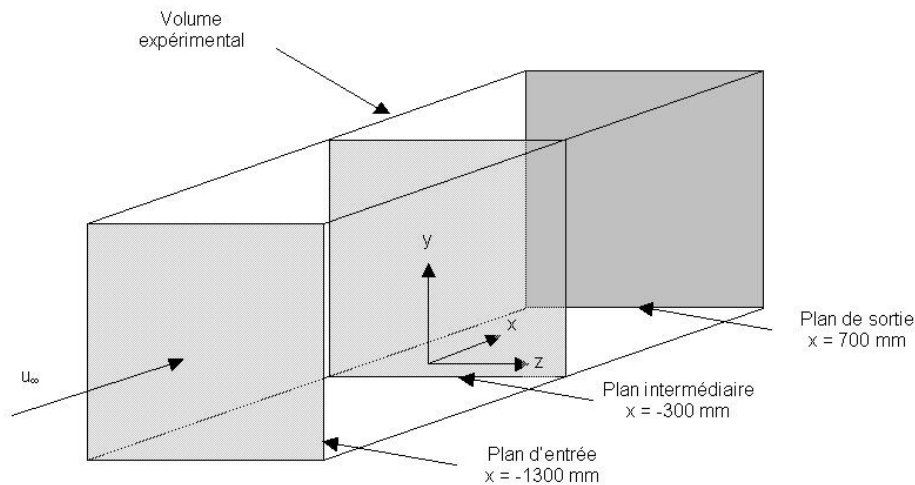


Figure III.1. Représentation des plans de mesures pour la réception de la veine aéraulique

La figure III.2. illustre ces champs de mesures pour les trois plans transversaux avec une vitesse telle que $u_{\text{sol}} = u_\infty = 7$ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Qu'il s'agisse du plan d'entrée, du plan intermédiaire ou bien du plan de sortie, la répartition de la composante principale de la vitesse du flux est homogène. Les profils de vitesse verticaux ($\bar{u} = f(y)$) établis en $z = 0$ mm sont comparables entre les différents plans et présentent une bonne similarité avec ceux obtenus par Burgin et al. (1986) (cf. figure III.3.). Ces profils démontrent notamment l'absence de couche limite même si leur partie inférieure n'est pas tout à fait verticale. L'écart relatif à la vitesse moyenne demeure toutefois inférieur à 6%.

Par ailleurs, deux zones localisées au niveau du sol pour $z = -250$ et 200 mm présentent, pour le plan d'entrée, des vitesses inférieures à u_∞ et voisines de 6 m.s^{-1} . Si ces zones sont bien identifiées à $x = -1300$ mm, elles sont, en revanche, significativement atténuées sur les deux autres plans. Sans pour autant en déterminer l'origine, ce phénomène se produit lorsque le sol est en translation et ne remet en question la bonne qualité de l'écoulement.

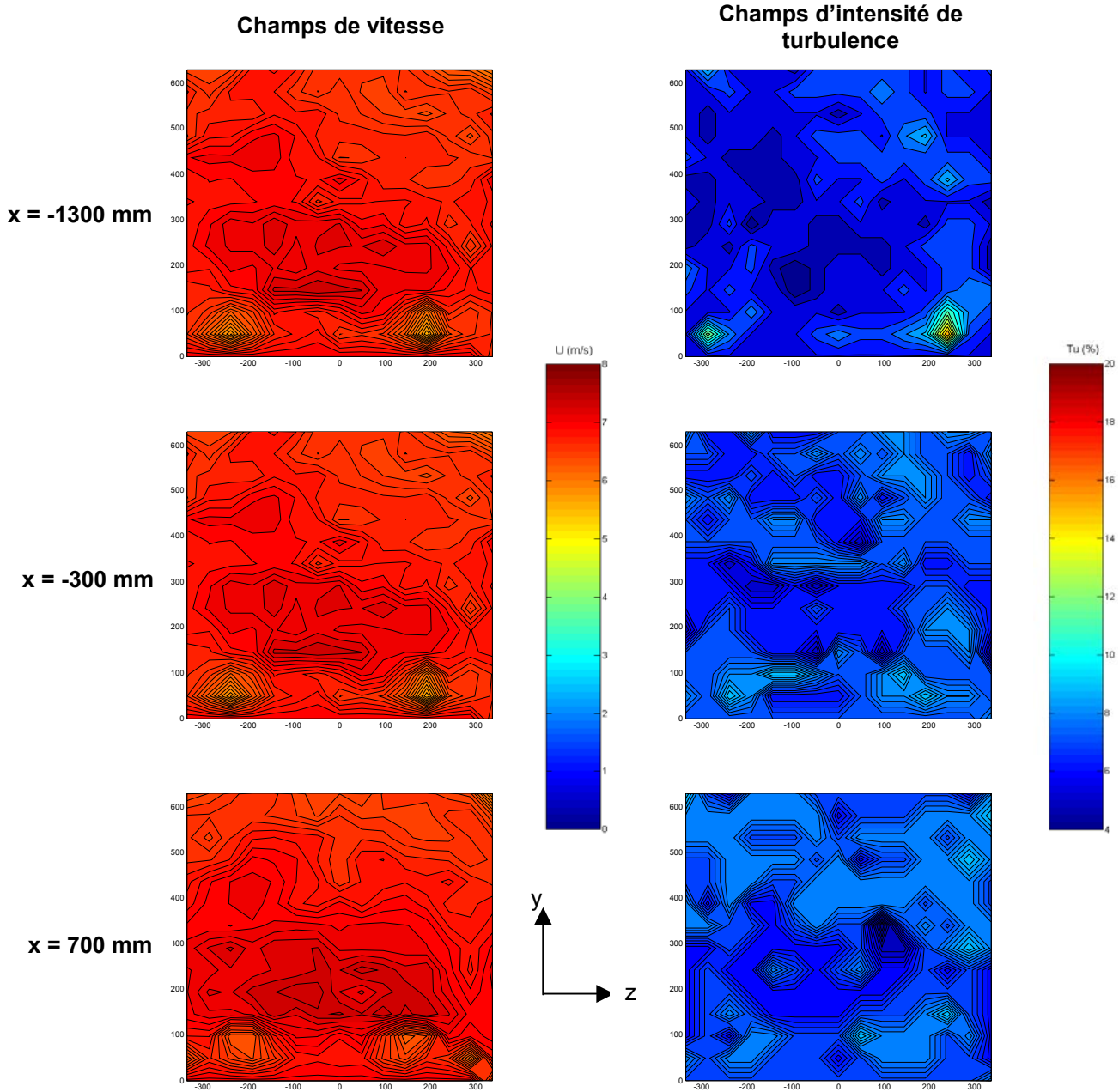


Figure III.2. Champs de vitesse (\bar{u}) et d'intensité de turbulence (Tu) pour $x = -1300, -300$ et 700 mm avec $u_{\text{sol}} = u_\infty = 7 \text{ m.s}^{-1}$

A ces faibles vitesses, correspondent des intensités de turbulence qui atteignent localement 16% alors que dans le reste des plans elles s'étendent de 4 à 6%. Elles demeurent toutefois supérieures aux prévisions de Comte-Bellot et Corrsin (1966). Selon les auteurs, la décroissance de l'intensité des

fluctuations longitudinales à l'aval d'une grille identique à celle disposée à l'entrée de la cellule d'expérimentation, peut être estimée à partir la loi de puissance suivante :

$$\frac{\overline{u'^2}}{\overline{u}^2} = 0,045 \left(\frac{\overline{u_\infty t}}{M} + \frac{t_0 \overline{u_\infty}}{M} \right)^{-1,25} \approx 0,045 \left(\frac{1600 + x}{M} \right)^{-1,25} \quad (\text{III.1})$$

Dans notre cas, si $u_\infty = 7 \text{ m.s}^{-1}$ et $x = -1300$ alors $\frac{\overline{u'^2}}{\overline{u}^2} \approx 0,045 \left(\frac{1600 + x}{M} \right)^{-1,25} = 4,47.10^{-4}$, soit

$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} \times 100 = 2,1\%$. Or, pour un point situé au centre de la veine de coordonnées $(-1300, 500, 0)$,

la valeur expérimentale est $Tu \approx 4,5\%$. Cependant, on observe une décroissance de l'intensité de la turbulence à mesure que l'on s'éloigne de la grille. A $x = -300 \text{ mm}$ et $x = 700 \text{ mm}$, la valeur expérimentale de Tu est respectivement de $3,5\%$ et 3% .

Si l'isotropie de la turbulence est vérifiée, selon les directions y et z de chaque plan, avec des moyennes quadratiques $\sqrt{\overline{v'^2}}$ et $\sqrt{\overline{w'^2}}$ proches, $\sqrt{\overline{u'^2}}$ est en revanche typiquement de l'ordre de $0,9 \times \sqrt{\overline{v'^2}}$. Les champs de mesures correspondants aux essais menés pour $u_{\text{sol}} = u_\infty = 4 \text{ m.s}^{-1}$ sont présentés en annexe III.

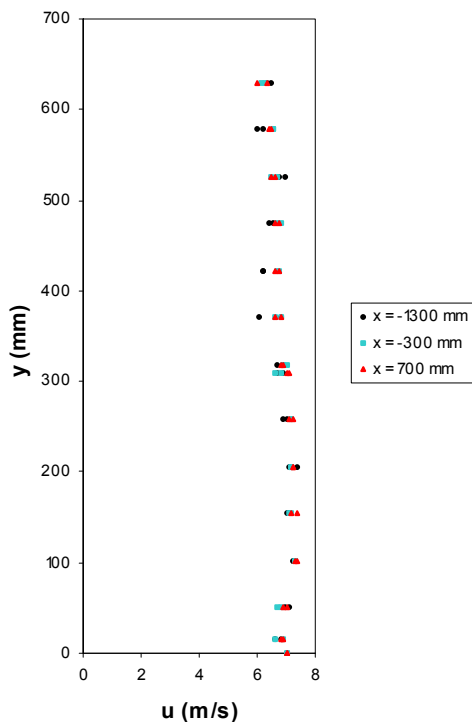


Figure III.3. Profils de vitesse verticaux en $z = 0 \text{ mm}$ pour $x = -1300, -300$ et 700 mm avec $u_{\text{sol}} = u_\infty = 7 \text{ m.s}^{-1}$

L'écoulement de l'air dans la zone d'expérimentation, en l'absence de roue, est également caractérisé par un spectre de fréquences spécifique du signal $\overline{u} = f(t)$ (cf. figure III.4.). Ce spectre est en quelque sorte le phénotype du système et constitue une caractéristique intrinsèque de la veine pour des conditions opératoires données. La mesure, pour chaque point, est réalisée, dans notre cas, avec une fréquence d'échantillonnage du signal de 100 Hz et permet, selon le principe de Nyquist-Shannon,

une analyse spectrale pour des fréquences comprises entre 0 et 50 Hz. La fréquence d'échantillonnage est définie de manière à accéder aux échelles de la micro-turbulence (échelles de Taylor). Cette fréquence, appelée fréquence de Taylor (f_T), est estimée à l'aide de la relation entre la dissipation de l'énergie cinétique turbulente (ε) :

$$\varepsilon = 0,084 \frac{u_\infty^3}{M} \left(\frac{u_\infty t}{M} \right)^{-\frac{9}{4}} = 0,084 \frac{u_\infty^3}{M} \left(\frac{1600 + x}{M} \right)^{-\frac{9}{4}} \quad (\text{III.2})$$

et les fréquences de Kolmogorov (f_k) et de Taylor. Ces fréquences sont définies telles que :

$$\frac{f_T}{f_k} = \frac{1}{\sqrt{15}} \quad (\text{III.3})$$

avec

$$f_k = \left(\frac{\varepsilon}{\nu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.4})$$

Pour le plan de mesures situé à $\frac{1600 + x}{M} = 50$, si $u_\infty = 7 \text{ m.s}^{-1}$ et $M = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$, alors

$$\varepsilon = 0,58 \text{ W.kg}^{-1}, \quad f_k = \sqrt{\frac{0,58}{1,75 \cdot 10^{-5}}} = 190 \text{ Hz} \quad \text{et} \quad f_T = \frac{190}{\sqrt{15}} \approx 50 \text{ Hz}.$$

La fréquence retenue pour l'expérimentation permet donc d'évaluer les échelles de la micro-turbulence à partir d'une distance de la grille égale à $\frac{1600 + x}{M} = 50$, soit $x = -1225 \text{ mm}$. Cette distance correspond approximativement à celle du premier plan de mesures ($x = -1300 \text{ mm}$).

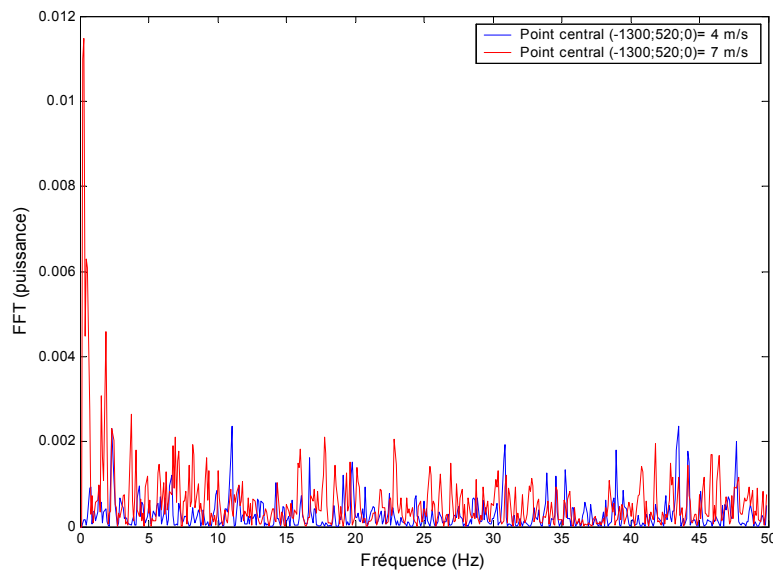


Figure III.4. Spectres de puissance du signal $u = f(t)$ déterminés au point $(-1300, 520, 0)$ pour la veine en l'absence de roue

Les spectres déterminés pour 4 et 7 m.s^{-1} se superposent, toute proportion gardée, de manière remarquable.

III.1.2. Écoulement autour d'une roue isolée

III.1.2.1. Roue isolée lisse sans flasques latéraux

Les champs de vitesse et d'intensité de turbulence déterminés pour la roue isolée, lisse et ajourée sont présentés figure III.5. Il s'agit des plans de mesures (yz) à $x = 0,25D$ et $1,20D$. Les résultats relatifs au plan établi pour $x = 0,85D$ sont présentés en annexe III.

A $x = 0,25D$, en accord avec les observations de Fackrell et Harvey (1974), des vortex latéraux, légèrement décalés par rapport au profil de la roue, apparaissent au niveau du sol. La vitesse \bar{u} dans cette région est inférieure à u_∞ . Ces vortex sont la conséquence de la combinaison du flux incident principal et des flux latéraux générés par la surpression en amont du point de contact de la roue avec le sol (phénomène de « wheel jetting »). La dissymétrie de l'écoulement induite par le support de la roue est, dans ce cas, très prononcée. En effet, le support possède son propre sillage dans lequel la vitesse longitudinale \bar{u} est sensiblement inférieure à u_∞ et l'intensité de turbulence, Tu , y est élevée. La présence de la roue et de son support provoque une accélération de l'écoulement et une augmentation de la vitesse \bar{u} à proximité des surfaces latérales de la roue. Ce phénomène correspond à la compensation locale du débit. Les travaux menés dans une veine aéraulique ouverte par Saddington et al. (2007) conforte cette dernière observation et indiquent que la composante longitudinale de la vitesse de l'air au voisinage de la roue peut atteindre $\bar{u} = 1,2u_\infty$.

L'écoulement de l'air sur la face latérale externe de la roue est caractérisé par une couche limite relativement épaisse, non uniforme et d'intensité de turbulence importante (~20 %). Malgré la région de faible vitesse et donc de basse pression en aval du support, la représentation des composantes secondaires de la vitesse (\bar{v} et \bar{w}) ne met pas en évidence de circulation d'air de la face latérale extérieure de la roue vers son bol.

Sur la face latérale interne de la roue, la couche limite se développe en partie sur le flanc du pneumatique mais surtout sur la surface « libre » du bol. La contrainte à la paroi est alors réduite et l'épaisseur de la couche limite faible. Ce phénomène est exacerbé en partie basse par la rotation de la roue.

A $x = 1,20D$, le champ de vitesse décrit une zone de faible vitesse longitudinale qui s'étend de la zone de sillage du support jusqu'à celle située dans l'alignement de la roue, c'est à dire entre le sol et son rayon. La présence de gradients de vitesse latéraux en partie basse est observée, notamment du côté extérieur de la roue. Ce champ de basses vitesses induit le déplacement du centre des vortex vers le plan de symétrie de la roue. Identifiés à $x = 0,25D$, ces vortex sont alimentés par le flux descendant de la partie supérieure de la roue et se développent dans le sillage. L'allure du champ de vitesse correspondant à cette configuration est semblable à celles proposées par Wäschle et al. (2004) dans des conditions expérimentales comparables.

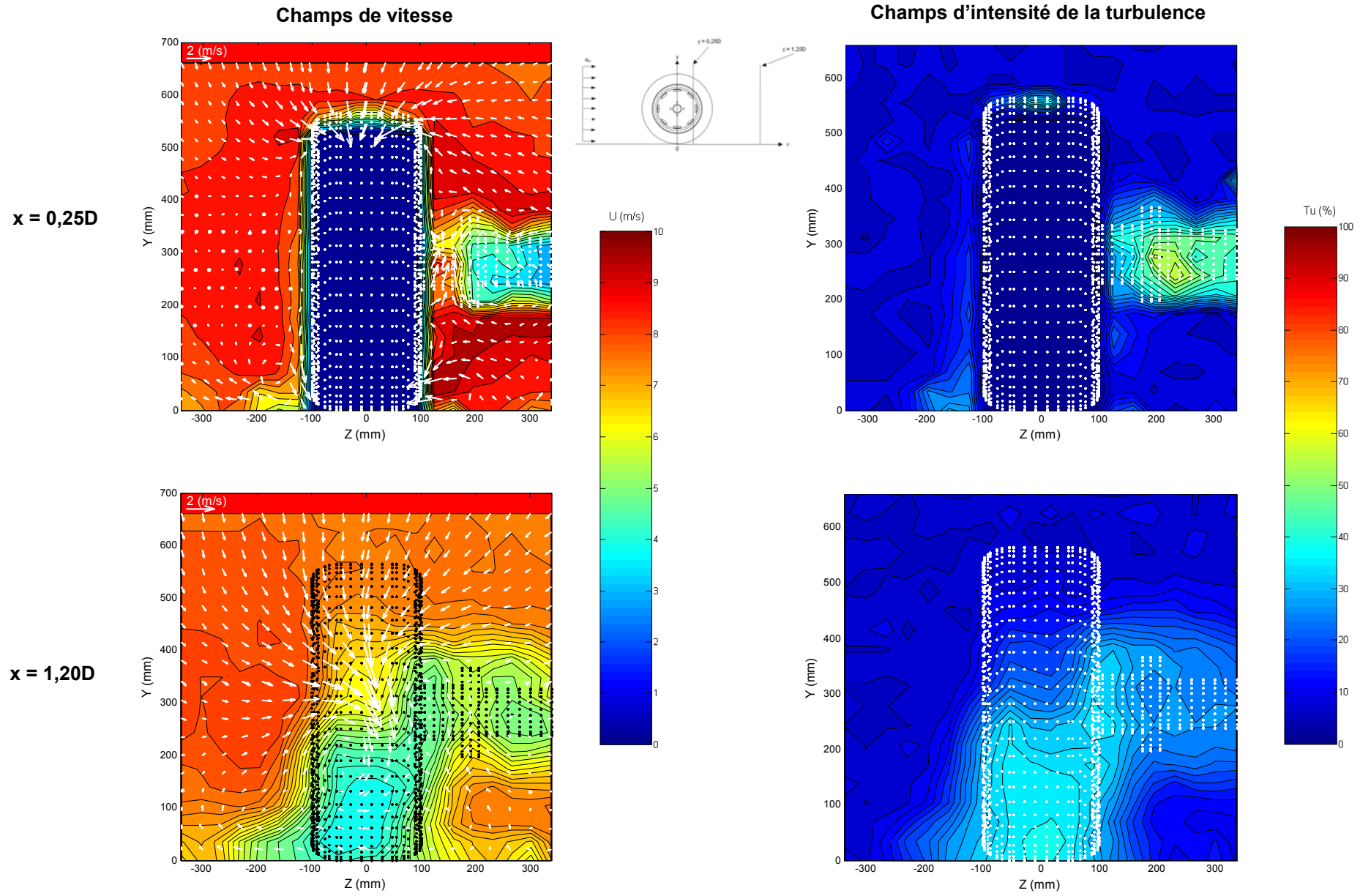


Figure III.5. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, lisse sans flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

La représentation du champ de vitesse par des lignes de courant, pour le plan transversal situé à $x = 1,20D$, corrobore les observations formulées précédemment (cf. figure III.6.). Elle illustre de manière éloquent le comportement de l'écoulement dans ce plan avec, notamment, la présence d'un vortex latéral gauche remarquablement formé. Cette représentation permet également de visualiser la déformation du vortex latéral droit et d'en déterminer la position.

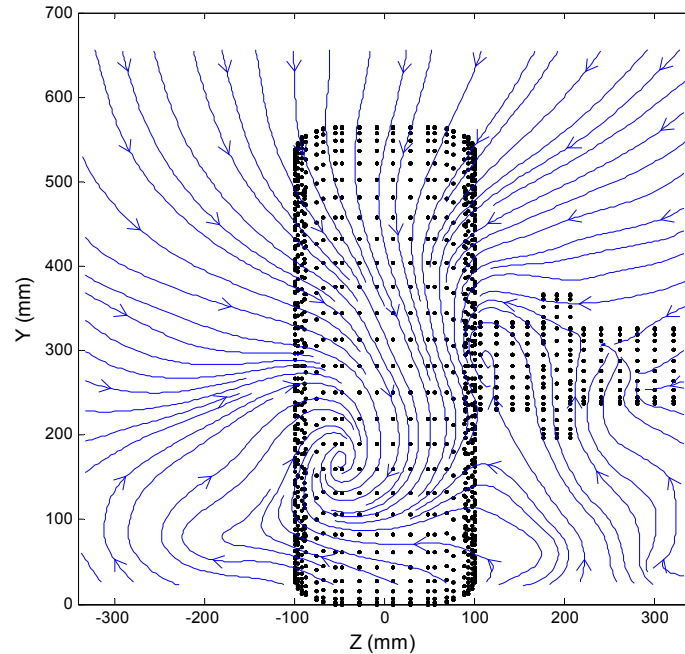


Figure III.6. Lignes de courant pour une roue isolée, lisse sans flasques – Plan (yz) pour $x = 1,20D$

Si l'anémométrie par films chauds ne permet pas d'affirmer la direction de la composante principale de la vitesse du flux, la visualisation de l'écoulement à l'aide de fumigène a confirmé l'absence de vitesses longitudinales négatives dans cette partie du sillage (cf. figure III.7.). Toutefois, l'introduction de fumigène à proximité du point de contact de la roue avec le sol démontre qu'une partie du flux d'air est aspirée en direction de la roue avant d'être entraînée à sa surface. L'autre partie du flux s'écoule, quant à elle, dans le sens opposé sous la forme d'un jet arrière. La séparation du flux s'opère, dans ce cas, à une distance d'environ $0,6D$ du centre de la roue (cf. figure II.8.).

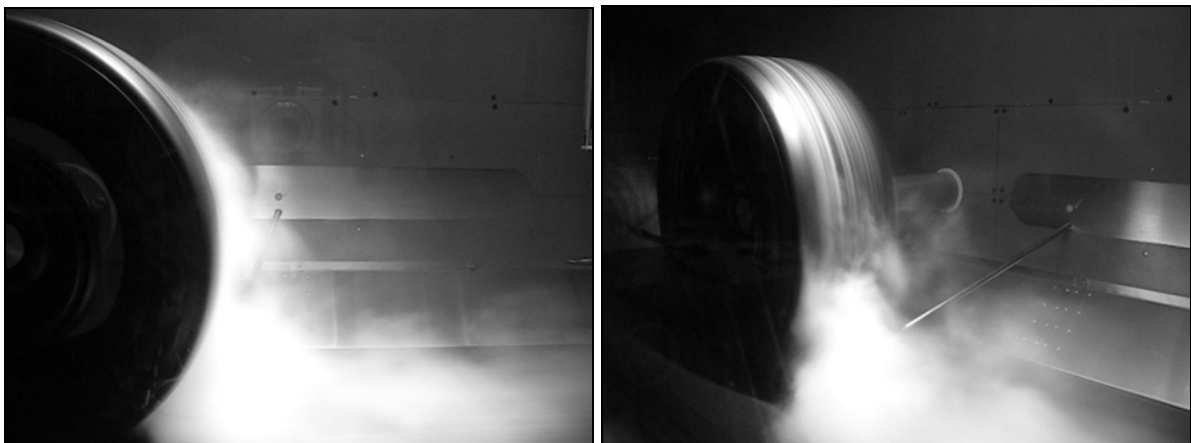


Figure III.7. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, lisse sans flasques

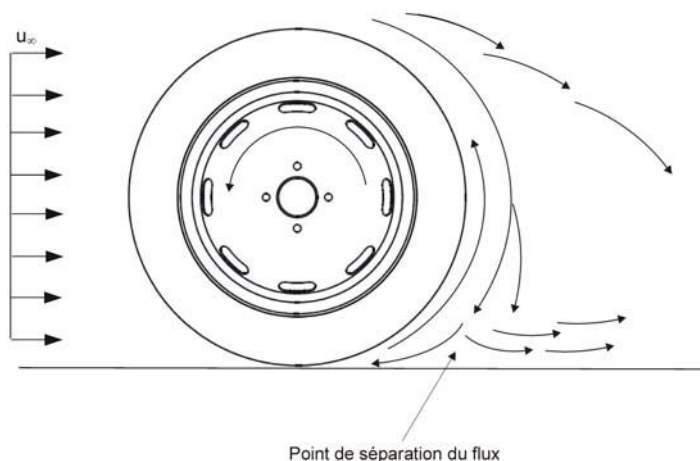


Figure III.8. Représentation du point de séparation du flux en aval du point de contact

Si les valeurs les plus élevées de l'intensité de turbulence (~50%) sont localisées dans la région centrale du sillage de la roue, l'analyse spectrale de $v = f(t)$, menée en trois points de mesures dans cette partie de l'écoulement, ne révèle pas de fréquences particulières (cf. figure III.9.). L'écoulement, dans cette partie du plan de mesure, ne semble pas présenter de caractère instationnaire.

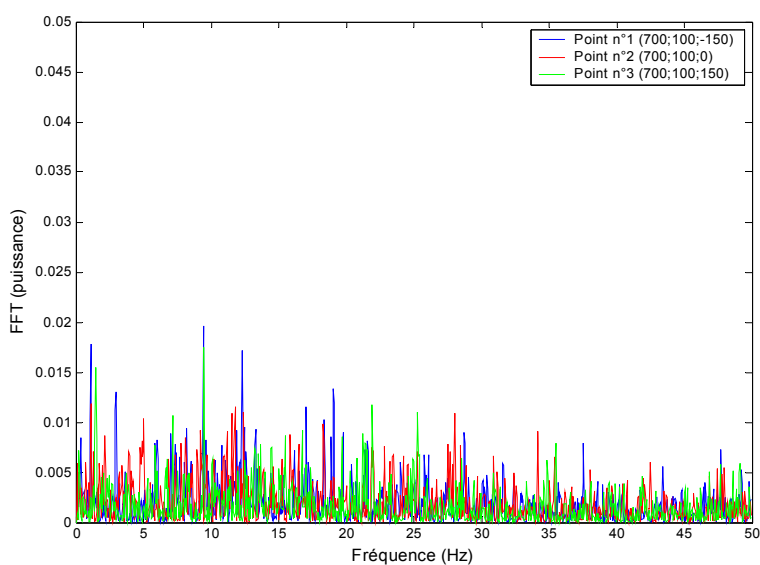


Figure III.9. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue isolée, lisse sans flasques

III.1.2.2. Roue isolée lisse avec flasques latéraux

Les champs de vitesse et d'intensité de turbulence déterminés pour la roue isolée, lisse et non ajourée sont présentés figure III.10. Il s'agit des plans de mesures (yz) à $x = 0,25D$ et $1,20D$. Les résultats relatifs au plan établi pour $x = 0,85D$ sont présentés en annexe III.

La mise en place de flasques latéraux sur la roue modifie sensiblement l'écoulement (cf. figure III.10). Hormis la région de faible vitesse dans le sillage du support de la roue, le champ de vitesse longitudinale présente à $x = 0,25D$, un écoulement relativement symétrique de part et d'autre de la roue. Bien que moins bien caractérisés, les vortex apparaissent en partie basse de chaque côté de la roue. La couche limite qui se développe sur la surface des flasques, notamment sur la face externe, est moins épaisse que dans le cas précédent. L'intensité de turbulence est, dans cette partie, réduite à moins de 10%. L'écoulement de l'air sur les flancs de la roue en rotation est à l'origine des zones de forte vitesse observées en partie basse, à gauche et à droite du pneumatique ($y \sim 50$ mm et $z = \pm 120$ mm). La quantité de mouvement et la pression dynamique, dans cette partie de l'écoulement, sont significativement accrues par rapport au cas de figure précédent et constituent vraisemblablement l'origine des différences les plus remarquables entre les deux configurations.

Il apparaît sur le plan (yz) établi à $x = 1,20D$ que le sillage de la roue est caractérisé par une zone de faible vitesse longitudinale nettement réduite. D'une largeur équivalente à celle du pneumatique, cette région s'étend principalement de 150 mm à 300 mm au-dessus du sol. En revanche, la partie basse située entre le sol et le demi-rayon de la roue est illustrée par un jet arrière intense dont la vitesse moyenne \bar{u} est de l'ordre de 6 m.s^{-1} . Cette modification singulière de l'écoulement est la conséquence d'une augmentation de la force motrice en termes de quantité de mouvement ou de pression entre les extrémités latérales et le centre de la roue. Les composantes secondaires de la vitesse de l'air indiquent alors que l'écoulement est, non seulement, dirigé vers le plan de symétrie du système ($z = 0$ mm) mais également orienté vers le haut. Les vortex latéraux ont disparu et la partie centrale du sillage est le lieu de rencontre de flux ascendant et descendant.

Ces résultats corroborent les travaux expérimentaux de Mears et Dominy (2004) qui observaient, à $x = 0,75$ et $1D$, une orientation du flux vers le plan de symétrie vertical et la disparition du vortex latéral du côté de la roue équipé d'un flasque. L'intensité de turbulence est, dans cette zone, élevée (> 50 %). A noter que le demi-plan supérieur est comparable à celui décrit pour une configuration sans flasques.

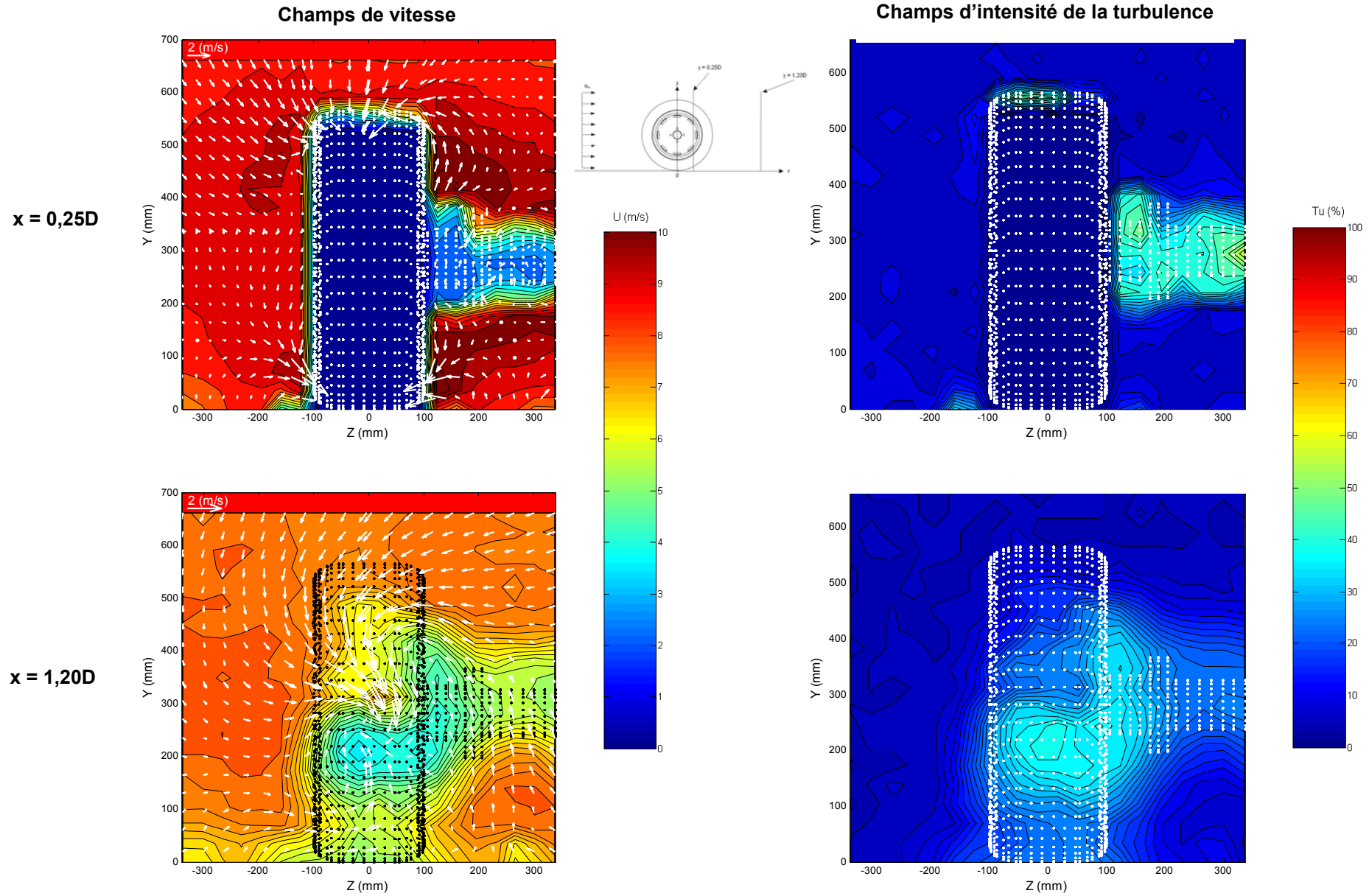
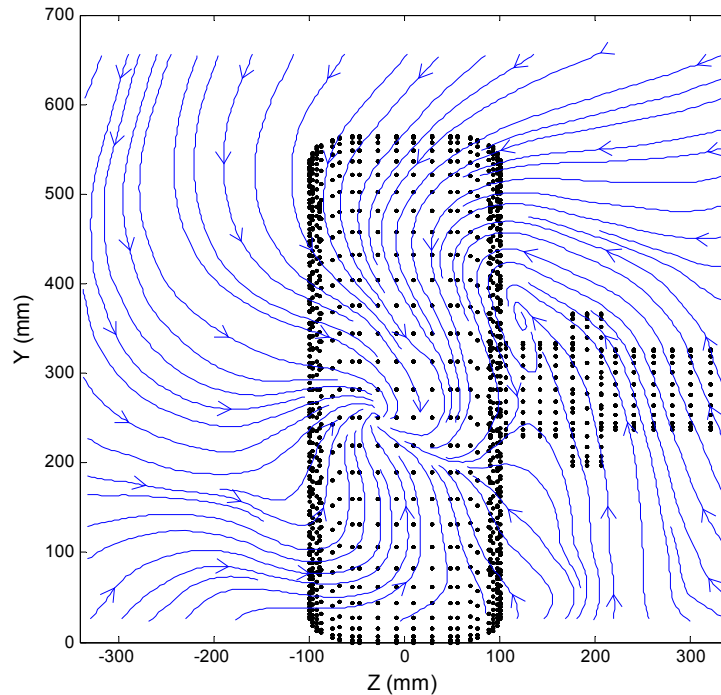


Figure III.10. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, lisse avec flasques – plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

La représentation du champ de vitesse à $x = 1,20D$ sous forme de lignes de courant illustre explicitement la modification de l'écoulement en présence des flasques latéraux (cf. figure III. 11.). Au-delà de la disparition du vortex latéral à gauche de la roue, cette illustration décrit la manière dont l'écoulement converge vers un point du plan situé à 250 mm du sol et légèrement excentré par rapport au plan de symétrie de la roue. Si pour le demi-plan droit, la nature de l'écoulement ne semble pas être globalement affectée par les flasques, on observe, cependant, que le centre du vortex, qui se situait pour la configuration précédente dans le sillage du support de la roue, est significativement déplacé vers le haut.



**Figure III.11. Lignes de courant pour une roue isolée, lisse avec flasques
Plan (yz) pour $x = 1,20D$**

La visualisation de l'écoulement à l'aide du fumigène permet d'apprécier l'allure générale de l'écoulement dans l'espace et de mettre en lumière les particularités aérodynamiques induites par les flasques latéraux en complément des observations formulées à partir du champ de vitesse et des lignes de courant correspondants (cf. figure III.12.).

Même si le phénomène semble moins accentué que dans le cas d'une roue ajourée, il apparaît clairement qu'une partie du flux est aspirée en direction de la roue avant de remonter jusqu'à son sommet pour être ensuite reprise par l'écoulement provenant de la partie supérieure de la roue. L'autre partie du flux est orientée dans le sens de l'écoulement général et prend la forme d'un jet arrière qui est, dans ces circonstances, plus intense et notablement plus resserré en présence des flasques. La position du point de séparation du flux est estimée, dans ce cas, vers $x = 0,6D$.

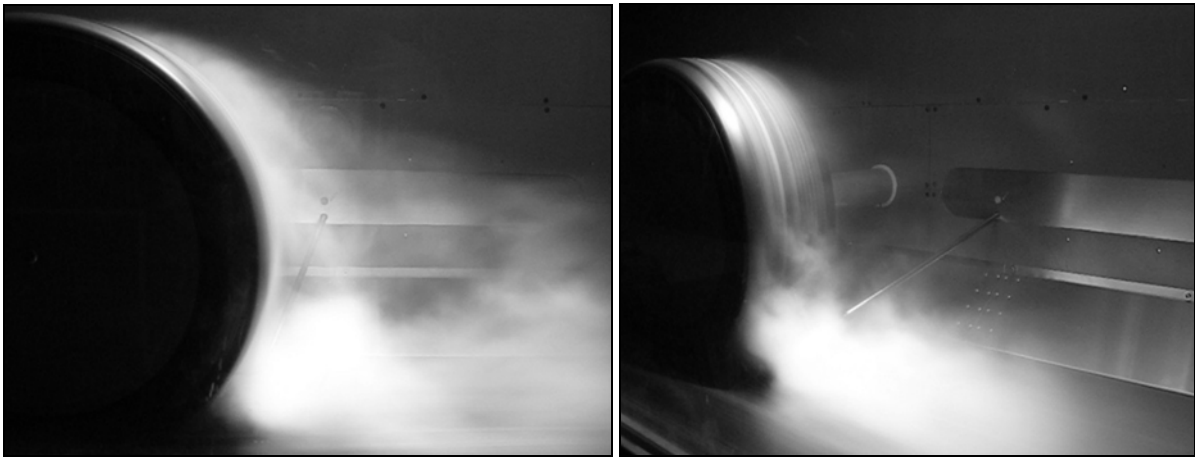


Figure III.12. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, lisse avec flasques

Par ailleurs, l'analyse spectrale n'indique pas de fréquence remarquable et démontre l'absence de phénomène instationnaire dans la zone de l'écoulement la plus turbulente (cf. figure III.13.).

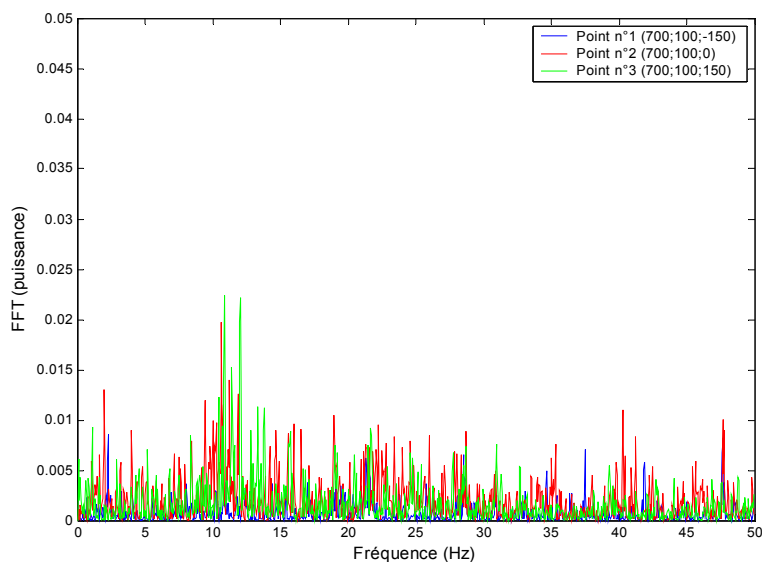


Figure III.13. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue isolée, lisse avec flasques

III.1.2.3. Roue isolée crantée sans flasques latéraux

A l'instar de la démarche entreprise pour la roue lisse, les champs de vitesse et d'intensité de turbulence dans le plan (yz) à $x = 0,25D$ et $1,20D$ pour une roue crantée et ajourée sont présentés figure III.14.

Le plan de mesures à $x = 0,25D$ indique la présence d'une couche limite épaisse sur la face latérale externe de la roue. Il semble que l'épaisseur de cette couche varie en fonction de la hauteur. Plus importante à $y = 250$ mm, l'épaisseur de la couche décroît sensiblement au niveau des flancs du

pneumatique. L'intensité de turbulence à proximité des faces latérales est de l'ordre de 20 - 30 %. Des zones de vitesse élevée sont observées de part et d'autre du pneumatique. L'écoulement sur la face latérale interne semble développer une couche limite plus fine. Un vortex latéral en partie basse est bien identifié à gauche de la roue ($z = -130$ mm) alors que la partie droite est caractérisée par un écoulement dirigé vers le plan de symétrie.

A $x = 1,20D$, l'écoulement est particulièrement asymétrique. Le champ de vitesse fait apparaître une région de faible vitesse localisée principalement dans le sillage du support et dans la partie centrale du profil de la roue sans toutefois atteindre le sol. Cette partie est également caractérisée par une intensité de turbulence élevée (20 à 30%). Observé à $x = 0,25D$, le vortex latéral s'est significativement développé à $x = 1,20D$ pour occuper les 2/3 du demi-plan inférieur. A cette distance de la roue, la représentation de l'écoulement sous forme de lignes de courant (cf. figure III.15.) indique la présence de deux zones tourbillonnaires de part et d'autre du support. Ces vortex de sens de rotation opposé, se superposent aux zones de faibles vitesses longitudinales et sont le siège de turbulences dont l'intensité peut atteindre 40%.

Alors que la présence d'un profil de vitesse en forme de lobe est avérée à gauche de la roue, la vitesse longitudinale dans la zone du sillage située au niveau du sol est remarquablement supérieure à celle correspondante au cas de la roue lisse. Ce phénomène de jet arrière a pour origine la structure du pneumatique dont la rotation favorise l'écoulement de l'air entre l'amont et l'aval du point de contact de la roue avec le sol. Le jet arrière s'écoule, dans ce cas, horizontalement avec pour conséquence l'atténuation voire la disparition du processus d'aspiration d'une partie du flux vers la roue (cf. figure III.16.). Par ailleurs, l'analyse spectrale du signal effectuée dans cette partie de l'écoulement ne révèle pas de fréquence caractéristique et démontre la nature stationnaire du jet arrière dans cette gamme de fréquence (cf. figure III.17).

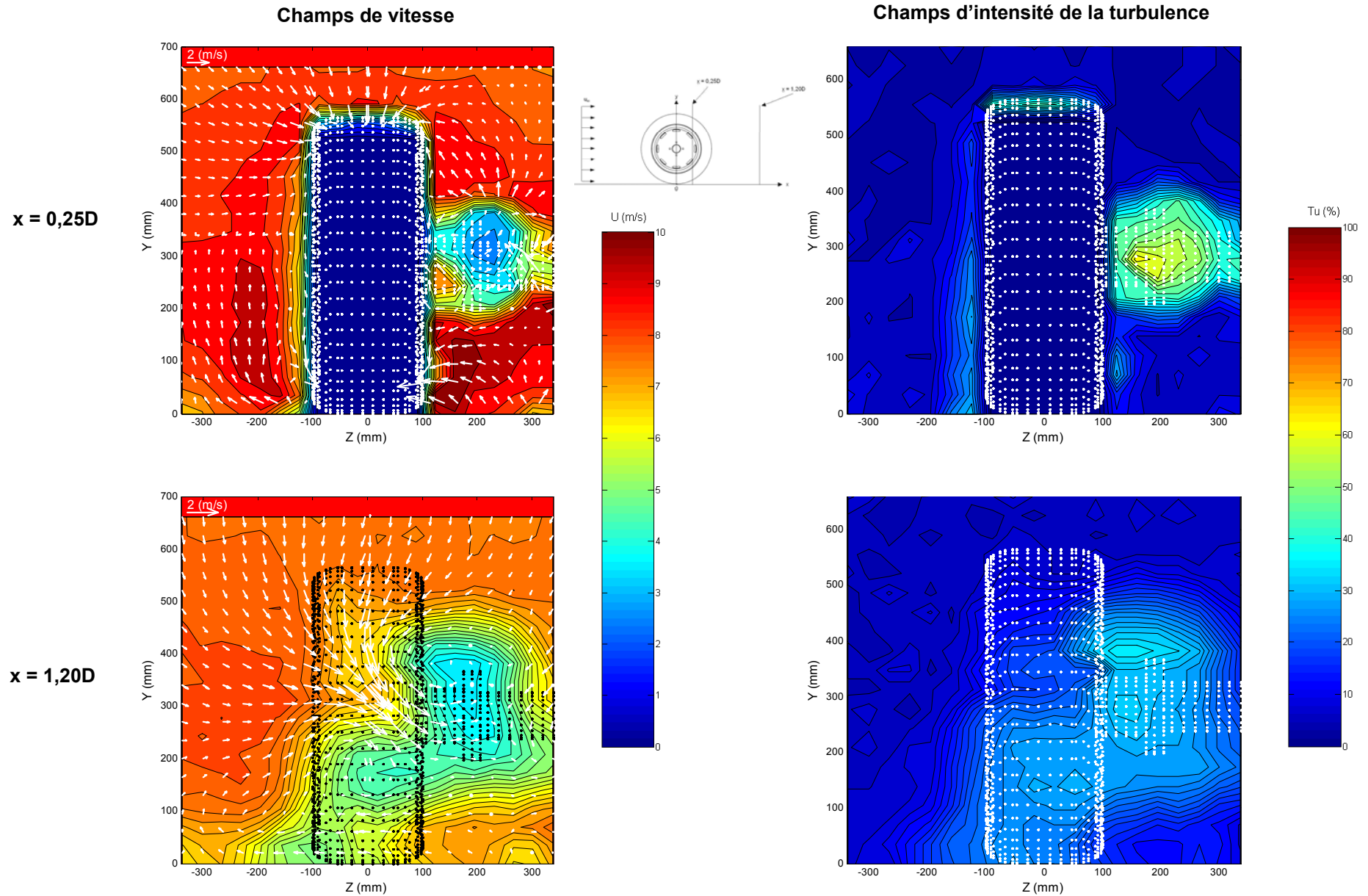
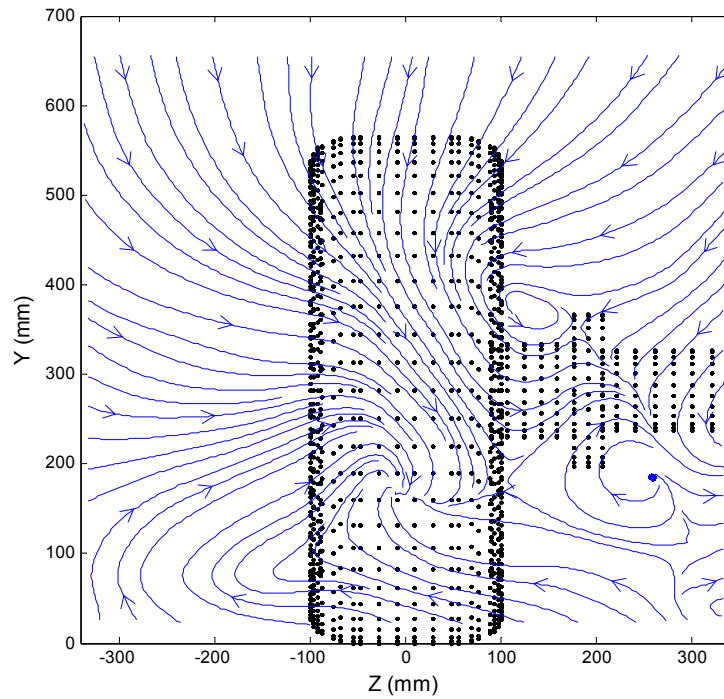


Figure III.14. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, crantée sans flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$



**Figure III.15. Lignes de courant pour une roue isolée, crantée sans flasques
Plan (yz) pour $x = 1,20D$**



Figure III.16. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, crantée sans flasques

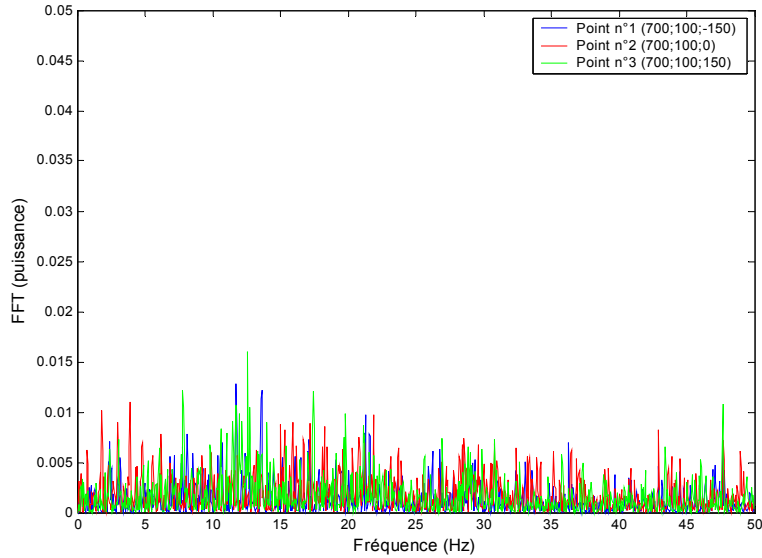


Figure III.17. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue isolée, crantée sans flasques

III.1.2.4. Roue isolée crantée avec flasques latéraux

De manière similaire au cas de la roue lisse, la mise en place de flasques latéraux contribue à la symétrie du champ de vitesse observée à $x = 0,25D$, notamment en partie basse de part et d'autre de la roue (cf. figure III.18.). La couche limite sur les faces latérales de la roue est relativement mince et l'accélération de l'écoulement au contact des flancs de la roue ($y = 80 \text{ mm}$ et $z = \pm 120 \text{ mm}$) est parfaitement perceptible. L'intensité de la turbulence est, dans ces régions, notablement réduite. Le gradient de quantité de mouvement entre les flux qui s'écoulent respectivement au voisinage des flancs et en aval du point de contact est plus intense que celui observé pour le cas d'une roue lisse équipée de flasques. Cette force motrice induit une orientation du flux en direction du plan de symétrie du système.

