



**HAL**  
open science

# Amélioration des modèles de quantification des émissions particulaires diffuses liées a l'érosion éolienne de tas de stockage de matières granulaires sur sites industriels

Catherine Turpin

► **To cite this version:**

Catherine Turpin. Amélioration des modèles de quantification des émissions particulaires diffuses liées a l'érosion éolienne de tas de stockage de matières granulaires sur sites industriels. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrasis, 2010. Français. NNT : 2010VALE0010 . tel-03004032

**HAL Id: tel-03004032**

**<https://uphf.hal.science/tel-03004032v1>**

Submitted on 13 Nov 2020

**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.



N° d'ordre : 10/06

Année 2010

# UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT CAMBRÉSIS

*Laboratoire d'accueil : Département Énergétique Industrielle  
de l'École des Mines de Douai*

## THÈSE DE DOCTORAT

*Présentée pour l'obtention du grade de DOCTEUR*

Spécialité : **Génie Mécanique et Énergétique**

*par*

**Catherine TURPIN**

*Sujet :*

### **AMÉLIORATION DES MODÈLES DE QUANTIFICATION DES ÉMISSIONS PARTICULAIRES DIFFUSES LIÉES A L'ÉROSION ÉOLIENNE DE TAS DE STOCKAGE DE MATIÈRES GRANULAIRES SUR SITES INDUSTRIELS**

---

Version provisoire

*Soutenue publiquement le 15 mars 2010 devant la commission d'examen :*

---

*Rapporteurs*

- G. Coussement** Professeur, Faculté Polytechnique de Mons  
**H. Peerhossaini** Professeur, École Polytechnique de l'Université de Nantes

*Membres du jury*

- D. Bilbault** Ingénieur, EDF R&D  
**T. Desmots** Ingénieur, Responsable Environnement, ArcelorMittal Dunkerque  
**E. Fiani** Docteur Ingénieur, ADEME  
**L. Labraga** Professeur, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambresis  
**J-L. Harion** Professeur des Écoles des Mines, École des Mines de Douai, Directeur de Thèse  
**S. Serra** Enseignant-Chercheur, École des Mines de Douai

*Invités*

- M. Milliez** Ingénieur-Chercheur, EDF R&D  
**A. Pons** Ingénieur, Direction Environnement, ArcelorMittal France

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Étude bibliographique</b>	<b>5</b>
<b>I-1</b>	<b>Quantification des émissions diffuses produites par érosion éolienne</b>	<b>7</b>
I-1.1	L'érosion éolienne . . . . .	7
I-1.1.1	Notions générales . . . . .	7
I-1.1.2	Facteurs influençant l'érosion éolienne . . . . .	8
I-1.2	Techniques d'estimation d'envol de particules sur sites industriels . . . . .	9
I-1.2.1	Facteurs d'émissions proposés par l'EPA . . . . .	10
I-1.2.2	Facteurs d'émissions proposés par le VDI . . . . .	13
<b>I-2</b>	<b>Caractéristiques et modélisation des écoulements turbulents</b>	<b>17</b>
I-2.1	Principales caractéristiques des écoulements turbulents . . . . .	17
I-2.1.1	Généralité sur la turbulence . . . . .	17
I-2.1.2	Écoulement de paroi . . . . .	18
I-2.2	Modélisation des écoulements turbulents . . . . .	22
I-2.2.1	Généralités sur la modélisation des écoulements turbulents . . . . .	22
I-2.2.2	Les modèles statistiques de turbulence . . . . .	22
I-2.2.3	Traitement de la turbulence au voisinage de la paroi . . . . .	27
<b>I-3</b>	<b>Paramètres améliorant les modèles de quantification des émissions diffuses</b>	<b>31</b>
I-3.1	Prise en compte de la répartition granulométrique . . . . .	31
I-3.1.1	Paramétrisation de la vitesse limite d'envol des particules en fonction de la granulométrie du sol . . . . .	31
I-3.1.2	Courbe d'envol . . . . .	33
I-3.1.3	Critères de saltation et de suspension . . . . .	34
I-3.1.4	Granulométrie envolée d'un lit de particules . . . . .	35
I-3.1.5	Décroissance temporelle du flux massique envolé lié à la présence de particules non-érodibles . . . . .	37
I-3.2	Prise en compte de l'exposition éolienne des tas . . . . .	47
I-3.2.1	Influence de la forme des tas . . . . .	48
I-3.2.2	Influence de tas successifs . . . . .	51
I-3.2.3	Influence de la topographie du site industriel . . . . .	51
I-3.3	Synthèse des travaux réalisés . . . . .	52
<b>II</b>	<b>Prise en compte de la présence d'éléments non-érodibles sur l'érosion</b>	<b>53</b>
<b>II-4</b>	<b>Simulations numériques pour un lit de particules non-érodibles</b>	<b>55</b>

II-4.1	Introduction . . . . .	55
II-4.2	Simulations numériques pour un lit de particules non-érodibles de formes cylindriques . . . . .	56
II-4.3	Conclusion . . . . .	65
II-4.4	Perspectives . . . . .	65
<b>II-5</b>	<b>Article : “Numerical modeling of aeolian erosion over rough surfaces”</b>	<b>69</b>
<b>III</b>	<b>Étude expérimentale et numérique de l'exposition éolienne de tas multiples (échelle réduite)</b>	<b>101</b>
<b>III-6</b>	<b>Étude expérimentale par PIV de l'exposition éolienne de tas multiples</b>	<b>103</b>
III-6.1	Introduction . . . . .	103
III-6.2	Dispositif expérimental . . . . .	104
III-6.2.1	Présentation de la soufflerie . . . . .	104
III-6.2.2	Validation du profil de vitesse à l'entrée de la zone de mesures	105
III-6.3	Configurations étudiées . . . . .	106
III-6.4	Mesures PIV . . . . .	108
III-6.4.1	Principe de la PIV . . . . .	108
III-6.4.2	Description et implantation de la chaîne de mesures . . . . .	108
III-6.4.3	Tests préliminaires . . . . .	110
III-6.5	Résultats et discussion . . . . .	115
III-6.5.1	Vérification de l'indépendance de la vitesse du vent sur les vitesses normalisées par rapport à la vitesse du vent . . . . .	115
III-6.5.2	Influence de l'espacement entre les tas sur l'exposition des tas	128
<b>III-7</b>	<b>Simulations numériques de l'exposition éolienne de tas multiples</b>	<b>135</b>
III-7.1	Paramètres des simulations . . . . .	135
III-7.1.1	Géométries et conditions aux limites . . . . .	135
III-7.1.2	Génération des conditions d'entrée . . . . .	136
III-7.1.3	Maillages testés . . . . .	139
III-7.2	Évaluation des simulations numériques pour une configuration de tas isolé . . . . .	142
III-7.2.1	Évaluation des simulations pour un maillage fin . . . . .	142
III-7.2.2	Évaluation des simulations pour un maillage dégradé . . . . .	154
III-7.2.3	Comparaison des profils proche paroi . . . . .	159
III-7.2.4	Validations complémentaires du modèle de turbulence et du maillage . . . . .	161
III-7.3	Évaluation des simulations numériques pour des configurations de tas multiples . . . . .	166
III-7.3.1	Configurations de tas perpendiculaires à l'écoulement . . . . .	166
III-7.3.2	Configurations de tas obliques à l'écoulement . . . . .	171
III-7.3.3	Comparaison des profils proche paroi . . . . .	177
III-7.4	Calculs des émissions à partir des données numériques . . . . .	178
III-7.5	Conclusion et perspectives . . . . .	181

<b>IV</b>	<b>Simulations numériques de l'exposition éolienne de tas de stockage sur un site industriel (échelle réelle)</b>	<b>183</b>
<b>IV-8</b>	<b>Simulations numériques sur des configurations de tas écrêtés</b>	<b>185</b>
IV-8.1	Introduction . . . . .	185
IV-8.1.1	Validation complémentaire du modèle de turbulence . . . . .	186
IV-8.2	Calcul des erreurs induites par les simulations numériques . . . . .	186
IV-8.2.1	Erreur induite par le positionnement des valeurs de vitesse par rapport à la surface à 25 <i>cm</i> . . . . .	187
IV-8.2.2	Erreur induite par la structuration du maillage . . . . .	188
IV-8.3	Influence de l'écrêtage d'un tas sur les émissions de particules . . . . .	189
<b>IV-9</b>	<b>Simulations numériques sur une configuration réelle de site industriel</b>	<b>201</b>
IV-9.1	Introduction . . . . .	201
IV-9.2	Simulations numériques . . . . .	201
IV-9.2.1	Paramètres des simulations . . . . .	201
IV-9.2.2	Résultats des simulations numériques . . . . .	202
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>223</b>
<b>V</b>	<b>Annexes</b>	<b>227</b>
<b>A</b>	<b>Étude comparative entre les modèles EPA/VDI et la nouvelle version du logiciel</b>	<b>229</b>
A.1	Différents modèles testés . . . . .	229
A.2	Hypothèses . . . . .	230
A.3	Résultats et discussion . . . . .	231
<b>B</b>	<b>Prise en compte de la pluviométrie</b>	<b>235</b>



# Principales notations

## Symboles latins

$b$	Largeur transversale de l'élément non érodibles	$[m]$
$C_d$	Coefficient de la force de traînée	$[-]$
$D_p$	Diamètre d'une particule	$[m]$
$e$	Espacement entre deux tas de stockage successifs	$[m]$
$EF$	Facteur d'émission	$[g/m^2/an]$
$F_h$	Flux horizontal de particules	$[kg/m/s]$
$h$	Hauteur d'un tas de stockage	$[m]$
$H_{PNE}$	Hauteur de l'élément non-érodibles	$[m]$
$h_s$	Hauteur de rugosité	$[m]$
$H_s$	Hauteur de la soufflerie	$[m]$
$L$	Longueur d'un tas de stockage	$[m]$
$l$	largeur d'un tas de stockage	$[m]$
$L_s$	Longueur de la soufflerie	$[m]$
$l_s$	largeur de la soufflerie	$[m]$
$n$	Nombre d'éléments non-érodibles	$[-]$
$p$	Pression	$[Pa]$
$P$	Potentiel d'érosion	$[g/m^2]$
$r$	Coefficient de corrélation	$[-]$
$S$	Surface	$[m^2]$
$S_{frontal}$	Surface frontale de la particule non-érodible	$[m^2]$
$S_{sol}$	Surface basale de la particule non-érodible	$[m^2]$
$t$	Temps	$[s]$
$TDC$	Taux de couverture d'une surface par des éléments non-érodibles	$[-]$
$u, v, w$	Composantes de la vitesse selon $x, y, z$	$[m/s]$
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	Vitesse moyenne selon $x, y, z$	$[m/s]$
$u', v', w'$	Vitesse de fluctuations selon $x, y, z$	$[m/s]$
$u^*$	Vitesse de frottement au sol	$[m/s]$
$u_{centre}$	Vitesse au centre de la soufflerie	$[m/s]$
$u_{lisse}^*$	Vitesse de frottement à la surface d'une paroi lisse	$[m/s]$
$u_r$	Vitesse du vent de référence à 10m au dessus de la surface du sol	$[m/s]$
$u_s$	Vitesse du vent à 25cm de la surface d'un tas	$[m/s]$
$u_t^*$	Vitesse limite d'envol des particules	$[m/s]$
$u_{tr}^*$	Vitesse limite d'envol pour une surface protégée par des particules non érodibles	$[m/s]$
$u_{ts}^*$	Vitesse limite d'envol pour une surface sans rugosité	$[m/s]$

$u_8$	Vitesse du vent à 8mm de la surface d'une maquette de tas de stockage	[m/s]
$u_{10}^+$	Vitesse maximale du vent à 10m au dessus de la surface du sol	[m/s]
$x, y, z$	Directions longitudinale, verticale et latérale de l'écoulement	[m]

### Symboles grecs

$\delta$	Épaisseur de la couche limite	[m]
$\epsilon$	Taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> /s <sup>-3</sup> ]
$\kappa$	Constante de Von Kármán (=0,4)	[-]
$\lambda$	Densité de rugosité	[-]
$\mu$	Viscosité dynamique	[kg/m/s]
$\mu_t$	Viscosité turbulente	[kg/ms]
$\nu$	Viscosité cinématique	[m <sup>2</sup> /s]
$\omega$	Taux de dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente	[s <sup>-1</sup> ]
$\rho$	Masse volumique	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_{air}$	Masse volumique de l'air	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_p$	Masse volumique des particules	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau$	Contrainte de frottement	[Pa]
$\tau_p$	Contrainte de frottement pariétal	[Pa]

### Nombres adimensionnels

$r$	Coefficient de corrélation
$R$	Rapport des vitesses $u_s^*$ et $u_{lisse}^*$
$Re$	Nombre de Reynolds
$R_t$	Rapport des vitesses $u_{ts}^*$ et $u_{tr}^*$

### Adimensionnements

$\dots^+$	Adimensionnement par les variables internes de paroi $u^*$ et $\nu$
$\dots$	Adimensionnement par les variables de Iversen et White [25] $D_{pref}$ et $u_{tref}$



# Liste des figures

1	Zone de stockage de matières granulaires sur le site d'ArcelorMittal . . . . .	2
2	Tas de stockage de matières granulaires sur le site d'ArcelorMittal . . . . .	2
I-1.1	Différents types de comportements des particules mises en mouvement . . . . .	8
I-1.2	Schéma du principe des méthodes inverses . . . . .	10
I-1.3	Procédure pour déterminer la vitesse limite de frottement [15] . . . . .	11
I-1.4	Contours des surfaces normalisées $u_s/u_r$ [15] . . . . .	13
I-1.5	Sections discrètes du profil de vitesse et forces agissant sur un grain d'un tas [60] . . . . .	15
I-2.1	Distribution de $u^+$ en fonction de $y^+$ dans une couche limite turbulente à grand nombre de Reynolds [8] . . . . .	20
I-2.2	Effet de la rugosité sur la loi de paroi [11] . . . . .	21
I-2.3	Évolution du paramètre de rugosité $B$ pour les différents régimes de rugosité [49] . . . . .	21
I-2.4	Traitement de la turbulence au voisinage des parois [17] . . . . .	27
I-3.1	Comparaison des courbes limite d'envol de Foucaut [18] et d'Iversen [25] . . . . .	34
I-3.2	Principe du modèle de simulation du flux massique envolé [13] . . . . .	38
I-3.3	Intégration de l'effet de pavage par diminution incrémentale de la force aérodynamique imposée à une particule [13] . . . . .	39
I-3.4	Photographies d'un lit de sable (10% de particules non érodibles) avant et après 60 secondes d'exposition à un écoulement de $9\text{ m s}^{-1}$ , le sens de l'écoulement est de la droite vers la gauche [13] . . . . .	40
I-3.5	Évolutions temporelles du flux massique émis à partir d'un lit de particules soumis à un écoulement turbulent de $10\text{ m s}^{-1}$ . . . . .	41
I-3.6	Schéma représentant une particule de diamètre $D_{PNE}$ , émergeant à une hauteur $H_{PNE}$ de la surface, caractérisée ainsi par une largeur $b$ . . . . .	42
I-3.7	Schéma représentant les surfaces associées aux cisaillements $\tau_s, \tau'_s, \tau''_s$ et $\tau_r$ . . . . .	43
I-3.8	Schéma représentant le domaine simulé, la disposition aléatoire des particules non-érodibles ainsi que les conditions aux limites du domaine . . . . .	44
I-3.9	Comparaison des rapports de vitesse de frottement $R_t$ issus de diverses expériences [23, 38, 33] et ceux obtenus par simulations numériques sur lits de particules sphériques [3] . . . . .	45
I-3.10	Evolution de $R$ en fonction de $TDC$ et de la hauteur $H_{PNE}/b$ des particules non-érodibles [3] . . . . .	48
I-3.11	Schéma représentant le domaine simulé ainsi que les conditions aux limites lors des simulations du tas conique en échelle réduite . . . . .	50

II-4.1	Coupe transversale du domaine représentant un lit de particules non-érodibles de forme cylindrique . . . . .	56
II-4.2	Comparaison des rapports de vitesse de frottement $R_t$ issus de diverses expériences [23, 38, 33] et ceux obtenus par simulations numériques sur lits de particules sphériques [3] et cylindriques . . . . .	57
II-4.3	Représentation d'un plan vertical des vecteurs de vitesse à une hauteur $h = H_{PNE}/2$ de la paroi autour d'une particule cylindrique (a) et d'une particule sphérique (b) pour un même $b$ et $H_{PNE}$ . . . . .	58
II-4.4	Contour de cisaillement autour d'une particule cylindrique (a) et d'une particule sphérique (b) pour un même $b$ et $H_{PNE}$ . . . . .	58
II-4.5	Evolution de $R$ en fonction de $TDC$ et de la hauteur $H_{PNE}/b$ des particules non-érodibles de formes sphériques et cylindriques . . . . .	59
II-4.6	Schéma représentant la démarche employée pour générer les calculs de l'écoulement autour d'une particule isolée . . . . .	60
II-4.7	Évolution du coefficient de traînée de particules cylindriques ou sphériques isolées en fonction de $H_{PNE}/b$ (a) et de $S_{frontale}/S_{sol}$ (b) . . . . .	60
II-4.8	Schéma représentant la surface frontale et la surface au sol d'une particule . . . . .	60
II-4.9	Évolution de $R$ en fonction de $TDC$ et du rapport $S_{frontale}/S_{sol}$ des particules non-érodibles de formes sphériques et cylindriques . . . . .	61
II-4.10	Représentation des erreurs relatives du paramètre $1 - R$ calculé à partir de la relation II-4.2 en fonction de $TDC$ et du rapport $S_{frontale}/S_{sol}$ . . . . .	62
II-4.11	Comparaison des profils verticaux de vitesses pour différents $TDC$ et $H_{pne}$ . . . . .	62
II-4.12	Evolution du paramètre $1 - R$ en fonction du produit $S_{frontale}/S_{sol} * TDC$ . . . . .	64
II-4.13	Représentation des erreurs relatives du paramètre $1 - R$ calculé à partir des relations II-4.3 et II-4.4 en fonction de $TDC$ et du rapport $S_{frontale}/S_{sol}$ . . . . .	67
II-4.14	Evolution de $R$ en fonction de $TDC$ et du produit $S_{frontale}/S_{sol} * TDC$ des particules non-érodibles de formes sphériques et cylindriques . . . . .	68
III-6.1	Schéma de la veine d'essai . . . . .	104
III-6.2	(a) : Ventilateur, (b) : Rangées d'obstacles entre l'entrée de la soufflerie et la zone de mesures . . . . .	104
III-6.3	Dimensions des maquettes de tas . . . . .	105
III-6.4	(a) et (b) : Profils expérimentaux moyens et turbulents en entrée de la zone de mesures de la soufflerie . . . . .	106
III-6.5	Profils de $u$ ( $m/s$ ) en fonction de $y$ ( $mm$ ) obtenus en différentes positions transversales à la veine ( $z = 0$ au centre de la soufflerie) . . . . .	107
III-6.6	Plan de mesures parallèle à l'écoulement et à la surface du sol et plans de mesures parallèles à l'écoulement et perpendiculaires à la surface du sol . . . . .	107
III-6.7	Différentes configurations des tas . . . . .	109
III-6.8	Schéma de principe de la vélocimétrie par images de particules [43] . . . . .	110
III-6.9	Structure portant le laser et permettant ses mobilités transversale et longitudinale . . . . .	111
III-6.10	Spectre d'absorption en noir et d'émission en gris de la Rhodamine 6G [Extrait du catalogue Kodak Laser dyes]. . . . .	111

III-6.11	Réflexion de la nappe laser sur une surface recouverte de 1 à 11 couches de peinture anti-réflexion . . . . .	112
III-6.12	Localisation des points A, B et C où la convergence des grandeurs de vitesse moyenne et d'énergie cinétique turbulente ont été vérifiées . .	112
III-6.13	(a), (c) et (e) : évolution du rapport $u_n/u_{final}$ en fonction du nombre d'acquisition respectivement pour les points A, B et C. (b), (d) et (f) : évolution du rapport $k_{(uv)n}/k_{final}$ en fonction du nombre d'acquisition respectivement pour les points A, B et C. En rouge, barre d'erreur verticale de $\pm 5\%$ à $n = 1500$ . . . . .	113
III-6.14	Représentation des zones d'interrogation sur une image présentant le champ de vitesse mesuré au dessus d'un tas par PIV . . . . .	114
III-6.15	Représentation des axes suivant lesquels les fonctions spline ont été appliquées . . . . .	115
III-6.16	(a), (b) et (c) : Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par mesures PIV respectivement pour $u = 4,7 m/s$ , $u = 6,5 m/s$ et $u = 7,8 m/s$ . 2 tas, distance $1e$ . . . . .	116
III-6.17	(a) à (c) : Vitesses normalisées $u/u_r$ en fonction de $y$ prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 3. 2 tas, distance $1e$ . . . . .	117
III-6.18	Vitesses normalisées $u_8/u_r$ en fonction de $x$ prélevés le long du profil nommé A. 2 tas, distance $1e$ . . . . .	117
III-6.19	(a), (b) et (c) : Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par mesures PIV respectivement pour $u = 4,7 m/s$ , $u = 6,5 m/s$ et $u = 7,8 m/s$ mesurés dans le plan $z = 144 mm$ . 2 tas, distance $1e$ . . . . .	118
III-6.20	(a) à (d) : Vitesses normalisées $u/u_r$ en fonction de $y$ prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 4. $z = 144 mm$ , 2 tas, distance $1e$ . . . . .	118
III-6.21	(a) et (b) : Vitesses normalisées $u_8/u_r$ en fonction de $x$ prélevés le long des profils nommés A et B. $z = 144 mm$ , 2 tas, distance $1e$ . .	119
III-6.22	(a) et (b) : Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par mesures PIV respectivement pour $u = 4,7 m/s$ et $u = 6,5 m/s$ . 2 tas, distance $2e$	120
III-6.23	(a) à (l) : Vitesses normalisées $u/u_r$ en fonction de $y$ prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 12. 2 tas, distance $2e$ . . . . .	121
III-6.24	(a), (b) et (c) : Vitesses normalisées $u_8/u_r$ en fonction de $x$ prélevés le long des profils nommés A, B et C. 2 tas, distance $2e$ . . . . .	122
III-6.25	(a) et (b) : Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par mesures PIV respectivement pour $u = 4,7 m/s$ et $u = 6,5 m/s$ . 2 tas, distance $3e$	122
III-6.26	(a) à (n) : Vitesses normalisées $u/u_r$ en fonction de $y$ prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 14. 2 tas, distance $3e$ . . . . .	123
III-6.27	(a), (b) et (c) : Vitesses normalisées $u_8/u_r$ en fonction de $x$ prélevés le long des profils nommés A, B et C. 2 tas, distance $3e$ . . . . .	124
III-6.28	(a) et (b) : Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par mesures PIV respectivement pour $u = 4,7 m/s$ et $u = 6,5 m/s$ . 3 tas, distance $1e$	125
III-6.29	(a) à (e) : Vitesses normalisées $u/u_r$ en fonction de $y$ prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 5. 3 tas, distance $1e$ . . . . .	125

III-6.30 (a) et (b) : Vitesses normalisées $u_s/u_r$ en fonction de $x$ prélevés le long des profils nommés $A$ et $B$ . 3 tas, distance $1e$ . . . . .	126
III-6.31 (a) Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) et (b) vecteurs de vitesse obtenus par mesures PIV pour $u = 6,5 m/s$ . 1 tas . . . . .	128
III-6.32 (a) Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) et (b) vecteurs de vitesse obtenus par mesures PIV pour $u = 6,5 m/s$ . 2 tas, $1e$ . . . . .	129
III-6.33 (a) Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) et (b) vecteurs de vitesse obtenus par mesures PIV pour $u = 6,5 m/s$ . 2 tas, $2e$ . . . . .	130
III-6.34 (a) Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) et (b) vecteurs de vitesse obtenus par mesures PIV pour $u = 6,5 m/s$ . 2 tas, $3e$ . . . . .	130
III-6.35 Vitesses normalisées $u_s/u_r$ respectivement à l'amont (a) et à l'aval (b) du second tas pour la configuration de tas isolé et les configurations de deux tas successifs avec une distance inter-tas de $1e$ , $2e$ et $3e$ . . . . .	131
III-6.36 Répartition des rapports de vitesses $u_s/u_r$ dans le plan transversal aux tas . . . . .	132
III-7.1 Schéma représentant les dimensions du domaine simulé ainsi que les conditions aux limites . . . . .	136
III-7.2 Profils adimensionnels de vitesse $u^+$ en fonction de $y^+$ pour le canal lisse précurseur obtenus pour différents modèles de turbulence . . . . .	137
III-7.3 Profils de $\frac{\sqrt{u'^2}}{u^*} + \frac{\sqrt{v'^2}}{u^*} + \frac{\sqrt{w'^2}}{u^*}$ en fonction de $y^+$ pour le canal lisse obtenus pour différents modèles de turbulence ainsi ainsi que le profil issu de mesures expérimentales [19] . . . . .	138
III-7.4 Erreurs relatives sur les résultats de vitesse moyenne (a) et d'énergie cinétique turbulente (b) obtenus pour les domaines $8h - 25h$ et $5h - 20h$ par rapport aux résultats obtenus avec le domaine le plus large : $10h - 28h$ . . . . .	141
III-7.5 Coupes transversales des contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par simulations numériques et par PIV et visualisation de la longueur de la zone de re-circulation $L$ , configuration 1 tas, $90^\circ$ . . . . .	143
III-7.6 (a) Contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) et (b) de vitesse $v$ ( $m/s$ ) obtenus par simulations numériques et par PIV dans le plan parallèle situé à $5 mm$ au dessus de la surface, configuration 1 tas, $90^\circ$ . . . . .	143
III-7.7 Localisation des douze profils de vitesse étudiés autour de la configuration 1 tas, $90^\circ$ . . . . .	145
III-7.8 Profils verticaux et transversaux de vitesse longitudinale $u$ ( $m/s$ ) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes $V_{rm}$ . Les figures (a) à (l) correspondent respectivement aux profils $n^\circ$ 1 à 12 . . . . .	146
III-7.9 Localisation des profils de vitesse étudiés respectivement autour des configurations 1 tas, $60^\circ$ (a) et 1 tas, $30^\circ$ (b) . . . . .	148
III-7.10 (a) Lignes de courant au dessus de la configuration 1 tas, $60^\circ$ . (b) Coupes transversales des contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par simulations numériques et PIV. (c) Contours de vitesse et maillage à proximité du sommet tas . . . . .	149
III-7.11 Profils verticaux de vitesse longitudinale $u$ ( $m/s$ ) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes $V_{rm}$ . Les figures (a) à (j) correspondent respectivement aux profils $n^\circ$ 13 à 15 . . . . .	149

III-7.12 (a) Lignes de courant au dessus de la configuration 1 tas, 30°. (b) Coupes transversales des contours de vorticité (s <sup>-1</sup> ) suivant z obtenus par simulations numériques et PIV. . . . .	150
III-7.13 Profils verticaux de vitesse longitudinale <i>u</i> (m/s) et transversale <i>v</i> (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes <i>V<sub>rm</sub></i> . Les figures (a), (b) et (c), (d) correspondent respectivement aux profils n� 16 et 17 . . . . .	151
III-7.14 Profils verticaux de vitesse longitudinale <i>u</i> (m/s) et transversale <i>v</i> (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes <i>V<sub>rm</sub></i> pour le modèle <i>k - à Realizable EWT - PGE</i> . Les figures (a), (b) et (c), (d) correspondent respectivement aux profils n� 16 et 17 . . . . .	153
III-7.15 Coupes transversales des contours de vorticité (s <sup>-1</sup> ) suivant z obtenus par simulations numériques avec le modèle de turbulence <i>k - à Realizable EWT - PGE</i> et par PIV, configuration 1 tas, 30� . . . . .	153
III-7.16 Profils verticaux de vitesse longitudinale <i>u</i> (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes <i>V<sub>rm</sub></i> . Les figures (a) � (g) correspondent respectivement aux profils n� 3 � 6, 8, 11 et 12 . . . . .	155
III-7.17 Coupes transversales des contours de vorticité (s <sup>-1</sup> ) suivant z obtenus par simulations numériques et par PIV, configuration 1 tas, 30� . . . . .	157
III-7.18 Profils verticaux de vitesse longitudinale <i>u</i> (m/s) et transversale <i>v</i> (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes <i>V<sub>rm</sub></i> . Les figures (a), (b) et (c), (d) correspondent respectivement aux profils n� 16 et 17 . . . . .	157
III-7.19 (a) Lignes de courant au dessus de la configuration 1 tas, 60�. (b) Coupes transversales des contours de vitesse <i>u</i> (m/s) obtenus par simulations numériques et PIV. . . . .	158
III-7.20 Profils verticaux de vitesse longitudinale <i>u</i> (m/s), expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes <i>V<sub>rm</sub></i> . Les figures (a) � (c) correspondent respectivement aux profils n� 13 à 15 . . . . .	159
III-7.21 Comparaison des profils proche paroi $\frac{\sqrt{u_s^2+v_s^2}}{u_r}$ , configuration 1 tas, 90�	160
III-7.22 Comparaison des profils proche paroi $\frac{\sqrt{u_s^2+v_s^2}}{u_r}$ , configuration 1 tas, 60�	161
III-7.23 Coupes transversales des contours de vorticité (s <sup>-1</sup> ) suivant z obtenus par simulations numériques et par PIV, configuration 1 tas, 30� . . . . .	162
III-7.24 Profils verticaux de vitesse longitudinale <i>u</i> (m/s) et transversale <i>v</i> (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes <i>V<sub>rm</sub></i> . Les figures (a), (b) et (c), (d) correspondent respectivement aux profils n� 16 et 17 . . . . .	163
III-7.25 Profils de vitesse <i>u/u<sub>r</sub></i> et <i>v/u<sub>r</sub></i> pour deux vitesses d'écoulement : <i>u<sub>r</sub></i> = 6,5 m/s ( <i>y</i> <sup>+</sup> = 14) et <i>u<sub>r</sub></i> = 23,5 m/s ( <i>y</i> <sup>+</sup> = 42), modèle <i>k - à Realizable Non Eq. Wall Function</i> . . . . .	165
III-7.26 Profils de vitesse <i>u/u<sub>r</sub></i> et <i>v/u<sub>r</sub></i> pour deux vitesses d'écoulement : <i>u<sub>r</sub></i> = 6,5 m/s ( <i>y</i> <sup>+</sup> = 14) et <i>u<sub>r</sub></i> = 23,5 m/s ( <i>y</i> <sup>+</sup> = 42), modèle <i>k - à SST</i> . . . . .	165
III-7.27 Contours du module de vitesse <i>u</i> (m/s) � 1,225 mm de la surface, configuration 2 tas, 90�, 2e . . . . .	166
III-7.28 Contours du module de vitesse (m/s) � 1,225 mm de la surface, configuration 2 tas, 90�, 3e . . . . .	168

III-7.29	Coupes transversales des contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) et vecteurs vitesse obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement par simulations numériques et PIV entre les deux tas espacés d'une distance de $1e$ .	168
III-7.30	Coupes transversales des contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) et vecteurs vitesse obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement par simulations numériques et PIV entre les deux tas espacés d'une distance de $2e$ .	169
III-7.31	Coupes transversales des contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) et vecteurs vitesse obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement par simulations numériques et PIV entre les deux tas espacés d'une distance de $3e$ .	169
III-7.32	Lignes de courant au dessus des configurations 2 tas, $90^\circ$ , $1e$ (a), $2e$ (b) et $3e$ (c). Les lignes sont colorées en fonction de la vitesse longitudinale $u$ ( $m/s$ ) . . . . .	170
III-7.33	Représentation du plan de la nappe laser au dessus des configurations de tas multiples placées obliquement à l'écoulement . . . . .	172
III-7.34	Coupes transversales des contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par simulations numériques et PIV à l'aval du premier tas (a) et du second tas (b), configuration 2 tas, $1e$ , $60^\circ$ . . . . .	174
III-7.35	Profils verticaux de vitesse longitudinale $u$ ( $m/s$ ) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes $V_{rm}$ . Les figures (a) à (f) correspondent respectivement aux profils $n^\circ$ 18 à 23 . . . . .	175
III-7.36	Coupes transversales des contours de vitesse $u$ ( $m/s$ ) obtenus par simulations numériques et PIV à l'aval du premier et du second tas .	176
III-7.37	Profils verticaux de vitesse longitudinale $u$ ( $m/s$ ) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes $V_{rm}$ . Les figures (a) à (f) correspondent respectivement aux profils $n^\circ$ 18 à 23 . . . . .	176
III-7.38	Comparaison des profils proche paroi $\frac{\sqrt{u_s^2 + v_s^2}}{u_r}$ entre les résultats expérimentaux et numériques à l'aval du second tas . . . . .	177
III-7.39	Évolution des quantités de particules émises en fonction de l'angle d'incidence de l'écoulement par rapport au tas pour les deux maillages testés (fin et dégradé), configuration 1 tas . . . . .	179
III-7.40	Évolution des quantités de particules émises, pour les deux maillages testés, en fonction de la distance inter-tas, configuration 2 tas, $60^\circ$ .	179
III-7.41	Contours de vitesse normalisées $u_s/u_r$ , configurations 2 tas, $1e$ (a) et (b) et $2e$ (c) et (d) . . . . .	180
III-7.42	Vue de dessus des trajectoires de fluide, colorées par valeurs de vitesse $u$ ( $m/s$ ), à la surface d'un tas isolé perpendiculaire à la direction à la direction de l'écoulement obtenus par les simulations numériques menées avec un maillage affiné et un maillage dégradé . . . . .	181
IV-8.1	Schéma représentant la géométrie et la structure du maillage autour d'un tas de stockage . . . . .	187
IV-8.2	Schéma représentant le positionnement du vecteur vitesse au noeud de la cellule adjacente à la surface définie à $25\text{ cm}$ du sol (a) ainsi que le positionnement du vecteur vitesse au noeud de la cellule adjacente à la surface définie à une hauteur de centre de maille de $25\text{ cm}$ (b) .	190
IV-8.3	Schéma localisant les erreurs introduites par l'utilisation de la surface d'intérêt du modèle . . . . .	191

IV-8.4	Schéma représentant (en rouge) les tronçons manquants des mailles à la base (a) ou excédentaires des mailles à la crête (b) d'un tas oblong vis-à-vis de la surface de référence définie par l'EPA . . . . .	191
IV-9.1	Coupe transversale du maillage du domaine de calcul . . . . .	202
IV-9.2	Schéma synthétisant les principales étapes de l'estimation des émissions diffuses de poussières sur un site industriel. . . . .	203
A.1	Différents degrés d'exposition au vent . . . . .	230
B.1	Représentation du bilan hydrique simplifié . . . . .	236





# Liste des tableaux

I-2.1	Constantes standards du modèle $\kappa - \epsilon$ standard [17] . . . . .	24
II-4.1	Récapitulatif des différentes erreurs relatives calculées pour les différentes relations proposées . . . . .	65
III-6.1	Différentes configurations testées . . . . .	108
III-6.2	Variations absolues moyennes par rapport à l'intervalle de mesures de $u_s/u_r$ pour les différentes vitesses d'écoulement du vent. . . . .	126
III-7.1	Positions des 8 points autour du tas utilisés pour l'étude de sensibilité au maillage par rapport à un repère dont l'origine est au centre de la base du tas . . . . .	140
III-7.2	Récapitulatif des positions des profils de vitesse numérotés de 1 à 12 (les valeurs indiquent les coordonnées du premier point par rapport à un repère dont l'origine est au centre de la base du tas) . . . . .	145
III-7.3	Récapitulatif des positions des profils de vitesse numérotés de 13 à 17 (les valeurs indiquent les coordonnées du premier point, en partant du tas, de chacun des profils par rapport à un repère dont l'origine est au centre de la base du tas) . . . . .	148
III-7.4	Récapitulatif des positions des profils de vitesse numérotés de 18 à 23 (les valeurs indiquent les coordonnées du premier point, en partant du tas, de chacun des profils par rapport à un repère dont l'origine est au centre de la base du tas) . . . . .	172
IV-8.1	Coefficients de corrélation $r$ entre les valeurs du rapport $u_s/u_r$ issues des simulations à échelle réduite, conditions expérimentales et celles issues des simulations à échelle réelle, conditions CLA pour différents modèles de turbulence . . . . .	186
A.1	Récapitulatif des différents modèles testés . . . . .	230
A.2	Potentiel d'érosion en $g/m^2/mois$ . . . . .	231
A.3	Répartition granulométrique du Taisi . . . . .	232
A.4	Répartitions granulométriques du Carajas et du Kuzbass05 . . . . .	232
B.1	Coefficients $A$ et $b'$ définissant l'évolution de la vitesse limite d'envol en fonction de l'humidité pour des particules de sable [16]. . . . .	236



# Introduction générale

La pollution atmosphérique est un type de pollution défini par une altération de la qualité de l'air. Émise principalement par les activités humaines, cette pollution a un impact négatif sur la planète ainsi que sur la santé des populations. Par exemple, les rejets de gaz carbonique et autres gaz à effet de serre agissent sur le changement climatique et les émissions de particules fines peuvent engendrer des problèmes respiratoires.

Depuis le début des années 80, des directives environnementales ont été adoptées afin d'évaluer et améliorer la qualité de l'air et aussi d'informer le public sur le niveau de la pollution atmosphérique.

Les industries ont donc réalisées d'importants efforts de réduction des émissions polluantes atmosphériques afin de respecter ces nouvelles réglementations. Cependant, ces efforts se sont prioritairement portés sur le cas des émissions canalisées, c'est-à-dire rejetées dans l'air par une cheminée ou toutes autres canalisations. De part l'utilisation d'outils métrologiques adaptés, les techniques de mesures des émissions canalisées sont maintenant simples et efficaces. De plus, les points d'émissions dans l'atmosphère sont spatialement localisés. L'évaluation des émissions diffuses (contact direct avec l'air) et fugitives (provenant d'une fuite) reste toutefois mal maîtrisée.

Le contexte de la présente étude s'inscrit sur le thème des émissions diffuses de particules provenant de l'érosion éolienne des tas de stockage de matières granulaires sur les sites industriels, dont des sites par exemple sidérurgiques ou de production d'électricité au charbon. Étant donné l'étendue de tels sites, il est très difficile de localiser les retombées des poussières. Par conséquent, les mesures sur site sont extrêmement complexes et onéreuses.

Sur les sites industriels, l'estimation des quantités de particules envolées est réalisée par des modèles basés sur le calcul de facteurs d'émissions. Cependant, les données précises nécessaires au calcul des modèles actuels sont insuffisantes et les éléments entrant en compte dans la description des phénomènes d'érosion éolienne ne sont pas représentatifs de chaque cas de figure étudié.

L'objectif général du travail de thèse, présenté dans ce mémoire, est d'améliorer les modèles existants en définissant plus précisément les paramètres influençant l'érosion éolienne, tant à l'échelle locale de la matière granulaire stockée, qu'à l'échelle globale d'un site industriel. Ce travail servira de base pour le développement d'un nouveau logiciel de quantification des émissions diffuses de particules des sites industriels. L'intégration des résultats des recherches sur les paramètres influençant l'érosion éolienne mènera à une meilleure prise en compte de la physique des phénomènes et des conditions propres à chaque événement érosif étudié.

La première partie de ce manuscrit établit un état de l'art des principaux processus



*Figure 1 – Zone de stockage de matières granulaires sur le site d'ArcelorMittal*



*Figure 2 – Tas de stockage de matières granulaires sur le site d'ArcelorMittal*

et facteurs intervenant dans les phénomènes d'érosion éolienne ainsi que des différentes méthodes de quantification des émissions diffuses. Les principes de base des simulations numériques sont ensuite décrits. Cette partie s'achève sur une synthèse des précédents travaux réalisés dans le but d'améliorer les modèles de quantification des émissions diffuses. Plus spécifiquement, de nouvelles approches ont été développées en vue de prévoir l'évolution temporelle de l'érosion d'un lit de particules à large spectre granulométrique.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à la modélisation de l'écoulement du vent à la surface de lits de matériaux composés d'un mélange de particules érodibles et non-érodibles dans différentes configurations. Cette étude a permis d'analyser en détail l'évolution de la vitesse de frottement subie par les particules érodibles en fonction du changement de topographie du lit et ainsi d'estimer plus précisément la granulométrie envolée. Les résultats obtenus visent à améliorer le modèle de décroissance temporelle du flux massique envolé développé précédemment par I. Descamps [13] et complètent les premiers résultats obtenus par T. Badr [3].

La partie III présente l'étude expérimentale réalisée en soufflerie ainsi que les simulations numériques de la dynamique de l'écoulement de l'air autour de tas successifs. L'étude expérimentale a été menée afin de mesurer les champs instantanés de vitesses autour de différentes configurations de tas multiples. Les mesures sont réalisées par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Cette expérience permet de disposer de données expérimentales caractérisant l'exposition éolienne de configurations à plusieurs tas se rapprochant de cas réels. Ces données ont servi de référence aux simulations numériques pour des configurations similaires.

La dernière partie de ce mémoire de thèse a pour objectif d'étudier, à l'échelle d'un site industriel, la sensibilité de l'écoulement du vent autour de tas stockage vis-à-vis de la variation de divers paramètres comme la vitesse et l'angle d'incidence du vent, la géométrie des tas ou encore la présence des tas multiples et bâtiments sur le site industriel étudié. Des simulations numériques permettant la caractérisation de l'écoulement autour des tas de stockage ont été réalisées dans le but d'évaluer l'exposition éolienne des tas de stockage et ainsi d'estimer les quantités de particules envolées. Dans un premier temps, l'impact de la restructuration des tas sur les émissions, tout en conservant les processus initiaux de stockage, a été étudié. Le second point abordé s'intéresse à l'effet de la topographie du site industriel étudié dans la quantification des émissions diffuses de poussières. Cette étude a pour objectif d'obtenir une évaluation plus précise et plus pertinente des émissions fugitives de poussières sur les sites industriels.

L'ensemble des études présentées dans ce mémoire ont été réalisées avec l'aide financière d'ArcelorMittal Dunkerque et d'EDF Recherche & Développement et s'inscrivent dans le cadre d'un programme de recherche soutenu par l'ADEME (Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie) incluant deux partenaires supplémentaires ArcelorMittal Fos-sur-mer et Sechaud Environnement.



**Première partie**  
**Étude bibliographique**





# Chapitre I-1

## Quantification des émissions diffuses produites par érosion éolienne

### I-1.1 L'érosion éolienne

#### I-1.1.1 Notions générales

L'érosion éolienne est un processus naturel qui a pour effet de mobiliser et transporter les particules libres du sol par l'action du vent. C'est un phénomène contribuant à l'altération de nombreuses surfaces par le vent. Ce phénomène conduit à des dégradations environnementales aussi bien en appauvrissant les surfaces cultivables (entraînement des éléments fertilisants et dessèchement de la surface) qu'en contribuant à l'expansion des déserts et à l'ensablement des infrastructures. L'érosion éolienne est aussi un facteur responsable des émissions fugitives de polluants atmosphériques sur les sites industriels.

La vitesse de frottement du vent est le paramètre central qui contrôle les émissions de poussières de deux façons. La première est liée à la fréquence des épisodes pour lesquels la vitesse limite d'envol des particules est dépassée. La seconde est liée à l'intensité du vent. Les autres paramètres importants sont principalement liés aux caractéristiques de la matière granulaire exposée : taille des particules et masse volumique et également l'humidité.

Après la mise en mouvement par le vent, cinq types de comportement peuvent être distingués : suspension pure, suspension modifiée, saltation pure, saltation modifiée et reptation (figure I-1.1).