Les observations aérodynamiques formulées pour le cas de la roue lisse à $x = 1,20D$ sont exacerbées dans le cas du pneumatique cranté. La région de faible vitesse est décalée vers le haut. Le phénomène de jet arrière est accentué et le resserrement de l'écoulement vers le plan de symétrie du système est confirmé. En revanche, le phénomène d'aspiration en aval du point de contact n'est pas mis en évidence et les vortex latéraux inférieurs n'apparaissent plus. Dans cette configuration, le jet arrière se décompose en deux parties distinctes. La première décrit un écoulement au niveau du sol plutôt horizontal alors la seconde est caractérisée par une composante de vitesse verticale forte. De manière comparable à la roue lisse, les lignes de courant présentées figure III.19. convergent vers un point du plan de mesure même si ce dernier est situé dans le sillage du support de roue. En effet, la zone de dépression est alimentée par des flux ascendant et descendant qui se rencontrent vers 350 mm au-dessus du sol. La vitesse du flux ascendant est, dans ce cas, significativement plus élevée qu'avec la roue lisse et provoque une remontée de l'écoulement le long du pneumatique (cf. figure III. 20.).

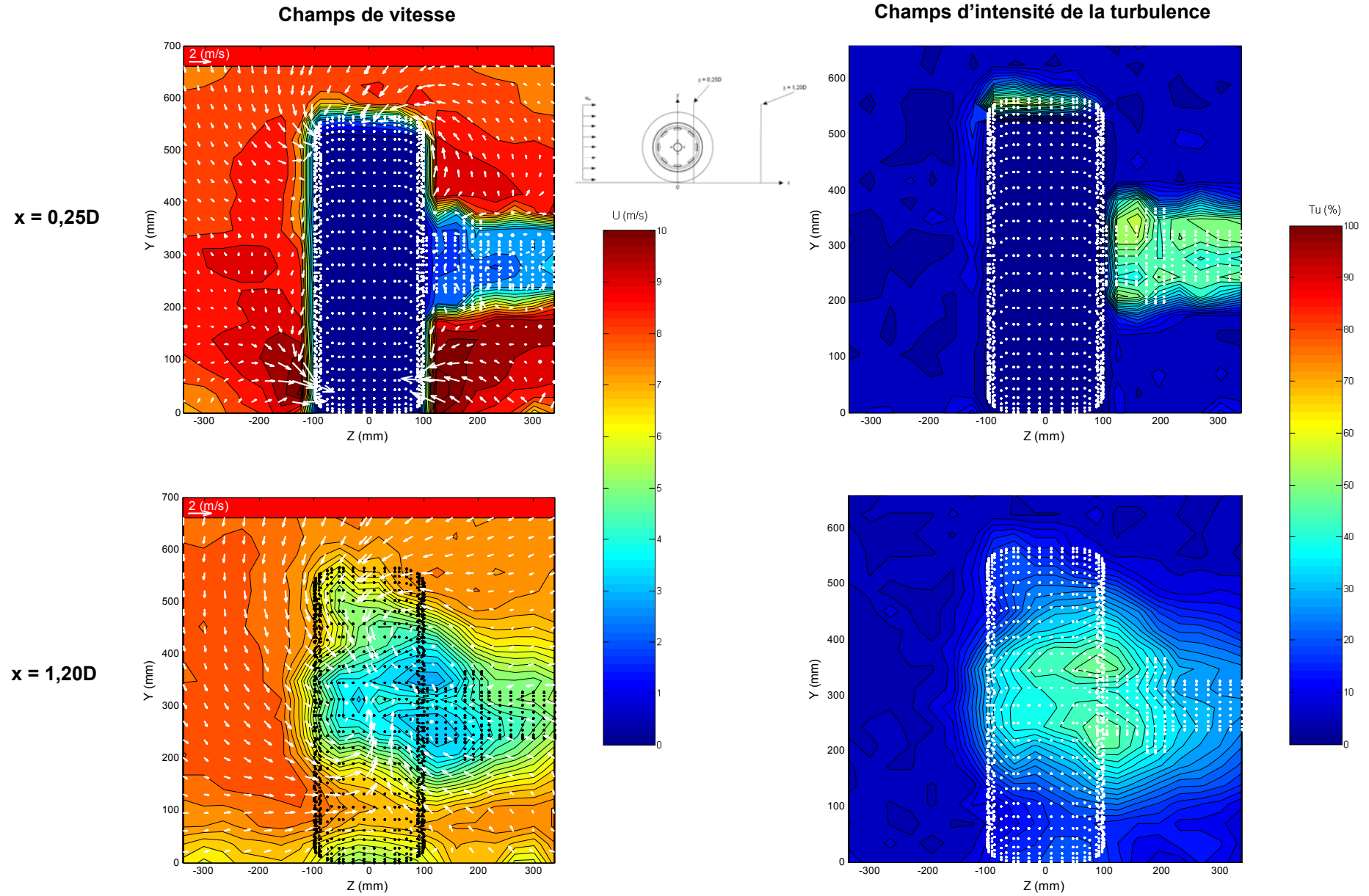


Figure III.18. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, crantée avec flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

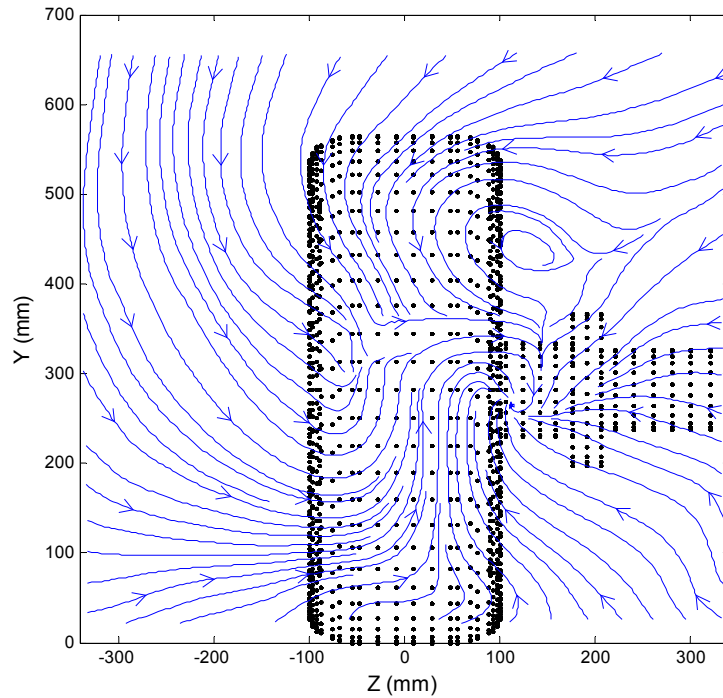


Figure III.19. Lignes de courant pour une roue isolée, crantée avec flasques
Plan (yz) pour $x = 1,20D$

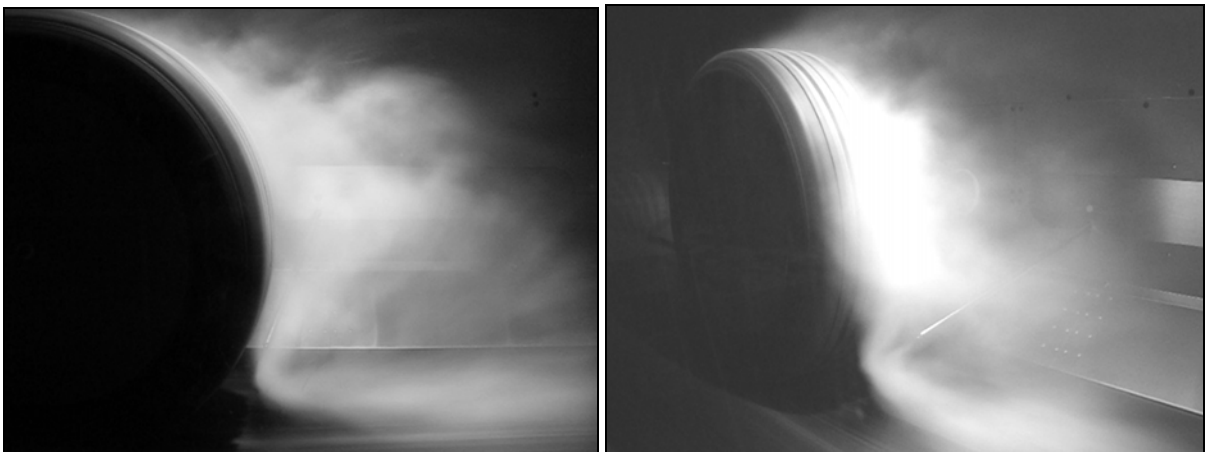


Figure III.20. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, crantée avec flasques

Les valeurs les plus élevées de l'intensité de turbulence ($\sim 50\%$) sont localisées dans le sillage du bras de fixation de la roue. Les champs de vitesse et de turbulence du demi-plan supérieur ne sont pas significativement affectés par l'installation des flasques latéraux. L'analyse spectrale du signal ne révèle pas de fréquences qui pourraient démontrer l'instationnarité du jet arrière.

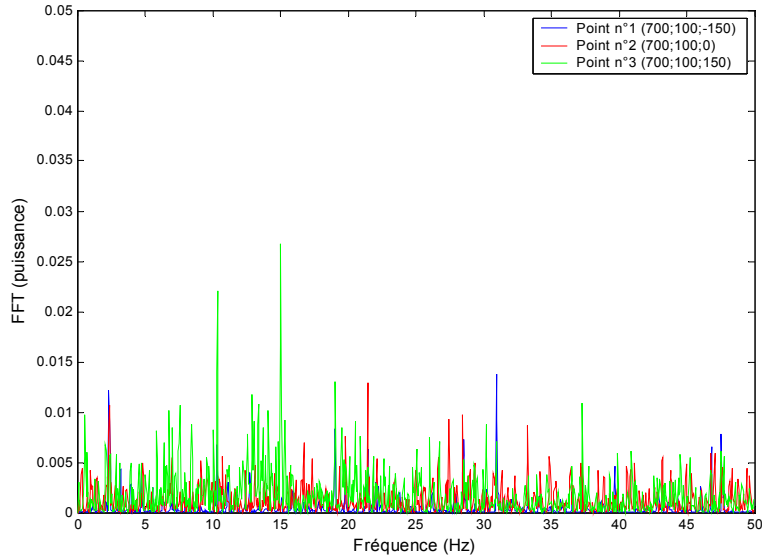


Figure III.21. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$ pour une roue isolée, crantée avec flasques

III.1.2.5. Influence de la rotation sur l'écoulement

Si les flasques latéraux influencent considérablement l'écoulement dans le sillage de la roue, il semble que la rotation soit un élément déterminant dans l'étude du phénomène. La présence des flasques n'explique pas, à elle seule, la disparition des vortex latéraux inférieurs et l'apparition d'un jet arrière important. A l'arrêt mais exposée à un flux d'air longitudinal, une roue équipée de flasques présente un sillage dans lequel des vortex latéraux sont à nouveau identifiés au niveau du sol (cf. figures III.22., III.23. et III.24.). Qu'il s'agisse d'une roue lisse ou d'une roue crantée, l'allure et l'intensité des champs présentés sont comparables.

A $x = 1,20D$, les vortex latéraux auxquels se superposent des lobes représentant une région de faible vitesse longitudinale, sont largement développés et occupent le demi-plan de mesures inférieur. Ces vortex sont alimentés par un flux descendant de la partie supérieure de la roue jusqu'au niveau du sol. De plus, les champs de vitesse et les lignes de courant correspondantes indiquent que les vortex et les lobes latéraux sont beaucoup plus larges et intenses que ceux observés pour une roue en rotation sans flasques (cf. figures III. 10. et III.18.). A cette distance de la roue, le jet arrière n'est pas distinctement identifié. En revanche, la visualisation de l'écoulement par le fumigène illustre très explicitement la présence de vitesses négatives, non seulement, dans le sillage proche de la roue mais également de part et d'autre de cette dernière (cf. figure III.24.). Les valeurs les plus élevées de l'intensité de turbulence sont, quant à elles, localisées dans les zones de vortex et ne dépassent pas 50%. Le déficit de connaissances sur cette thématique ne permet pas, d'un point de vue expérimental, de comparer rigoureusement ces dernières observations avec d'autres études. Cependant, ces résultats s'apparentent à ceux issus des travaux de simulation de Skea et al. (2000) et de Mears et Dominy (2004).

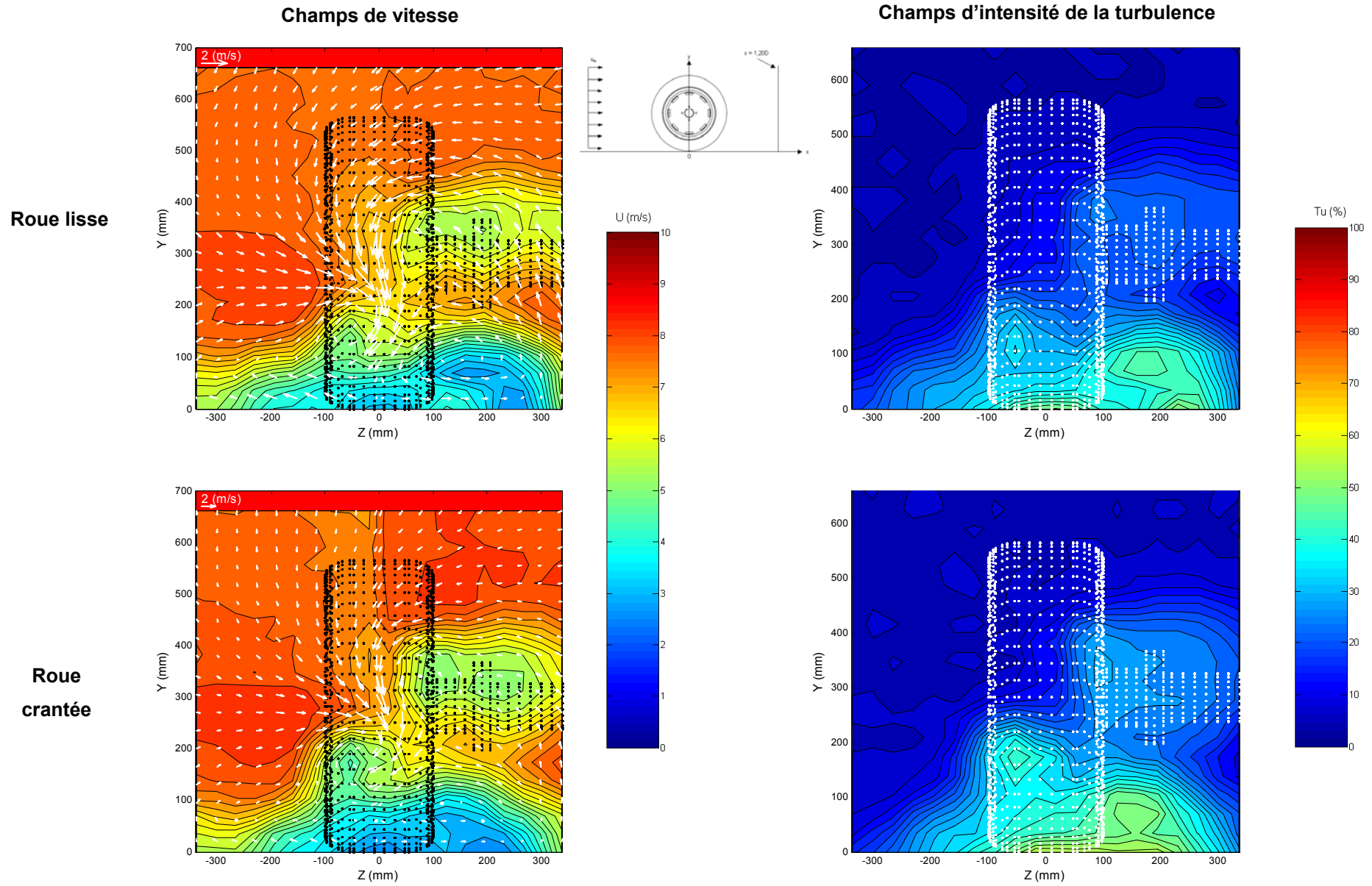
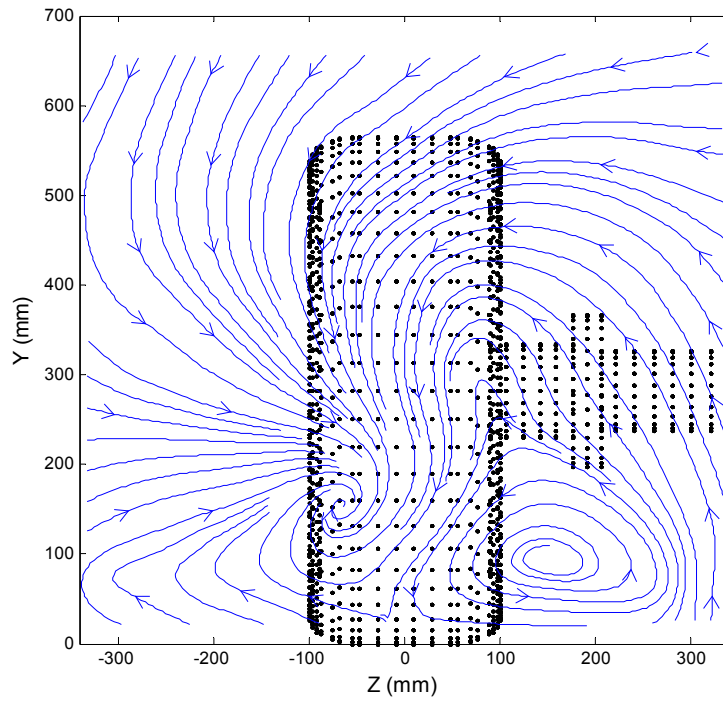
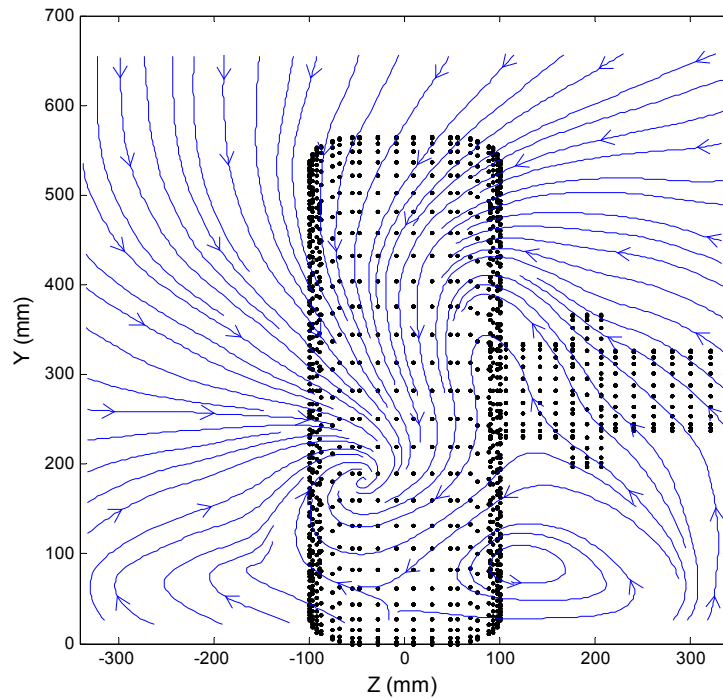


Figure III.22. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour des roues isolées, lisse et crantée avec flasques - Plans (yz) pour $x = 1,20D$ – Roues à l'arrêt



**Figure III.23. Lignes de courant pour une roue isolée, lisse avec flasques
Plan (yz) pour $x = 1,20D$ – Roue à l'arrêt**



**Figure III.24. Lignes de courant pour une roue isolée, crantée avec flasques
Plan (yz) pour $x = 1,20D$ – Roue à l'arrêt**

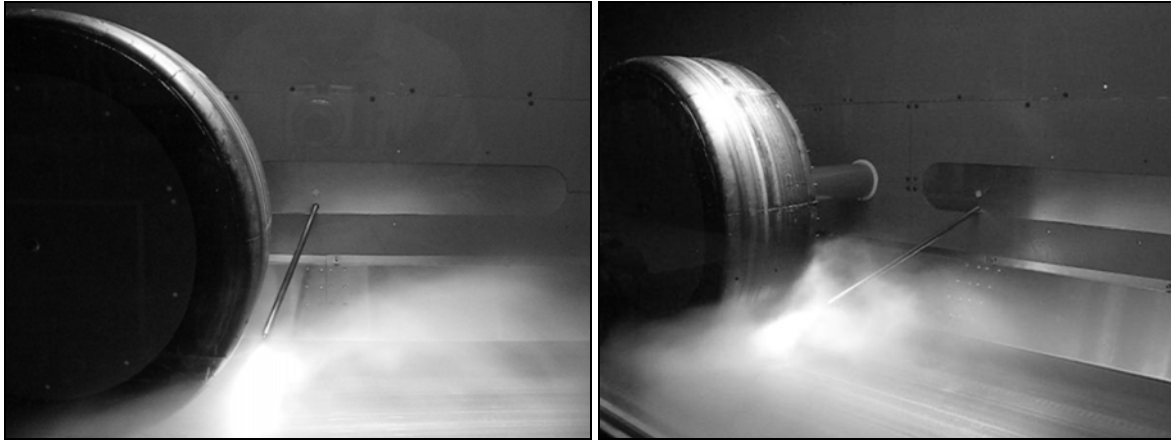


Figure III.25. Visualisation de l'écoulement pour une roue isolée, lisse avec flasques - Roue à l'arrêt

III.1.3. Écoulement autour d'une roue lisse capotée

Les champs de vitesse et d'intensité de turbulence relatifs au cas d'une roue capotée, lisse avec les flasques sont présentés figure III.26. Ces plans de mesures correspondent aux essais menés à une distance de la roue de $x = 0,25D$ et $1,20D$. Les résultats établis pour le plan transversal à $x = 0,85D$ figurent à l'annexe III.

L'illustration du plan de mesures déterminé à $x = 0,25D$ indique que la vitesse longitudinale dans le champ proche de la roue est homogène mais beaucoup plus élevée que dans le cas d'une roue isolée. Cette accélération de l'écoulement a pour origine une réduction de la section « libre » de la veine. En effet, la mise en place du capot accroît le taux d'obstruction pour atteindre 16%.

La représentation des composantes secondaires du flux révèle un écoulement significativement différent des autres cas de figure et témoigne de l'absence de vortex latéraux en partie basse de part et d'autre de la roue. Sur la partie droite du plan, le flux semble plutôt orienté vers la roue alors que l'écoulement dans la partie gauche ne présente pas de caractéristiques particulières. Il est toutefois regrettable que les outils de mesures disponibles pour ces essais ne permettent pas de s'approcher des flasques latéraux et d'illustrer la couche limite correspondante.

A $x = 1,20D$, la représentation graphique du champ de vitesse traduit un écoulement relativement symétrique et met en lumière une région de faible vitesse localisée en partie basse du profil de la roue. Le jet arrière observé avec une roue lisse équipée de flasques est, dans ce cas, sensiblement atténué. L'une des caractéristiques notoires de l'écoulement concerne la présence d'un flux descendant prononcé qui s'étend de la partie supérieure du capot jusqu'à environ 100 mm du sol. Sans pour autant être rigoureusement identique, ce phénomène se rapproche de ce que l'on observe pour un écoulement autour d'une roue à l'arrêt. En effet, la couche limite à la surface du capot est alors plus adhérente et son point de décollement est reculé par rapport à celui d'une roue en rotation.

En revanche, le flux ascendant est considérablement limité. Les lignes de courant indiquent la présence de larges vortex latéraux qui se développent et occupent, à cette distance, les deux tiers du plan de mesures (cf. figure III.27.).

Au-delà d'une modification de l'allure générale de l'écoulement, la présence du capot accentue la turbulence dont l'intensité atteint 40% dans une région qui s'étend du sillage de la roue jusqu'à celui de son support. Contrairement aux cas de figure étudiés précédemment, le spectre de fréquence montre que l'écoulement, en partie basse du plan, présente un caractère instationnaire avec des fréquences proches de 15 Hz (cf. figure. III.28.).

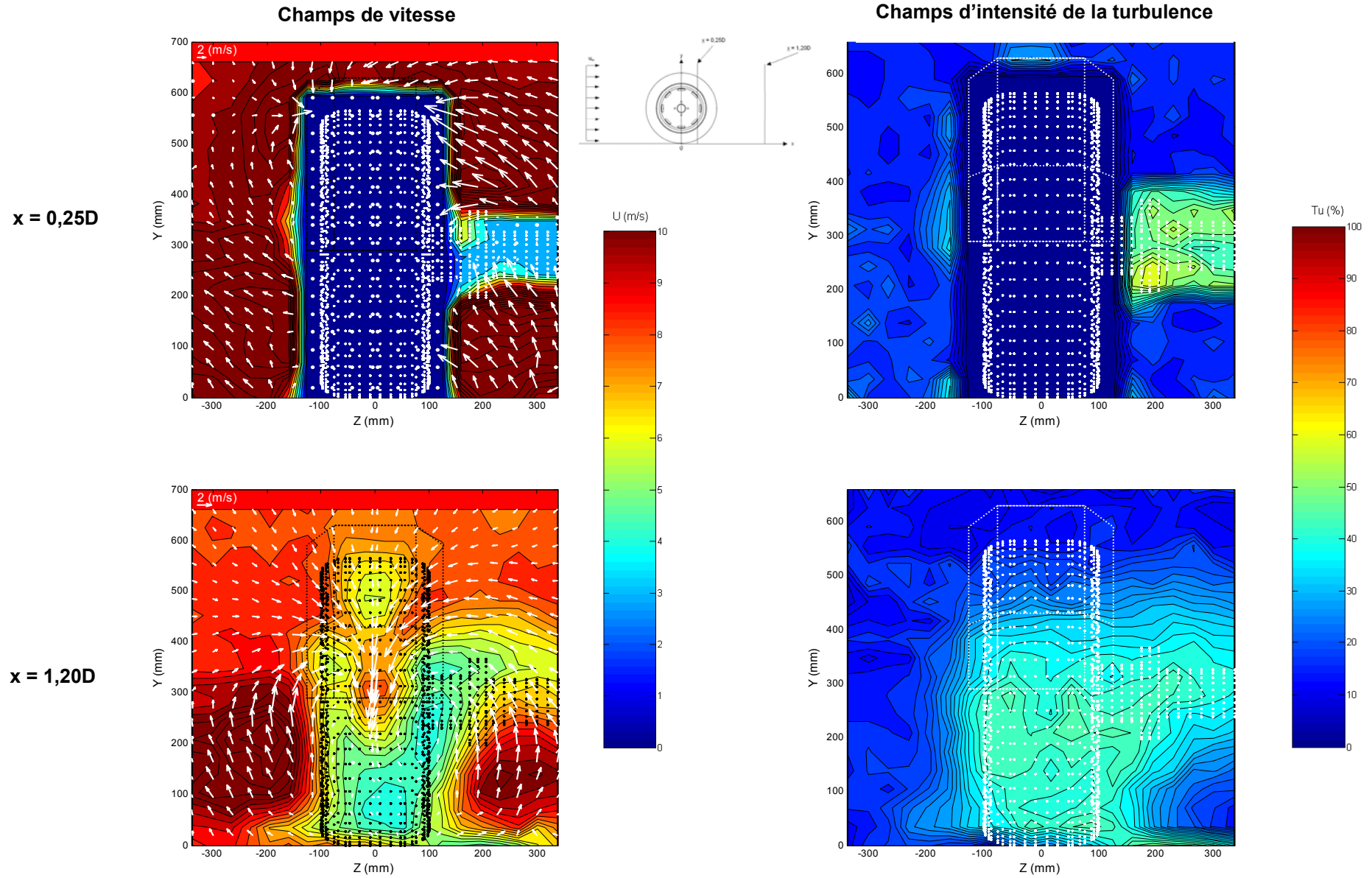
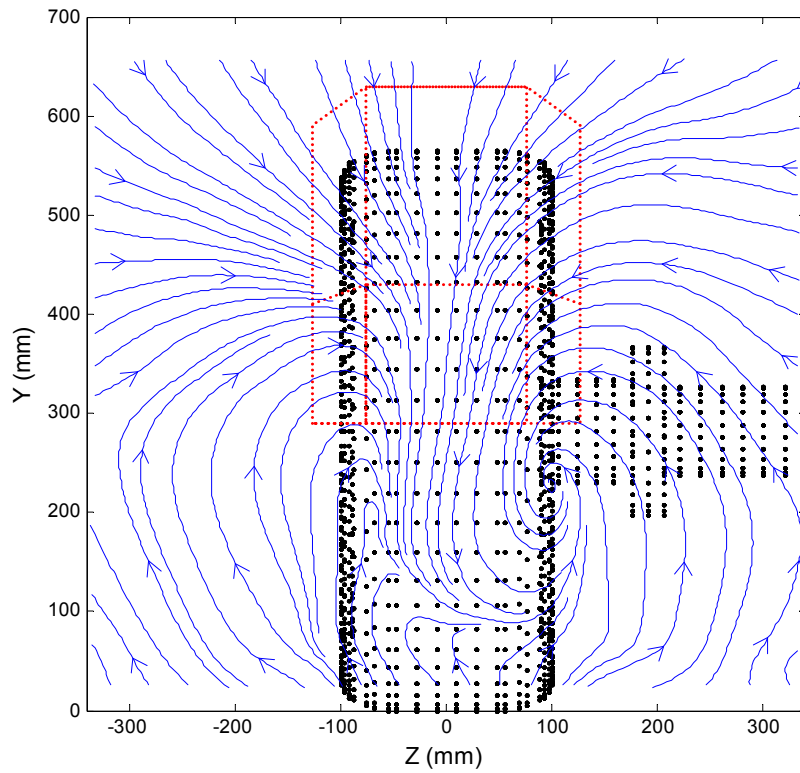
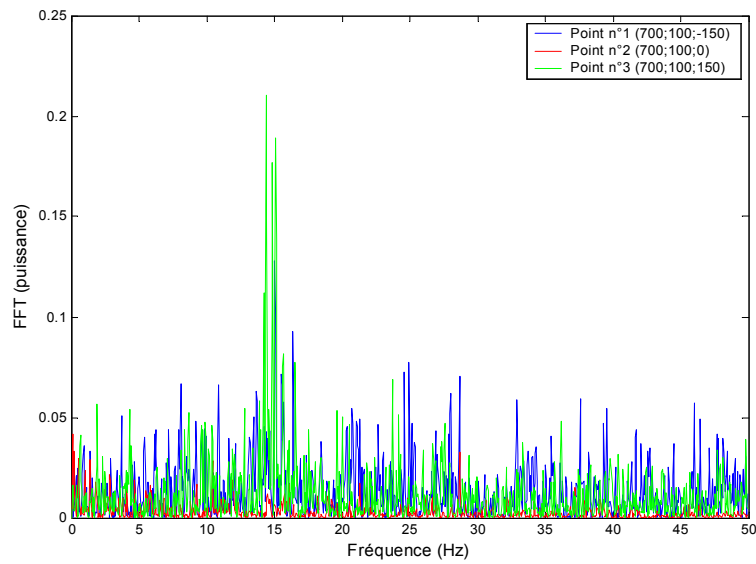


Figure III.26. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue lisse capotée avec flasques Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$



**Figure III.27. Lignes de courant pour une roue lisse capotée avec flasques
Plan (yz) pour $x = 1,20D$**



**Figure III.28. Spectres de puissance du signal $v = f(t)$ déterminés à $x = 1,20D$
pour une roue lisse capotée avec flasques**

III.1.4. Écoulement autour de deux roues crantées en tandem

III.1.4.1. Roues crantées sans flasques latéraux

Les champs de vitesse et d'intensité de turbulence déterminés pour cette configuration sont illustrés figures III.29. et III.30. Seule la représentation des plans transversaux à $x = 0,25D$ – roue 1, $x = 0,25D$ – roue 2 et $x = 1,20D$ – roue 2 est présentée dans cette partie. Il s'agit, dans ce cas, de mettre en exergue les conséquences aérodynamiques d'une roue par rapport à l'autre sur l'écoulement.

Le plan de mesures établi à une distance de $x = 0,25D$ de la première roue révèle l'existence d'une couche limite épaisse sur le flanc extérieur de la roue. Cette couche, dont l'épaisseur est régulière sur une hauteur égale au deux tiers du diamètre, semble légèrement plus importante à mesure que l'on se rapproche du sol. Cette dernière observation, qui s'applique également pour l'écoulement sur le flanc interne, démontre une bonne symétrie de part et d'autre de la roue même si le support perturbe localement l'écoulement. Les vortex latéraux apparaissent distinctement en partie basse et s'intègrent dans un mouvement général globalement dirigé vers le sommet de la roue.

A cette distance, l'écoulement présente des caractéristiques aérodynamiques semblables à celles de la roue isolée. L'influence de la seconde roue sur la première n'est perceptible que sur la partie supérieure de roue avec un avancement du point de décollement de la couche limite de l'air à la surface de la bande de roulement. Cela se traduit par une zone de faible vitesse au sommet de la roue accompagnée de turbulences dont l'intensité peut atteindre ponctuellement 50%.

A $x = 0,25D$, au niveau de la seconde roue, l'allure générale de l'écoulement est beaucoup moins symétrique que dans le cas précédent avec, notamment, la disparition du vortex latéral droit et le développement du vortex gauche. Toutefois, un phénomène d'aspiration du flux en direction du plan de symétrie, localisé de chaque côté de la roue, au niveau du point de contact de la roue avec le sol est observé. La zone de sillage du support est, dans ce cas, plus étendue et le décollement de la couche limite sur la partie supérieure de la roue est accentuée par rapport à la première roue.

Qu'il s'agisse du champ de vitesse ou encore des lignes de courant (cf. figures III.30. et III.31.), la représentation de l'écoulement dans le sillage à une distance de $1,20D$ de la seconde roue est remarquablement différente de celle correspondant à la roue seule. Si dans ce dernier cas, la présence des vortex latéraux était caractérisée au niveau du sol, la configuration en tandem sans flasques latéraux révèle non seulement leur absence mais surtout la présence de flux ascendants et descendants qui se rencontrent et donnent naissance à deux vortex situés de part et d'autre du plan de symétrie horizontal du système. Le phénomène de jet arrière est, dans ce cas, plus intense que celui observé avec la roue crantée isolée. La vitesse dans le jet est approximativement de $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette partie de l'écoulement ne présente pas de caractère instationnaire (cf. figure III.31.)

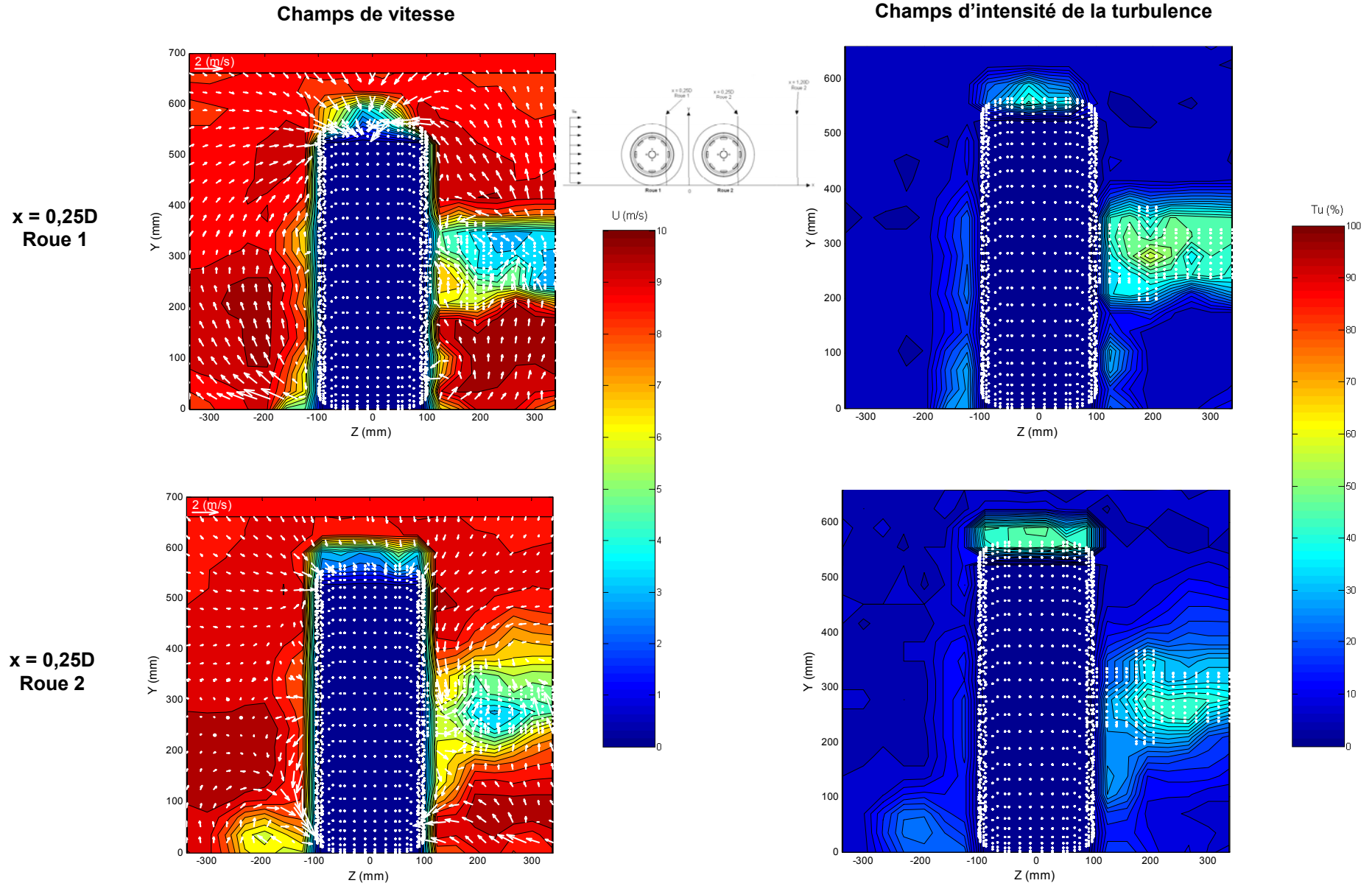


Figure III.29. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem sans flasques
Plans (yz) pour $x = 0,25D$ – roue 1 et $x = 0,25D$ – roue 2

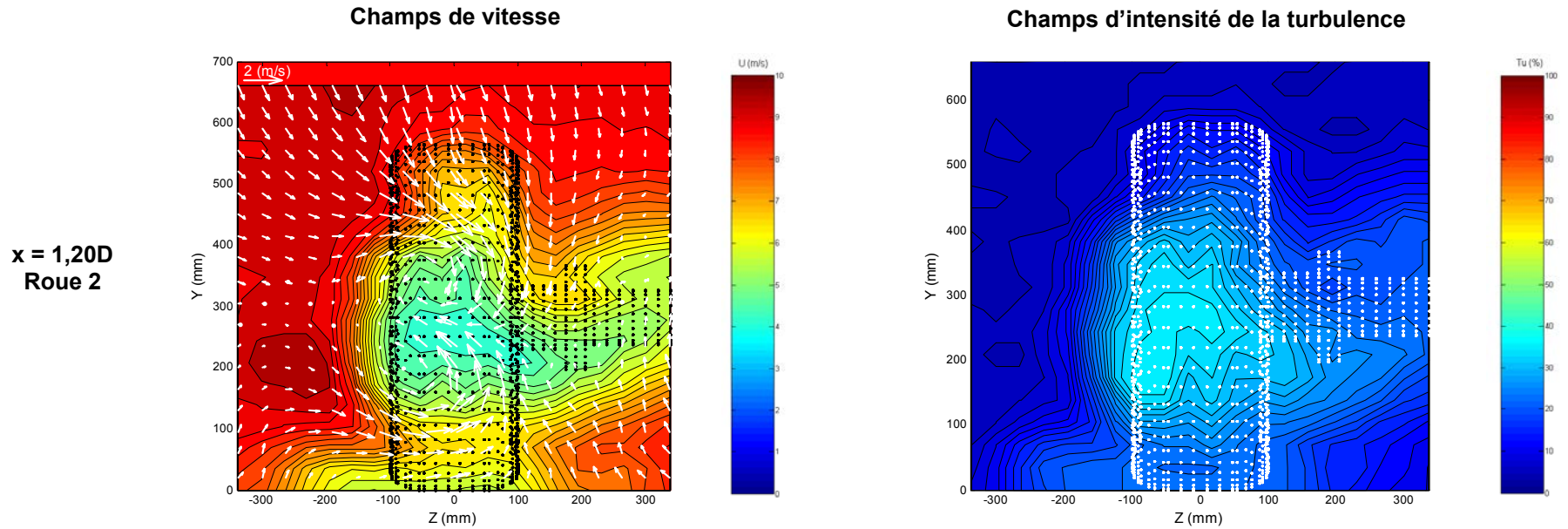


Figure III.30. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem sans flasques - Plan (yz) pour $x = 1,20D$ – roue 2

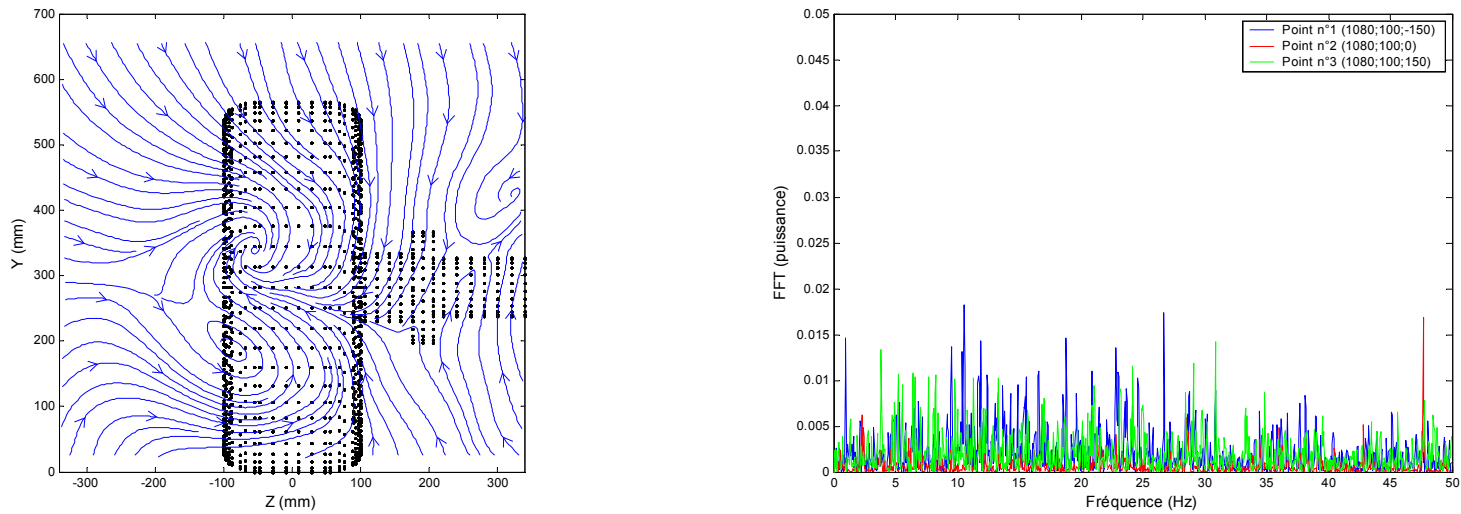


Figure III.31. Lignes de courant (à gauche) et spectres de puissance du signal $v = f(t)$ (à droite) déterminés pour deux roues crantées en tandem sans flasques pour $x = 1,20D$ – roue 2

III.1.4.2. Roues crantées avec flasques latéraux

Les résultats des mesures aérodynamiques relatives à l'étude d'un ensemble de roues crantées avec les flasques et disposées en tandem sont présentés figures III.32. et III.33. Ils concernent les plans de mesures établis à $x = 0,25D$ – roue 1, $x = 0,25D$ – roue 2 et $x = 1,20D$ – roue 2.

Le plan transversal de mesures réalisé à $x = 0,25D$ pour la première roue indique que la mise en place des flasques latéraux favorise le développement d'une couche limite dont l'épaisseur est significativement réduite par rapport à celle mesurée en l'absence des flasques. On retrouve en partie basse et de chaque côté de la roue, des zones de fortes vitesses (10 m.s^{-1}). La quantité de mouvement du fluide est, dans ces parties, accrue et contribue alors à la disparition des vortex latéraux ainsi qu'à un resserrement de l'écoulement en aval du point de contact.

Au-delà du sillage propre du support, le champ de vitesse présente, à cette distance, une symétrie verticale remarquable. La seconde roue ne semble pas, à $x = 0,25D$, modifier l'écoulement au voisinage de la première. En effet, la similarité avec le champ de vitesse correspondant à la roue crantée isolée et équipée de flasques est avérée même si le décollement de la couche limite sur la bande de roulement est pour la configuration en tandem, significativement accentuée. Par ailleurs, en dehors de la zone de sillage du support, l'intensité de la turbulence dans le reste du plan est faible et ne dépasse pas 6%.

Le second plan établi à $x = 0,25D$ – roue 2, montre que la nature de l'écoulement n'est pas modifiée par rapport au premier plan. Le champ de vitesse correspondant présente des caractéristiques proches du précédent avec notamment des régions localisées au niveau du sol et de chaque côté de la roue pour lesquelles la composante longitudinale de la vitesse peut atteindre 10 m.s^{-1} . Le resserrement du flux en aval du point de contact est également observé. La différence la plus notable concerne la zone de sillage du support qui est sensiblement plus étendue.

A $x = 1,20D$, l'incidence de la première roue sur le sillage de la seconde n'est pas perceptible. Qu'il s'agisse des champs de vitesse, de l'intensité de turbulence ou encore des lignes de courant, les résultats sont comparables à ceux obtenus en situation de roue isolée (cf. figure III.34.). On retrouve les flux ascendant et descendant qui, lorsqu'ils se rejoignent, forment deux vortex de sens de rotation opposé. L'intensité de turbulence est, à cet endroit, de l'ordre de 30% contre 55% dans le cas d'une simple roue. Le jet arrière est également bien identifié et notablement plus intense. La vitesse peut atteindre dans cette partie de l'écoulement 8 m.s^{-1} et ne présente pas de caractère instationnaire (cf. figure III.34.).

Cela semble indiquer qu'une solution permettant la maîtrise de l'envol de poussière est à trouver pour une roue isolée. Elle s'adaptera alors à un train multi-roues.