- **La suspension pure** : les particules sont assez légères et petites pour être soulevées de la paroi par la force de portance et subir intégralement les fluctuations turbulentes de l'écoulement. Elles sont transportées à des distances assez grandes du point d'envol.
- **La suspension modifiée** : les particules ne suivent que partiellement les fluctuations turbulentes et ne suivent ainsi pas parfaitement l'écoulement à cause de l'inertie liée à leur masse.
- **La saltation pure** : les mouvements des particules se font par bonds successifs,

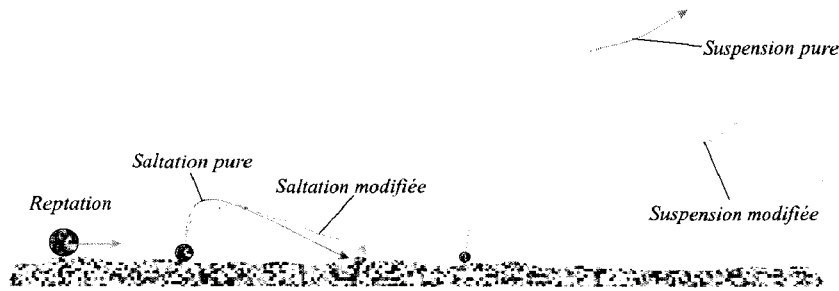


Figure I-1.1 – Différents types de comportements des particules mises en mouvement

les particules décollent de la surface dès que la force de portance est supérieure au poids et à la force d'adhésion à la surface, puis le poids et la force de traînée deviennent prépondérants devant la force de portance. La montée de la particule est alors ralentie et celle-ci retombe en avançant vers la surface, sous l'effet du poids et de la force de traînée. La particule suit une trajectoire typique en saut de puce. La particule peut soit rebondir et continuer à avoir un comportement de saltation soit être piégée par le lit de particules. De plus, l'impact lié à la retombée de la particule est susceptible de mobiliser d'autres particules.

- **La saltation modifiée** : les particules se déplacent par petits bonds successifs, comme pour la saltation pure, mais leur trajectoire subit partiellement l'influence des fluctuations de vitesse.
- **La reptation** : les particules, trop lourdes pour être soulevées, roulent ou glissent le long de la surface sous l'effet des forces aérodynamiques. Selon Anderson et al.[2], c'est principalement l'impact des grains en saltation sur le lit, qui est responsable du phénomène de reptation. En effet lors du phénomène d'impact, des particules peuvent être mises en mouvement à la surface du lit. Cependant, la quantité de mouvement fournie à ces particules lors du phénomène d'impact n'est pas suffisamment importante pour que la particule s'envole. Selon Rioual [47], la reptation serait initiatrice d'une part relativement importante de la quantité de matière envolée. Les grains, qui roulent ou glissent, entrent en collision avec les autres grains du lit, à qui ils transmettent de l'énergie, qui pourrait contribuer à leur envol.

### I-1.1.2 Facteurs influençant l'érosion éolienne

A la surface du sol, la hauteur des rugosités influence la vitesse de frottement qui est un paramètre déterminant pour le processus de mobilisation des particules. Un autre paramètre essentiel est bien sûr la vitesse limite d'envol des particules  $u_t^*$ , qui représente la condition initiale à l'entraînement des particules libres en surface. Les facteurs influençant la vitesse limite d'envol des particules sont généralement classés en deux catégories : externe lorsqu'ils agissent sur les particules érodibles en modifiant la hauteur de rugosité locale, et interne quand ils modifient la taille des particules ( $D_p$ ) susceptibles d'être mobilisées.

Les facteurs externes sont multiples : buttes, sillons, cailloux, mottes de terre, etc. L'espacement et l'orientation de ces éléments contribuent à limiter l'érosion [45]. La

couverture végétale a les mêmes effets ; elle est fonction de la nature et de la quantité de résidus, de leur hauteur, de la densité et de la porosité des éléments. Non seulement la végétation permet d'augmenter la valeur de la rugosité, mais elle diminue aussi la force du vent en absorbant une partie de son énergie [21, 54]. Ceci peut arrêter radicalement l'érosion éolienne [22].

Les précipitations, quant à elles, agissent sur l'érosion éolienne de plusieurs façons. Elles peuvent favoriser le développement de la végétation (augmentation de la rugosité), mais aussi aplanir les surfaces selon le type de sol, diminuant ainsi la rugosité [67]. Un cas très particulier est l'encroûtement superficiel du sol ; l'agglomération des particules individuelles peut alors constituer une véritable cuirasse de protection.

En ce qui concerne les facteurs internes qui agissent sur la fraction érodible susceptible de se mettre en mouvement, il s'agit principalement de la granulométrie, de la masse volumique et des forces d'interaction entre particules (Van der Waals, électrostatique, succion, etc.). La granulométrie permet d'estimer le stock disponible de matériel libre de se déplacer à la surface d'un sol. L'influence des forces d'interaction n'est réellement bien connue que pour les forces de succion, donc en relation avec l'humidité du sol. Les nombreuses études réalisées (Cf annexe B) montrent clairement une augmentation de la vitesse limite d'envol des particules avec l'humidité du sol.

## **I-1.2 Techniques d'estimation d'envol de particules sur sites industriels**

Il existe différentes méthodes de mesure des émissions de poussières. Ces méthodes sont plus ou moins précises allant du contrôle direct des émissions de manière continue ou périodique (une journée ou deux par an de prise de mesures) aux jugements technologiques. Cette dernière méthode est intuitive car elle repose sur l'expérience et les connaissances professionnelles de l'estimateur. On peut aussi estimer les émissions de poussières par des méthodes calculatoires en effectuant un bilan massique par l'approche de la loi de conservation des masses.

La méthode la plus couramment rencontrée est celle utilisant les facteurs d'émissions. Cette méthode est dite directe. Les facteurs d'émissions sont des paramètres qui peuvent être multipliés par un taux d'activité ou par des données de sortie d'une installation (tel que le rendement de production, la consommation d'eau, etc ...), afin d'estimer les émissions de l'installation. Cette méthode n'est valide qu'à condition qu'un rapport linéaire existe entre les émissions et le niveau d'activité indiqué sur l'étendue des applications probables. Les facteurs d'émissions sont habituellement exprimés comme le poids d'une substance émise divisé par le poids spécifique, le volume, la distance, ou la durée de l'activité émettant la substance, par exemple le kilogramme de polluant libéré par tonne de charbon consommé.

Actuellement des méthodes inverses sont développées. Ces méthodes ont recours à des modèles physiques de dispersion atmosphérique (Figure I-1.2) pour estimer les émissions d'un site industriel, en se basant sur des mesures ambiantes et des données météorologiques.

Les méthodes de dispersion inverse ne permettent pas de quantifier avec précision les taux d'émissions de poussières en raison d'un trop grand nombre de paramètres indéterminés sur les conditions des sites, mais c'est un outil capable, pour chaque industrie, d'identifier les zones d'émissions de particules les plus importantes et de mettre alors en place des plans d'actions afin de réduire ces émissions, et d'améliorer les processus de gestion environnementale.

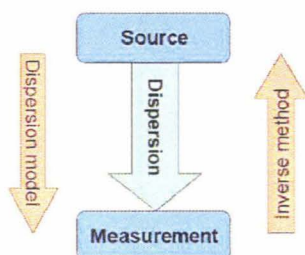


Figure I-1.2 – Schéma du principe des méthodes inverses

Dans la suite de ce chapitre, deux méthodes directes de quantification des émissions sur sites industriels sont présentées. Ces deux méthodes reposent sur le principe de calcul des facteurs d'émissions mais leurs formulations sont différentes.

### I-1.2.1 Facteurs d'émissions proposés par l'EPA

#### I-1.2.1.1 Calcul des émissions diffuses en plein air

La méthode d'estimation des émissions diffuses de plein air présentée ici est basée sur des relations de calcul développées à partir nombreuses campagnes de mesures spécifiques dirigées notamment par l'US EPA (United States Environmental Protection Agency) et le Midwest Research Institut. Ces relations, répertoriées dans le document AP42 [15], évaluent notamment les émissions diffuses pour trois catégories de sources :

- le trafic routier sur routes et pistes,
- la manutention,
- les réenvols de plein air (érosion éolienne).

Les quantités de matières premières stockées sur les parcs de stockage (charbons, minerais, ...) peuvent représenter une contribution importante aux émissions diffuses de plein air. La méthode de calcul de l'érosion éolienne proposée consiste à déterminer un potentiel d'émissions tenant compte de la vitesse de frottement limite  $u_t^*$ , vitesse pour laquelle les premières particules s'envolent. C'est une grandeur caractéristique du matériau entreposé qui dépend de sa granulométrie, de sa masse volumique, de son humidité et de l'éventuel traitement que l'on a pu lui appliquer.

Le potentiel d'émissions calculé tient compte également :

- de la vitesse maximale du vent relevée ;
- d'un facteur correctif entre la vitesse du vent prise à 10m du sol et la vitesse du vent à proximité des tas afin de tenir compte de la modification de l'écoulement liée à la présence du tas ;

- de la fréquence des perturbations de la surface érodible. Une perturbation correspond généralement à l'extraction ou à l'addition d'une partie de la matière granulaire à un tas déjà existant. A chaque re-organisation de la surface des tas, le potentiel d'érosion est modifié.

Le facteur d'émissions ( $EF$ ) de particules générées par le vent, en  $g/m^2$  par an, s'exprime :

$$EF = k \sum_{i=1}^N P_i \quad (I-1.1)$$

Où :

$k$  : coefficient multiplicateur lié à la taille des particules [15] ;

$N$  : nombre de perturbations par an ;

$P_i$  : potentiel d'érosion observé pour la vitesse maximale du vent pour la  $i^{\text{ème}}$  période entre deux perturbations ( $g/m^2$ ) ;

Le potentiel d'érosion d'une surface sèche est :

$$\begin{cases} P = 58 (u^* - u_t^*)^2 + 25 (u^* - u_t^*) \\ P = 0 \quad \text{pour } u^* \leq u_t^* \end{cases} \quad (I-1.2)$$

Où :

$u^*$  : vitesse de frottement du vent ( $m/s$ ) ;

$u_t^*$  : vitesse limite d'envol des particules ( $m/s$ ).

La vitesse limite d'envol des particules peut être déterminée à partir d'une manipulation simple décrite dans l'AP42 [15] :

1. On fait passer dans des tamis d'ouvertures  $4mm$ ,  $2mm$ ,  $1mm$ ,  $0,5mm$  et  $0,25mm$  un échantillon représentatif de la surface érodible (approximativement d'un centimètre de profondeur sur 30cm de long), en ayant pris soin auparavant de retirer les pierres de plus d'un centimètre de diamètre.
2. On inspecte les quantités relatives passées dans chaque tamis et on détermine le mode de distribution granulométrique de l'échantillon.
3. En se référant à la figure I-1.3 (table 13.2.5-1 du chapitre 13.2.5 de l'AP42), on détermine la vitesse limite d'envol des particules  $u_t^*$ .

Tyler Sieve No.	Opening (mm)	Midpoint (mm)	$u_t^*$ (cm/s)
5	4		
9	2	3	100
16	1	1.5	76
32	0.5	0.75	58
60	0.25	0.375	43

Figure I-1.3 - Procédure pour déterminer la vitesse limite de frottement [15]

Il faut noter néanmoins, qu'en raison de la non-linéarité de la fonction  $P_i$ , chaque événement d'érosion doit être traité séparément. Les équations I-1.1 et I-1.2 ne sont applicables que dans le cas de matériaux secs, exposés à un potentiel d'érosion limité et ne représentent que des événements intermittents. Les résultats de ces équations ne sont significatifs que pour une période moindre que celle limitant deux perturbations.

L'expression du profil de vitesse logarithmique est utilisée pour calculer la valeur de la vitesse de frottement à partir de la vitesse maximale comme suit :

$$u^* = 0,053 u_{10}^+ \quad (\text{I-1.3})$$

Où :

$u_{10}^+$  : vitesse maximale obtenue par un anémomètre de référence de 10m de hauteur pour une période délimitant deux perturbations (m/s).

Cette équation est limitée à une situation où le sol est relativement plat. Si toutefois le tas occupe une partie significative de la couche limite (c'est à dire un rapport de hauteur sur base excédant 0,2) la méthode EPA suggère de diviser le tas en sous domaines représentant différents degrés d'exposition au vent. Le rapport entre la vitesse du vent proche de la surface  $u_s$  (mesurée à 25 cm au dessus de la surface), et la vitesse de référence  $u_r$  (mesurée à 10 m) décrit l'exposition locale sur un tas. La vitesse de frottement est alors définie et paramétrée par ce ratio :

$$u^* = 0,10 \frac{u_s}{u_r} u_{10}^+ \quad (\text{I-1.4})$$

Cette relation permet de traiter chaque sous domaine (ayant la même fréquence de perturbation) comme des sources séparées et permet de calculer les potentiels d'érosion  $P_i$  et les facteurs d'émissions correspondants à chaque sous domaine.

Pour obtenir les émissions globales  $E$ , il faut additionner les  $M$  potentiels d'érosion locaux  $P_j$  correspondant à une même valeur de  $u_s/u_r$  multipliés par les surfaces correspondantes de chaque sous domaine  $S_j$  :

$$E = k \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (P_j S_j)_i \quad (\text{I-1.5})$$

#### **I-1.2.1.2 Rapport des vitesses $u_s/u_r$**

Une étude expérimentale en soufflerie menée par Stunder et Arya [55] a été menée pour déterminer la répartition des rapports des vitesses  $u_s/u_r$  autour de deux formes de tas représentatives : l'une conique et l'autre oblongue. Les expériences ont été réalisées dans le Meteorological Wind Tunnel de l'EPA. Ces expériences s'inscrivent dans le cadre d'une étude plus large sur l'évaluation de l'effet protecteur des écrans éoliens sur l'érosion de tas de stockage de charbon.

Les profils de vitesse ont été mesurés par thermo-anémométrie dans la soufflerie. La vitesse du vent a été mesurée en 108 points au dessus et près de la surface des tas à l'aide de thermo-résistances. La vitesse moyenne, l'angle de l'écoulement et l'intensité

turbulente ont été obtenus en utilisant un fil chaud pulsé. Les mêmes grandeurs ont été mesurées pour différentes directions de vent (20°, 40°, 90°). Les erreurs de mesures sont estimées à environ 20%.

Les résultats de cette étude expérimentale ont permis de localiser les zones de vitesses élevées proches de la paroi où le potentiel d'érosion est le plus élevé ainsi que les zones de vitesses minimales où l'envol est le moins important. Ces résultats, présentés dans la figure I-1.4, permettent d'estimer la distribution de la vitesse limite d'envol des particules autour des tas à l'aide de la relation I-1.4 vue précédemment.

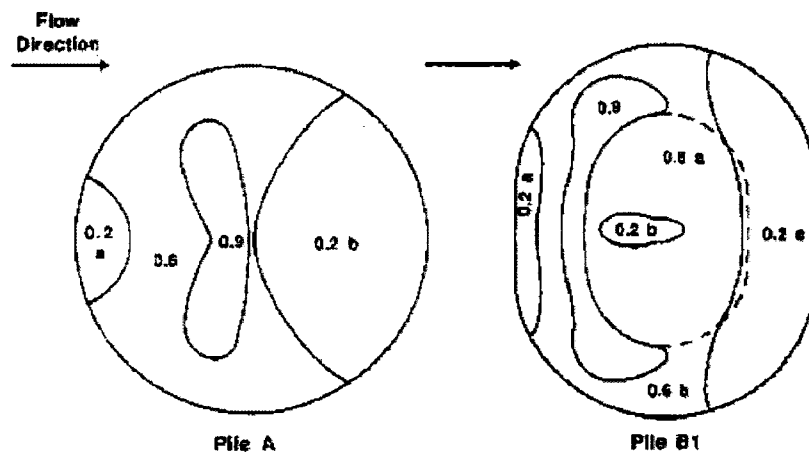


Figure I-1.4 – Contours des surfaces normalisées  $u_s/u_r$  [15]

Pour les deux formes de tas, les zones de faibles vitesses se situent dans la partie aval. La vitesse maximale est observée dans la partie amont près du sommet, ainsi que sur les côtés. En effet, le flux s'accélère en contournant le tas puis décolle de la paroi dans la partie aval créant une zone de recirculation de faible vitesse.

Les surfaces correspondant aux différentes valeurs de  $u_s/u_r$  affichées sur la figure I-1.4 permettent d'estimer, par la somme des potentiels d'érosion, le facteur d'émissions d'un tas. Il est important de noter que la forme du tas, ainsi que l'angle d'inclinaison par rapport au vent, ont une influence marquée sur la répartition des expositions éoliennes locales caractérisées par  $u_s/u_r$ .

### I-1.2.2 Facteurs d'émissions proposés par le VDI

Le VDI (Verein Deutscher Ingenieure) propose également une méthode de quantification des émissions diffuses basée sur la formulation de facteurs d'émissions [60]. Les relations, permettant d'estimer les facteurs d'émissions, répertoriées dans la norme VDI, évaluent les émissions diffuses pour trois catégories de sources :

- transport des produits
- manutention
- érosion éolienne

Dans la suite, seuls les facteurs des émissions provenant de l'érosion éolienne seront traités.

### **I-1.2.2.1 Taux d'émissions d'une source**

Le taux d'émissions, permettant de quantifier les émissions d'une source, spécifie la masse de substance émise  $Q_e(g)$  durant une période  $T(h)$ . Dans le cas d'une source définie, le taux d'émissions est obtenu à partir de la concentration en poussières  $c(g/m^3)$  dans l'air et du débit volumique de l'air  $V(m^3/h)$ .

$$Q_e = c \times V \quad (\text{I-1.6})$$

Pour les sources diffuses de poussières, le taux d'émissions ne peut être dérivé d'un volume de particules quittant une source. En effet, les émissions diffuses sont souvent sujettes à de considérables fluctuations dans le temps. Pour estimer celles-ci, des facteurs d'émissions sont définis. Dans le cas d'émissions diffuses provenant de tas de stockage, le taux d'émissions s'exprime en fonction de son facteur d'émissions  $q_l (g/(m^2 \cdot h))$  défini à la section suivante (Cf équation I-1.9) et de la surface exposée à l'érosion  $A_l (m^2)$  :

$$Q_l = q_l \times A_l \quad (\text{I-1.7})$$

### **I-1.2.2.2 Calcul des facteurs d'émissions**

L'érosion d'une surface d'un tas de particules fines est basée, pour la formulation proposée par le VDI, sur le coefficient adimensionnel  $C_a$  [28, 29].

$$C_a = \frac{F_W}{F_k} \approx 0,1 \cdot \frac{u_W^2}{d_{50} \cdot k_f \cdot \rho_k \cdot \tan \alpha} \quad (\text{I-1.8})$$

- $F_W$  : force du vent agissant sur la particule avec un angle de repos  $\alpha$  (figure I-1.5),
- $F_k$  : force d'adhésion de la particule (figure I-1.5),
- $u_W$  : la vitesse du vent ( $m/s$ ),
- $d_{50}$  : diamètre moyen des particules ( $mm$ ),
- $k_f$  : coefficient de correction pour l'humidité du matériau compris entre 1 (sec) et 3 (humidité  $\geq 3\%$ ),
- $\rho_k$  : masse volumique des particules ( $g/cm^3$ ).

Le facteur d'émissions est alors donné par :

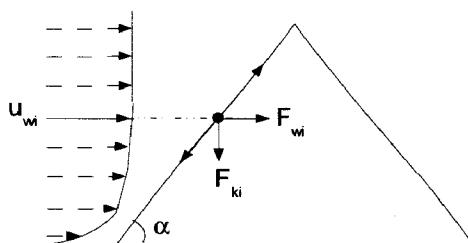
$$q_l = 5(C_a - 1)^{1,6} \quad (\text{I-1.9})$$

Pour une vitesse de vent donnée, le coefficient  $C_a$  varie en fonction des caractéristiques de surface, de la granulométrie et de la géométrie du tas (angle de repos du tas  $\alpha$ ). Si  $C_a \leq 1$ , la force d'adhésion de la particule est supérieure ou égale à la force du vent, il n'y a pas d'érosion. Si  $C_a \geq 1$ , les particules sont entraînées par le vent.



D'après les résultats d'une expérience réalisée en soufflerie sur un tas de forme conique, l'équation I-1.9 a été établie avec une précision de plus ou moins 80%. Cette expérience a été menée pour  $C_a \leq 7$  avec des particules de densité  $\rho_k$  comprise entre 2,6 et  $4,9g/cm^3$  et de diamètre  $d_{50}$  compris entre 0,15 et 1mm. D'après le VDI, l'équation I-1.9 est uniquement applicable pour des matières dont la granulométrie est régulière et tant que l'intégralité de la surface du tas de stockage est recouverte de particules susceptibles de s'envoler. Les phénomènes de pavage et d'incrustation des particules de la surface ne sont pas pris en compte.

Le facteur d'émissions  $q_l$  est calculé à partir d'une fonction discrète permettant de décrire la distribution du profil de vitesse du vent (Cf équation I-1.10). Chaque division discrète du facteur d'émissions est pondérée par rapport au pourcentage de surface du tas  $W_i$  soumis à chacune des sections discrètes du profil de vitesse du vent ( $u_{W_i}$ ). Les valeurs de  $u_{W_i}$  pour les différentes sections du profil de vitesse sont données par les centres de météorologie.



**Figure I-1.5** – Sections discrètes du profil de vitesse et forces agissant sur un grain d'un tas [60]

$$q_l = \sum_{i=1}^n 5 \cdot \left(0.1 \cdot \frac{u_{W_i}^2}{d_{50} \cdot k_f \cdot \rho_k \cdot \tan \alpha} - 1\right)^{1.6} \cdot \frac{W_i}{100} \quad (\text{I-1.10})$$

Selon une étude menée par le VDI, l'utilisation conjointe de l'équation I-1.10 et du modèle de dispersion proposée par le Technical Instructions on Air Quality Control (TI Air) sur une zone de transbordement de minerai, permet d'obtenir des résultats déviant de  $\pm 20\%$  par rapport à des mesures indirectes de pollution ambiante [29].

L'annexe A de ce mémoire présente les résultats d'une étude comparative entre les modèles proposés par l'EPA et le VDI. Cette étude a permis d'évaluer quantitativement la pertinence de chacun de ces modèles. Elle a également révélé que la méthode VDI n'était pas applicable à tous les matériaux stockés sur les sites industriels (tels que les sites sidérurgiques ou de production d'électricité). En effet, ceux-ci n'entrent pas dans les exigences du modèle VDI en terme de granulométrie, leur granulométrie n'est pas régulière.

Dans la suite de ce rapport, seule la méthode proposée par l'EPA sera considérée pour estimer les émissions diffuses de plein air sur les sites industriels.



# Chapitre I-2

## Caractéristiques et modélisation des écoulements turbulents

Dans le chapitre précédent, il est montré que l'estimation de la quantité de particules envolée d'un tas de matières granulaires dépend principalement de deux paramètres : la vitesse de frottement du vent et la vitesses limite d'envol des particules. La vitesse limite d'envol des particules dépend exclusivement des propriétés du matériau stocké. La vitesse de frottement du vent est quant à elle caractérisée par les propriétés de la couche de fluide ralentie au voisinage de la paroi, que l'on nomme couche limite.

Ce chapitre s'intéresse aux principales caractéristiques des écoulements de couche limite ainsi qu'à leur modélisation.

### I-2.1 Principales caractéristiques des écoulements turbulents

#### I-2.1.1 Généralité sur la turbulence

La principale difficulté de la turbulence est la prédiction des valeurs exactes du champ de vitesse, de pression ou de température à un instant et un point donnés. En régime turbulent, toute grandeur  $\phi$  est définie par la somme d'une valeur moyenne  $\bar{\phi}$  et d'une fluctuation  $\phi'$  dont la moyenne temporelle sera nulle. Cela est décrit par la décomposition de Reynolds suivante :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{I-2.1})$$

Pour les composantes de vitesse, la décomposition de Reynolds s'écrit :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (\text{I-2.2})$$

L'évolution des grandeurs moyennes en écoulements turbulents est obtenue en appliquant l'opérateur moyenne aux équations de Navier-Stokes. On obtient alors les équations dites de Reynolds caractérisant la conservation de la masse (relation I-2.3) et de quantité de mouvement (relation I-2.4) en régime turbulent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (\text{I-2.3})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u_i' u_j'}) \quad (\text{I-2.4})$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide ( $kg.m^{-1}.s^{-1}$ ).

L'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen est caractérisée par le dernier terme. Les termes  $\rho \overline{u_i' u_j'}$  constituent le tenseur de Reynolds. La décomposition de Reynolds introduit six inconnus supplémentaires : les contraintes de Reynolds qui forment un tenseur symétrique. On dispose alors d'un système d'équations où le nombre d'inconnues est supérieur au nombre d'équations, le système est ouvert. L'utilisation de modèle de turbulence va permettre de relier ces inconnues à des grandeurs connues.

### I-2.1.2 Écoulement de paroi

La couche limite est étudiée en première approche en considérant un écoulement bidimensionnel incompressible sur plaque plane en régime permanent. Les équations qui régissent les écoulements de couche limite turbulente sont issues des équations de Reynolds. Ces équations sont simplifiées à l'aide de l'approximation de couche limite qui consiste à considérer deux longueurs caractéristiques différentes selon  $x$  et  $y$ , telles que le rapport des deux ( $y/x$ ) soit petit devant l'unité. Le système d'équations résultant correspond à l'équation de conservation de masse et de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (\text{I-2.5})$$

$$\rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \rho \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right) \quad (\text{I-2.6})$$

Pour un écoulement de couche limite libre, la pression  $p$  est une fonction donnée de  $x$ , reliée à la vitesse extérieure  $u_E$  par :

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = -\rho u_E \frac{\partial u_E}{\partial x} \quad (\text{I-2.7})$$

Le champs des vitesses satisfait les conditions aux limites :

- $\bar{u} = u_E$  à la frontière extérieure,
- $\bar{u} = \bar{v} = 0$  (paroi fixe).

La somme des tensions turbulentes et visqueuses est appelée tension totale  $\tau$  :

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (\text{I-2.8})$$

Puisque la condition d'adhérence impose que  $(\rho \overline{u'v'})_{y=0} = 0$ , la contrainte de cisaillement à la paroi  $\tau_p$  est uniquement liée à la composante visqueuse :

$$\tau_p = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}_{y=0} \quad (\text{I-2.9})$$

La vitesse de frottement  $u^*$  est, par définition, reliée à la contrainte pariétale par :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (\text{I-2.10})$$

### I-2.1.2.1 Profils de vitesse

Les variables internes, ou variables de paroi, sont définies par :

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u^*} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y \cdot u^*}{\nu}$$

Pour une surface lisse, les expériences montrent que la distribution de la vitesse moyenne dans une couche limite turbulente est constituée de trois zones distinctes (figure I-2.1) :

- la sous-couche visqueuse ( $y^+ \leq 5$ ) : très près de la paroi, la contrainte visqueuse est prédominante par rapport à la contrainte turbulente. Le profil de vitesse moyen prend alors la forme :

$$u^+ = y^+$$

- la région intermédiaire ( $5 \leq y^+ \leq 30$ ) : dans cette région le profil de la sous-couche visqueuse se raccorde progressivement au profil logarithmique, les effets de la viscosité moléculaire et de la turbulence y sont de même ordre de grandeur.
- la région logarithmique ( $30 \leq y^+ \lesssim 400$ ) : loin de la paroi, les contraintes de cisaillement sont essentiellement contrôlées par les contraintes turbulentes. Le profil de vitesse devient :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C \quad \text{avec} \quad C = 5,45$$

- la région de sillage ( $y^+ \gtrsim 400$ )

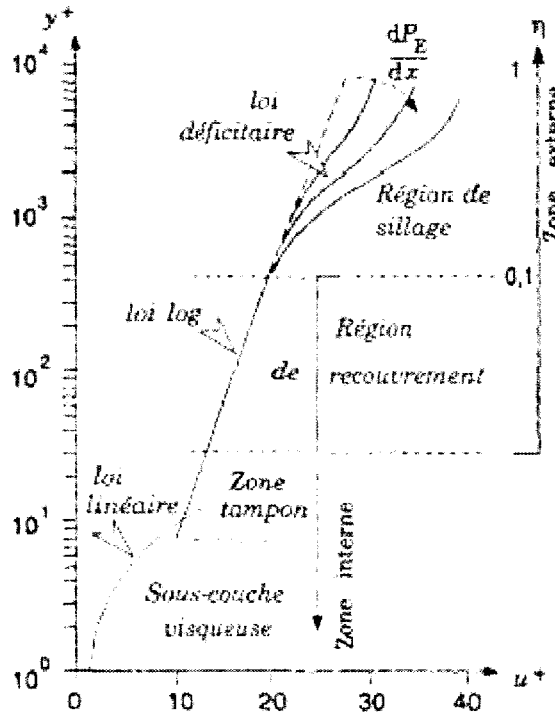
Cette distribution est valable dans le cas d'une surface parfaitement lisse. Néanmoins, la présence de rugosité à la surface, entraîne une perturbation de l'écoulement et la formation d'une sous-couche rugueuse proche de la paroi.

### I-2.1.2.2 Écoulement en présence de rugosités

L'étude de l'effet des rugosités de paroi sur la couche limite turbulente, initiée par Nikuradse [42], a permis de distinguer trois types de régimes d'écoulement turbulent qui dépendent de la valeur de la hauteur de rugosité adimensionnée par les variables internes de paroi  $h_s^+$  ( $h_s^+ = h_s u^* / \nu$ ) :

- si  $h_s^+ < 5$ , le régime est dit hydrauliquement lisse. Les rugosités sont immergées dans la sous-couche visqueuse, les lois de parois de la section précédente s'appliquent,
- si  $5 < h_s^+ < 70$ , le régime est intermédiaire et se trouve en zone de transition. Les rugosités dépassent la sous-couche visqueuse.
- si  $h_s^+ > 70$ , le régime est pleinement rugueux. Il n'existe plus de sous-couche visqueuse. Le profil dans la zone interne n'est que logarithmique.

L'effet pratique important d'une rugosité de surface est d'augmenter le coefficient de frottement pariétal. De même, le niveau de turbulence près de la paroi augmente. Les vitesses dans la région externe de la couche limite diminuent.



**Figure I-2.1** – Distribution de  $u^+$  en fonction de  $y^+$  dans une couche limite turbulente à grand nombre de Reynolds [8]

La couche limite turbulente, en présence de rugosités, est subdivisée en deux sous-couches dont les échelles caractéristiques sont, pour la première définies par les propriétés de la surface (sous-couche rugueuse) et pour la deuxième définie par la hauteur  $y$  à partir de la paroi (sous couche inertielle) [46]. La loi logarithmique standard reste toujours applicable en présence de rugosités, mais uniquement jusqu'aux abords de la sous-couche rugueuse dont la hauteur varie de  $2h_s$  à  $5h_s$ ,  $h_s$  étant la hauteur moyenne des rugosités [44]. Le profil moyen de vitesse, en présence de rugosités, peut être décrit par une loi logarithmique modifiée :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C - \Delta u^+$$

Où  $\kappa$  et  $C$  sont les constantes de la loi logarithmique standard. Le décalage  $\Delta u^+$ , représenté sur la figure I-2.2, est une fonction de la hauteur de rugosité adimensionnée  $h_s^+$ . Ce terme permet d'ajuster le profil de vitesse à celui d'une loi logarithmique standard.

Dans le cas d'un régime rugueux pleinement établi, le décalage  $\Delta u^+$  est égal à :

$$\Delta u^+(h_s^+) = \frac{1}{\kappa} \ln h_s^+ - B \quad \text{avec} \quad B = 2,98 \quad (\text{I-2.11})$$

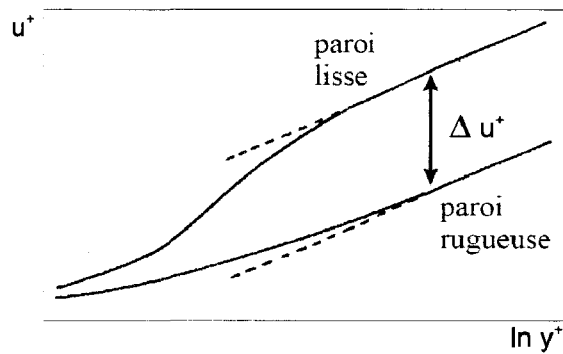


Figure I-2.2 – Effet de la rugosité sur la loi de paroi [11]

L'expression du profil de vitesse en présence de rugosités est exprimée en fonction de la hauteur de rugosité  $h_s$  [49] :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{h_s} + C + B \quad (\text{I-2.12})$$

Le paramètre  $B$  dépend du régime d'écoulement et évolue avec la hauteur des rugosités. La figure I-2.3 retrace la variation de  $B$  en fonction de  $\ln h_s^+$  [49].

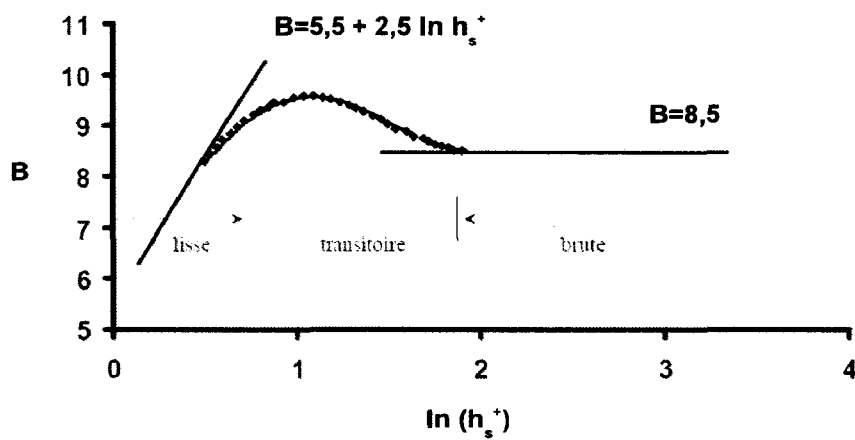


Figure I-2.3 – Évolution du paramètre de rugosité  $B$  pour les différents régimes de rugosité [49]

## I-2.2 Modélisation des écoulements turbulents

Comme indiqué précédemment, la décomposition de Reynolds génère, en prenant la moyenne des équations de Navier-Stokes, des termes supplémentaires : les contraintes de Reynolds  $\overline{\rho u_i' u_j'}$ . À partir de là, tout le travail consiste à trouver des équations supplémentaires ou à réduire le nombre d'inconnues de façon à fermer le système.

### I-2.2.1 Généralités sur la modélisation des écoulements turbulents

Il existe plusieurs méthodes pour modéliser ou résoudre la turbulence. Celles-ci peuvent se regrouper sous cinq types [8] :

- les lois de régression et abaques,
- les méthodes intégrales,
- les méthodes statistiques en un point, spectrales et probabilistes,
- la simulation des grandes échelles *LES*,
- la simulation numérique directe *DNS*.

Le logiciel que nous utilisons, *FLUENT* propose deux types de modélisation ou de résolution de la turbulence : les méthodes statistiques en un point et la simulation des grandes échelles, *LES*. Dans le cadre de ce travail, nous utilisons la méthode statistique en un point basée sur les équations de Navier-Stokes. Cette méthode est désignée sous le sigle R.A.N.S. (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) et utilise des équations moyennées, complétées par des hypothèses de fermeture afin de rendre possible la résolution des équations de Naviers-Stokes. Il s'agit d'une méthode intéressante car elle donne accès aux champs locaux des paramètres statistiques dans toute configuration géométrique. Cette méthode est la plus utilisée dans la prédiction des écoulements turbulents. Elle s'avère être plus robuste et très sensiblement moins coûteuse en temps de calcul et capacité de mémoire des machines par rapport aux méthodes *LES* et *DNS* qui demandent une puissance de calcul très importante.

Le logiciel *FLUENT* version 6.3 [17] utilise une méthode numérique de volumes finis pour résoudre les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Cette méthode comprend les étapes suivantes :

- division du domaine de calcul en volumes finis discrets à l'aide d'un maillage,
- intégration des équations sur les volumes finis de manière à construire un système d'équations algébriques pour les valeurs discrètes des inconnues,
- résolution des équations discrétisées.

### I-2.2.2 Les modèles statistiques de turbulence

Afin de fermer le système, plusieurs modèles standards RANS sont disponibles dans *FLUENT* :

- le modèle à 1 équation : Spalart-Allmaras,
- les modèles à 2 équations : les modèles  $k - \epsilon$  et  $k - \omega$ ,
- le modèle à 7 équations : le modèle aux tensions de Reynolds (RSM).



Ces modèles représentent ainsi l'effet du transfert du moment turbulent au champ de l'écoulement moyen, produisant une solution moyennée dans le temps dans laquelle les effets turbulents sont pris en considération.

On distingue deux grandes catégories de fermeture du système d'équations :

- Les modèles du premier ordre proposent une fermeture des équations du mouvement moyen en introduisant jusqu'à 2 équations supplémentaires. Les corrélations doubles  $\overline{u_i' u_j'}$  sont reliées aux valeurs moyennes de l'écoulement (inconnues principales). Pour cela, on se base sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à poser une relation de linéarité entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse moyen où le coefficient de proportionnalité est la viscosité cinématique turbulente ( $-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial y}$ ).

Cependant, dans cette hypothèse la viscosité turbulente est supposée constante bien qu'elle soit dépendante des conditions de l'écoulement. En première approche, ce problème peut être pallier en faisant dépendre  $\nu_t$  en fonction des échelles de vitesse et de longueurs représentatives de l'agitation turbulente :  $\nu_t = u' \times l$ .

- Les modèles du second ordre introduisent 7 équations supplémentaires. Les tensions de Reynolds font l'objet d'équations à résoudre au même titre que celles du champ moyen. Une équation supplémentaire donnant accès à une échelle de longueur et de temps est introduite. En général, cette équation est celle du transport du taux de dissipation  $\epsilon$ . La fermeture au second ordre permet d'appréhender le développement de l'anisotropie d'un écoulement turbulent initialement isotrope ou le retour à l'isotropie d'un écoulement initialement anisotrope.

De façon générale, les modèles statistiques sont tous confrontés à des degrés différents au problème de la non-universalité des types de fermeture. C'est pourquoi un choix de modèle de turbulence ne peut se faire que par confrontation avec des résultats théoriques ou expérimentaux.

Seuls les modèles utilisés et testés dans le cadre de cette étude sont présentés, à savoir, les modèles à deux équations  $k - \epsilon$  et  $k - \omega$ .

### I-2.2.2.1 Les modèles $k - \epsilon$

#### Le modèle $k - \epsilon$ standard

Le modèle  $k - \epsilon$  standard correspond à la résolution de deux équations de transport supplémentaires, l'une pour l'énergie cinétique de la turbulence  $k$  et l'autre pour la dissipation de cette énergie  $\epsilon$  :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k - \rho \epsilon \quad (\text{I-2.13})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \epsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (\text{I-2.14})$$

Où :

$C_{1\epsilon}$ ,  $C_{2\epsilon}$ ,  $\sigma_k$  et  $\sigma_\epsilon$  sont des constantes qui prennent les valeurs présentées dans le tableau I-2.1.

$G_k$  représente la production d'énergie cinétique turbulente.  $G_k$  est donné par l'expression :

$$G_k = \mu_t \left( \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \right)^2 \quad \text{avec} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{I-2.15})$$

La viscosité turbulente a pour expression :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (\text{I-2.16})$$

Où  $C_\mu$  est une constante. Sa valeur standard est présentée dans le tableau I-2.1.

Les constantes les plus couramment utilisées (choisies par FLUENT 6) sont celles de Jones et Launder [27], auteurs qui sont à l'origine de ce type de modèle.

$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$
1,44	1,92	0,09	1,0	1,3

**Tableau I-2.1** – Constantes standards du modèle  $\kappa - \epsilon$  standard [17]

Le modèle  $k - \epsilon$  permet une description de la turbulence à haut nombre de Reynolds. Il a été utilisé depuis de nombreuses années. Il combine économie, robustesse et large domaine d'application.

L'inconvénient de ce type de modèle est l'introduction de constantes empiriques [17].

Le modèle  $k - \epsilon$  Realizable est une version améliorée du modèle de turbulence  $k - \epsilon$  standard.

### Le modèle $k - \epsilon$ Realizable

Le terme « realizable » signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les tensions de Reynolds, en adéquation avec la physique des écoulements turbulents. Le modèle  $k - \epsilon$  realizable, proposé par Shabbir [52], a été réalisé pour améliorer le modèle  $k - \epsilon$  standard en adoptant :

- Une nouvelle formulation de la viscosité turbulente en impliquant un  $C_\mu$  variable, proposé par Reynolds, afin que le modèle puisse s'adapter pour des nombres de Reynolds faibles (i.e. proche paroi) et ainsi éviter des problème de surproduction de  $k$ .  $C_\mu$  est alors exprimé comme une fonction de l'écoulement moyen (tenseurs moyens de déformation  $S_{ij}$  et de rotation  $\Omega_{ij}$ ) et des propriétés de la turbulence ( $k$  et  $\epsilon$ ). Pour des écoulements où la couche limite est équilibrée, on retrouve la valeur de  $C_\mu = 0,09$ .
- Une nouvelle équation de transport, pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, dérivée d'une représentation exacte de la vorticité fluctuante. L'équation pour l'énergie cinétique  $k$  reste la même que celle du modèle  $k - \epsilon$  standard.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\epsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + \rho C_1 S \epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{v\epsilon}} \quad (\text{I-2.17})$$

$$S = \sqrt{2e_{ij}e_{ij}} \quad \text{et} \quad C_2 = 1,9 \quad (\text{I-2.18})$$

$$C_1 = \max \left[ 0, 43; \frac{\eta}{\eta = 5} \right] \quad \text{avec} \quad \eta = S \frac{k}{\epsilon} \quad (\text{I-2.19})$$

Ce modèle a été validé pour un grand nombre d'écoulement (écoulements impliquant des rotations, des couches limites soumises à de forts gradients de pression adverses, des séparations et des recirculations).

Pour tous ces écoulements, la prédiction de l'écoulement par ce modèle s'est révélée sensiblement meilleure que pour le modèle standard [52].

### I-2.2.2.2 Les modèles $k - \omega$

#### Le modèle $k - \omega$ standard

Le modèle  $k - \omega$  développé par Wilcox [64] est une alternative au modèle  $k - \epsilon$ .

Il correspond à la résolution de deux équations de transport, l'une pour l'énergie cinétique de la turbulence  $k$ , comme dans le modèle  $k - \epsilon$ , et l'autre pour la dissipation par unité d'énergie cinétique de la turbulence  $\omega$ .

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (\text{I-2.20})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega + Y_\omega \quad (\text{I-2.21})$$

Où :

$G_k$  et  $G_\omega$  représentent respectivement la génération de  $k$  et  $\omega$ .

$\Gamma_k$  et  $\Gamma_\omega$  représentent respectivement la diffusivité effective de  $k$  et  $\omega$ .

$Y_k$  et  $Y_\omega$  représentent respectivement la dissipation de  $k$  et de  $\omega$ .

Le terme  $\omega$  a été défini par Kolmogorov comme « le taux de dissipation de l'énergie par unité de volume et de temps », il s'écrit :

$$\omega = \frac{Ck^{\frac{1}{2}}}{l} \quad (\text{I-2.22})$$

où  $C$  est une constante et  $l$  une longueur caractéristique de la turbulence.

Le terme  $\omega$  peut-être défini, approximativement, comme le rapport de  $\epsilon$  sur  $k$  :  $\epsilon = \omega k \beta^*$  où  $\beta^*$  est un coefficient déterminé empiriquement.

Dans ce modèle, la viscosité turbulente a pour expression :

$$\mu_t = \alpha^* \rho \frac{k}{\omega} \quad (\text{I-2.23})$$

$\alpha^*$  est calculé en fonction du nombre de Reynolds. Pour un haut nombre de Reynolds  $\alpha^* = 1$ .

Ce modèle est plus précis que les autres modèles pour les calculs de couches limites [64], notamment par rapport au modèle  $k - \epsilon$  standard [66]. Il a été montré que ce

modèle est plus performant dans la zone logarithmique que  $k - \epsilon$  pour un écoulement compressible ou dans des écoulements présentant des zones de gradients de pression adverses [37]. Il est toutefois sensible aux valeurs de  $\omega$  dans la région externe loin de la paroi, ce qui n'est pas le cas de  $k - \epsilon$ . Il a été plus particulièrement développé pour les écoulements de cisaillement libres, il est également très bien adapté pour les écoulements complexes [64]. En configuration de couche limite, les résultats sont précis mais sensibles à la finesse du maillage proche de la paroi cependant, la convergence est rapide.

### Le modèle $k - \omega$ SST (Shear Stress Transport)

Le modèle  $k - \omega$  SST est une variante du modèle précédent. Il utilise la formulation de ce dernier dans la région proche paroi et puis graduellement celle de  $k - \epsilon$  en migrant vers la région externe. Le passage entre les deux est assuré par une fonction de mélange. Le modèle  $k - \omega$  SST allie ainsi les avantages de ces deux modèles à proximité et loin de la paroi.

Ce modèle a été conçu par Menter [37] afin de résoudre le problème de la dépendance du modèle  $k - \omega$  standard aux écoulements libres et plus particulièrement sa grande sensibilité à la valeur du taux de dissipation spécifique à l'extérieur de la couche limite. Menter [37] a montré que grâce à son implémentation, le modèle  $k - \omega$  SST présente des résultats pertinents dans les écoulements à gradients de pression adverses et qu'il est le seul modèle capable de prédire avec précision les zones de séparation induite par la pression et l'interaction visqueuse-non-visqueuse des écoulements.

La formulation du modèle  $k - \omega$  SST contient deux principales modifications par rapport au modèle  $k - \omega$  standard :

- Comme son nom l'indique, la définition de la viscosité turbulente a été modifiée pour mieux représenter les effets de transport de la contrainte turbulente de cisaillement. Cette caractéristique donne au modèle  $k - \omega$  SST un avantage en terme de performance par rapport au modèle  $k - \omega$  standard, voir au modèle  $k - \epsilon$ .
- L'autre modification est l'addition d'un terme de diffusion  $D_\omega$  dans l'équation de  $\omega$  et d'une fonction permettant de s'assurer que le modèle d'équations est approprié aussi bien dans la région proche paroi qu'externe.

La fonction de conservation de  $\omega$  devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega + Y_\omega + D_\omega \quad (\text{I-2.24})$$

La viscosité turbulente devient :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*}, \frac{\Omega F_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (\text{I-2.25})$$

$$\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (\text{I-2.26})$$

$\Omega_{ij}$  : tenseur moyen de rotation.

$F_2$  : fonction de  $\omega$ .

Les deux modèles  $k - \omega$  dans FLUENT sont utilisables à bas comme à haut nombre de Reynolds. Il est possible d'activer l'option *Transitional Flow* (TF) pour une correction de la viscosité turbulente à bas nombre de Reynolds. Ceci permettra une meilleure

modélisation de la zone transitoire entre la partie laminaire et la partie turbulente. Au cas où cette option n'est pas activée, le coefficient  $\alpha^*$  dans l'équation I-2.25 sera fixé à 1. Si l'option *transitional flows* est sélectionnée, le maillage de la couche limite doit être assez fin pour résoudre la sous couche visqueuse ( $y^+ < 5$ ).

### I-2.2.3 Traitement de la turbulence au voisinage de la paroi

Au voisinage des parois, la condition d'adhérence, qui doit être satisfaite en  $y = 0$ , conduit à une modification significative du champ moyen de vitesse de l'écoulement turbulent. Très près de la paroi, les fluctuations de la composante tangentielle de vitesse sont réduites par la viscosité puis en s'éloignant de la paroi la turbulence croît rapidement par la production de l'énergie cinétique de la turbulence due aux gradients importants de la vitesse moyenne. La fidélité des solutions numériques repose sur une bonne représentation des grandeurs de l'écoulement proches paroi, les parois étant les principales sources de vorticité et de turbulence.

Le modèle  $k - \epsilon$  Realizable est principalement utilisé pour des écoulements dans les régions légèrement éloignées de la paroi. Ainsi, pour rendre ce modèle approprié aux écoulements proches parois, on doit définir le type de traitement que l'on souhaite réaliser. A contrario, le modèle  $k - \omega$  SST a été conçu pour être appliqué directement dans toute la zone proche paroi, à condition que la résolution des mailles soit suffisante.

Généralement, deux approches sont utilisées pour modéliser la région proche paroi. Dans la première approche, la région visqueuse (région intermédiaire et sous couche visqueuse) n'est pas résolue. Des relations empiriques, appelées lois de parois sont utilisées pour raccorder cette région à la zone logarithmique. L'utilisation de ces fonctions permet d'éviter la modification des modèles de turbulence pour prendre en compte la présence d'une paroi. Dans la seconde approche, des modèles pariétaux sont utilisés dans les zones de l'écoulement à bas nombre de Reynolds. Les modèles de turbulence sont modifiés pour permettre la résolution de la région visqueuse avec un maillage approprié de la sous couche visqueuse. Ces deux approches sont schématisées sur la figure I-2.4.

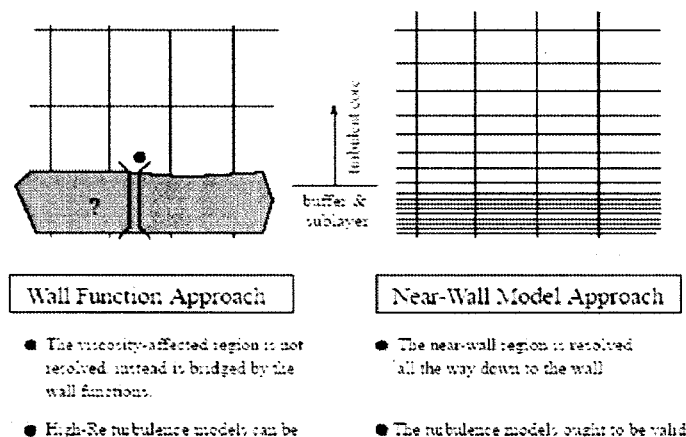


Figure I-2.4 – Traitement de la turbulence au voisinage des parois [17]

Dans la plupart des écoulements à haut nombre de Reynolds, la fonction de paroi permet une économie de temps de calcul car la région affectée par la viscosité ne doit pas être résolue, et par conséquent, le maillage en paroi nécessite moins de précautions et moins de mailles. Cette approche est surtout utilisée dans l'industrie car elle est économique, robuste et offre une précision acceptable. Cependant, les fonctions de paroi ne sont plus valides pour les écoulements à faible nombre de Reynolds. De telles situations requièrent des modèles proches parois qui sont valables dans la région visqueuse et par conséquent jusqu'à la paroi.

### I-2.2.3.1 La loi de paroi standard

FLUENT 6.3 offre deux lois de parois pour les modèles  $k - \epsilon$ .

Dans le code de calcul FLUENT [17], la loi de paroi standard (équilibrée) est basée sur le modèle de Launder et Spalding [31] et elle provient des profils universels de la couche limite turbulente bidimensionnelle (loi pariétale et loi logarithmique). Cette loi fait l'hypothèse d'équilibre entre les phénomènes moléculaires et turbulents entre la zone pariétale et la zone logarithmique. Elle assure une bonne transition entre les régions pariétale et logarithmique.

Les équations régissant la zone pariétale sont données par :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \times \ln(Ey^+) \quad (\text{I-2.27})$$

où

$$u^+ = \frac{U_p C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}}}{\tau_p / \rho} \quad (\text{I-2.28})$$

et

$$y^+ = \frac{\rho C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} y_p}{\mu} \quad (\text{I-2.29})$$

Où :

$E$  : constante empirique,

$U_p$  : vitesse au point p,

$k_p$  : énergie cinétique turbulente au point p,

$y_p$  : distance du point p à la paroi,

$C_\mu$  : constante de proportionnalité déterminée de manière empirique,

La loi logarithmique, pour la vitesse moyenne, est connue pour être valide pour  $y^+ \gtrsim 30$ . Dans FLUENT [17], la loi logarithmique est utilisée quand  $y^+ > 11, 225$ .

Quand la première maille est située à  $y^+ < 11, 225$ , FLUENT applique la loi pariétale de la sous couche visqueuse :

$$u^+ = y^+$$

Quand l'écoulement proche paroi est soumis à d'importants gradients de pression et quand l'écoulement est non équilibré, la validation des résultats est compromise. La loi de paroi non équilibrée offre une option qui peut améliorer les résultats car dans sa définition, la vitesse moyenne est plus sensible aux gradients de pression.

### I-2.2.3.2 Traitement de paroi amélioré

Le traitement de paroi amélioré (Enhanced Wall Treatment : E.W.T.) est une méthode de modélisation proche paroi qui associe le modèle à deux zones (Two Layer Zonal Model) à des fonctions de parois améliorées.

Pour le modèle à deux zones (Two Layer Zonal Model : T.L.Z.M.), l'écoulement est séparé en deux parties ; une zone visqueuse et une région pleinement turbulente. Afin de caractériser ces domaines, on utilise un nombre adimensionné qui est le nombre de Reynolds turbulent, défini par :

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (\text{I-2.30})$$

La zone visqueuse correspond à un nombre de Reynolds turbulent inférieur à 200 tandis que le domaine pleinement turbulent est caractérisé par un Reynolds turbulent supérieur à 200.

Si le maillage près de la paroi est assez fin pour résoudre la sous couche visqueuse ( $y^+ < 5$ ), alors le traitement de paroi amélioré (E.W.T) est traité identiquement au modèle à deux zones (T.L.Z.M) [17].

Si cette condition de maillage n'est pas satisfaite, la fonction E.W.T ajoute au modèle à deux zones une simple loi pariétale pour la région proche paroi permettant un raccordement de la loi linéaire (visqueuse) et de la loi logarithmique (turbulente). Cette loi pariétale permet d'avoir une transition continue entre les deux zones. Cette approche permet à la loi, entièrement turbulente, d'être facilement modifiée et prolongée pour tenir compte d'autres effets tels que les gradients de pression. Cette formule garantit, également, un comportement asymptotique correct, pour de grandes et de petites valeurs de  $y^+$ , et une bonne représentation des profils de vitesse, dans les cas où  $y^+$  est compris entre  $3 > y^+ > 10$ .

L'ensemble des modèles présentés dans ce chapitre ainsi que la loi de paroi seront utilisés pour étudier les phénomènes d'érosion éolienne dans la suite de ce mémoire. Avec un maillage affiné en proche paroi ( $y^+ < 5$ ), le modèle  $k - \omega$  SST *Transitional Flow* sera utilisé. Avec un maillage plus grossier en proche paroi ( $y^+ > 11, 225$ ), les modèles  $k - \epsilon$  Realizable avec la loi de paroi non équilibrée ainsi que le modèle  $k - \omega$  SST seront utilisés.





## Chapitre I-3

# Paramètres supplémentaires améliorant les modèles de quantification des émissions diffuses

Sur les sites industriels, l'estimation des quantités de particules envolées est réalisée par des modèles basés sur le calcul de facteurs d'émissions. Cependant, la précision et la fiabilité des méthodes de calcul des facteurs d'émissions sont à améliorer. En effet, les données précises nécessaires au calcul des modèles actuels sont insuffisantes et les éléments à prendre en compte dans la description du phénomène d'érosion éolienne ne sont pas représentatifs de chaque cas de figure étudié.

La méthode EPA, exposée précédemment, nécessite de caractériser l'exposition éolienne des tas dans les configurations les plus réalistes possibles afin d'obtenir des données précises. Les principaux résultats obtenus par des études traitant de la géométrie des tas ainsi que l'interaction entre les tas ou les bâtiments pour des configurations de sites industriels sont synthétisés dans la partie I-3.2 de ce chapitre.

Par ailleurs, la granulométrie et plus particulièrement la largeur du spectre granulométrique de la matière granulaire stockée a également fait l'objet d'études approfondies. Ces études ont permis de mieux représenter les phénomènes d'envol de particules au cours du processus d'érosion éolienne. En effet, le changement temporel des caractéristiques granulométriques à la surface implique une décroissance du flux massique envolé. De plus, la connaissance de granulométrie du lit de matériaux stocké est nécessaire pour estimer les retombées et les impacts des émissions diffuses.

### I-3.1 Prise en compte de la répartition granulométrique

#### I-3.1.1 Paramétrisation de la vitesse limite d'envol des particules en fonction de la granulométrie du sol

La vitesse limite d'envol des particules peut être déterminée à partir d'un bilan des forces agissant sur les grains du sol. Chaque grain est soumis à des forces antagonistes : son poids et les forces de cohésion inter-particulaires contre la contrainte de cisaillement du vent. Ces forces varient de façons différentes avec le diamètre des particules. Une formulation théorique de la vitesse limite de frottement  $u_t^*$  peut être

établie en considérant que les particules entrent en mouvement dès que les forces aérodynamiques dues au fluide sont supérieures au poids et aux forces de cohésion entre les particules. Par une analyse similaire, mais en ignorant les forces de cohésion, Bagnold [6] donne l'expression suivante de  $u_t^*$  :

$$u_t^* = A_g \left( \frac{\rho_p g D_p}{\rho_{air}} \right)^{0,5} \quad (I-3.1)$$

Où :

$\rho_{air}$  : masse volumique de l'air ( $kg/m^3$ );

$\rho_p$  : masse volumique des particules ( $kg/m^3$ );

$D_p$  : diamètre des particules ( $m$ );

$A_g$  : paramètre limite, sans dimension, dépendant du nombre de Reynolds de cisaillement  $B_g$  défini à la vitesse limite d'envol :

$$B_g = \frac{u_t^* D_p}{\nu} \quad (I-3.2)$$

Les données expérimentales de Bagnold [6] et de Chepil [9] confirment que la vitesse limite de frottement dépend de la granulométrie et révèlent aussi que la vitesse limite de frottement augmente pour les particules les plus fines. En effet, il existe un diamètre optimal pour lequel la vitesse limite d'envol des particules est minimale. En considérant les forces de cohésion responsables du comportement des particules les plus fines, Iversen et White [25] ont proposé de nouvelles formulations pour prédire la vitesse limite d'envol des particules en fonction de leur diamètre et de leur densité. Deux expressions de  $A_g$ , basées sur une expérience réalisée en soufflerie pour des particules de 12 à 1290  $\mu m$  de diamètre, sont établies pour deux gammes de nombre de Reynolds de cisaillement :

Pour  $0,03 < B_g < 10$ ,

$$A_g = \frac{0,129K}{(1,928B_g^{0,092} - 1)^{0,5}} \quad (I-3.3)$$

Pour  $B_g > 10$ ,

$$A_g = 0,12K[1 - 0,0858e^{-0,0617(B_g-10)}] \quad (I-3.4)$$

Avec :

$$K = \left( 1 + \frac{6 \cdot 10^{-7}}{\rho_p g D_p^{2,5}} \right)^{0,5} \quad (I-3.5)$$

A noter que l'unité de  $6 \cdot 10^{-7}$  est  $kg \cdot m^{0,5} s^{-2}$ .

L'utilisation des équations I-3.3 et I-3.4 est difficile car  $B_g$  dépend à la fois de  $u_t^*$  et de  $D_p$ . Il est donc nécessaire d'effectuer un calcul itératif pour chaque diamètre de

particules érodibles du sol. En se plaçant dans des conditions terrestres classiques où  $\rho_{air} = 1,23 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $\rho_p = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$ , Marticorena et Bergametti [34] ont modifié l'expression empirique de  $B_g$  afin qu'elle ne dépende que de  $D_p$ , ainsi  $u_t^*$  ne dépend que de  $D_p$  :

$$B_g = aD_p^x + b \quad (\text{I-3.6})$$

Avec  $a = 1331; b = 0,38$  et  $x = 1,56$ .

Pour des particules de 1 à 1000  $\mu\text{m}$  de diamètre, l'erreur sur la vitesse limite d'envol des particules en utilisant l'expression empirique de  $B_g$  n'excède pas 3% en comparaison aux valeurs obtenues après un calcul itératif. Cette paramétrisation proposée par Marticorena et Bergametti [34] permet donc d'obtenir une estimation satisfaisante de la vitesse limite d'envol des particules en fonction de leurs diamètres.

Les particules qui constituent le sol dans des conditions naturelles présentent des diamètres variés. Une utilisation optimale de ces expressions nécessite donc de représenter la distribution granulométrique du sol sous forme d'une fonction continue.

### I-3.1.2 Courbe d'envol

A partir des équations I-3.1 et I-3.2, la vitesse limite d'envol et le diamètre de la particule peuvent s'écrire sous forme adimensionnelle [25]. Ainsi, le paramètre  $(A_g^2 B_g)^{1/3}$  représente la vitesse de frottement limite adimensionnée noté  $\tilde{u}_t^*$  et  $(B_g/A_g)^{2/3}$ , le diamètre de la particule adimensionné noté  $\tilde{D}_p$ .

$$\tilde{D}_p = \left( \frac{B_g}{A_g} \right)^{\frac{2}{3}} = \frac{D_p}{D_{pref}} \quad \tilde{u}_t^* = (A_g^2 B_g)^{\frac{1}{3}} = \frac{u_t^*}{u_{tref}} \quad (\text{I-3.7})$$

Où :

$$D_{pref} = \left( \frac{\nu^2}{\gamma_p} \right)^{\frac{1}{3}} \quad u_{tref} = (\gamma_p \nu)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{I-3.8})$$

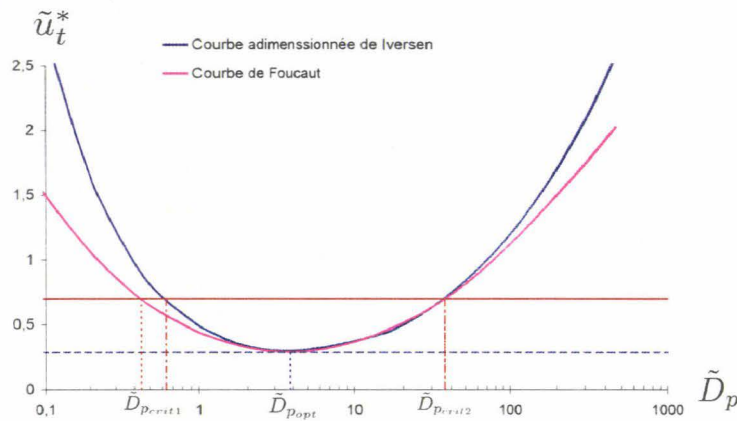
$$\gamma_p \text{ étant la gravité apparente : } \gamma_p = \frac{\rho_p g}{\rho_{air}}$$

A partir de la corrélation des résultats expérimentaux de White [62], Foucaut [18] établi une courbe limite d'envol. Elle représente la variation de la vitesse limite de frottement adimensionnée  $\tilde{u}_t^*$  en fonction du diamètre de la particule adimensionné  $\tilde{D}_p$ . L'équation de cette courbe est :

$$\tilde{u}_t^* = 22,71 \tilde{D}_p^{0,043} + 10,23 \tilde{D}_p^{-0,118} - 32,5 \quad (\text{I-3.9})$$

Les courbes limites d'envol obtenues par Foucaut [18] (formulation I-3.9) et par Iversen et White [25] (formulation I-3.7) sont tracées sur la figure I-3.1.

En observant ces courbes, on remarque qu'il existe un diamètre optimum,  $\tilde{D}_{popt}$ , correspondant au diamètre des particules qui s'envoleront en premier si  $\tilde{u}_t$  croît depuis



**Figure I-3.1** – Comparaison des courbes limite d'envol de Foucaut [18] et d'Iversen [25]

zéro jusqu'à  $\tilde{u}_{t_{min}}^*$ .  $\tilde{u}_{t_{min}}^*$  représente la vitesse de frottement minimale nécessaire à l'envol d'une particule du lit, à condition que la répartition granulométrique du lit contienne le diamètre  $\tilde{D}_{p_{opt}}$ . Pour une vitesse limite d'envol donnée supérieure à  $\tilde{u}_{t_{min}}^*$ , il existe deux diamètres particuliers d'envol appelés  $\tilde{D}_{p_{crit1}}$  et  $\tilde{D}_{p_{crit2}}$ . Le diamètre critique  $\tilde{D}_{p_{crit1}}$  correspond au diamètre minimum à partir duquel il y a envol et le diamètre critique  $\tilde{D}_{p_{crit2}}$ , supérieur à  $\tilde{D}_{p_{crit1}}$ , correspond au diamètre maximum à partir duquel il n'y a plus d'envol.

Pour une vitesse donnée de l'écoulement, il existe donc toute une tranche granulométrique de particules de diamètres comprise entre  $\tilde{D}_{p_{crit1}}$  et  $\tilde{D}_{p_{crit2}}$  pour laquelle il y a possibilité d'envol. Foucaut [20] remarque que pour une valeur de  $\tilde{u}_t$  supérieure à  $\tilde{u}_{t_{min}}^*$ , les particules trop lourdes ainsi que les particules trop fines ne s'envolent pas. Dans le cas des grosses particules, c'est le poids des particules qui empêche l'envol. Pour les plus petites particules, c'est la force d'adhésion, qui est plus importante et qui empêche les particules de s'envoler.

### I-3.1.3 Critères de saltation et de suspension

La définition des critères de saltation et de suspension va permettre de distinguer la part des particules transportée par le vent sur une courte distance (saltation) de celle transportée loin du point d'envol (suspension).

Le temps de relaxation définit le temps nécessaire à une particule pour ajuster sa vitesse lors d'une variation brusque des conditions d'écoulement. Le temps de relaxation de la particule est déterminé en fonction du diamètre adimensionné [13] :

$$\tilde{D}_p \leq 2,6 \quad : \quad \tau_{rp} \approx \frac{\tilde{D}_p^2 u_{tref}}{18g} \quad (\text{I-3.10})$$

$$2,6 < \tilde{D}_p \leq 70 \quad \tau_{rp} = \frac{0,18 u_{tref}}{g} \tilde{D}_p^{1,05} \quad (\text{I-3.11})$$

$$\tilde{D}_p > 70 \quad \tau_{rp} \approx \frac{1,74 u_{tref}}{g} \tilde{D}_p^{0,5} \quad (\text{I-3.12})$$

Le nombre de Stokes, défini par  $St = \frac{\tau_{rp}}{\tau_f}$ , permet de comparer l'échelle de temps caractéristique de la particule, c'est à dire son temps de relaxation, aux échelles de temps caractéristiques de la turbulence  $\tau_f$ . Le nombre de Stokes est un nombre adimensionnel caractérisant l'inertie des particules devant les mouvements du fluide porteur. Bien que le spectre d'échelle tourbillonnaire soit continu, deux tailles caractéristiques globales peuvent être distinguées :

- les tourbillons de grande taille, qui sont porteurs d'énergie, dont l'échelle de temps caractéristique est considérée égale à :  $\tau_{lt} = \frac{l_t}{0,1u_\infty}$ ,  $u_\infty$  est la vitesse de l'écoulement libre ( $m/s$ ).
- les tourbillons de petite taille, dissipatifs, dont l'échelle de temps caractéristique est estimée par :  $\tau_l = \left( \frac{\nu l_t}{(0,1u_\infty)^3} \right)^{\frac{1}{2}}$ .

La dimension,  $l_t$  des plus grands tourbillons est évaluée à partir de la relation :

$$l_t^+ = \frac{l_t u^*}{\nu} \approx 800$$

La taille adimensionnée des plus grands tourbillons est supposée égale à approximativement 800 et leur vitesse caractéristique à  $0,1 u_\infty$ . A partir de ces deux échelles de temps caractéristiques, deux nombres de Stokes sont définis :

- $St_l = \frac{\tau_{rp}}{\tau_l}$ , qui est le nombre de Stokes correspondant aux tourbillons de plus petites échelles.
- $St_{lt} = \frac{\tau_{rp}}{\tau_{lt}}$ , qui est le nombre de Stokes correspondant aux tourbillons de plus grandes échelles.

A ces nombres de Stokes correspondent deux critères pour les mécanismes d'envol :

- Si  $St_{lt} \geq 1$ , alors le temps de réponse des particules est toujours supérieur ou égal aux plus grandes échelles de temps des tourbillons, ce qui signifie que la particule ne suivra aucun de ces mouvements tourbillonnaires, puisque sa vitesse n'aura pas le temps de s'adapter aux fluctuations de vitesse de l'écoulement. La particule, du fait de sa forte inertie, aura un comportement de saltation pure.
- Si  $St_l < 1$ , alors le temps de réponse des particules est inférieur aux plus petites échelles de temps caractéristiques de l'écoulement, ce qui signifie que la particule va réagir aux fluctuations turbulentes de l'écoulement et suivra parfaitement l'écoulement. Elle aura donc un comportement de suspension pure.
- Pour les situations intermédiaires ( $St_l \geq 1$  et  $St_{lt} < 1$ ), la particule aura un comportement de saltation modifiée ou de suspension modifiée.

### I-3.1.4 Granulométrie envolée d'un lit de particules

Le flux horizontal  $F_h$  est essentiellement constitué par les particules mobilisables en saltation. White [63] propose une relation (I-3.13) du flux horizontal incluant un terme

seuil qui dépend des caractéristiques du sol. Cette équation permet de calculer le taux de matière mobilisée par le vent et sa distribution granulométrique en fonction de la vitesse limite d'envol des particules.

$$F_h(D_p) = EC \frac{\rho_{air}}{g} u^{*3} \left(1 + \frac{u_t^*}{u^*}\right) \left(1 - \frac{u_t^{*2}}{u^{*2}}\right) \quad (I-3.13)$$

Où :

$F_h(D_p)$  : Flux horizontal ( $kgm^{-1}s^{-1}$ ) pour un diamètre de particules  $D_p$

$E$  : rapport de la surface érodible sur la surface totale

$C$  : constante de proportionnalité d'une valeur de 2,61 déterminée expérimentalement en soufflerie [63]

Le flux horizontal  $F_h$  est positif seulement si  $u^* > u_t^*$  pour un diamètre de particules  $D_p$  donné.

Le flux total de particules envolée est obtenu en intégrant  $F_h$  de  $D_p^{min} = 10^{-6} m$  à  $D_p^{max} = 2.10^{-2} m$ . Cet intervalle est choisi afin de couvrir la gamme entière des tailles de particules possibles du sol.

Notons que la vitesse limite d'envol des particules  $u_t^*$  peut être déterminée à partir de la relation I-3.1 présentée à la section I-3.1.1, ou encore à partir de la relation B.10 présentée à l'annexe B si le matériau est humide.

Le problème en appliquant cette formulation à des situations naturelles est que les particules du sol ne sont généralement pas caractérisées par un diamètre unique. Comme l'équation de la vitesse limite d'envol des particules ne dépend pas linéairement du diamètre des particules, la valeur de la vitesse limite d'envol des particules est affectée par chaque tranche granulométrique. La distribution granulométrique doit donc être représentée par une fonction continue ou discrète. La fonction lognormale convient particulièrement pour décrire la distribution granulométrique du matériau exposé à l'érosion éolienne. Cette fonction est exprimé à partir de la distribution en masse du matériau érodible :

$$\frac{dM(D_p)}{d \ln(D_p)} = \sum_{j=1}^n \frac{M_j}{\sqrt{2\pi} \ln(\sigma_j)} \exp \frac{(\ln D_p - \ln D_{medj})^2}{-2 \ln^2 \sigma_j}$$

Où  $j$  réfère au  $j^{ième}$  mode,  $M_j$  la fraction massique du mode  $j$ ,  $D_{medj}$  le diamètre médian en masse du  $j^{ième}$  mode et  $\sigma_j$  l'écart type géométrique.

Marticorena et Bergametti [34] supposent que la contribution relative au flux total de chaque tranche granulométrique est proportionnelle à la surface relative qu'elle occupe sur la surface totale. En supposant que les surfaces occupées par les particules à la surface du lit correspondent aux surfaces relatives aux diamètres des particules (pour le cas de particules sphériques) et que l'ensemble des particules ont la même densité, il est possible de déterminer la distribution granulométrique à partir de la distribution en masse :

$$ds(D_p) = \frac{dM(D_p)}{\frac{2}{3}\rho_p D_p}$$

La surface relative couverte par les particules de diamètre  $D_p$  s'exprime :

$$dS_{rel} = \frac{ds(D_p)}{S_{total}}$$

Où  $S_{total}$  est la surface totale du lit de référence et  $ds(D_p)$  la surface occupée par les particules de diamètre  $D_p$ .

Le flux horizontal est alors la somme des contributions relatives des différentes tranches granulométriques sur le domaine granulométrique considéré :

$$F_h(D_p) = E C \frac{\rho_{air}}{g} u^{*3} \sum_{D_p} \left(1 + \frac{u_t^*}{u^*}\right) \left(1 - \frac{u_t^{*2}}{u^{*2}}\right) dS_{rel}(D_p) dD_p \quad (I-3.14)$$

Marticorena et Bergametti [34] ont montré que cette paramétrisation permettait de reproduire les flux horizontaux pour différentes granulométries mesurées par Williams [65]. Ils indiquent aussi que lorsque la vitesse limite d'envol des particules est calculée en fonction de la granulométrie du matériau (Cf équation I-3.1), le coefficient empirique  $C$  du flux horizontal devient égal à 1.

Il est important de noter que ce modèle ne décrit pas le phénomène de **décroissance temporelle** du flux horizontal. En effet, ce modèle suggère que le matériau érodible est illimité. Les flux simulés peuvent, de ce fait, être très sensiblement surestimés.

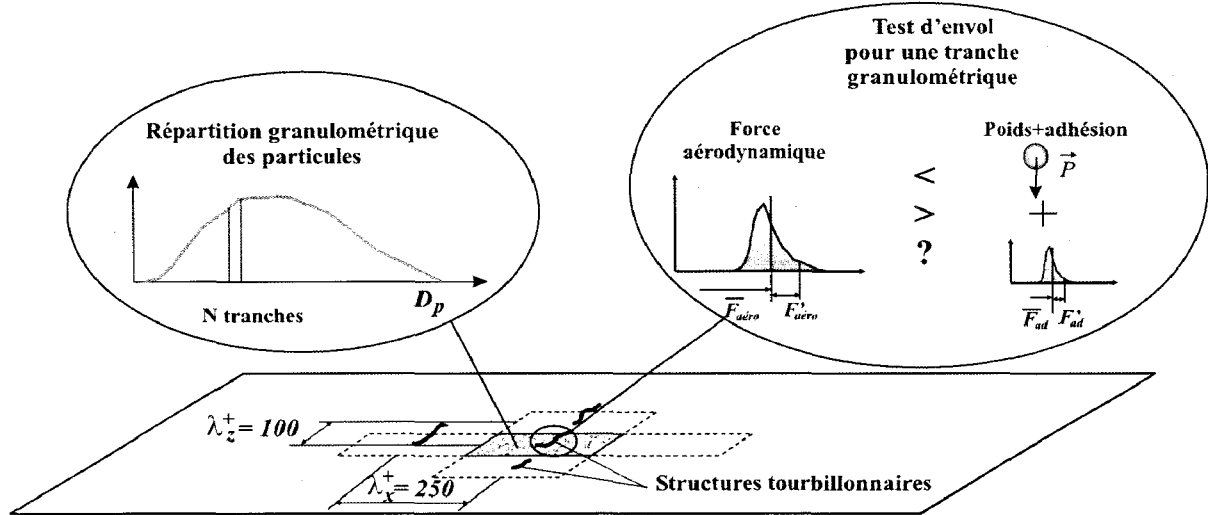
### I-3.1.5 Décroissance temporelle du flux massique envolé lié à la présence de particules non-érodibles

#### I-3.1.5.1 Description du modèle

Un modèle a été développé dans le cadre de la thèse d'I. Descamps [13], dans le but d'améliorer la prédiction des émissions diffuses de particules produites par érosion éolienne. Ce modèle permet de quantifier l'évolution temporelle du flux massique quand un lit de matériaux granulaires est exposé à un écoulement turbulent. Sa particularité est de tenir compte de la large distribution granulométrique des substances granulaires tels que les minerais et charbons. Ce modèle de décroissance temporelle du flux massique envolé est basé sur la corrélation étroite entre l'envol de particules et les structures tourbillonnaires organisées proche de la paroi dans une couche limite turbulente développée. En effet, un tourbillon qui se forme au dessus d'une particule immobile peut la soulever et l'entraîner dans l'écoulement [35]. La particule est alors transportée dans la région externe de la couche limite turbulente jusqu'au moment où le tourbillon est dissipé. La particule peut, en fonction notamment de son diamètre, soit être entraînée en suspension soit retomber à la paroi du fait de son poids. Ces structures tourbillonnaires ont des périodicités spatiales statistiques moyennes dans les deux directions longitudinale et transversale. A partir de ces périodicités, le lit de particules de longueur  $L$  et largeur  $l$  est décomposé en boîtes de dimensions transversale  $\lambda_z^+ = 100$  et longitudinale  $\lambda_x^+ = 250$ . Ces valeurs sont issues de la bibliographie [48] et ont été mesurées expérimentalement dans une configuration de couche limite turbulente développée sur une paroi lisse plane :  $\lambda_x^+ = \lambda_x U_\tau / \nu$  ( $\lambda_x$  est la dimension physique des boîtes dans la direction  $x$ ). Les structures tourbillonnaires présentent également une

périodicité moyenne temporelle d'occurrence, donnée par :  $T_b^+ = \overline{T}_b U_\tau^2 / \nu \approx 250$  [7].

Le principe de base du modèle est schématisé sur la figure I-3.2. Il est considéré que chaque boîte inclut la possibilité d'une structure tourbillonnaire et donc d'une possibilité d'envol. Le pas de temps du modèle est fixé par la valeur de  $T_b^+$ .



**Figure I-3.2** – Principe du modèle de simulation du flux massique envolé [13]  $\overline{F}_{aéro} + F'_{aéro}$ ,  $\overline{F}_{ad} + F'_{ad}$  désignent respectivement les forces de portance et d'adhésion moyennes avec leurs fluctuations,  $F_g$  représente le poids des particules

Pour la définition du critère d'envol du modèle, il a été considéré que la particule est entraînée par l'écoulement, lors du processus d'éjection, à condition que la force aérodynamique  $F_{aéro}$  générée par l'écoulement (seule la force de portance est considérée dans ce cas) soit supérieure à la somme de son poids  $F_g$  et de la force d'adhésion  $F_{ad}$ . Le critère d'envol, illustré dans la figure I-3.2, est défini par la relation :

$$\overline{F}_{aéro} + F'_{aéro} \geq \overline{F}_{ad} + F'_{ad} + F_g \quad \Rightarrow \quad \text{Envol de la particule} \quad (\text{I-3.15})$$

L'évolution de la vitesse limite d'envol, qui représente la vitesse de frottement minimale nécessaire à l'envol, a été déterminée en fonction du diamètre  $D_p$  à partir de la courbe limite d'envol. Cette courbe correspond au cas où la force de portance instantanée maximum  $F_{aéro\max}$  est égale à la somme du poids et de la force minimum d'adhésion  $F_{ad\min}$ , c'est à dire :

$$F_{aéro\max}(D_p) \geq F_{ad\min} + F_g(D_p) \quad (\text{I-3.16})$$

La courbe limite d'envol permet de déduire, connaissant la vitesse de frottement adimensionnelle de l'écoulement ainsi que la masse volumique du matériau considéré, quelles sont les tranches granulométriques susceptibles de s'envoler ( $[\tilde{D}_{pcrit1}, \tilde{D}_{pcrit2}]$ , Cf figure I-3.1).

La décroissance du flux massique envolé dans le temps est lié au phénomène de pavage inhérent à la présence de particules non-érodibles. En effet, la présence de grosses

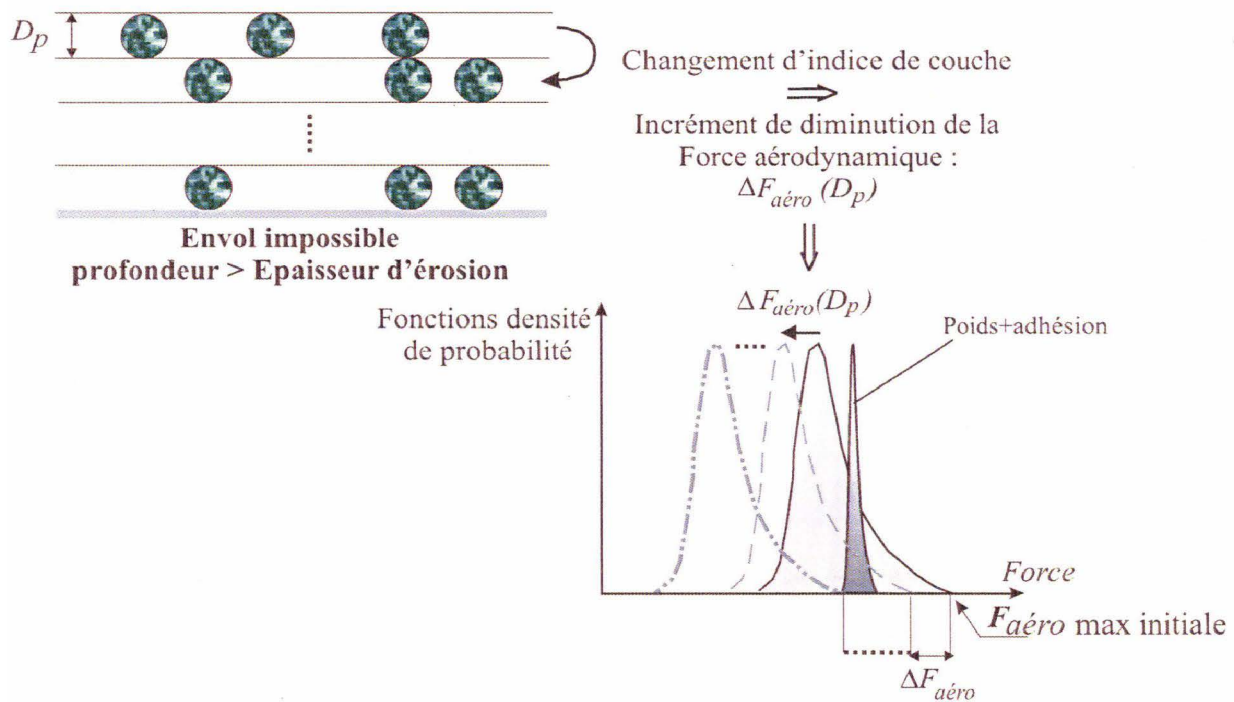


particules à la surface d'un lit de matériau forme une protection pour les particules susceptibles de s'envoler. Au delà de  $\tilde{D}_{p_{crit2}}$  (Cf figure I-3.1) les particules ne s'envolent pas et s'accumulent sur le lit. Ainsi, quand les particules de plus grande taille que  $\tilde{D}_{p_{crit2}}$  couvrent toute une partie de la surface exposée du lit, il est possible de calculer une *épaisseur d'érosion*, en supposant une répartition spatiale uniforme de chaque tranche granulométrique, pour laquelle les structures tourbillonnaires ne sont plus capables de mobiliser les particules présentes sur le lit : le flux massique envolé devient alors nul.

L'intégration de cette phénoménologie dans le modèle est illustrée sur la figure I-3.3. Connaissant l'*épaisseur d'érosion*, le nombre de couches incluses à cette épaisseur est connu pour chaque tranche granulométrique (sous l'hypothèse de répartition spatiale uniforme). Le nombre de particules est quant à lui issu de la répartition granulométrique. Quand une couche est intégralement envolée, une incrémentation de la force aérodynamique est réalisée (Fig. I-3.3). L'incrément est donné par :

$$\Delta \bar{F}_{aéro}(D_p) = \frac{\text{Max}(F_{aéro_{initiale}}) - \text{Min}(P + F_{ad})}{N_c(D_p)} \quad (\text{I-3.17})$$

où  $N_c(D_p)$  est le nombre de couches de particules de diamètre  $D_p$  contenu dans l'*épaisseur d'érosion*.



**Figure I-3.3** – Intégration de l'effet de pavage par diminution incrémentale de la force aérodynamique imposée à une particule [13]

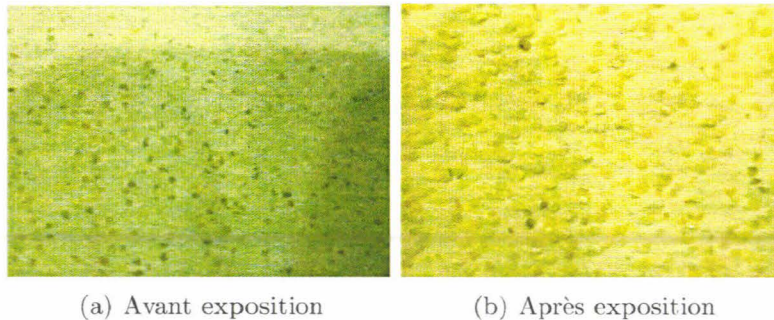
Cette formulation permet d'intégrer dans le modèle, le fait que l'influence de la force aérodynamique sur les particules situées en profondeur, va progressivement diminuer. La figure I-3.3 montre que, lorsque l'épaisseur d'érosion est atteinte, les fonctions densité de probabilité de la force de portance ainsi que celles de la somme du poids et de la force d'adhésion sont telles que le critère d'envol ne peut plus être respecté. En effet, le maximum de la fonction densité de probabilité de la force de portance aérodynamique

est inférieur au minimum de la somme de la fonction densité de probabilité de la force d'adhésion et du poids.

### Étude expérimentale et résultats

En vue d'établir des données de comparaison avec son modèle, I. Descamps [13] a menée une étude expérimentale en soufflerie. Cette étude consistait à exposer un lit de particules de sable ayant une répartition granulométrique bimodale, à un écoulement turbulent pendant 60 secondes en soufflerie. Le diamètre adimensionnel des particules fines est inférieur à  $\tilde{D}_{p_{crit1}}$  et celui des grosses particules est supérieur à  $\tilde{D}_{p_{crit2}}$ . L'évolution de la masse de particules envolées a été mesurée, à différents intervalles de temps, pour différentes vitesses d'écoulement. Pour chacune des vitesses, différentes proportions massiques de particules non érodibles (ou taux de couverture) sont utilisées : 0, 10 et 20%.

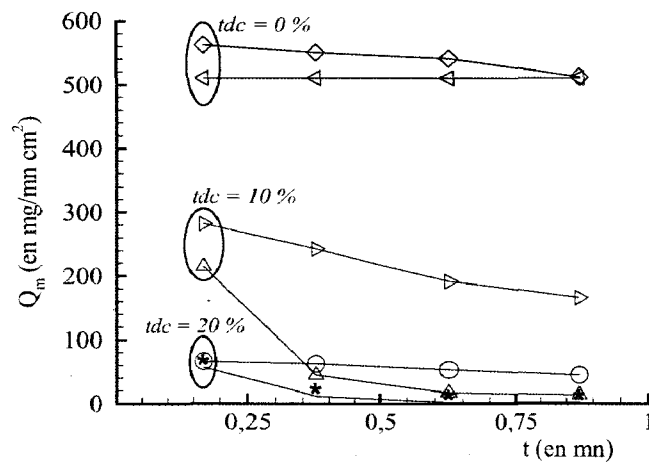
Au cours des expériences, des photographies de la surface du lit ont été réalisées avant et après exposition à l'écoulement, afin de visualiser les changements d'état de surface du lit. La figure I-3.4 représente des photographies de la surface du lit avant et après une exposition de 60 s à l'écoulement de  $9\text{ m s}^{-1}$  pour l'échantillon incluant 10% de particules non érodibles. Cette figure illustre nettement le changement d'état de la surface du lit. Avant l'exposition à l'écoulement, la surface du lit est approximativement lisse et, après exposition, les particules non érodibles ressortent de la surface du lit.