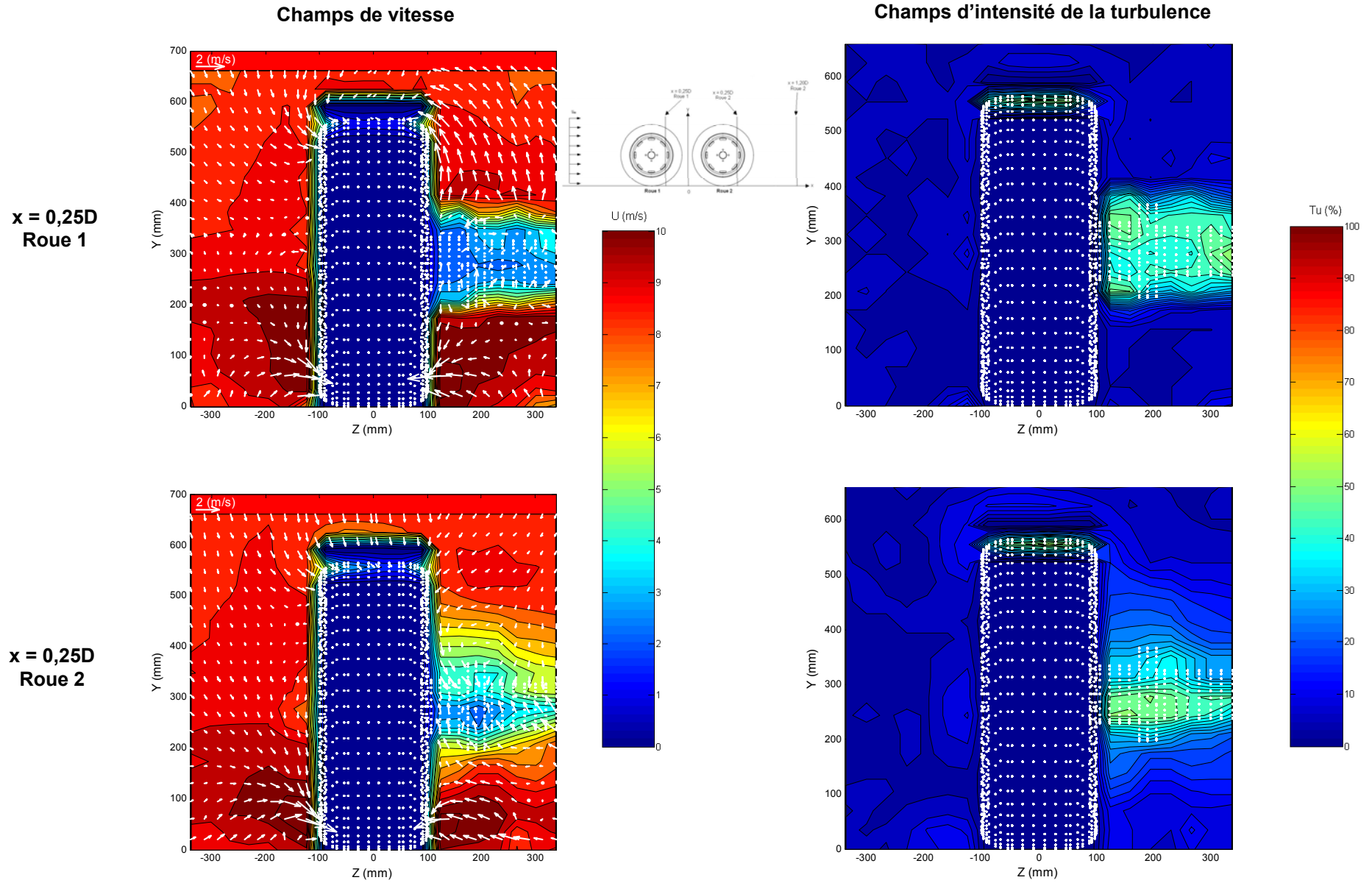


Figure III.32. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem avec flasques
Plans (yz) pour $x = 0,25D$ – roue 1 et $x = 0,25D$ – roue 2

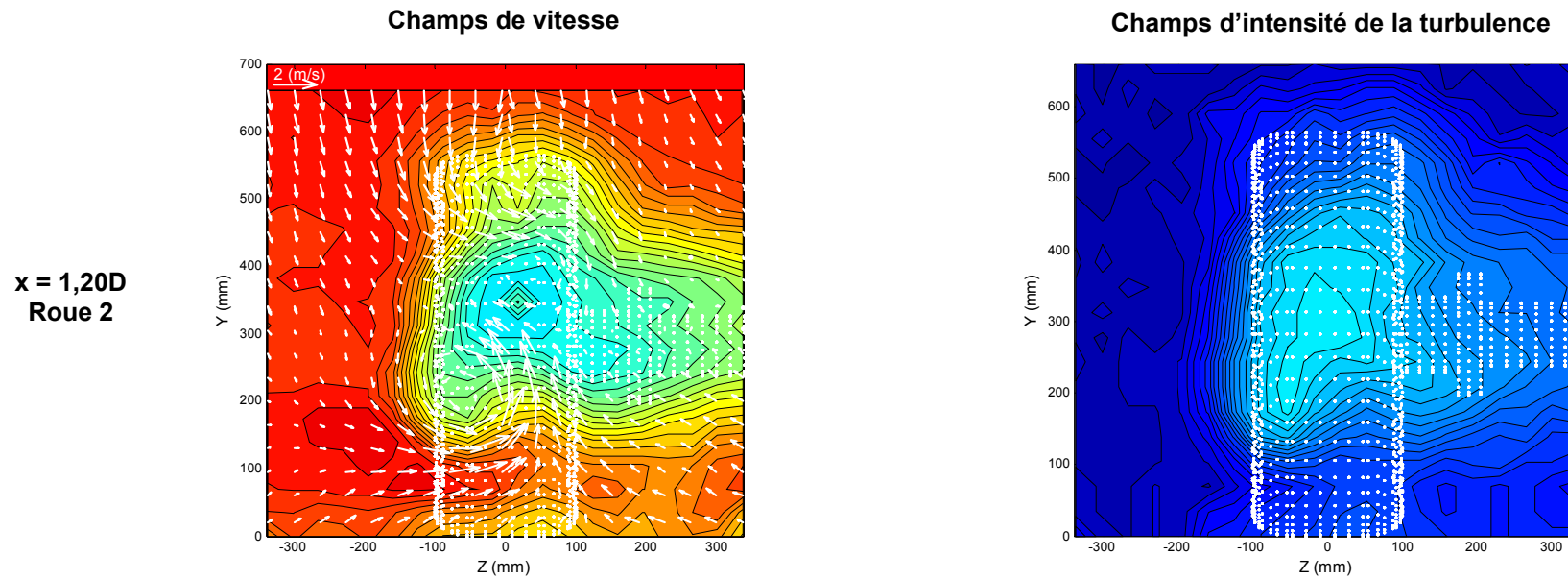


Figure III.33. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem avec flasques - Plan (yz) pour $x = 1,20D$ – roue 2

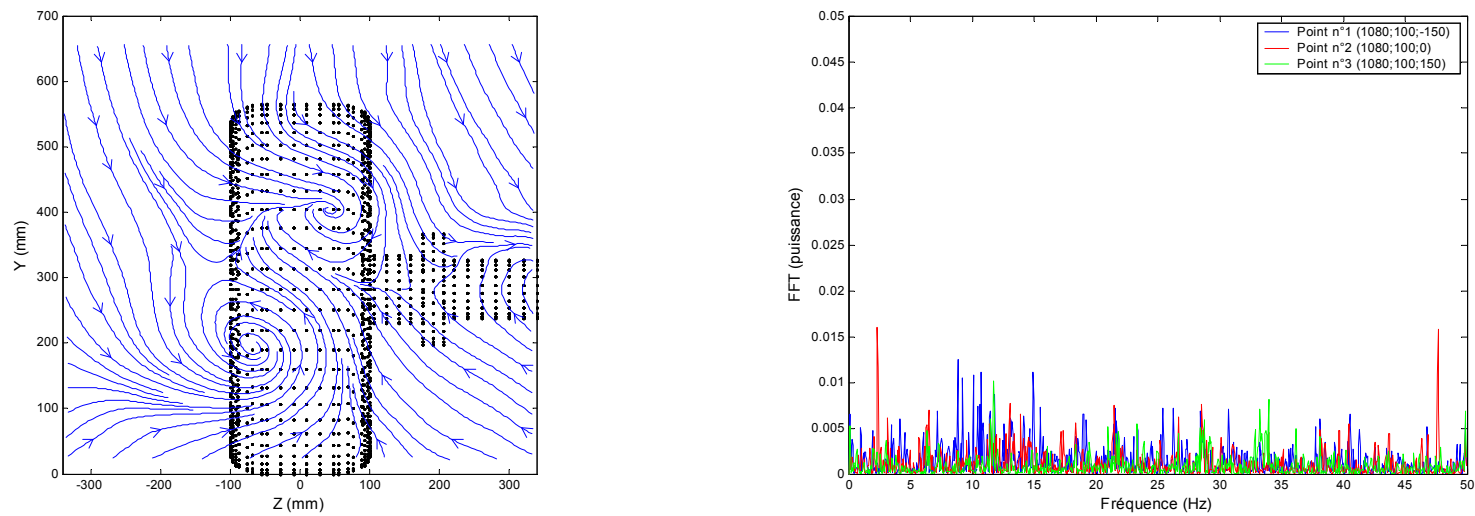


Figure III.34. Lignes de courant (à gauche) et spectres de puissance du signal $v = f(t)$ (à droite) déterminés pour deux roues crantées en tandem avec flasques pour $x = 1,20D$ – roue 2

III.1.5. Conclusion

L'étude du sillage des différentes configurations de roues a permis d'évaluer, en priorité, les conséquences aérodynamiques de la nature non axi-symétrique d'une roue ou encore de la présence d'un motif à la surface du pneumatique. Cependant, les observations formulées dans le cadre de ce travail ne peuvent pas être étendues à l'ensemble des pneumatiques.

Les résultats obtenus pour la roue ajourée (sans flasques latéraux), sont en accord avec l'ensemble des travaux expérimentaux décrits dans la littérature et confirment la présence de vortex contra-rotatifs latéraux localisés en partie basse de la roue (cf. figure III.35.).

Si la mise en place de flasques latéraux ne constitue pas une modification géométrique majeure du système, elle contribue, malgré le support de fixation, à rendre la roue plus axi-symétrique. Pour l'ensemble des configurations étudié, la présence des flasques modifie significativement la nature de l'écoulement dans la partie inférieure du sillage. Ces travaux confortent et complètent les observations de Mears et Dominy (2004). Le phénomène de « wheel jetting » est atténué, les vortex latéraux ont disparu et le jet arrière est notablement accentué et orienté vers le plan de symétrie vertical de la roue (cf. figure III.35.). La partie centrale du sillage est, alors, le lieu de rencontre des flux ascendant et descendant. En revanche, dans le cas d'un système de roues en tandem, l'incidence des flasques est moins perceptible que pour une roue isolée. Avec ou sans flasques, l'allure du sillage est, dans ce cas, similaire à celui observé pour une roue isolée en présence des flasques.

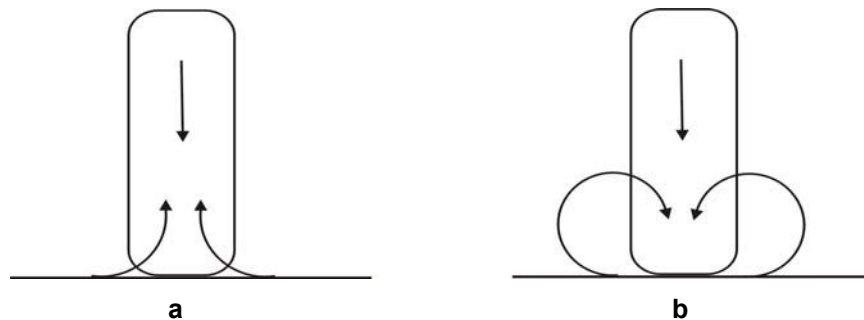


Figure III.35. Caractérisation de l'écoulement de l'air dans le sillage d'une roue isolée avec (a) et sans flasques (b) – Vue arrière

Dans le cadre de la problématique des émissions de poussières, la mise en place des flasques latéraux laisse entrevoir la possibilité de modifier la trajectoire des particules présentes dans le sillage de la roue pour en réduire la dispersion. Il s'agit, dans la suite de l'étude, de valider cette hypothèse avec la mise en œuvre de particules telle qu'elle est décrite dans le protocole opératoire mais également par une évaluation expérimentale en conditions réelles.

L'incidence des motifs du pneumatique sur l'écoulement est limitée à la région inférieure du sillage. Leur présence ne modifie pas radicalement la nature de l'écoulement mais en accentue plutôt les caractéristiques. Par exemple, qu'il s'agisse d'une roue équipée ou non de flasques, la vitesse longitudinale dans la région du sillage située au niveau du sol est remarquablement supérieure à celle correspondante au

cas de la roue lisse. Cette intensification du jet arrière est à relier directement avec la structure du pneumatique dont la rotation favorise l'écoulement de l'air entre l'amont et l'aval du point de contact de la roue avec le sol. Le processus d'aspiration d'une partie du flux vers la roue est, alors, sensiblement atténué.

Si la prise en compte des structures du pneumatique permet un rapprochement avec une situation réelle, elle demeure, toutefois, inexacte. L'incidence, sur le jet arrière, de l'écrasement du pneumatique sous l'effet d'une charge n'a pas été étudiée. Il est probable que l'écrasement des motifs conduira à une situation intermédiaire entre ce qui est observé avec des pneumatiques lisses et crantés.

Enfin, rappelons que les résultats produits par l'expérience seront confrontés à ceux issus de la simulation et constituent des pistes de recherche privilégiées pour la conception de systèmes d'atténuation de la dispersion des particules dans l'environnement.

III.2. Mesure de la dispersion particulaire

III.2.1. Transport des particules dans un champ turbulent

La dispersion particulaire dans le sillage d'une roue isolée ou capotée est déterminée, dans notre étude, pour des tailles de particules comprises entre 0,8 μm et 3 μm . Rappelons que si cette gamme de particules est au centre de la problématique du risque sanitaire, elle présente l'avantage de pouvoir être prélevée dans des conditions qui s'écartent de l'iso-cinétisme. Pourtant, placées dans un champ convectif, ces particules ont un comportement qui dépend étroitement de la fréquence et de l'intensité de la turbulence de l'air qui les entoure. On a vu au premier chapitre (cf. § I.1.3.3.) que lorsque l'on néglige le phénomène de sédimentation, la trajectoire des particules peut, dans certaines situations, se superposer à celle de l'écoulement moyen ou, au contraire, suivre les fluctuations des vitesses locales de l'air. Dans ce cas et indépendamment du principe de diffusion brownienne, les particules sont soumises au phénomène de diffusion turbulente et leur trajectoire s'écartera plus ou moins fortement des lignes de courant de l'écoulement moyen.

Dans un souci d'interpréter les phénomènes observés pour les différentes situations expérimentales, on définit, pour la fraction granulométrique mesurée, la nature du comportement des particules en fonction de la fréquence de turbulence de l'écoulement. Il s'agit, à partir du mode d'analyse proposé par Hinze (1959) et Azbel (1981) (cf. § I.1.3.3.), de comparer les vitesses fluctuantes d'une particule à celles du fluide porteur.

A la condition de négliger, dans l'équation générale du mouvement de la particule (I.28), les forces induites par les phénomènes transitoires ou encore la masse virtuelle, il est possible de déterminer le gain et l'angle de déphasage de la vitesse de la particule par rapport aux fluctuations périodiques de l'air qui la supporte. Ainsi, pour des particules de masse volumique égale à 2400 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$, la fréquence limite à partir de laquelle les particules de diamètres de 0,8 et 3 μm ne suivront plus rigoureusement les fluctuations de vitesse de l'air sont respectivement de l'ordre de 40 et 3 kHz (cf. figure III.36.). Dans ces conditions, on peut considérer que ces particules sont soumises à la diffusion turbulente de manière significative et que leur mouvement est globalement corrélé à celui de l'air.

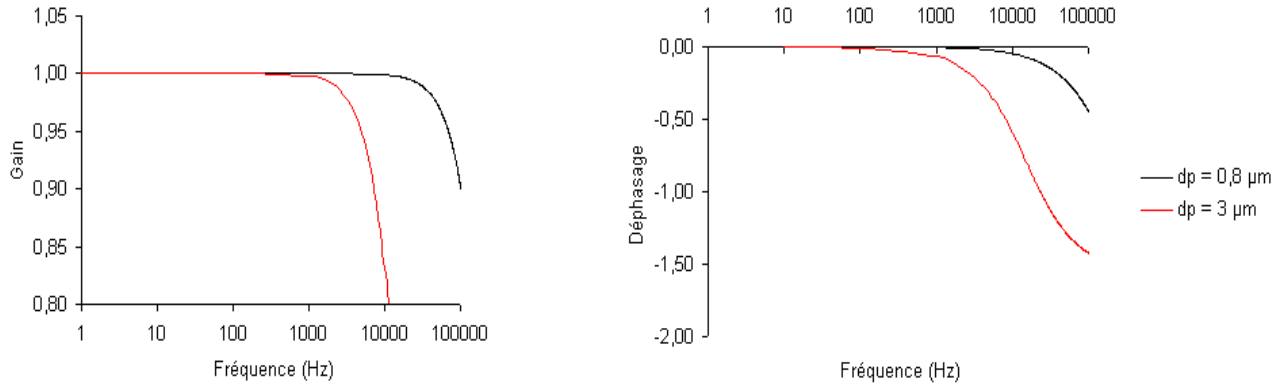


Figure III.36. Evolution du gain et de l'angle de déphasage de la vitesse des particules en fonction de la fréquence des variations de vitesse de l'écoulement

Le phénomène de diffusion turbulente sera d'autant plus accentué que l'amplitude des fluctuations des composantes de vitesse de l'air, c'est à dire l'intensité de turbulence, sera élevée. Sans entrer dans le détail des mécanismes complexes de la diffusion turbulente, il est important d'en rappeler les principes généraux.

La turbulence d'un fluide est un processus aléatoire de formation et de disparition d'agrégats de matière. Ces agrégats prennent la forme de tourbillons dont la taille, la localisation et l'orientation varient constamment. Les écoulements turbulents se caractérisent donc par une apparence très désordonnée, un comportement difficilement prévisible et l'existence de nombreuses échelles spatiales et temporelles. On distingue sur l'échelle de Taylor, d'une part, la microturbulence qui concerne les plus petits agrégats de matière observables (échelle de Kolmogorov) et, d'autre part, la macroturbulence relative aux plus gros agrégats dont la taille est à l'échelle de l'écoulement. Dans son principe, la diffusion turbulente consiste en un échange continu et simultané d'énergie et de matière (agrégats de fluide ou fines particules) des tourbillons les plus importants vers les plus petits. Les particules se déplacent alors d'un tourbillon à l'autre au gré des fluctuations de vitesse. Les particules s'éloignent progressivement les unes des autres en fonction du temps. Si les plus petits tourbillons assurent une dispersion locale des particules, les plus gros sont, en revanche, responsables de leur transport à grande échelle.

A ce jour, la modélisation de la dispersion de particules dans un écoulement turbulent demeure une étape délicate et complexe. Elle consiste généralement en un suivi de la position instantanée de chaque particule à partir d'une description lagrangienne du phénomène et de la modélisation du caractère aléatoire de la turbulence (approche stochastique).

Expérimentalement, la caractérisation d'un champ turbulent et, notamment, des échelles spatiales et temporelles des structures tourbillonnaires qui coexistent au sein de l'écoulement, n'est pas aisée. S'il est difficile d'établir un champ de vitesse instantané du domaine observé, les outils métrologiques permettent, cependant, de suivre l'évolution de la vitesse et de la position d'un agrégat en fonction du temps et d'accéder aux caractéristiques statistiques correspondantes (vitesses moyennes et moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes, contraintes de Reynolds). Dans un écoulement turbulent, les signaux délivrés par ces outils traduisent le déplacement erratique des agrégats. Ces structures possèdent, néanmoins, une

cohérence interne sur une certaine échelle et durant un certain temps. Dans ce cas, cela signifie que les vitesses fluctuantes ($u'_i(x_i, t)$) enregistrées ne sont pas indépendantes et peuvent être corrélées entre elles. Une corrélation spatiale des mesures est possible lorsque l'on possède l'évolution des composantes de vitesses en fonction du temps pour des points situés sur une même ligne de courant.

En revanche, dans notre étude, l'écoulement est représenté par des champs de vitesses moyens. Ces champs sont établis à partir du suivi de $u = f(t)$ en chaque point d'une matrice préalablement définie. Dans le cas d'une turbulence isotrope, l'enregistrement de ce signal permet, néanmoins, d'accéder localement aux échelles temporelles eulériennes de la turbulence.

L'approche eulérienne repose sur la définition d'un coefficient d'intercorrélation temporel du signal tel que :

$$R_E(x_i, \tau) = \frac{\overline{u'_i(x_i, t) u'_i(x_i, t + \tau)}}{\overline{u_i'^2(x_i, t)}} \quad (III.5)$$

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} R_E(x_i, \tau) = 1$$

La connaissance des échelles temporelles présente comme principal intérêt de déterminer, sous certaines conditions, les échelles spatiales correspondantes (taille des structures tourbillonnaires) et d'explicitier le rôle de la diffusion turbulente dans la dispersion des particules.

Cependant, l'hétérogénéité de la turbulence de l'écoulement de l'ensemble des configurations étudié restreint les possibilités d'appliquer cette démarche. L'approche eulérienne ne sera pertinente que pour une partie de l'écoulement présentant localement une turbulence homogène et isotrope. Compte tenu de la taille des particules qui sont des traceurs de l'écoulement, dans la limite des états dilués, une approche eulérienne avec coefficient de dispersion turbulent devrait pouvoir suffire partout. A ce titre, intéressons-nous, par exemple, au point de coordonnées (700, 100, -150) situé dans le sillage de la roue lisse sans flasques latéraux (cf. figure III.37.).

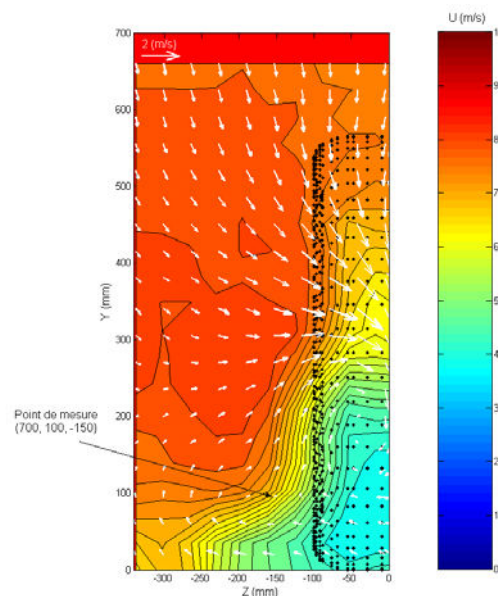
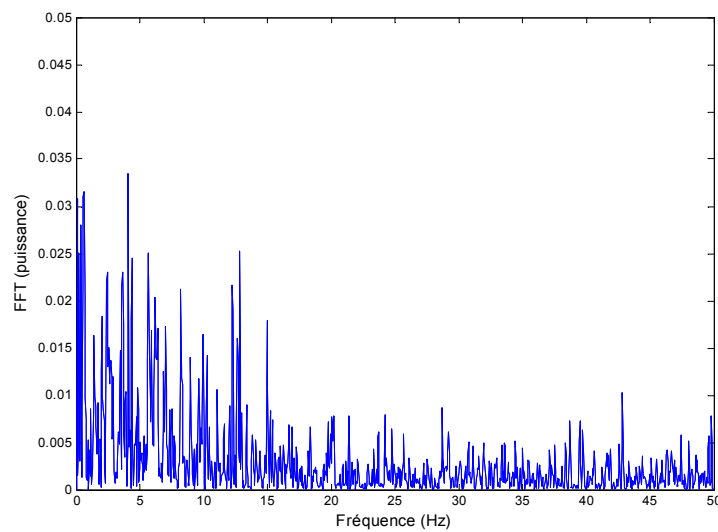


Figure III.37. Positionnement du point de mesure pour la détermination des échelles spatio-temporelles de la turbulence – Roue lisse sans flasques – $x = 1,20D$

Cette région de l'écoulement présente une turbulence locale isotrope ($\sqrt{u'^2} = \sqrt{v'^2} = \sqrt{w'^2} = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$), une intensité de turbulence $Tu = 23\%$ et une vitesse moyenne $\bar{u} = 5,9 \text{ m.s}^{-1}$. Signalons, cependant, que l'écoulement est, dans cette partie, fortement cisailé. Par ailleurs, la turbulence sera localement considérée comme homogène.

Le spectre de puissance du signal $u(t)$ établi entre 0 et 50 Hz, pour ce point de mesure, révèle que les niveaux de puissance les plus importants sont observés à des fréquences inférieures à 15 Hz (cf. figure III.38.). Ces fréquences correspondent typiquement à une turbulence dominée par des agrégats de matière de grandes dimensions et très énergétiques.



**Figure III.38. Spectre de puissance du signal $u = f(t)$ au point (700, 100, -150)
Roue lisse sans flasques**

La taille de ces structures peut être évaluée par la représentation de $R_E(\tau)$ (cf. figure III.39.). En présence d'un écoulement moyen intense \bar{u} , il est possible de considérer la turbulence, dans cette partie, comme « figée », c'est à dire qu'elle n'est pas affectée par son transport à la vitesse d'ensemble. A partir de cette approximation, appelée hypothèse de Taylor, on obtient des fonctions d'intercorrélation temporelles et spatiales telles que :

$$R_E(x, \tau) = \frac{\overline{u'(x, t)u'(x, t + \tau)}}{\overline{u'^2(x, t)}} = \frac{\overline{u'(x, t)u'(x, t + \frac{\Delta x}{u})}}{\overline{u'^2(x, t)}} = \frac{\overline{u'(x, t)u'(x + u\tau, t)}}{\overline{u'^2(x, t)}} \quad (\text{III.6})$$

avec,

$$\tau = \frac{\Delta x}{u} \quad (\text{III.7})$$

Δx représente alors la dimension des agrégats selon l'axe x .

La connaissance de $R_E(\square)$ donne accès aux deux échelles temporelles dites eulériennes :

- L'échelle temporelle intégrale correspond au temps de corrélation maximal (T_E) pour lequel les vitesses fluctuantes sont corrélées :

$$T_E(x) = \int_0^{\infty} R_E(x, \tau) d\tau \quad (III.8)$$

- La micro-échelle qui correspond à :

$$\tau_E = \sqrt{-\frac{2}{\left(\frac{\partial^2 R_E}{\partial \tau^2}\right)_0}} \quad (III.9)$$

Ainsi, selon l'hypothèse de Taylor, la taille des plus grosses structures cohérentes dans l'écoulement est :

$$\Lambda_x = T_E \bar{u} \quad (III.10)$$

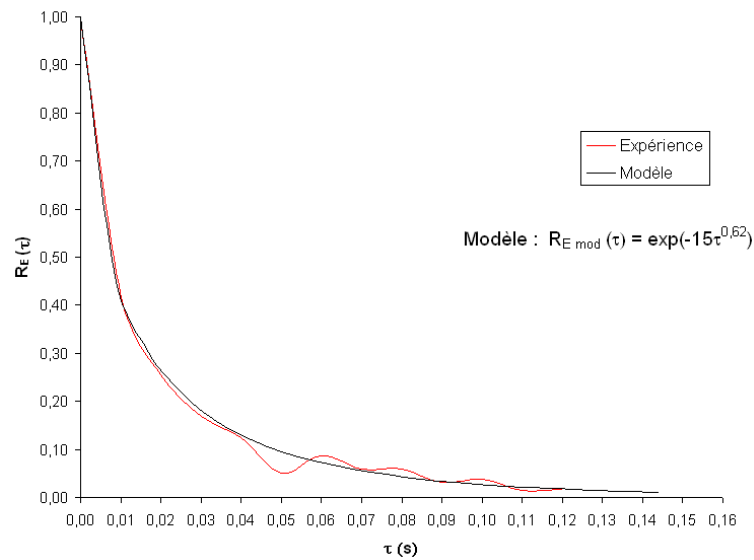


Figure III.39. Evolution du coefficient d'intercorrélation R_E (□) au point (700, 100, -150)
Roue lisse sans flasques

Dans notre cas, l'échelle temporelle intégrale est $T_E = 0,018$ s, soit $\Lambda_x = 0,11$ m et la fonction de corrélation expérimentale a l'allure d'une fonction établie à proximité d'un élément générateur de turbulence (Midoux, 2008). Cette fonction s'écrit :

$$R_{E \text{ mod}}(\tau) = e^{-15\tau^{0.62}} \quad (III.11)$$

La présence d'agrégats de grandes dimensions est donc confirmée. Rappelons, toutefois, que ces agrégats ne sont en aucun cas assimilés aux vortex qui ont été décrits précédemment et ne peuvent pas être considérés comme un ensemble de vortex superposés à l'écoulement général. Si les vortex sont des structures à part entière de l'écoulement moyen, les agrégats, aussi importants soient-ils, sont des entités constitutives de la turbulence qui apparaissent et disparaissent aléatoirement dans l'écoulement. Les vortex sont déterminés à partir du traitement du vecteur rotationnel alors que la turbulence est issue directement de la vitesse.

Sans pour autant être exhaustive, cette démonstration révèle, pour ce cas de figure, que la turbulence est dominée par des structures tourbillonnaires de tailles importantes. Dans cette situation, la diffusion

turbulente des particules accentuera sensiblement, dans le sillage de la roue, le processus de dispersion des particules à grande échelle.

III.2.2. Roue isolée et lisse

La représentation de la dispersion particulaire est déterminée pour des plans transversaux situés à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ (cf. figure III.40.). Ils concernent les cas d'une roue isolée, lisse avec et sans flasques latéraux. La concentration particulaire est exprimée en nombre de particules par litre d'air.

Compte tenu de la similarité entre les mesures réalisées pour les différentes tailles de particules, seuls les résultats correspondant à la fraction granulométrique $[0,8 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}]$ sont présentés dans cette partie. Les plans de mesures établis pour les autres fractions sont recensés à l'annexe III.

En l'absence de flasques latéraux, le plan de mesures réalisé à $x = 0,25D$ révèle la présence de particules réparties inégalement de part et d'autre de la roue. Aérosolisées par le processus de « wheel jetting », les particules déposées en amont du point de contact sont déportées latéralement et se retrouvent massivement dans le vortex localisé à gauche de la roue. A cette distance, le mouvement des particules semble se superposer à celui de l'écoulement moyen (cf. figure III.5.). Une partie des particules est cependant transportée par diffusion turbulente au-delà des zones de fortes densités particulaires. Cette dernière observation est bien illustrée dans la partie du plan de mesure dans laquelle se situe le support de la roue.

A $x = 1,20D$, il apparaît distinctement que les particules se concentrent dans les vortex latéraux situés de chaque côté du plan de symétrie vertical de la roue. Identifiées à $x = 0,25D$, les régions les plus denses se sont développées pour occuper une large partie du demi-plan inférieur. Si les particules sont principalement véhiculées par les vortex, elles se déplacent également sous l'effet d'un champ convectif turbulent intense. Par ailleurs, la partie centrale du profil de la roue est caractérisée, au niveau du sol, par une zone plus faiblement concentrée que dans les vortex. Dans ce cas, la contribution du jet arrière à la dispersion des particules ne semble pas prédominante.

La mise en place de flasques latéraux sur la roue modifie sensiblement la nature du sillage. Qu'il s'agisse du plan de mesures à $x = 0,25D$ ou encore celui établi, plus en aval, à $x = 1,20D$, les champs de vitesses et d'intensité de turbulence correspondants (cf. figure III.10.) montrent une atténuation du phénomène de « wheel jetting » (disparition des vortex latéraux), un resserrement de l'écoulement derrière la roue et un jet arrière accentué. A $x = 0,25D$, ces modifications aérodynamiques se traduisent à gauche de la roue, par une quantité de particules aérosolisées réduite et une dispersion beaucoup moins étendue que dans le cas précédent (cf. figure III.38.).

A $x = 1,20D$, les particules sont majoritairement concentrées dans le jet arrière et suivent l'écoulement moyen. Le transport latéral de l'aérosol est, à ce titre, sensiblement limité même si la turbulence tend à diffuser les particules au-delà des lignes de courant de l'écoulement moyen (cf. figure III.11.). Essentiellement concentrée au niveau du sol, une partie de l'aérosol est cependant acheminée jusqu'au rayon de la roue par le flux ascendant.

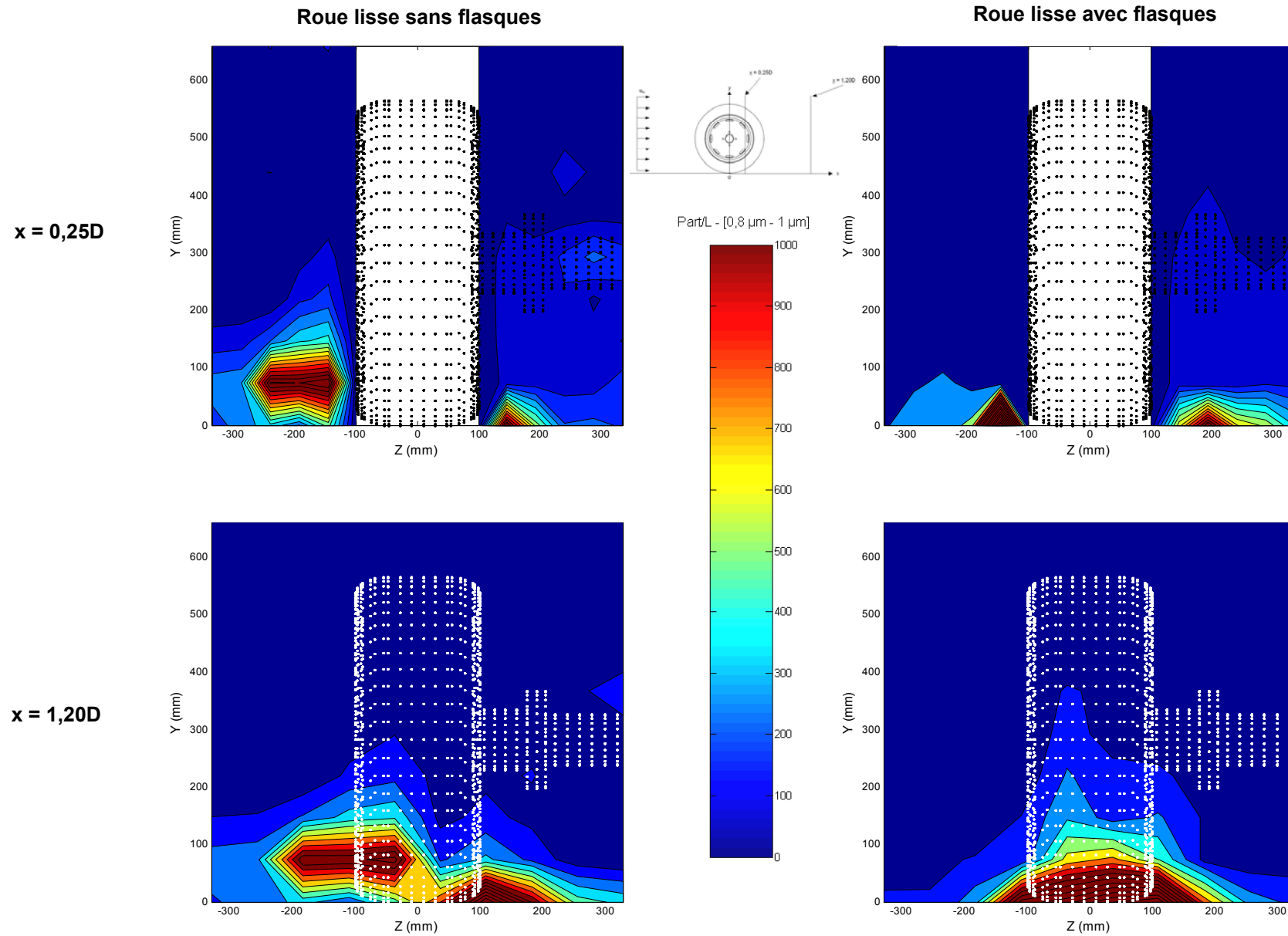


Figure III.40. Champs de concentration particulaire $[0,8 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}]$ pour une roue lisse avec et sans flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

III.2.3. Roue isolée et crantée

La dispersion particulaire est déterminée pour les cas d'une roue isolée, crantée avec et sans flasques latéraux. Les résultats correspondent à la mesure de la concentration particulaire de la fraction granulométrique $[0,8 - 1\mu\text{m}]$ pour les plans transversaux situés $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ (cf. figure III.41.). Les résultats relatifs aux fractions $[1\mu\text{m} - 1,6\mu\text{m}]$ et $[2\mu\text{m} - 3\mu\text{m}]$ sont recensés à l'annexe III.

En l'absence de flasques latéraux, les mesures réalisées à $x = 0,25D$ indiquent la présence notablement réduite de particules de chaque côté de la roue par rapport à la roue lisse. Cette observation est à relier au processus de « wheel jetting » dont l'intensité dépend, notamment, de la nature du pneumatique. Rappelons que selon Fackrell et Harvey (1974), le « wheel jetting » apparaît lorsque les flux d'air entraînés respectivement par la roue en rotation et le sol en translation se rencontrent à proximité du point de contact de la roue avec le sol. L'intensité du phénomène est, par conséquent, d'autant plus élevée que la surpression est importante. Dans le cas de la roue crantée, la nature des motifs et de rainures présents à la surface du pneumatique favorise la circulation de l'air sous la roue. La surpression est alors réduite, le « wheel jetting » atténué et la quantité de particules déportée latéralement significativement limitée.

La représentation de la dispersion particulaire à $x = 1,20D$ démontre que les particules se concentrent dans le profil de la roue au niveau du sol. A la lumière du champ de vitesse correspondant (cf. figure III.14.), il apparaît que les particules présentes sur le sol sont entraînées par un jet arrière plus marqué que dans le cas de la roue lisse. Si une partie de l'aérosol est transportée latéralement en suivant les lignes de courant de l'écoulement moyen (cf. figure III. 15.), la dispersion horizontale des particules est, en revanche, attribuée à la turbulence locale de l'écoulement.

De manière identique à l'étude de la roue lisse, la mise en place de flasques tend à modifier la nature de l'écoulement latéral. L'absence de « wheel jetting » et des vortex latéraux se traduit, à $x = 0,25D$, par l'aérosolisation à peine perceptible des particules de part et d'autre de la roue. A $x = 1,20D$, le jet arrière est caractérisé par un écoulement ascendant intense et orienté vers le plan de symétrie vertical de la roue (cf. figure III.18.). Les particules qui sont aérosolisées par le jet arrière suivent les lignes de courant de l'écoulement moyen et se trouvent massivement transportées vers la région centrale du profil de la roue. Accentuée par la turbulence, la dispersion des particules est étendue jusqu'au sillage du support de roue. Toutefois, l'aérosol reste, dans ce cas, majoritairement circonscrit à la région située dans le profil de la roue.

III.2.4. Roue capotée

L'illustration de la dispersion des particules dans le champ proche d'une roue capotée est présentée figure III.42. La roue mise en place pour cette configuration est une roue lisse équipée de flasques latéraux. La fraction granulométrique concernée par les plans de mesures transversaux situés à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ correspond à $[0,8\mu\text{m} - 1\mu\text{m}]$.

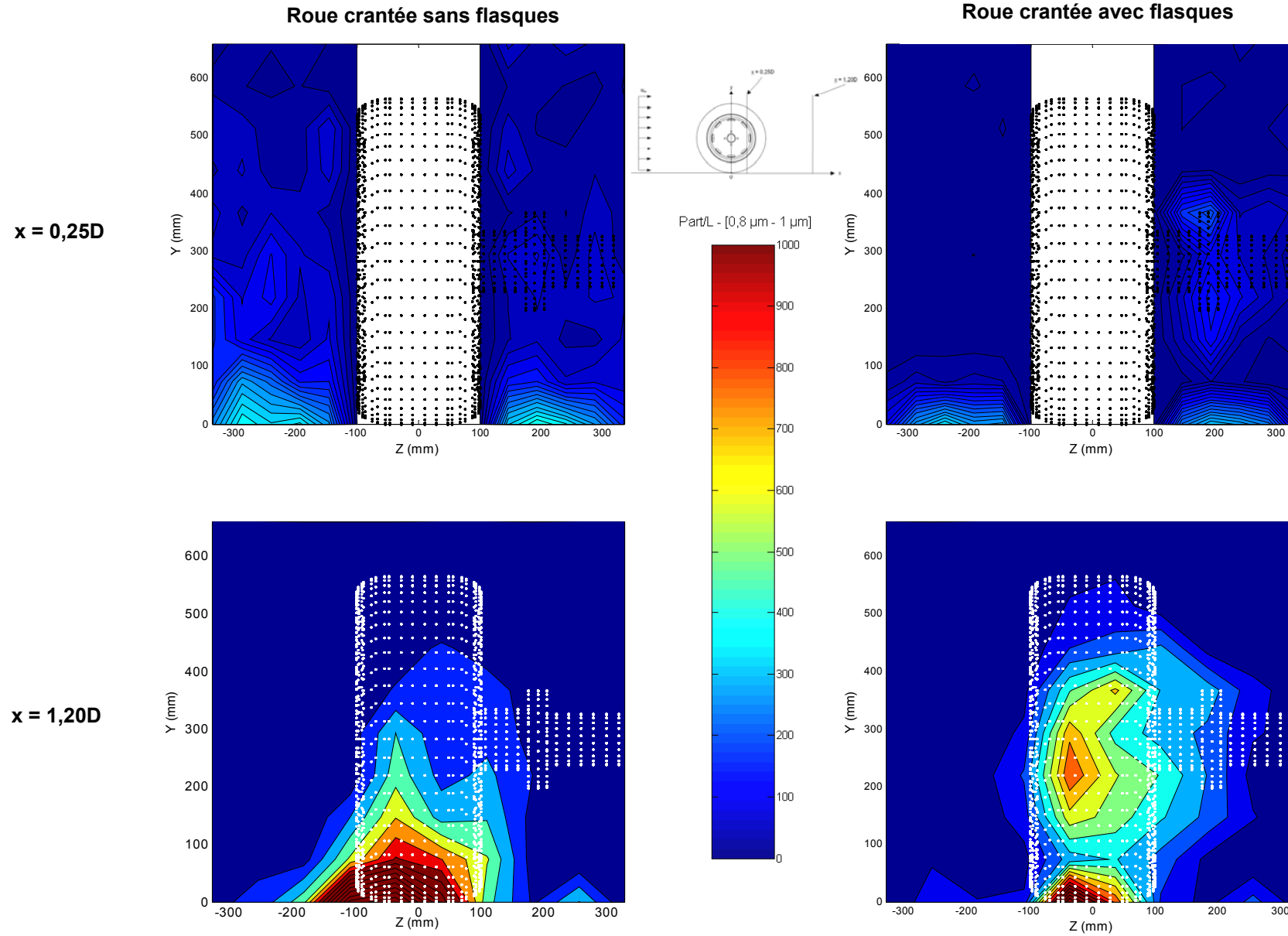


Figure III.41. Champs de concentration particulaire [0,8 μm – 1 μm] pour une roue crantée avec et sans flasques - Plans (yz) pour x = 0,25D et 1,20D

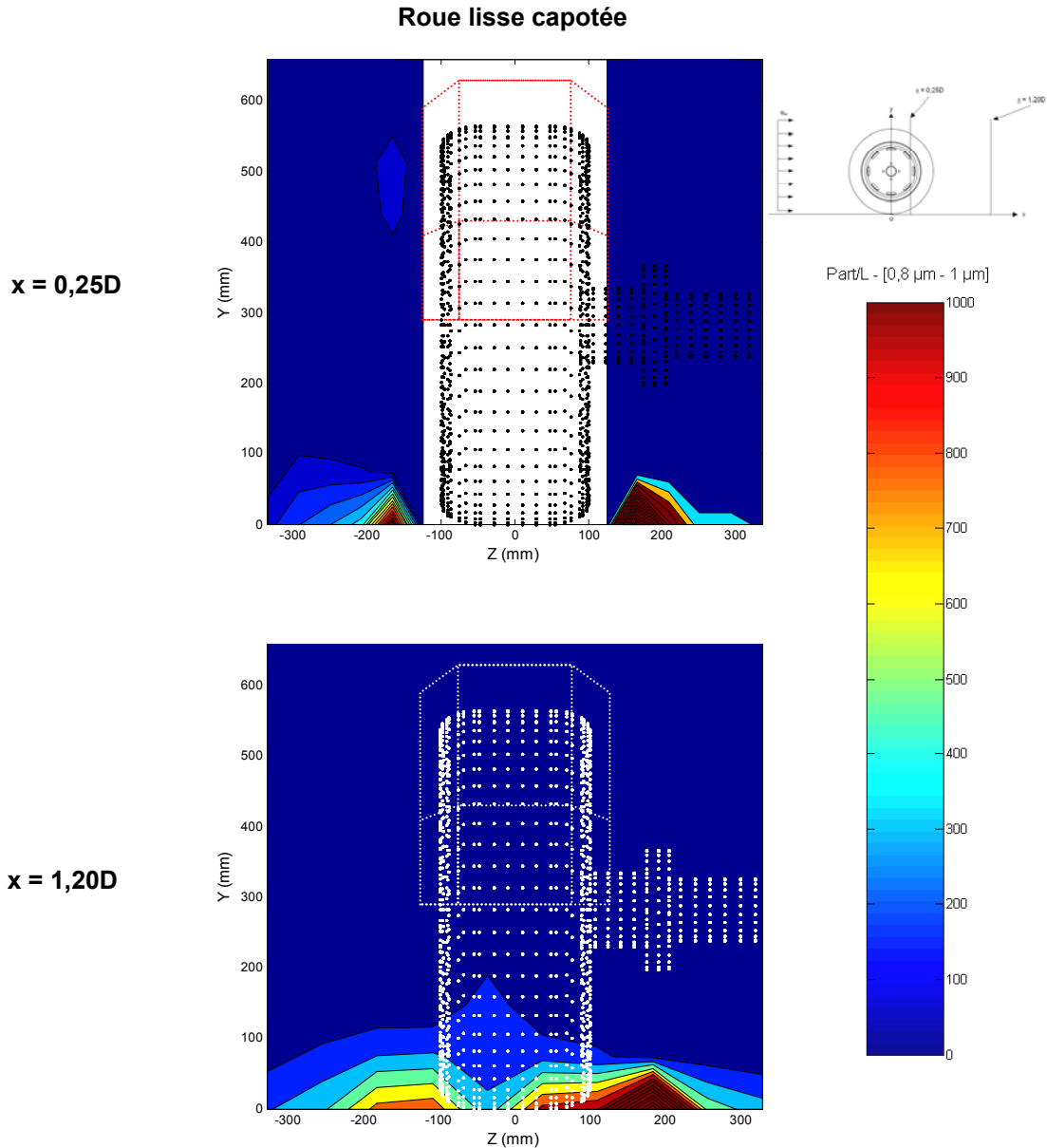


Figure III.42. Champs de concentration particulaire [0,8 μm – 1 μm] pour une roue lisse capotée avec flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

Qu'il s'agisse du plan réalisé à $x = 0,25D$ ou alors celui établi à $x = 1,20D$, la quantité de particules aérosolisées est sensiblement plus faible que celle observée en l'absence du capot. L'explication de phénomène réside, en partie, dans la nature de l'écoulement au voisinage du système. En effet, si le « wheel jetting » n'apparaît pas à $x = 0,25D$, la mise en place d'un capot a, pour conséquences, de réduire la puissance du jet arrière et de provoquer l'apparition de vortex de grandes dimensions dans le champ plus lointain de la roue (cf. figures III.26. et III.27.). A ce titre, l'aérosolisation des particules provoquée habituellement par le « wheel jetting » et par le jet arrière est, dans ce cas, très restreinte. Par ailleurs, malgré une intensité de turbulence élevée dans le sillage, les particules en suspension restent concentrées au niveau du sol.

III.2.5. Conclusion

L'étude de la dispersion de particules dans le sillage révèle, pour les fractions granulométriques mises en œuvre, des résultats très variables entre les différentes configurations expérimentales. Dans la plupart des cas étudiés, la répartition des particules peut être globalement prédite par l'observation des champs de vitesse et des lignes de courant correspondants. L'expérience démontre, cependant, l'importance du phénomène de diffusion turbulente dans l'interprétation des mécanismes de transport des particules.

Cette démarche expérimentale corrobore ce que les mesures aérodynamiques démontrent : l'écoulement de l'air et des particules est remarquablement affecté par des éléments géométriques des roues. Les singularités aérodynamiques provoquées par la présence de flasques latéraux ou encore des dessins du pneumatique se traduisent par une répartition particulière singulière. L'un des exemples les plus éloquentes concerne la roue crantée équipée de flasques pour laquelle l'aérosol se concentre dans une région localisée dans le profil de la roue alors que les particules sont massivement transportées, par les vortex latéraux, de part et d'autre de la roue lisse dépourvue de flasques.

Enfin, si ces travaux permettent de faire avancer la connaissance sur les mécanismes de transport des particules dans le sillage d'une roue, l'ensemble des informations collectées constitue autant d'éléments qui seront pris en compte dans la recherche et l'élaboration d'outils technologiques qui permettront, à terme, de réduire la dispersion des particules dans l'environnement d'un véhicule.

CHAPITRE IV

**RESULTATS DE
SIMULATION**

La simulation de l'écoulement, pour des configurations de roues simples, a pour ambition d'apporter des éléments de connaissance sur la contribution à l'écoulement de paramètres géométriques de la roue et de valider le schéma numérique et le modèle de turbulence retenus dans le cadre de cette étude. Les résultats de la simulation pour les cas de la roue lisse, isolée avec ou sans flasques sont, dans cette partie, confrontés à ceux issus de l'expérience.

IV.1. Influence du confinement sur l'écoulement

IV.1.1. Evolution du coefficient de pression à la surface de la roue

La comparaison des profils de C_p à la surface d'une roue cylindrique à flancs droits, placée dans un domaine ouvert et dans un domaine fermé (veine aéraulique décrite § II.1.2.1), est présentée figure IV.1. Ces profils ont été établis pour $u_\infty = u_{sol} = 14 \text{ m.s}^{-1}$ (condition de vitesse maximale du banc d'essais). Dans les deux cas, les phénomènes de jet avant et de jet arrière sont perceptibles. Le point de décollement de l'écoulement intervient pour un angle de 270° dans le cas du domaine fermé alors qu'il apparaît vers 280° dans le cas du domaine ouvert. La différence majeure entre les deux configurations réside dans une dépression plus accentuée à l'arrière de la roue dans le cas du domaine fermé.

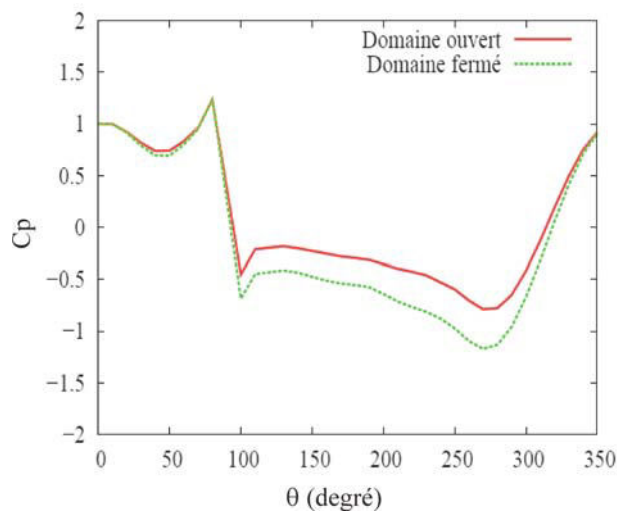


Figure IV.1. Profils du coefficient de pression C_p à la surface de la roue pour un domaine fermé et ouvert - $u_\infty = u_{sol} = 14 \text{ m.s}^{-1}$

IV.1.2. Comparaison des champs de vitesse

Les iso-contours de la composante u de la vitesse du plan transversal situé à $x = 0,52D$ sont présentés figure IV.2. Qu'il s'agisse du domaine ouvert ou du domaine fermé, les deux vortex latéraux sont clairement identifiés même si la présence des parois de la veine en réduit la largeur. Par ailleurs, la restriction de la section offerte à l'écoulement conduit à des vitesses sensiblement supérieures dans le cas du domaine fermé.