**Figure I-3.4** – Photographies d'un lit de sable (10% de particules non érodibles) avant et après 60 secondes d'exposition à un écoulement de  $9\text{ m s}^{-1}$ , le sens de l'écoulement est de la droite vers la gauche [13]

Le modèle a été testé en utilisant les conditions expérimentales comme paramètres d'entrée.

Les résultats obtenus pour une vitesse de  $10\text{ m s}^{-1}$  sont représentés sur la figure I-3.5. Ces résultats mettent en évidence plusieurs points. Tout d'abord, concernant les résultats expérimentaux issus des mesures en soufflerie, les courbes montrent une évolution très sensiblement différente du flux massique envolé dès qu'une proportion de particules non érodibles est présente. En effet, pour les particules exclusivement érodibles, le flux est quasi-constant, alors que pour les proportions de 10 et 20% de particules non érodibles, le flux massique envolé décroît très rapidement. D'autre part, on remarque que la décroissance est d'autant plus rapide que la proportion de particules non érodibles est élevée. Néanmoins, la rapidité de cette décroissance est sous-estimée par le modèle stochastique d'I. Descamps.



**Figure I-3.5** – Évolutions temporelles du flux massique émis à partir d'un lit de particules soumis à un écoulement turbulent de  $10 \text{ ms}^{-1}$ . Proportions de particules non érodibles : 0, 10 et 20%. Résultats expérimentaux :  $\diamond$ ,  $\triangle$  et  $\star$ . Résultats du modèle stochastique :  $\triangleleft$ ,  $\triangleright$  et  $\circ$  [13]

Différents tests ont permis de mettre en évidence que le paramètre d'ajustement fixant la rapidité de décroissance du flux massique envolé du modèle est l'épaisseur d'érosion. Une des principale limitation du modèle d'I. Descamps repose donc sur la détermination de l'épaisseur d'érosion. Plus précisément et physiquement cette grandeur initialement prise en compte traduit l'évolution de la vitesse de frottement à laquelle sont exposées les particules non-érodibles au fur et à mesure de leurs envols et de l'érosion du lit.

Dans le cadre du travail de thèse de T. Badr [3], la distribution de la vitesse de frottement proche de la paroi en présence de rugosités a été étudiée à l'aide de simulations numériques. L'objectif de l'étude était de déterminer l'évolution de la vitesse de frottement subie par les particules érodibles en fonction du changement de topographie du lit (taux de couverture et hauteurs de sortie des particules non-érodibles) par rapport au cas lisse. Les résultats obtenus visaient à améliorer le modèle stochastique développé par I. Descamps [13] en définissant l'évolution de la force de portance en fonction de l'évolution de la vitesse de frottement du vent sur la surface érodible afin de s'affranchir de l'épaisseur d'érosion.

Dans ce qui suit, une synthèse de son travail est présenté.

### I-3.1.5.2 Simulations numérique de l'influence de la présence d'éléments non-érodibles sur l'érosion

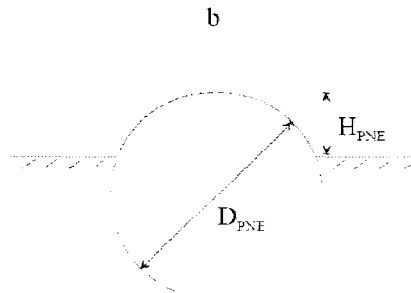
#### Répartition de la force de frottement entre la surface érodible et les rugosités

Un paramètre régulièrement utilisé pour caractériser les surfaces rugueuses et étu-

dier leur influence sur l'érosion est la densité de rugosités  $\lambda$ , définie par [38, 39] :

$$\lambda = \frac{nbH_{PNE}}{S}$$

avec  $n$ , le nombre d'éléments non-érodibles de hauteur  $H_{PNE}$  et de largeur transversale caractéristique  $b$ ,  $S$  est la surface inférieure totale du domaine occupée par les rugosités.



**Figure I-3.6** – Schéma représentant une particule de diamètre  $D_{PNE}$ , émergeant à une hauteur  $H_{PNE}$  de la surface, caractérisée ainsi par une largeur  $b$

L'étude de la répartition de la force de frottement ou de traînée entre la surface occupée par les éléments érodibles d'une part, notée  $S_e$ , et les éléments non-érodibles d'autre part dans le but d'évaluer l'effet des rugosités sur l'érosion, a fait l'objet de nombreuses publications [1, 12, 23, 33]. Cette approche a été introduite par Schlichting [50] (cité dans Marshall [33]), qui a partitionné le cisaillement total d'une surface rugueuse  $\tau$  en  $\tau_r$  le cisaillement subi par les éléments rugueux non-érodibles et  $\tau_s$  le cisaillement sur la surface érodible assimilée à une surface lisse :

$$\tau = \tau_r + \tau_s$$

Depuis, de nombreuses investigations ont été menées, visant à quantifier la répartition du cisaillement sur les parties érodibles et non-érodibles de la surface et à étudier l'effet de la taille et de la distribution des éléments non-érodibles sur les forces de frottement.  $\tau$ ,  $\tau_r$  et  $\tau_s$  ont été évalués pour diverses formes, configurations et densités  $\lambda$  des éléments rugueux, soit expérimentalement, soit en élaborant des modèles théoriques pour représenter le phénomène.

Une des expérimentations les plus exhaustives a été réalisée par Marshall [33]. Pour examiner la relation entre la répartition de la force de traînée et  $\lambda$ , Marshall a réalisé en soufflerie des mesures du cisaillement total d'une surface couverte d'éléments non érodibles et du cisaillement subi par ces éléments non érodibles pour une large gamme de valeurs de  $\lambda$ . Marshall [33] a listé un nombre de paramètres potentiels pouvant influencer la répartition et la grandeur de cisaillement : la densité, la taille (hauteur, diamètre et leur rapport), la forme, la composition, la distribution, l'orientation, l'état de surface entre les éléments (lisse, rugueux) et la perméabilité des éléments rugueux. Il a aussi observé que le cisaillement sur la surface érodible  $\tau_s$  diminue quand le taux de couverture augmente et que la répartition du cisaillement dépend principalement

du paramètre  $\lambda$  et en moindre partie de la forme et de la distribution des rugosités.

Raupach [45] a proposé un modèle permettant d'estimer la répartition de la force de traînée en fonction de la densité de rugosité  $\lambda$  et de la forme des rugosités pour des configurations tridimensionnelles. L'originalité du modèle réside dans la définition d'une surface et d'un volume protégés de l'effet du vent, situés à l'aval des rugosités. Ces grandeurs permettent de caractériser le déficit du cisaillement dans la zone de sillage d'un élément rugueux mais également l'atténuation de la force de cisaillement sur les éléments érodibles. Dans ce modèle, le rapport du cisaillement maximal à la surface érodible sur le cisaillement total est donné par :

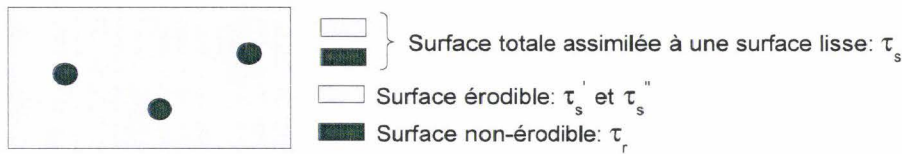
$$\frac{\tau_s''}{\tau} = \frac{1}{(1 - m\zeta\lambda)(1 + m\beta\lambda)} \quad (\text{I-3.18})$$

où  $\zeta$  est le rapport de la surface de la base sur la surface frontale de l'élément non-érodible. Le cisaillement exercé uniquement sur la surface érodible  $S_e$  est exprimé par :

$$\tau_s' = (S/S_e)\tau_s = \tau_s/(1 - \zeta\lambda)$$

Le cisaillement maximal exercé sur la surface érodible, où  $m$  est une constante empirique  $\leq 1$  caractérisant l'hétérogénéité spatiale de la force de frottement, s'exprime :

$$\tau_s''(\lambda) = \tau_s'(m\lambda)$$



**Figure I-3.7** – Schéma représentant les surfaces associées aux cisaillements  $\tau_s$ ,  $\tau_s'$ ,  $\tau_s''$  et  $\tau_r$

$\beta = C_R/C_S$  est le rapport du coefficient de traînée pour un élément rugueux isolé sur celui de la surface lisse. Ce paramètre prend en compte la forme de la rugosité et contrôle entièrement la répartition de la traînée.

Raupach [45] a appliqué ce modèle pour déterminer une paramétrisation de la vitesse limite d'envol pour une surface sans rugosité  $u_{ts}^*$  en fonction de la vitesse limite d'envol pour une surface protégée par la présence d'éléments non-érodibles  $u_{tr}^*$ . Il définit alors le rapport  $R_t$  entre la vitesse limite de frottement pour une surface sans et avec rugosités, généralement appelé rapport critique des vitesses de frottement ( $R_t$ ), comme suit :

$$R_t = \frac{u_{ts}^*}{u_{tr}^*} = \left[ \frac{1}{(1 - m\zeta\lambda)(1 + m\beta\lambda)} \right]^{1/2} \quad (\text{I-3.19})$$

En appliquant le modèle à des expériences en soufflerie et sur site, Raupach [45] a trouvé une valeur de  $\beta = 100$  et  $m = 0,5$ . La relation I-3.19 a été testée lors de

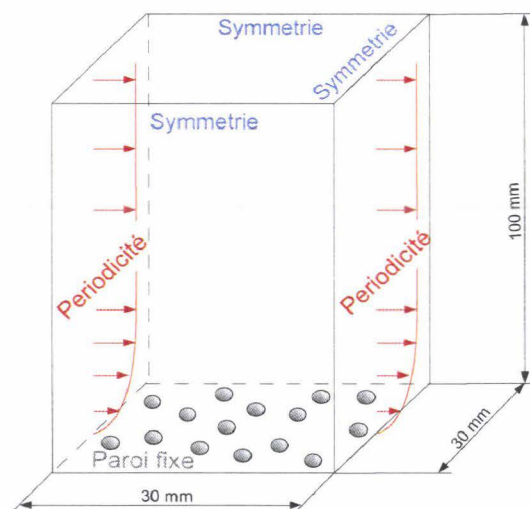
différentes études expérimentales [12], ces études ont mis en exergue les points faibles du modèle. Les plus problématiques sont le fait que  $m$  et  $\beta$  dépendent du rapport d'aspect de l'élément rugueux, et que l'expression proposée peut s'adapter à presque n'importe quelle série de données par simple ajustement de ces deux paramètres. De plus, la relation I-3.19 n'est valable que pour  $\lambda \leq 0,1$  en raison de l'interaction des sillages [51].

### Simulations numériques pour un lit de particules non-érodibles de formes sphériques

Les configurations étudiées correspondent à un lit de matériaux granulaires où les particules non-érodibles PNE sont représentées par des sphères émergeant à différents niveaux de la surface. Physiquement, le cas lisse correspond au temps  $t = 0$  de début d'érosion, où les particules érodibles recouvrent entièrement la surface et les particules non-érodibles sont piégées à l'intérieur de la masse granulaire. Ni l'envol, ni la saltation des particules ne sont simulés. Seules les particules non-érodibles sont prises en compte dans les simulations. Les particules érodibles sont associées à une surface lisse.

Différentes densités de rugosité  $\lambda$  ont été simulées en faisant varier :

- le nombre  $n$  des PNE de 0 à 149,
- le diamètre  $D_{PNE}$  des PNE : 1,074, 2 et 3 mm,
- la hauteur de sortie  $H_{PNE}$  des PNE de 0 à 40% du diamètre de la sphère.



**Figure I-3.8** – Schéma représentant le domaine simulé, la disposition aléatoire des particules non-érodibles ainsi que les conditions aux limites du domaine

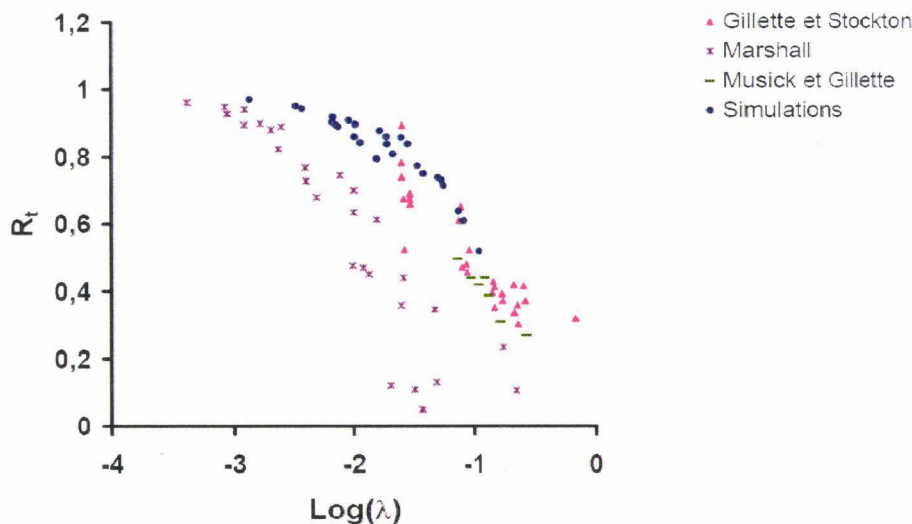
Chaque diamètre des particules non-érodibles a été traité séparément, c'est à dire que le diamètre et la hauteur de sortie des particules étaient gardés constants pour chacune des configurations testées. Il faut noter que la répartition des particules non-érodibles n'est pas homogène. Les rugosités sont réparties de façon aléatoire sur la surface. Un espacement minimal entre les particules avoisinantes, et entre les rugosités et les bords du domaine a été fixée à  $1,5 D_{PNE}$  par rapport aux centres des particules,

afin de respecter les conditions de faisabilité et de qualité du maillage. Des tests de sensibilité au maillage et au modèle de turbulence ont été effectués afin de valider les simulations numériques dans le cas de référence c'est à dire dans le cas lisse. Les différentes étapes qui ont permis de valider le modèle numérique ont été développées dans le thèse de T. Badr [3]. Nous ne rappellerons ici que les données essentielles concernant ce modèle.

- Maillage : des mailles en forme de prisme extrudées dans la partie proche de la paroi avec une première maille fixée à  $y^+ = 2$  et un étirement progressif jusqu'à  $y = 3D_{PNE}$ . Le reste du domaine est maillé avec des mailles hexaédriques.
- Conditions aux limites (figure I-3.8) : une condition périodique a été appliquée à l'entrée et à la sortie du domaine, une valeur de flux massique correspondant à une vitesse moyenne de  $8ms^{-1}$  a été utilisée pour la condition d'entrée. Les parois latérales et supérieures sont définies comme des symétries et la limite inférieure comme paroi fixe.
- Modèle de turbulence : le modèle  $k - \omega - SST$  Transitional Flow a été retenu.

Des calculs complémentaires ont été entrepris pour étudier l'effet de la position des particules non-érodibles sur la vitesse de frottement à la surface. Les résultats montrent que le positionnement des particules sur le lit n'influe pas sur les résultats. L'échantillon étudié est donc bien représentatif d'une portion du lit entier de matériaux granulaires.

La validation des calculs en présence de rugosités porte essentiellement sur la comparaison des valeurs du rapport  $R_t$  obtenus par les simulations numériques et ceux issus de la bibliographie. Les résultats sont regroupés dans la figure I-3.9 et montrent un accord raisonnable des valeurs de  $R_t$  issues des simulations de T. Badr [3] et celles des expériences de Gillette et Stockton [23], Musick et Gillette [38] et Marshall [33].



**Figure I-3.9** – Comparaison des rapports de vitesse de frottement  $R_t$  issus de diverses expériences [23, 38, 33] et ceux obtenus par simulations numériques sur lits de particules sphériques [3]

La différence entre les résultats des expérimentations reportées ci-dessus a été at-

tribuée à une combinaison de plusieurs facteurs, tels que les différences de géométries, la nature et les dimensions des rugosités, la variabilité des techniques expérimentales utilisées, la taille des souffleries ainsi que les différences des topographies des lits. En effet, Gillette et Stockton [23] ont étudié la répartition du cisaillement sur une surface composée de particules de verre sphériques érodibles et d'hémisphères non-érodibles ( $D_{PNEmax} = 1,1 \text{ cm}$ ), alors que Marshall [33] a utilisé des hémisphères ( $D_{PNE} = 5 \text{ cm}$ ) et des cylindres comme éléments non-érodibles répartis sur une surface lisse. Les expériences de Musick et Gillette [38] étaient réalisées sur site avec des plantes poreuses comme éléments non-érodibles. De plus, la topographie des lits dans leur expérience changeait au cours de l'expérience (au fur et à mesure que les particules érodibles s'envolaient).

Néanmoins, globalement, les résultats des simulations reproduisent bien les tendances expérimentales.

Les données numériques montrent une diminution de la vitesse moyenne de frottement à la surface érodible  $u_s^*$  et une augmentation de la vitesse de frottement à la surface des particules non érodibles  $u_r^*$  avec l'augmentation de la densité de rugosité. Ceci est en accord avec les résultats expérimentaux des études présentées auparavant [23, 26, 33, 45].

La présence de particules non-érodibles engendre des perturbations de l'écoulement se traduisant par une décélération en amont, une accélération sur les côtés suivie par une diminution de la vitesse en aval des PNE. La grandeur de ces perturbations est gérée par les gradients de pression induits par la présence des PNE et sont fonctions de la densité de rugosité  $\lambda$ . La surface de faible  $u_s^*$  en aval des particules constitue une zone de protection pour les particules érodibles qui s'y trouvent. L'étendue de cette surface est fonction de la hauteur de sortie des PNE. Pour les faibles  $H_{PNE}$ , l'écoulement contourne les particules sans se décoller de la surface et se rétablit assez rapidement en aval. L'écoulement, autour de chacune de ces particules, n'est pas affecté par la présence des PNE voisines. Avec l'augmentation de la hauteur des PNE, les gradients de pression deviennent suffisamment importants pour induire un décollement de l'écoulement sur les côtés et la formation d'une zone de sillage plus importante en aval des PNE. Il en résulte une réduction de la vitesse de frottement sur la surface érodible. L'augmentation du taux de couverture implique également une augmentation considérable de la proportion de surface protégée. À partir d'une certaine densité de rugosité, les particules non érodibles deviennent tellement denses qu'elles abritent presque toutes les particules érodibles sous-jacentes.

Afin de déterminer la vitesse de frottement subie par les particules érodibles en fonction du changement de topographie du lit, le rapport  $R$  entre la vitesse de frottement  $u_s^*$  sur la surface érodible recouverte de PNE et la vitesse de frottement  $u_{lisse}^*$  à la surface dans le cas d'une surface lisse a fait l'objet d'une étude détaillée.

$$R = \frac{u_s^*}{u_{lisse}^*} \quad (I-3.20)$$

L'évolution de  $u_s^*$  a été étudiée en fonction de la hauteur émergente des particules non-érodibles  $H_{PNE}$ , de la densité de rugosité  $\lambda$  et du Taux De Couverture ( $TDC$ ) exposé à l'écoulement.



$$TDC = \frac{n\pi b^2}{4S} \quad (\text{I-3.21})$$

Les résultats ont montrés une dispersion importante de  $R$  en fonction de  $\lambda$  lorsque le rapport  $H_{PNE}/b$  diffère pour une même valeur de  $\lambda$ . Pour s'affranchir de cette limitation, les effets de la hauteur et du taux de couverture  $TDC$  des particules sur la vitesse de frottement ont été dissociés.  $R$  peut alors s'écrire selon :

$$R \propto TDC^M (H_{PNE}/b)^N \quad (\text{I-3.22})$$

Cette approche, basée sur le fait que la contribution à  $u_s^*$  de chacun des paramètres figurant dans la relation I-3.22 n'est pas équivalente, a conduit à la proposition de la formulation suivante :

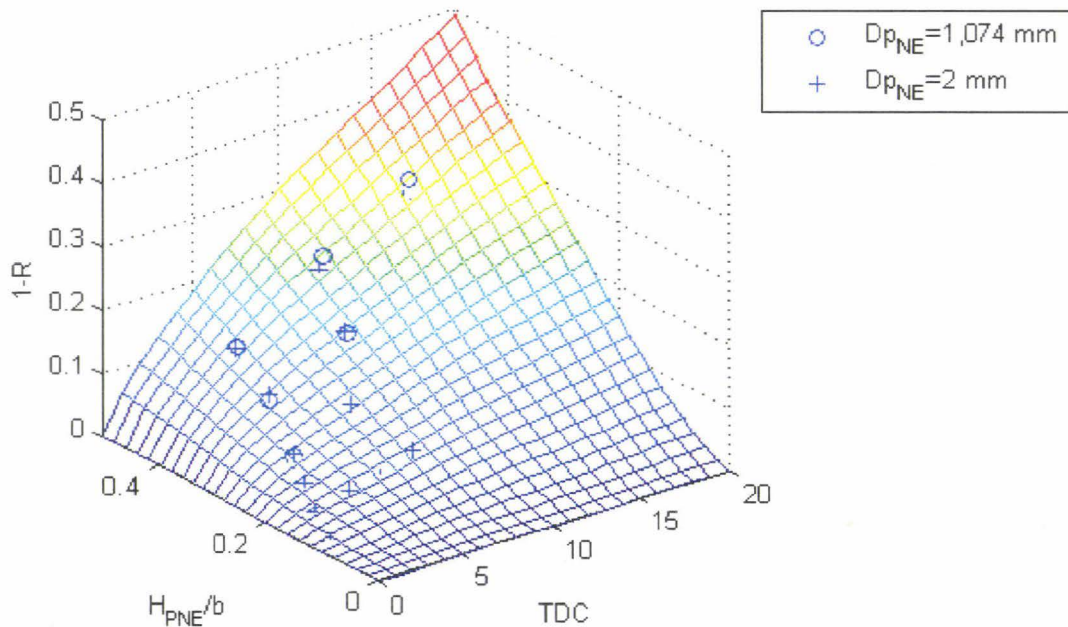
$$1 - R = A \cdot TDC^M (H_{PNE}/b)^N \quad (\text{I-3.23})$$

où  $R$  est le rapport entre la vitesse de frottement à la surface des particules érodibles  $u_s^*$  et la vitesse de frottement dans la cas d'une surface lisse  $u_{lisse}^*$ ,  $H_{PNE}$  la hauteur de la particule non érodible,  $b$  la largeur transversale caractéristique de la particule non érodible et  $TDC$  le taux de couverture soit la surface réelle occupée par les  $n$  particules non-érodibles sur une surface  $S$  donnée.

Les valeurs du rapport  $R$  issues de simulations numériques ont permis de calculer les coefficients  $A$ ,  $M$  et  $N$  par une méthode des moindres carrées. Les valeurs obtenues sont :  $A = 0,15$ ,  $M = 0,7$  et  $N = 1,3$ . Les résultats sont tracés dans la figure I-3.10

### I-3.2 Prise en compte de l'exposition éolienne des tas

Dans la partie I-1.2.1 de ce mémoire, est présenté une des formulations les plus répandues permettant de quantifier les émissions diffuses de particules provenant du stockage externe de matières granulaires. Cette formulation, proposée par l'EPA, est basée sur l'expression d'un facteur d'émission. Celui-ci dépend principalement des caractéristiques du matériau stocké et de la répartition du rapport de vitesse  $u_s/u_r$  à proximité de la paroi des tas de stockage. Les valeurs de ce rapport sont conditionnées par de nombreux facteurs comme la géométrie, la présence de plusieurs tas ou de bâtiments ainsi que la direction et la vitesse du vent. Les valeurs du rapport  $u_s/u_r$  préconisés par l'EPA sont données sous forme de contours approximatifs autour des tas pour un nombre de configurations très limité (une seule valeur de vitesse moyenne de l'écoulement, deux géométries et trois angles d'incidence différents). Les facteurs d'émissions obtenus avec ces données sont spécifiques aux configurations étudiées en soufflerie par Stunder et Arya [55], ils ne peuvent pas être représentatifs de chaque site industriel étudié.



**Figure I-3.10** – Evolution de  $R$  en fonction de  $TDC$  et de la hauteur  $H_{PNE}/b$  des particules non-érodibles [3]

### I-3.2.1 Influence de la forme des tas

Plusieurs études ont montré que la topographie des tas de stockage modifie l'écoulement du vent au dessus de ceux-ci, et par conséquent fait varier les quantités de particules émises par érosion éolienne [55, 5, 57, 14]. Ces études ont mis évidence l'existence de caractéristiques géométriques optimales, propres à l'activité du site industriel étudié, permettant de limiter l'envol de particules par érosion éolienne. Par exemple, en étudiant différentes formes de tas créées par un instrument de déchargement de matières granulaires, Toraño [57] a déterminé l'utilisation la plus favorable de cet instrument afin de limiter les envols de particules. Une autre étude menée par T. Badr [5] a servi à évaluer le rapport d'aspect optimal entre la longueur et la largeur d'un tas de charbon de forme oblongue présent sur un site sidérurgique.

Dans le cadre de son travail de thèse [3], T. Badr a cherché à améliorer la précision des facteurs d'émissions en définissant plus précisément le coefficient d'exposition  $u_s/u_r$  pour des géométries et des conditions de vent représentatives de différentes configurations. Pour cela, elle a mis en œuvre un calcul numérique reprenant l'expérience en soufflerie de Stunder et Arya [55] qui avait permis d'établir les différentes cartographies des rapports  $u_s/u_r$  présentés dans l'AP42 [55]. Une approche similaire a été employée par Toraño [57, 14] lors de ses études numériques sur l'écoulement de l'air et les émissions de poussières sur les zones de stockage de matières granulaires.

La suite de cette partie constitue une synthèse des travaux de validation des simulations numériques permettant l'étude de la structure de l'écoulement au dessus de tas de stockage.

Dans un premier temps, les simulations numériques ont été réalisées en dimensions réduites conformément à l'étude expérimentale en soufflerie menée par Stunder et Arya [55]. Ces calculs ont permis de valider le modèle de turbulence ainsi que le maillage utilisé. La validation est ensuite réalisée pour des conditions d'écoulement réelles sur site, c'est à dire pour un tas de stockage de matières granulaires exposé à une couche limite atmosphérique.

### I-3.2.1.1 Paramètres des simulations numériques [3]

Les caractéristiques géométriques des tas simulés sont similaires aux configurations expérimentales étudiées par Stunder et Arya [55]. Deux tas ont été étudiés, l'un de forme oblongue et l'autre de forme conique. Le domaine de calcul a été dimensionné de façon à optimiser le nombre de mailles et par conséquent le temps de calcul. Les dimensions du domaine ont été fixées en fonction de la taille des tas étudiés en s'assurant que les résultats numériques ne soient pas affectés par la taille du domaine.

Un maillage irrégulier a été appliqué autour des tas. Une attention particulière a été accordée aux régions pariétales, le maillage  $y$  a été raffiné sans descendre en dessous de  $y^+ = 11,225$  car les lois de paroi sont mal représentées dans la sous-couche visqueuse. Un test de sensibilité au maillage a été réalisé pour s'assurer de l'indépendance des résultats numériques vis-à-vis du maillage utilisé.

Les profils de vitesse  $u$ , d'énergie cinétique turbulente  $k$  et de dissipation visqueuse  $\omega$ , issus de l'étude expérimentale [55], ont été utilisés pour définir la condition d'entrée du domaine. Le profil de dissipation visqueuse a été calculé à partir des valeurs expérimentales de  $k$ , par une relation proposée dans la documentation de FLUENT[17] selon :

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} l}$$

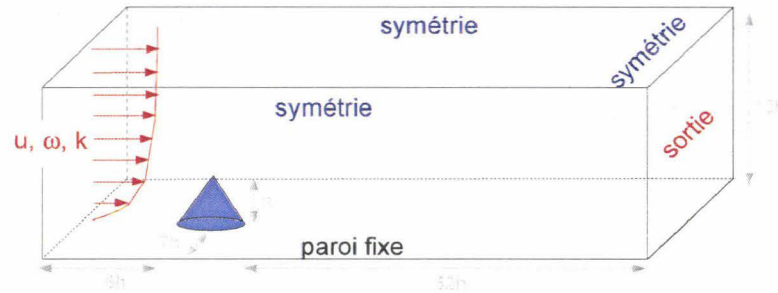
où  $C_\mu$  est une constante empirique définie dans le modèle de turbulence ( $C_\mu = 0,09$ ) et  $l = 0,07 h$  représente la dimension associée aux grandes échelles de turbulence ( $h$  étant la hauteur du tas).

La sortie est définie de manière à ce que le gradient des valeurs dans la direction normale à la sortie soit nul. Une condition de symétrie est appliquée aux parois supérieure et latérales du domaine. Le sol et les tas sont considérés comme des parois fixes. Conformément à l'étude expérimentale, la hauteur de rugosité à la paroi inférieure du domaine est fixée à  $0,04 \text{ cm}$  et celle sur les tas à  $0,012 \text{ cm}$ . L'ensemble de ces conditions limites sont résumées sur la figure I-3.11.

Le modèle de turbulence utilisé pour les simulations numériques est le modèle  $k - \omega$  SST. Ce choix est basé sur une étude comparative entre les résultats expérimentaux et numériques obtenus avec différents modèles de turbulence. Un schéma de discrétisation du second ordre pour les termes de pression et toutes les autres variables a été utilisé afin d'augmenter la précision des calculs et de réduire la diffusion numérique. L'algorithme SimpleC a été choisi pour le couplage vitesse-pression afin d'améliorer la convergence.

### I-3.2.1.2 Validation des simulations numériques

Dans le but de s'assurer de la validité des calculs, les résultats numériques obtenus ont été comparés aux mesures expérimentales en soufflerie issues de l'étude de l'EPA présentée auparavant (partie I-1.2.1). La validation est basée sur les valeurs du rapport



**Figure I-3.11** – Schéma représentant le domaine simulé ainsi que les conditions aux limites lors des simulations du tas conique en échelle réduite

de vitesse  $u_s/u_r$  en 108 points dans le domaine de calcul qui correspondent aux points de mesure en soufflerie pour chaque configuration de tas. La corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques de  $u_s/u_r$  autour des tas est globalement satisfaisante pour les configurations étudiées. Le coefficient de corrélation est proche de l'unité :  $r = 0,95$ .

Ces simulations, réalisées en dimension réduite conformément à l'étude expérimentale en soufflerie, ont permis de valider le modèle de turbulence ainsi que le maillage utilisé. Or, le système auquel on s'intéresse dans le cadre de ce travail est représenté par un site de stockage de matériaux granulaires exposé à une couche limite atmosphérique, d'où l'importance de travailler dans des conditions réelles afin de reproduire plus précisément les situations sur les sites industriels.

Pour simuler correctement la Couche Limite Atmosphérique (CLA), de nouveaux profils de vitesse, d'énergie cinétique turbulente et de dissipation visqueuse ont été imposés à l'entrée du domaine de calcul. Les gradients normaux à la sortie ne sont plus considérés comme étant nul, ainsi un meilleur taux de convergence sera obtenu dans les cas où une recirculation se produit à la sortie du domaine. Les mêmes conditions aux limites que celles utilisées à échelle réduite sont appliquées pour le reste du domaine. Les hauteurs des rugosités sont rapportées à échelle réelle (multipliée par 100).

La validation a été réalisée en deux étapes. La première, pour s'assurer de la validité des conditions imposées à l'entrée et la deuxième pour évaluer la capacité du modèle à reproduire l'écoulement à échelle réelle. Le coefficient de corrélation des valeurs  $u_s/u_r$  obtenues pour les calculs échelle réelle/conditions CLA et échelle réelle/conditions expérimentales est de  $r = 0,99$ . On peut alors conclure que le choix des conditions aux limites et plus précisément des profils d'entrée est adéquat pour simuler l'écoulement dans une limite atmosphérique.

Les valeurs du rapport de vitesse  $u_s/u_r$  obtenues dans les conditions d'un écoulement atmosphérique (échelle réelle, conditions CLA) ont été comparées aux données numériques provenant de la simulation du tas expérimental en soufflerie (échelle réduite, conditions expérimentales). Le coefficient de corrélation alors obtenu est de l'ordre de 0,96, ce qui montre un très bon accord des résultats obtenus pour les simulations à échelle réduite et à échelle réelle. Il est alors possible d'utiliser les simulations numériques présentées dans cette étude pour simuler l'écoulement en couche limite atmosphérique autour des tas de stockage sur un site à échelle réelle.

### **I-3.2.2 Influence de tas successifs**

Les formulations des facteurs d'émissions proposées par l'EPA pour quantifier les émissions diffuses de particules présentent quelques limitations. Bien qu'elles prennent en compte de nombreux facteurs pour l'estimation de l'érosion éolienne, tels que la vitesse du vent, la fréquence de perturbation des tas, ces formulations ne considèrent pas les effets de la présence de tas successifs. Des études ont déjà été entreprises concernant l'influence de la forme des tas sur l'envol des particules [4, 5, 55, 57, 59], mais très peu de publications traitent de l'influence de la présence de plusieurs tas de stockage.

Une étude expérimentale menée par Walker et Nickling [61] permet de comparer les valeurs du frottement pariétal obtenus à la surface d'une dune isolée et deux dunes successives en configurations bidimensionnelles. Cette étude a permis d'étudier l'écoulement secondaire à l'aval d'une dune et de fournir des informations sur l'effet de l'écoulement de re-circulation sur la morphologie des dunes. Cependant, cette étude ne permet de déterminer l'influence ni de l'espacement entre les tas ni de l'orientation du vent sur la dynamique de l'écoulement.

Récemment, Diego et al. [14] ont étudié la structure de l'écoulement au dessus de deux tas de stockage parallèles et ont mis en évidence que les contributions de chacun des tas à la quantité de matière envolée sont différentes. En effet, le premier tas, situé en amont, crée une zone de traînée réduisant la vitesse au dessus du second tas et protège alors le second tas de l'érosion éolienne. En se basant sur ce résultat, il apparaît évident qu'en définissant plus précisément l'exposition éolienne des configurations à plusieurs tas, une meilleure précision des facteurs d'émissions serait obtenue.

### **I-3.2.3 Influence de la topographie du site industriel**

Depuis plusieurs années, de nombreux modèles numériques de couche limite atmosphérique ont été développés et utilisés pour étudier, à petite ou à grande échelle, la dispersion des polluants au dessus de configurations complexes de terrain comme des dunes, des collines, des vallées, des zones d'extraction de minerais à ciel ouvert ou encore des canyons urbains ([30, 40, 24, 53]). Ces différentes études ont montré que la structure de l'écoulement de l'air au dessus de telles configurations dépendait fortement de la direction du vent et de la topographie des terrains étudiés. Par exemple, dans leur étude de l'écoulement du vent au dessus d'un terrain vallonné, Kim et al. [30] ont mis en évidence l'importance de prendre en compte les collines avoisinantes dans leur domaine de calcul afin de prédire de manière satisfaisante les structures tridimensionnelles de l'écoulement à l'aval des collines. Huang et al.[24], en étudiant la dispersion des polluants dans un environnement urbain, ont montré que la vitesse du vent, la largeur des rues, la hauteur et la géométrie des bâtiments ainsi que l'arrangement des bâtiments sont des facteurs influençant de manière significative l'écoulement du vent. Dans la littérature, on retrouve un problème similaire à l'érosion éolienne des tas de stockage de matières granulaires sur les sites industriels : la production d'émissions fugitives de poussières lors de l'extraction de minerais dans des mines à ciel ouvert. En étudiant les émissions de particules d'une carrière à ciel ouvert, Silvester et al.[53] ont montré que les zones de déposition des émissions fugitives de poussières provenant de la carrière dépendaient largement de la direction prédominante du vent ainsi que de la localisation des sources d'émissions.

Jusqu'à présent les études menées pour quantifier l'érosion éolienne des tas de sto-

ckage de matières granulaires présents sur les sites industriels ont uniquement été réalisées pour des configurations de tas isolés [55, 4, 5, 57, 14, 59] sans considérer leur environnement. Cependant, la topographie du site industriel, c'est à dire le relief ainsi que les bâtiments et tas multiples présents sur le site, modifie fortement l'exposition éolienne des tas de matières stockés. Il apparaît donc nécessaire de prendre en compte les bâtiments présents sur les sites afin de déterminer plus précisément l'exposition éolienne réelle des tas de stockage.

### **I-3.3 Synthèse des travaux réalisés**

Dans ce chapitre, il a été exposé les principaux paramètres à prendre en compte pour améliorer les modèles de quantification des émissions diffuses de poussières sur les sites industriels.

Tout d'abord, il a été vu qu'à la surface d'un lit de matière ayant un large spectre granulométrique, au fur et à mesure que l'érosion éolienne prend effet, il se produit un phénomène de pavage. Ce phénomène se caractérise par l'émergence des particules non-érodibles et implique la protection de la surface érodible de l'érosion éolienne. Au cours de ce phénomène la vitesse de frottement du vent à la paroi diminue et de ce fait le flux massique de particules envolées décroît. Des simulations numériques, entreprises par T. Badr [3] sur des lits de particules de formes parfaitement sphériques, ont abouti à la proposition d'une relation permettant de suivre l'évolution de la vitesse frottement en fonction des caractéristiques de la surface. Le but de cette étude est d'intégrer les résultats dans le modèle stochastique, développé par I. Descamps [13], afin d'évaluer la décroissance temporelle du flux massique envolé pour des matériaux granulaires présentant une large répartition granulométrique. Des simulations numériques complémentaires, sur des lits de particules de formes non-sphériques, présentés au chapitre suivant (II-4), seront réalisées afin d'évaluer l'influence de la forme des particules sur la vitesse de frottement à la surface du lit de particules érodibles.

La deuxième partie du présent chapitre s'intéresse à l'exposition éolienne des tas de stockage. Dans un premier temps, les simulations numériques, validées par rapport à des données expérimentales de référence par T. Badr [4], ont permis d'élargir l'inventaire des cartographies des vitesses normalisées  $u_s/u_r$  utilisées dans le modèle de quantification des émissions diffuses de poussières proposée par l'EPA. Par la suite, ces simulations numériques seront utilisées pour étudier l'influence de la hauteur d'écrêtage des tas de stockage sur les émissions (Cf chapitre IV-8) ainsi que l'exposition éolienne réelle des tas de stockage sur un site industriel en tenant compte des bâtiments environnants (Cf chapitre IV-9). Dans un second temps, il a été mis en exergue que jusqu'à présent, l'exposition éolienne de configuration de tas multiples a été relativement ignorée par rapport aux configurations de tas isolés. La partie III de ce mémoire sera donc consacrée à l'étude de l'écoulement de l'air autour de diverses configurations de tas successifs. Cette partie présentera les résultats expérimentaux obtenus en soufflerie ainsi que les résultats obtenus à l'aide de simulations numériques.

## Deuxième partie

### Prise en compte de la présence d'éléments non-érodibles sur l'érosion





# Chapitre II-4

## Simulations numériques pour un lit de particules non-érodibles

### II-4.1 Introduction

La plupart des matériaux granulaires naturels sont composés d'un mélange de particules érodibles et non-érodibles. Il existe un consensus général sur l'effet qu'exercent les éléments non-érodibles sur l'envol des particules [23, 26, 45] qui se résume par :

- une augmentation de la vitesse de frottement limite et par conséquent une réduction de l'érodibilité de la surface,
- une décroissance de la quantité de particules envolées pour une valeur de  $u^*$  donnée.

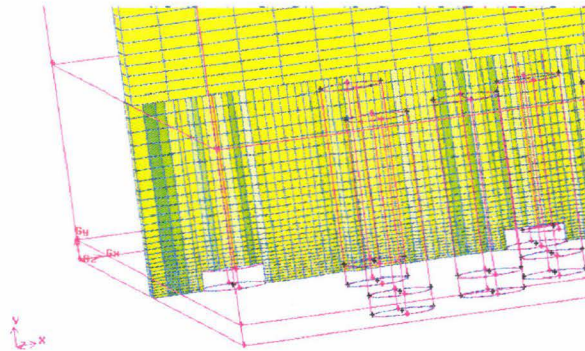
Les rugosités protègent en quelque sorte les particules érodibles avoisinantes, soit en couvrant une partie de la surface, soit en créant des zones de sillage en aval où la vitesse et par suite le risque d'envol sont faibles [41]. Le degré de protection du vent est alors conditionné par le taux de couverture des éléments non-érodibles et la surface de leurs zones de sillage.

Les principaux travaux et résultats obtenus sur le sujet ont été présentés dans la partie bibliographique I-3.1.

Dans le cadre de son travail de thèse, T. Badr [3] a étudié l'évolution de la vitesse de frottement subie par les particules érodibles en fonction du changement de topographie du lit (taux de couverture et hauteurs de sortie des particules). Les particules non-érodibles simulées dans son étude [3], étaient parfaitement sphériques. Pour les  $H_{PNE}$  les plus faibles aucun décollement de l'écoulement n'a été observé à la surface des particules non-érodibles. Cependant, la surface des éléments rugueux naturels n'est pas homogène et présente des protubérances de formes complexes. Il semble donc plus pertinent d'analyser des configurations correspondant à des lits de matériaux granulaires où les particules non-érodibles sont représentées par des formes moins idéalisées, présentant des bords d'attaque saillants et où les changements de forme sont brutaux. Dans de telles configurations, l'écoulement sera plus perturbé que dans le cas de PNE sphériques, et aura tendance à décoller, engendrant alors une vitesse de frottement moindre à la surface des particules érodibles.

## II-4.2 Simulations numériques pour un lit de particules non-érodibles de formes cylindriques

Des simulations numériques, similaires à celles de T. Badr [3] présentées dans la partie I-3.1.5.2, mais cette fois-ci pour un lit de particules non-érodibles de formes cylindriques, ont été réalisées afin d'évaluer l'influence de la forme des particules sur la vitesse de frottement à la surface du lit de particules érodibles. La forme cylindrique des PNE permettra de reproduire les perturbations induites par les changements de formes des éléments rugueux naturels. La figure II-4.1 représente le maillage autour des éléments non-érodibles cylindriques.

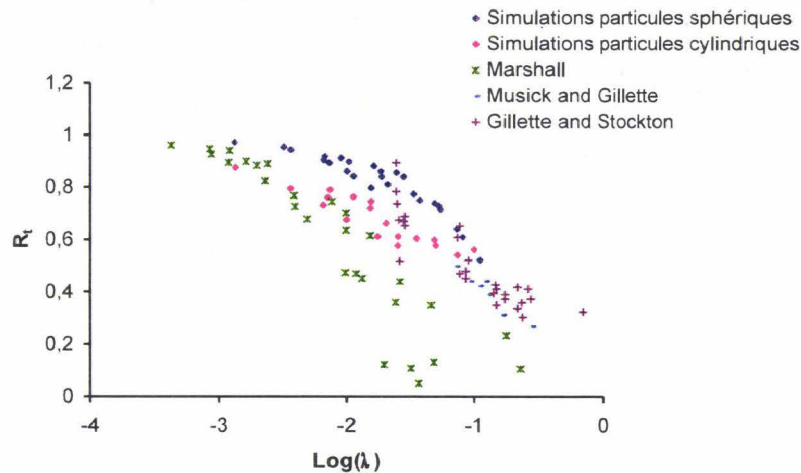


**Figure II-4.1** – Coupe transversale du domaine représentant un lit de particules non-érodibles de forme cylindrique

La validation des calculs en présence d'éléments cylindriques porte comme auparavant (avec des particules sphériques) sur la comparaison des valeurs du rapport  $R_t$  obtenus par les simulations numériques et ceux issus de la bibliographie. Les résultats sont regroupés dans la figure II-4.2 et montrent un accord raisonnable des valeurs de  $R_t$  issues des simulations et celles des expériences de Gillette et Stockton [23], Musick et Gillette [38] et Marshall [33].