Les figures IV.3 et IV.4 représentent les iso-contours $\bar{u} = 10, 5, 0$ et -2 m.s^{-1} pour le plan (yz) à $x = 0,52D$ et indiquent que les écoulements sont dans les deux cas de figure, qualitativement très proches. La présence de zones de vitesses négatives est confirmée par l'illustration des iso-contours \bar{u} établis pour le plan de symétrie vertical du système (cf. figures IV 5 et IV.6.).

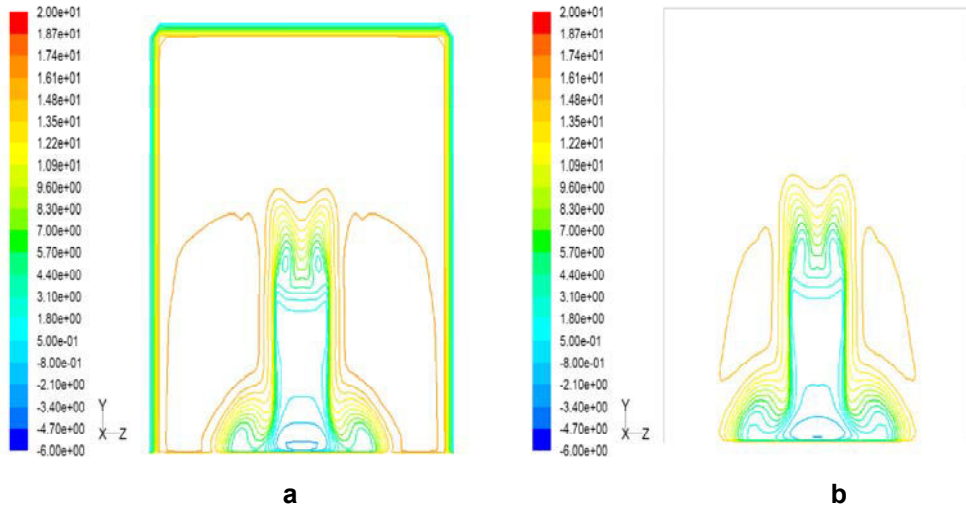


Figure IV.2. Iso-contours \bar{u} pour le plan (yz) situé à $x = 0,52D$
 Domaine fermé (a) et ouvert (b) - $u_\infty = u_{sol} = 14 \text{ m.s}^{-1}$

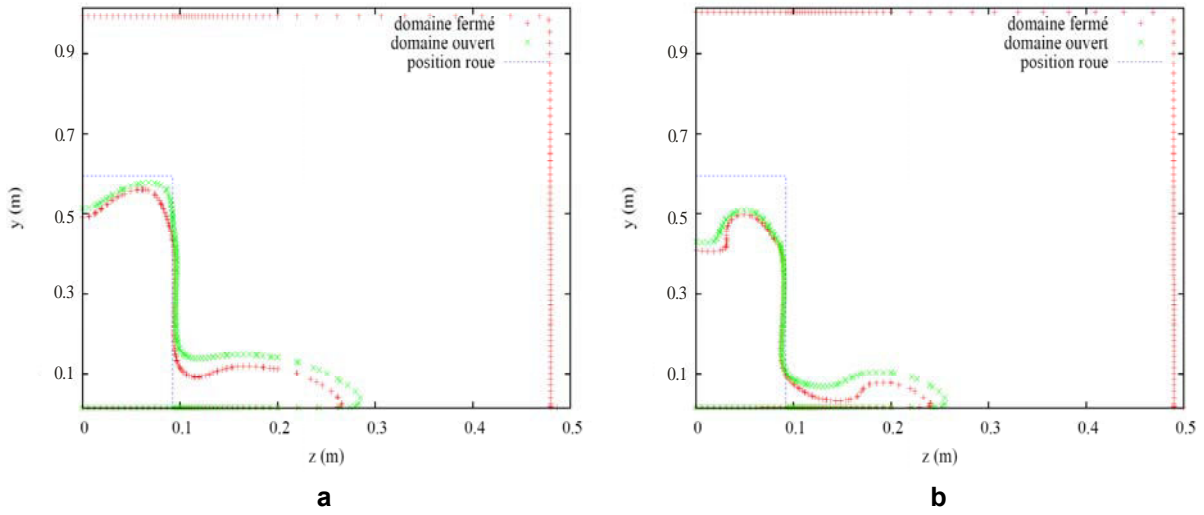


Figure IV.3. Iso-contours $\bar{u} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et 5 m.s^{-1} (b) pour un domaine fermé et ouvert
 plan (yz) à $x = 0,52D$ - $u_\infty = u_{sol} = 14 \text{ m.s}^{-1}$

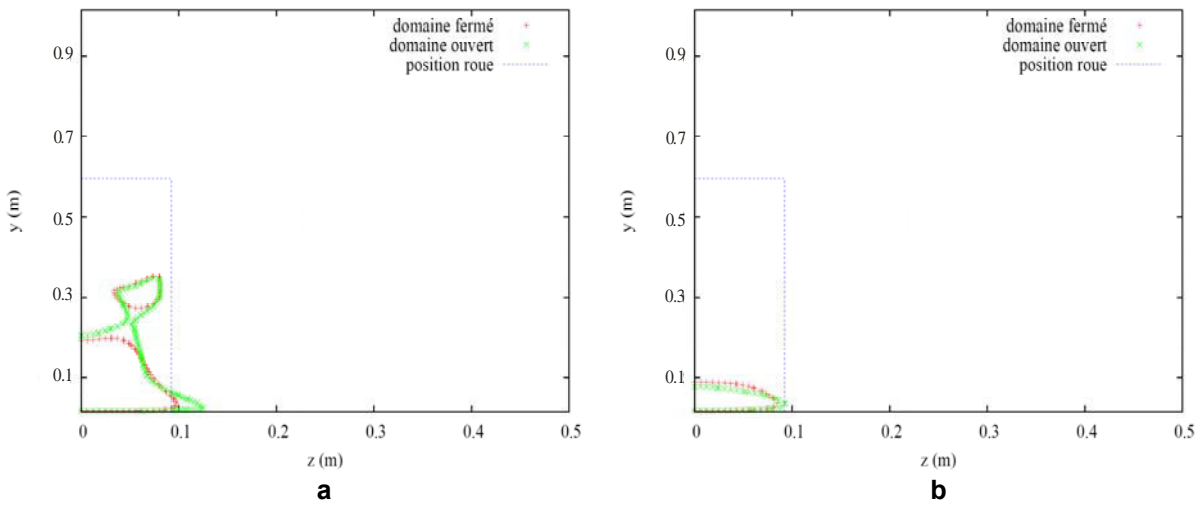


Figure IV.4. Iso-contours $\bar{u} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et -2 m.s^{-1} (b) pour un domaine fermé et ouvert
 plan (yz) à $x = 0,52D$ - $u_\infty = u_{sol} = 14 \text{ m.s}^{-1}$

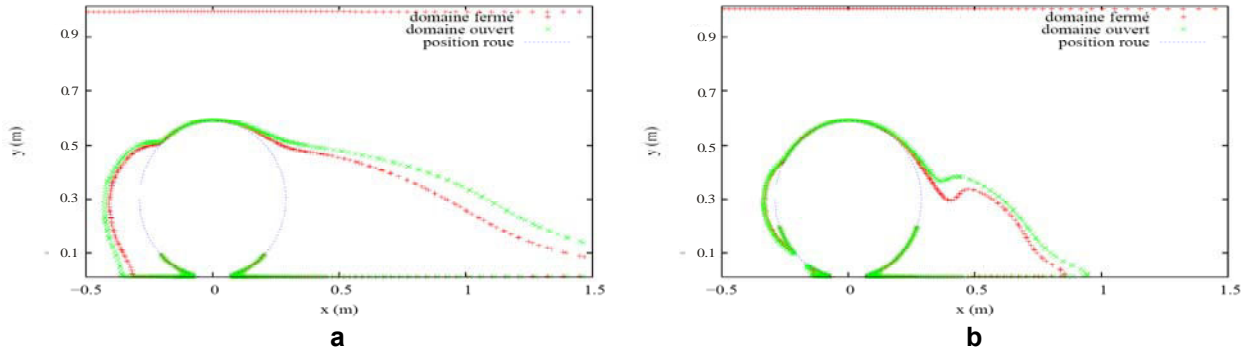


Figure IV.5. Iso-contours $\bar{u} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et 5 m.s^{-1} (b) pour un domaine fermé et ouvert

Plan de symétrie vertical - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$

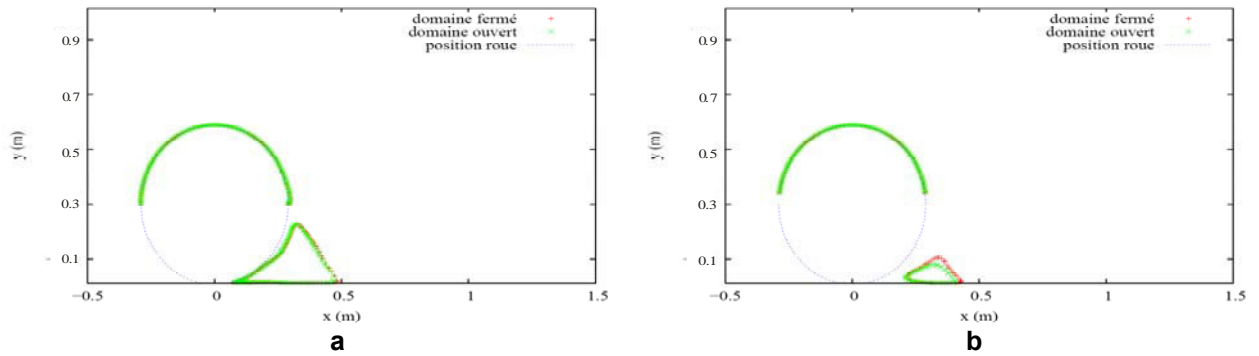


Figure IV.6. Iso-contours $\bar{u} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et -2 m.s^{-1} (b) pour un domaine fermé et ouvert

Plan de symétrie vertical - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$

Les iso-contours de l'intensité de la turbulence dans le plan vertical à $x = 0,52D$ sont représentés figure IV.7. Ils indiquent que les niveaux de turbulence sont très similaires dans les deux situations même si les zones de vortex présentent une intensité et une vorticité plus importante dans le cas de la veine. Ce phénomène a pour origine les gradients de vitesse élevés entre le sillage et la couche limite de paroi.

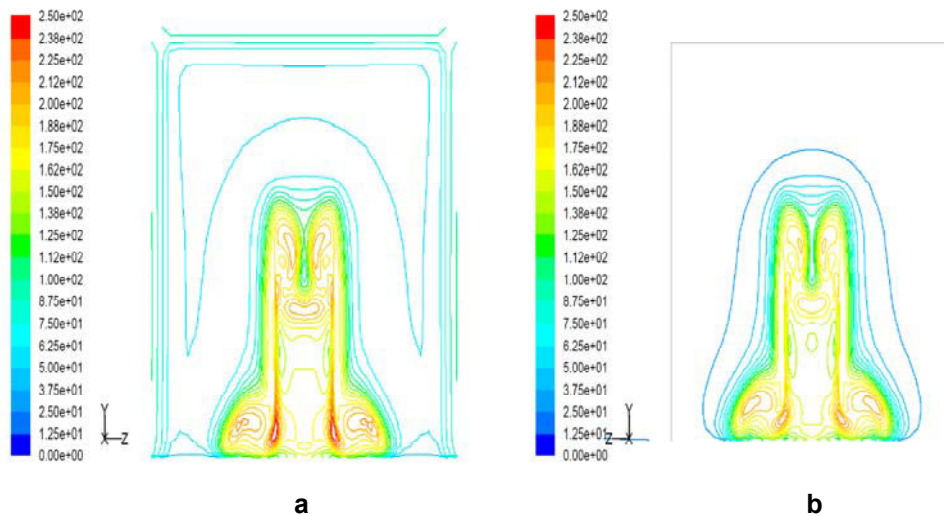


Figure IV.7. Iso-contours de l'intensité de turbulence pour le plan (yz) situé à $x = 0,52D$

Domaine fermé (a) et ouvert (b) - $u_\infty = u_{\text{sol}} = 14 \text{ m.s}^{-1}$

En conclusion, le confinement ne semble donc pas modifier la nature de l'écoulement par rapport au domaine ouvert. Ainsi, les résultats expérimentaux et de CFD obtenus dans la veine d'essais pourront être objectivement extrapolés au domaine infini.

IV.2. Influence de la géométrie des roues et des conditions opératoires

IV.2.1. Cas de la roue cylindrique

IV.2.1.1. Influence de la vitesse

L'écoulement a été simulé autour d'une roue cylindrique aux flancs droits placée sans son support, au centre de la veine. Les calculs ont été menés pour les cas suivants :

- $u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$;
- $u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$;
- $u_{\text{sol}} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (roue à l'arrêt) et $u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$.

Les résultats correspondent aux champs de vitesse pour le plan de symétrie de la roue (cf. figure IV.8.) et les demi-plans transversaux situés à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$. Sur ces figures, les vecteurs vitesses dans le plan considéré sont représentés et le niveau de couleur correspond à la norme du vecteur vitesse.

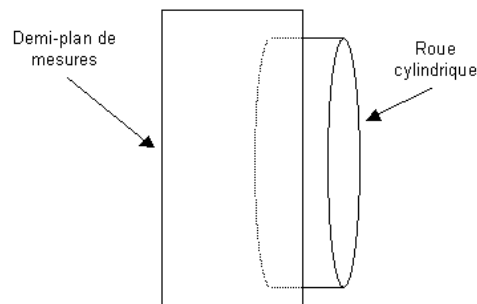


Figure IV.8. Représentation d'un demi-plan de mesures

Les résultats obtenus pour $u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$ sont présentés figures IV.9. et IV.10. Qu'il s'agisse du plan de mesures à $x = 0,25D$ ou celui établi à $x = 1,20D$, le phénomène de « wheel jetting » est caractérisé par la présence de vortex latéraux positionnés au niveau du sol. L'écoulement est, dans la région centrale du sillage, orienté vers le bas et une aspiration du flux en direction du point de contact de la roue avec le sol est perceptible sur le plan de symétrie (cf. figure IV.10). La zone de séparation du flux est estimée à $x = 0,8D$. Cette zone, localisée au-dessus du sol, correspond à la région à partir de laquelle une partie du jet arrière est aspirée vers la roue et l'autre partie est orientée dans le sens de l'écoulement. Par ailleurs, un vortex vertical situé dans ce même plan apparaît distinctement au niveau du point de décollement arrière. Il est alimenté par le flux descendant de l'écoulement général et par le flux ascendant induit par la rotation de la roue.

Les figures IV.11. et IV.12. représentent l'écoulement autour de la roue pour $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$. La nature de l'écoulement est, dans ce cas, parfaitement similaire à celle correspondant au cas de figure précédent. Les singularités aérodynamiques sont, dans les deux situations, comparables et s'expliquent par un régime d'écoulement équivalent : $Re = 1,5.10^5$ dans le premier cas contre $Re = 2,7.10^5$ dans le second. La vitesse ne semble donc pas affecter le comportement de l'écoulement dans ces conditions opératoires.

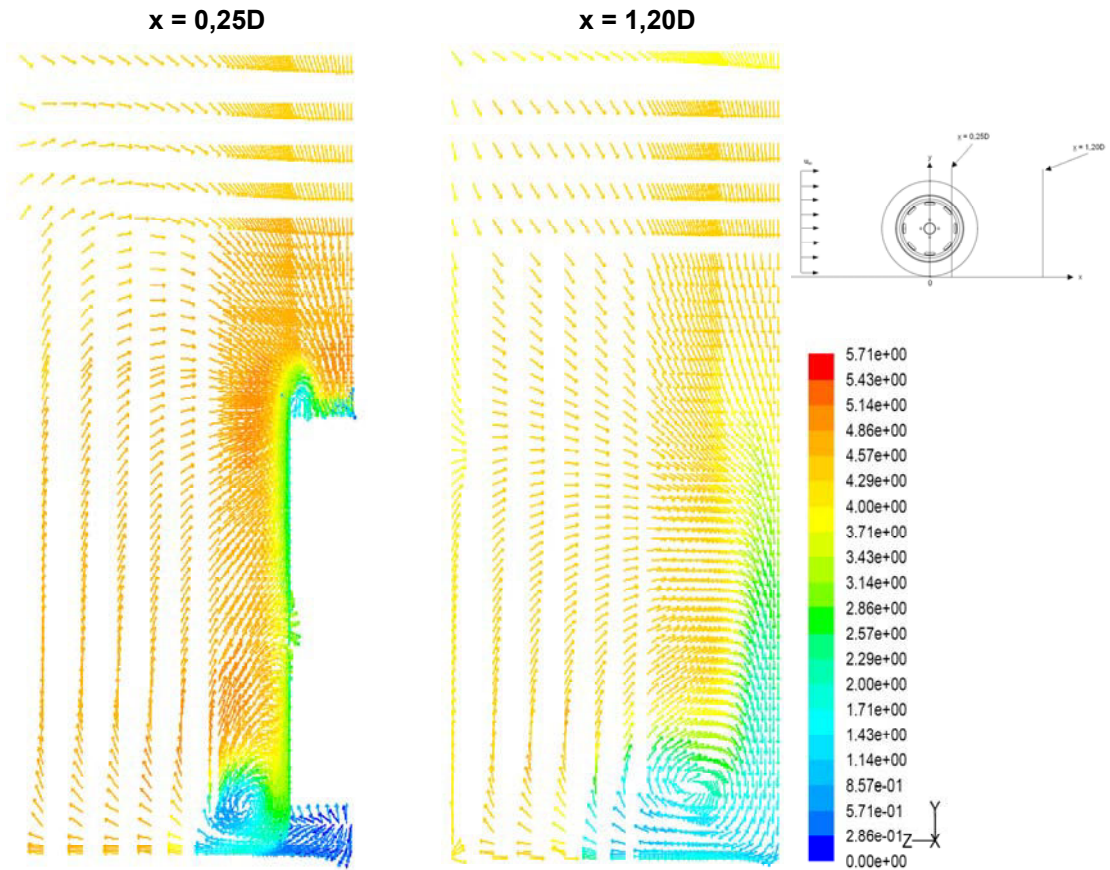


Figure IV.9. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$
 $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$

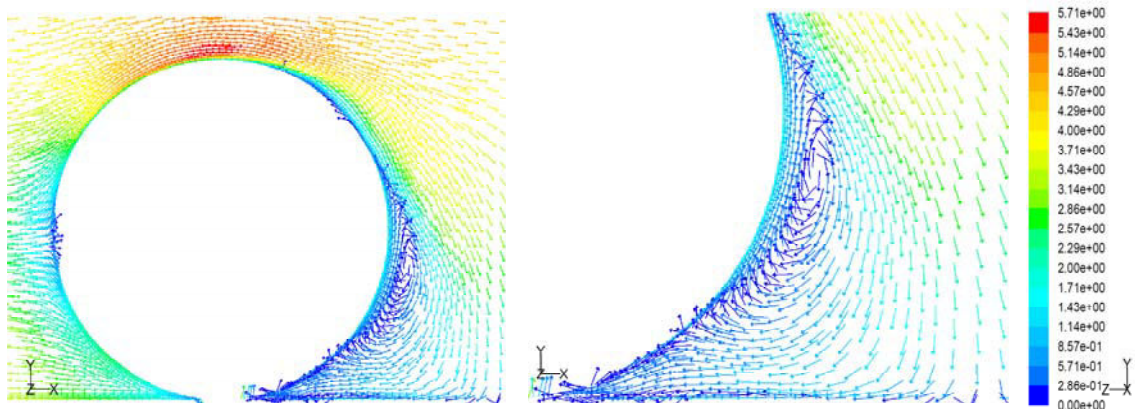


Figure IV.10. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées)
 $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$

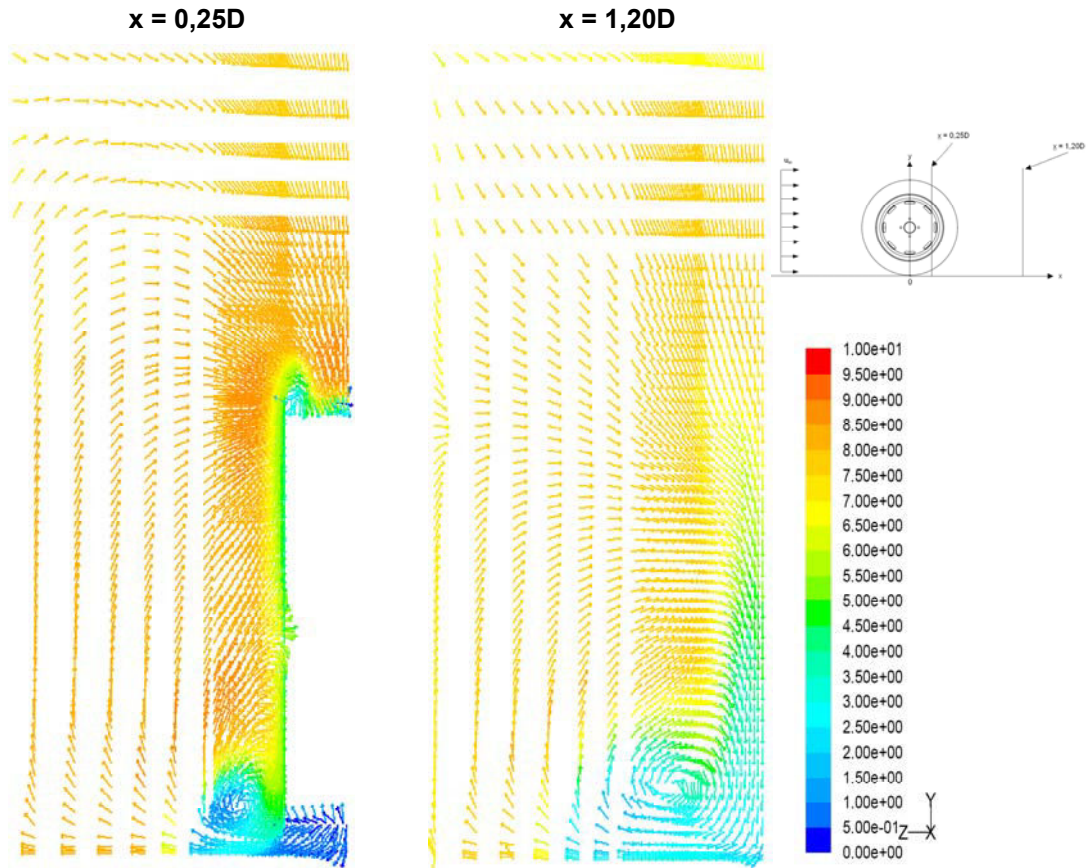


Figure IV.11. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$

$$u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$$

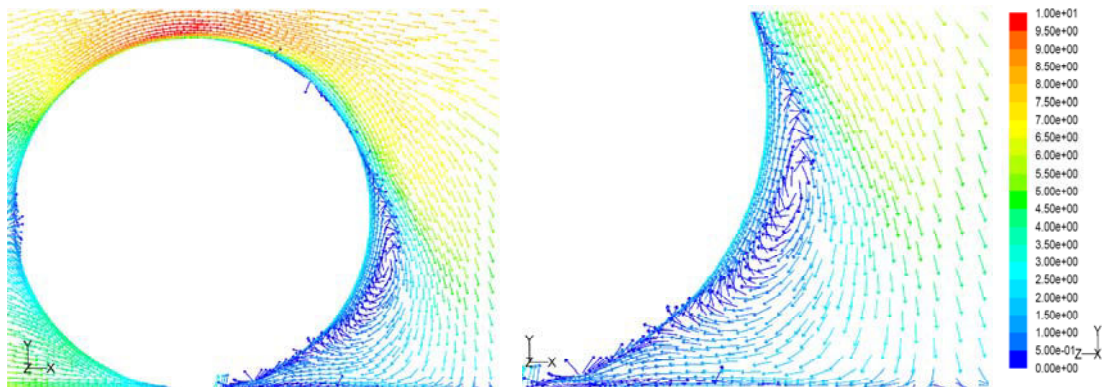


Figure IV.12. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées)

$$u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$$

Si la nature de l'écoulement est indépendante de la vitesse pour la gamme étudiée, il est toutefois important de mentionner que cette dernière observation est valable à condition de respecter l'isocinétisme entre le sol et le flux d'air incident. En effet, les figures IV.13. et IV.14. indiquent que l'écoulement est sensiblement modifié lorsque $u_{\text{sol}} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (roue à l'arrêt) et $u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$. Les vortex latéraux sont, dans ce cas, plus développés notamment sur le plan situé à $x = 1,20D$. Le point de décollement est déplacé vers l'arrière de la roue et le vortex vertical observé dans le plan de symétrie

avec la roue en rotation a disparu (cf. figure IV.14.). Située au niveau du sol, la séparation du jet arrière, c'est à dire la région dans laquelle une partie du flux est aspirée en direction du point de contact de la roue avec le sol et l'autre partie dirigée dans le sens de l'écoulement, est estimée à $x = 0,8D$.

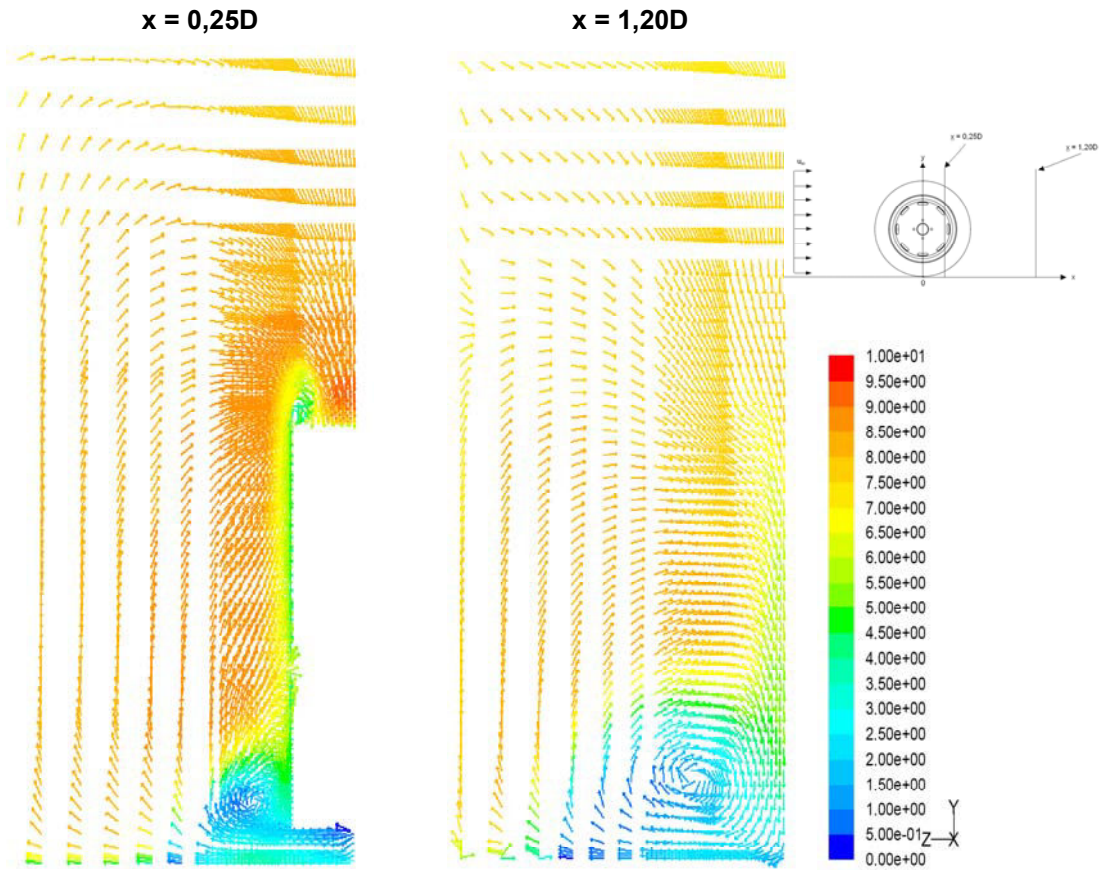


Figure IV.13. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$
 $u_\infty = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue stationnaire

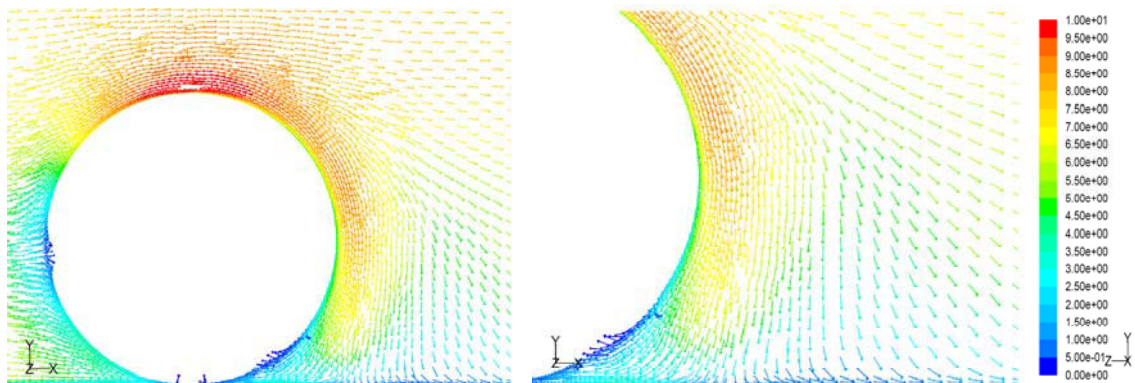


Figure IV.14. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées)
 $u_\infty = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue stationnaire

IV.2.1.2. Influence de la géométrie des flancs de la roue

L'écoulement a été simulé autour de la roue cylindrique en intégrant l'arrondi des flancs (cf. figure II.35.). Les calculs ont été menés pour $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$. Les figures IV.15. et IV.16. correspondent aux champs de vitesse déterminés, respectivement, pour les demi-plans transversaux situés à $x = 0,25D / 1,20D$ et le plan de symétrie de la roue.

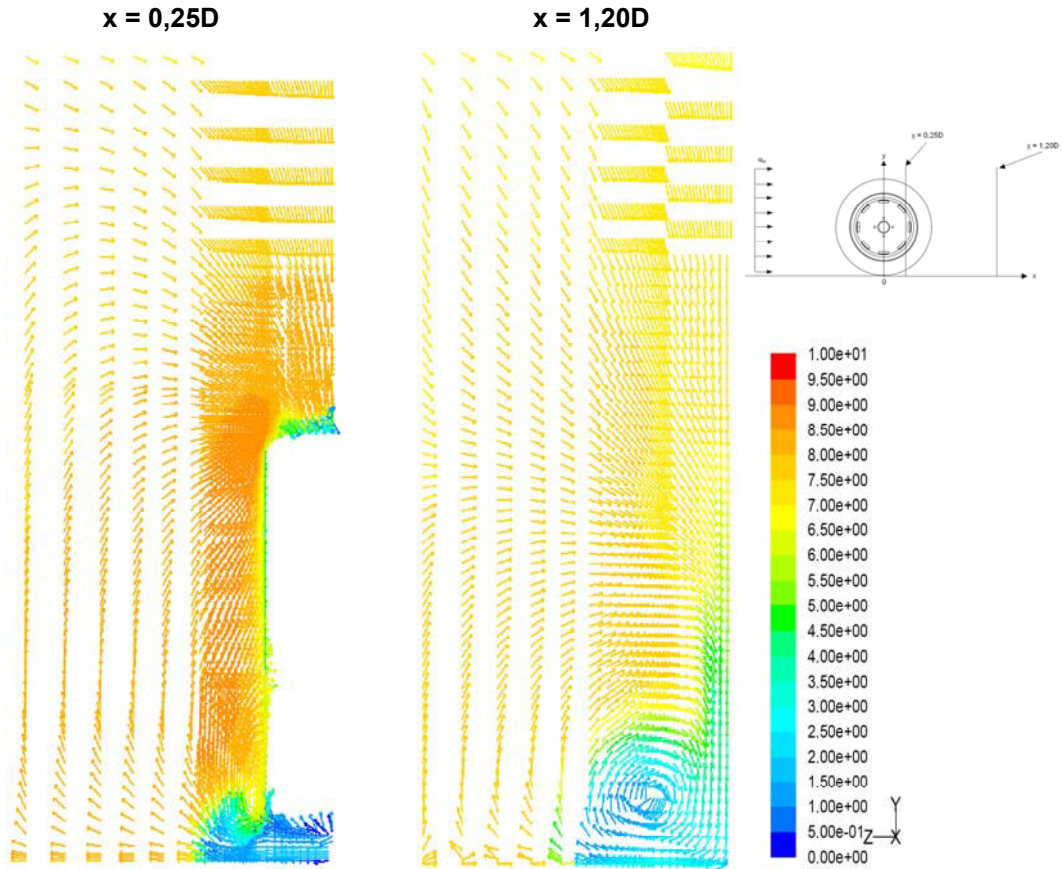


Figure IV.15. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$

$u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue flancs arrondis

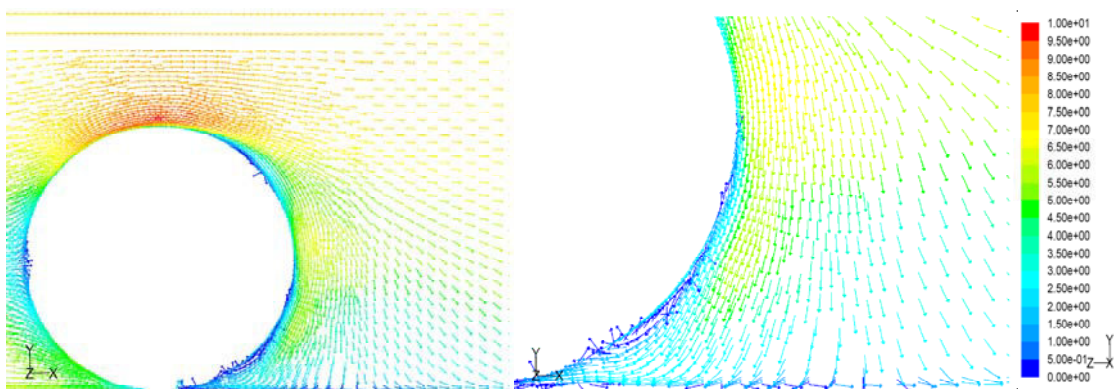


Figure IV.16. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées)

$u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue flancs arrondis

Les champs de vitesse indiquent des différences notables avec le cas de la roue parfaitement cylindrique même si l'écoulement conserve globalement la même structure. La présence des vortex latéraux est confirmée tout comme le phénomène d'aspiration du flux en direction du point de contact de la roue avec le sol. Cependant, à $x = 0,25D$, la vitesse sur les flasques est plus élevée en présence de l'arrondi et les vortex latéraux sont moins développés. Mais, la différence majeure s'observe pour le champ de vitesse établi pour le plan de symétrie avec la disparition du vortex vertical, jusqu'à présent identifié dans ce plan.

Si la prise en compte de l'arrondi des flancs ne constitue pas une modification importante de la géométrie de la roue, elle démontre, néanmoins, que la nature de l'écoulement peut être significativement affectée par des critères géométriques qui, a priori, ne semblent pas déterminants.

IV.2.1.3. Influence du support de roue

L'écoulement a été simulé pour une roue cylindrique en intégrant son support de fixation (cf. figure II.36.) avec pour conditions de vitesses $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$. D'un diamètre de 90 mm, le support est placé au niveau de l'axe de la roue (sur le demi-plan droit de la figure IV.17.). Les champs de vitesse établis pour les plans transversaux situés à $x = 0,25D / 1,20D$ et le plan de symétrie de la roue sont présentés respectivement figures IV.17. et IV.18.

Si le plan de mesures correspondant à $x = 0,25D$ montre que l'incidence du support sur l'écoulement n'est pas significative, le champ de vitesse établi à $x = 1,20D$ révèle une dissymétrie de l'écoulement dans le sillage de la roue. En effet, la présence du support se traduit par une région de faibles vitesses dans son sillage et par une réduction de la taille du vortex situé du même côté que le support.

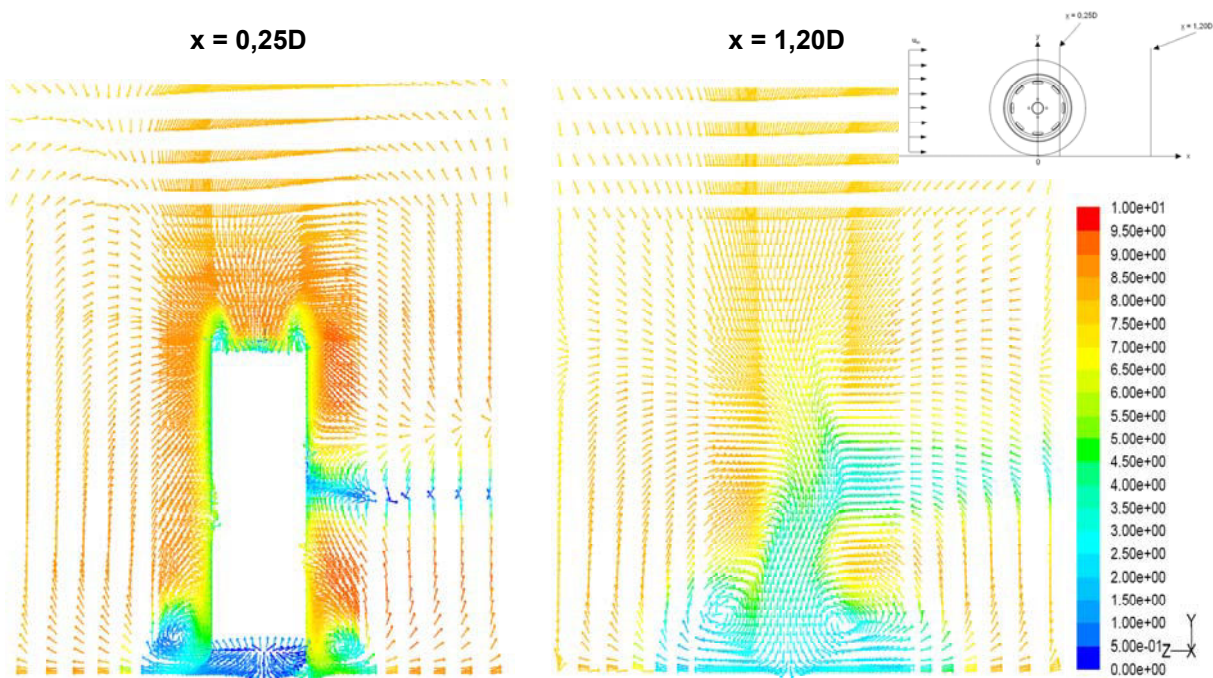


Figure IV.17. Champs de vitesse pour les plans (yz) à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$

$u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$ – Roue et son support

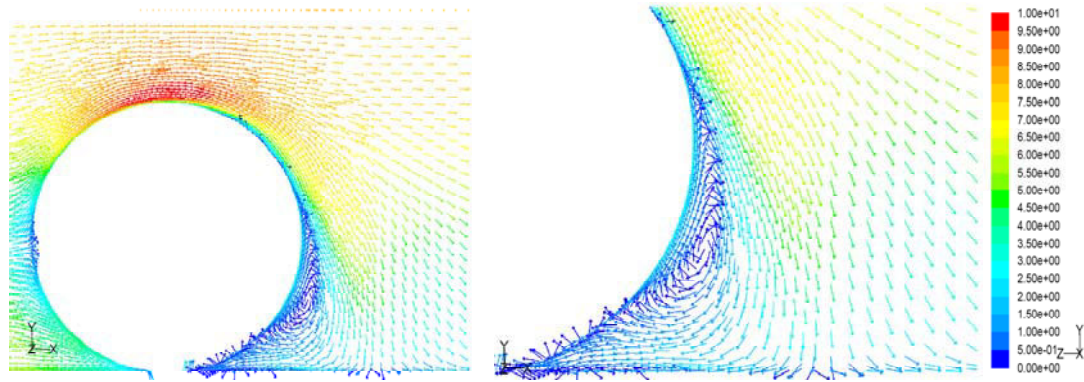


Figure IV.18. Champs de vitesse selon le plan de symétrie de la roue (vues larges et détaillées)

$$u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1} - \text{Roue et son support}$$

En revanche, le champ de vitesse établi selon le plan de symétrie de la roue en présence de son support est similaire à celui de la roue seule.

IV.2.1.4. Influence d'une seconde roue

La configuration étudiée, appelée « tandem », consiste à aligner deux roues cylindriques identiques l'une derrière l'autre. Les caractéristiques des roues sont identiques à celles de la roue cylindrique. L'entraxe des deux roues est de 680 mm et les conditions de vitesses sont $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$.

IV.2.1.4.1. Evolution du coefficient de pression à la surface de chaque roue

La comparaison des profils de C_p à la surface des deux roues en tandem avec celui obtenu avec une roue isolée est présentée figure IV.19.

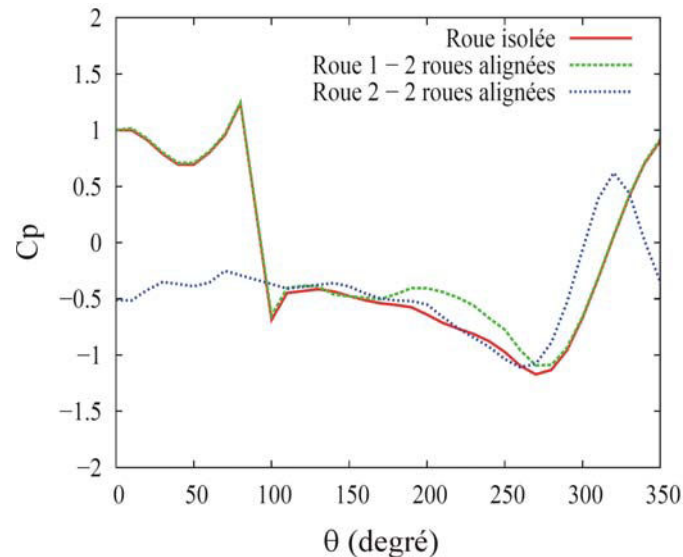


Figure IV.19. Profils du coefficient de pression C_p à la surface des deux roues en tandem et de la roue isolée - $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$

L'évolution de la pression à la surface de la première roue est conforme à ce que l'on observe pour le cas de la roue isolée même si la dépression est moins accentuée pour la région située entre 170° et

260°. La surpression observée en aval du point de contact de la première roue avec le sol démontre l'existence du « wheel jetting ». Ce phénomène est, en revanche, totalement absent pour la seconde roue dont les régions situées en amont et en aval du point de contact sont caractérisées par un C_p négatif.

IV.2.1.4.2. Champs de vitesse

Les champs de vitesse correspondant aux demi-plans situés à $x = 0,25D$ pour la roue 1 et à $x = 0,25D$ et $1,20D$ pour la roue 2 sont présentés figure IV.20. Ils indiquent la présence de vortex latéraux dont la forme évolue sensiblement entre la première et la seconde roue. Si à $x = 0,25D$ – roue 1, le demi-plan est très proche de celui correspondant à la roue isolée, le demi-plan correspondant à $x = 0,25D$, pour la seconde roue, montre un vortex significativement mieux formé et dont le centre est décalé latéralement. L'écoulement à l'aval du point de contact de chacune des roues avec le sol est très semblable même si le sillage de la première est contraint par la présence de la seconde. A $x = 1,20D$, le champ de vitesse illustre une zone de sillage plus étendue que dans le cas de la roue isolée.

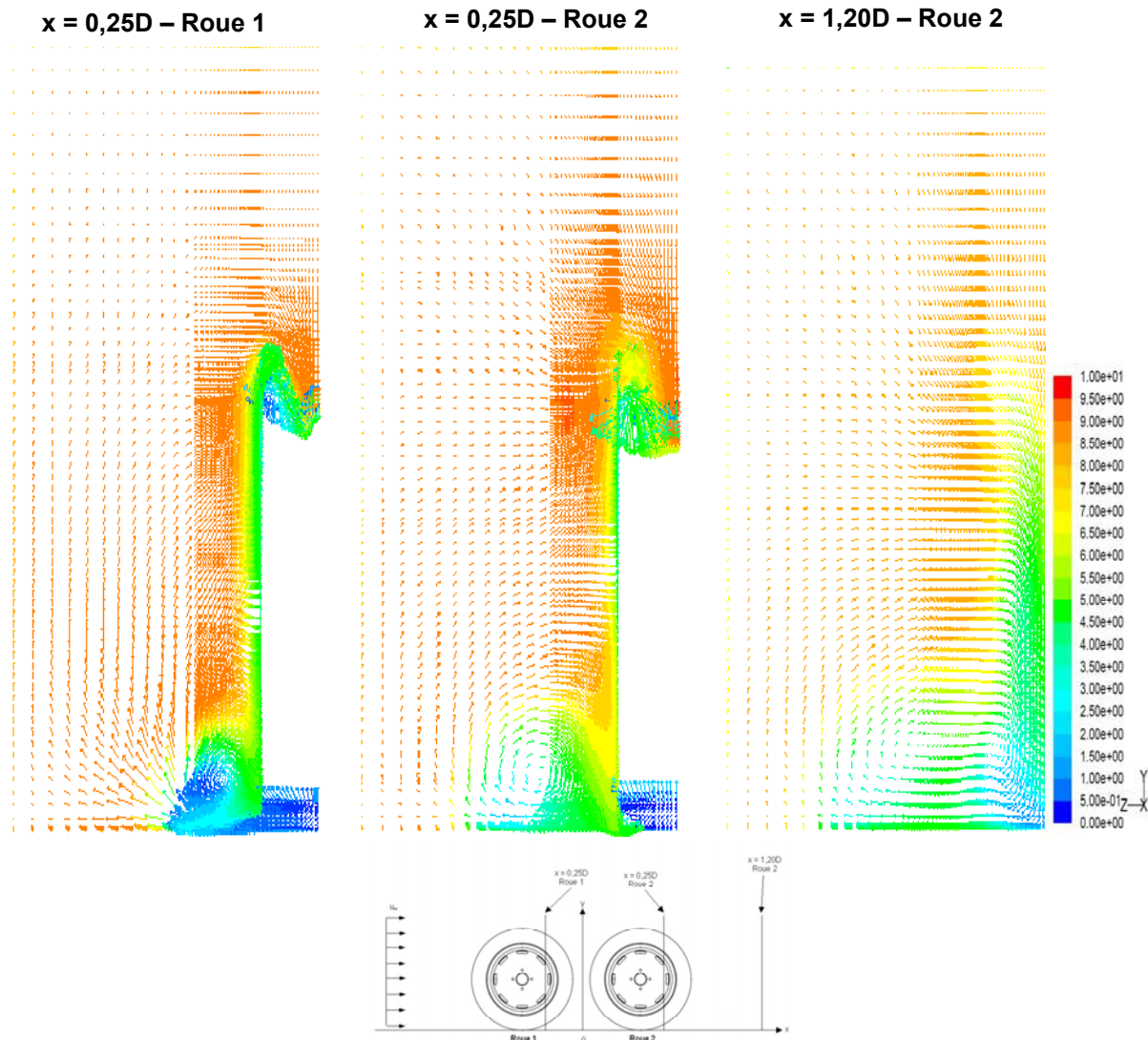


Figure IV.20. Champs de vitesse pour les demi-plans (yz) à $x = 0,25D$ – roue 1 et $x = 0,25D / 1,20D$ – roue 2 $u_{sol} = u_{\infty} = 7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ – Roues en tandem

Le phénomène de « couplage » des vitesses dans la région située entre les deux roues n'est perceptible qu'au niveau de la partie supérieure des roues (cf. figure IV.21.). La zone localisée au niveau du sol révèle, en revanche, un point de séparation du flux situé à mi-distance des roues. Par ailleurs, le champ de vitesse établi pour le plan de symétrie des roues montre clairement la persistance à l'arrière des deux roues, de vortex verticaux de tailles différentes.

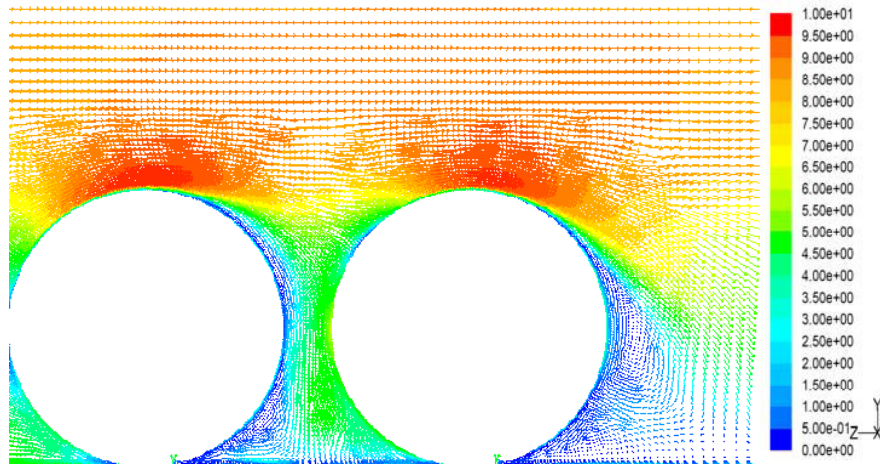


Figure IV.21. Champs de vitesse selon le plan de symétrie des roues

$$u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1} - \text{Roues en tandem}$$

IV.3. Simulation avec des géométries de roues réalistes

Cette démarche a consisté à reproduire, de manière réaliste, l'écoulement pour deux des configurations expérimentales étudiées. Il s'agit d'une roue isolée, lisse avec et sans flasques latéraux. Dans les deux cas de figure, le support est pris en compte. Rappelons que les ajours de la roue ont été représentés de manière simplifiée sous la forme d'une ouverture annulaire sur chaque flanc de la roue et « traversant » la roue (cf. figure II.38.).

Les champs de vitesse moyens ont été établis pour les plans de mesures (yz) situés respectivement à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$. Un calcul instationnaire a également été mené avec un pas de temps de 0,001 s pour les deux configurations. Afin de comparer objectivement les résultats de la simulation avec ceux issus de l'expérience, les champs de vitesse simulés sont illustrés avec la même représentation graphique que celle retenue pour les résultats expérimentaux. Une représentation graphique de l'écart (E) entre les vitesses longitudinales expérimentales et simulées est proposée.

E est définie par,

$$E = \frac{(\overline{u_{\text{exp}}} - \overline{u_{\text{sim}}})}{\overline{u_{\text{exp}}}} \times 100 \quad (\text{IV.1})$$

Où $\overline{u_{\text{exp}}}$ et $\overline{u_{\text{sim}}}$ correspondent respectivement à la vitesse longitudinale expérimentale et simulée.

IV.3.1. Roue isolée lisse sans flasques latéraux

Les champs de vitesse simulés et expérimentaux établis pour les plans transversaux à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ sont présentés figure IV.22. La configuration étudiée est la roue lisse sans flasques latéraux et les conditions de vitesses sont $u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$.

A $x = 0,25D$, la simulation reproduit un écoulement dont l'allure et l'intensité sont, pour les différentes régions du plan, semblables à celles obtenues expérimentalement. On retrouve les singularités aérodynamiques telles que les vortex latéraux ou, encore, une couche limite épaisse sur le flanc extérieur. Le phénomène de « wheel jetting » est, dans ce cas, bien identifié. Les différences observées entre les vitesses longitudinales mesurées et celles simulées au niveau du support de fixation de la roue sont attribuable au fait que la présence d'un épaulement n'a pas été prise en compte dans la simulation (cf. figure IV.23.).

En revanche, à $x = 1,20D$, l'écoulement simulé révèle des différences sensibles avec l'expérience (cf Figure IV.23.). Si pour la région située hors du profil de la roue et son support, la CFD donne des résultats proches de ceux déduits des mesures (cf. zone de sillage du support), la région du sillage située au niveau du sol est moins bien prédite. En effet, la principale différence concerne les dimensions du vortex latéral droit et de la composante longitudinale de la vitesse. La taille et l'intensité du jet arrière sont, dans le cas de la simulation, significativement atténuées.

La représentation des champs de vitesse moyens avec un calcul instationnaire est présentée figure IV.24. Les résultats obtenus dans ces conditions, sont très proches de ceux établis à l'aide d'un calcul stationnaire. Le calcul en mode instationnaire, mené en utilisant un modèle de viscosité turbulente, ne permet donc pas de mettre en évidence des structures de l'écoulement qui ne seraient pas révélées par un calcul stationnaire.

Cependant, l'enregistrement de la vitesse en un point d'un des vortex latéraux fait apparaître des phénomènes instationnaires avec une fréquence de 2 Hz (cf. figure IV.25.). L'amplitude des variations reste toutefois relativement faible et la structure de l'écoulement évolue peu au cours du temps (cf. figure IV.26.). Cette observation est à rapprocher de l'analyse spectrale expérimentale correspondante qui indique la présence de fréquences voisines de 2 Hz (cf. figure II.9.).

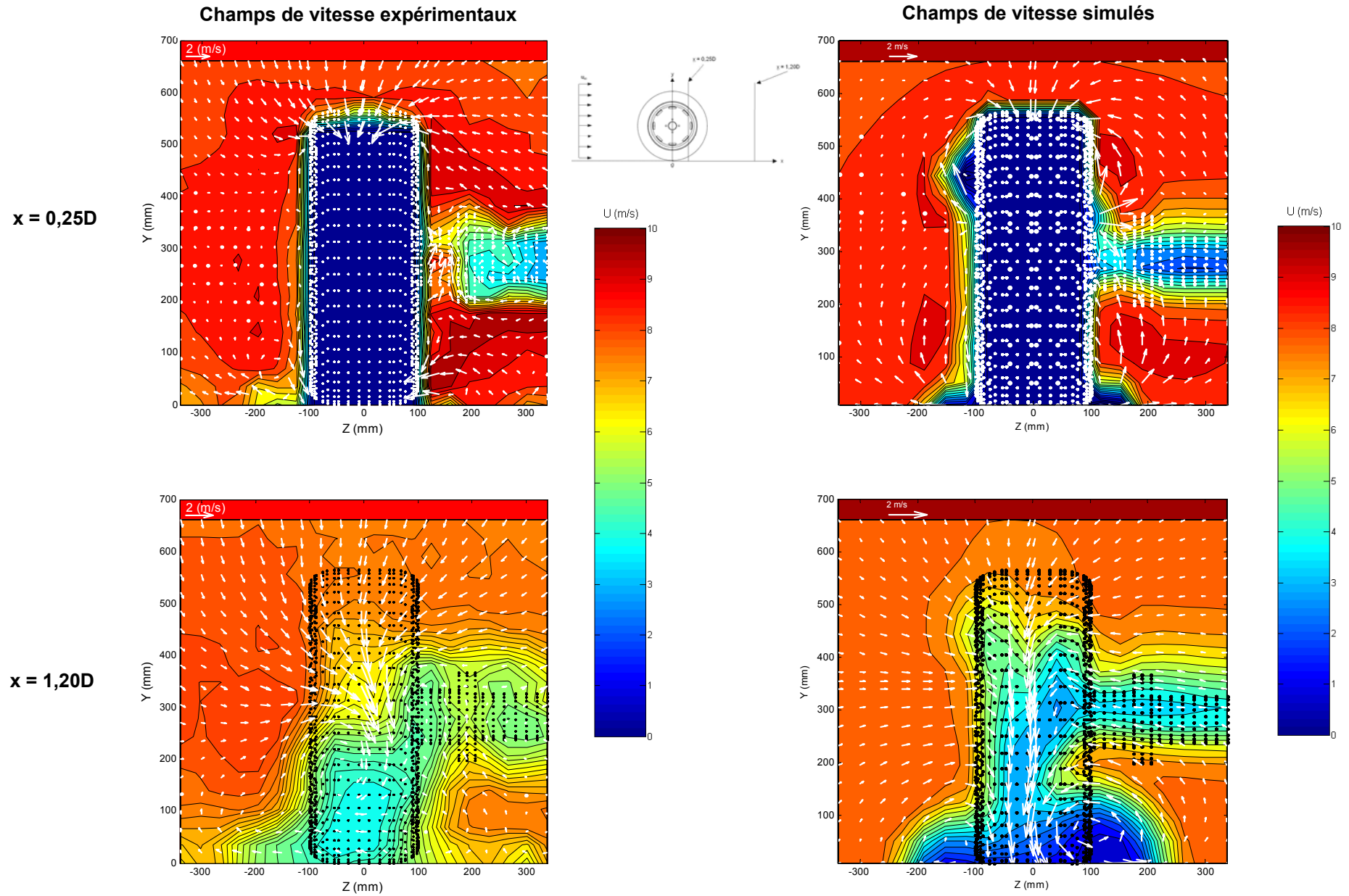


Figure IV.22. Champs de vitesse expérimentaux et simulés pour une roue lisse sans flasques – Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

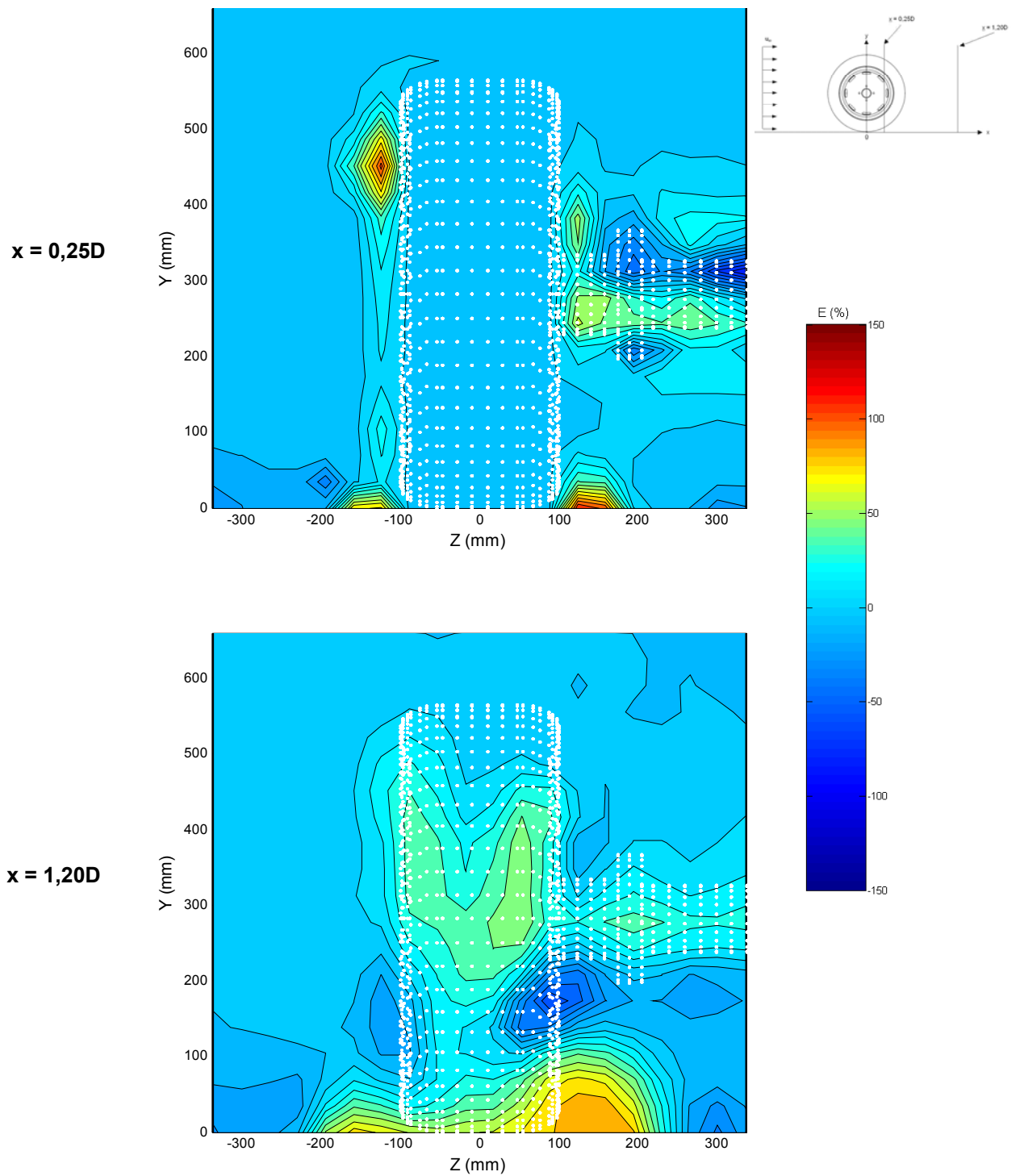


Figure IV.23. Ecart (E, %) entre les vitesses longitudinales expérimentales et simulées pour une roue lisse sans flasques

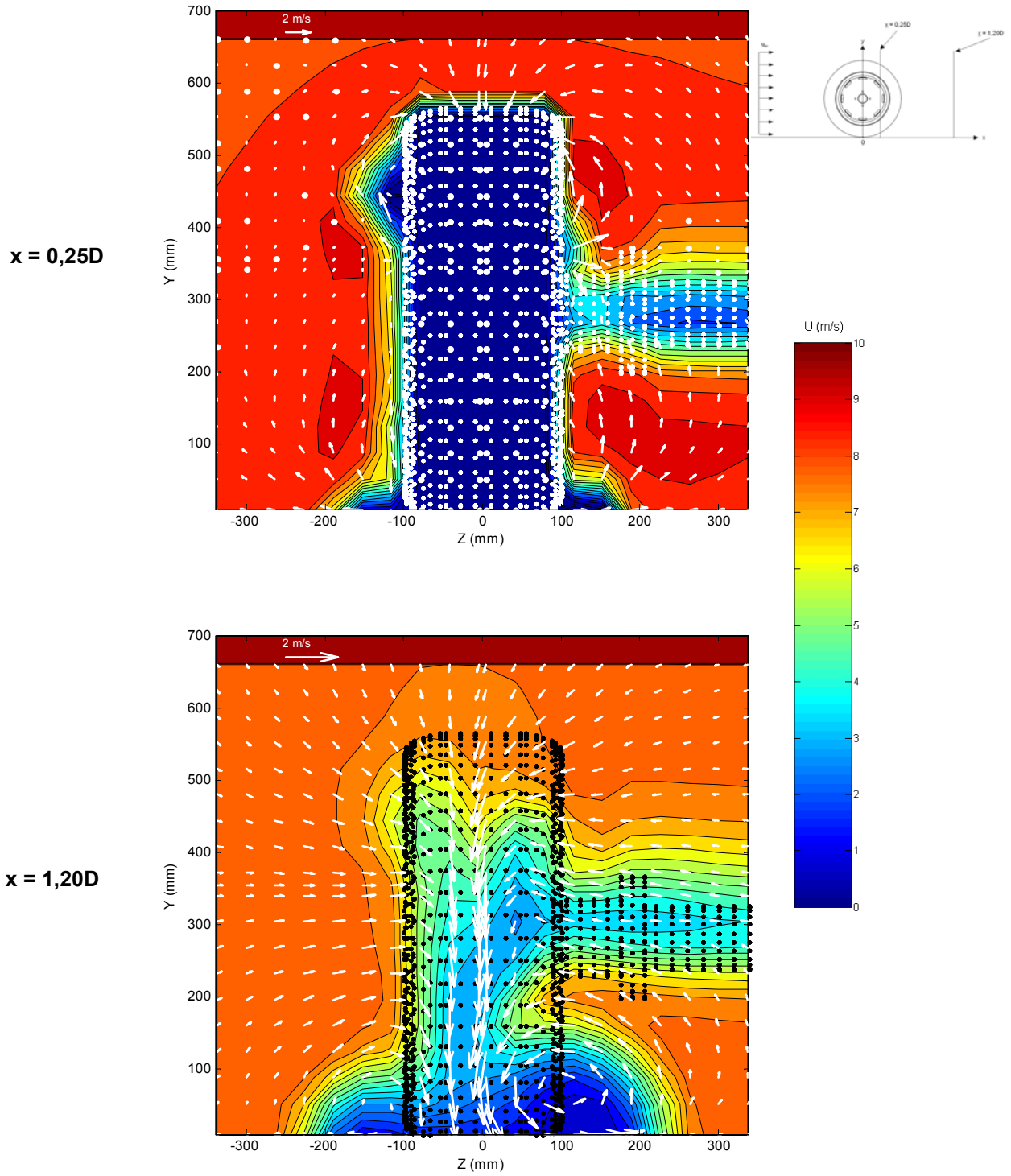


Figure IV.24. Champs de vitesse simulés pour une roue lisse sans flasques
Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$ – Calcul instationnaire

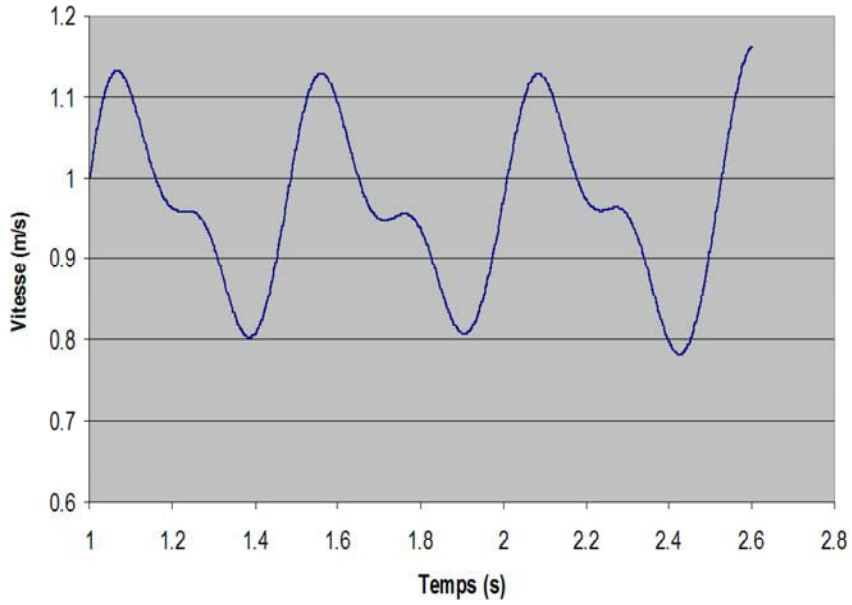


Figure IV.25. Module de la vitesse en fonction du temps - Roue isolée lisse sans flasques

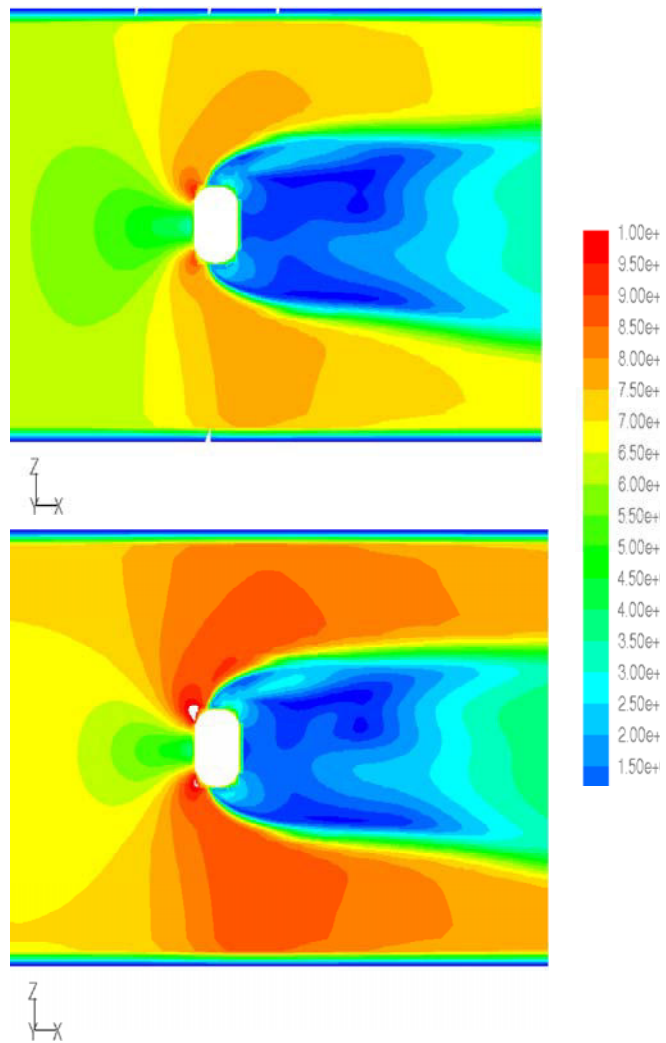


Figure IV.26. Contours du module de la vitesse à deux instants différents ($\Delta t = 1$ s) dans un plan horizontal (xz) situé à 10 cm du sol – Roue isolée lisse sans flasques

IV.3.2. Roue isolée lisse avec flasques latéraux

La figure IV. 27. représente les champs de vitesse simulés et expérimentaux pour les plans de mesures transversaux situés à $x = 0,25D$ et $x = 1,20D$ dans le cas de la roue lisse équipée de flasques latéraux. Les conditions de vitesses sont $u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$.

Menée avec des conditions aux limites et une configuration géométrique proches de celles observées expérimentalement, la simulation décrit un écoulement notablement différent de celui obtenu dans la veine aéraulique. Qu'il s'agisse du champ de vitesse moyen établi pour le plan (yz) situé à $x = 0,25D$ ou encore celui défini à $x = 1,20D$, les résultats de simulation traduisent un écoulement pour lequel la présence de vortex latéraux est confirmée et le jet arrière limité. Rappelons que, d'un point de vue expérimental, la mise en place des flasques de part et d'autre de la roue modifie significativement la nature du sillage avec pour conséquences principales la disparition des vortex latéraux et l'atténuation du phénomène de « wheel jetting », un jet arrière accentué et orienté vers le plan de symétrie vertical de la roue.

A l'instar du cas de figure précédent, on remarque que, pour la région située hors du profil de la roue et son support, l'écoulement est reproduit fidèlement, même si les vitesses longitudinales expérimentales dans les zones de vortex inférieurs sont supérieures à celles simulées (cf. Figure IV.28.). Les différences les plus importantes entre la simulation et l'expérience sont observées en partie basse de l'écoulement. Les écarts observés entre les vitesses longitudinales mesurées et celles simulées au niveau du support de fixation de la roue sont attribuable au fait que la présence d'un épaulement n'a pas été prise en compte dans la simulation. Les difficultés de la CFD à prédire un écoulement, notamment pour les composantes secondaires de la vitesse, en accord avec l'expérience dans la région localisée à proximité du point de contact de la roue avec le sol sont exacerbées en présence des flasques latéraux. L'hétérogénéité et l'anisotropie de la turbulence dans cette partie de l'écoulement en sont probablement à l'origine. En effet, le modèle de turbulence retenu dans le cadre de cette étude est pertinent à condition de considérer la viscosité turbulente isotrope, ce qui n'est pas le cas ici. Néanmoins, ces résultats sont conformes à ceux disponibles dans la littérature pour des géométries et des conditions opératoires comparables (Wäschle et al., 2004).

D'après la simulation, l'incidence de flasques latéraux sur les champs de vitesse moyens de l'écoulement n'est pas perceptible. L'écoulement simulé est, dans ce cas, comparable à celui décrit pour la roue sans flasques. Toutefois, le calcul instationnaire révèle, qu'en présence des flasques, l'écoulement apparaît parfaitement stationnaire. La représentation des champs de vitesse avec un calcul instationnaire est présentée figure IV.29. L'enregistrement de la vitesse en fonction du temps, en un point localisé au niveau d'un des vortex latéraux, montre que cette vitesse est stable dans le temps. Les observations expérimentales correspondantes sont confirmées. La figure IV.30. représente, à deux instants différents ($\Delta t = 1 \text{ s}$), les contours du module de la vitesse sur un plan horizontal (xz) situé à 10 cm au dessus du sol, c'est à dire dans la région des vortex. Cette illustration n'indique pas de caractère instationnaire de l'écoulement.

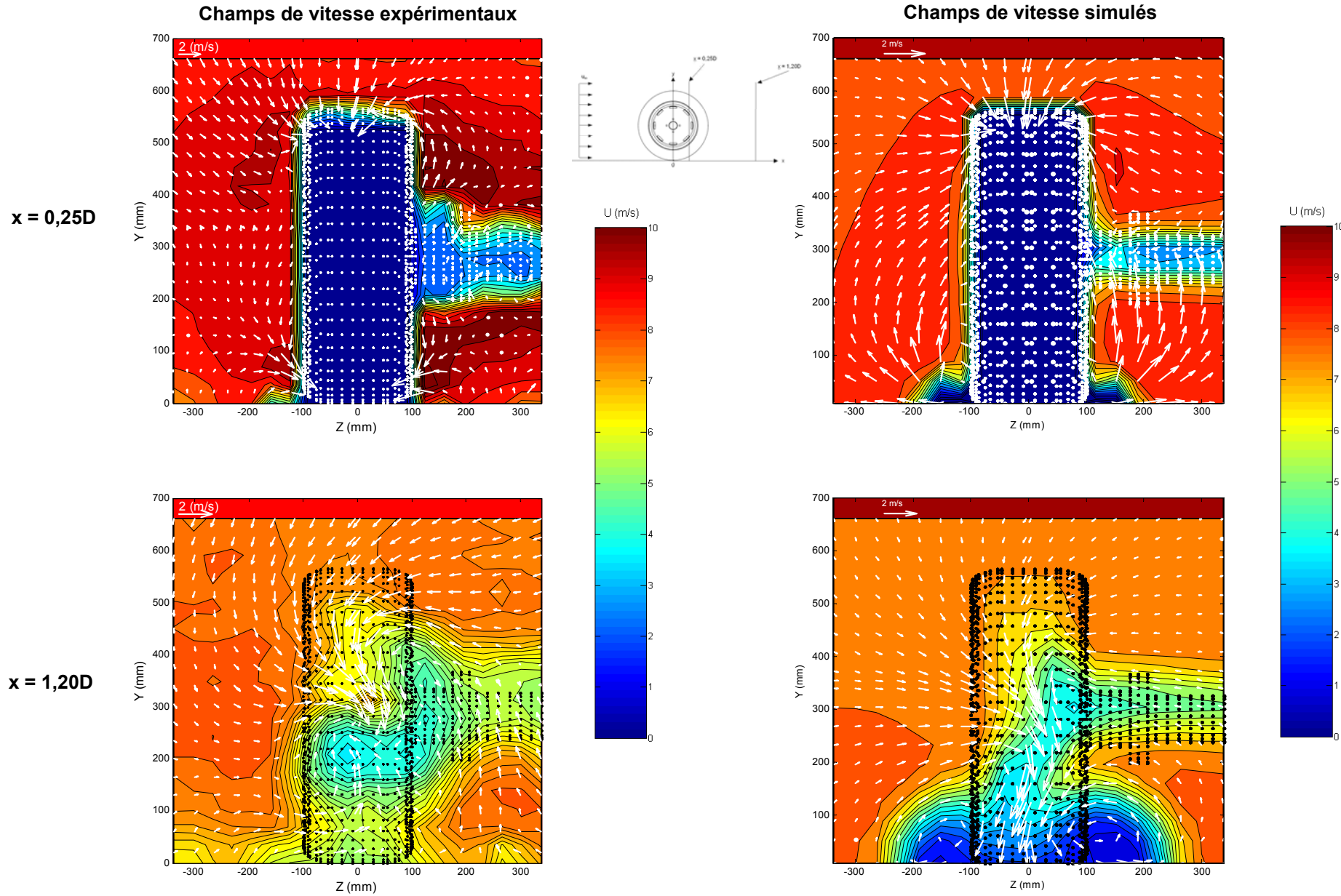


Figure IV.27. Champs de vitesse expérimentaux et simulés pour une roue lisse avec flasques – Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

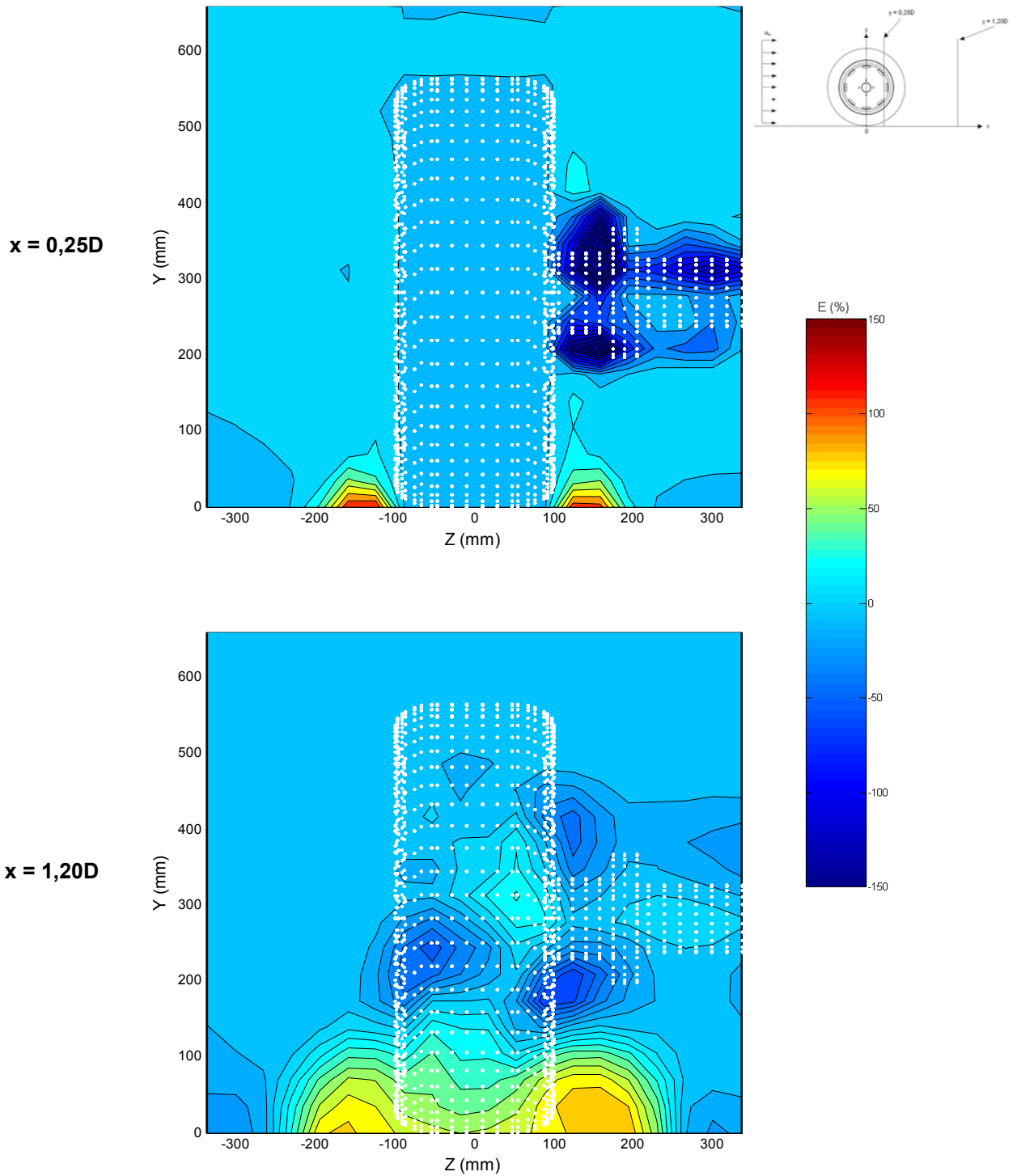


Figure IV.28. Ecart (E , %) entre les vitesses longitudinales expérimentales et simulées pour une roue lisse avec flasques

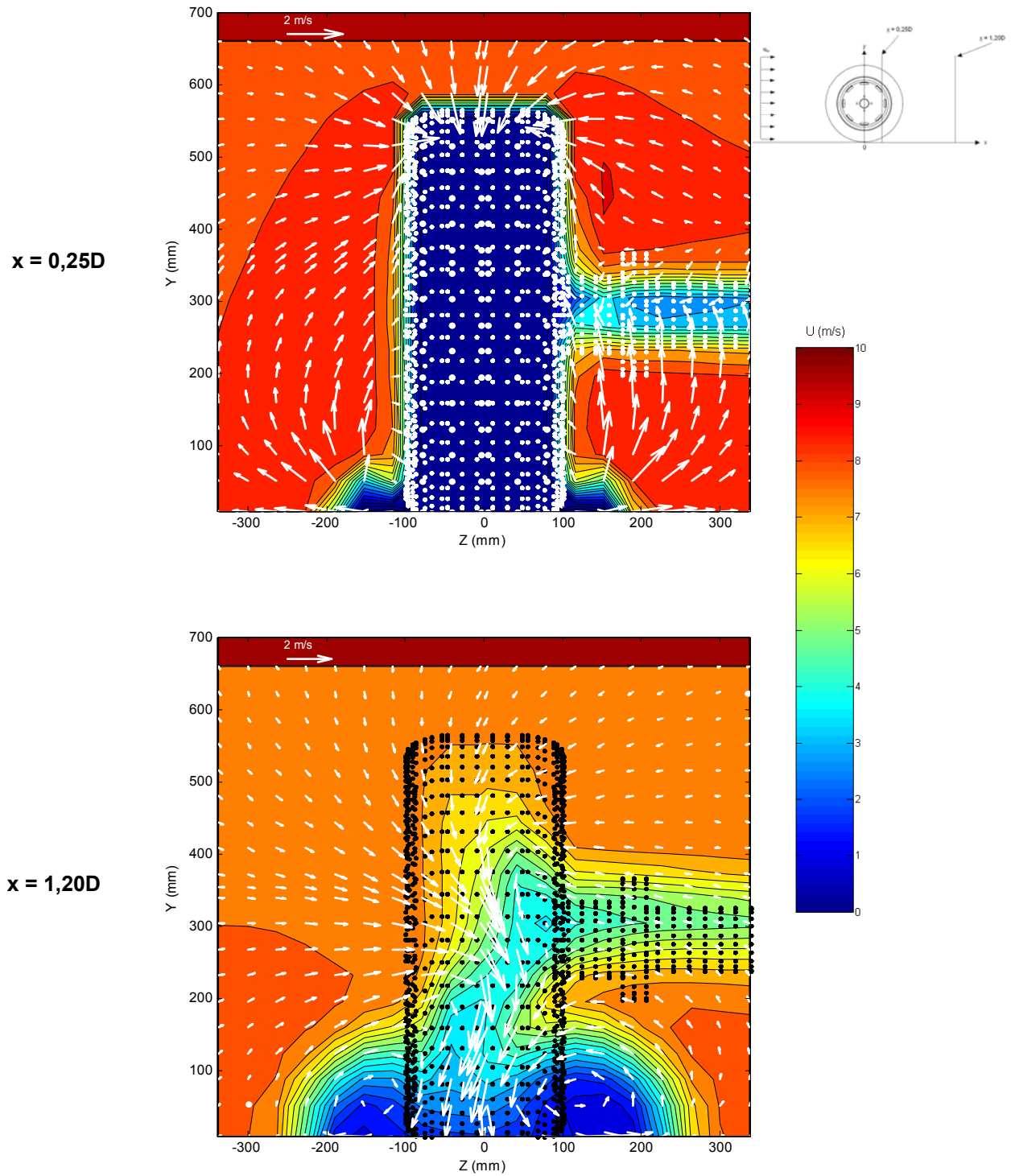


Figure IV.29. Champs de vitesse simulés pour une roue lisse avec flasques
Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$ – Calcul instationnaire

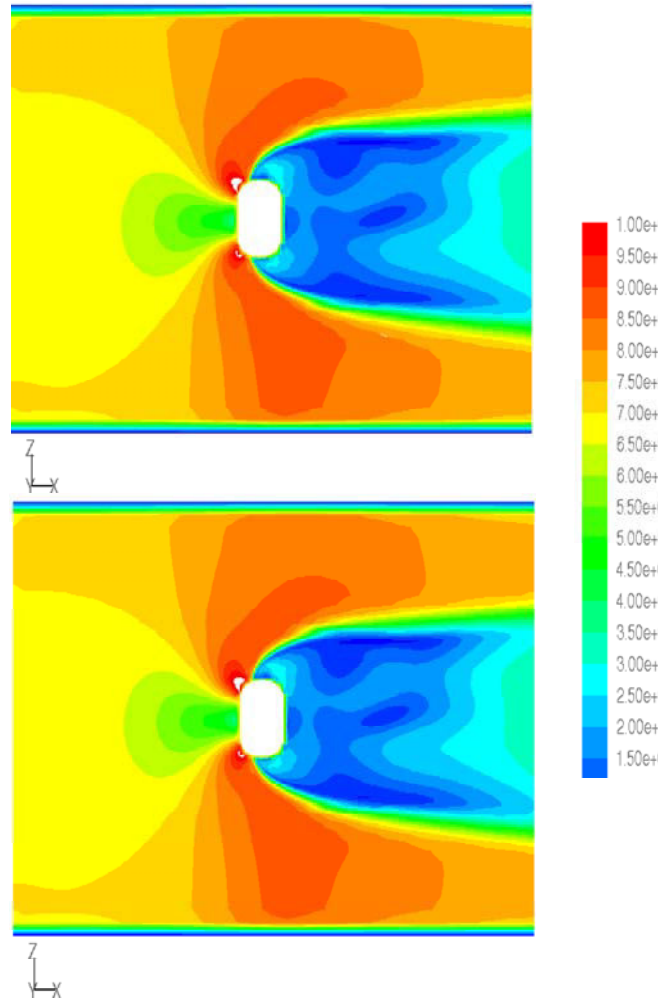


Figure IV.30. Contours du module de la vitesse à deux instants différents ($\Delta t = 1$ s) dans un Plan horizontal (xz) situé à 10 cm du sol – Roue isolée lisse avec flasques

IV.3.3. Simulation aux grandes échelles

La simulation aux grandes échelles a été réalisée, d'une part, pour décrire les structures turbulentes plus rigoureusement et, d'autre part, pour vérifier si les simplifications apportées par la description de la turbulence à l'aide d'un modèle de viscosité turbulente n'ont pas conduit au calcul d'un écoulement très éloigné de la réalité. La configuration concernée par cette approche est la roue lisse avec son support et sans les flasques latéraux.

Rappelons que cette approche consiste à calculer les détails des grands tourbillons en utilisant un modèle à plus petite échelle pour décrire l'influence des petits tourbillons sur les grands. Seules les petites échelles sont modélisées et l'erreur introduite est réduite.

La figure IV.31. présente les champs de vitesse moyens et un exemple de champs de vitesse instantanés calculés par LES. Du point de vue de l'écoulement moyen, les résultats sont tout à fait semblables à ceux obtenus avec l'approche RANS, excepté la région du sillage du support qui est, dans le cas de l'approche LES, légèrement moins étendue alors que celle du sillage de la roue l'est sensiblement plus. L'écoulement instantané indique l'existence de structures instationnaires et la présence de vortex latéraux.

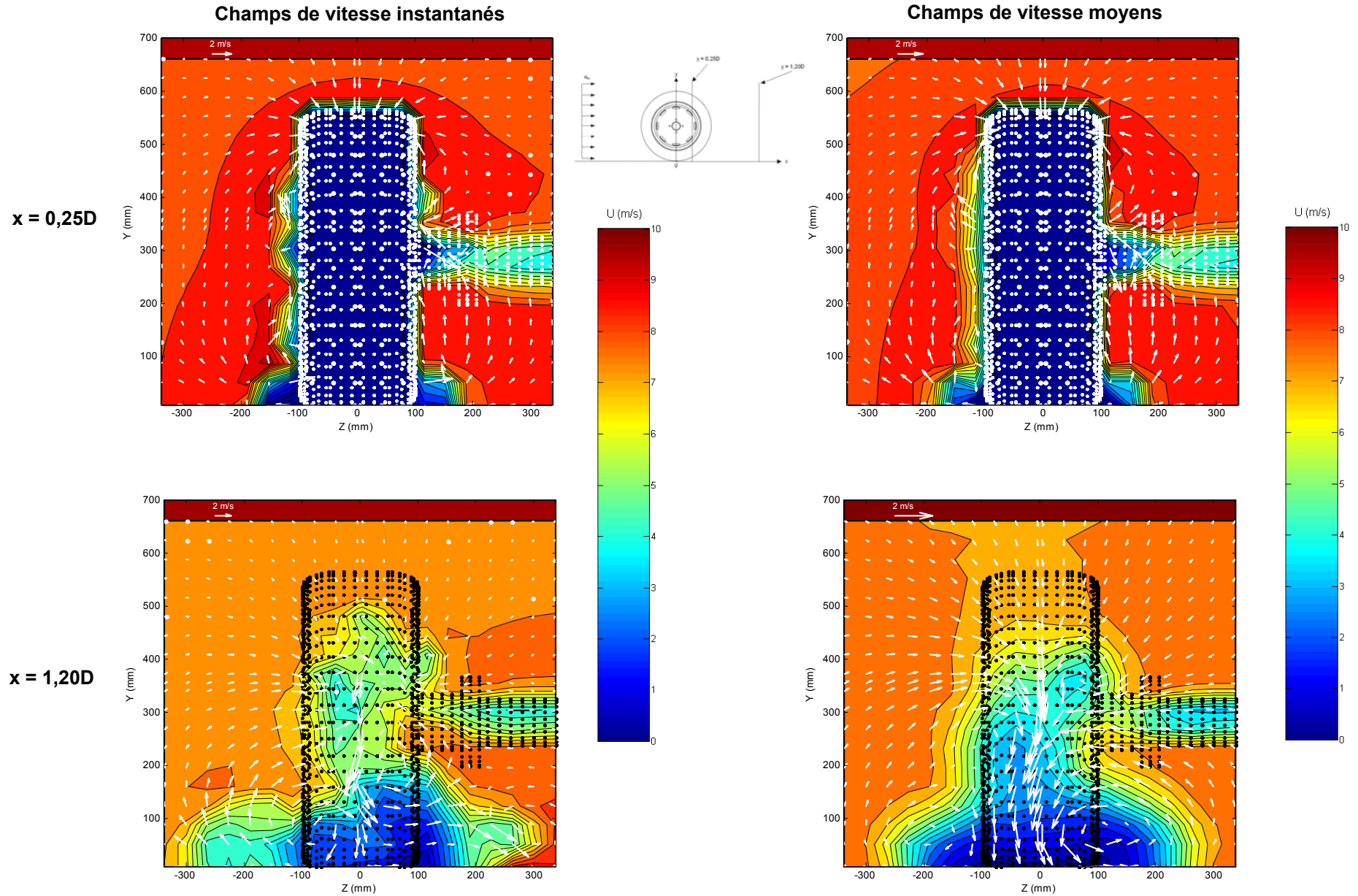


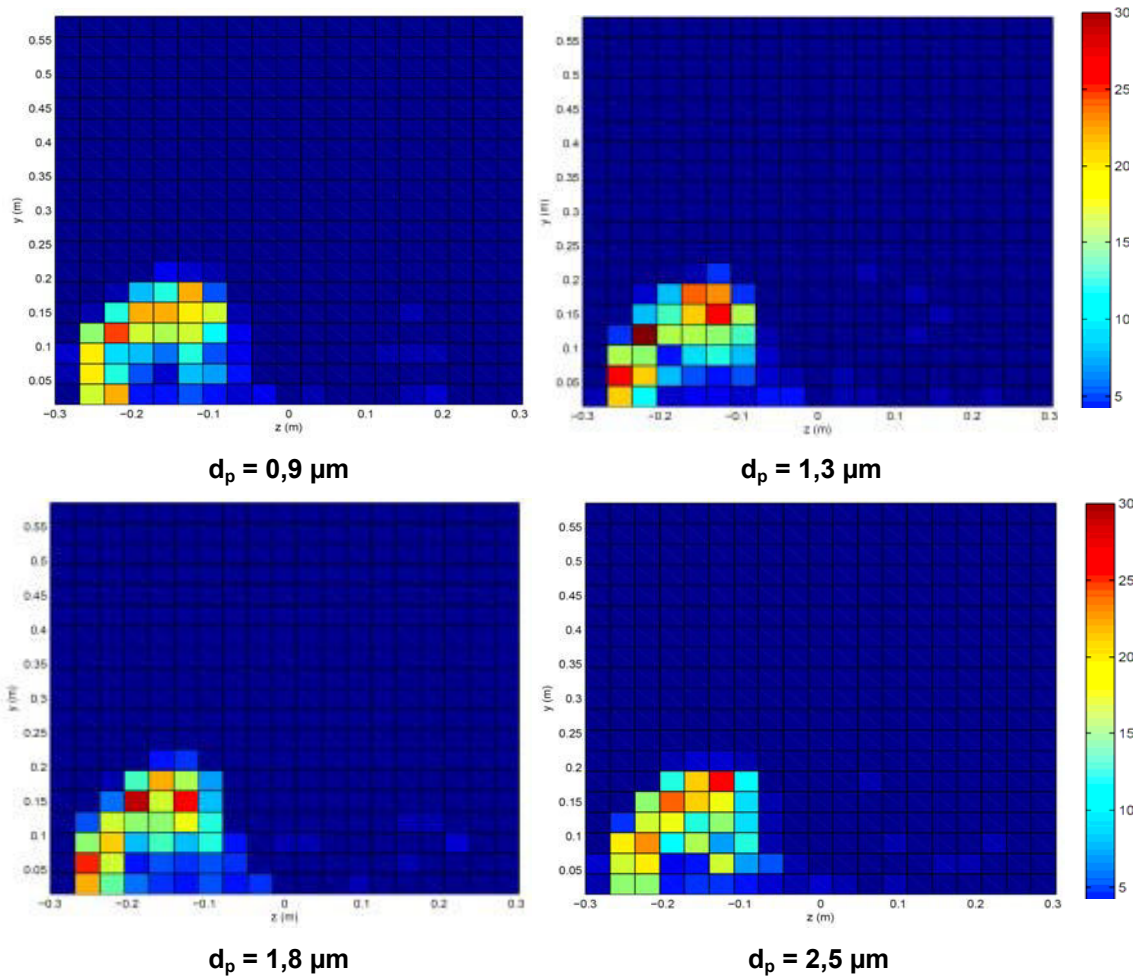
Figure IV.31. Champs de vitesse instantanés et moyens simulés par LES pour une roue lisse sans flasques – Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

IV.4. Simulation de la dispersion des particules

La simulation de la dispersion des particules dans le sillage de la roue repose sur le suivi lagrangien (cf. § II.1.2.5.) de particules sphériques de masse volumique $\rho_p = 2460 \text{ kg.m}^{-3}$ et de diamètres $0,9 \mu\text{m}$, $1,3 \mu\text{m}$, $1,8 \mu\text{m}$ et $2,5 \mu\text{m}$. L'introduction des particules est effectuée en aval du point de contact de la roue avec le sol à la différence de l'expérience pour laquelle elles sont déposées en amont. A ce titre, il ne sera pas possible de comparer rigoureusement la dispersion des particules prédite par la simulation à celle évaluée expérimentalement.

La roue étudiée correspond à la roue lisse sans flasques latéraux et les conditions de vitesses sont $u_{\text{sol}} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$. L'écoulement de l'air a, tout d'abord, été simulé puis un calcul de trajectoires des particules dans cet écoulement a été mené. L'influence possible des particules sur l'écoulement de l'air autour de la roue n'a pas été prise en compte dans le calcul. La figure IV.32. représente la simulation de la dispersion de 500 particules pour les différents diamètres dans le plan vertical d'abscisse $x = 1,20D$.

Quel que soit le diamètre des particules considérées, ces dernières sont massivement transportées latéralement par le vortex situé à gauche sur le plan de mesures. Cette répartition dissymétrique est attribuable à la présence du support de roue. Introduites au niveau du plan de symétrie vertical et du sol, les particules sont transportées par l'écoulement qui est, dans cette partie, dirigé du côté opposé à l'arbre. Cette observation corrobore qualitativement les résultats expérimentaux correspondants même si, dans le cas de l'expérience, une partie des particules est déportée à droite du profil de la roue. Par ailleurs, le nuage de particules s'étend jusqu'à une hauteur de 200 mm pour la simulation contre 150 mm pour l'expérience.



**Figure IV. 32. Répartition en nombre des particules aérosolisées dans le plan (yz) à $x = 1,20D$
Roue isolée lisse sans flasques - $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$**

IV.5. Conclusions

La simulation présente un intérêt scientifique et économique évident mais sa mise en œuvre se révèle particulièrement délicate. La qualité du résultat dépend essentiellement des aptitudes de l'utilisateur à porter une analyse critique du problème auquel il est confronté. Au-delà de la nécessité d'en déterminer les conditions aux limites, il doit notamment consacrer une attention particulière à la stratégie nécessaire à la fermeture des équations de Navier-Stokes. Cette difficulté repose essentiellement sur le choix du modèle de turbulence, des lois de parois et de la nature du maillage du domaine étudié.

Néanmoins, la simulation ne permet pas toujours d'apporter une réponse exhaustive à une problématique donnée. Dans le cas d'écoulements complexes pour lesquels la turbulence présente un caractère fortement hétérogène et anisotrope, la simulation n'aboutit pas toujours à la prédiction précise de l'écoulement. L'application de la simulation pour l'étude de l'écoulement autour d'une roue isolée, en intégrant ses singularités géométriques, en illustre les limites.

Si la CFD a, dans ce cas, permis de mettre en évidence l'incidence de subtilités géométriques telles que l'arrondi des flancs sur l'écoulement, elle ne parvient pas vraiment à prédire les modifications aérodynamiques induites par d'autres éléments géométriques. On pensera, naturellement, à la mise en place de flasques latéraux qui modifie notablement la nature de l'écoulement pour les régions situées à proximité du point de contact de la roue avec le sol sans que l'outil numérique ne parvienne à l'anticiper. La nécessité d'adosser la modélisation à l'expérience s'avère donc, dans ce cas, indispensable et l'optimisation de la simulation passera par la recherche de modèles de turbulence mieux adaptés aux conditions d'écoulements rencontrés dans le cadre de ce travail. A terme, la simulation devrait permettre d'étendre l'étude à des situations plus réalistes en intégrant l'environnement de la roue mais surtout d'ouvrir des perspectives sur les moyens technologiques à déployer pour l'atténuation des émissions de particules dans l'environnement.

**CONCLUSION
ET
PERSPECTIVES**

Très longtemps stigmatisée comme une source d'émission diffuse intarissable, l'aérosolisation de particules provoquée par la rotation des roues d'un véhicule a fait, récemment, l'objet de recherche. Ces études ont permis d'en évaluer le flux sans toutefois en déterminer les mécanismes. Les principales actions préventives qui ont été proposées, pour garantir une qualité de l'air acceptable aux populations de travailleurs surexposées, reposent sur l'épandage massif d'agents suppresseurs de poussières. De toxicité variable, d'efficacité contestable, ces substances sont massivement dispersées dans les milieux de vie en totale contradiction avec les fondamentaux du développement durable. Dans la plupart des cas, ces solutions s'apparentent plus à des « pansements sur une jambe de bois » qu'à une démarche d'ingénierie durable et cohérente, basée sur l'étude de la source d'émission.

Si la revue de la littérature révèle à quel point la question de ce mode de pollution est bien documentée, les travaux traitant du terme source, c'est à dire des phénomènes mécaniques et aérodynamiques au voisinage de la roue, sont rares. La problématique du comportement des particules dans le sillage de la roue est, quant à elle, dépourvue de toute forme de communication scientifique.

Menés, pour l'essentiel, à des fins économiques, les études recensées ne décrivent pas la nature des mécanismes qui sont à l'origine de l'envol de la poussières et de son transport. Qu'ils soient expérimentaux ou adossés à la simulation, les travaux disponibles sur le sujet sont exclusivement consacrés à des configurations de roues simplistes et ne permettent pas de prédire le comportement de l'écoulement de l'air dans le sillage d'une roue géométriquement plus élaborée.