Les figures II-4.3 et II-4.4 représentent respectivement les vecteurs de vitesse à une hauteur  $h = H_{PNE}/2$  de la paroi et les contours de cisaillement autour d'une particule cylindrique et d'une particule sphérique. La largeur transversale  $b$  et la hauteur des particules non-érodibles  $H_{PNE}$  sont identiques pour chacune des deux formes des particules.

Les perturbations induites par la particule cylindrique sur l'écoulement engendrent des gradients de pression suffisamment importants pour que l'écoulement décolle, il se forme alors une zone de sillage plus large en aval de la particule cylindrique (figures II-4.3(a) et II-4.4(a)). L'accélération de l'écoulement sur les côtés de la particule est plus intense dans le cas de la particule sphérique. En effet, l'écoulement contourne la particule sphérique sans se décoller de la surface et se rétablit assez rapidement en aval (figures II-4.3(b) et II-4.4(b)), ce qui entraîne la formation d'une zone limitée de faible vitesse de frottement en aval de la particule.

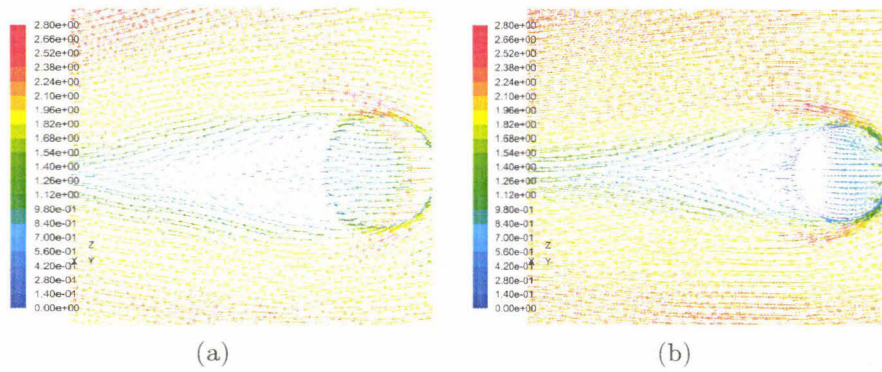


**Figure II-4.2** – Comparaison des rapports de vitesse de frottement  $R_t$  issus de diverses expériences [23, 38, 33] et ceux obtenus par simulations numériques sur lits de particules sphériques [3] et cylindriques

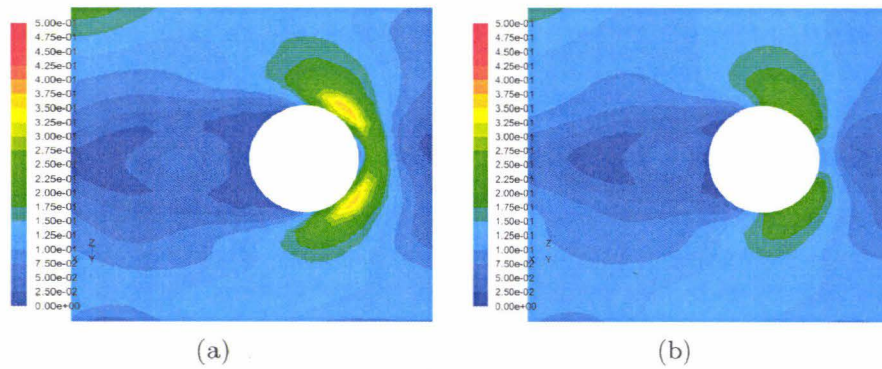
La figure II-4.5 présente l'ensemble des résultats obtenus lors des simulations numériques pour un lit de particules non-érodibles de formes cylindriques et sphériques. On observe très nettement que, pour un même taux de couverture et un même rapport  $H_{PNE}/b$ , les valeurs obtenues pour le paramètre  $1 - R$  dans le cas de PNE cylindriques sont supérieures à celles obtenues dans le cas de PNE sphériques. En effet, les perturbations induites par les PNE cylindriques sont plus fortes que celles induites par les PNE sphériques.

La corrélation I-3.23 proposée par T.Badr [3] n'est donc pas applicable directement pour diverses géométries d'éléments rugueux. L'ajustement des coefficients  $A$ ,  $M$  et  $N$  pour le cas de particules non-érodibles cylindriques, ne pourrait constituer une alternative intéressante à l'utilisation de cette relation. En effet, même si la relation se rapprocherait d'un cas où les PNE sont des éléments naturels, elle ne pourrait couvrir une large gamme de formes de particules et par conséquent la justesse de la relation dépendrait de la forme des PNE naturelles. Une des possibilités d'ajustement envisagé dans la thèse de T.Badr [3], était de paramétrer le coefficient  $A$  par la traînée d'un élément isolé en reprenant ainsi la notation du paramètre  $\beta$  reporté dans la bibliographie (paragraphe I-3.1.5.2).

Des simulations numériques de l'écoulement autour d'une particule isolée ont été effectuées pour différentes configurations de PNE. Le domaine de calcul ainsi que le maillage ont les mêmes caractéristiques que pour les lits de particules sphériques ou cylindriques. Afin de simuler une particule strictement isolée, l'entrée et la sortie du domaine ne sont plus définies à l'aide d'une condition de périodicité mais définies respectivement comme *velocity inlet* et *outflow*. Les conditions d'entrée du domaine sont caractérisées par les profils de vitesse moyenne, d'énergie cinétique de turbulence  $k$  et du taux de dissipation spécifique  $\omega$  générées par un premier calcul en canal tridimensionnel. Les conditions d'entrée sont alors spécifiques d'un écoulement turbulent



**Figure II-4.3** – Représentation d'un plan vertical des vecteurs de vitesse à une hauteur  $h = H_{PNE}/2$  de la paroi autour d'une particule cylindrique (a) et d'une particule sphérique (b) pour un même  $b$  et  $H_{PNE}$



**Figure II-4.4** – Contour de cisaillement autour d'une particule cylindrique (a) et d'une particule sphérique (b) pour un même  $b$  et  $H_{PNE}$

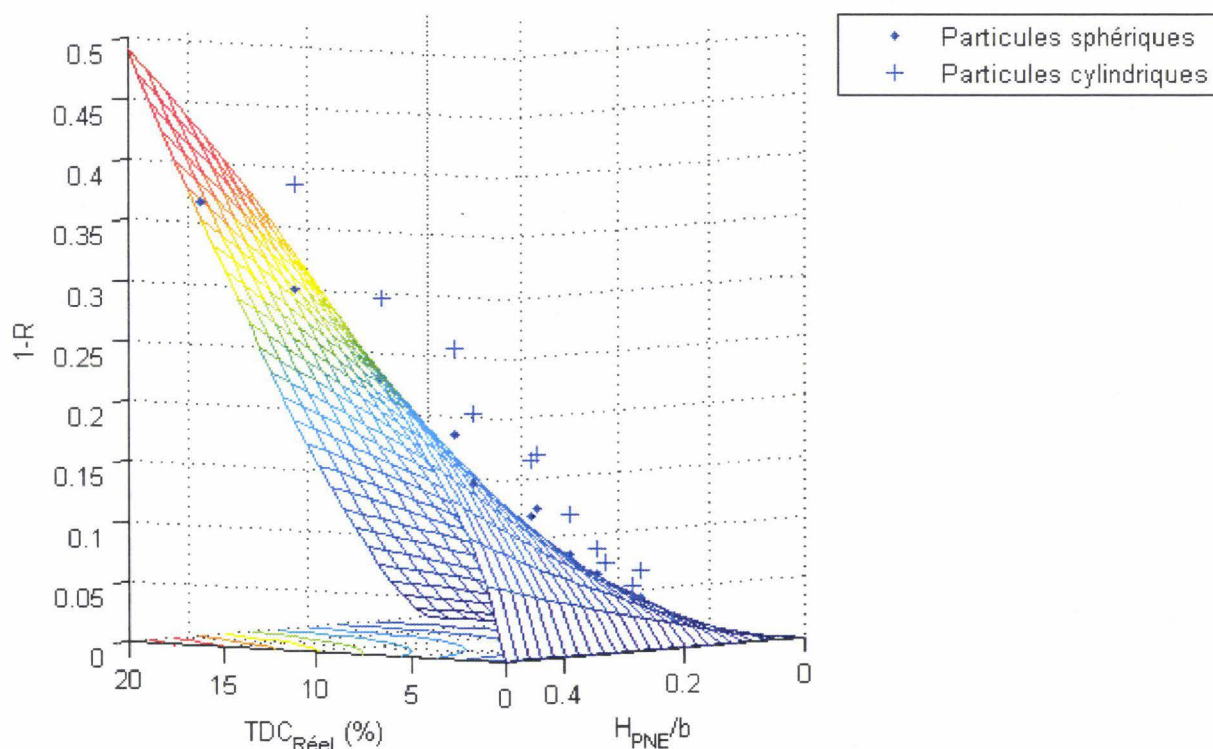
pleinement développé. La démarche employée pour générer ces calculs est résumée sur la figure II-4.6

Pour chaque configuration, le coefficient de traînée  $C_d$  (relation II-4.1) de la particule non-érodibles a été relevé.

$$C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot S \cdot u_{lisse}^*} \quad (\text{II-4.1})$$

$F_d$  est la force de traînée,  $\rho$  la masse volumique de l'air,  $S$  la surface frontale de la particule non-érodible et  $u_{lisse}^*$  la vitesse de frottement à la surface lisse.

La figure II-4.7(a) montre l'évolution du coefficient de traînée en fonction du paramètre adimensionné  $H_{PNE}/b$ . On constate que  $C_d$  est non seulement fonction du rapport  $H_{PNE}/b$  mais aussi de la forme de la particule. Ce résultat était prévisible, en effet, étant donné que  $C_d$  est fonction de la surface frontale de l'élément comme le montre la relation II-4.1, pour les mêmes valeurs de  $H_{PNE}$  et  $b$ , la surface frontale de



**Figure II-4.5** – Evolution de  $R$  en fonction de  $TDC$  et de la hauteur  $H_{PNE}/b$  des particules non-érodibles de formes sphériques et cylindriques

l'élément cylindrique est plus large que celle de l'élément sphérique, il en résulte donc un coefficient de traînée plus important.

En revenant sur la figure II-4.5, on remarque que les valeurs obtenues pour le paramètre  $1 - R$  se comportent de la même manière que les résultats obtenus pour  $C_d$  (figure II-4.7(a)), soit : les valeurs de  $1 - R$  ou  $C_d$ , pour un même  $H_{PNE}/b$ , sont plus élevées dans le cas de particules non-érodibles cylindriques que dans le cas de PNE sphériques.

La figure II-4.7(b) montre l'évolution du coefficient de traînée en fonction du paramètre adimensionné  $S_{frontale}/S_{sol}$ .  $S_{frontale}$  est la surface frontale de la particule non-érodible et  $S_{sol}$  est la surface basale de la particule non-érodible (Cf figure II-4.8). On constate que  $C_d$  évolue suivant  $S_{frontale}/S_{sol}$  et dépend nettement moins de la forme de la particule. L'utilisation de ce paramètre adimensionné pourrait donc constituer une alternative intéressante à l'utilisation du rapport  $H_{PNE}/b$  dans la formulation de  $1 - R$ , et permettrait alors de s'affranchir de la forme des particules non-érodibles dans le calcul de la vitesse de frottement à la surface érodible.

L'écriture de la relation I-3.23 est alors modifiée en remplaçant le rapport adimensionné  $H_{PNE}/b$  par celui  $S_{frontale}/S_{sol}$  :

$$1 - R = A \cdot TDC^M (S_{frontale}/S_{sol})^N \quad (II-4.2)$$

Le rapport des surfaces  $S_{frontale}/S_{sol}$  est équivalent au rapport des distances  $H_{PNE}/b$ ,

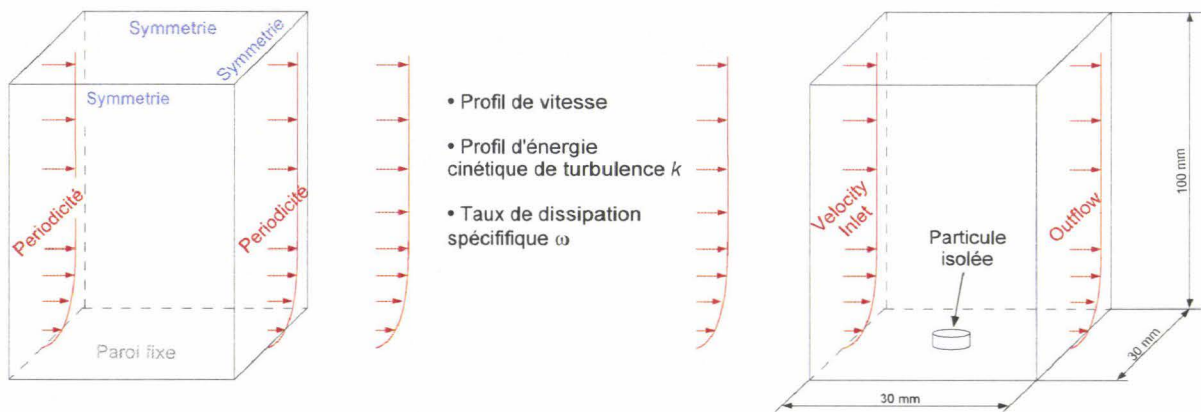


Figure II-4.6 – Schéma représentant la démarche employée pour générer les calculs de l'écoulement autour d'une particule isolée

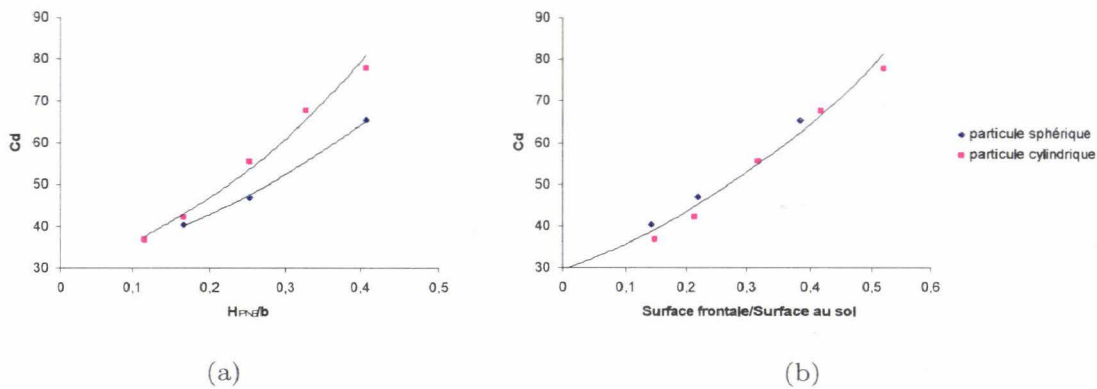


Figure II-4.7 – Évolution du coefficient de traînée de particules cylindriques ou sphériques isolées en fonction de  $H_{PNE}/b$  (a) et de  $S_{frontale}/S_{sol}$  (b)

il permet d'exprimer la hauteur et la largeur de la particule (figure II-4.8). Il apporte cependant une information supplémentaire relative à la surface exposée à l'écoulement.

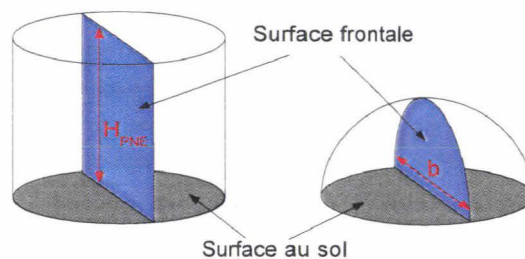
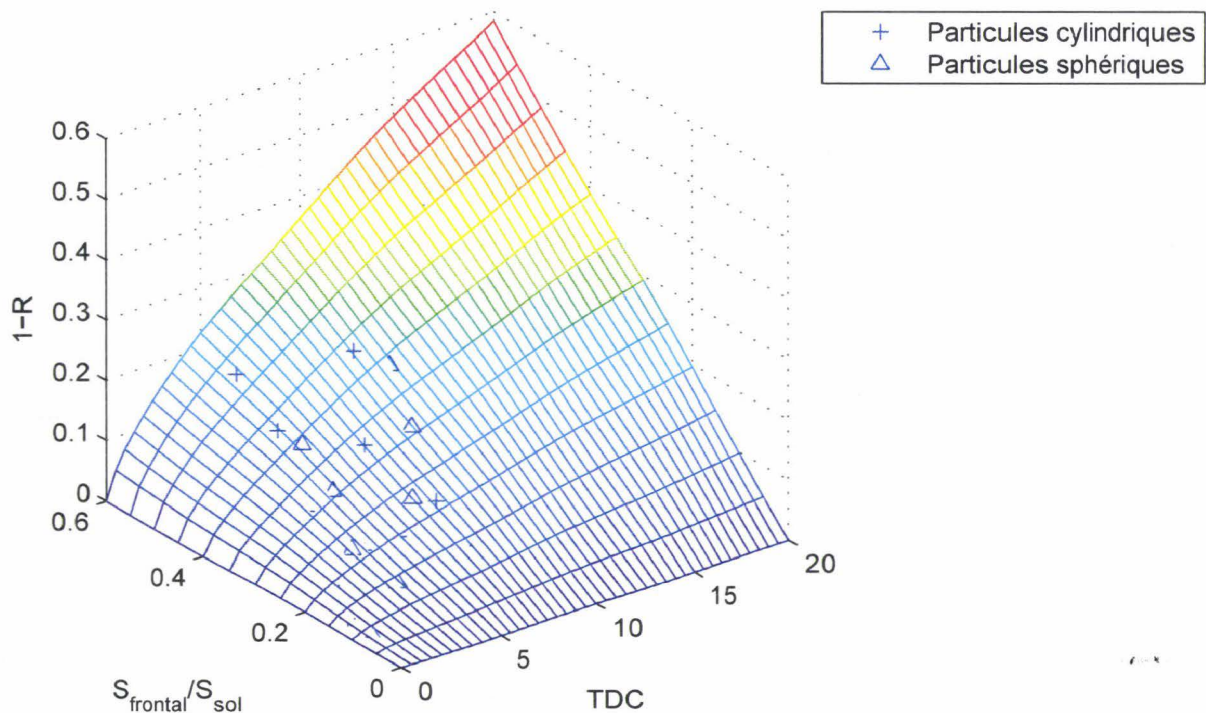


Figure II-4.8 – Schéma représentant la surface frontale et la surface au sol d'une particule

Les résultats numériques du paramètre  $1 - R$  issus des simulations sur lits de parti-

cules sphériques et cylindriques ont permis de recalculer les coefficients  $A$ ,  $M$  et  $N$  par la méthode des moindres carrés. Les valeurs obtenues sont :  $A = 0,125$ ,  $M = 0,69$  et  $N = 1$ . L'écart type de la différence entre les valeurs numériques de  $R$  et celles calculées à partir de la relation II-4.2 vaut le tiers de l'écart type obtenu pour les mêmes valeurs numériques de  $R$  issues de la relation I-3.23 ( $2,07.10^{-4}$  contre  $6,44.10^{-4}$ ). La nouvelle formulation proposée est donc mieux à même de modéliser les résultats correspondants aux configurations testées.

L'ensemble des résultats issus des simulations numériques sur lits de particules sphériques et cylindriques, ainsi que la courbe représentant la relation II-4.2 sont tracés dans la figure II-4.9.



**Figure II-4.9** – Évolution de  $R$  en fonction de  $TDC$  et du rapport  $S_{frontale}/S_{sol}$  des particules non-érodibles de formes sphériques et cylindriques

La figure II-4.10 permet de se rendre compte que la relation II-4.2 a des difficultés à retrouver les résultats numériques de  $1 - R$  pour des faibles valeurs de  $TDC$  et de  $S_{frontale}/S_{sol}$ . En effet, l'erreur relative est nettement plus importante pour les faibles densités de rugosité.

La figure II-4.11 représente les profils de vitesse obtenus pour différentes configurations de lits de particules non-érodibles. On observe que pour un taux de couverture et une hauteur de particule faible, le profil de vitesse du vent au-dessus du lit de particules est très similaire au profil de vitesse au-dessus d'une surface lisse. Quand la hauteur des éléments non-érodibles augmente, ou quand le taux de couverture de la surface par ces éléments non-érodibles augmente, on observe que la vitesse proche de la paroi diminue. Il y a une modification de la pente du profil de vitesse sous la région où le profil est

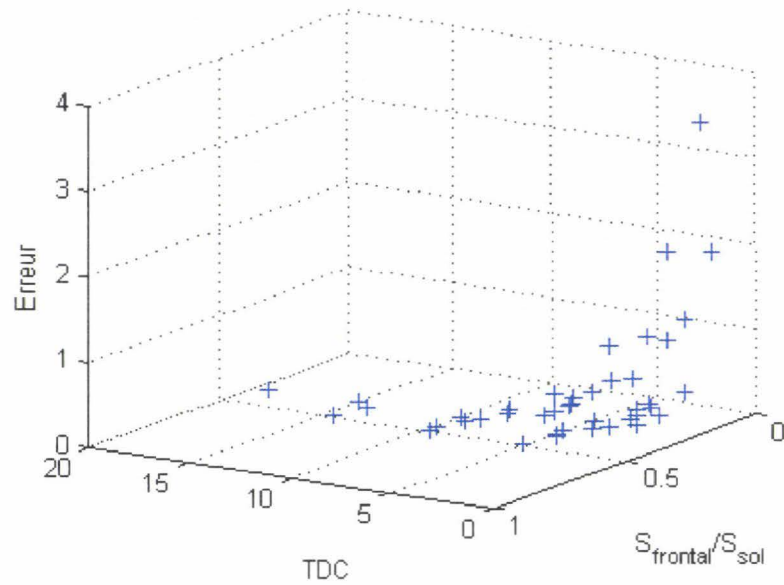


Figure II-4.10 – Représentation des erreurs relatives du paramètre  $1 - R$  calculé à partir de la relation II-4.2 en fonction de TDC et du rapport  $S_{\text{frontale}}/S_{\text{sol}}$

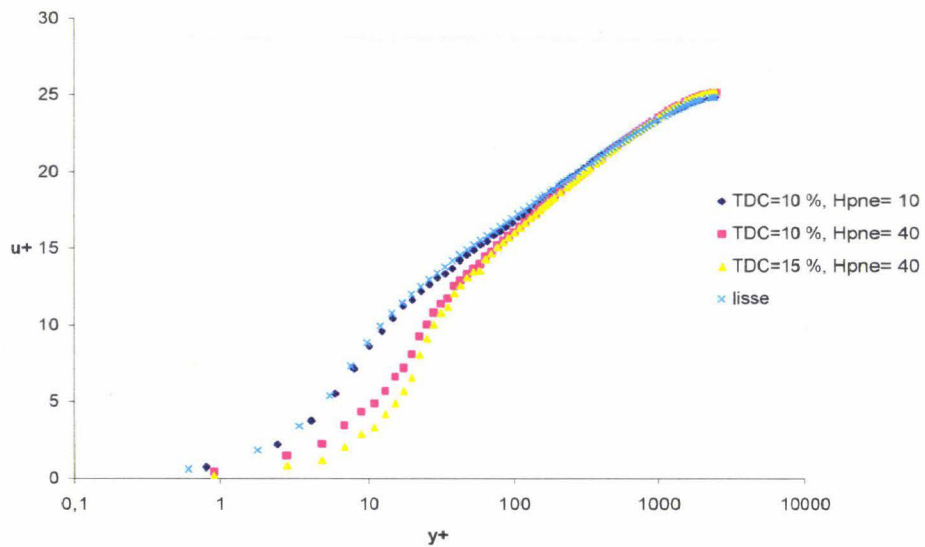


Figure II-4.11 – Comparaison des profils verticaux de vitesses pour différents TDC et  $H_{pne}$



logarithmique. Selon Raupach [46], ce changement dans le profil de vitesse près de la paroi est caractéristique de la présence d'une sous couche rugueuse. Dans cette zone proche de la paroi, les sillages générés par les rugosités perturbent la couche limite. La forme du profil vertical dépend des échelles caractéristiques définies par les propriétés de la surface. La description quantitative de cette sous couche visqueuse est difficile en raison de la complexité de l'écoulement et de l'incertitude de la définition de l'échelle caractéristique de la surface [46]. Des études expérimentales au-dessus de rugosités tri-dimensionnelles ont permis d'estimer la hauteur de la sous-couche visqueuse  $z_w$  entre  $2H_{PNE}$  et  $5H_{PNE}$ . Raupach [46] a aussi suggéré que la hauteur  $z_w$  est influencée par la largeur et la hauteur des éléments non-érodibles :

$$z_w = 1,5b + H_{PNE}$$

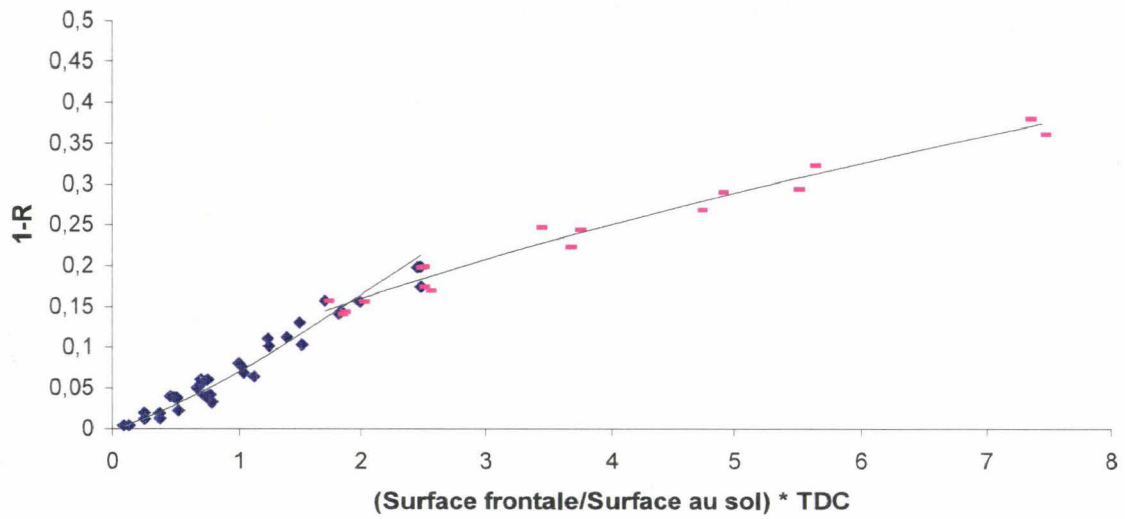
L'épaisseur de la sous-couche visqueuse dépend donc non seulement de la hauteur des rugosités mais aussi de leur arrangement spatial (i.e  $TDC$ ). Lee et Soliman [32] ont défini trois régimes d'écoulement suivant la distribution spatiale des rugosités et le degré d'interférence entre les sillages :

- *Isolated roughness flow* : les éléments non-érodibles sont suffisamment éloignés les uns des autres, les zones de sillages sont complètement développées. Dans ce cas, la sous-couche rugueuse est presque inexistante.
- *Wake interference flow* : les éléments non-érodibles sont assez proches les uns des autres, les zones de sillage des différents éléments n'ont pas assez d'espace pour se développer complètement, elles interagissent entre elles et avec les rugosités voisines.
- *Skimming flow* : les éléments non-érodibles sont tellement proches que les zones de sillage se recouvrent complètement. La totalité de la surface érodible est ainsi abritée.

Dans le premier et le deuxième régime d'écoulement, le vent peut atteindre la surface érodible et exerce même parfois des forces de frottement très élevées dues à l'accélération de l'écoulement autour des rugosités.

L'écoulement se comporte donc différemment suivant les valeurs de  $S_{frontale}/S_{sol}$  et de  $TDC$ , plus le  $TDC$  ou le rapport  $S_{frontale}/S_{sol}$  est élevé, plus grande est l'étendue de la sous-couche rugueuse. Dans la sous-couche rugueuse, la force de frottement diminue rapidement lorsque l'on s'approche de la surface puisqu'une grande partie de cette force est absorbée par les rugosités. En couplant les paramètres  $TDC$  et  $S_{frontale}/S_{sol}$ , il apparaît possible de définir la frontière entre les régimes d'écoulement *Isolated roughness flow* où la sous couche rugueuse est inexistante et *Wake interference flow* où la sous-couche rugueuse s'est développée. Au delà de cette frontière la vitesse de frottement sur les particules érodibles va diminuer moins rapidement et tendre vers une valeur limite. Ceci se traduit par le fait que le paramètre  $1 - R$  augmente moins rapidement pour des valeurs de  $TDC$  et  $S_{frontale}/S_{sol}$  élevées.

La figure II-4.12 permet de visualiser le changement de comportement de la fonction de  $1 - R$  à partir d'une certaine valeur du produit  $S_{frontale}/S_{sol} * TDC$ . Cette valeur est estimée approximativement à 2. En recalculant les coefficients  $A$ ,  $M$  et  $N$  de la relation II-4.2 mais cette fois en tenant compte d'une valeur limite de  $S_{frontale}/S_{sol} * TDC = 2$ , on obtient deux nouvelles formulations du paramètre  $1 - R$  :



**Figure II-4.12** – Evolution du paramètre  $1 - R$  en fonction du produit  $S_{frontale}/S_{sol} * TDC$

Pour  $S_{frontale}/S_{sol} * TDC \leq 2$  :

$$1 - R = A_1 \cdot TDC^{M_1} \left( \frac{S_{frontale}}{S_{sol}} \right)^{N_1} \quad (\text{II-4.3})$$

Pour  $S_{frontale}/S_{sol} * TDC > 2$  :

$$1 - R = A_2 \cdot TDC^{M_2} \left( \frac{S_{frontale}}{S_{sol}} \right)^{N_2} \quad (\text{II-4.4})$$

Les coefficients  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $N_1$  et  $N_2$  ont été recalculés par la méthode des moindres carrés. Les valeurs obtenues sont :  $A_1 = 0,1$ ,  $M_1 = 1,05$ ,  $N_1 = 1,252$ ,  $A_2 = 0,123$ ,  $M_2 = 0,613$  et  $N_2 = 0,77$ .

Les erreurs relatives entre les valeurs numériques du paramètre  $1 - R$  et celles calculées à partir des nouvelles relations II-4.3 et II-4.4 sont nettement inférieures à celles calculées pour les mêmes valeurs numériques de  $1 - R$  issues de la relation II-4.2 (Cf tableau II-4.1 et figure II-4.13). La figure II-4.14 montre que les nouvelles formulations proposées sont mieux à même de modéliser les résultats correspondants aux configurations testées aussi bien pour les petites valeurs que les grandes valeurs de  $TDC$  et  $S_{frontale}/S_{sol}$ .

Relation	$S_{frontale}/S_{sol} * TDC \leq 2$	$S_{frontale}/S_{sol} * TDC > 2$
I-3.23	2, $12.10^{-2}$	
II-4.2	8, $39.10^{-3}$	
	1, $65.10^{-2}$	4, $08.10^{-3}$
II-4.3 et II-4.4	7, $65.10^{-3}$	2, $72.10^{-3}$

**Tableau II-4.1** – Récapitulatif des différentes erreurs relatives calculées pour les différentes relations proposées

## II-4.3 Conclusion

La répartition de la contrainte de cisaillement sur un lit de particules non-érodibles de formes sphériques et cylindriques a été étudiée au moyen de simulations numériques. Les calculs ont permis de mettre en avant des observations intéressantes sur l'évolution de cette grandeur en fonction du taux de couverture, de la hauteur et de la forme des éléments non-érodibles. La relation I-3.23 proposée par T. Badr [3] suite à l'étude de la répartition de la contrainte de cisaillement sur un lit de particules non-érodibles de formes uniquement sphériques a été réajustée de façon à la rendre plus précise également pour un lit de particules de formes complexes. En configuration réelle, les éléments rugueux naturels ne sont pas homogènes et présentent des protubérances capables de faire décoller l'écoulement. Dans la bibliographie, la contrainte de cisaillement exercée à la surface érodibles d'un lit de particules est exprimée en fonction de la traînée d'un élément isolé. Le coefficient de traînée d'un élément dépend de sa taille, sa forme, son inclinaison et des conditions de l'écoulement. Exprimé en fonction de la surface exposée à l'écoulement, il permet de quantifier le ralentissement du fluide à l'aval de l'obstacle et ainsi d'évaluer la zone de sillage. Le paramètre adimensionné  $S_{frontale}/S_{sol}$ , rapportant la surface de l'éléments non-érodibles exposée à l'écoulement par la surface de cet élément au niveau du sol, a alors été introduit dans l'expression de  $1 - R$  à la place du paramètre adimensionné  $H_{PNE}/b$ . L'introduction de ce paramètre adimensionné dans la nouvelle formulation permet de s'affranchir de la forme des particules. Les coefficients de la relation II-4.2 sont issus des résultats numériques, ils sont fonctions de la valeur limite  $S_{frontale}/S_{sol} * TDC = 2$ . La différenciation du domaine en deux parties permet de prendre en compte le changement de comportement de la couche limite de l'écoulement suivant la densité de rugosité de la surface étudiée. Le domaine d'application de cette nouvelle formulation est plus large, le degré de précision plus élevé.

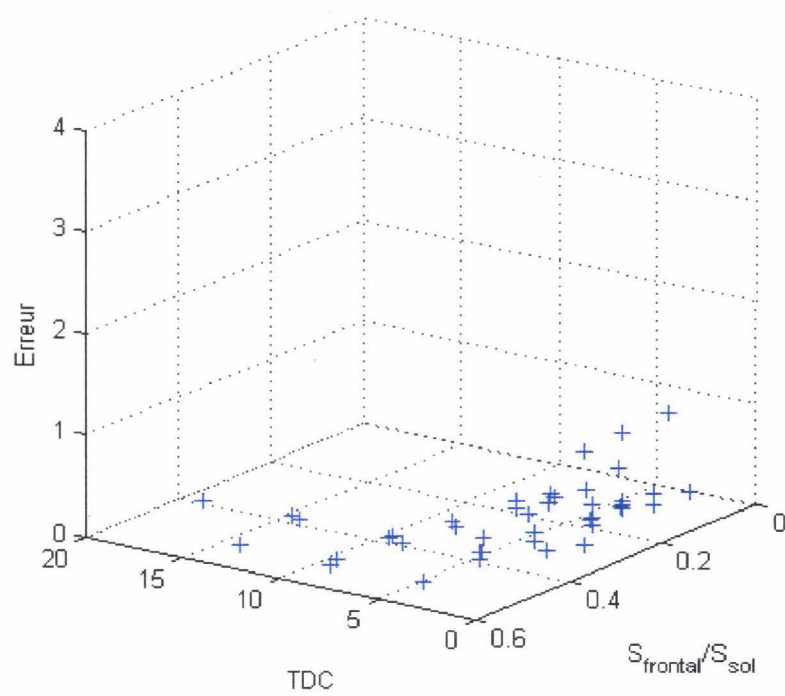
## II-4.4 Perspectives

Une des principales limitations du modèle stochastique d'érosion éolienne développé par I. Descamps [13], présenté dans la partie I-3.1.5 de ce mémoire, repose sur la détermination de l'épaisseur d'érosion. Dans ce modèle, l'épaisseur d'érosion correspond à une hauteur du lit de particules pour laquelle les particules non-érodibles auraient atteints une densité en surface telle que l'érosion ne peut plus avoir lieu. Ce paramètre permet de gérer la rapidité de la décroissance temporelle du flux massique envolé d'un lit de particules ayant une répartition granulométrique bimodale.

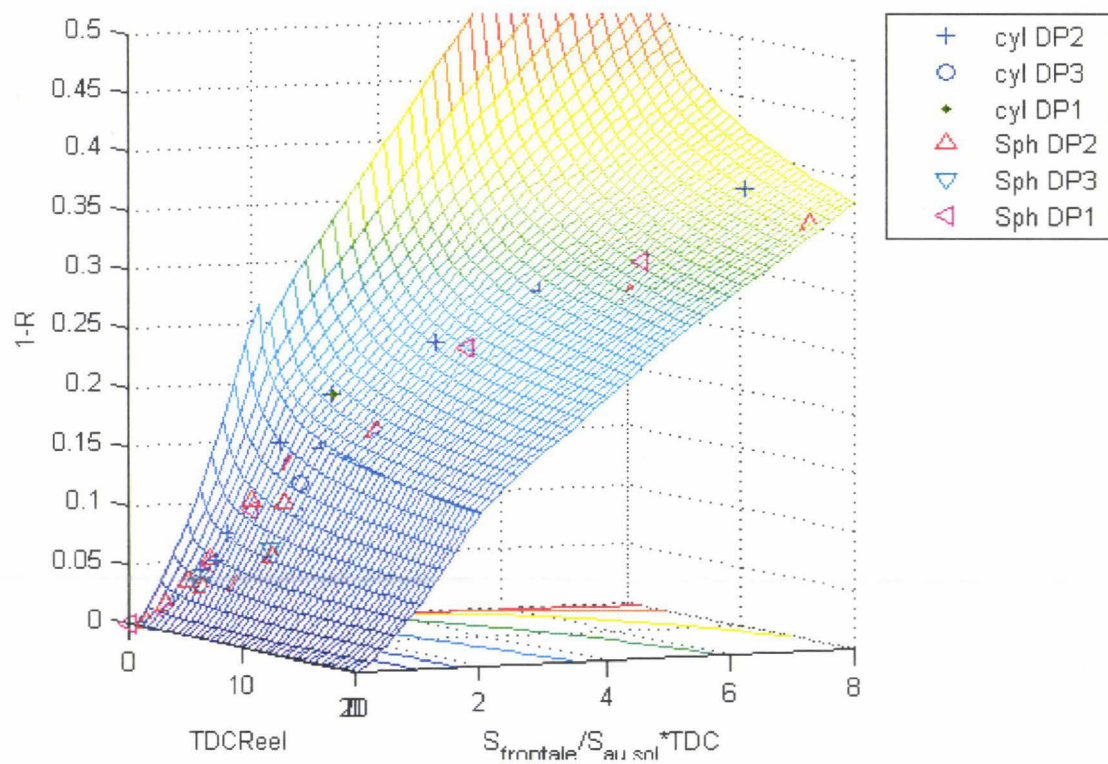
Les formulations II-4.3 et II-4.4, permettant de déterminer la vitesse de frottement

subie par les particules érodibles en fonction du changement de topographie du lit, présentées dans ce chapitre, serviront à améliorer le modèle d'I. Descamps [13]. L'application de ces formulations dans le modèle stochastique permettra de définir l'évolution de la force de portance et de l'épaisseur d'érosion en fonction de l'évolution de la vitesse de frottement du vent sur la surface érodible. Le paramètre central gérant la décroissance temporelle ne sera plus l'épaisseur d'érosion mais la vitesse de frottement à la paroi qui est quant à elle définie sur une base physique.

Un ajustement du nombre d'envol possibles pour chaque structure tourbillonnaire est également nécessaire pour régler les valeurs du flux massique envolé sous-estimées par le modèle. Dans cette optique, une perspective intéressante consiste à étudier plus finement la structure de l'écoulement autour des particules. Cette analyse pourrait apporter des éléments intéressants sur les mécanismes d'envol de particules à proximité d'une paroi rugueuse. Des simulations numériques LES (Large Eddy Simulation) sont à prévoir pour compléter l'étude actuelle sur la caractérisation de l'écoulement à la surface d'un lit de particules non-érodibles. Les simulations LES permettront d'étudier plus précisément la formation des structures tourbillonnaires en aval des particules ainsi que l'évolution de la production de turbulence avec l'augmentation progressive de la densité de particules non-érodibles au cours de l'érosion.



**Figure II-4.13** – Représentation des erreurs relatives du paramètre  $1 - R$  calculé à partir des relations II-4.3 et II-4.4 en fonction de TDC et du rapport  $S_{\text{frontale}}/S_{\text{sol}}$



**Figure II-4.14** – Evolution de R en fonction de TDC et du produit  $S_{\text{frontale}}/S_{\text{sol}} * TDC$  des particules non-érodibles de formes sphériques et cylindriques

## Chapitre II-5

### Article : “Numerical modeling of aeolian erosion over rough surfaces”

Le travail, présenté au chapitre précédent, sur l'effet de la présence de particules non-érodibles sur l'érosion éolienne a fait l'objet d'une publication parue dans la revue *Earth Surface Processes and Landforms*. Cette publication présente les résultats des simulations numériques entreprises pour étudier la répartition de la contrainte de cisaillement sur un lit de particules non-érodibles.

Cette publication, insérée ci-après, a été acceptée et sera bientôt publiée.

# Numerical modeling of aeolian erosion over rough surfaces

C. Turpin\*, T. Badr, J-L. Harion

*Ecole des Mines de Douai,  
Industrial Energetics Department,  
941 rue Charles Bourseul,  
B.P.10838, 59508 Douai Cedex, France*

July 15, 2009

## Abstract

The presence of non-erodible roughness elements on erodible surfaces have the effect of absorbing part of the wind shear stress and thus protect the erodible surface from wind erosion. This paper examines the shear stress distribution over roughness arrays of varying density, representing the erosion progress on a bed of erodible and non-erodible particles. Three-dimensional numerical simulations, simulating wind flow over a particles bed covered by roughness elements, were done in order to investigate the effect of roughness elements on the wall shear stress. The results of these simulations confirm that the erosion of soil by wind is strongly attenuated by the presence of roughness elements on the surface and depends on the geometric properties of the roughness elements. Based on the new numerical results obtained, a refinement of existing theoretical approaches is developed to describe the dependence of the friction velocity upon roughness frontal area and real exposed cover rate. The new formulation proposed will allow a more accurate evaluation of the shear stress partitioning as a function of the topography changes.

---

\*Corresponding author. Tel.: +33 3 27 71 23 86; fax: +33 3 27 71 29 15. E-mail address: cturpin@ensm-douai.fr (C. Turpin)



Keywords: Computational Fluid Dynamics (CFD), Wind Erosion, Fugitive Dust Emissions, Shear Stress Partitioning, Non-Erodible roughness elements.

## 1 Introduction

Most of the natural granular materials are a mixture of non-erodible and erodible particles. The threshold friction velocity  $u_t^*$  is modified by the presence of the non-erodible roughness elements. The effects of roughness elements on wind erosion have been well studied, which allowed a considerable progress in the comprehension and the evaluation of this phenomena. A general consensus on the effect of roughness elements on wind erosion (Gillette and Stockton, 1989; Iversen et al., 1991; Raupach et al., 1993) could be resumed by the increase of the threshold friction velocity  $u_t^*$ , the reduction of the soil erodibility and thus, of the emission mass flux. In fact, roughness elements tend to decrease wind stress on erodible surfaces by changing the velocity profile. Roughness elements protect neighboring erodible particles, either by covering a part of the surface or by creating a downstream wake zone (McKenna Neuman and Nickling, 1995; Neuman, 1998). The degree of protection from wind depends on the roughness elements cover rate and on their wake area.

The study of drag partition on rough surfaces evaluating the roughness effect on the wind erosion has been the subject of several publications (Marshall, 1971; Lyles and Allison, 1975; Gillette and Stockton, 1989; Musick and Gillette, 1990; McKenna Neuman and Nickling, 1995; Al-Awadhi and Willetts, 1998; Crawley and Nickling, 2003; Gillies et al., 2007). This approach was introduced by Schlichting (1968), who has split the total stress  $\tau$  into a stress  $\tau_R$  on the roughness elements and a stress  $\tau_S$  on the underlying surface

$$\tau = \tau_R + \tau_S \quad (1)$$

Investigations were also done to quantify the wind momentum partition between the floor and varying geometry roughness elements located in regular or random arrays. Marshall (1971) carried out a classical study of the aerodynamics on surfaces covered by various roughnesses. He listed potential parameters which influence the value and the partition of the shear stress : height, diameter, shape, orientation or distribution of the roughness elements. He noticed that stress on erodible surfaces decreases as cover rate

## Nomenclature

$b$	roughness element breadth	( $m$ )
$C_d$	drag coefficient	
$C_R$	roughness element drag coefficient	
$C_S$	surface drag coefficient	
$D$	spherical particle diameter	( $m$ )
$F_d$	drag force	( $N$ )
$h$	roughness element height	( $m$ )
$n$	number of roughness elements	
$m$	surface shear stress inhomogeneity parameter	
$R$	friction velocity ratio $u_{rs}^*/u_s^*$	
$R_t$	threshold friction velocity ratio $u_{ts}^*/u_{tr}^*$	
$Re$	Reynolds number ( $hu_\infty/\nu$ )	
$S$	surface area	( $m^2$ )
$S_{frontal}$	roughness element frontal surface	( $m^2$ )
$S_{floor}$	roughness element basal surface	( $m^2$ )
$TDC$	real exposed cover rate	(%)
$u_{rs}^*$	friction velocity for erodible surface of a surface protected by roughness elements	( $m/s$ )
$u_s^*$	friction velocity for bare, erodible surface	( $m/s$ )
$u_t^*$	threshold friction velocity	( $m/s$ )
$u_{ts}^*$	threshold friction velocity for bare, erodible surface	( $m/s$ )
$u_{tr}^*$	threshold friction velocity for surface protected by roughness elements	( $m/s$ )
$u_\infty$	external boundary layer velocity (Cf Fig. 2)	( $m/s$ )
$x^+, y^+$ and $z^+$	non-dimensional wall unit ( $y^+ = yu_\tau/\nu$ , $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ )	
$\beta$	ratio of roughness element to surface drag coefficients	
$\lambda$	roughness density	
$\nu$	kinematic viscosity	( $m^2/s$ )
$\rho$	air density	( $kg.m^{-3}$ )
$\sigma$	ratio of roughness element basal to frontal area ( $S_{frontal}/S_{floor}$ )	
$\tau$	shear stress	( $N.m^{-2}$ )
$\tau_R$	roughness element shear stress	( $N.m^{-2}$ )
$\tau_S$	surface shear stress	( $N.m^{-2}$ )
$\tau_w$	wall shear stress	( $N.m^{-2}$ )

increases, and that stress partition depends primarily on a roughness density parameter  $\lambda$  and in lesser part on roughness shape and distribution. The roughness density  $\lambda$  is defined by Marshall (1971) as :

$$\lambda = \frac{nbh}{S} \quad (2)$$

where the ground area  $S$  is covered by  $n$  roughness elements, each with mean breadth  $b$  and mean height  $h$ . The parameter  $b$  and  $h$  are represented on Figure 1.

Raupach et al. (1993) developed a theory to estimate the threshold friction velocity ratio  $R_t$ , the ratio between the threshold friction velocity of an erodible surface without roughness (smooth)  $u_{ts}^*$ , and that of the surface with roughnesses  $u_{tr}^*$ , as a function of roughness density  $\lambda$ :

$$R_t = \frac{u_{ts}^*}{u_{tr}^*} = \left[ \frac{1}{(1 - m\sigma\lambda)(1 + m\beta\lambda)} \right]^{1/2} \quad (3)$$

where  $\beta$  is the ratio of the drag coefficient  $C_R$  of an isolated roughness element on the surface to the drag coefficient  $C_S$  of the substrate surface itself. Values for  $C_R$  are approximately 0.25 for cylinders (Taylor, 1988) and values for  $C_S$  have been reported to be approximately 0.0025 (Crawley and Nickling, 2003). These values are available for  $\lambda$  near 0.01.  $\sigma$  is the basal-to-frontal area ratio of the roughness elements; and  $m$  ( $< 1$ ) is a parameter accounting for differences between the average substrate surface stress and the maximum stress on the surface at any point. The formulation given by equation 3 has been experimentally tested (Crawley and Nickling, 2003). These studies highlighted the model weaknesses. The major problem is that  $m$  and  $\beta$  depend on the aspect ratio of the roughness elements, thus the proposed formulation can be adapted to any data series by simple adjustment of these parameters. Moreover, due to wake interactions, the formulation is only available for  $\lambda \leq 0.1$  (Crawley and Nickling, 2003).

A recent study aims to find a better parameterization to account for the complex physics of the thin layer near rough surfaces. Orlandi and Leonardi (2008), through Direct Numerical Simulations, created a database with different kinds of ordered roughness shapes, to derive an expression for the parameterization of the roughness function. However, this expression contains a parameter that cannot be easily estimated.

The present study provides further investigations on the effect of roughness elements on a smooth surface, applied to wind erosion threshold evolution when non-erodible particles cover a part of an erodible area. The overall

study objective is to allow the survey of the bed topography changes (cover rate and the roughness element height) when estimating friction velocity on erodible surface. The use of numerical simulations to supplement experimental methods should allow additional insights and understanding of certain aspects of the problem until now not fully apprehended mainly because of logistical and instrumentation limitations. Numerical techniques have the advantage to be more economic and allow fast and controlled variation of different parameters, which is difficult to realize in wind tunnel experiments and nearly impossible in real atmospheric conditions.

This paper presents the friction velocity results over rough surfaces calculated from CFD simulations and their comparisons with wind-tunnel experimental data coming from the literature. The investigation tests a smooth reference case and 46 different roughness configurations that represent irregular obstacle arrangements with varying shapes, numbers, diameters and emerging heights. Tables 1 and 2 sum up all tests, respectively for spherical and cylindrical roughness elements. Starting from a smooth bed, corresponding to a situation where only erodible particles cover the surface, the erosion progression was tested at different stages, defined by the height of roughness elements emerging from the surface (all other parameters being held constant). The whole set of simulations models a sequencing of an erosional event (supposing that all roughness elements emerge at the same level). The sensitivity of the roughness density parameter to the roughness element aspect ratio was examined. In order to avoid the limitations of a representation based on the  $\lambda$  parameter observed in the present case and also reported in previous papers (King et al. (2008)), a different formulation was proposed to characterize the protective role of roughness elements.

## 2 Numerical simulations

### 2.1 Case description

The studied configurations correspond to a bed of granular materials where roughness elements are represented by randomly distributed spheres or cylinders, emerging at various levels from the surface. This work is inspired by the earlier experimental investigation of Nickling and McKenna Neuman (1995) which indicates that during the wind erosion process, the emergence of non-erodible roughness element leads to an increase in the shear velocity and in the surface roughness. Erosion process steps are simulated by the progressive emerging of the non-erodible roughness elements at the surface produced by successive different simulations. Physically, for an application on wind ero-

sion of granular matter, the smooth case correspond to the initial time  $t = 0$ , when only erodible particles cover the surface and non-erodible particles are trapped inside the granular material. In a first step, numerical simulations were done with spherical roughness elements. Three diameters  $D$  of spherical emerging roughness elements were investigated: 1.074; 2 and 3mm (see Table 1). For each diameter, the roughness element height  $h$  varied between 0 and 40% of the  $D$ . Afterwards, spherical roughness elements were replaced by cylindrical roughness elements to evaluate the effect of the roughness element shape change on the wind erosion process. The simulated cylindrical and spherical roughness elements have the same dimension (height and breadth). Several configurations were simulated by varying the number of roughness elements  $n$  from 0 to 149, the roughness element breadth  $b$  from 0 to 3mm and the roughness element height  $h$  from 0 to 1.2mm. Tables 1 and 2 sum up the characteristics parameters of the simulated bed, respectively covered by spherical and cylindrical roughness elements.

Only non-erodible roughness elements are taken into account in these simulations, erodible particles are associated to the smooth surface. The roughness elements are randomly distributed on the surface.

## 2.2 Geometry, meshing and boundary conditions

The FLUENT (2006) code was used for the three-dimensional numerical simulations. The numerical calculation domain is represented by a rectangular box of  $30 \times 30mm$  base and 100mm in height. Boundary conditions are showed in Figure 2. A periodic condition is applied at the inlet and outlet boundary conditions. Periodic boundary condition is used because the expected pattern of the flow solution have a periodically repeating nature. The mass flow, as inlet condition, is fixed for a mean velocity value corresponding to 8m/s. Symmetry conditions were defined at the upper and lateral boundaries. The lower limit was considered as a smooth wall. These conditions take into account the fact that the simulated bed is not isolated and represents a wider domain.

The calculation domain was divided in two parts with an interface situated in  $y = 3D$ , as shown by Figure 3(a). The use of an interface allows to mesh differently the two parts of the domain. The upper part of the domain was meshed with quadrilateral elements (for computational efficiency). In the lower part of the domain, attached to the near wall region, the grid was constructed with hexahedral and pentahedral cells of a maximal streamwise and spanwise spacing of  $\Delta x^+ = 15$  and  $\Delta z^+ = 15$ . Figure 3(b) shows that the mesh is refined around the roughness elements following directions  $x$  and  $z$ . The number of cells around roughness elements depends on their respective

sizes. The vertical spacing started at  $y^+ = 2$  at the wall surface. The first cell is situated at  $y^+ = 2$  because in that way the calculation in the viscous sublayer characterized by  $y^+ < 5$  is done for at least 2 cells. The refinement close to the wall region is necessary because strong velocity gradients and important fluid interactions occur in this region. Figure 3 show grids over a spherical and cylindrical roughness elements. For these particles of different shapes and sizes, grids do not present irregularities. A progressive stretching meshing is applied along the  $y$  axis in order to optimize the cell number while keeping acceptable aspect ratio. Grid resolution was checked to ensure the robustness of the model. This was achieved by varying gradually the grid resolution and mesh structure in each part of the domain for one configuration, until there is no changes in the friction velocity values computed at the surface.

The influence of the particles distribution was also studied to ensure that the position of a roughness element relatively to its neighbours has no direct effect on the general flow characteristics and hence, that the studied domain sample is fairly representative. Two extreme roughness densities  $\lambda$  were tested to validate a common conclusion for the whole studied range of  $\lambda$  (for  $\lambda = 0.00375$  to  $0.1093$ ). Tests consist on varying the position of the roughness elements keeping the other parameters unchanged ( $n$ ,  $b$ ,  $h$ , and  $S$ ). Four different distributions of roughness elements were tested for the extreme values of  $\lambda$ . The standard deviation of the recorded friction velocity indicates a weak dependency of the results in relation to the roughness elements positioning ( $\sigma_{u_{ts}^*} < 4.5 \cdot 10^{-3} m/s$  in all case, so less than 1.5%). Even though the arrangement of roughness elements may lead to different interferences of turbulent wakes, results show that this has minor effects on the mean friction velocity value at the wall surface in the present application. These tests ensure the representativity of the simulated domain as a local portion of a larger scale granular bed.

## 2.3 Turbulence models

The turbulence closure model choice was done after a comparative review of flow predictions over a smooth surface obtained by the different turbulence models. The models tested in this study are:  $k - \epsilon$  *Realizable*,  $k - \epsilon$  *Realizable* with the Enhanced Wall Function and Pressure Gradient Effects option selected,  $k - \omega$  *Standard* with the Shear Stress Correction option selected,  $k - \omega$  *SST* and  $k - \omega$  *SST* with the Transitional Flow (TF) option selected.

The comparison of the relative turbulent intensity profiles, obtained for each turbulence model at the entry for the smooth case, with that established from earlier pipe flow experiments (Hinze, 1975) shows that among all the

models tested,  $k-\omega$  *SST TF* predicted the experimental results with the best accuracy.  $k-\omega$  *SST TF* model takes into account the low-Reynolds-number effects, i.e. it can be applied throughout the boundary layer, provided that the near-wall mesh resolution is sufficient. It combines the advantages of the two standard models  $k-\omega$  and  $k-\epsilon$  and ensures the model equations behave appropriately in both the near-wall and far-field zones. It also accounts for the transport of the shear stress, making it appropriate for the prediction of adverse pressure gradient flows. This explains the better performance of this model in this case study. Second order discretization schemes were used for the numerical solution (pressure terms and all other variables) to increase the accuracy and reduce the numerical diffusion. The SimpleC algorithm was used for pressure-velocity coupling.

## 2.4 Simulated configurations

In this study two different shapes of roughness elements were tested in order to evaluate the influence of the roughness shape on friction velocity.

In a first step, roughness elements were represented by spheres emerging at various level from the surface (Figure 1). All the tested configurations for spherical roughness elements are presented in Table 1. For the smallest heights  $h$  (5 or 10% of particle diameters), flow circled the spherical caps of the roughness elements without detaching from the surface and re-established near downstream. Indeed, these roughness elements, due to their aerodynamic shapes, slightly perturb the flow. However, natural roughness elements are not homogeneous and present complex sharp corners. In consequence, it seems to be more relevant to analyze particles bed configurations where roughness elements are represented by less idealized shapes with sharp edges. In such configurations the flow will be more disrupted and will tend to detach from the surface creating in this way a larger low friction velocity zone downstream the roughness elements. A cylindrical shape was chosen to simulate such non-idealized roughness elements because this shape favours development of large vortices on the lee sides (Iversen et al., 1991). The shape of natural roughness elements are more streamlined than simulated cylinder elements and less streamlined than spherical ones.

## 3 Results and discussion

The validation of the simulations in presence of roughness elements consists mainly in a comparison between  $R_\tau$  values obtained by numerical simulations and those obtained from previous studies (Marshall, 1971; Lyles and Allison,

1975; Gillette and Stockton, 1989; Musick and Gillette, 1990; McKenna Neuman and Nickling, 1995; Crawley and Nickling, 2003; Gillies et al., 2007). All values from the numerical simulations grouped in Figure 4 are in close agreement with measurements from Lyles and Allison (1975); Gillette and Stockton (1989); Musick and Gillette (1990); McKenna Neuman and Nickling (1995); Crawley and Nickling (2003) and Gillies et al. (2007), but consistently exceed Marshall’s values, particularly at large values of  $\lambda$ . However, the Marshall’s data appear lower than all data sets. According to Gillette and Stockton (1989), the discrepancies of the results with those of Marshall might be explained by a difference in experimental scales and by the sensitivity of the determining wind stress method for the large values of  $\lambda$ . Gillette and Stockton (1989) have estimated the accuracy of their method of determining wind stress approximately  $\pm 20\%$ . Figure 4 shows that results from numerical simulations are within this confidence interval. Differences observed between all results can be attributed to a combination of factors, including domain geometry, roughness elements geometries or experimental facilities. Finally, these comparisons show that the numerical simulations described above well reproduce the different roughness patterns tested experimentally.

### 3.1 Spatial shear stress distribution

The amount of force imparted to a surface or roughness array is a function of both the force of the wind and the geometry of the roughness elements on the surface (Crawley and Nickling, 2003). Numerical simulations allow to characterize flow perturbations generated roughness elements. When approaching the roughness element, the flow is decelerates and separates on the upstream corners of the obstacle creating separation vortices. For sufficiently large roughness elements, the main vortex wraps as a horseshoe vortex around the element. Then, downstream of the element, a low velocity region is created, which constitutes an area of low wall shear stress values, and thereby a protection area for the underlying erodible particles.

Figure 5 shows the contours of shear stress around different isolated roughness element heights and the pathlines, colored by velocity magnitude, around different roughness heights. For each of these roughness elements, the Reynolds number was calculated from the roughness height and the external velocity  $u_\infty$  (see Figure 2). When roughness height increases, pressure gradients become strong enough to lead to the detachment of the flow from the surface and to form a larger wake zone downstream. As a result, friction velocity on the smooth surface is reduced. For the smallest roughness element heights,  $h = 0.1mm$  ie  $Re = 605$ , the pathlines depicted in Figure 5(b) shows that the flow circles the roughness element and detaches downstream it gener-



ating a short recirculation zone. When heights and breadths of the roughness element increase, the topology of the flow evolves. Figure 5(d) shows that, at  $Re = 120$ , the recirculation area creating downstream the roughness element becomes larger. At higher Reynolds number ( $Re = 715$ , Figure 5(f)), the recirculation area downstream the element is well developed. Upstream the element the flow wraps, a horseshoe vortex begins to form. In a recent study, Sutton and McKenna Neuman (2008) relate conditions under which roughness elements contribute to increase sediment activity. They suggest that for a range of  $Re = 10000 - 18000$ , based on the roughness height and the external velocity, the vortices creating from a roughness element provide an area of elevated surface shear stress, even when the upwind would normally be considered as sheltered. This area is situated in the element's far wake where the paired counter-rotating vortices are moving away from one another. Figure 5(e) depicts this area thanks to a small region of stronger shear stress, in the center of a large region of low shear stress. The plot associated to this figure represents the shear stress evolution along the axis  $X$  (indicated on the figure). This plot shows clearly a peak of the shear stress in the low shear stress zone downstream the roughness element by comparison with the other plots for the smallest roughness elements represented on the figures 5(a) and 5(c). However, in the tested configurations presented herein, the roughness elements height ie Reynolds number (range from  $Re = 60$  to 715) are so weak that the perturbations induce by the roughness elements are not strong enough to provide a local increase of shear stress. Indeed the "inversion point" at which the roughness elements switched from reducing  $u_{rs}^*$  to increasing  $u_{rs}^*$ , not only varied with the coverage density as suggested by Logie (1981) but also varied with the roughness height.

Figure 6 shows the extent of the wake surface as a function of the roughness height  $h$  and the number of roughness elements  $n$ . With the increase in both  $h$  and  $n$ , the wakes are expanding and start to interact with the neighboring roughness elements, leading to a decrease in friction velocity on most of the wall. A reduction of the drag force on the neighboring roughness elements is also observed in case of interferences. Results show that, by increasing jointly the number of roughness elements and their emerging height, erosion will be gradually suppressed. This is in accordance with earlier experimental studies e.g Marshall (1971); Gillette and Stockton (1989); Iversen et al. (1991); Raupach et al. (1993); McKenna Neuman and Nickling (1995).

### 3.2 Roughness density limitation

To study the evolution of friction velocity on erodible particles, erosion progressing starting from a smooth bed configuration, the parameter  $R$  was used.  $R$  is the ratio between the friction velocity  $u_{rs}^*$  on a surface covered by roughness elements and the friction velocity  $u_s^*$  corresponding to a smooth surface. The transcription to a wind erosion problem is to consider  $u_{rs}^*$ , the friction velocity on an erodible surface protected by roughness elements, as a function of the topography changes of the particle bed starting from a smooth configuration.

$$R = \frac{u_{rs}^*}{u_s^*} \quad (4)$$

The evolution of the parameter  $R$  with the roughness density  $\lambda$  was studied by analysing the near wall flow field for each tested configurations. The roughness density  $\lambda$  (Eq. 2) is controlled by four parameters:  $n$  the number of roughness elements,  $b$  the roughness element breadth,  $h$  the roughness elements height and  $S$  the total surface area of the particle bed.

Figure 7 represents the results of further numerical simulations carried out by Badr (2007). This Figure shows a disparity of  $u_{rs}^*$  for configurations which have the same  $\lambda$  but different  $h/b$  ratios. These data indicate that there is a secondary dependence on the ratio  $h/b$  of the roughness elements for the same  $\lambda$ . These results are consistent with those of King et al. (2008). Indeed, they highlighted that  $u_{rs}^*$  have an additional dependency on the height of the roughness elements as well as the spacial arrangement of that roughness. According to our study, in spite of the widespread use of  $\lambda$  to study the friction distribution on rough surfaces,  $\lambda$  may suffer from limitations related to its sensitivity to the  $h/b$  ratio. The parameters  $h$  and  $b$  entail jointly either a reduction or an increase of  $\lambda$ , but their individual contribution to this variation is not the same. This is due to the fact that their influence on the friction velocity distribution is different. As an example, the configurations corresponding to  $\lambda = 0.072$ , and  $h/b = 0.35$  and  $0.41$  correspond to a difference in  $u_{rs}^*$  values of approximately 9% (Figure 7). This disparity seems to be proportional to the difference in the  $h/b$  values.

In order to consider separately these two parameters  $b$  and  $h$ , a new parameter, defining the real erosion exposed cover rate ( $TDC$ ), is introduced.  $TDC$  is defined as the ratio between the sum of the areas occupied by the bases of the roughness elements ( $n\pi b^2/4$ ), and the total surface area  $S$ . In this study, for each tested configuration, roughness elements are represented by spherical or cylindrical elements (Figure 1), the real exposed cover rate is then written as:

$$TDC = \frac{n\pi b^2}{4S} \quad (5)$$

and  $\lambda$  can be written as:

$$\lambda \propto TDC \cdot (h/b) \quad (6)$$

With a constant value of  $b$ , an increase in  $TDC$  implies an increase in the number of roughness elements, whatever  $h$ . Thus, the effects of the height  $h$  and of the real exposed cover rate  $TDC$  ( $\propto b^2$ ) on the friction velocity are dissociated. Numerical results from this study show that, for configurations having different combinations of  $TDC$  and  $h$  with identical  $h/b$  and  $\lambda$ , the  $R$  values are close. For example, for the tests 2 and 14 presented in Table 1, for approximately the same value of  $TDC$ ,  $h/b$  and  $\lambda$ , but different roughness height  $h$ , the  $R$  value are close. The same remark can be done for several tests as the tests 3 and 15 in Table 1 or the tests 28 and 31 in Table 2.

Following these conclusions, a new approach was proposed in which the parameters in the  $\lambda$  expression and those that were found relevant according to the above analysis were combined to define the parameter  $R$ :

$$R \propto TDC \cdot (h/b) \quad (7)$$

This approach is based on the fact that the contributions of each parameter appearing in relation 7, are not equivalent. When plotting  $R$  as a function of  $TDC$  keeping constant (i.e Figure 8) or as a function of  $h/b$  with  $TDC$  constant (i.e Figure 7), a trend as a power law is observed, what leads to the proposition of the following formulation:

$$1 - R = A \cdot TDC^M (h/b)^N \quad (8)$$

The choice of  $1 - R$  in the expression was instigated by the limit values of  $R$ : for  $h = 0$  or  $TDC = 0 \rightarrow R = 1$  what corresponds to the friction velocity for a smooth wall.

Numerical results of the parameter  $1 - R$  from simulations of particles bed covered by cylindrical and spherical roughness elements have allowed calculation of  $A$ ,  $M$  and  $N$  by using a least squares method. The obtained values are :  $A = 0.125$ ;  $M = 1$  and  $N = 0.69$ .  $R$  values are given in tables 1 and 2 for all tested configurations. The relative errors between the numerical values of  $u_{r,s}^*$  and those calculated by the relation 8 reach as much 8.5%. The transcription of this equation as a function of  $b$  and  $h$  lead to  $1 - R \propto b^{0.1} \cdot h^{1.3}$ .

The difference between the exponents of  $h$  and  $b$  highlights the fact that the contributions of these two parameters are not similar. This explains why the parameter  $\lambda$  turns out to be limited to describe with enough accuracy a wide range of roughnesses.

### 3.3 Influence of the roughness elements shape

To test the geometrical parameter, numerical simulations of flow around an isolated roughness element were carried out for different configurations. These simulations allowed the study of the roughness element dimensions and shapes effects on the wake area downstream the roughness element, regardless of the cover rate. The computation domain, the mesh and the turbulence model for these simulations have the same characteristics as for particles bed covered by several roughness elements. In order to simulate an isolated roughness element, the inlet and the outlet of the domain are no more defined as *periodicity* but respectively as *velocity inlet* and *outflow*. Inlet boundary condition has been defined by an incoming velocity, turbulent kinetic energy  $k$  and dissipation rate  $\omega$  profiles. These profiles have been calculated in a three-dimensional channel, they are specific to a fully developed turbulent flow. Indeed, there are the profiles resulting from the periodic calculation for a smooth case. For each configuration, the drag coefficient  $C_d$  of the roughness element has been collected.  $C_d$  is defined by Raupach (1992) as:

$$C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot S_{frontal} \cdot u_s^{*2}} \quad (9)$$

where  $F_d$  is the drag force,  $\rho$  the air density,  $S_{frontal}$  the frontal surface of the roughness element and  $u_s^*$  the friction velocity on the smooth surface.

Figure 9(a) shows the evolution of the drag coefficient  $C_d$  as a function of the dimensionless parameter  $h/b$ . One notices that  $C_d$  depends not only on the ratio  $h/b$  but also on the roughness element shape. This result is expected because  $C_d$  is function of the frontal surface (Eq. 9). In fact, for the same values of  $h$  and  $b$ , the frontal surface of a cylindrical element is larger than that of a spherical one, it results in an increase in the drag coefficient. For the smallest heights, the drag coefficient  $C_d$  is less sensitive to the particle shape. Figure 9(b) shows that the drag coefficient  $C_d$  evolution as a function of the dimensionless parameter  $S_{frontal}/S_{floor}$  depends only on this parameter and no more on the roughness element shape.  $S_{floor}$  is the floor occupied by the roughness element (Figure 1). Therefore, the use of the  $S_{frontal}/S_{floor}$  parameter will allow to define a more global relation able to take into account

the influence of the roughness elements shape on the friction velocity. The parameter  $S_{frontal}/S_{floor}$  corresponds to  $1/\sigma$  in relation 3.

Considering that the cover rate and the ratio  $S_{frontal}/S_{floor}$  have a direct influence on the value of the friction velocity, the ratio  $R$  can be expressed as a function of  $TDC$  and  $S_{frontal}/S_{floor}$ . This approach, based on the fact that the contribution of each parameter is not equivalent, conducts to the proposition of the following formulation :

$$1 - R = A \cdot TDC^M \left( S_{frontal}/S_{floor} \right)^N \quad (10)$$

Numerical results of the parameter  $1 - R$  allow to determine by a least squares method, the values of  $A$ ,  $M$  and  $N$ . The obtained values are :  $A = 0.125$ ;  $M = 1$  and  $N = 0.69$ . The relative errors between the numerical values of  $u_{rs}^*$  and those calculated by the relation 10 reach as much 3.5%.

### 3.4 Flow regimes

Figure 10 represents the spanwise mean velocity profiles for diverse roughness configurations. It is plotted in function of the non-dimensional wall unit  $u^+$  and  $y^+$ , which depend on the friction velocity of the smooth case. For small values of the cover rate and roughness height, the velocity profile is similar to that over a smooth surface. When cover rate or roughness elements height increases, a distinct break in slope is observed close to the wall where the velocity decreases much more quickly, below the semi-logarithmic profile. This velocity profile shape observed over rough surfaces in previous wind tunnel studies, is characteristic of the presence of a roughness sublayer (Raupach et al., 1980; Krogstad et al., 1992; King et al., 2008). Near the wall, wakes generated by roughness elements modify the structure and turbulent properties. A quantitative description of this sublayer is lacking due to the complexity of flow characteristics, the difficulty in measurement and the uncertainty in defining appropriate surface scales (Raupach et al., 1980). Laboratory studies over three dimensional roughness elements have suggested that the roughness sublayer height is influenced by the height and the breadth of the elements (Raupach et al., 1980). Lee and Soliman (1977) classified the flow over roughness elements into three regimes which take into account the effect of elements density. These flow regimes are denoted as *isolated roughness flow*, *wake interference flow* and *skimming flow*. In the isolated roughness flow regime, roughness elements are sufficiently far that wakes are completely developed. There are no interactions with the neighboring wakes, reattachment occurs before the next elements is reached. In this case, the roughness

sublayer is almost non-existent. In the second regime, roughness elements are close enough to each other so that the wake associated with each elements does not have the space to fully develop. In the third regime, roughness elements are so closer that the flow appears to skim on the elements crests. Lee and Soliman (1977) have characterized the different flow regimes by different plan area density ratio of element layout ( $TDC$ ). The isolated roughness regime corresponds to  $TDC < 8$  and  $TDC < 16$  for the normal and staggered patterns, respectively. The wake interference flow regime corresponds to  $8 < TDC < 44$  for the normal pattern and  $16 < TDC < 40$  for the staggered pattern. And the skimming flow corresponds to  $TDC > 44$  and  $TDC > 40$  for the normal and staggered patterns respectively.

The flow behaves differently for different  $TDC$  and  $S_{frontal}/S_{floor}$  values : the greater the  $TDC$  or  $S_{frontal}/S_{floor}$ , the greater the roughness sublayer height. In the roughness sublayer, the friction force rapidly decreases because a large part of the force is absorbed by the roughness elements. After coupling the two parameters  $TDC$  and  $S_{frontal}/S_{floor}$ , it appears possible to define a transition between the isolated roughness flow regime, in which the roughness sublayer does not exist, and the wake interference flow in which the roughness sublayer is developed. Figure 11 represents the evolution of the parameter  $1 - R$  for  $TDC < 8$  and  $TDC > 8$  as a function of the product  $S_{frontal}/S_{floor} * TDC$ . This figure shows a behavior change in the evolution of the parameter  $1 - R$  according to the product  $TDC \times S_{frontal}/S_{floor}$ . From  $TDC \times S_{frontal}/S_{floor} = 2$ , or  $TDC = 8$ , the parameter  $1 - R$  increases more slowly for the highest values of  $TDC$  and  $S_{frontal}/S_{floor}$ . It appears that the transition between the roughness flow regime and the wake interference flow regime can be either characterized by  $TDC \times S_{frontal}/S_{floor} = 2$  which represents the element density between the two regimes, or by  $TDC = 8$  which represents the cover rate between the two regimes. These values  $TDC \times S_{frontal}/S_{floor} = 2$  or  $TDC = 8$  corresponding to the behavior change in the evolution of the parameter  $1 - R$  are in good agreement with the results of Lee and Soliman (1977) for the normal pattern. Indeed, for Lee and Soliman (1977),  $TDC = 8$  characterize the transition between the isolated flow and the wake interference flow regime. However, they found that for the staggered pattern, the regime change occurs around  $TDC = 16$ , the difference between their experimental results and our numerical results might come from the fact that in their experiments the dimension of their roughness elements are larger than in our numerical simulations.

To enhance the accuracy of the relation 10, the coefficients  $A$ ,  $M$  and  $N$  have been recalculated for each highlighted flow regime. Two new formulations of the parameter  $1 - R$  are then proposed:

- for  $S_{frontal}/S_{floor} * TDC \leq 2$  :

$$1 - R = A_1 \cdot TDC^{M_1} \left( \frac{S_{frontal}}{S_{floor}} \right)^{N_1} \quad (11)$$

- for  $S_{frontal}/S_{floor} * TDC > 2$  :

$$1 - R = A_2 \cdot TDC^{M_2} \left( \frac{S_{frontal}}{S_{floor}} \right)^{N_2} \quad (12)$$

Coefficients  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $N_1$  and  $N_2$  have been re-calculated by the lower squares method. The obtained values are:  $A_1 = 0.1$ ,  $M_1 = 1.05$ ,  $N_1 = 1.252$ ,  $A_2 = 0.123$ ,  $M_2 = 0.613$  et  $N_2 = 0.77$ . The relative error between the numerical values of  $u_{r,s}^*$  and those calculated by the new relations 11 and 12 are lower than the ones calculated by the relation 10, they reach as much 2.5%. All results from the numerical simulations undertaken on particles beds covered by spherical and cylindrical roughness elements, as well as the surface representing the relations 11 and 12 are represented on Figure 12. In this figure, the parameter  $1 - R$  is plotted as a function of  $S_{frontal}/S_{floor} * TDC$  in order to represent the break in the slope between the two flow regimes. The validity domain of these new formulations : 10, 11 or 12, is  $0 < S_{frontal}/S_{floor} * TDC < 8$ , what covers a large range of roughnesses.

Complementary numerical simulations were done for other inlet velocity values in order to check the formulations validity over a wide range of flow velocities. The relative error for these new results is lower than 2.5%, which confirms the validity of the proposed relations.

## 4 Conclusion

The shear stress partition on a smooth surface covered by spherical or cylindrical roughness elements were investigated by numerical simulations. These calculations allowed to a better understanding of the friction velocity evolution on rough surfaces. Despite the common use of  $\lambda$  in the literature to describe the shear stress distribution over roughness arrays, the simulations show a dependency of this parameter to the aspect ratio of the roughness elements. A different formulation was proposed to avoid this limitation

based on the same parameters, and seems to represent the numerical results more adequately and more accurately. This new formulation accounts for the difference in the contributions of the cover rate and roughness area to the shear stress partitioning and evolution on the surface. The use of the dimensionless parameter  $R$  allowed the extension of the domain validity of the formulation for a wide range of flow velocities. The introduction of the dimensionless parameter  $S_{frontal}/S_{floor}$  in the relation allowed, for the two different tested shapes, to avoid the friction velocity dependency on the roughness elements shape. Considering two different relations as a function of  $S_{frontal}/S_{floor} * TDC$  permits to take into account the boundary layer evolution over the studied surface in accordance with the roughness density.

For an application to fugitive dust emissions, taking into account the effect of the roughness elements on the aeolian erosion is an important aspect to quantify these emissions from a particle bed having a large size distribution. This new proposed relation will allow a more accurate and pertinent evaluation of the aeolian erosion phenomenas. The applications of these improvements are large, from farmland erosion to sand dunes erosion as well as dust emissions from open storage systems on industrial sites. The results of this study will be integrated in a stochastic model, developed by Descamps (2004), which allows to quantify the mass flux time evolution when a bed of large size distribution material is exposed to a turbulent flow.

## 5 Acknowledgements

This work was carried out with the financial support of ArcelorMittal Dunkerque and Fos-sur-Mer (steelworks in France), EDF Research & Development and ADEME (the French Agency for Environment and Energy Management).

## References

- Al-Awadhi M.J., Willetts B.B. 1998. Sand transport and deposition within arrays of non-erodible cylindrical elements. *Earth Surface Processes and Landforms* 24:425-435.
- Badr T. 2007. Quantification des émissions atmosphériques diffuses produites par érosion éolienne. Ecole des Mines de Douai, Univ. de Valenciennes et du Hainaut Cambresis. PhD Thesis.
- Crawley D.M., Nickling W.G. 2003. Drag partition for regularly arrayed rough surfaces. *Boundary Layer Meteorology* 107:445-468.



- Descamps I. 2004. Erosion éolienne d'un lit de particules large spectre granulométrique. Ecole des Mines de Douai, Univ. de Valenciennes et du Hainaut Cambresis. PhD Thesis.
- FLUENT 2006. FLUENT User's guide V6.3.
- Frank A.J., Kocurek G. 1995. Airflow up the stoss slope of sand dunes: limitations of current understanding. *Geomorphology* 17:47-54.
- Gillette D.A., Stockton P.H. 1989. The effect of nonerodible particles on wind erosion of erodible surfaces. *Journal of Geophysical Research* 94:12885-12893.
- Gillies A., Nickling W.G., King K. 2007. Shear stress partitioning in large patches of roughness in the atmospheric inertial sublayer. *Boundary Layer Meteorol.* 122:367-396.
- Hinze J.O., 1995. *Turbulence*. 2nd ed New York: McGraw-Hill.
- Iversen J.D., Wank W.P., Rasmussen K.R., Mikkelsen H.E., Leach R.N. 1991. Roughness element effect on local and universal saltation transport. *Acta Mechanica* 2:65-75.
- King J., Nickling W.G., Gillies J.A. 2008. Investigations of the law-of-the-wall over sparse roughness elements. *Journal of Geophysical Research* 113:F02S07 doi:10.1029/2007JF000804.
- Krogstad P.A., Antonia R.A., Browne L.W.B. 1992. Comparison between rough and smooth wall turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 245:599-617.
- Lee B.E., Soliman B.F. 1977. An investigation of the forces on three dimensional bluff bodies in rough wall turbulent boundary layers. *Journal of Fluids Engineering* 503-510.
- Livingstone I., Wiggs G.F.C., Weaver C.M. 2006. Geomorphology of desert sand dunes : A review of recent progress. *Earth Science Reviews* 80:239-257.
- Logie M. 1981. Wind tunnel experiments on dune sands. *Earth Surface Processes and Landforms* 6:365-374.
- Lyles L., Allison B.E. 1975. Wind erosion: The protective role of simulated standing stubble. *Am. Soc. Agric. Eng* 19(1):61-64.

- Marshall J.K. 1971. Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution. *Agricultural Meteorology* 8:269-292.
- McKenna Neuman C., Nickling W.G. 1995. Aeolian sediment flux decay: non-linear behaviour on developing deflation lag surfaces. *Earth Surface Processes and Landforms* 20:423-435.
- McKenna Neuman C. 1998. Particle transport and adjustments of the boundary layer over rough surfaces with an unrestricted, upwind supply of sediment. *Geomorphology* 25:1-17.
- Menter F.R. 1994. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal* 32:1598-1605.
- Musick H.B., Gillette D.A. 1990. Field evaluation of relationships between a vegetated structural parameter and sheltering against wind erosion. *Land Degradation and Rehabilitation* 2:87-94.
- Nickling W.G., McKenna Neuman C. 1995. Development of deflation lag surfaces. *Sedimentology* 42:403-414.
- Orlandi P., Leonardi S. 2008. Direct numerical simulation of three-dimensional turbulent rough channels: parameterization and flow physics. *Journal of Fluid Mechanics* 606:399-415.
- Raupach M.R., Thom A.S., Edwards I. 1980. A wind tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary Layer Meteorology* 18:373-397.
- Raupach M.R. 1992. Drag and drag partition on rough surfaces. *Boundary Layer Meteorology* 60:375-395.
- Raupach M.R., Gillette D.A., Leys J.F. 1993. The effect of roughness elements on wind erosion threshold. *Journal of Geophysical Research* 98:3023-3029.
- Schlichting H. 1968. *Boundary Layer Theory*. Seventh Edition, McGraw-Hill.
- Sutton S.L.F., McKenna Neuman C. 2008. Sediment entrainment to the lee of roughness elements: Effects of vortical structures. *Journal of Geophysical Research* 113:F02S09 doi:10.1029/2007JF000783.
- Taylor P.A. 1988. Turbulent wakes in atmospheric boundary layer. *Flow and Transport in Natural Environments: Advances and Applications* 270-292.

Table 1: Characteristics parameters of the simulated particle bed covered by spherical roughness elements.

<i>Test</i>	<i>n</i>	<i>D</i>	<i>h</i> (% <i>D</i> )	<i>h</i>	<i>b</i>	<i>TDC</i>	$\lambda$	<i>R</i>
1	49	1.074	10	0.11	0.64	1.78	0.0038	0.99
2	49	1.074	20	0.21	0.86	3.16	0.0100	0.94
3	49	1.074	30	0.32	0.98	4.14	0.0173	0.90
4	49	1.074	40	0.43	1.05	4.74	0.0246	0.86
5	99	1.074	10	0.11	0.64	3.59	0.0076	0.98
6	99	1.074	20	0.21	0.86	6.38	0.0203	0.96
7	99	1.074	30	0.32	0.98	8.37	0.0349	0.83
8	99	1.074	40	0.43	1.05	9.57	0.0497	0.76
9	149	1.074	10	0.11	0.64	5.40	0.0115	0.97
10	149	1.074	40	0.43	1.05	14.40	0.0748	0.68
11	14	2	5	0.10	0.87	0.93	0.0014	1.00
12	14	2	10	0.20	1.20	1.76	0.0037	0.98
13	14	2	15	0.30	1.43	2.49	0.0067	0.96
14	14	2	20	0.40	1.60	3.13	0.0100	0.94
15	14	2	30	0.60	1.83	4.11	0.0171	0.89
16	14	2	40	0.80	1.96	4.69	0.0244	0.86
17	28	2	10	0.20	1.20	3.52	0.0075	0.96
18	28	2	20	0.40	1.60	6.26	0.0199	0.89
19	28	2	30	0.60	1.83	8.21	0.0342	0.83
20	28	2	40	0.80	1.96	9.38	0.0488	0.78
21	42	2	10	0.20	1.20	5.28	0.0112	0.96
22	42	2	40	0.80	1.96	14.07	0.0732	0.71
23	57	2	10	0.20	1.20	7.16	0.0152	0.93
24	57	2	40	0.80	1.96	19.10	0.0993	0.64
25	12	3	40	1.20	2.94	9.05	0.0470	0.83
26	12	3	10	0.30	1.80	3.39	0.0072	0.96
27	25	3	10	0.30	1.80	7.07	0.0150	0.92

Table 2: Characteristics parameters of the simulated particle bed covered by cylindrical roughness elements.

<i>Test</i>	<i>n</i>	<i>h</i>	<i>b</i>	<i>TDC</i>	$\lambda$	<i>R</i>
28	49	0.11	0.64	1.78	0.0038	0.99
29	49	0.43	1.05	4.74	0.0246	0.80
30	14	0.10	0.87	0.93	0.0014	1.00
31	14	0.20	1.20	1.76	0.0037	0.98
32	14	0.30	1.43	2.49	0.0067	0.95
33	14	0.40	1.60	3.13	0.0100	0.92
34	14	0.60	1.83	4.11	0.0171	0.84
35	14	0.80	1.96	4.69	0.0244	0.80
36	28	0.20	1.20	3.52	0.0075	0.94
37	28	0.40	1.60	6.26	0.0199	0.84
38	28	0.60	1.83	8.21	0.0342	0.75
39	28	0.80	1.96	9.38	0.0488	0.71
40	42	0.20	1.20	5.28	0.0112	0.94
41	42	0.80	1.96	14.07	0.0732	0.62
42	57	0.20	1.20	7.16	0.0152	0.90
43	57	0.80	1.96	19.10	0.0993	0.62
44	12	0.30	1.80	3.39	0.0072	0.96
45	12	1.20	2.97	9.05	0.0475	0.73
46	25	0.30	1.80	7.07	0.0150	0.87

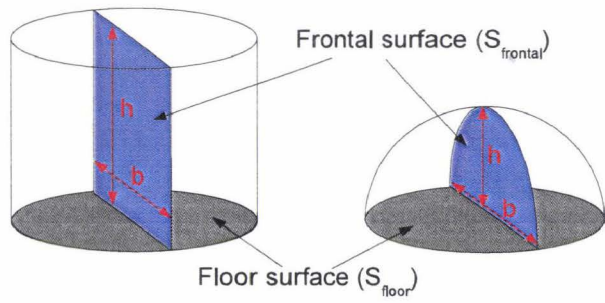


Figure 1: Schematic representing parameters  $h$ ,  $b$ ,  $S_{frontal}$  and  $S_{floor}$  of non-erodible roughness element.