Les travaux entrepris dans le cadre de cette thèse s'inscrivent dans une démarche scientifique originale et inédite. Car, au-delà de la nécessité de développer la connaissance sur une thématique orpheline, cette étude tente d'illustrer une approche intégrative difficile par l'introduction de contraintes sociétales dans un sujet scientifique mono-disciplinaire.

A partir d'un état de l'art précis de la problématique, les travaux ont consisté à évaluer, expérimentalement et par la simulation, la nature de l'écoulement de l'air et de l'aérosol dans le champ proche d'une roue en intégrant la présence de motifs à la surface du pneumatique ou encore en tenant compte de sa nature non axi-symétrique. Conduite, à l'origine, pour le cas d'une roue isolée, l'étude a été élargie à une roue capotée et à un système de roues en tandem. Très complexe, l'étude des mécanismes qui décrivent l'envol des poussières n'a pas été abordée dans cette thèse.

Si l'expérimentation a confirmé les observations formulées par les auteurs des travaux les plus récents, elle a mis en évidence la contribution d'éléments géométriques de la roue sur le sillage et la dispersion des particules. La présence de crans à la surface du pneumatique était considérée, a priori, comme le facteur qui pouvait être à l'origine des modifications les plus significatives de l'écoulement dans la région proche du point de contact de la roue avec le sol. Il s'avère que la mise en place de

flasques latéraux sur la roue s'accompagne des singularités aérodynamiques les plus importantes et les plus inattendues. Alors que de larges vortex, localisés de part et d'autre de la roue ajourée, sont les structures du « wheel jetting » qui favorisent la dispersion des particules, la présence des flasques contribue au développement d'un écoulement bien resserré derrière la roue dans lequel les vortex ont totalement disparus au profit d'un jet arrière intense. Ces résultats sont corroborés par la mesure de la concentration particulaire dans le sillage de la roue. Replacées dans la problématique de la réduction des émissions de poussières, ces dernières observations constituent des éléments de tout premier ordre. En effet, à condition que ces phénomènes soient confirmés en situations expérimentales réelles, la mise en place de ce type d'accessoire laisse entrevoir la possibilité de réduire le transport latéral de l'aérosol. Il s'agit, en tout état de cause, de pistes de recherche privilégiées pour la conception de systèmes d'atténuation de la dispersion de poussières dans l'environnement.

Menée pour répondre aux interrogations nées d'un déficit de connaissances sur le sujet, la partie expérimentale de la thèse a également concouru à l'élaboration d'un protocole de simulation. Le recours à la simulation devait permettre la résolution numérique d'écoulement pour des configurations réalistes. Si pour le cas de figure simple de la roue isolée, l'écoulement simulé présente de bonnes similitudes avec les résultats expérimentaux correspondants, elle ne parvient pas à prédire les modifications de l'écoulement induites par les flasques latéraux. Qu'il s'agisse de la simulation aux grandes échelles ou encore de l'approche basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées, la simulation ne révèle pas de différence notable entre les deux configurations. L'étude d'écoulements complexes pour lesquels la turbulence présente un caractère fortement hétérogène et anisotrope en illustre les limites. La nécessité d'adosser la modélisation à l'expérience s'avère donc, dans ce cas, indispensable. L'optimisation de la simulation passera par la recherche de modèles de turbulence mieux adaptés aux conditions d'écoulements rencontrés dans le cadre de ce travail.

Si ces travaux ont fait avancer la connaissance sur les mécanismes de transport des particules dans le sillage d'une roue, l'ensemble des informations collectées tout au long de cette étude, constitue autant d'éléments qui seront pris en compte dans la recherche et l'élaboration d'outils technologiques qui permettront, à terme, de réduire l'exposition des travailleurs. Les axes de recherche à venir sont orientés vers le développement de dispositifs destinés, d'une part, à limiter la dispersion des particules et d'autre part, à en maîtriser la destination. L'ensemble des technologies de captage de particules sera examiné, même si les techniques d'impaction ou de coagulation « raisonnée » semble être les voies les plus prometteuses. Dans l'attente de solutions technologiques efficaces, la première recommandation proposée consiste à limiter la vitesse de circulation des véhicules circulant sur les pistes industrielles.

Ce travail de recherche original et ambitieux a été conduit, exclusivement, en conditions de laboratoire. Sa valorisation sera d'autant plus pertinente qu'elle sera consacrée à l'étude de situations industrielles. Initiée à des fins de santé au travail, cette expertise pose également les bases d'une réflexion élargie à la santé publique et à la circulation de véhicules légers.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

- Abbey, D. E., Nishino, N., McDonnel, W.F., Burchette, R.J., Knutsen, S.F., Lawrence-Beeson, W., Yang, J.X., 1999. Long-term inhalable particles and other air pollutants related to mortality in nonsmokers. *American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine*, 159, 373 - 382.
- Abu-Allaban, M., Gillies, J.A., Gertler, A.W., Clayton, R., Proffitt, D., 2003. Tailpipe, resuspended road dust, and brake-wear emission factors from on-road vehicles. *Atmospheric Environment*, 37, 5283 - 5293.
- Ahmed, S.R., Ramm, G., Faltin, G., 1984. Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. *Society of Automotive Engineers Technical Paper*, 840300, 473 - 503.
- Axon, L., Garry, K., Howell, J., 1998. An evaluation of CFD for modelling the flow around stationary and rotating isolated wheels. *Society of Automotive Engineers Technical Paper*, 980032, 65 - 75.
- Azbel, D., 1981. *Two-phase flow in chemical engineering*. Cambridge University Press.
- Bailey, M. R., Fry, F. A., James, A. C., 1985. Long term retention of particles in the human respiratory tract. *Journal of aerosol science*, 16, 295 - 305.
- Basara, B., Beader, D., Przulj, V., 2000. Numerical simulation of the air flow around a rotating wheel, 3rd MIRA International Vehicle Aerodynamics Conference, Rugby (U.K.).
- Basset, A.B., 1961. *A Treatise on Hydrodynamics*. Vol. 2 Deighton Bell, Cambridge, 1888.
- Bauer, H., 1979. Particle – fluid transport processes, in *Fortschritte der Verfahrenstechnik*. VDI-Verlag, Düsseldorf, 17, 382 - 406.
- Bearman, P.W., 1984. Some observations on road vehicle wakes. *Society of Automotive Engineers Technical Paper Paper*, 840301, 504 - 515.
- Beeson, W.L., Abbey, D.E. and Knutsen, S.F., 1998. Long-term concentrations of ambient air pollutants and incident lung cancer in California adults : results from the AHSMOG study. *Adventist Health Study on Smog. Environmental Health Perspectives*, 106, 813 - 823.
- Bricard, J., 1977. *Physique des aérosols*. Rapport CEA R4831 (1), R 4831 (2).
- Brook, R.D., Franklin, B., Cascio, W.E. et al., 2004. Air pollution and cardiovascular disease: a statement of the health care professionals from the expert panel on population and prevention science of the American Heart Association. *Circulation*, 109, 2655 - 71.
- Burgin, K., Adey, P.C., Beatham, J.P., 1986. Wind tunnel tests on road vehicle models using a moving belt simulation of ground effect. *Journal of Wind Engineering and Industrial aerodynamics*, 22, 2-3, 227 – 236.
- Chamoux, A., Fontana, L., Borel, A.M., Bonhomme, C., Arnaudo, B., Gabrillargues, D., Catilina, P., 2001. Enquête descriptive sur l'activité et l'état de santé d'une population de salariés de l'industrie extractive en région Auvergne - 1ère partie : Méthodologie générale, enquête technique. *Archives des Maladies Professionnelles et de Médecine du Travail et de Sécurité Sociale*, 62, 611 - 620.
- Cherukat, P., MacLaughlin, J.B., 1994. The inertial lift on a rigid sphere in a linear shear flow field near a flat wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 263, 1 - 18.

- Clift, R., Grace, J.R., Weber, M.E., 1978. Bubbles, drops and particles. Academic Press. N.Y.
- Cogotti, A., 1995. Ground effect simulation for full-scale cars in the Pininfarina wind tunnel. Society of Automotive Engineers Technical Paper 950996.
- Cowherd, C. Jr., Axetell, K. Jr., Maxwell, C.M., Jutze, G.A., 1974. Development of emission factors for fugitive dust sources. EPA-450/3-74-037, U.S. EPA, Research Triangle Park, NC, June.
- Dames, , Moore, , 1999. Silt loading measurements for Clark County paved roads. Final Report for Clark County Regional Transportation Commission, October 15, 1999, prepared by Dames and Moore, 7115 Amigo Street, Suite 110, Las Vegas, NV, 89119, USA.
- Dewitte, J.D., Choucroun, P., Leroyer, C., 1999. Pathologies dues à l'inhalation de poussières de silice. Encyclopédie Médico-chirurgicale : Toxicologie-Pathologie professionnelle, 16 - 002-A-24, 8.
- Directive européenne sur la qualité de l'air, 2008. IP/08/570.
- Dockery, D.W., Pope, C.A., Xu, X., Spengler, J.D., Ware, J.H., Fay, M.E., Ferris, B.G. and Speizer, F.E., 1993. An association between air pollution and mortality in six U.S. cities. New England Journal of Medicine, 329, 1753 - 1759.
- Donaldson, K, Mills, N., MacNee, W., Robinson, S., Newby, D., 2005. Role of inflammation in cardiopulmonary health effects of PM. Toxicology and Applied Pharmacology, 207, S483 – S488.
- Donaldson, K., Tran, C.L., 2002. Inflammation caused by particles and fibres. Inhalation Toxicology, 14, 5 - 27.
- Driscoll, K.E., Carter, J.M, Hassenbein, D.G., Howard, B., 1997. Cytokines and particle-induced inflammatory cell recruitment. Environmental Health Perspectives, 105, 1159 – 1164.
- ED 984, 2007. Valeurs limites d'exposition professionnelle aux agents chimiques. Aide-mémoire technique, INRS.
- Etyemezian, V.J., Kuhn, H., Gillies, M., Green, M., Pitchford, M., Watson, J., 2003. Vehicle based road dust emissions measurements (I): methods and calibration. Atmospheric Environment, 37, 4559 - 4571.
- Fackrell J.E., Harvey J.K., 1974. The Aerodynamics of an isolated road wheel. In: Pershing B (ed) 2nd AIAA Symposium of Aerodynamics of Sports and Competition Automobiles - Western Periodicals Co., Los Angeles, CA, 16, 119 - 125.
- Ganser, G.H., 1993. A Rational approach to drag prediction of spherical and nonspherical particles. Powder technology, 77, 143 - 152.
- Gentric, C., Midoux, N., 2005. Caractérisation et possibilités d'atténuation d'émissions de poussières générées par la circulation de véhicules – Etudes de solutions de prévention – Rapport final. CNRS.
- Gentric, C., Midoux, N., 2006. Caractérisation et possibilités d'atténuation d'émissions de poussières générées par la circulation de véhicules – Etudes de solutions de prévention – Rapport final. CNRS.
- Gentric, C., Midoux, N., 2007. Caractérisation et possibilités d'atténuation d'émissions de poussières générées par la circulation de véhicules – Etudes de solutions de prévention – Rapport final. CNRS.

- Gentric, C., Midoux, N., 2008. Caractérisation et possibilités d'atténuation d'émissions de poussières générées par la circulation de véhicules – Etudes de solutions de prévention – Rapport intermédiaire. CNRS.
- Gillies, J.A., Arnott, P., Etyemezian, V., Gillette, D.A., Kuhns, H., McDonald, E., Moosmueller, H., Nickling, W.G., Schwemmer, G., Wilkerson, T., Thome, K. J., 2002. Characterizing and quantifying local and regional particulate matter emissions from Department of Defense installations. Annual Report prepared for Strategic Environmental Research and Development (SERDP), Arlington, VA, Desert Research Institute, Reno, NV, December 2002.
- Gillies, J. A., Etyemezian, V., Kuhn, H., Nikolic, D., Gillette, D.A., 2005. Effect of vehicle characteristics on unpaved road dust emissions. *Atmospheric Environment*, 39, 2341 - 2347.
- Grinshpun, S. A., Willeke, K., Kalatoor, S.. 1993. A general equation for aerosol aspiration by thin-walled sampling probes in calm and moving air. *Atmospheric Environment*, 27A(9), 1459 - 1470.
- Guichard, J.C., 1982. Le traitement des résultats numériques en granulométrie. Rapport IRCHA, Verte-le-petit.
- Gupta, A.K., Karar, K., Srivastava, A., 2007. Chemical mass balance source apportionment of PM10 and TSP in residential and industrial sites of an urban region of Kolkata, India. *Journal of Hazardous Materials*, 142, 279 - 287.
- Haider, A., Levenspiel, O., 1989. Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles. *Powder Technology*, 58, 53 - 70.
- Han, L., Zhuang, G., Cheng, S., Wang, Y., Li, J., 2007. Characteristics of re-suspended road dust and its impact on the atmospheric environment in Beijing. *Atmospheric Environment*, 41, 7485 - 7499.
- Harper, E.Y., Chang, I.D., 1968. Maximum dissipation resulting from Lift in a slow viscous shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 33, 209.
- Hatch, T., Choate, S.P., 1929. Statistical description of size properties of non-uniform particulate substances. *Journal of The Franklin Institute*, 207 - 369.
- Hesketh, H.E., Cross, F.L., 1983. Fugitive emissions and controls. Ann Arbor life sciences company, New York.
- Hidy, G.M., 1984. Aerosols. An industrial and Environmental Science. Academic Press. Oxford.
- Hinze, J.O., 1959. Turbulence. Mc Graw-Hill, N.Y.
- Hucho WH (ed) (1998) Aerodynamics of road vehicles, 4th ed. Society of Automotive Engineers, Warrendale, PA.
- Hussein, T., Johansson, C., Karlsson, H., Hansson, H.C., 2008. Factors affecting non-tailpipe aerosol particle emissions from paved roads: On-road measurements in Stockholm, Sweden. *Atmospheric Environment*, 42, 688 - 702.
- INRS, 2008, <http://www.inrs.fr/>.

- Jaenicke, R., 1972. The optical particle counter :cross-sensitivity and coincidence. *Journal of aerosol science*, 30, 95 - 111.
- Jeanicke, R., 1984. Our knowledge about the atmospheric aerosol. In : Georgii, H.W., Jaeschkr, W., (1982). *Chemistry of The Unpolluted and Polluted Troposphere*, 341 - 373.
- Jorgensen, F.E., 2002. How to measure turbulence with hot-wire anemometers - A pratical guide. Dantec Dynamics.
- Kaiser, J., 2005. Mounting evidence indicts fine-particle pollution. *Science*, 307, 5717, 1858 - 1861.
- Katsouyanni, K., Touloumi, G., Spix, C., Schwartz, J., Ballducci, F., Medina, S., Rossi, G, Wojtyniak, B, Sunyer, J., Bacharoval, L., et al., 1997. Short-term effects of ambient sulphur dioxide and particulate matter on mortality in 12 European cities: results from time series data from the APHEA project. *Air Pollution and Health: a European Approach. BMJ*, 314, 7095, 1658 - 63.
- Knowles, R., Saddington, A., Knowles, K., 2002. Simulation and experiments on an isolated racecar wheel rotating in ground contact. 4th MIRA International Vehicle Aerodynamics Conference.
- Kuhns H., Etyemezian, V., Gillies, J., Ahonen, S., Durham, C., Dubois, D., Nikolic G., 2005. Spatial variability of unpaved road dust emissions factors near El Paso, Texas. *Journal of the Air and Waste Management Association*, 55, 3 - 12.
- Le Bihan, O., 2004. Hygiène dans les industries extractives - Approche en fonction de la granulométrie des poussières. Rapport final INERIS.
- Leighton, D.T. ,Acrivos, A., 1985. The Lift on a Small Sphere Touching a Plane in the Presence of a Simple Shear Flow. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, 36, 174.
- Lippmann, M., Timbrell, V., 1990. Particle loading in the human lung – human experience and implications for exposure limits. *Journal of Aerosol Medicine*, 3 (suppl. 1), 155 - 168.
- Logan, W., 1953. Mortality in the London fog incident. *Lancet*; 1:336 - 8.
- LUDEP Program for implementing the ICRP 66 respiratory tract model, version 2.07, june 2000, Chilton, Didcot, OXON, NRPB, UK.
- MacManus, J., Zhang, X., 2006. A computational study of flow around isolated wheel in contact with ground. *Journal of Fluids Engineering*, 128, 3, 520 - 530.
- Madelaine, G., 1979. Physique et dynamique de l'aérosol atmosphérique. Proceeding of the 1st European Symposium :Physico Chemical Behaviour of Atmospheric Pollutants CEG. ISPRA, 261 - 267.
- Madelaine, G., 1982. Mesure de l'aérosol troposphérique. IVe symposium sur la recherche en matière de la pollution atmosphérique. Minist. Environnement Ed. T.2.
- Mauderly, J.L., Cheng, Y.S., Snipes, M.B., 1990. Particle overload in toxicological studies : friend or foe? *Journal of Aerosol Medicine*, 3, S-169 - S-187.
- Mears, A.P., Crossland, S.C., Dominy, R.G., 2004. An investigation into flow-field about an exposed racing wheel. Society of Automotive Engineers Technical Paper, 2004-01-0446.

- Mears, A.P., Dominy, R.G., 2004. Racing car wheel aerodynamics – comparisons between experimental and CFD derived flow-field data. Society of Automotive Engineers Technical Paper, 2004-01-3555.
- Mears, A.P., Dominy, R.G., Sims-Williams, D.B., 2002. The air flow about an exposed racing wheel. Society of Automotive Engineers Technical Paper, 2002-01-3290.
- Mercker, E., Breuer, N., Berneburg, H., Emmelman, H.J., 1991. On the aerodynamic interference due to the rolling wheels of passengers cars. Society of Automotive Engineers Technical Paper, 910311, 63 - 79.
- Merker, E., Knappe, H.W., 1989. Ground simulation with moving belt and tangential blowing for full-scale automotive testing in wind tunnel. Society of Automotive Engineers Technical Paper, 890367.
- Midoux, N., 1993. Mécanique et rhéologie des fluides en génie chimique (3ième édition), TEC & Doc – Lavoisier, Paris, 371.
- Midoux, N., 2008. Ecoulements diphasiques. Cours Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques – Institut National Polytechnique de Lorraine. Nancy.
- Ministère de la Santé Français, 2000. <http://www.sante.gouv.fr/htm/actu/pollution/effets02.htm>.
- Monn, C. and Becker, S., 1999. Cytotoxicity and induction of proinflammatory cytokines from human monocytes exposed to fine (PM_{2,5}) and coarse particles (PM_{10-2,5}) in outdoor and indoor air. Toxicology and Applied Pharmacology, 155, 3, 245 - 252.
- Morsi, S.A., Alexander, A.J., 1972. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. Journal of Fluids Engineering, 55, 193 - 208.
- Muhle, H., 1994. Addendum SEG/KEY/IIA, may 1994, 6 pages. For official only.
- NF EN 481, 1993. Atmosphères des lieux de travail. Définition des fractions de taille pour le mesurage des particules en suspension dans l'air.
- Oberdörster, G., 1993a. Extrapolation of results from animal inhalation studies with particles to humans? – Background document prepared for the Scientific Expert Group on Occupational Exposure Limits. SEG/INF/69, 25. For official use only.
- Oberdörster, G., 1993b. Lung dosimetry: pulmonary clearance of inhaled particles. Aerosol Science and Technology, 18, 279 - 289.
- Odar, F., Hamilton, W.S., 1964. Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. Journal of Fluids Engineering, 18, 302 - 314.
- OMS, 2000, <http://www.who.int/mediacentre/factsheets/fs238/fr07/>.
- Pettyjohn, E.A., Christiansen, E.B., 1948. Effect of particle shape on free-settling rates of iso-metrics particles. Chemical Engineering and Processing, 44, 157 - 72.
- Pinnick, R.G., Fernandez, G., Hinds, B.D., Bruce, C.W., Schaefer, R.W., 1985. Dust generated by vehicular traffic on unpaved roadways: size and infrared extinction. Aerosol Science and Technology, 4, 99 - 121.

- Pope, C.A., III, Burnett, R.T., Thun, M.J., Calle, E.E., Krewski, D., Ito, K. and G., Thurston, D., 2002. Lung cancer, cardiopulmonary mortality, and long-term exposure to fine particulate air pollution, *Journal of the American Medical Association*, 287, 1132 - 1141.
- Pope, C.A., Thun, M.J., Namboodiri M.M. et al., 1995. Particulate air pollution as a predictor of mortality in a prospective study of US adults. *American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine*, 151, 669 - 674.
- Protocole de Kyoto, 1998, <http://unfccc.int/resource/docs/convkp/kpfrench.pdf>.
- Querol, X., Alastuey, A., Ruiz, C.R., Artinano, B., Hansson, H.C., Harrison, R.M., Buringh, E., ten Brink, H.M., Lutz, M., Bruckmann, P., Straehl, P., Schneider, J., 2004. Speciation and origin of PM10 and PM2.5 in selected European cities. *Atmospheric Environment*, 38, 6547 - 6555.
- Regert, T., Lajos, T., 2007. Description of Flow Field in Wheelhouses of Cars. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28, 616 - 629.
- Renoux, A., 1980. L'aérosol marin, constituant fondamental de la pollution de fond de l'atmosphère. Actes du 5e congrès de l'Air Pur. Buenos Aires, 1415 - 1421.
- Renoux, A., Boulaud, D., 1998. Les aérosols – Physique et métrologie. Lavoisier-Tec & Doc. Paris.
- Rosin, P., Rammler, R., 1933. The Laws governing the fineness of powdered Coal. *J. Inst. Fuel*, 7, 29.
- Rubinow, S.I., Keller, J.B., 1961. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid. *Journal of Fluids Engineering*, 11, 447 – 459.
- Saddington, A.J., Knowles, R.D., Knowles, K., 2007. Laser doppler anemometry measurments in the near-wake of an isolated formula one wheel. *Experiments in fluids*, 42, 671 - 681.
- Santoso, M., Hopke, P.K., Hidayata, A., Diah, D., 2008. Sources identification of the atmospheric aerosol at urban and suburban sites in Indonesia by positive matrix factorization. *Journal of the Total environment*, 397, 229 - 237.
- Schon, J.P., Comte-Bellot, G., Charnay, G., 2008. Anémomètres à fil ou film chaud. *Technique de l'Ingénieur - Traité Mesures et Contrôle R 2 272 – 1*.
- Schulz, H., Harder, V., Ibaldo-Mulli, A., Khandoga, A., Koenig, W., Krombach, F., Radykewicz, R., Stampfl, A., Thorand, B., Peters A., 2005. Cardiovascular effects of fine and ultrafine particles. *Journal of Aerosol Medicine*, 18, 1 - 22.
- Simon, X., 2005. Etude du dépeussierage pneumatique des dépeussiereurs à manches. Thèse en Génie de Procédés. Institut National Polytechnique de Lorraine.
- Sinha, S., Banerjee S.P., 1997. Characterization of haul road dust in an Indian opencast iron ore mine. *Atmospheric Environment*, 31, 17, 2809 - 2814.
- Skea, A.F., Bullen, P.R., Qiao, J., 1998. The use of CFD to predict the air flow around a rotating wheel, 2nd MIRA Conference on vehicle Aerodynamics.

- Skea, A.F., Bullen, P.R., Qiao, J., 2000. CFD Simulations and experimental measurements of the flow over a rotating wheel in a wheel arch. Society of Automotive Engineers Technical Paper, 2000-01-0487.
- Stapleford, W.R., Carr, G. W., 1970. Aerodynamic characteristics of exposed rotating wheels, MIRA Report o. 1970/2.
- Stöber, W., Mauderly, J.L., 1994. Model-inferred hypothesis of critical dose for overload tumor induction by diesel soot and carbon black. *Inhalation Toxicology*, 6 , 427 - 457.
- Sunyer, J., Spix, C., Quenel, P., Ponce De Leon, A., Ponka, A., Barumandzdeh, T., Touloumi, G., Bacharoval, L., Wojtyniak, B., Vonk, J., et al.,1997. Urban air pollution and emergency admissions for asthma in four European cities: the APHEA Project. *Thorax*, 52, 9, 760 - 5.
- Thivolle-Cazat, E., Gilliéron, P., 2006. Flow analysis around a rotating wheel. 13th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- Tsai, C.J., Chang C.T., 2002. An investigation of dust emissions from unpaved surfaces in Tawain. *Separation and Purification Technology*, 29, 181 - 188.
- USEPA, 1998. National air pollutant emission trends, procedures document, 1900 - 1996, EPA – 454/R-98-008.
- USEPA, 2006, <http://www.epa.gov/ttn/chief/ap42/ch13/final/c13s0202.pdf>.
- Van Dingenen, R., Raes, F., Putaud, J.P., Baltensperger, U., Brüggemann, E., Charron, A., Facchini, M.-C., Decesari, S., Fuzzi, S., Gehrig, R., Hansson, H.C., Harrison, R.M., H. uglin, C., Jones, A.M., Laj, P., Lorbeer, G., Maenhaut, W., Palmgren, F., Querol, X., Rodriguez, S., Schneider, J., Brink, H., Tunved, P., Trseth, K., Wehner, B., Weingartner, E., Wiedensohler, A., Wahlin., P., 2004. A European aerosol phenomenology. part 1:physical characteristics of particulate matter at kerbside, urban, rural and background sites in Europe. *Atmospheric Environment*, 38, 2561 - 2577.
- Wäschle, A., Cyr, S., Kuthada, T., Wiedemann, J., 2004. Flow around an isolated wheel – Expérimental and numerical comparaisn of two CFD codes, Society of Automotive Engineers Technical Paper, 2004-01-0445.
- Wickern, G., Zwicker K., Pfaudenhauer, M., 1997. Rotating wheels – their Impact on wind tunnel test techniques and on vehicle drag results. Society of Automotive Engineers Technical Paper 970133.
- Willeke, K., Liu, B.Y.H., 1976. Single particle optical counter : principle and application. In Academic Press (ed.). *Fine particles*. Liu, B.Y.H.. New York. 698 - 725.
- Williams, D.S., Shuklaa, M.K., Ross, J., 2008. Particulate matter emission by a vehicle running on unpaved road. *Atmospheric Environment*, 42, 3899 - 3905.
- Zmirou, D., Schwartz, J., Saez, M., Zanobetti, A., Wojtyniak, B., Touloumi, G., Spix, C., Ponce De Leon, A., Le Moullec, Y., Bacharoval, L., et al., 1998. Time-series analysis of air pollution and cause-specific mortality. *Epidemiology*, 9, 5, 495 - 503.

ANNEXES

Table des annexes

Annexe I : Caractéristiques physiques des aérosols

A.I.1. Caractérisation granulométrique des aérosols	I
A.I.1.1. Etablissement d'une granulométrie.....	I
A.I.1.1.1. Distribution cumulée	I
A.I.1.1.2. Courbes de distribution différentielles (ou relatives)	II
A.I.1.2. Paramètres caractéristiques des distributions granulométriques	II
A.I.1.3. Loi de distribution normale ou gaussienne	III
A.I.1.4. Loi de distribution logarithmico-normale ou loi log-normale	III
A.I.2. Dynamique d'une particule dans un fluide	IV
A.I.2.1. Déplacement d'une particule en régime stationnaire.....	IV
A.I.2.1.1. Les forces de volume	V
A.I.2.1.2. Les forces de surface	V
A.I.2.1.3. Allure du sillage pour une particule	IX
A.I.2.1.4. Cas particulier : la sédimentation d'une particule sphérique.....	IX
A.I.2.2. Déplacement d'une particule et effets d'instationnarité	X
A.I.2.2.1. La masse virtuelle	X
A.I.2.2.2. Force de Basset	XI

Annexe II : Modèles de turbulence classiques et lois de paroi

A.II.1. Modèles de turbulence classiques	XII
A.II.1.1. Introduction.....	XII
A.II.1.2. Quelques définitions.....	XII
A.II.1.3. Effets de la turbulence sur les équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps	XIII
A.II.1.4. Nécessité d'un modèle de turbulence	XV
A.II.1.5. Modèle de longueur de mélange de Prandtl	XV
A.II.1.6. Modèle à une équation de transport : énergie cinétique turbulente.....	XVI
A.II.1.7. Modèle à deux équations de transport : $k - \varepsilon$	XVII
A.II.1.8. Quelques variantes du modèle $k - \varepsilon$	XVIII
A.II.1.8.1. Modèle RNG - $k - \varepsilon$	XVIII
A.II.1.8.2. Modèle $k - \varepsilon$ standard	XVIII
A.II.1.9. Modèle du tenseur de Reynolds (« RSM »).....	XVIII
A.II.1.10. Modèle du tenseur de Reynolds algébrique (« ASM »)	XIX
A.II.1.11. Simulation LES (« Large Eddy Simulation »).....	XIX
A.II.2. Lois de paroi.....	XIX
A.II.2.1. Conditions aux parois des modèles de turbulence	XIX
A.II.2.2. Modèles de loi paroi	XX
A.II.2.3. Modèle à double couche	XXII

Annexe III : Résultats expérimentaux complémentaires

A.III.1. Mesures aérodynamiques	XXIV
A.III.1.1. Caractérisation aéraulique de la veine d'essais $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$	XXIV
A.III.1.2. Ecoulement autour d'une roue isolée	XXV
A.III.1.2.1. Roue isolée lisse sans flasques latéraux	XXV
A.III.1.2.2. Roue isolée lisse avec flasques latéraux	XXVI
A.III.1.2.3. Roue isolée crantée sans flasques latéraux	XXVII
A.III.1.2.4. Roue isolée crantée avec flasques latéraux	XXVIII
A.III.1.3. Ecoulement autour d'une roue lisse capotée	XXIX
A.III.1.4. Ecoulement autour de deux roues crantées en tandem	XXX
A.III.1.4.1. Roues crantées sans flasques latéraux	XXX
A.III.1.4.2. Roues crantées avec flasques latéraux	XXXI
A.III.2. Mesure de la dispersion particulaire	XXXII
A.III.2.1. Roue isolée lisse sans flasques	XXXII
A.III.2.2. Roue isolée lisse avec flasques	XXXIII
A.III.2.3. Roue isolée crantée sans flasques	XXXIV
A.III.2.4. Roue isolée crantée avec flasques	XXXV
A.III.2.5. Roue capotée	XXXVI

ANNEXE I

CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DES AEROSOLS

A.I.1. Caractérisation granulométrique des aérosols

A.I.1.1. Etablissement d'une granulométrie

Un aérosol quelconque est, dans la grande majorité des cas, polydispersé, c'est à dire composé de particules de formes et de tailles différentes. La nécessité de caractériser sa distribution granulométrique par une interprétation statistique est considérée comme une étape fondamentale dans la physique des aérosols. Il s'agit de classer les résultats des mesures, en découpant l'intervalle dimensionnel s'étendant de la plus petite à la plus grosse particule en classe de largeur Δd_{pi} puis de dénombrer le nombre de particules ΔN_i comprise dans chacun des intervalles Δd_{pi} . La représentation graphique est principalement sous la forme d'histogramme et de courbe (cf. figure A.I.1.).

Ainsi, si $\Delta d_{pi} \rightarrow 0$, alors $\int_0^d f(d_p) dd_p = 1$ (A.I.1)

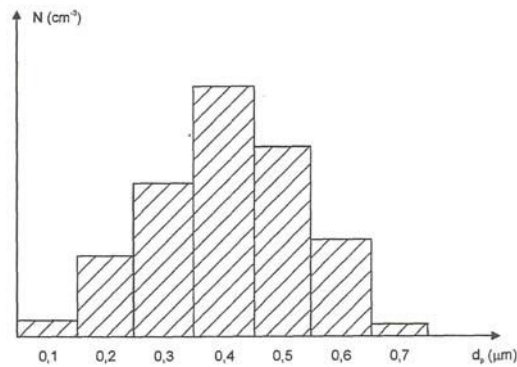


Figure A.I.1. Histogramme d'une distribution granulométrique

En physique des aérosols, il est rare d'obtenir une courbe symétrique. A ce titre, la moyenne arithmétique n'est probablement pas le meilleur paramètre pour caractériser la distribution de l'aérosol. Cette moyenne peut, selon les cas, être affectée par les particules les plus volumineuses et les plus fines. La médiane (diamètre divisant la distribution en deux parties égales) est plus adaptée.

A.I.1.1.1. Distribution cumulée

Ce mode de distribution illustre le nombre de particules de dimensions inférieures ou supérieures à une certaine limite d_0 (cf. figure A.I.2.).

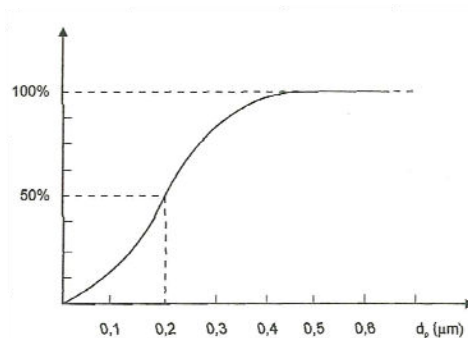


Figure A.I.2. Courbe granulométrique cumulée

A partir de cette représentation, il est aisé de déterminer le diamètre médian en nombre. La fraction de particules de dimensions inférieures et supérieures à d_i est définie respectivement par :

$$f_1(d_p) = \int_0^{d_i} f(d_p) dd_p \quad \text{et} \quad f_2(d_p) = \int_{d_i}^{+\infty} f(d_p) dd_p$$

(A.1.2)

La distribution cumulée peut être représentée en masse, sans oublier que cette représentation est sensiblement différente de la distribution cumulée en nombre.

A.1.1.2. Courbes de distribution différentielles (ou relatives)

Ce type de courbes permet la construction de rectangles dont la surface est proportionnelle au nombre de particules dans l'intervalle Δd_{pi} . La surface totale sous l'histogramme est égale au nombre total de particules (cf. figure A.1.3.). Si l'étendue dimensionnelle des particules est très grande, il est préférable d'utiliser une échelle logarithmique pour l'ordonnée ($\frac{dN}{d \log d_p}$) et l'abscisse ($\log(d_p)$).

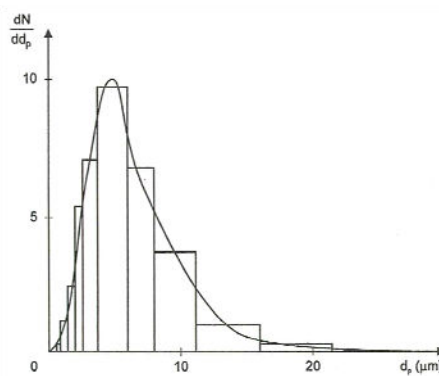


Figure A.1.3. Courbe de distribution différentielle en nombre

A.1.1.2. Paramètres caractéristiques des distributions granulométriques

Selon Guichard (1982),

- Moyenne arithmétique :

$$\bar{d}_p = \frac{\sum N_i d_i}{\sum N_i} \quad (\text{A.1.3})$$

- Moyenne géométrique :

$$\bar{\bar{d}}_p = N \sqrt{d_i N_i} \quad \text{avec} \quad N = \sum N_i \quad (\text{A.1.4})$$

- Médiane : valeur de la variable autour de laquelle se partage les observations par moitié ;
- Mode : valeur de la variable pour laquelle il y a le plus grand nombre d'observations ;
- Etendue : différence entre la plus faible et la plus forte des valeurs observées ;
- Variance ou fluctuation :

$$\sigma^2 = \frac{\sum N_i (d_i - \bar{d}_i)^2}{\sum N_i} \quad (\text{A.1.5})$$

- Ecart type ou déviation standard : σ ;
- Interquartile : différence entre les valeurs de d_p auxquelles correspondent 75% et 25% d'observations plus petites ou plus grandes.

A.I.1.3. Loi de distribution normale ou gaussienne

Il s'agit d'une loi statistique représentative de la distribution granulométrique très peu souvent rencontrée en physique des aérosols. Elle s'exprime par la relation :

$$f(d_p) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(d_p - \bar{d}_p)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (\text{A.I.6})$$

La figure A.I.4. représente la distribution en fréquence $N = f(d_p)$. La courbe correspondante est symétrique et la moyenne arithmétique, la médiane et le mode sont confondus. Par ailleurs, 68% des particules ont des dimensions comprises entre $-\sigma$ et $+\sigma$, alors que 95% sont entre $-1,96\sigma$ et $+1,96\sigma$.

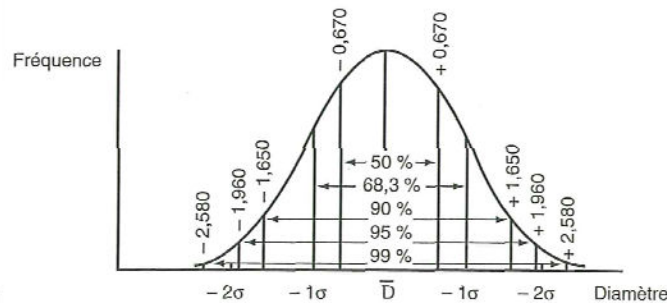


Figure A.I.4. Représentation de la loi normale

A.I.1.4. Loi de distribution logarithmico-normale ou loi log-normale

Cette loi est la plus fréquemment observée au cours de mesures granulométriques (cf. figure A.I.5). Dès 1929, Hatch et Chloate ont substitué dans la loi normale de Gauss, d_p par son logarithme et \bar{d}_p et σ respectivement par le logarithme de \bar{d}_p et $\bar{\sigma}$, ce qui conduit à l'expression mathématique de la loi log-normale :

$$f(d_p) = \frac{1}{\bar{\sigma}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\log d_p - \log \bar{d}_p)^2}{2(\log \bar{\sigma})^2}\right] \quad (\text{A.I.7})$$

$$\text{avec } \log \bar{d} = \frac{\sum \Delta N_i \cdot \log d_i}{\sum \Delta N_i} \text{ et } \log \bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum \Delta N_i (\log d_i - \log \bar{d})^2}{\sum \Delta N_i}} \quad (\text{A.I.8})$$

La figure A.I.6. indique l'allure de la fonction $f(d_p)$ en fréquence. 68,2% des particules ont des dimensions comprises entre $\frac{\bar{d}}{\bar{\sigma}}$ et $\bar{d}\bar{\sigma}$. La figure I.8. représente la courbe $\frac{dN}{dd_p} = f(d_p)$ d'écart type $\bar{\sigma} = 2$ sur laquelle figure en nombre, en surface et en masse, les diamètres médians et moyens ainsi que le mode.

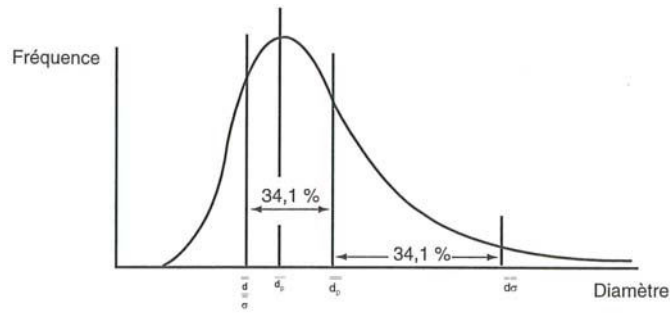


Figure A.I.5. Représentation de la loi log-normale

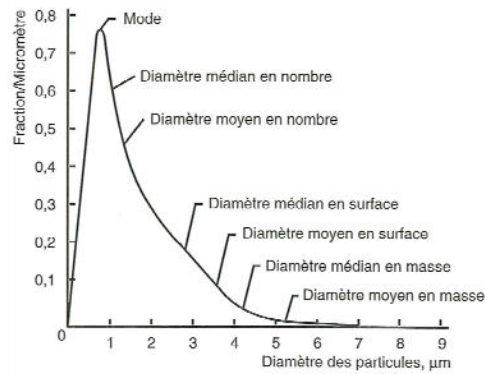


Figure I.6. Différents diamètres caractéristiques d'une distribution log-normale

Le pourcentage de particules dont le diamètre est inférieur ou égal à d_i s'écrit :

$$f(d_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \log \bar{\sigma}}} \int_0^{d_i} \exp\left[-\frac{(\log d_p - \log \bar{d})^2}{2 \log^2 \bar{\sigma}}\right] d \log d_p \quad (\text{A.I.9})$$

A titre d'information, il existe d'autres lois de distribution, telles que la loi de Rosin-Rammler (1933) ou la loi de puissance. Ces dernières sont bien décrites dans l'ouvrage de Renoux et Boulaud (1998) et ne seront pas présentées dans ce document.

A.I.2. Dynamique d'une particule dans un fluide

A.I.2.1. Déplacement d'une particule en régime stationnaire

Une particule se déplace dans un fluide sous l'action de forces de surface et de volume. Les résultantes de ces forces, F_S et F_V , sont équilibrées par la force d'inertie F_I (cf. figure A.I.7.), ainsi :

$$F_I = F_S + F_V \quad (\text{A.I.10})$$

La vitesse u_{fp} représente la différence entre la vitesse du fluide (u_f) et celle de la particule (u_p) (cf. figure A.I.7.).

$$u_{fp} = u_f - u_p \quad (\text{A.I.11})$$

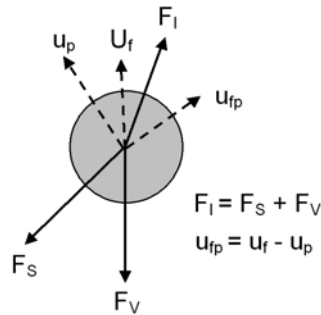


Figure A.I.7. Forces exercées sur une particule et composantes de vitesses

A.I.2.1.1. Les forces de volume

Un champ de force est caractérisé localement par un vecteur appelé \mathbf{a} qui représente la force qui s'exerce sur l'unité de masse du milieu dispersé dans ce champ. Si l'on tient compte du champ de gravitation terrestre caractérisé par g , la force F_v appliquée à la particule de volume v_p , peut s'écrire :

$$F_v = \rho_p V_p (a + g) \quad (\text{A.I.12})$$

Dans cette relation, \mathbf{a} correspond aux champs de forces autres que la pesanteur.

A.I.2.1.2. Les forces de surface

Les forces appliquées à une particule isolée dans un milieu infini, autres que les forces de volume, sont les forces d'interaction entre le fluide et la particule.

- **La poussée d'Archimède**

Cette force, appelée poussée d'Archimède (F_A) provient de la résultante des forces issues de la distribution hydrostatique des pressions sur la particule. D'une façon générale, la distribution des pressions dans le fluide crée sur la particule une force de résultante :

$$F_p = -V_p \nabla p \quad (\text{A.I.13})$$

Dans un écoulement, la distribution des pressions hydrostatique (pression motrice constante) est perturbée par l'existence d'une distribution des vitesses et de frottements. Si l'on considère la partie de la force F_p liée à la distribution hydrostatique des pressions, il vient :

$$\nabla p = \rho_f g \quad (\text{A.I.14})$$

$$\text{et } F_A = -V_p \rho_f g \quad (\text{A.I.15})$$

- **La force de traînée**

La force de traînée T est constituée par la projection sur la vitesse relative de la force de frottement F_f (cf. figure A.I.8.). Cette force est composée de la force de pression provenant d'une part, de la composante non hydrostatique du champ de pression et d'autre part, de la résultante des forces de frottement tangentielle issues de la viscosité du fluide et de l'évolution des vitesses induites par la

présence de la particule. Si A_p est le maître couple de la particule par rapport à la vitesse relative u_{fp} , on définit généralement le coefficient de traînée C_x tel que :

$$C_{x0} = \frac{\frac{T}{A_p}}{\frac{1}{2}\rho|u_{fp}|u_{fp}} = \frac{\frac{T}{A_p}}{\frac{1}{2}\rho u_{fp}^2} \quad (\text{A.I.16})$$

Plus formellement, le coefficient de traînée peut s'écrire sous la forme :

$$C_{x0} = \frac{\frac{T_0}{A_p}}{\frac{1}{2}\rho u_{fp}^2} = f\left(\text{Re}_{p0} = \frac{\rho u_{fp} d_p}{\mu}\right) \quad (\text{A.I.17})$$

L'indice 0 indique que la fraction volumique occupée par la phase dispersée tend vers zéro.

Le coefficient de traînée est fréquemment déterminé indirectement par la mesure de la vitesse terminale de déplacement de la particule étudiée dans différents fluides. Il est également possible de prévoir la force de traînée et de portance par résolution numérique de l'écoulement dans la couche limite autour de la particule. Par ailleurs, des corrélations empiriques de C_{x0} sont proposées, pour des particules sphériques, avec une bonne précision.

Par exemple :

$$\text{Selon Stokes, pour } \text{Re}_{p0} \leq 1, C_{x0} = \frac{24}{\text{Re}_{p0}} \quad (\text{A.I.18})$$

$$\text{Selon Bauer (1979), pour } \text{Re}_{p0} \leq 3.10^5, C_{x0} = \frac{24}{\text{Re}_{p0}} + \frac{3,73}{\text{re}_{p0}^{1/2}} - \frac{4.83.10^{-3} \text{Re}_{p0}^{1/2}}{1 + 3,00.10^{-6} \text{Re}_{p0}^{3/2}} + 0,49 \quad (\text{A.I.19})$$

$$\text{Selon Haider et Levenspiel (1989), pour } \text{Re}_{p0} \leq 3.10^5, C_{x0} = \frac{24}{\text{Re}_{p0}} \left(1 + A \text{Re}_{p0}^B\right) + \frac{C}{1 + \frac{D}{\text{Re}_{p0}}} \quad (\text{A.I.20})$$

$$\text{Avec } A = 0,1806 ; B = 0,6459 ; C = 0,4251 \text{ et } D = 6881 \quad (\text{A.I.21})$$

Pour des particules non sphériques, telles que des particules isométriques, Pettyjhon et Christiansen (1948) ont introduit dans les corrélations le coefficient de sphéricité de Wadell Ψ_s tel que :

$$\Psi_s = \frac{\text{Surface de la sphère de volume } V_p}{\text{Surface de la particule } S_p} \quad (\text{A.I.22})$$

Ce mode de représentation est à ce jour communément admis. Haider et Levenspiel (1989) ont adapté les coefficients de la relation (I.41) en fonction de Ψ_s , ainsi :

$$A = \exp(2,3288 - 6,4581\Psi_s + 2,4486\Psi_s) \quad (\text{A.I.23})$$

$$B = 0,0964 + 0,5565\Psi_s \quad (\text{A.I.24})$$

$$C = \exp(4,9050 - 13,8944\Psi_s + 18,4222\Psi_s + 10,2599\Psi_s) \quad (\text{A.I.25})$$

$$D = \exp(1,4681 + 12,2584\Psi_s - 20,7322\Psi_s + 15,8855\Psi_s) \quad (\text{A.I.26})$$

Dans le cas de particules anisométriques, la prise en compte du coefficient de sphéricité dans les corrélations est insuffisante et doit être complétée par des facteurs de forme tels que ceux retenus par Ganser (1993).

- **La force de portance, forces de Magnus et de Saffman**

Lorsque la portance P est induite par l'écoulement, on définit le coefficient de portance C_z analogue au coefficient de traînée tel que pour une particule isolée et sphérique :

$$C_{z0} = \frac{\frac{P_0}{A_p}}{\frac{1}{2}\rho u_{fp}^2} = f\left(\text{Re}_{p0} = \frac{\rho u_{fp} d_p}{\mu}\right) \quad (\text{A.I.27})$$

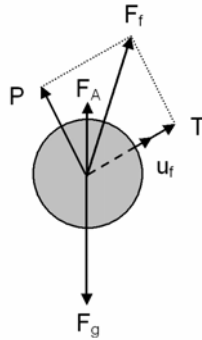


Figure A.I.8. Forces agissant sur une particule en écoulement uniforme

L'évaluation du coefficient de portance a fait l'objet de nombreuses études à faible nombre de Reynolds. En revanche, pour les valeurs modérées ou élevées du nombre de Reynolds, aucune théorie n'existe pour prédire correctement ce phénomène. L'apparition d'un sillage et de l'instationnarité de l'écoulement rendent très complexe l'étude du problème. A ce titre, les corrélations disponibles permettant de prédire le coefficient de portance ne concernent que le régime de Stokes et son voisinage immédiat.

Ainsi, selon Harper et Chang (1968), dans un écoulement cisailé, si le mouvement de la particule est colinéaire au mouvement du fluide les forces de traînée et de portance sont alors définies selon :

$$\frac{T}{3\pi\mu d_p u_{fp}} = 1 + 0,472\sqrt{\text{Re}_c} \quad \text{et} \quad \frac{P}{3\pi\mu d_p u_{fp}} = 0,1517\sqrt{\text{Re}_c} \quad \text{avec} \quad \text{Re}_c = \frac{\dot{\gamma} d_p^2}{\nu} \quad (\text{A.I.28})$$

Rappelons qu'une particule sphérique qui se déplace dans un fluide subit une force de portance dans les cas de figures suivants :

- Lorsque, la particule se met en rotation (sous l'influence d'une impulsion par exemple ou dans un champ cisailé). Il apparaît alors une force de poussée orthogonale au champ de vitesse relative. Cette force, sensible à la viscosité, peut apparaître en l'absence de celle-ci par circulation autour de l'obstacle. Ce phénomène est appelé

effet Magnus (cf. figure A.I.9.). Dans ce cas et d'après Rubinow et Keller (1961), la force de portance s'exprime selon :

$$P_{\text{Mag}} = \frac{\pi d_p^3}{8} \rho (u_{fp} \times \Omega) \quad (\text{A.I.29})$$

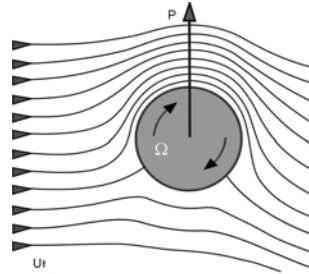


Figure A.I.9. Force de portance induit par la rotation de la particule

L'apparition de cette poussée est, en général, accompagnée de l'augmentation du coefficient de traînée (C_x). L'effet Magnus s'explique par une accélération du fluide induite par la rotation de la particule dans la région supérieure. Cette accélération s'accompagne d'une dépression qui « aspire » la particule dans une direction orthogonale à la direction de l'écoulement.

- Lorsque la particule se déplace dans un écoulement cisailé, par exemple à proximité d'une paroi. Placée dans un champ de cisaillement, la particule se met en rotation et subit une poussée, appelée force de portance de Saffman (cf. figure A.I.10.).