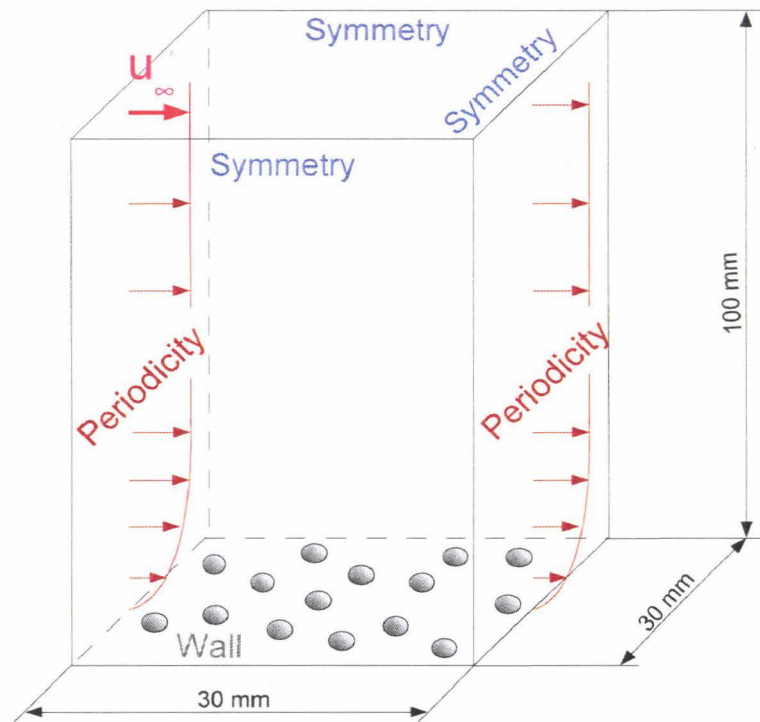
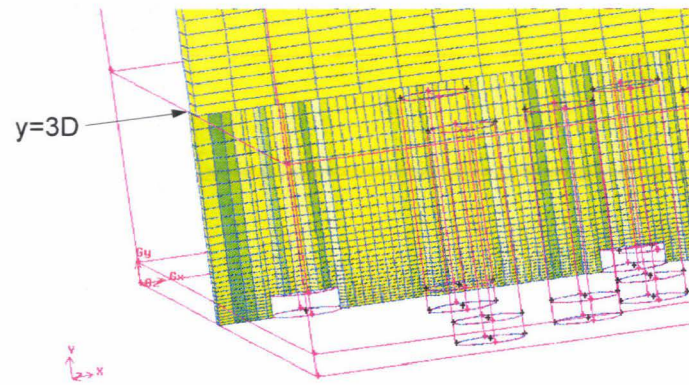
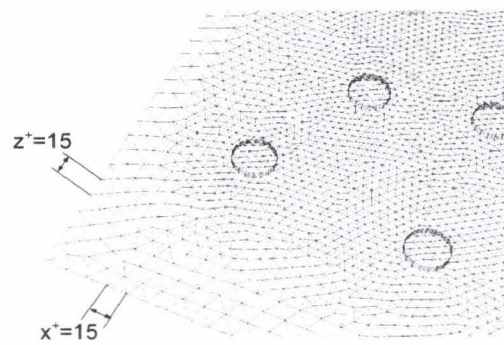


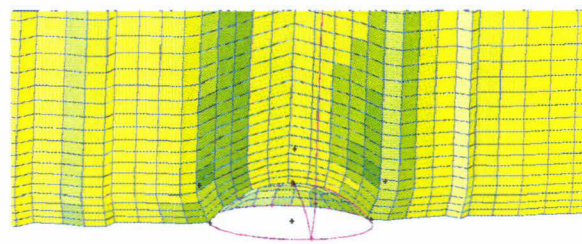
Figure 2: Calculation domain, random positioning of the non-erodible roughness elements and boundary conditions.



(a)



(b)



(c)

Figure 3: (a) Transversal cut of the domain representing a non-erodible cylindrical particles bed, (b) grid over a cylindrical particles beds and (c) transversal cut of the grid over a spherical particle.

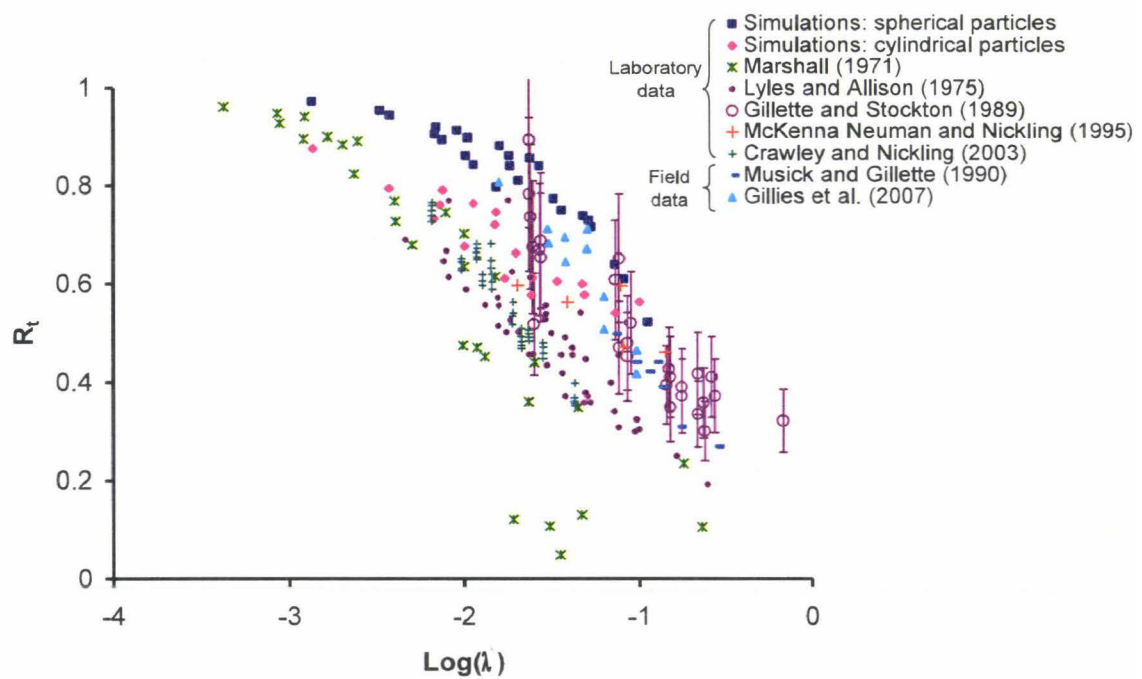


Figure 4: Comparison of the friction velocity ratio  $R_t$  from various experiences (Marshall, 1971; Lyles and Allison, 1975; Gillette and Stockton, 1989; Musick and Gillette, 1990; McKenna Neuman and Nickling, 1995; Crawley and Nickling, 2003; Gillies et al., 2007) and those from the present numerical simulations.



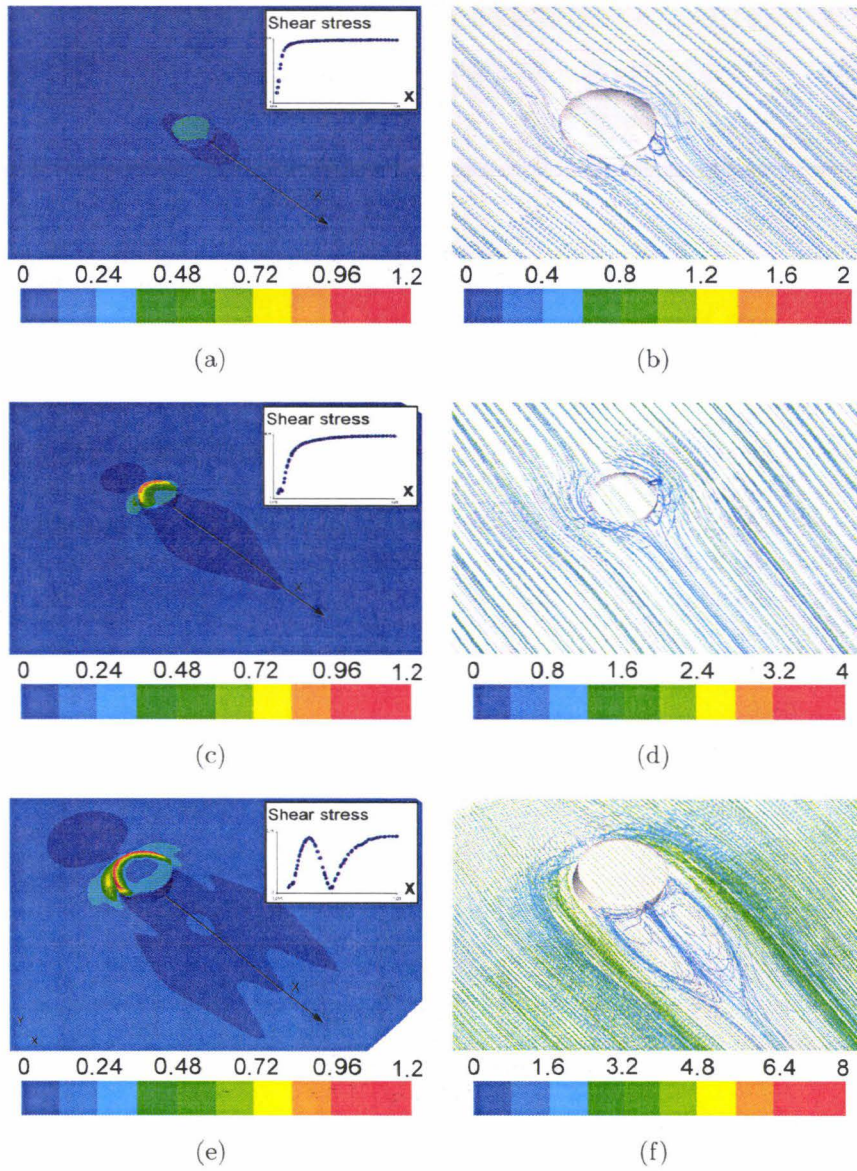


Figure 5: (a), (c) and (e): Contours of shear stress around isolated cylindrical elements; (b), (d) and (f): streamlines around isolated cylindrical elements. (a) and (b):  $h = 0.1\text{mm}$ ,  $b = 0.87\text{mm}$ ,  $Re = 60$ ; (c) and (d):  $h = 0.2\text{mm}$ ,  $b = 1.2\text{mm}$ ,  $Re = 120$ ; (e) and (f):  $h = 1.2\text{mm}$ ,  $b = 2.94\text{mm}$ ,  $Re = 715$ .

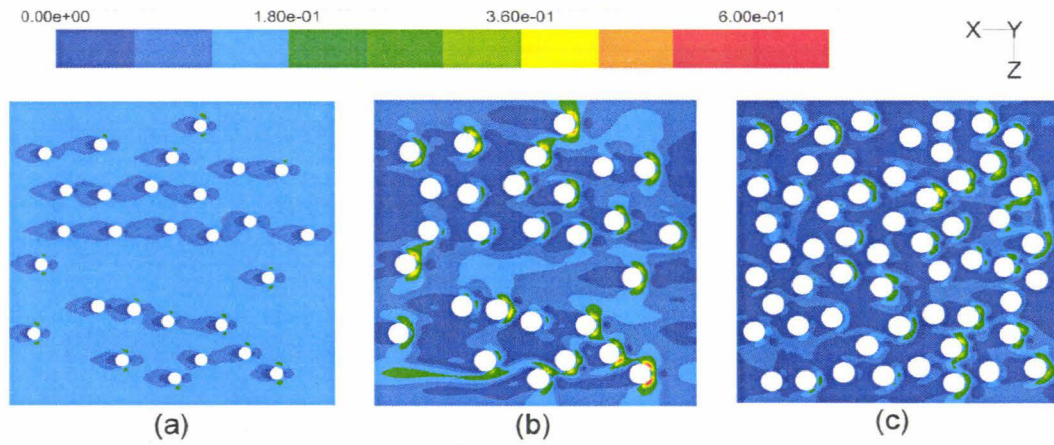


Figure 6: Plan view of friction velocity (m/s) contours for different cylindrical roughness element heights and for different number of roughness elements: (a) test 36, (b) test 39, (c) test 43 (airflow from right to left).

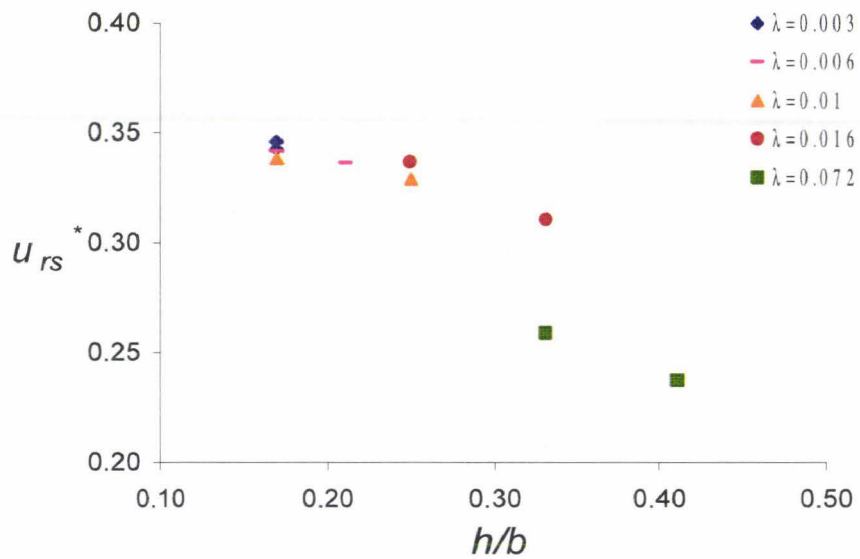


Figure 7: Dependence of  $u_{rs}^*$  upon the aspect ratio  $h/b$  of spherical non-erodible roughness elements Badr (2007).

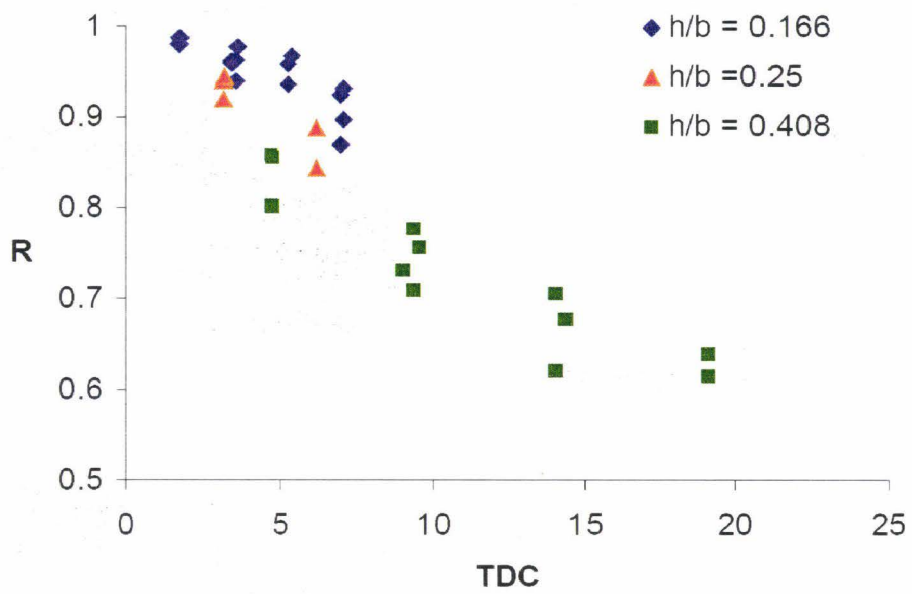


Figure 8: Shear stress evolution ( $R = u_{rs}^*/u_s^*$ ) versus the cover rate  $TDC$  for different ratio  $h/b$ .

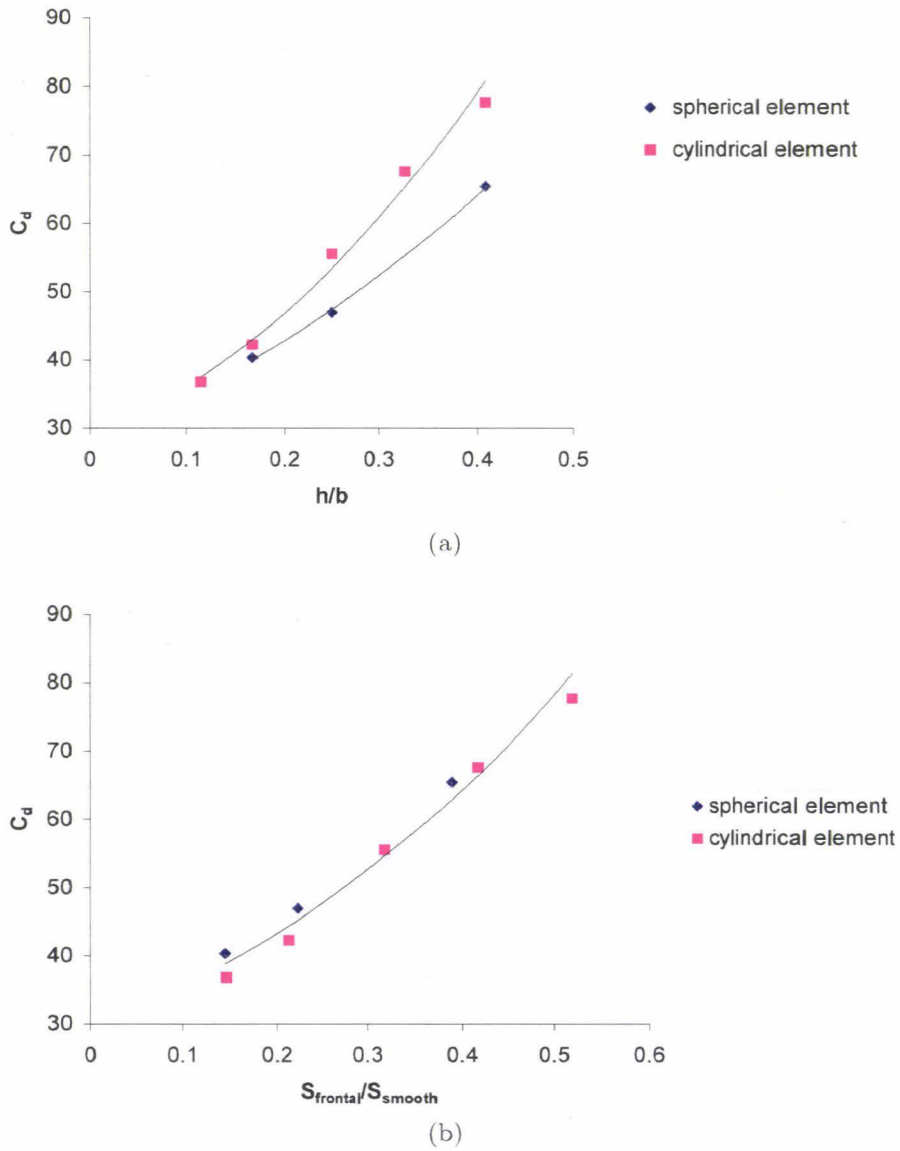


Figure 9: Evolution of the drag coefficient  $C_d$  for isolated cylindrical and spherical roughness elements (a) as a function of  $h/b$  and (b) as a function of  $S_{\text{frontal}}/S_{\text{smooth}}$ .

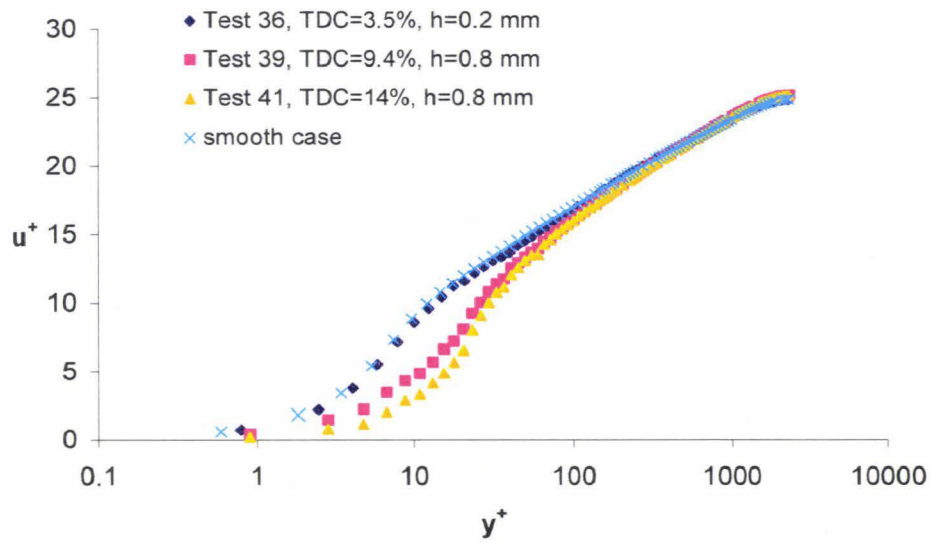


Figure 10: Comparison of the vertical velocity profiles for different  $TDC$  values.

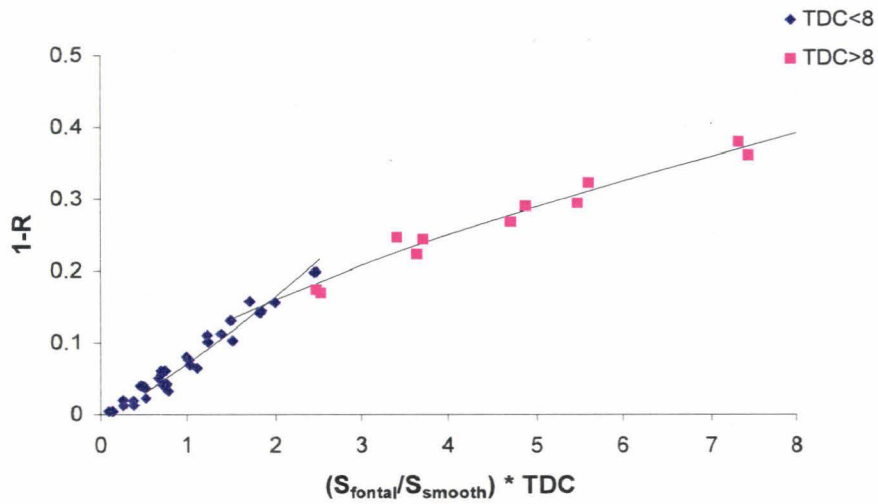


Figure 11: Evolution of the parameter  $1 - R$  for  $TDC < 8$  and  $TDC > 8$  as a function of the product  $S_{frontal}/S_{floor} * TDC$ .



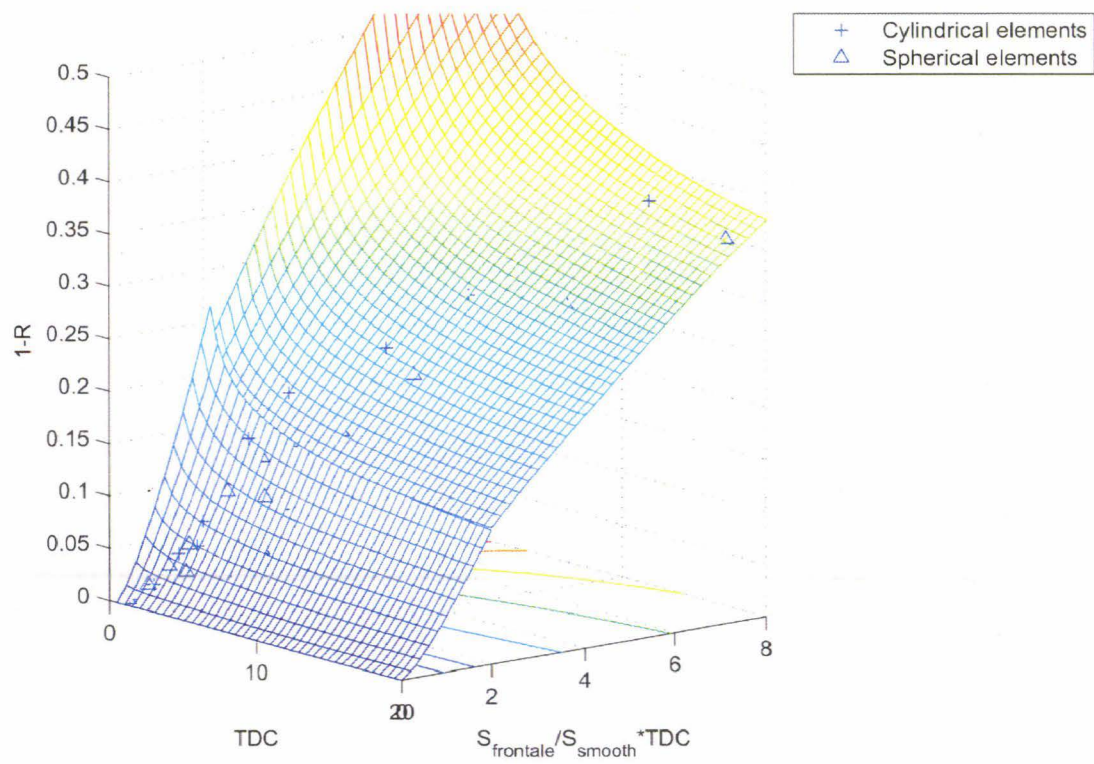


Figure 12: Evolution of the parameter  $1 - R$  as a function of  $TDC$  and  $S_{frontale}/S_{floor} * TDC$  for particles bed covered by cylindrical or spherical roughness elements.

## Troisième partie

### Étude expérimentale et numérique de l'exposition éolienne de tas multiples (échelle réduite)





## Chapitre III-6

# Étude expérimentale par PIV de l'exposition éolienne de tas multiples

### III-6.1 Introduction

La partie bibliographique (partie I-3.2.2), montre que peu de données relatives à l'exposition éolienne de tas multiples sont disponibles alors que sur les sites industriels les tas de stockage de matières granulaires sont rarement isolés. Les seules données identifiées portent sur des configurations bidimensionnelles, aucune étude expérimentale sur des configurations tridimensionnelles n'a jamais été réalisée.

Une étude expérimentale en soufflerie a été entreprise afin d'étudier, pour différentes configurations de tas successifs, les expositions éoliennes des tas ainsi que les interactions entre les tas. Dans cette étude, les champs de vitesses autour de différentes configurations de tas multiples ont été mesurés par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV).

Parallèlement à cette étude expérimentale, des simulations numériques ont été réalisées pour les mêmes configurations que celles testées expérimentalement. Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre serviront de base de données comparative pour évaluer la précision des simulations numériques présentée au chapitre suivant III-7.

En premier lieu, ce chapitre présente le dispositif expérimental utilisé et les configurations étudiées lors de l'étude expérimentale. Dans cette première partie, la validité du profil d'entrée de la soufflerie par rapport à une couche limite turbulente pleinement développée ainsi que la convergence des valeurs statistiques obtenues par PIV sont discutées. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse des résultats expérimentaux. Pour les configurations à plusieurs tas, deux paramètres ont fait l'objet d'une attention particulière : l'incidence de la variation de la vitesse du vent sur la distribution des vitesses normalisées et l'influence de l'écartement entre les tas sur les valeurs des vitesses normalisées  $u_s/u_r$  autour de chacun des tas étudiés.

## III-6.2 Dispositif expérimental

### III-6.2.1 Présentation de la soufflerie

La soufflerie utilisée pour réaliser les mesures expérimentales, présentée à la figure III-6.1, mesure  $H_s = 0,80 \text{ m}$  de haut,  $l_s = 1,50 \text{ m}$  de large et a une longueur de  $L_s = 8,12 \text{ m}$ . La zone de mesures, située à  $6,20 \text{ m}$  de l'entrée de la soufflerie, est matérialisée par un plateau tournant de  $0,98 \text{ m}$  de diamètre.

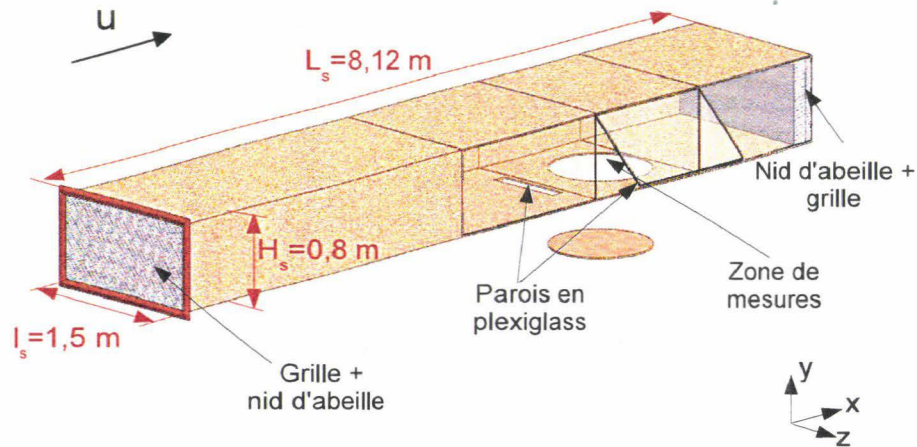
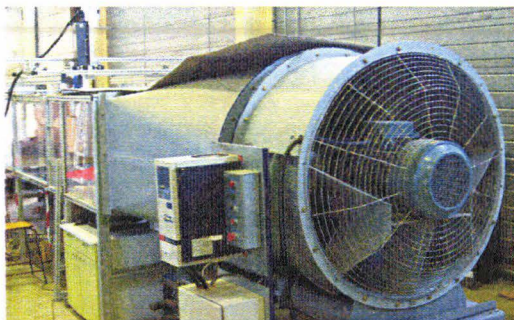
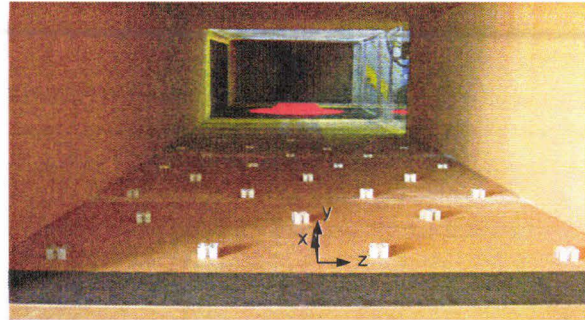


Figure III-6.1 – Schéma de la veine d'essai



(a)

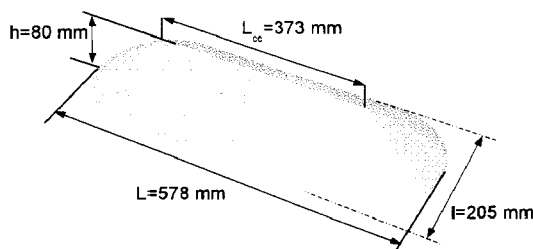


(b)

Figure III-6.2 – (a) : Ventilateur, (b) : Rangées d'obstacles entre l'entrée de la soufflerie et la zone de mesures

Un ventilateur axial (photo III-6.2(a)) aspire l'air en aval de la zone de mesures. Une grille et un nid d'abeille sont placées à l'entrée de la soufflerie afin de casser les grosses structures de l'écoulement entrant, et une autre grille ainsi qu'un autre nid d'abeille sont disposées en amont du ventilateur afin de limiter les perturbations. Les parois de la soufflerie au niveau de la zone de mesures sont en plexiglass afin de permettre la transmission lumineuse du laser au sein de la zone de mesures.

Sur la zone de mesures sont disposés les maquettes en bois à échelle réduite (1 : 200) des tas de stockage de matières granulaires représentatifs de ceux rencontrés sur sites industriels. Les dimensions de ces maquettes sont :  $h = 80 \pm 0.5 \text{ mm}$  de hauteur,  $l = 205 \pm 1 \text{ mm}$  de large,  $L = 578 \pm 1 \text{ mm}$  de longueur totale, la crête a une longueur de  $L_{cc} = 373 \pm 1 \text{ mm}$  (Cf figure III-6.3).



**Figure III-6.3** – Dimensions des maquettes de tas

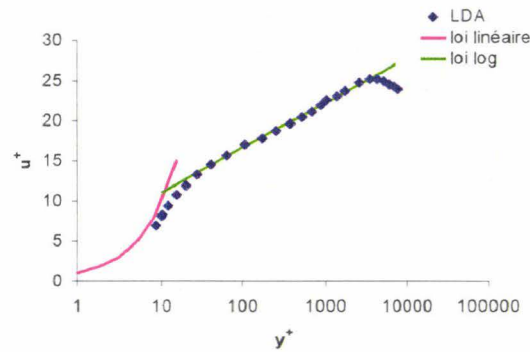
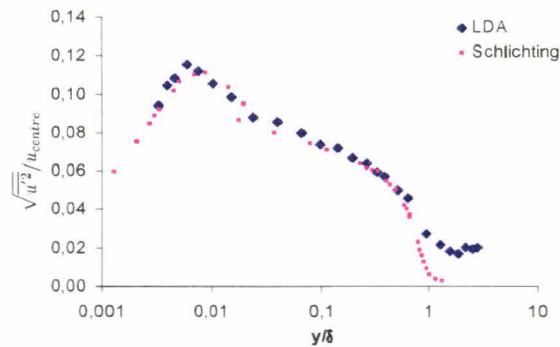
En configuration réelle, les tas de stockage de matières granulaires sont soumis à un écoulement de couche limite atmosphérique dont l'épaisseur est très largement supérieure à la hauteur des tas.

Entre l'entrée de la soufflerie et la zone de mesures, plusieurs rangées d'obstacles ont été disposées sur la surface inférieure de la veine. Ces obstacles permettent de forcer la formation de la couche limite turbulente et d'accroître son épaisseur (Figure III-6.2(b)). Différents tests ont été conduits afin de définir le nombre, la taille et la disposition de ces petits obstacles permettant d'obtenir une hauteur de couche limite plus grande que la hauteur des maquettes. Ainsi, l'écoulement développé dans la soufflerie est représentatif d'une couche limite atmosphérique, la maquette étant intégralement incluse dans la zone logarithmique de l'écoulement.

### III-6.2.2 Validation du profil de vitesse à l'entrée de la zone de mesures

Les valeurs de vitesse et d'énergie cinétique, dans la zone de mesures de la soufflerie, ont été mesurées par Anémométrie Laser Doppler (LDA). Cette technique de mesure non intrusive permet de mesurer de façon ponctuelle la norme, le sens et les fluctuations turbulentes de la vitesse.

La validation du profil de vitesse de la soufflerie est basée sur la comparaison des profils expérimentaux de vitesse  $u$  et d'énergie cinétique turbulente  $k$  par rapport aux profils de couche limite turbulente pleinement développée de référence issus de la littérature [49]. Les figures III-6.4(a) et III-6.4(b) présentent les profils verticaux de vitesse et de fluctuations de vitesse obtenus expérimentalement en 25 points, ainsi que les données expérimentales de référence [49]. Les valeurs obtenues en chaque point de mesure ont été déterminées en moyennant au minimum 30000 échantillons sur une durée minimum de six minutes. Ces figures montrent que pour une vitesse au centre de la soufflerie de  $6 \text{ m/s}$ , une vitesse de frottement au sol de  $u^* = 0,24 \text{ m/s}$  et une épaisseur de couche limite de  $\delta = 160 \text{ mm}$ , les résultats obtenus par LDA sont en bon accord avec les données de référence [49]. En proche paroi, le profil de vitesse suit la loi linéaire puis, en s'éloignant de la paroi il suit la loi logarithmique (figure III-6.4(a)). La figure


 (a) Profil de  $u^+$  en fonction de  $y^+$ 

 (b) Profil de  $\sqrt{u'^2}/u_{centre}$  en fonction de  $y/\delta$  et données expérimentales de référence obtenues par Schlichting [49]

**Figure III-6.4** – (a) et (b) : Profils expérimentaux moyens et turbulents en entrée de la zone de mesures de la soufflerie

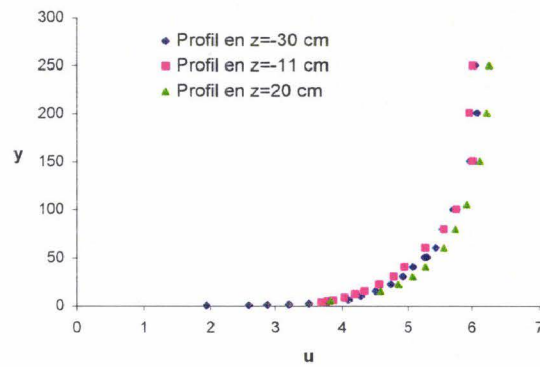
III-6.4(b) montre une valeur maximale de turbulence ( $\sqrt{u'^2}/u_{centre} = 11\%$ ) en proche paroi conformément aux données de référence. La soufflerie génère donc, au niveau de la zone de mesures, une couche limite turbulente pleinement développée avec une épaisseur supérieure à la hauteur de tas ( $\delta = 160 \text{ mm} > h = 80 \text{ mm}$ ; en unité de paroi :  $\delta^+ = 2630 > h^+ = 1315$ ). Le taux de turbulence au centre de la soufflerie vaut 2%.

La bidimensionalité de la soufflerie a été vérifiée en mesurant transversalement différents profils de vitesse. La figure III-6.5 représente trois des profils de vitesse obtenus en différents  $z$ . L'écart relatif, entre chaque points de mesure pris transversalement n'excède pas 4%.

### III-6.3 Configurations étudiées

Le but de cette étude est d'établir des données expérimentales pour diverses configurations à un ou plusieurs tas dans des situations où les effets tridimensionnels sont prédominants.

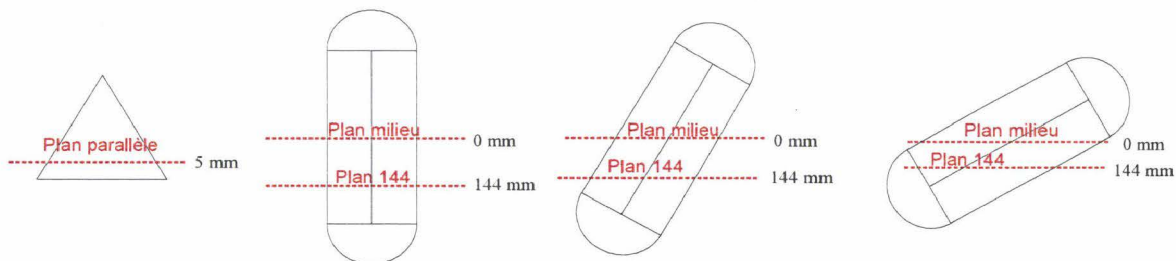
Les configurations étudiées comprennent un, deux ou trois tas disposés parallèle-



**Figure III-6.5** – Profils de  $u$  (m/s) en fonction de  $y$  (mm) obtenus en différentes positions transversales à la veine ( $z = 0$  au centre de la soufflerie)

ment et espacés de  $1e$ ,  $2e$  ou  $3e$  ( $e = 7,15 \text{ m} \approx 0,90 h$ ,  $h$  étant la hauteur des tas). Trois directions d'écoulement de l'air par rapport aux directions des arêtes des tas ont été testées ( $90^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $30^\circ$ ).

L'expérience vise à mesurer les champs de vitesses suivant des plans parallèles à l'écoulement ; soit perpendiculaire à la surface du sol, soit parallèles au sol. La figure III-6.6 présente le *plan parallèle*, se situant à  $5 \text{ mm}$  de la surface, et les 2 plans transversaux étudiés : *plan milieu* et *plan 144*.



**Figure III-6.6** – Plan de mesures parallèle à l'écoulement et à la surface du sol et plans de mesures parallèles à l'écoulement et perpendiculaires à la surface du sol

Au total, 13 configurations, récapitulées dans le tableaux III-6.1, ont été étudiées. Afin de limiter le nombre de mesures, l'intégralité des plans de mesures ont été étudiés uniquement pour les configurations à un tas avec un angle d'écoulement de  $90^\circ$ . Pour les autres configurations seuls les plans verticaux ont été étudiés. Ces mesures ont pour but principal de constituer une base de données de référence pour tester la qualité et la précision des simulations numériques.

La figure III-6.7 présente différentes configurations étudiées.

Numéro de la configuration	Nombre de tas	Angle	Espacement entre les tas (e)	Plans de mesures
1	1	90°	-	Plan milieu
2	1	90°	-	Plan 144
3	1	90°	-	Plan parallèle
4	1	60°	-	Plan milieu
5	1	30°	-	Plan milieu
6	2	90°	1e	Plan milieu
7	2	90°	1e	Plan 144
8	2	90°	2e	Plan milieu
9	2	90°	3e	Plan milieu
10	2	60°	1e	Plan 144
11	2	60°	2e	Plan 144
12	2	30°	1e	Plan 144
13	3	90°	1e	Plan milieu

*Tableau III-6.1 - Différentes configurations testées*

## III-6.4 Mesures PIV

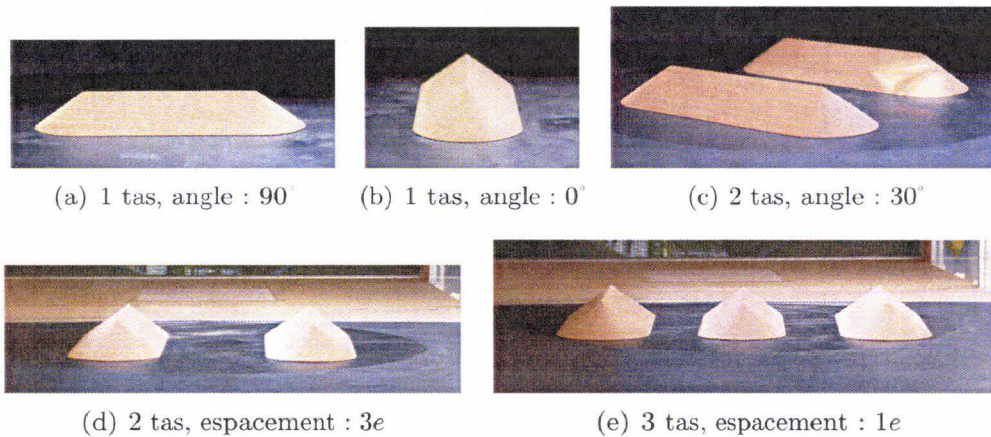
### III-6.4.1 Principe de la PIV

Le principe de base de la PIV consiste à identifier le déplacement de particules placées dans un écoulement, sur deux images successives séparées d'un intervalle de temps très court et contrôlé. La PIV nécessite un ensemencement de l'écoulement avec des particules de taille suffisamment petites pour pouvoir supposer qu'elles suivent intégralement toutes les fluctuations de l'écoulement, mais suffisamment grande pour pouvoir capter le signal lumineux ré-émit.

A l'aide d'une tranche lumineuse très mince, d'épaisseur inférieure à 1 mm, une tranche de l'écoulement est illuminée. Les particules traceurs sont rendues visibles et il est alors possible d'enregistrer leurs positions à deux instants successifs (voir schéma III-6.8). Les deux images numériques enregistrées sont ensuite divisées en un grand nombre de fenêtres de petites dimensions appelées zones d'interrogation. La taille des zones d'interrogation ainsi que l'intervalle de temps entre deux images consécutives sont à déterminer par l'expérimentateur de manière à ce qu'il y ait au minimum 10 particules illuminées pour chaque zone d'interrogation et que ces particules ne parcourent pas plus de 20% de la zone d'interrogation entre deux images consécutives. Le déplacement moyen des traceurs est ensuite déterminé pour chaque zone d'interrogation à l'aide d'une analyse d'inter-corrélation appliquée entre deux images consécutives. Les images de toutes les particules illuminées dans un plan étant enregistrées simultanément, on accède au champ instantané de vitesses.

### III-6.4.2 Description et implantation de la chaîne de mesures

Le matériel utilisé pour les mesures PIV est un système Dantec Dynamics constitué des différents composants suivants :



**Figure III-6.7** – Différentes configurations des tas

- caméra CCD Flowsense 2M de résolution  $2048 \times 2048$  pixels munie d'un filtre de bande passante  $532 \text{ nm}$ ,
- laser pulsé à double cavité NdYag CONTINUUM,
- logiciel DynamicStudio pour le traitement des images

La nappe de lumière, d'approximativement  $1 \text{ mm}$  d'épaisseur, est réalisée à partir du faisceau laser. L'ensemencement est assuré par un générateur de fumée de spectacle de la marque JEM.