Cette force s'exprime selon :

$$\text{Re}_{p0} = \frac{|u_f - u_p| d_p}{\nu} \ll 1 \quad \text{Re}_{\Omega 0} = \frac{\Omega d_p^2}{\nu} \ll 1 \quad \text{Re}_c = \frac{\dot{\gamma} d_p^2}{\nu} \quad (\text{A.I.30})$$

$$P_{\text{Saf}} = 1,615 \rho u_{fp} d_p^2 \sqrt{\nu \dot{\gamma}} \text{sgn}(\dot{\gamma}) \quad (\text{A.I.31})$$

$$\text{et } C_{z,\text{Saf}} = 4,113 \frac{\text{Re}_c^{1/2}}{\text{Re}_{p0}} \text{sgn}(\dot{\gamma}) \quad (\text{A.I.32})$$

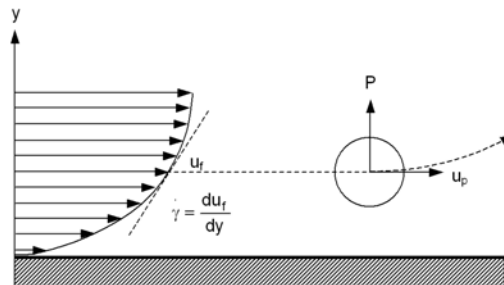


Figure A.I.10. Représentation de la force de portance de Saffman dans un champ cisailé (Midoux, 2008)

Sans pour autant les présenter dans ce document, il est important d'indiquer au lecteur que des travaux complémentaires ont été menés pour déterminer la force de portance de Saffman pour des particules

situées à proximité d'une paroi (Cherukat et MacLaughlin, 1994). Ces travaux trouvent comme application principale l'étude du dépôt de particules sur des surfaces. Par ailleurs, les travaux de Leighton et Acrivos (1985) ont permis de déterminer cette force pour des particules reposant sur une paroi et exposées à un flux d'air. En effet, ce processus constitue un élément fondamental dans les mécanismes d'envol de particules.

A.I.2.1.3. Allure du sillage pour une particule

Le mouvement relatif d'une particule dans la phase continue provoque une modification locale des vitesses et définit une couche limite. Par effet d'inertie, le décollement de la couche limite provoque l'apparition d'un sillage. Ce phénomène complexe et particulièrement important conditionne les forces d'interactions avec la phase continue et avec les autres particules dans le cas d'un écoulement en groupe. Selon Clift et al. (1978), le sillage apparaît dès que $Re_{p0} > 20$ et son comportement propre est de type laminaire jusqu'à une valeur de 200 (cf. figure A.I.11.).

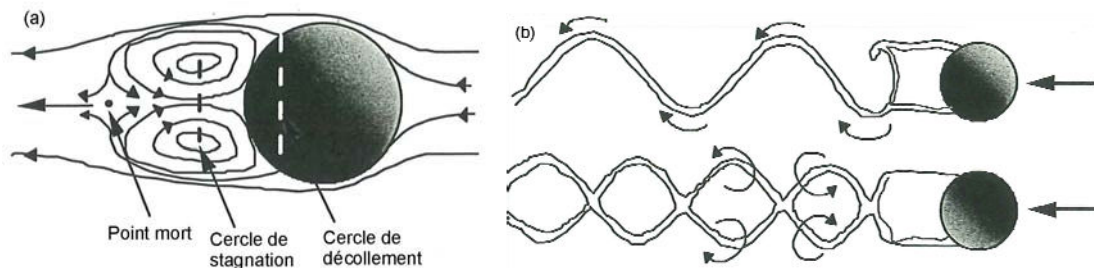


Figure A.I.11. Sillage pour une particule en régimes laminaire (a) et turbulent, $Re_{p0} = 10^3$ (b)

A.I.2.1.4. Cas particulier : la sédimentation d'une particule sphérique

La sédimentation est un phénomène de déplacement pour des particules dont le diamètre est supérieur à $1 \mu\text{m}$. Les forces d'interaction qui s'exercent sur une particule isolée en milieu infini se limitent à un couple et une force résultante (cf. figure A.I.12.). Sauf dissymétrie très prononcée, le couple finit par s'aligner avec la direction de l'écoulement. Dans ce cas de figure, seules la traînée et une force extérieure (gravité accélération, etc.) interviennent pour induire un mouvement relatif de la particule dans le fluide.

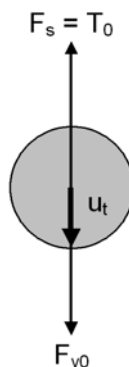


Figure A.I.12. Déplacement relatif stationnaire d'une particule sous l'action de la gravité et des frottements

Ainsi pour une particule sphérique soumise à la gravitation terrestre, l'égalité des forces de pesanteur (intégrant la poussée d'Archimède) et de frottement en chute verticale conduit à la notion de vitesse terminale de déplacement (u_t). Le bilan de force s'établit selon :

$$F_{v0} = \frac{\pi d_p^3}{6} g \Delta \rho = T_0 = C_{x0t} \frac{\pi d_p^2}{4} \frac{1}{2} \rho u_t^2 \quad (\text{A.I.33})$$

En introduisant le nombre d'Archimède Ar dans la relation (I.54), il vient :

$$C_{x0t} Re_t^2 = \frac{4}{3} \frac{g d_p \Delta \rho}{\rho u_t^2} \left(\frac{\rho u_t d_p}{\mu} \right)^2 = \frac{4}{3} \frac{\rho g \Delta \rho d_p^3}{\mu^2} = \frac{4}{3} Ar \quad (\text{A.I.34})$$

$$Ar = \frac{\rho g \Delta \rho d_p^3}{\mu^2} = \frac{3}{4} C_{x0t} Re_t^2 \quad (\text{A.I.35})$$

A.I.2.2. Déplacement d'une particule et effets d'instationnarité (Midoux, 2008)

A.I.2.2.1. La masse virtuelle

Une particule qui se déplace dans un fluide entraîne du liquide dans son mouvement (cf. figure A.I.13.). Lors d'une accélération relative de ce mouvement, la particule doit fournir une force correspondante à l'inertie du volume entraîné, volume qui représente généralement la fraction C_E du volume de la particule. La masse de ce volume est la masse virtuelle. Sans entrer dans le détail, l'introduction du terme de masse virtuelle demeure incontournable pour la compréhension des phénomènes instationnaires produits en régime transitoire par le déplacement d'une particule dans un fluide.

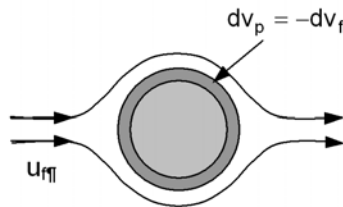


Figure A.I.13. « Modification » de volume d'une particule dans un écoulement

- Pression moyenne exercée sur une particule immergée

Si une particule, placée dans un écoulement, modifie son volume de dv_p alors le travail des forces de pression accroît l'énergie cinétique du fluide. Ainsi, si la particule conserve sa forme, la pression moyenne surfacique $\langle P_i \rangle$ qui s'exerce sur la particule est :

$$\langle P_i \rangle = P_0 - \frac{1}{2} \rho u_{fp}^2 (1 + C_E) \quad (\text{A.I.36})$$

La résolution de l'écoulement à potentiel des vitesses autour de la sphère permet d'interpréter l'expression de la vitesse tangentielle, qui placée dans l'équation de Bernoulli conduit à l'expression de la pression surfacique de la sphère. La pondération superficielle de cette pression comparée à l'expression (I.57) fournit la valeur $C_E = 0,5$.

- Force exercée sur une particule dans un écoulement non uniforme en l'absence de viscosité et de forces de volume.

Sans considérer les forces de volume (poids par exemple) et les forces de frottement (traînée), la force résultante induite par la pression et l'inertie, pour une sphère en situation de perturbation avec $C_E = 0,5$ s'écrit :

$$F_E = C_E \rho V_p \frac{du_{fp}}{dt} \quad (\text{A.I.37})$$

Cette force est appelée traînée de masse virtuelle.

A.I.2.2.2. Force de Basset

Dans un fluide réel, c'est à dire possédant une certaine viscosité, une particule qui se déplace développe à sa surface une couche limite. Selon l'accélération de la particule, la couche limite se développera différemment et la force de frottement induite variera également. Cette force appelée force de Basset est une force de mémoire.

Par exemple, si une particule de vitesse initiale nulle est placée dans un fluide de vitesse uniforme u_f alors elle subit une perturbation de type « échelon ». La vitesse de la particule $u_p(t)$ variera jusqu'à atteindre u_f pendant une durée t . La contrainte appliquée à la particule, en régime transitoire sera fonction du temps. L'échelon imposé à la particule peut être décomposé en une somme d'échelons d'amplitudes du_{fi} et de durée $d\tau$.

Ainsi, la contrainte exercée sur une particule sphérique peut être estimée par la relation proposée par Basset (1961) :

$$F_B = C_B \frac{3}{2} \sqrt{\pi \mu \rho} d_p^2 \int_0^\lambda \frac{du_{fp}}{d\lambda} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\lambda}} \quad (\text{A.I.38})$$

Le coefficient C_B , qui vaut 1 en régime de Stokes, a été généralisé pour les valeurs élevées du nombre de Reynolds par Odar et Hamilton (1964) sous la forme :

$$C_B = 0,48 + 0,52 \left(\frac{C_A}{1 + C_A} \right)^3 \quad \text{avec} \quad C_A = \frac{d_p}{u_{fp}^2} \frac{du_{fp}}{dt} \quad (\text{A.I.39})$$

ANNEXE II

MODÈLES DE TURBULENCE CLASSIQUES ET LOIS DE PAROI

A.II.1. Modèles de turbulence classiques

A.II.1.1. Introduction

La turbulence est un phénomène instationnaire, tri-dimensionnel et non linéaire. En principe, la résolution des équations de conservation de la quantité de mouvement en trois dimensions devrait permettre de décrire le phénomène de turbulence. Mais la nature non linéaire des équations obtenues et la coexistence dans les écoulements turbulents d'un grand nombre d'échelles de temps et d'espace fait que leur résolution analytique n'est possible que dans un nombre très limité de cas. La résolution numérique est également limitée par la puissance des ordinateurs disponibles.

Ainsi, si l'on imagine un domaine de $0,1 \times 0,1 \text{ m}^2$, siège d'un écoulement turbulent à fort Reynolds, les plus petits tourbillons ont des tailles de l'ordre de 10 à $100 \text{ }\mu\text{m}$: 10^9 à 10^{12} points de maillage sont donc nécessaires pour décrire le phénomène à toutes les échelles. D'autre part, la fréquence des phénomènes les plus rapides est de 10 kHz , ce qui requiert un pas de temps de $100 \text{ }\mu\text{s}$. La mise en oeuvre d'une telle simulation est irréaliste avec les moyens de calcul actuels. La simulation 'directe' n'est possible aujourd'hui que pour des écoulements très simples à des nombres de Reynolds proches de la transition.

On se satisfait donc généralement des moyennes temporelles des propriétés (vitesse, pression, contraintes, température, etc.) qui nous intéressent et des propriétés statistiques de leurs fluctuations.

A.II.1.2. Quelques définitions

Chaque composantes de vitesse est décomposée de la manière suivante :

$$u(t) = \bar{u} + u'(t) \quad (\text{A.II.1})$$

Où \bar{u} est la valeur moyenne de la vitesse définie par :

$$\bar{u} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} u(t) dt \quad (\text{A.II.2})$$

avec Δt un intervalle de temps suffisamment long pour faire apparaître le caractère aléatoire des fluctuations et u' sa composante fluctuante qui possède la propriété suivante :

$$\overline{u'} = 0 \quad (\text{A.II.3})$$

Les composantes fluctuantes sont caractérisées par leur moyenne quadratique :

$$u_{\text{rms}} = \sqrt{\overline{(u')^2}} = \left[\frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} (u')^2 dt \right]^{0,5} \quad (\text{A.II.4})$$

Lorsque la turbulence est isotrope, on définit la vitesse quadratique moyenne :

$$u_i' = \overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} \quad (\text{A.II.5})$$

L'intensité de la turbulence est donnée par :

$$I = \frac{\sqrt{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}}{\bar{u}} \quad (\text{A.II.6})$$

L'énergie cinétique turbulente est définie à partir des composantes fluctuantes de vitesse :

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (\text{A.II.7})$$

Dans le cas d'une turbulence isotrope, elle devient :

$$k = \frac{3}{2}u_t'^2 \quad (\text{A.II.8})$$

Et la puissance dissipée par la turbulence par unité de masse est :

$$\varepsilon = -\frac{3}{2} \frac{du_t'^2}{dt} \quad (\text{A.II.9})$$

A.II.1.3. Effets de la turbulence sur les équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps

Considérons les équations de Navier-Stokes instantanées pour un écoulement incompressible avec une viscosité constante :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{A.II.10})$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{u}) \quad (\text{A.II.11})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (\text{A.II.12})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{w}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{w}) \quad (\text{A.II.13})$$

Dans chacune de ces équations, le vecteur vitesse, chaque composante de vitesse et la pression sont remplacés par la somme de leur valeur moyenne et de leur composante fluctuante :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (\text{A.II.14})$$

$$u = \bar{u} + u' \quad (\text{A.II.15})$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (\text{A.II.16})$$

Ensuite, on prend la moyenne temporelle de ces équations. Pour ce faire, les propriétés suivantes sont utilisées :

$$\overline{\phi'} = \overline{\psi'} = 0 \quad (\text{A.II.17})$$

$$\overline{\phi} = \Phi \quad (\text{A.II.18})$$

$$\overline{\frac{\partial \phi}{\partial \mathbf{s}}} = \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{s}} \quad (\text{A.II.19})$$

$$\overline{\int \phi ds} = \int \Phi ds \quad (\text{A.II.20})$$

$$\overline{\phi + \psi} = \Phi + \Psi \quad (\text{A.II.21})$$

$$\overline{\phi + \psi} = \Phi\Psi + \overline{\phi' \psi'} \quad (\text{A.II.22})$$

$$\overline{\phi\Psi} = \Phi\Psi \quad (\text{A.II.23})$$

$$\overline{\psi' \phi} = 0 \quad (\text{A.II.24})$$

On obtient alors la moyenne temporelle de l'équation de continuité :

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (\text{A.II.25})$$

et des trois composantes de l'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) \quad (\text{A.II.26})$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{v}\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{v}' \mathbf{u}'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}) \quad (\text{A.II.27})$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{w}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{w}\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{w}' \mathbf{u}'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{\mathbf{w}}) \quad (\text{A.II.28})$$

Les équations de Navier-Stokes moyennées sont donc proches des équations instantanées excepté l'apparition de nouveaux termes dans les équations de quantité de mouvement qui contiennent le produit des fluctuations de vitesse et qui constituent un transfert de quantité de mouvement convectif dû aux fluctuations de vitesse.

Ces termes sont souvent placés du côté droit de l'égalité pour faire apparaître leur rôle en tant que contraintes turbulentes sur les composantes de vitesse moyenne :

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) + \left[-\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u' v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u' w'}}{\partial z} \right] \quad (\text{A.II.29})$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{v}\mathbf{u}}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}) + \left[-\frac{\partial \overline{u' v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v' w'}}{\partial z} \right] \quad (\text{A.II.30})$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{w}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{w}\mathbf{u}}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{\mathbf{w}}) + \left[-\frac{\partial \overline{u' w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v' w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right] \quad (\text{A.II.31})$$

Ces équations sont appelées équations de Reynolds. Six contraintes additionnelles apparaissent donc par rapport aux équations de Navier-Stokes instantanées : trois contraintes normales et trois contraintes de cisaillement, définies ainsi :

$$\tau_{xx} = -\rho \overline{u'^2} \quad (\text{A.II.32})$$

$$\tau_{yy} = -\rho \overline{v'^2} \quad (\text{A.II.33})$$

$$\tau_{zz} = -\rho \overline{w'^2} \quad (\text{A.II.34})$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho \overline{u' v'} \quad (\text{A.II.35})$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = -\rho \overline{u' w'} \quad (\text{A.II.36})$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = -\rho \overline{v'w'} \quad (\text{A.II.37})$$

Elles sont appelées contraintes de Reynolds.

A.II.1.4. Nécessité d'un modèle de turbulence

Six inconnues apparaissent donc dans les équations de Navier-Stokes moyennes. Pour la plupart des problèmes auxquels s'intéresse l'ingénieur, il est inutile de résoudre dans le détail les fluctuations turbulentes : seuls les effets de la turbulence sur l'écoulement moyen sont recherchés. Un modèle, dit modèle de turbulence, est alors utilisé pour estimer les contraintes de Reynolds.

Les modèles de turbulence classiques sont basés sur les équations de Reynolds moyennes. Ils consistent en un ensemble d'équations permettant de relier les termes inconnus apparaissant dans l'équation de Navier-Stokes moyennée à des quantités connues. Le point de départ de la plupart des modèles est la formulation d'une expression pour le tenseur des contraintes de Reynolds.

Ils utilisent le plus souvent le concept de viscosité turbulente, en faisant l'hypothèse d'une analogie entre l'action des contraintes visqueuses et des contraintes de Reynolds sur l'écoulement moyen (hypothèse de Boussinesq).

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.II.38})$$

Dans cette expression μ_t désigne la viscosité turbulente. Ces modèles basés sur la notion de viscosité turbulente peuvent être plus ou moins complexes :

- modèles algébriques (basés sur des formules empiriques simples comme le modèle de longueur de mélange de Prandtl) ;
- modèles à une équation de transport (énergie cinétique turbulente) ;
- modèle à deux équations de transport (ex.: k - ϵ)

Cependant, l'hypothèse sous-jacente à cet ensemble de modèles est que la viscosité turbulente est isotrope, ce qui est faux pour beaucoup de types d'écoulements. Il est alors nécessaire de résoudre des équations de transport pour les contraintes de Reynolds elles-mêmes : modèle du tenseur de Reynolds. Ces équations contiennent des termes de diffusion, de contraintes de pression et de dissipation dont les effets sont inconnus et qu'il est nécessaire de modéliser : des hypothèses sont faites pour représenter ces termes dans les 6 équations de transport qui sont résolues parallèlement à l'équation de transport de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ . Etant donné le grand nombre d'hypothèses nécessaires à l'établissement de ce type de modèle et la lourdeur des calculs à mettre en oeuvre, une variante de ce modèle existe, basée sur la résolution des équations de transport de k et ϵ couplée à des équations algébriques décrivant les contraintes de Reynolds.

A.II.1.5. Modèle de longueur de mélange de Prandtl

Une analyse dimensionnelle montre que la viscosité cinématique turbulente ($\nu_t = \mu_t/\rho$) peut s'exprimer comme le produit d'une vitesse turbulente v et d'une longueur l :

$$\nu_t = Cv l \quad (\text{A.II.39})$$

Où C est une constante de proportionnalité sans dimension.

La plupart de l'énergie cinétique turbulente est contenue dans les plus gros tourbillons : l'échelle de la turbulence l est donc caractéristique de ces tourbillons qui interagissent avec l'écoulement moyen.

La vitesse des tourbillons doit donc pouvoir être liée aux propriétés moyennes de l'écoulement, ce qui est valable pour des écoulements turbulents bidimensionnels simples où la seule contrainte de Reynolds significative $\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho \overline{u'v'}$ et le seul gradient de vitesse significatif est $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$. On a alors :

$$v = cl \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (\text{A.II.40})$$

où c est une constante sans dimension. Il est alors possible d'exprimer la viscosité cinématique turbulente en fonction d'une nouvelle longueur caractéristique et du gradient de vitesse :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (\text{A.II.41})$$

l_m est la longueur de mélange de Prandtl. En tenant compte du fait que seul le gradient de vitesse significatif est $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$, on a alors :

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho \overline{u'v'} = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (\text{A.II.42})$$

On a donc :

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (\text{A.II.43})$$

La longueur de mélange doit être déterminée de façon empirique et dépend du type d'écoulement envisagé. Les modèles basés sur cette notion n'ont de ce fait pas un degré de généralité élevé. Cependant ce modèle donne des résultats satisfaisants pour certains écoulements turbulents simples : écoulements turbulents libres et couches limites de paroi, pour lesquels la longueur de mélange est souvent exprimée à l'aide d'une formule algébrique.

A.II.1.6. Modèle à une équation de transport : énergie cinétique turbulente

Le concept de viscosité turbulente est conservé mais pas l'expression algébrique donnant μ_t . Si l'on admet que μ_t est une fonction de r et k d'une longueur caractéristique l , alors l'analyse dimensionnelle impose :

$$\mu_t = C_\mu \rho k^2 l \quad (\text{A.II.44})$$

Il est alors possible de déterminer l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente, en partant des équations de Navier-Stokes instantanées :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left(-\overline{\rho \mathbf{u}'} + 2\overline{\mu \mathbf{u}' e_{ij}} - \rho \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} \right) - \overline{\rho u_i' u_i'} \cdot E_{ij} - 2\overline{\mu e_{ij}' e_{ij}'} \quad (\text{A.II.45})$$

Où

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right] \quad (\text{A.II.46})$$

Et

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right] \quad (\text{A.II.47})$$

Cette équation contient dans le membre de gauche, la vitesse de variation de l'énergie cinétique turbulente et son terme de transport par convection. Le premier terme du membre de droite est généralement considéré comme représentant un mécanisme de diffusion turbulente de l'énergie cinétique. Le deuxième terme de droite représente la production d'énergie cinétique turbulente par les taux de déformation de l'écoulement moyen. Le troisième terme de droite représente quant à lui la dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente.

Ces termes de droite nécessitent une modélisation, qui aboutit à l'équation suivante classique de transport de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right] + 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij} - \rho \varepsilon \quad (\text{A.II.48})$$

Avec $\varepsilon = \frac{C_D k^3}{l}$, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Les constantes empiriques σ_k et C_D couramment utilisés sont respectivement égales à 1 et 0,08. Le problème de la spécification de la longueur l subsiste.

A.II.1.7. Modèle à deux équations de transport : $k - \varepsilon$

C'est le modèle qui a été le plus utilisé pour toute une variété d'écoulements complexes. L'utilisation d'une seule équation de transport ne permet pas la détermination de l'échelle caractéristique l .

Or la spécification empirique de l s'avère difficile. Pour lever cette difficulté, une nouvelle équation de transport est utilisée, le choix le plus courant est de considérer l'équation de transport de la dissipation ε .

L'équation de bilan pour ε est également établie à partir des équations de Navier-Stokes. La modélisation des corrélations qui apparaissent alors est complexe et nécessite un grand nombre

d'hypothèses. L'équation de transport de la dissipation, une fois ces corrélations modélisées, s'écrit classiquement :

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\varepsilon\bar{\mathbf{u}}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{A.II.49})$$

La viscosité turbulente est maintenant déduite de l'énergie cinétique et de la dissipation suivant l'expression :

$$\mu_t = \rho C_\mu \left(\frac{k^2}{\varepsilon} \right) \quad (\text{A.II.50})$$

Les cinq constantes empiriques du modèle prennent les valeurs suivantes : $C_{1\varepsilon} = 1,44$ $C_{2\varepsilon} = 1,92$ $C_\mu = 0,009$ $\sigma_k = 1$ et $\sigma_\varepsilon = 1,3$.

Ce modèle fait l'hypothèse que la viscosité moléculaire est négligeable devant la viscosité turbulente, il n'est donc valable que pour les écoulements pleinement turbulents.

A.II.1.8. Quelques variantes du modèle k - ε

A.II.1.8.1. Modèle RNG - k - ε

Il a été développé en utilisant une technique statistique rigoureuse (appelée « renormalization group theory »). Dans sa forme, ce modèle est similaire au modèle k - ε mais inclut les améliorations suivantes :

- Il contient des termes supplémentaires dans l'équation de ε pour les écoulements soumis à des grandes vitesses de déformation ;
- L'effet du 'swirl' (rotation) sur la turbulence est inclus ;
- Les nombres de Prandtl turbulents sont définis à l'aide d'équations algébriques alors qu'ils sont constants dans le modèle k - ε standard ;
- Alors que le modèle k - ε standard est un modèle à fort Reynolds, la théorie RNG utilise une formulation de la viscosité effective qui tient compte des effets à faible Reynolds.

A.II.1.8.2. Modèle k - ε standard

Il est adapté à des écoulements limités par une paroi ainsi qu'aux écoulements de cisaillement libres. Il comprend aussi des modifications pour les effets à faible Reynolds, la compressibilité et l'étalement d'un écoulement cisailant.

A.II.1.9. Modèle du tenseur de Reynolds (« RSM »)

Il présente l'avantage de ne pas faire l'hypothèse de l'isotropie de la turbulence, ni de faire appel à la notion de viscosité turbulente. Comme il l'a déjà été mentionné, ce modèle ferme les équations de Navier-Stokes moyennées en résolvant les équations de transport de chaque terme du tenseur de

Reynolds, couplées à une équation pour la dissipation : sept équations de transport supplémentaires doivent donc être résolues en trois dimensions. Ce modèle tient compte de l'effet de la courbure des lignes de courant, du swirl, de la rotation, et de changements rapides dans la vitesse de déformation d'une manière plus rigoureuse que les modèles à 1 ou 2 équations, il présente un potentiel plus grand pour la résolution des écoulements complexes. Cependant, la qualité de prédiction de ce modèle est malheureusement limitée par les hypothèses de fermeture nécessaires pour écrire les équations de transport des contraintes de Reynolds. C'est pourquoi, en dépit d'une lourdeur de calcul beaucoup plus grande, le modèle RSM ne donne pas des résultats clairement supérieurs à ceux des modèles plus simples. Toutefois, il est intéressant de l'utiliser quand on s'intéresse spécifiquement aux effets de l'anisotropie de la turbulence (écoulements dans des cyclones, écoulements dominés par un swirl important, etc.).

A.II.1.10. Modèle du tenseur de Reynolds algébrique (« ASM »)

Pour éviter la lourdeur du modèle RSM, le tenseur de Reynolds est ici défini à l'aide d'expressions algébriques faisant intervenir k et ε . L'idée sous-jacente est que la somme des termes convectifs et diffusifs des équations de transport des composantes du tenseur de Reynolds est proportionnelle à la même somme dans l'équation de transport de k . Cette approche présente l'avantage d'être moins coûteuse en temps calcul tout en tenant compte de la possible anisotropie de la turbulence.

A.II.1.11. Simulation LES (« Large Eddy Simulation »)

Cette approche consiste à calculer les détails des grands tourbillons en utilisant un modèle à plus petite échelle pour décrire l'influence des petits tourbillons sur les grands. Le champ de vitesse à grande échelle est résolu en filtrant la vitesse. Les équations de Navier-Stokes filtrées sont résolues. Elles contiennent des termes de sous-maille qui représentent les effets des petites échelles sur les grandes. Ces termes de sous-maille du tenseur de Reynolds sont modélisés.

Cette technique présente l'avantage de ne pas modéliser toutes les échelles de la turbulence comme le font les méthodes basées sur les équations de Navier-Stokes moyennées (RANS). Seules les petites échelles sont modélisées et l'erreur introduite en est réduite. Il est en effet théoriquement plus facile de trouver un modèle « universel » pour les plus petites échelles de la turbulence car elles sont isotropes et moins affectées par les effets macroscopiques.

L'utilisation de ces modèles nécessite l'utilisation d'un maillage suffisamment fin, une résolution 3D et instationnaire.

A.II.2. Lois de paroi

A.II.2.1. Conditions aux parois des modèles de turbulence

Les écoulements turbulents sont fortement affectés par la présence de parois. Bien sûr, le champ de vitesse moyenne est modifié par la présence de la condition de non glissement à la paroi. Mais la paroi affecte aussi les caractéristiques turbulentes de l'écoulement : les forces visqueuses atténuent

les fluctuations tangentielles alors que la présence des parois limite les fluctuations normales. Quand on s'éloigne de la paroi, la turbulence augmente ensuite rapidement en raison de la présence d'importants gradients de vitesse moyenne.

Il est donc important de décrire correctement l'écoulement à proximité des parois pour les écoulements turbulents délimités par de telles frontières car elles sont les principales source de vorticité et de turbulence pour l'écoulement.

Les modèles de type $k - \epsilon$, RSM ou LES sont essentiellement valables pour les écoulements pleinement turbulents, c'est à dire suffisamment loin des parois. Il faut donc les adapter pour les utiliser pour des écoulements limités par des parois.

La couche limite turbulente au voisinage d'une paroi peut être divisée en 3 zones :

- Une sous-couche laminaire, où l'écoulement est dominé par les forces visqueuses ;
- Une zone intermédiaire où les forces visqueuse et turbulente sont du même ordre de grandeur ;
- Une zone externe pleinement turbulente.

Principalement deux possibilités de modélisation de la turbulence existent au voisinage des parois :

- L'approche dite de 'loi de paroi' : la sous-couche laminaire et la zone intermédiaire ne sont pas r solv es. Des relations algébriques basées sur des hypothèses sur la distribution des vitesses et des paramètres de la turbulence au sein de la couche limite sont utilisées pour décrire la zone affectée par la viscosité allant de la paroi à la zone pleinement turbulente. L'utilisation de ces 'lois de paroi' évite d'avoir à modifier les modèles de turbulence pour tenir compte de la présence des parois.
- L'approche dite 'à deux couches' où la couche limite est calculée depuis la sous-couche laminaire en résolvant les équations de continuité, de quantité de mouvement et de la turbulence (des modèles de turbulence modifiés, dits à faible Reynolds, sont alors employés).

La première approche est plus économique en moyens de calculs, robuste et raisonnablement précise mais n'est cependant pas suffisante quand les effets à faible Reynolds dominant sur le domaine de calcul considéré.

A.II.2.2. Modèles de loi paroi

Ces lois de paroi sont nécessaires pour décrire l'écoulement près des parois lorsqu'un modèle de turbulence à haut Reynolds tel que le modèle $k - \epsilon$ est utilisé. En effet, de tels modèles ne sont pas valables à proximité des parois où les effets moléculaires et de la turbulence sont d'amplitude comparable. Les lois de paroi présentent aussi l'avantage de ne pas avoir à affiner le maillage près des parois, ce qui entraînerait une lourdeur supplémentaire des calculs.

Une distribution logarithmique de la vitesse est supposée :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (\text{A.II.51})$$

Où

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad (\text{A.II.52})$$

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (\text{A.II.53})$$

\bar{u} est la vitesse tangentielle moyenne, et

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.II.54})$$

τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi, κ est la constante de von Karman, E est un coefficient empirique.

Il s'agit là de la formulation pour une paroi lisse, des formulations analogues existent dans le cas de parois rugueuses.

En ce qui concerne la turbulence, on suppose de plus que la vitesse de production de la turbulence est égale à la vitesse de dissipation, ce qui conduit à :

$$k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (\text{A.II.55})$$

$$\varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa y} \quad (\text{A.II.56})$$

L'utilisation de cette approche suppose que le centre de la cellule adjacente à la paroi se situe dans la zone logarithmique de la couche limite, c'est à dire est tel que :

$$30 \leq y^+ \leq 300 \quad (\text{A.II.57})$$

Une borne supérieure de 100 est souvent recommandée dans les codes de calcul commerciaux. Si le centre de cette cellule est plus proche, les lois logarithmiques ne sont plus valides, s'il est plus éloigné, les profils calculés seront inexacts. Cette condition doit être vérifiée a posteriori (une fois le calcul terminé).

Nous nous sommes ici limités à une approche générale des modèles de loi de paroi, des légères variantes de ces modèles sont parfois implantées dans les codes de calcul commerciaux. Le lecteur intéressé pourra notamment trouver les détails des modèles implantés dans Fluent dans le manuel d'utilisation du logiciel (FluentInc, 2005).

Des expériences menées en conduite ont montré que lorsque la paroi est rugueuse, la distribution de vitesse moyenne en proche paroi tracée en coordonnées semi-logarithmiques a la même pente $\left(\frac{1}{\kappa}\right)$ que pour des parois lisses mais une ordonnée à l'origine différente :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) - \Delta B \quad (\text{A.II.58})$$

Où

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln f_r \quad (\text{A.II.59})$$

f_r est appelée fonction de rugosité. ΔB dépend du type et de la taille des rugosités. Il n'y a pas de fonction de rugosité universelle, valable pour tous les types de rugosités. Pour des grains de sable, et d'autres types d'éléments de rugosité uniforme, il a été montré que ΔB est bien corrélé par une hauteur de rugosité adimensionnelle :

$$K_s^+ = \frac{\rho K_s u^*}{\mu} \quad (\text{A.II.60})$$

Où K_s est la hauteur physique des rugosités et

$$u^* = C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.II.61})$$

La fonction de rugosité prend plusieurs formes selon la valeur de K_s^+ , en effet 3 régimes ont pu être observés expérimentalement :

- Le régime hydrodynamiquement lisse : $K_s^+ \leq 2,25$;
- Le régime de transition : $2,25 \leq K_s^+ \leq 90$;
- Le régime complètement rugueux : $K_s^+ \geq 90$;

Les formulations suivantes sont adoptées dans Fluent :

- Régime hydrodynamiquement lisse :

$$\Delta B = 0 \quad (\text{A.II.62})$$

- Régime de transition :

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{K_s^+ - 2,25}{87,75} + C_s K_s^+ \right] \sin [0,4258 (\ln K_s^+ - 0,811)] \quad (\text{A.II.63})$$

- Régime complètement rugueux :

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + C_s K_s^+) \quad (\text{A.II.64})$$

Les paramètres à fixer sont donc la hauteur des rugosités K_s et la constante C_s . Pour cette dernière, des ajustements doivent être réalisés en fonction du type de rugosité. Sa valeur est comprise entre 0 et 1. Une valeur de 0,5 reproduit les résultats de Nikuradse en conduite pour une rugosité liée à des grains de sable de taille uniforme.

A.II.2.3. Modèle à double couche

Il est possible en définissant un maillage suffisamment fin près des parois, de résoudre l'écoulement depuis la sous-couche laminaire. Dans ce cas, un modèle de turbulence à faible Reynolds est utilisé dans la zone affectée par la viscosité. Il s'agit dans la plupart des codes d'un modèle à une équation de transport (le transport de l'énergie cinétique turbulente est généralement calculé), où la longueur caractéristique de la turbulence l est modélisée. Dans la zone pleinement turbulente, le modèle $k - \varepsilon$ est ensuite employé.

Pour les détails de l'implantation de ce type d'approche dans Fluent, le lecteur intéressé est renvoyé à la documentation du logiciel (FluentInc, 2005). Notons, quand même, que dans ce code, le passage du modèle de proche paroi (affectée par les forces visqueuses) au modèle pleinement turbulent se fait pour un nombre de Reynolds turbulent basé sur une distance à la paroi :

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (\text{A.II.65})$$

Où y est la distance à la paroi. Le modèle à une équation pour décrire la zone de proche paroi est celui de Wolfstein, où les équations de transport de la quantité de mouvement et de k sont résolues.

Le centre de la cellule adjacente à la paroi doit dans ce cas se situer dans la sous-couche laminaire, et être caractérisé par :

$$1 \leq y^+ \leq 4 \text{ ou } 5$$

Il est aussi souhaitable qu'une dizaine de cellules soient situées dans la zone affectée par la viscosité, c'est à dire soient caractérisées par $Re_y < 200$.

Remarque :

L'implantation du modèle de double couche dans Fluent (« enhanced wall treatment ») est telle que si le maillage est suffisamment fin en proche paroi (cellules adjacentes à la paroi situées dans la sous-couche laminaire), un modèle à 2 couches est employé, alors que si le maillage n'est pas assez fin, des lois de parois 'améliorées' sont utilisées (ces lois de parois combinent une loi de paroi linéaire, c'est à dire laminaire, et une loi de paroi logarithmique, c'est à dire turbulente).

ANNEXE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX COMPLÉMENTAIRES

A.III.1. Mesures aérodynamiques

A.III.1.1. Caractérisation aéraulique de la veine d'essais $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$

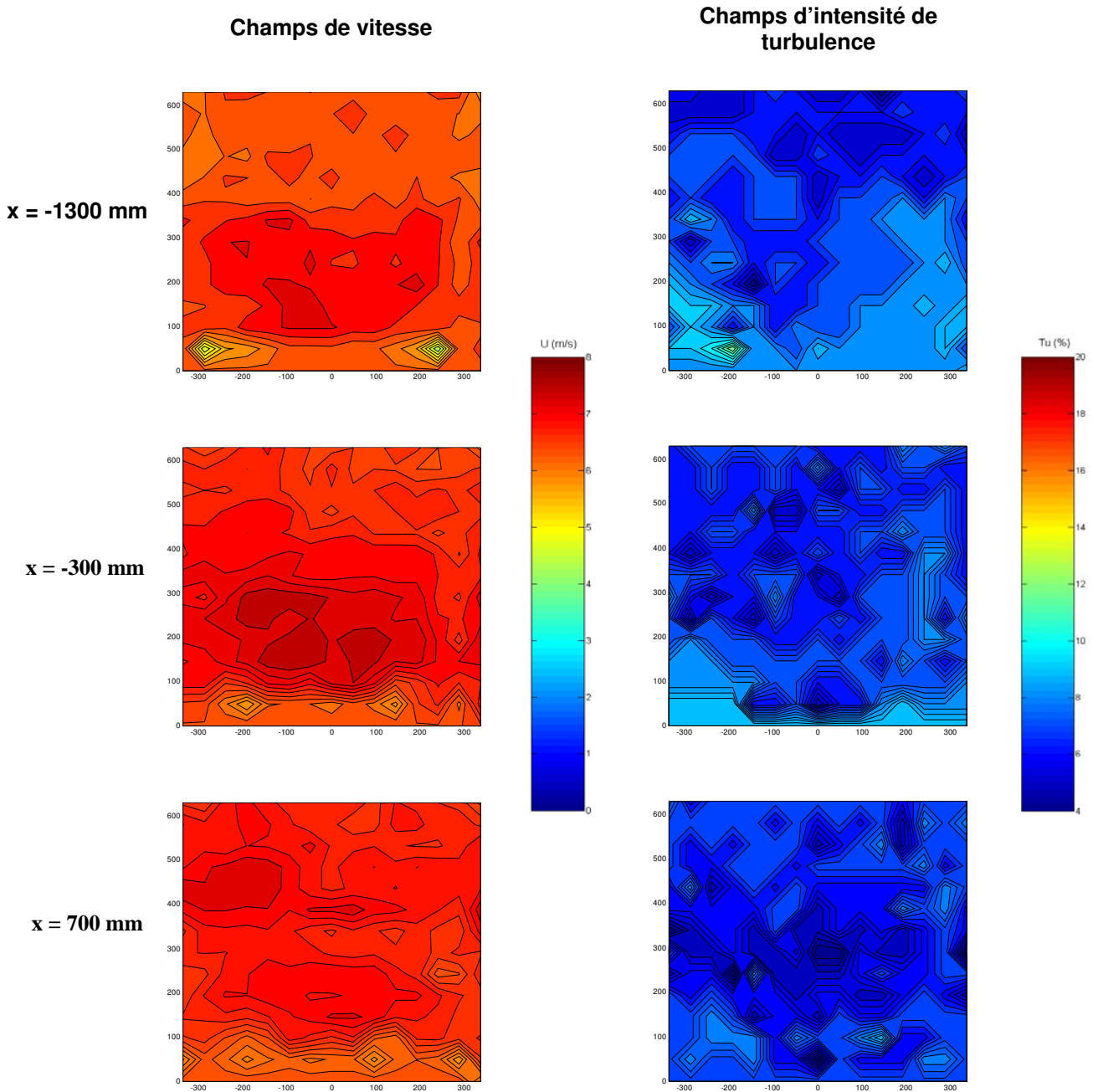


Figure A.III.1. Champs de vitesse (\bar{u}) et d'intensité de turbulence (Tu) pour $x = -1300, -300$ et 700 mm avec $u_{sol} = u_{\infty} = 4 \text{ m.s}^{-1}$

A.III.1.2. Ecoulement autour d'une roue isolée

A.III.1.2.1. Roue isolée lisse sans flasques latéraux

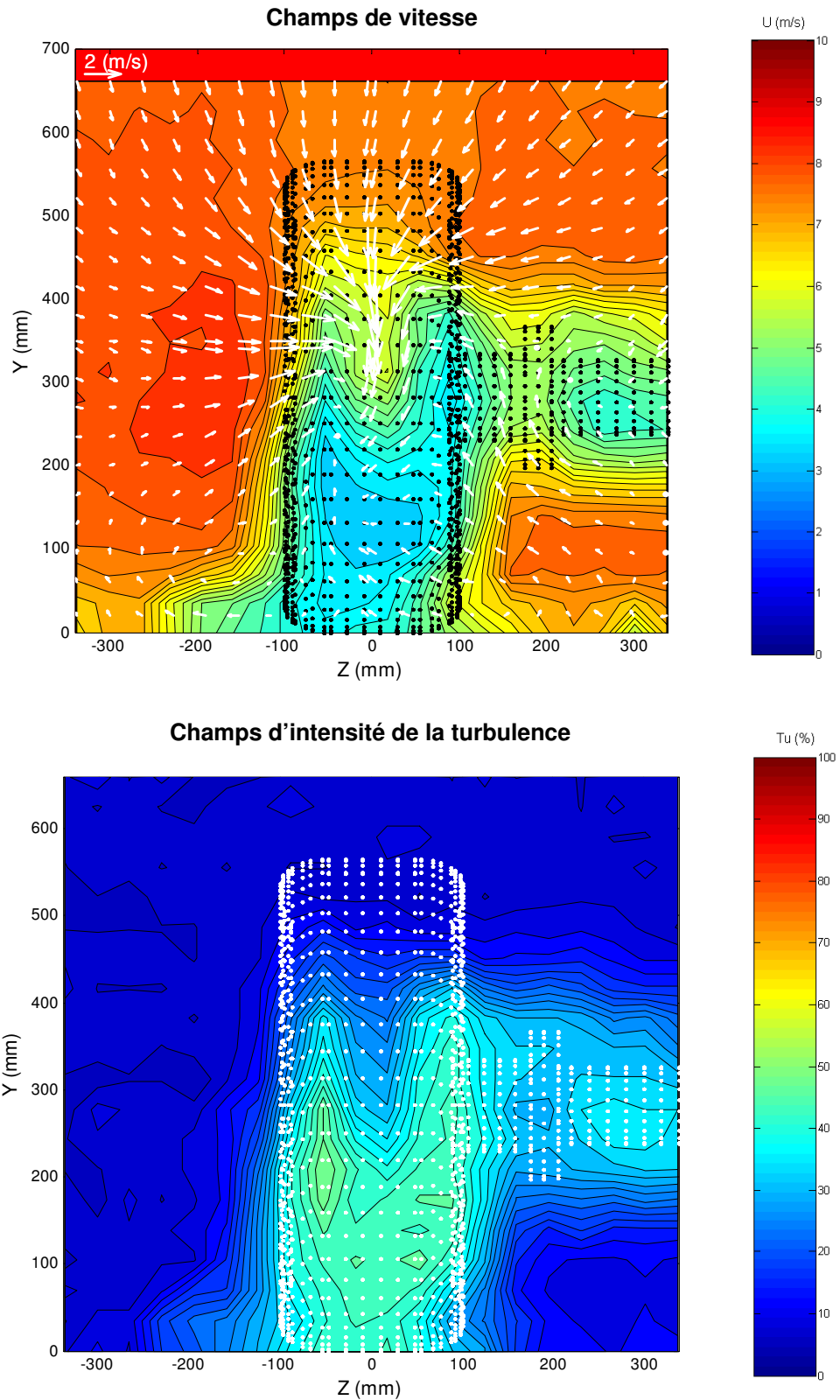


Figure A.III.2. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, lisse sans flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$

A.III.1.2.2. Roue isolée lisse avec flasques latéraux

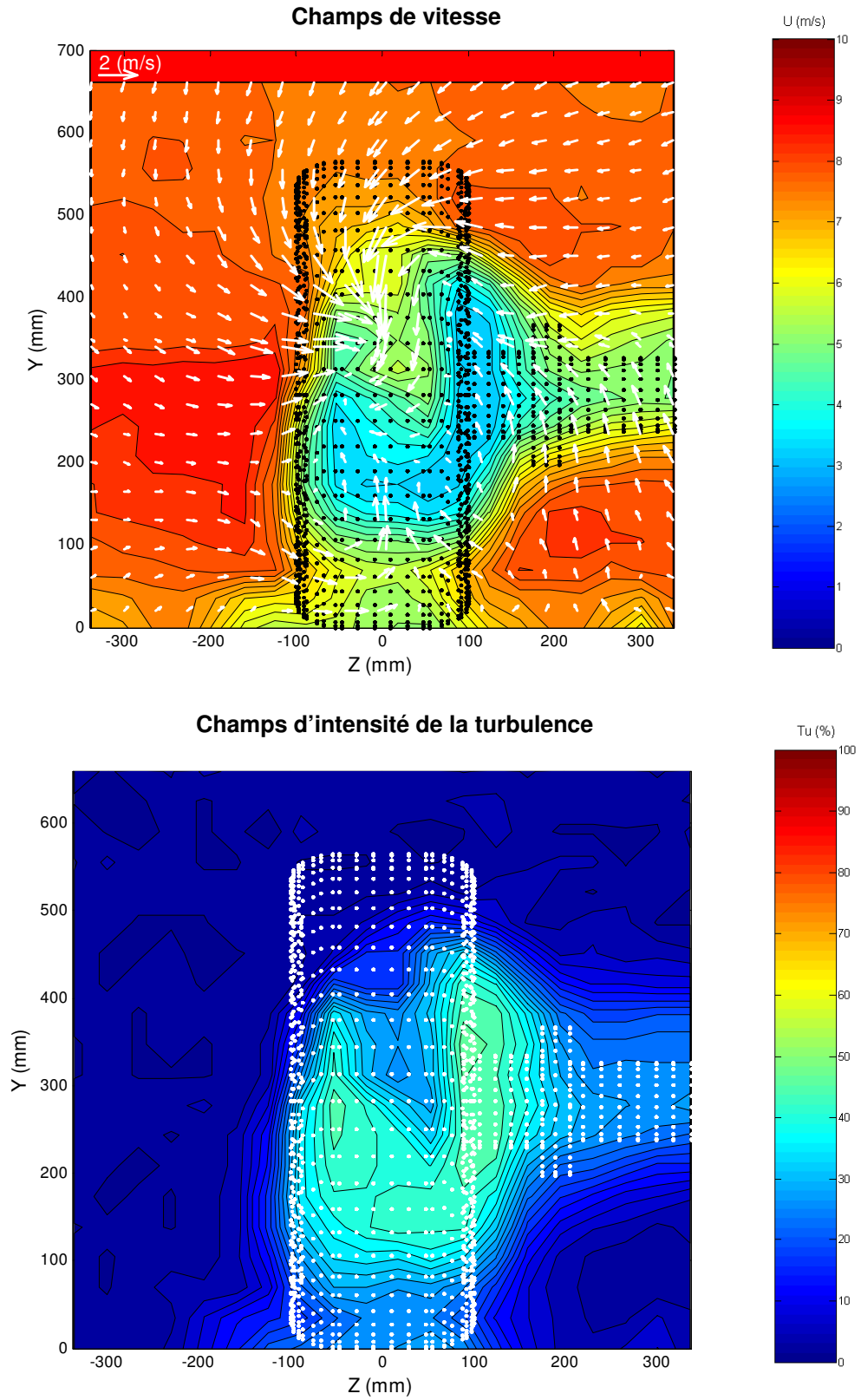


Figure A.III.3. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, lisse avec flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$

A.III.1.2.3. Roue isolée crantée sans flasques latéraux

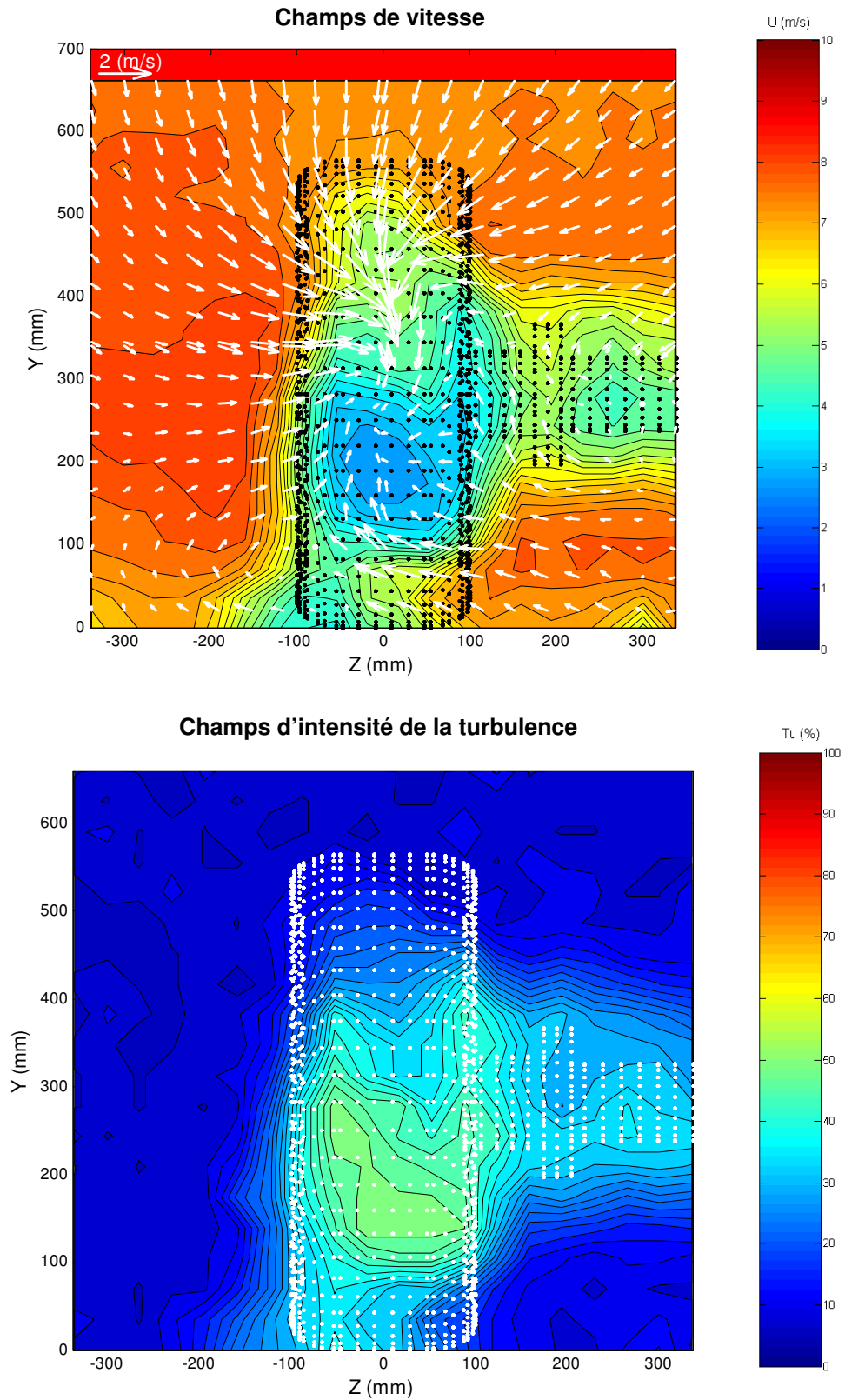


Figure A.III.4. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, crantée sans flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$

A.III.1.2.4. Roue isolée crantée avec flasques latéraux

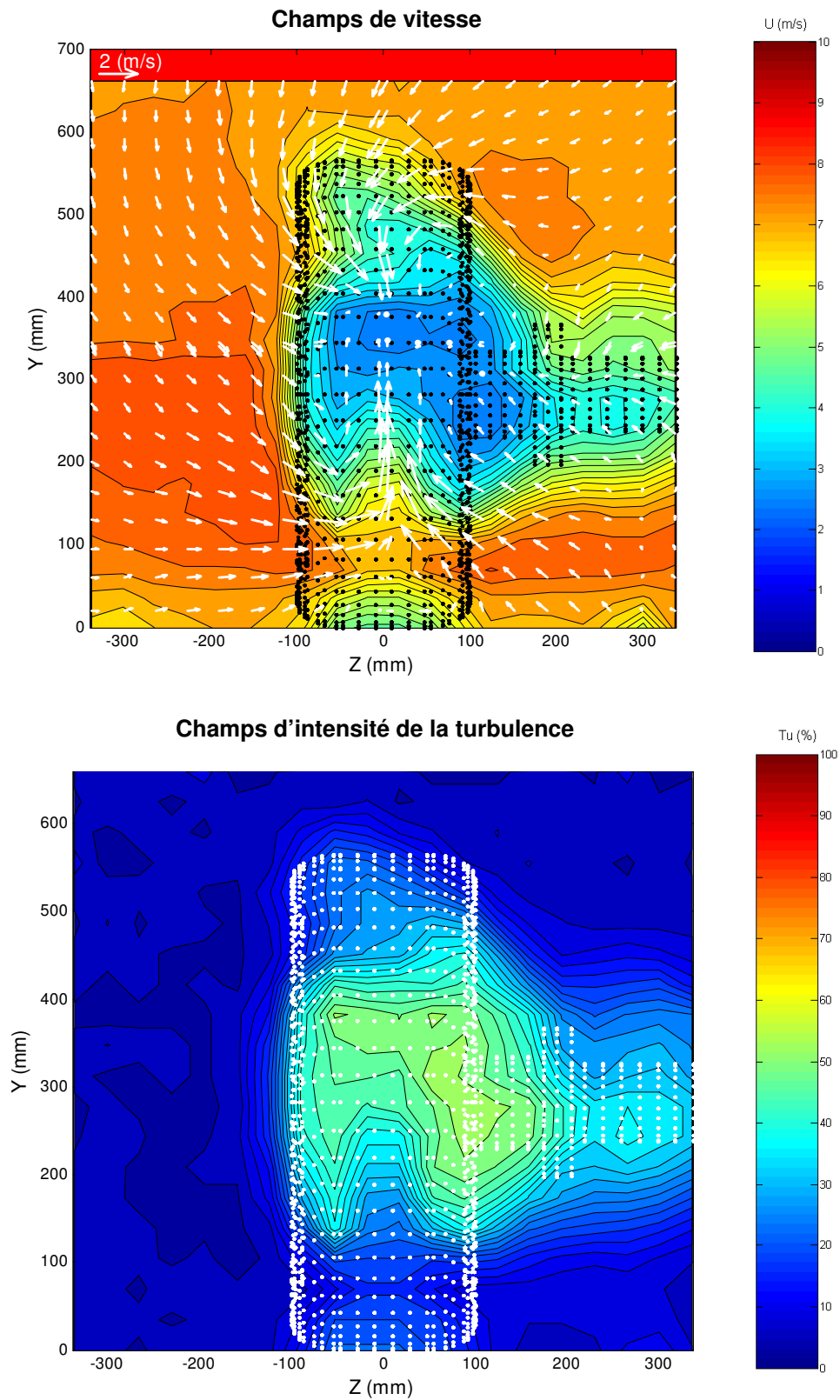


Figure A.III.5. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue isolée, crantée avec flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$

A.III.1.3. Ecoulement autour d'une roue lisse capotée

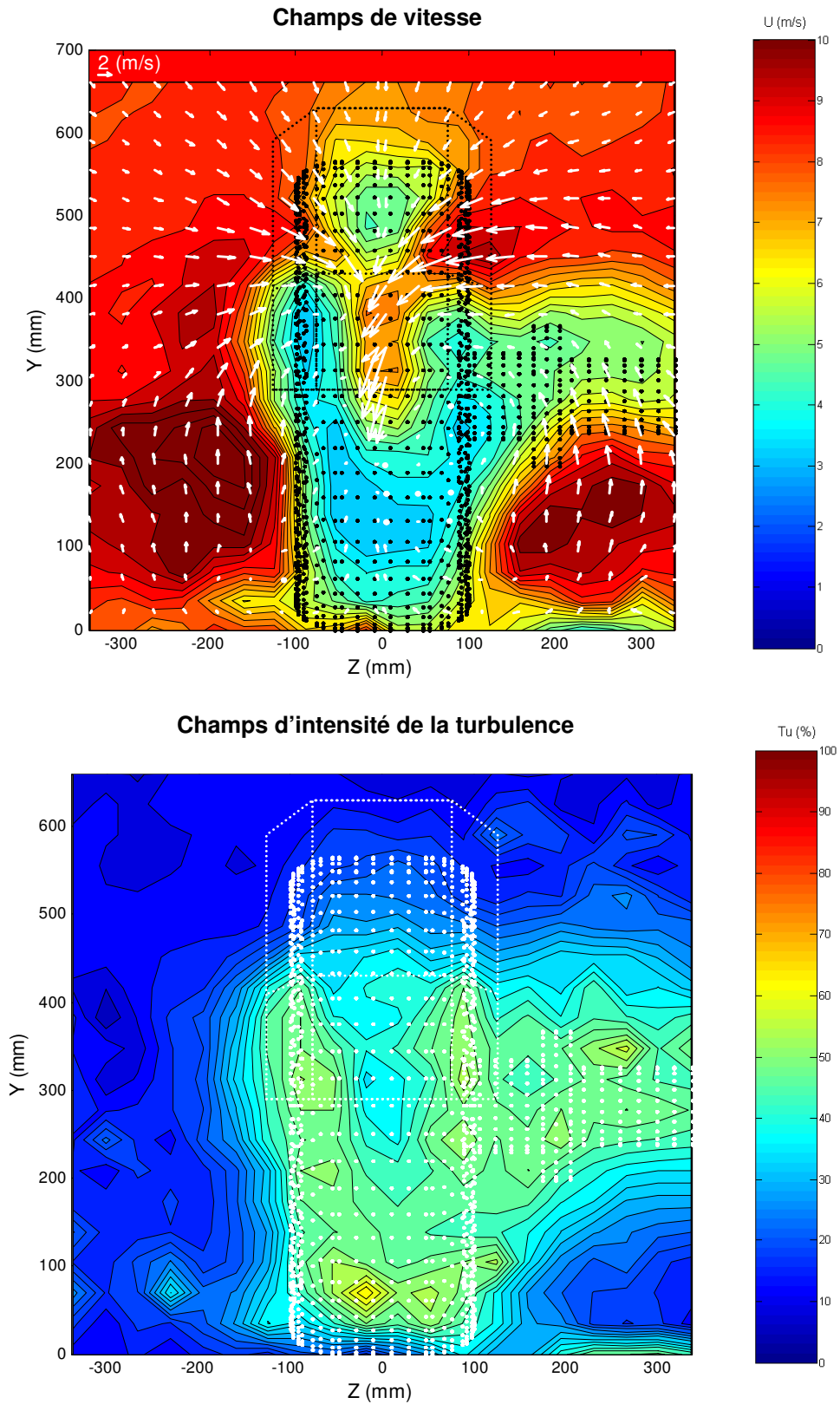


Figure A.III.6. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour une roue capotée, lisse avec flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$

A.III.1.4. Ecoulement autour de deux roues crantées en tandem

A.III.1.4.1. Roues crantées sans flasques latéraux

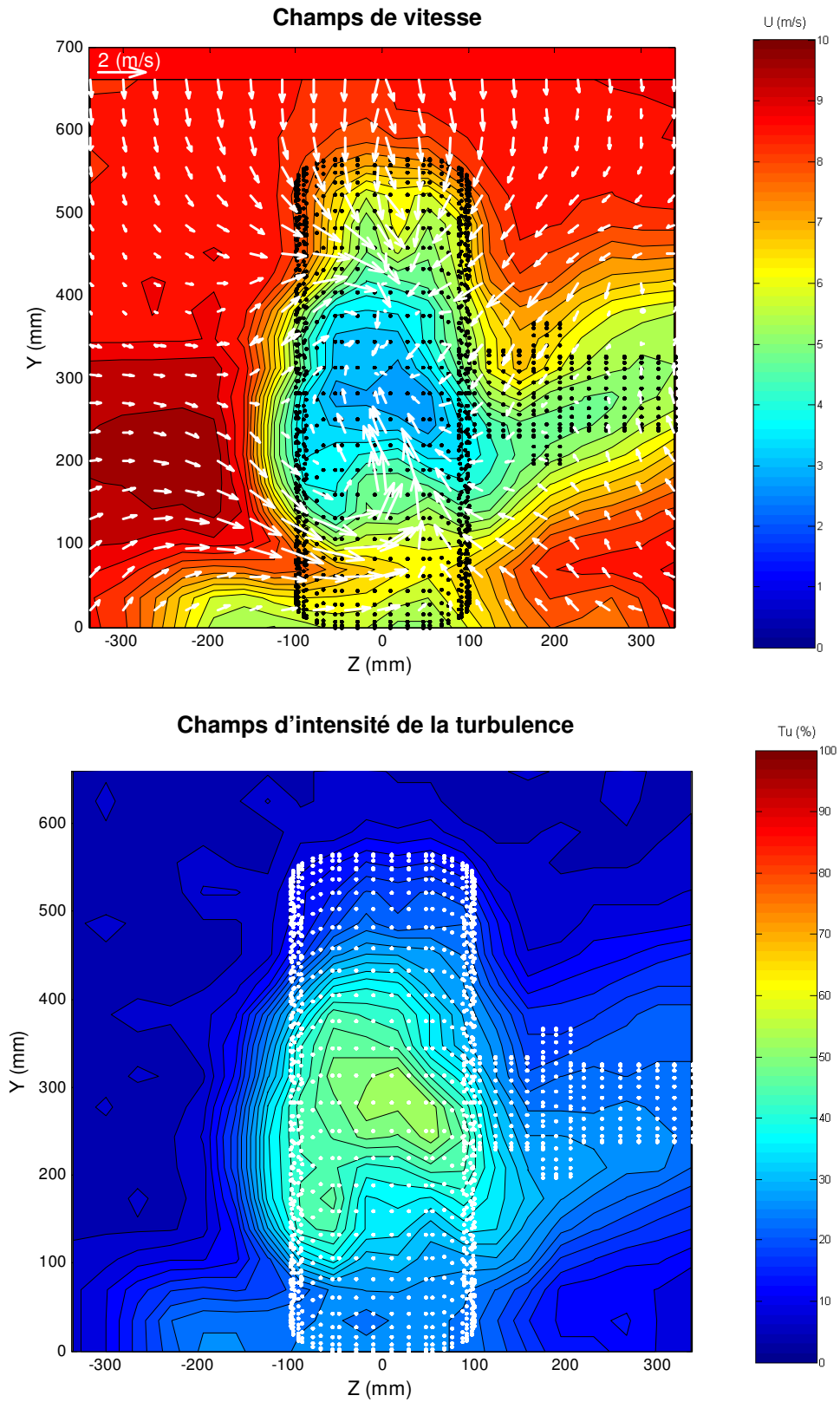


Figure A.III.7. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem sans flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$ – roue 2

A.III.1.4.2. Roues crantées avec flasques latéraux

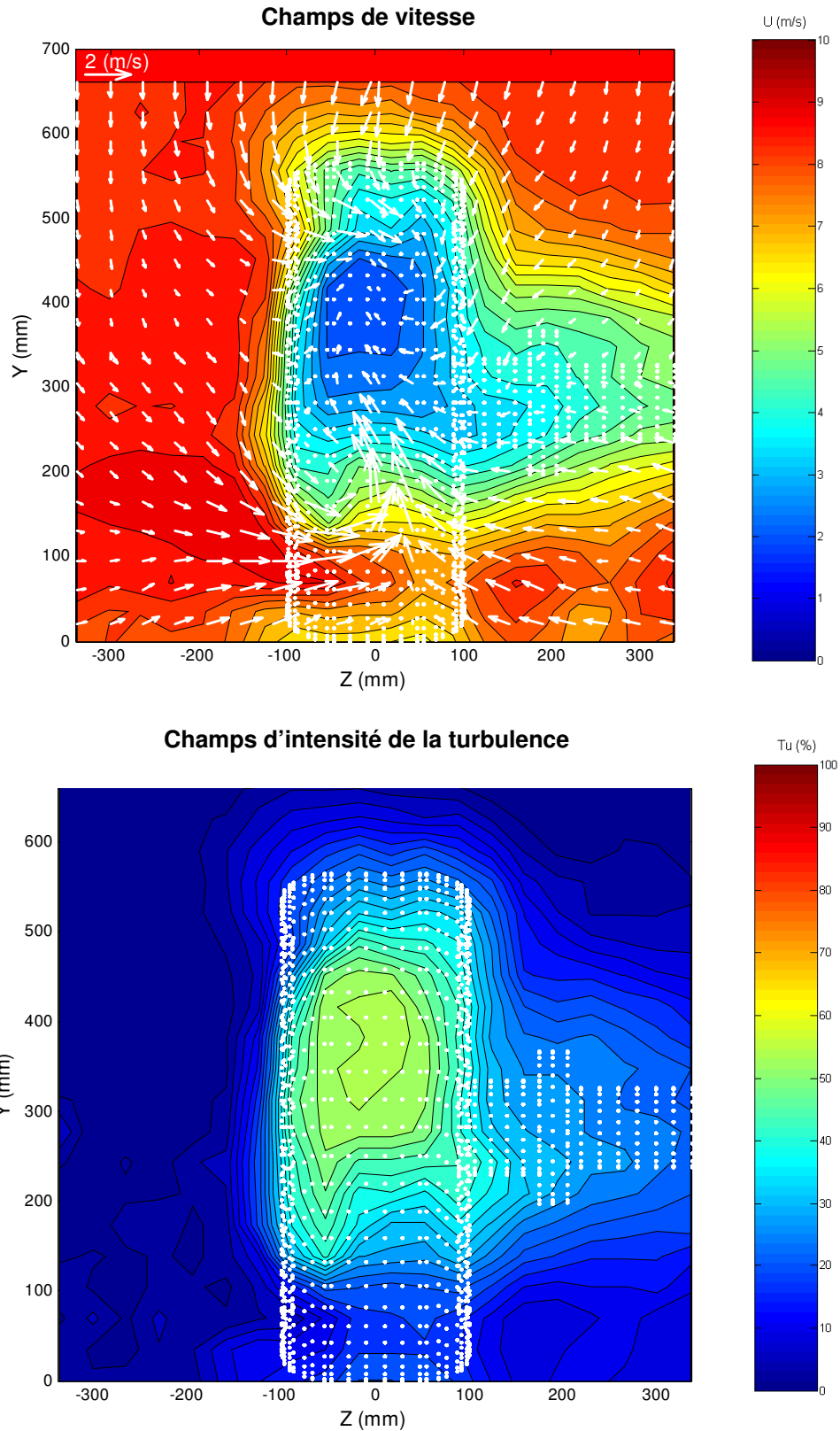


Figure A.III.8. Champs de vitesse et d'intensité de turbulence pour deux roues crantées en tandem avec flasques - Plan (yz) pour $x = 0,85D$ – roue 2

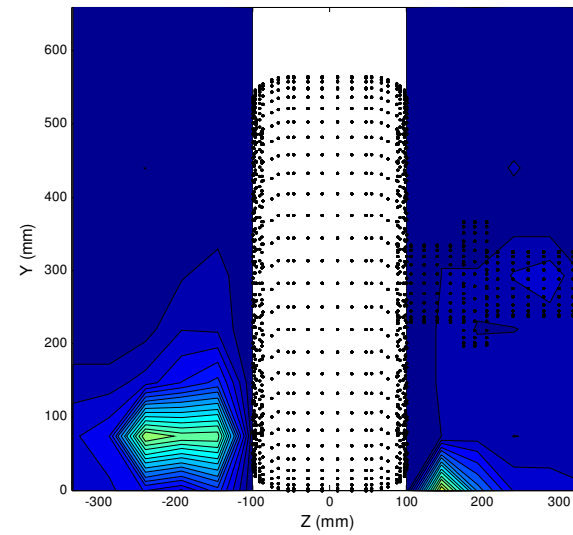
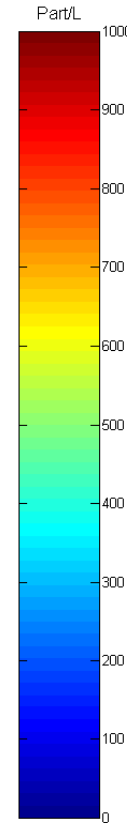
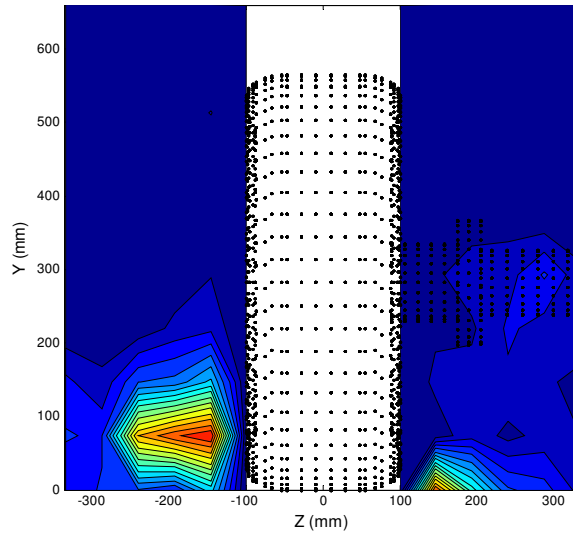
A.III.2. Mesure de la dispersion particulaire

A.III.2.1. Roue isolée lisse sans flasques

Fraction]1 μm - 1,6 μm]

Fraction [2 μm - 3 μm]

$x = 0,25D$



$x = 1,20D$

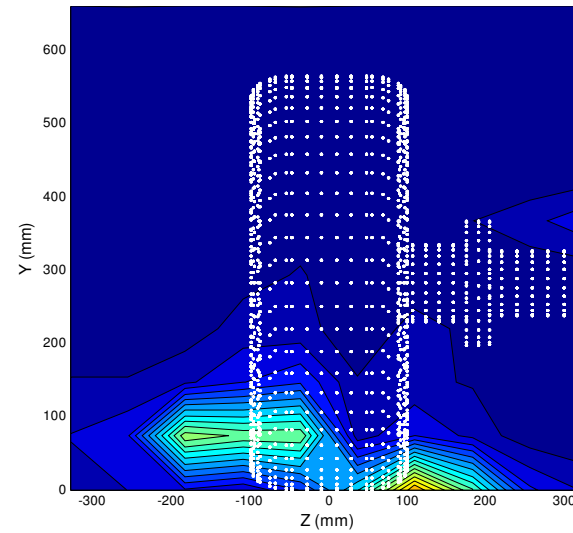
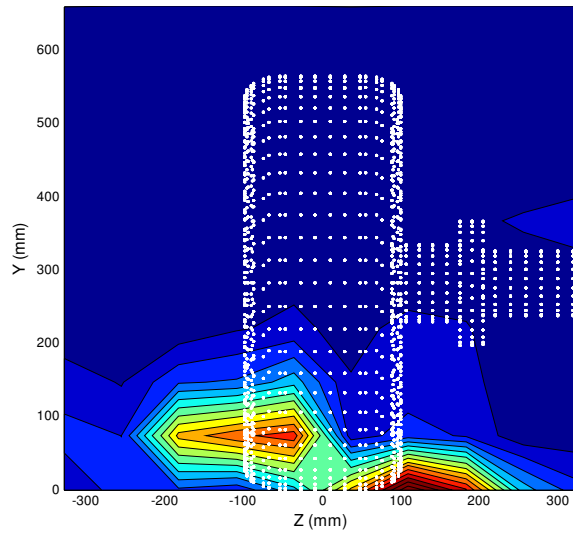


Figure A.III.9. Champs de concentration particulaire pour une roue lisse sans flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

A.III.2.2. Roue isolée lisse avec flasques

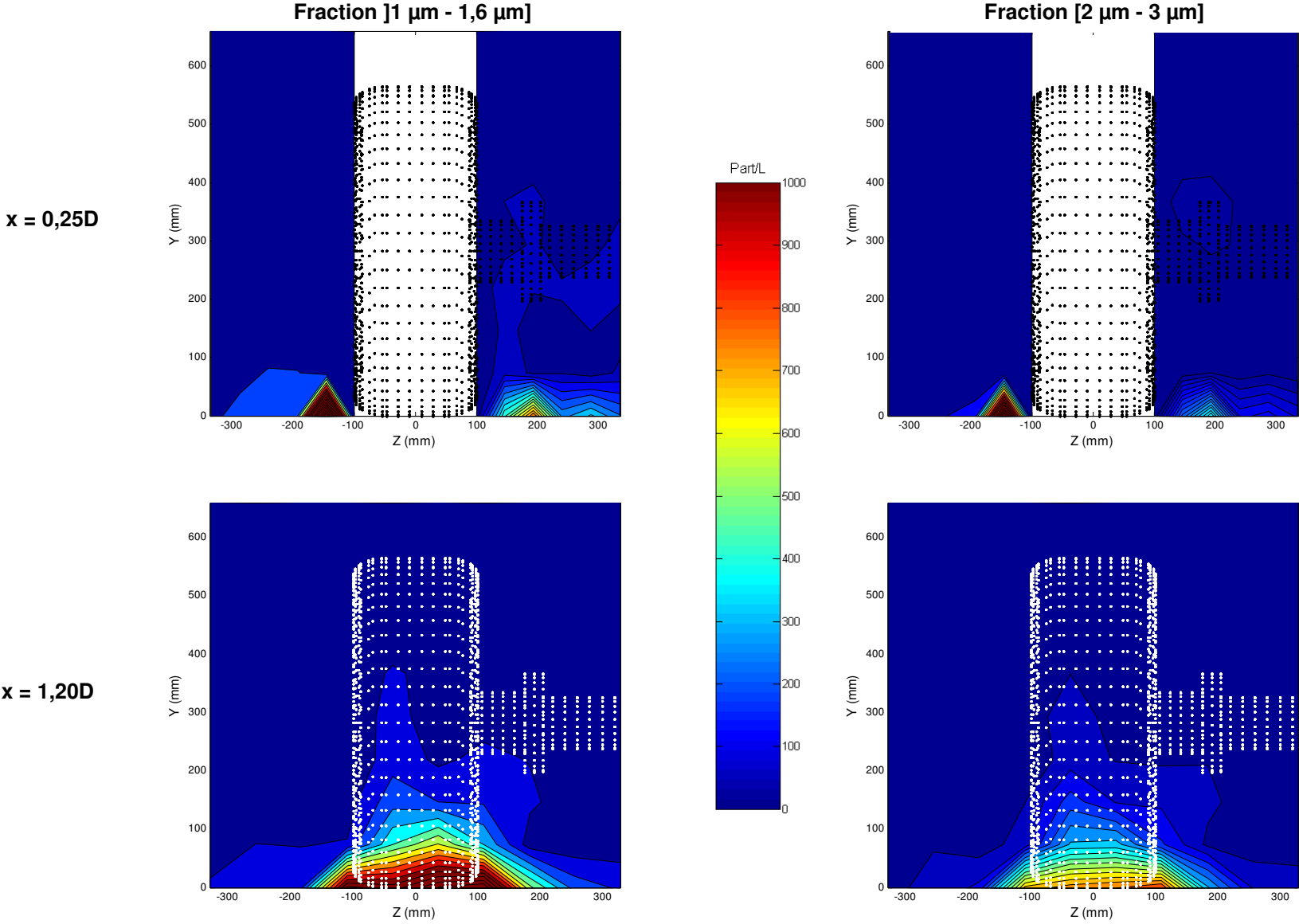


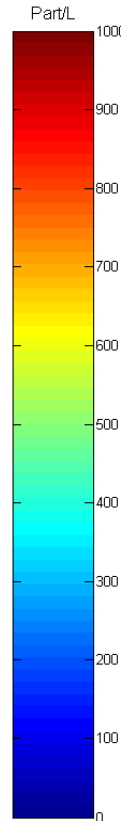
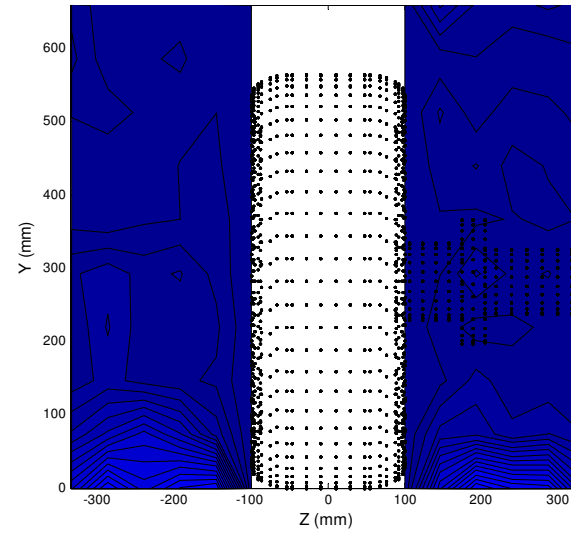
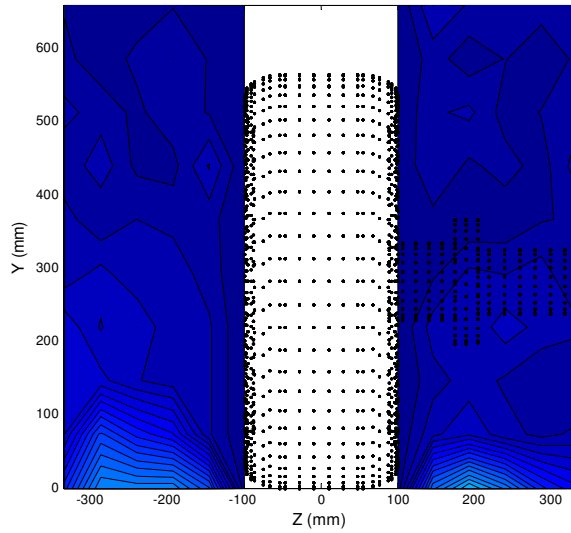
Figure A.III.10. Champs de concentration particulaire pour une roue lisse avec flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

A.III.2.3. Roue isolée crantée sans flasques

Fraction [1 μm - 1,6 μm]

Fraction [2 μm - 3 μm]

x = 0,25D



x = 1,20D

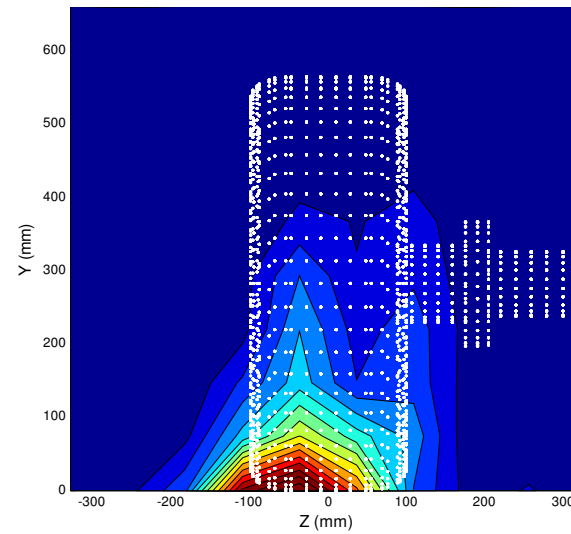
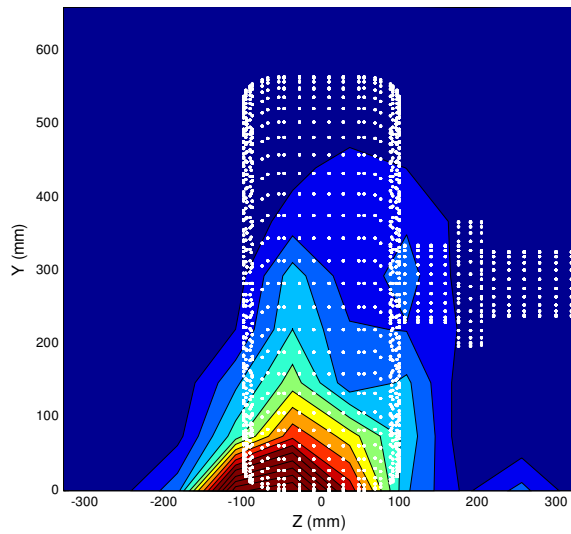
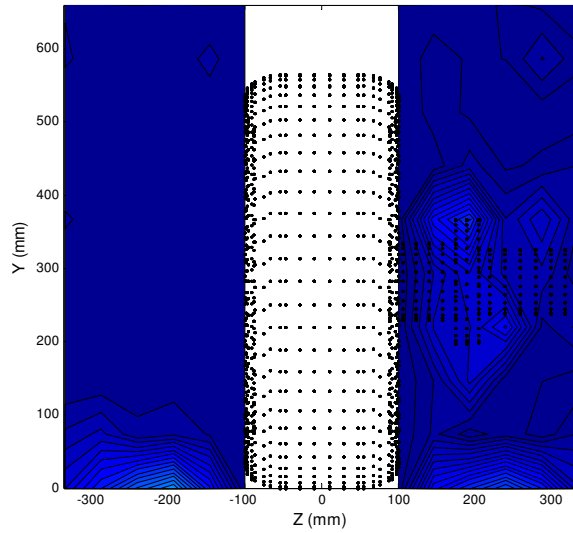


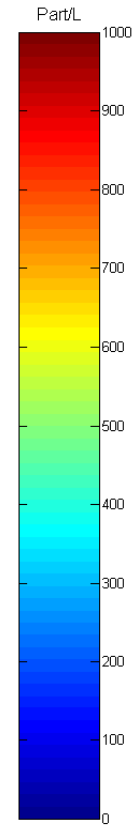
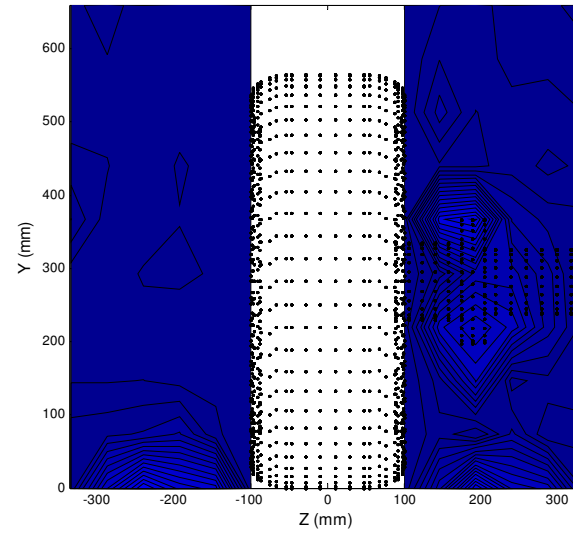
Figure A.III.11. Champs de concentration particulaire pour une roue crantée sans flasques - Plans (yz) pour x = 0,25D et 1,20D

A.III.2.4. Roue isolée crantée avec flasques
Fraction $[1 \mu\text{m} - 1,6 \mu\text{m}]$

$x = 0,25D$



Fraction $[2 \mu\text{m} - 3 \mu\text{m}]$



$x = 1,20D$

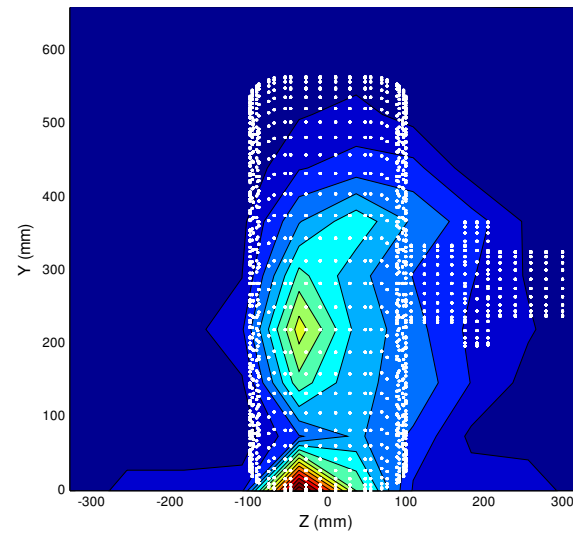
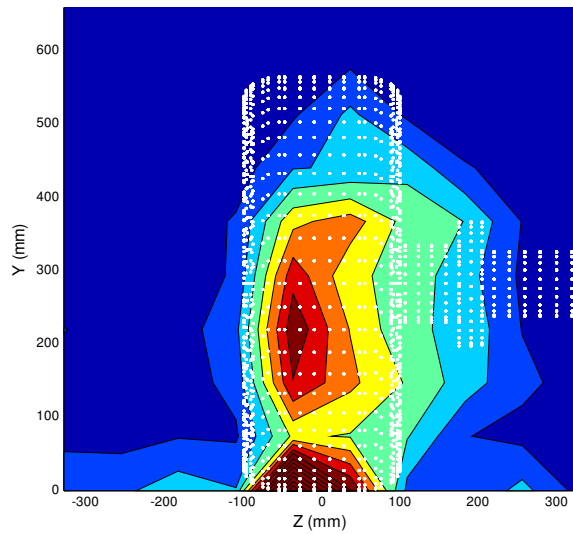


Figure A.III.12. Champs de concentration particulaire pour une roue crantée avec flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

A.III.2.5. Roue capotée

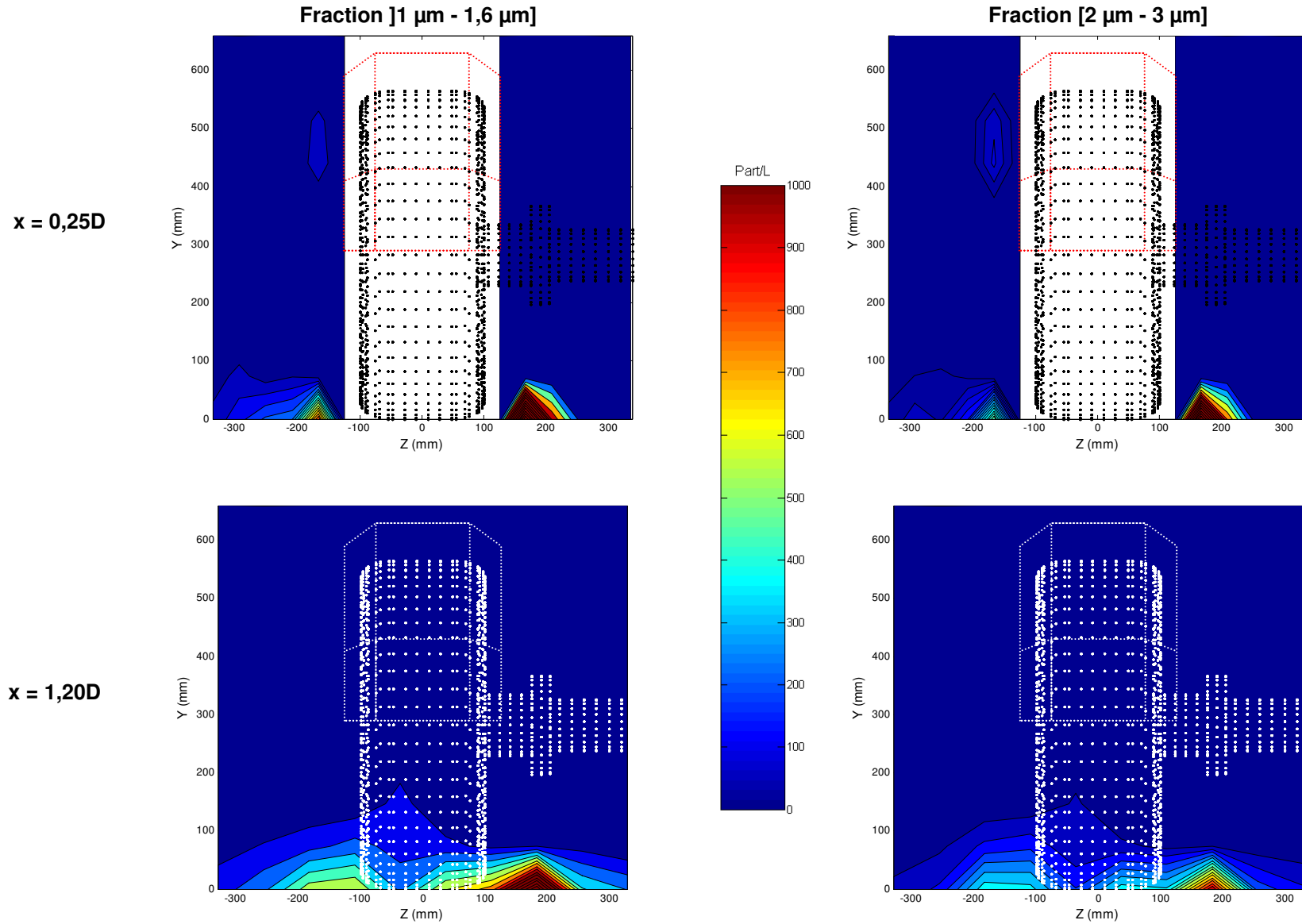


Figure A.III.13. Champs de concentration particulaire pour une roue lisse capotée avec flasques - Plans (yz) pour $x = 0,25D$ et $1,20D$

NOMENCLATURE

Lettres latines

- a accélération, $m.s^{-2}$
- A_p maître couple de la particule, m^2
- C concentration numérique en particules, m^{-3}
- C_s concentration numérique en particules échantillonnées, m^{-3}
- d diamètre, m
- D diamètre de la roue, m ; Coefficient de diffusion, $m^2.s^{-1}$
- d_{50} diamètre médian en masse de la distribution granulométrique de l'aérosol, μm
- d_{ae} diamètre aérodynamique, μm
- d_{em} diamètre du volume équivalent, μm
- d_p dimension d'une particule, μm
- d_s diamètre de Stokes, μm
- $\overline{d_p}$ diamètre arithmétique moyen de particule, μm
- $\overline{\overline{d_p}}$ diamètre géométrique moyen de particule, μm
- f_T fréquence de Taylor, Hz
- f_K fréquence de Kolmogorov, Hz
- F_A poussée d'Archimède, N
- F_E force de traînée de masse virtuelle, N
- F_f force de frottement, N
- F_s force de surface, N
- F_v force de volume, N
- g accélération de pesanteur, $m.s^{-2}$
- G gain
- h conductance apparente de transfert thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$
- H_d hauteur du domaine (CFD), m
- I intensité du courant passant dans le fil, A
- I_0 intensité de lumière diffusée, cd
- k énergie cinétique turbulente par unité de masse, $m^2.s^{-2}$
- L largeur de la roue, m
- l_d largeur du domaine (CFD), m
- L_d longueur du domaine (CFD), m
- m masse d'un composé, kg
- M dimension de la maille de la grille, m
- n et N nombre de particules ou de molécules
- P force de portance, N ; pression statique, Pa
- p pression, Pa
- \hat{p} pression motrice, Pa
- P_0 pression statique du flux entrant, Pa
- $PM_{2,5}$ fraction d'aérosol de diamètre aérodynamique $< 2,5 \mu m$, $\mu g.m^{-3}$

- PM_{10} fraction d'aérosol de diamètre aérodynamique $< 10 \mu\text{m}$, $\mu\text{g.m}^{-3}$
- P_{Mag} force de portance de Magnus, N
- P_{Saf} force de portance de saffman, N
- r rayon, m
- R résistance du fil chaud, Ω
- R_a résistance du fil à la température ambiante, Ω
- S_{diff} coefficient de diffusion de la particule, lm.cd^{-1}
- t temps, s
- T température absolue, K ; force de traînée, N
- T_E temps de corrélation maximal sur l'échelle temporelle de Taylor, s
- u vitesse selon l'axe x, m.s^{-1}
- \bar{u} moyenne temporelle de la vitesse selon l'axe x, m.s^{-1}
- u' composante fluctuante instantanée de la vitesse selon l'axe x, m.s^{-1}
- u_f vitesse du fluide, m.s^{-1}
- u'_i composante fluctuante instantanée de la vitesse selon la direction x_i , m.s^{-1}
- u_p vitesse de la particule, m.s^{-1}
- u_{p0} vitesse initiale de la particule, m.s^{-1}
- u_{rms} écart type de la vitesse mesurée selon l'axe x, m.s^{-1}
- u_s vitesse de déplacement du sol, m.s^{-1}
- U_s vitesse de l'air à l'entrée de la sonde de prélèvement, m.s^{-1}
- u_t vitesse terminale de déplacement de la particule, m.s^{-1}
- u_∞ vitesse du flux d'air entrant, m.s^{-1}
- v vitesse selon l'axe y, m.s^{-1}
- \bar{v} moyenne temporelle de la vitesse selon l'axe y, m.s^{-1}
- v' composante fluctuante instantanée de la vitesse selon l'axe y, m.s^{-1}
- V_p volume de particule, m^3 ,
- w vitesse selon l'axe z, m.s^{-1}
- \bar{w} moyenne temporelle de la vitesse selon l'axe z, m.s^{-1}
- w' composante fluctuante instantanée de la vitesse selon l'axe z, m.s^{-1}
- x coordonnée cartésienne horizontale, m
- y coordonnée cartésienne verticale, m
- z coordonnée cartésienne horizontale, m

Lettres grecques

- α_s facteur de forme en surface
- α_v facteur de forme en volume
- χ facteur de forme dynamique de la particule, kg.m^{-3}
- $\Delta\rho = |\rho_p - \rho|$, kg.m^{-3}
- ε vitesse de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, $\text{m}^2.\text{s}^{-3}$
- ϕ angle de déphasage, rad
- Φ flux lumineux, lm
- $\dot{\gamma}$ vitesse de cisaillement, s^{-1}
- φ flux molaire, moles.s^{-1}
- λ libre parcours moyen, m ; unité de temps relation de Basset, s
longueur d'onde, nm ; conductivité thermique moléculaire, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
- λ_x échelle spatiale intégrale de Taylor, m
- μ viscosité dynamique de l'air, Pa.s
- ν viscosité cinématique de l'air, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
- θ position angulaire, rad
- ρ masse volumique de l'air, kg.m^{-3}
- ρ_f masse volumique du fluide, kg.m^{-3}
- ρ_m masse volumique d'un composé, kg.m^{-3}
- ρ_p masse volumique de particule, kg.m^{-3}
- σ écart type ou déviation standard de la distribution granulométrique, μm
- σ_g écart type géométrique de la distribution granulométrique
- σ^2 variance ou fluctuation de la distribution granulométrique, μm^2
- τ temps de relaxation, temps de corrélation, s
- ω fréquence, s^{-1} ; vitesse de dissipation spécifique ($\frac{\varepsilon}{k}$), s^{-1} .
- Ω vitesse angulaire, rad.s^{-1}

Indices

- A, B composés A et B
- f fluide
- p particule
- i valeur locale ; interface ; direction
- ∞ valeur limite

Nombres adimensionnels

- $Ar = \frac{\rho g \Delta \rho d_p^3}{\mu^2}$ nombre d'Archimède
- C_E coefficient d'entraînement ou de masse virtuelle
- $C_p = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2}$ coefficient de pression
- C_u facteur de correction de Stokes – Cunningham

- $C_{x0} = \frac{\frac{T_0}{A_p}}{\frac{1}{2} \rho u_{fp}^2}$ coefficient de traînée d'une particule isolée
- $C_{z0} = \frac{\frac{P_0}{A_p}}{\frac{1}{2} \rho u_{fp}^2}$ coefficient de portance d'une particule isolée
- $Nu = \frac{hD}{\lambda}$ nombre de Nusselt
- K_e coefficient de proportionnalité pour la mesure de lumière diffusée
- $Kn = \frac{2\lambda}{d_p}$ nombre de Knudsen
- $Pe_p = \frac{u d_p}{D}$ nombre de Péclet pour une particule
- $Pe_\gamma = \frac{u d_p}{D}$ nombre de Péclet pour une particule dans un champ de cisaillement
- $ra = \frac{L}{D}$ rapport d'aspect de la roue
- $Re = \frac{\rho u_\infty D}{\mu}$ nombre de Reynolds
- $Re_c = \frac{\dot{\gamma} d_p^2}{\nu}$ nombre de Reynolds de cisaillement
- $Re_{p0} = \frac{\rho u_{fp} d_p}{\mu}$ nombre de Reynolds de particule unique
- $Re_{\Omega} = \frac{\Omega d_p^2}{\nu}$ nombre de Reynolds d'une particule en rotation
- $Re_t = \frac{\rho u_t d_p}{\mu}$ nombre de Reynolds de chute terminale

- $Sk = \frac{\rho_p d_p^2 u_f}{18 \mu d_p}$ nombre de Stokes

- $Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{u}$ intensité de la turbulence pour la composante de vitesse u

Constantes

- K_B constante de Boltzmann, $J.K^{-1}$

Symboles mathématiques

$\langle \rangle$, moyenne surfacique

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Madame Evelyne GEHIN, Professeur des Universités, Paris 12, Créteil

Monsieur Jean-Luc HARION, Professeur, Ecole des Mines de Douai, Douai

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur Fabien GÉRARDIN

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

**"Etude expérimentale et numérique de la dispersion d'aérosols dans le sillage d'une roue
de véhicule"**

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « **Génie des procédés et des produits** »

Fait à Vandoeuvre, le 11 mars 2009

Le Président de l'I.N.P.L.,

F. LAURENT



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 5 4 5 0 1
VANDŒUVRE CEDEX

Résumé

S'il est admis que la pollution particulaire observée sur les sites industriels est issue des étapes de production et de fabrication, il est en revanche peu fréquent de considérer le phénomène d'aérosolisation de particules provoqué par le passage du véhicule. Qu'il s'agisse de routes goudronnées ou de voies industrielles, la circulation de véhicule est à l'origine de l'envol de particules présentes naturellement à leur surface. Anecdotique dans certaines situations urbaines, cette source d'émission peut se révéler très préoccupante dans un contexte industriel. L'exposition des travailleurs aux particules dans des secteurs d'activités tels que les carrières, les chantiers BTP, les cimenteries, etc. constitue une préoccupation majeure pour les hygiénistes industriels.

Sur la base d'une recherche bibliographique, les travaux présentés dans ce manuscrit sont consacrés à la caractérisation de la source d'émission principale. Ils visent une description aérodynamique détaillée du sillage d'une roue de véhicule et l'illustration, pour les différentes configurations expérimentales, de la répartition spatiale des particules aérosolisées en aval du point de contact de la roue avec le sol. Ce travail de recherche s'inscrit dans un cadre expérimental élargi à la simulation. Adossé à une étude numérique, l'ensemble de l'expérimentation s'est déroulé en laboratoire dans des conditions opératoires maîtrisées.

A terme, cette investigation scientifique posera les fondements d'une réflexion sur les moyens technologiques qui pourront être déployés pour garantir une atténuation significative des émissions de poussières provoquées par la circulation de véhicules en situation industrielle. Si l'enjeu scientifique et technique du sujet n'est plus à démontrer, les conclusions de ce travail devraient conduire à une illustration originale de la place occupée par le génie des procédés dans le concept du développement durable.

Mots clés : Aérosols solides, Poussières, Emissions diffuses, Circulation, Véhicule, Sillage, Roue, Simulation

Abstract

Experimental and numerical study of fine particles spreading in the vehicle wheel near wake

Whilst it is common knowledge that fuel combustion in a motorised vehicle generates gaseous and particulate pollution, particles emission caused by a travelling vehicle is accounted for to a much lesser extent. Whether a vehicle is moving on motorways, roads, unpaved roads or industrial soils, it projects particles that are naturally present on the ground. This case represents a significant diffuse emission source, depending principally on the speed of the vehicle, on the load and on the humidity of the road surface material.

Studying the aerodynamic behaviour of air in the vicinity of wheels under real conditions is not easy from an experimental point of view and numerical models are difficult to validate. Insufficient knowledge of this issue and the complexity of this type of aerodynamic behaviour support the preferred option of studying a simple case, such as an isolated wheel

The goal of this work is to provide background information on the aerosol spreading in the field close to a vehicle rotating wheel. From a state of the art on this issue, this study was to assess the airflow and particles experimental behaviour around a wheel integrating the presence of patterns on the surface of the tire. While not claim a comparative study between different pattern geometries, this work is to highlight the differences between flow around a smooth wheel and patterned wheel. This research is based on the experimentation extended to the simulation. It will be the bases for a reflection on the possibilities of devices development to reduce dust emissions caused by the movement of industrial vehicles.

Keywords : Solid aerosols, Dust, Diffuse emissions, Vehicle travelling, Vehicle, Wake, Wheel, Computational Fluid Dynamics