Les mesures PIV ont été effectuées suivant deux plans parallèles à l'écoulement (Cf Figure III-6.6). Pour le premier plan, la nappe laser traverse la soufflerie selon un plan perpendiculaire à la surface du sol. Pour le second plan, la nappe parallèle au sol est placée à une hauteur de  $5 \text{ mm}$  au dessus de la surface. Pour réaliser ces deux plans, deux différents montages Laser/Camera ont été nécessaires. Dans le premier cas, le laser est monté au dessus de la veine d'essai sur un chariot roulant suivant deux axes : latéral ( $x$ ) et transversal ( $z$ ). La caméra est rattachée au laser par l'intermédiaire d'un bras. Cette configuration permet à la caméra de suivre le positionnement du laser sans nécessiter de nouveaux réglages pour chaque déplacement de la nappe laser. La photo III-6.9 mets en évidence les deux axes de translation du laser ainsi que le bras permettant la solidarité entre le laser et la camera. Dans le second cas, le laser et la camera sont permutés, le laser est positionné sur le côté de la veine tandis que la camera est au dessus de la veine.

La camera et le laser sont pilotés par l'unité de contrôle du système PIV. Les images sont enregistrées à la cadence du laser avec une fréquence de  $4 \text{ Hz}$ . L'intervalle de temps entre les deux images de chaque paire d'images est fixé à  $120 \mu\text{s}$ . Le facteur d'échelle entre les dimensions des images enregistrées et les dimensions réelles de la soufflerie a été mesuré à l'aide d'une mire recouverte d'un papier millimétré située dans le plan de la nappe laser. Le logiciel DynamicStudio produit par la société Dantec Dynamics a été utilisé pour l'inter-corrélation numérique des doublets d'images des particules traceuses. La taille de la zone d'interrogation est de  $32 \times 32$  pixels, soit  $3,8 \text{ mm} \times 3,8 \text{ mm}$ . Un overlap de  $25\%$  a été appliqué lors de la corrélation, ce paramètre permet de diminuer la perte d'information due aux particules qui n'apparaissent que sur une zone d'interrogation d'une paire d'images. Il permet en outre d'augmenter la résolution (le nombre de vecteur-vitesse) sans diminuer la taille des zones d'interrogation. Un overlap

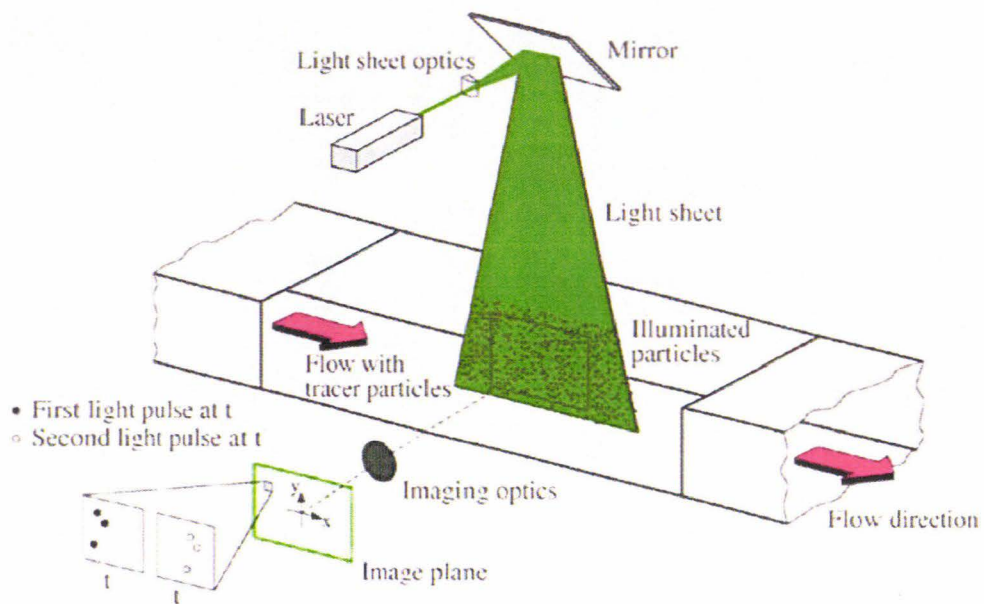


Figure III-6.8 – Schéma de principe de la vélocimétrie par images de particules [43]

de 25% consiste à appliquer la corrélation avec des zones d'interrogation décalées du quart de leur taille (dans les deux directions).

### III-6.4.3 Tests préliminaires

#### III-6.4.3.1 Traitement de la réflexion proche de la surface

La surface de la zone de mesures ainsi que les surfaces des maquettes de tas sont peintes avec de la peinture anti-réflexion afin d'obtenir des informations le plus près possible de la paroi. Cette peinture est composée d'un mélange de vernis transparent classique et de particules de rhodamine 6G dissoutes dans de l'éthanol. D'après les spectres d'absorption et d'émission de la rhodamine 6G, présentés à la figure III-6.10, il apparaît que ces molécules ont pour effet d'absorber une partie de la lumière verte du laser de longueur d'onde  $\lambda = 532 \text{ nm}$  et de ré-émettre la lumière à la longueur d'onde  $\lambda = 550 \text{ nm}$ . Ainsi, avec le filtre de bande passante  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , la lumière émise par la surface des tas est filtrée et la caméra CCD enregistre alors en moindre partie la réflexion du laser sur la paroi.

Des tests d'efficacité de cette méthode ont été réalisés. Pour cela différents nombres de couches successives du mélange contenant la rhodamine 6G ont été appliquées sur une surface similaire à la surface des maquettes de tas. La figure III-6.11 montre l'état de la réflexion du laser sur cette surface. On observe que, pour un nombre de couches élevé ( $> 10$ ), la réflexion du laser est fortement atténuée, ceci est dû à l'augmentation de la concentration en particules de rhodamine au niveau de la surface. Au final, 16 couches de ce mélange ont été appliquées sur les surfaces de la zone de mesures et des maquettes des tas.



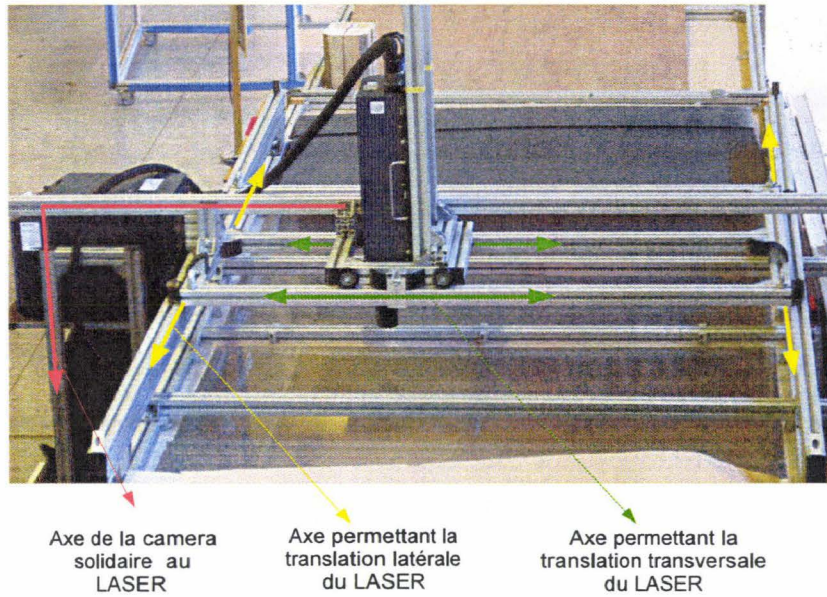


Figure III-6.9 – Structure portant le laser et permettant ses mobilités transversale et longitudinale

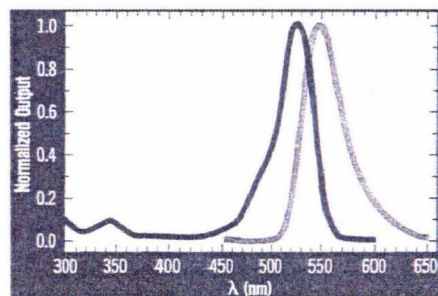


Figure III-6.10 – Spectre d'absorption en noir et d'émission en gris de la Rhodamine 6G [Extrait du catalogue Kodak Laser dyes].

### III-6.4.3.2 Étude de la convergence statistique

De manière à quantifier le niveau de confiance sur les valeurs statistiques obtenues, une analyse de la convergence statistique a été conduite sur 4000 échantillons de données instantanées acquises consécutivement. L'évolution de la vitesse moyenne ainsi que celle de l'énergie cinétique turbulente moyenne en fonction du nombre d'acquisition ont été analysées en trois points de l'écoulement au dessus d'un tas isolé, avec un angle d'écoulement de  $90^\circ$ . Ces trois points, *A*, *B* et *C*, représentés sur la figure III-6.12, sont situés dans le plan vertical de symétrie du tas parallèle à l'écoulement. Le positionnement de ces points a été choisi de manière à vérifier la convergence proche de la paroi du tas (Point *A*), dans la zone de re-circulation (Point *B*) et dans la partie plus éloignée du tas (Point *C*).

Les résultats de cette étude sont présentés par la figure III-6.13. Les figures III-6.13(a), III-6.13(c) et III-6.13(e) montrent l'évolution, en fonction du nombre d'acquisitions, du rapport de la valeur moyenne de la vitesse  $u_n$  pour  $n$  acquisitions sur la

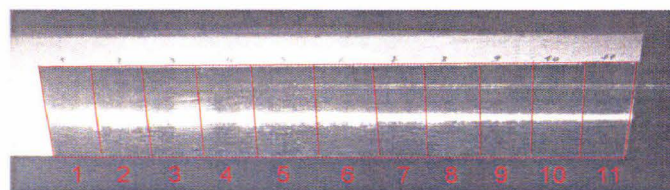


Figure III-6.11 – Réflexion de la nappe laser sur une surface recouverte de 1 à 11 couches de peinture anti-réflexion

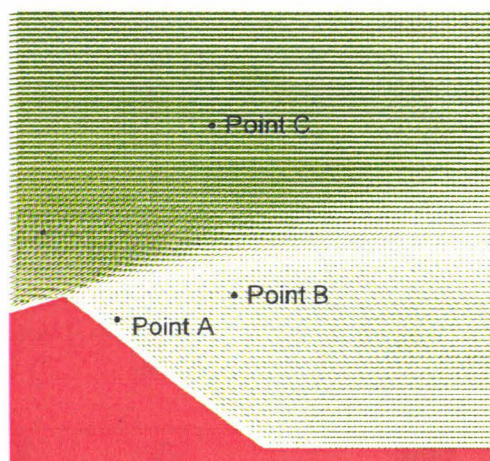


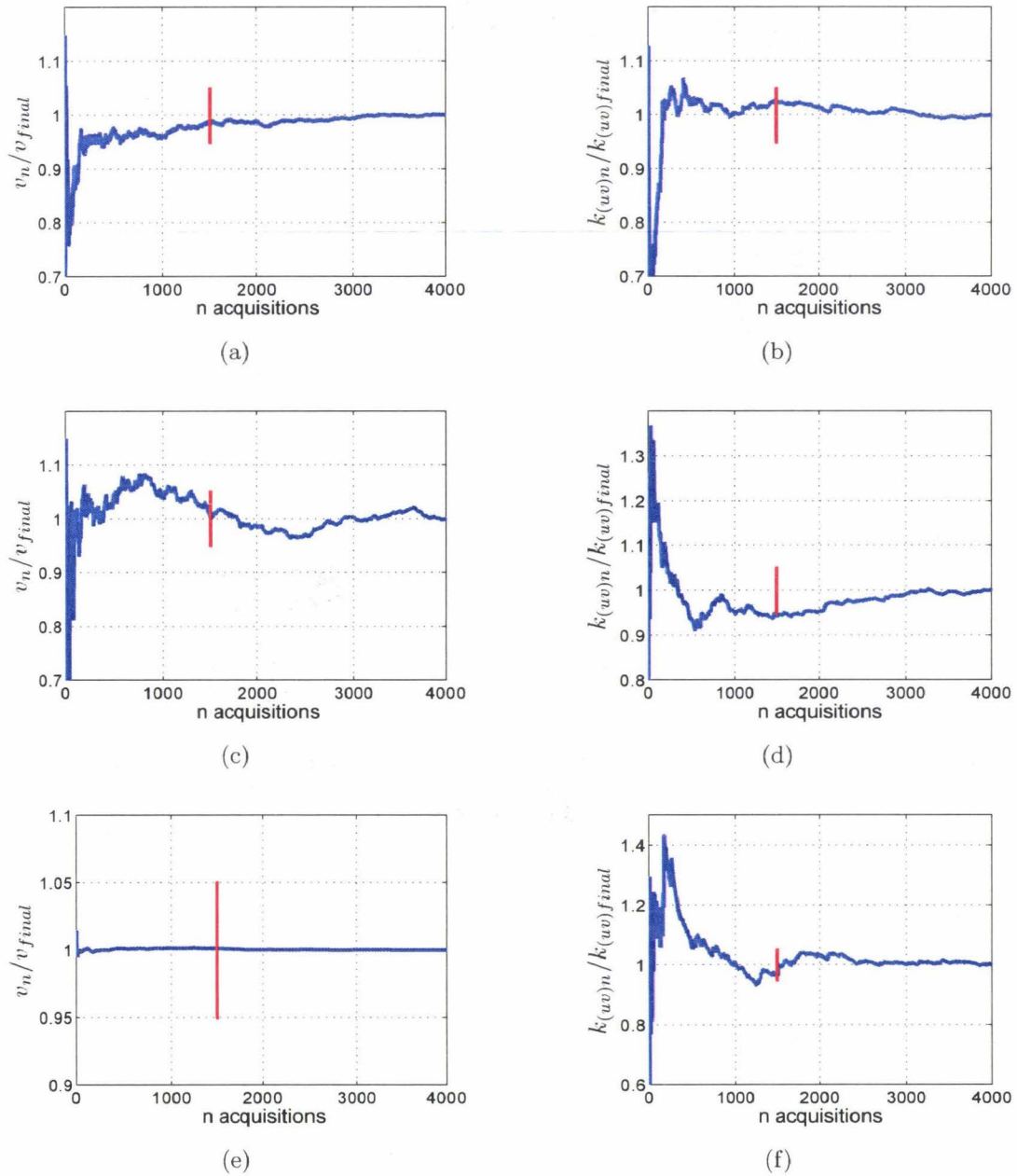
Figure III-6.12 – Localisation des points A, B et C où la convergence des grandeurs de vitesse moyenne et d'énergie cinétique turbulente ont été vérifiées

valeur de la vitesse moyenne finale à 4000 acquisitions  $u_{final}$  respectivement pour les points A, B et C. Les figures III-6.13(b), III-6.13(d) et III-6.13(f) montrent l'évolution, en fonction du nombre d'acquisitions, du rapport de la valeur moyenne de l'énergie cinétique turbulente  $k_{(uv)n}$  pour  $n$  acquisitions sur la valeur de l'énergie cinétique turbulente moyenne finale à 4000 acquisitions  $k_{(uv)final}$  respectivement pour les points A, B et C.

Les barres d'erreur sur chacun des graphiques montrent qu'au delà de 1500 acquisitions, la valeur moyenne déduite à l'acquisition  $n$  ne varie plus que sur un intervalle de  $\pm 5\%$  par rapport à la valeur moyenne obtenue pour 4000 acquisitions. L'ensemble des mesures des champs de vitesses moyennes a été déterminé, pour la suite des mesures, en moyennant 1500 champs instantanés. Ce nombre d'acquisitions permet de limiter les temps de mesures et de traitement des données, ainsi que l'espace mémoire nécessaire (environ 25 Go par série de mesure), tout en ayant une incertitude sur la mesure raisonnable (moins de 3% pour la vitesse moyenne et moins de 5% pour l'énergie cinétique turbulente).

### III-6.4.3.3 Détermination de la vitesse proche de la surface

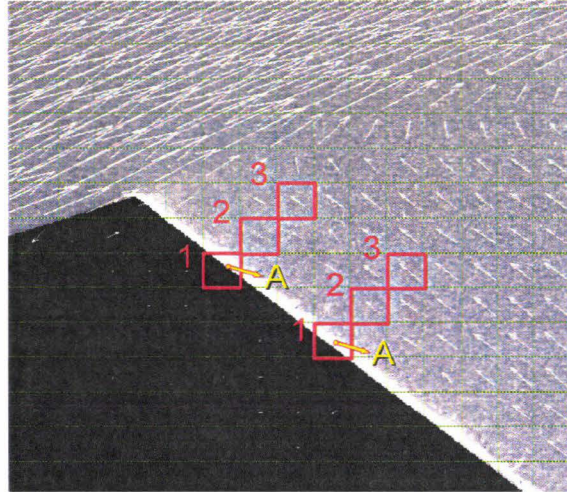
D'après la méthode d'estimation des émissions diffuses de poussières proposée par l'EPA, la vitesse de frottement à la surface d'un tas de stockage, très difficile à quantifier, est représentée par une vitesse de surface  $u_s$  à 25 cm de la surface du tas en



**Figure III-6.13** – (a), (c) et (e) : évolution du rapport  $u_n/u_{final}$  en fonction du nombre d'acquisition respectivement pour les points A, B et C. (b), (d) et (f) : évolution du rapport  $k_{(uv)_n}/k_{final}$  en fonction du nombre d'acquisition respectivement pour les points A, B et C. En rouge, barre d'erreur verticale de  $\pm 5\%$  à  $n = 1500$

configuration réelle.

Les tas disposés dans la soufflerie sont des maquettes à échelle réduite (1 : 200) des tas de stockage présents sur les sites industriels. A pleine échelle, la hauteur et la longueur caractéristiques de ces tas sont :  $h = 16 \text{ m}$  et  $L = 116 \text{ m}$ . La vitesse  $u_s$ , mesurée à  $25 \text{ cm}$  au dessus des tas en échelle réelle, devrait être mesurée à  $1,225 \text{ mm}$  au dessus de la surface des tas pour la configuration à échelle réduite étudiée ici. Cependant, la résolution spatiale de la PIV, liée principalement à l'épaisseur de la nappe laser ne permet pas d'accéder à la vitesse  $u_s$  à cette hauteur.



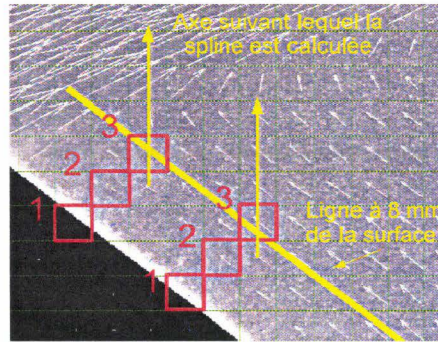
**Figure III-6.14** – Représentation des zones d'interrogation sur une image présentant le champ de vitesse mesuré au dessus d'un tas par PIV

La figure III-6.14 représente une partie d'un champ de vitesse mesuré au dessus d'un tas. Le quadrillage, superposant l'image des particules illuminées et les vecteurs de vitesse, représente les zones d'interrogation où le déplacement moyen des particules traceurs est inter-corrélé. Ces zones ont pour dimensions  $24 \times 24$  pixels, soit  $2,85 \times 2,85 \text{ mm}$  (la taille initiale des zones d'interrogations étaient de  $32 \times 32$  pixels avant l'application d'un recouvrement de 25%). Rappelons que les dimensions de ces zones ont été choisies afin de satisfaire les critères exposés à la section III-6.4.1, soit un minimum de  $10^7$  particules par zone d'interrogation et un déplacement des particules entre les deux images successives d'environ 20% de la zone d'interrogation.

La figure III-6.14, montre que la première zone d'interrogation, numérotée 1, intercepte le tas. Le déplacement moyen des particules traceurs calculé dans cette fenêtre d'interrogation est possiblement entaché d'erreurs car il n'est pas représentatif de la vitesse proche paroi du fait qu'une partie de cette fenêtre soit occultée par la surface du tas. La deuxième et la troisième zone d'interrogation situées au dessus de la surface du tas, numérotée respectivement 2 et 3 sur la figure III-6.14, permettent de calculer la vitesse de l'écoulement au dessus de la surface du tas et plus particulièrement au dessus du point A. En s'éloignant de la paroi la concentration en particules traceurs est plus élevée ce qui entraîne une meilleure inter-corrélation des doublets d'image, de ce fait la mesure de vitesse dans la zone d'interrogation 3 aura une meilleure précision que celle obtenue par la zone d'interrogation 2.

Les profils de vitesse parallèles à la surface des tas ont été prélevés à une hauteur de  $8 \text{ mm}$  au dessus de la surface des tas. Les vitesses mesurées à cette distance se situent

au niveau des zones d'interrogation 3. Étant donné que l'angle du tas est différent de  $45^\circ$ , la ligne située à  $8 \text{ mm}$  de la surface du tas ne passe pas par le centre de chacune des troisième zones d'interrogation. Afin d'obtenir exactement des valeurs de vitesse à  $8 \text{ mm}$  de la surface, des fonctions de type spline permettant d'interpoler les mesures le long des axes verticaux représentés dans la figure III-6.15 ont été appliquées sur les points adjacents aux zones d'interrogation 3.



**Figure III-6.15** – Représentation des axes suivant lesquels les fonctions spline ont été appliquées

Les vitesses à cette distance, nommées  $u_s$ , constituent un indicateur des vitesses  $u_s$ .

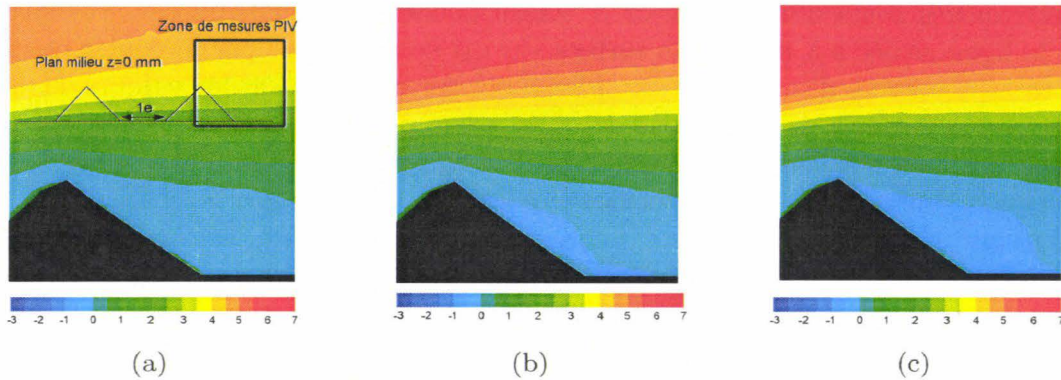
## III-6.5 Résultats et discussion

### III-6.5.1 Vérification de l'indépendance de la vitesse du vent sur les vitesses normalisées par rapport à la vitesse du vent

La méthode d'estimation des émissions diffuses de poussières provenant de l'érosion éolienne proposée par l'EPA est basée sur la connaissance de la distribution du rapport de la vitesse du vent en proche paroi (à  $25 \text{ cm}$  de la surface du tas,  $u_s$ ) sur celle mesurée à une hauteur de référence de  $10 \text{ m}$  ( $u_r$ ). Cette méthode suppose implicitement que la variation de la vitesse moyenne du vent n'a pas d'effet sur la distribution des vitesses normalisées  $u_s/u_r$  au dessus des tas. Cette hypothèse a été vérifiée à l'aide de simulations numériques menées par T. Badr [4] pour une configuration de tas oblong exposée à trois vitesses de vent ( $5, 10$  et  $15 \text{ m/s}$ ). Ces simulations ont montré que les vitesses de vent en proche paroi  $u_s$  augmentent proportionnellement à la vitesse moyenne de l'écoulement; les vitesses normalisées  $u_s/u_r$  restent donc constantes quelque soit la vitesse de l'écoulement.

Néanmoins, cette hypothèse, validée pour une configuration de tas isolé, n'a fait l'objet d'aucune vérification pour des configurations de tas multiples.

Dans cette partie, à travers l'étude de l'écoulement autour de tas successifs on cherche notamment à vérifier l'indépendance des rapports de vitesses  $u_s/u_r$  pour différentes vitesses de vent. Différentes configurations de tas multiples avec différents espacements entre les tas ( $1e, 2e$  et  $3e$ ) et un angle d'écoulement du vent par rapport à l'arête des tas de  $90^\circ$  ont été testées.



**Figure III-6.16** – (a), (b) et (c) : Contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par mesures PIV respectivement pour  $u = 4,7$  m/s,  $u = 6,5$  m/s et  $u = 7,8$  m/s. 2 tas, distance  $1e$

Des profils de vitesse mesurés expérimentalement autour des configurations de tas multiples ont été comparés pour différentes vitesses d'écoulement. Ces profils ont été mesurés dans des plans parallèles à l'écoulement et transverses aux tas. Une attention particulière est apportée aux tas se situant dans le sillage de tas amont.

La figure III-6.16 présente, pour une configuration de deux tas successifs avec un espacement entre les tas valant  $1e$ , les contours de vitesse  $u$  (m/s) (composante longitudinale, suivant la direction  $x$ ), dans le plan transversal aux tas et passant par leurs milieux. Ces mesures expérimentales ont été prises à l'aval du second tas pour les trois vitesses de vent :  $4,7$  m/s,  $6,5$  m/s et  $7,8$  m/s. Cette figure montre que l'écoulement accéléré par le premier tas ne recolle pas à l'amont du second tas et cela quelque soit la vitesse moyenne de l'écoulement. Elle met également en évidence qu'à l'aval du second tas les vitesses  $u$  sont négatives, ce qui démontre la présence d'une zone de re-circulation dans cette région. La comparaison des trois figures III-6.16(a), III-6.16(b) et III-6.16(c) montre de manière qualitative que la structure globale de l'écoulement au dessus de cette configuration de tas successifs ne dépend pas de la vitesse de l'écoulement.

Les graphes III-6.17(b), III-6.17(c) et III-6.17(d) tracent les profils de vitesse  $u/u_r$ , numérotés de 1 à 3, en fonction de  $y$ . Ces trois profils, partant de la surface du tas et s'étendant sur la hauteur de la zone de mesures, sont localisés sur la figure III-6.17(a). A partir de ces profils, il est possible d'évaluer la hauteur de la zone de re-circulation à l'aval du second tas. Les ordonnées des points de passage entre les vitesses négatives et positives indiquent que la hauteur suivant  $y$  de la zone de re-circulation est environ de  $100$  mm au niveau des mesures des trois profils  $u/u_r$  numérotés de 1 à 3. Les graphes III-6.17(b), III-6.17(c) et III-6.17(d) montrent que cette hauteur reste constante pour les trois vitesses de vent testées. De plus, les coefficients de corrélation  $r$  entre les résultats obtenus pour les différentes vitesses d'écoulement sont proches de l'unité  $r = 0,99$ . Ceci montre de manière quantitative que l'écoulement global à l'aval du second tas n'est pas influencé par la vitesse moyenne du vent.

La figure III-6.18(b) présente le tracé de la vitesse normalisée  $u_s/u_r$  ( $u_s$  correspond à la vitesse à  $8$  mm au dessus de la surface du tas) prélevée le long d'une droite parallèle à la surface aval du second tas (ligne bleue sur la figure III-6.18(a)), pour les trois

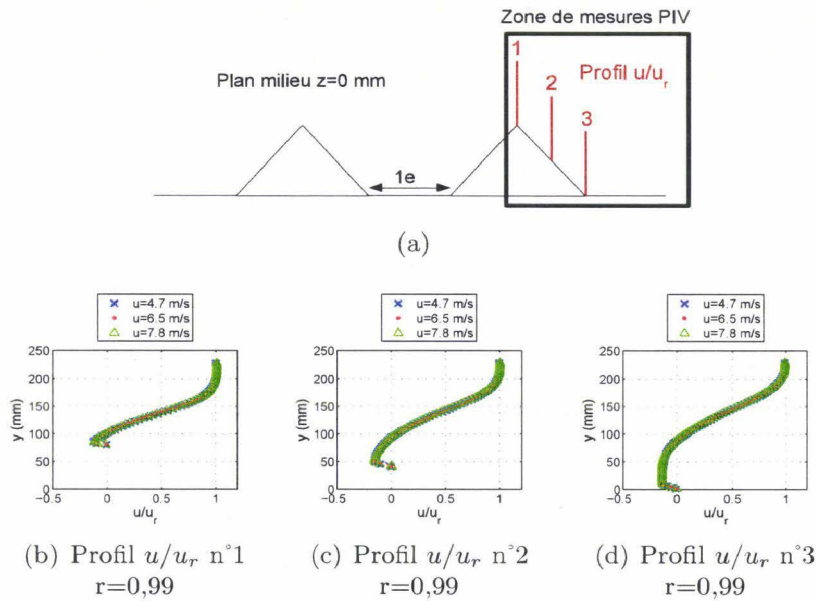


Figure III-6.17 – (a) à (c) : Vitesses normalisées  $u/u_r$  en fonction de  $y$  prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 3. 2 tas, distance  $1e$

vitesses de vent testées. Ce graphe montre que le rapport entre la vitesse de l'écoulement en proche paroi  $u_8$  et la vitesse de référence du vent  $u_r$  ne varie quasiment pas pour les trois vitesses de vent testées. En effet, le coefficient de corrélation moyen entre les résultats obtenus pour les trois vitesses d'écoulement est proche de l'unité :  $r = 0,93$ .

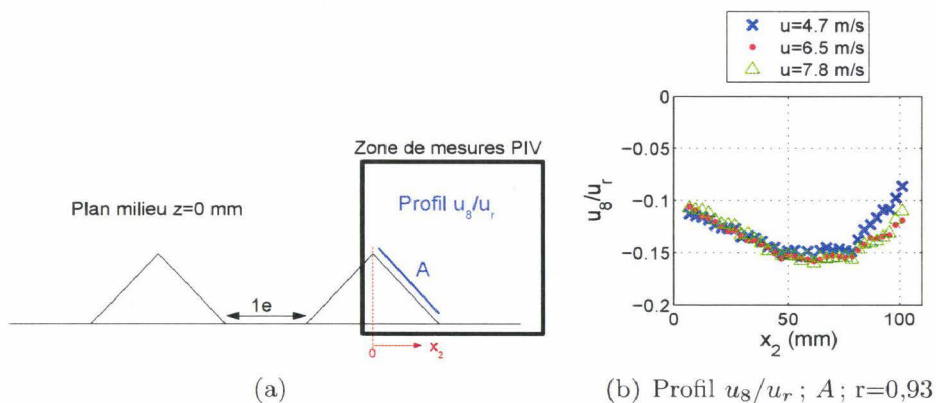


Figure III-6.18 – Vitesses normalisées  $u_8/u_r$  en fonction de  $x$  prélevés le long du profil nommé A. 2 tas, distance  $1e$

Les figures III-6.19, III-6.20 et III-6.21 présentent, pour la même configuration (deux tas successifs avec un espacement entre les tas valant  $1e$ ) les données expérimentales mesurées entre les deux tas pour trois vitesses de vent :  $4,7$  m/s,  $6,5$  m/s et  $7,8$  m/s, dans le plan transversal aux tas et passant par  $z = 144$  mm. Les coefficients de corrélation moyens entre les résultats obtenus pour les trois vitesses d'écoulement pour les

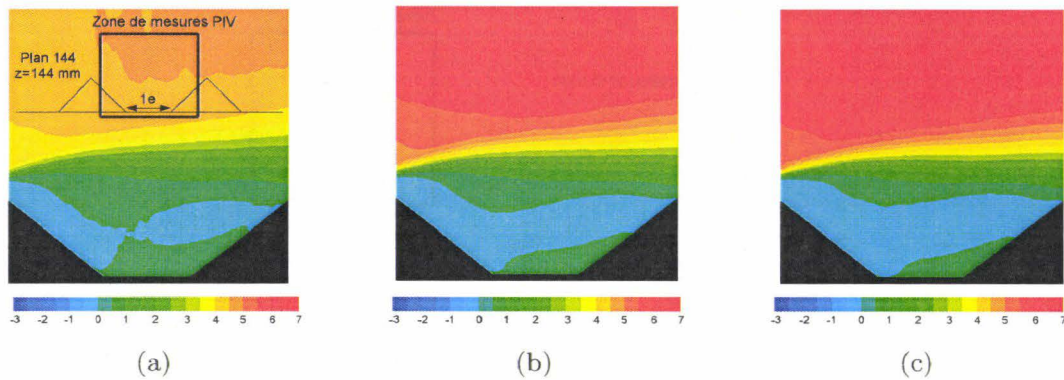


Figure III-6.19 – (a), (b) et (c) : Contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par mesures PIV respectivement pour  $u = 4,7$  m/s,  $u = 6,5$  m/s et  $u = 7,8$  m/s mesurés dans le plan  $z = 144$  mm. 2 tas, distance  $1e$

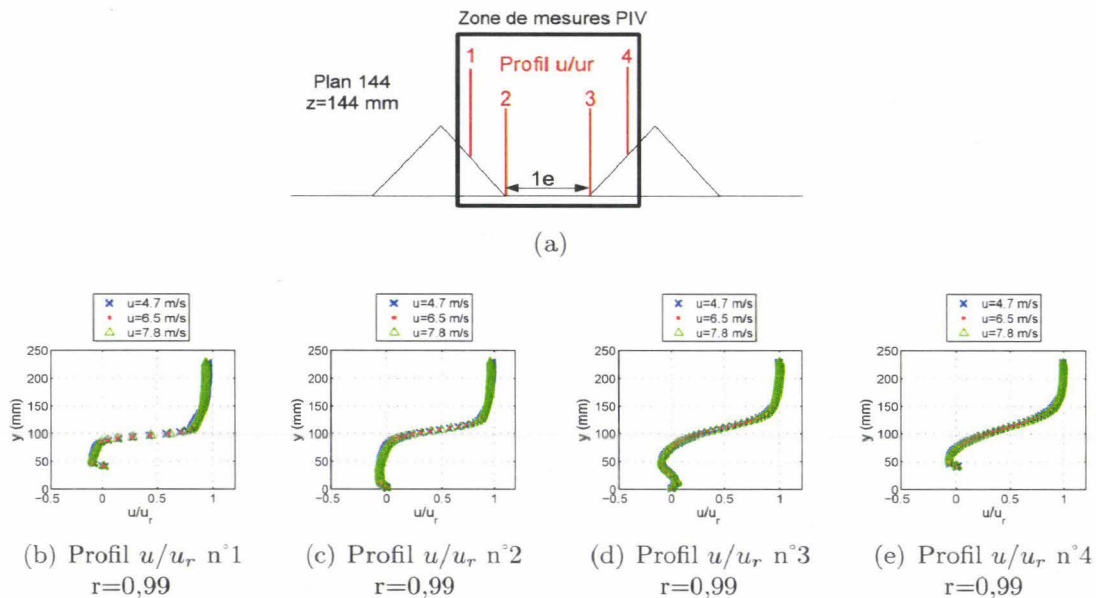
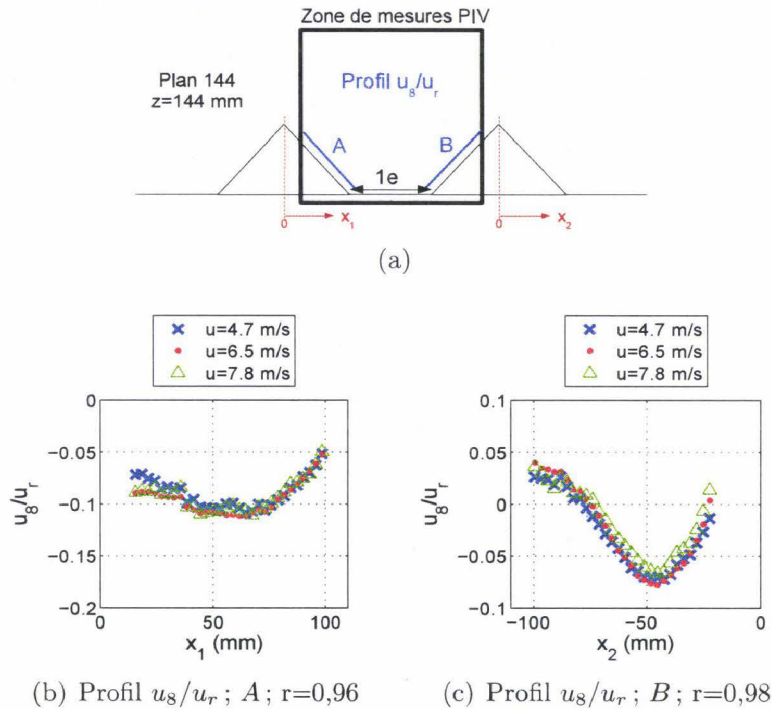


Figure III-6.20 – (a) à (d) : Vitesses normalisées  $u/u_r$  en fonction de  $y$  prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 4.  $z = 144$  mm, 2 tas, distance  $1e$

profils de vitesse normalisée  $u/u_r$  et  $u_8/u_r$  sont proches de l'unité ( $0,96 < r < 0,99$ ). Ces résultats confirment que la distribution de vitesse normalisée autour d'une configuration de tas successifs n'est que très peu affectée par la vitesse de l'écoulement.

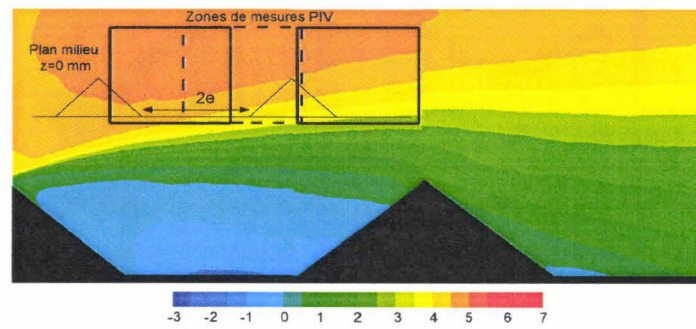
Les figures III-6.22, III-6.23, III-6.24 et III-6.25, III-6.26, III-6.27 présentent, pour des configurations de deux tas successifs avec respectivement un espacement entre les tas valant  $2e$  et  $3e$ , les données expérimentales mesurées autour des deux tas pour deux vitesses de vent :  $4,7$  m/s et  $6,5$  m/s, dans le plan transversal aux tas et passant par leurs milieux. Les coefficients de corrélation moyens entre les résultats obtenus pour les deux vitesses d'écoulement pour les profils de vitesse normalisée  $u/u_r$  et  $u_8/u_r$



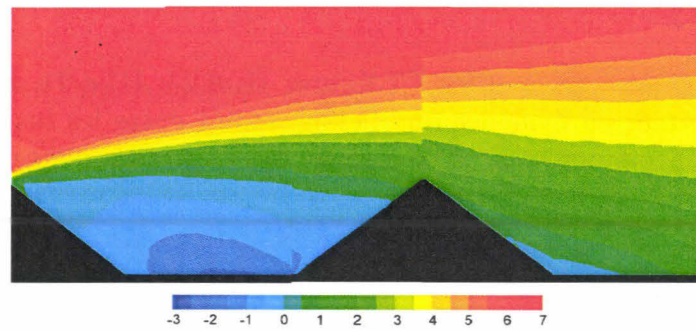


**Figure III-6.21** – (a) et (b) : Vitesses normalisées  $u_8/u_r$  en fonction de  $x$  prélevés le long des profils nommés A et B.  $z = 144$  mm, 2 tas, distance  $1e$

sont proches de l'unité ( $r = 0,99$ , Cf figures III-6.23, III-6.24, III-6.26 et III-6.27). Ces résultats mettent en évidence que l'éloignement entre les tas n'a pas d'incidence notable sur l'indépendance de  $u_s/u_r$  par rapport à  $u_r$  validée pour un écartement de  $1e$ .



(a)



(b)

Figure III-6.22 – (a) et (b) : Contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par mesures PIV respectivement pour  $u = 4,7$  m/s et  $u = 6,5$  m/s. 2 tas, distance  $2e$

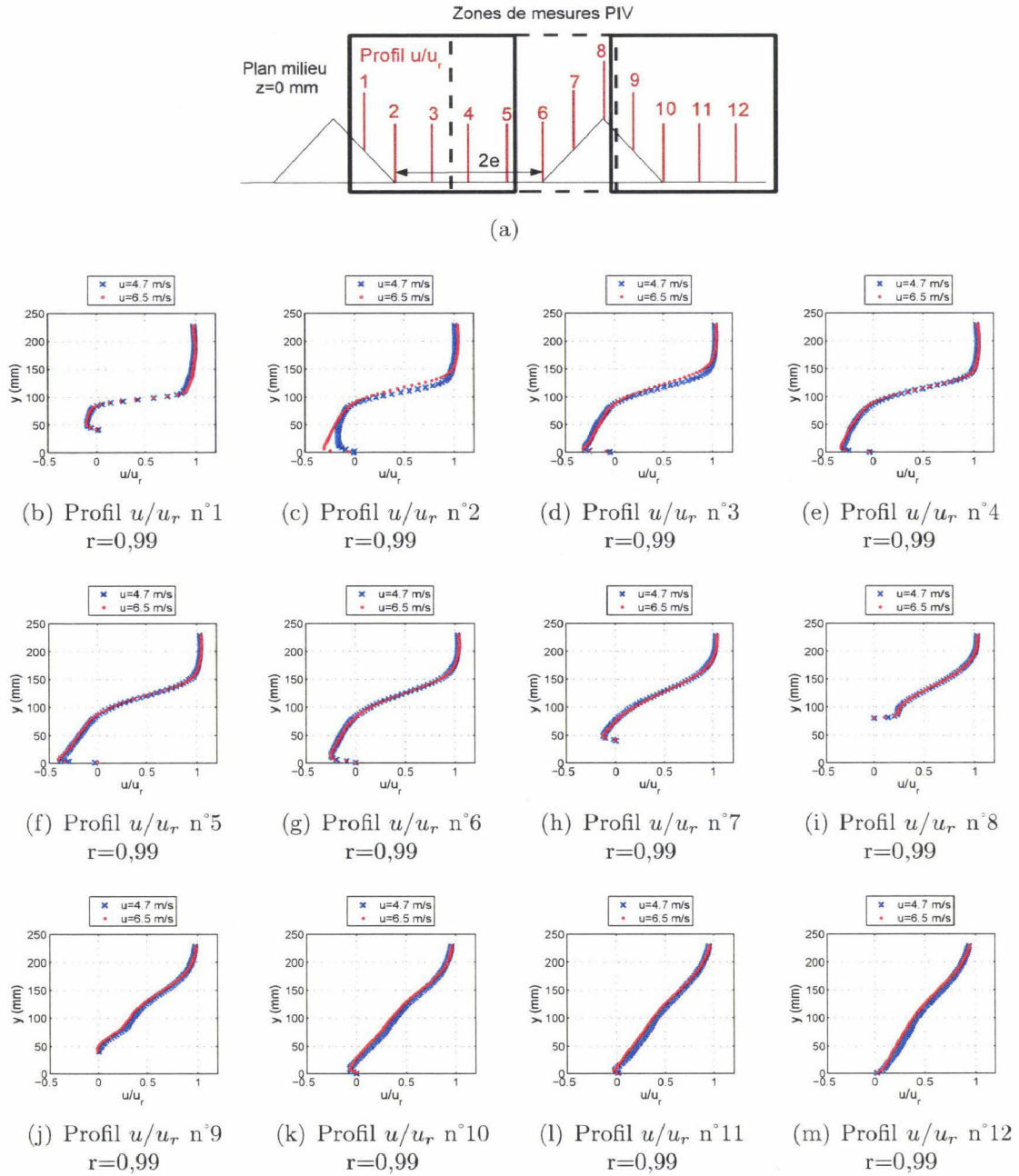


Figure III-6.23 – (a) à (l) : Vitesses normalisées  $u/u_r$  en fonction de  $y$  prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 12. 2 tas, distance  $2e$

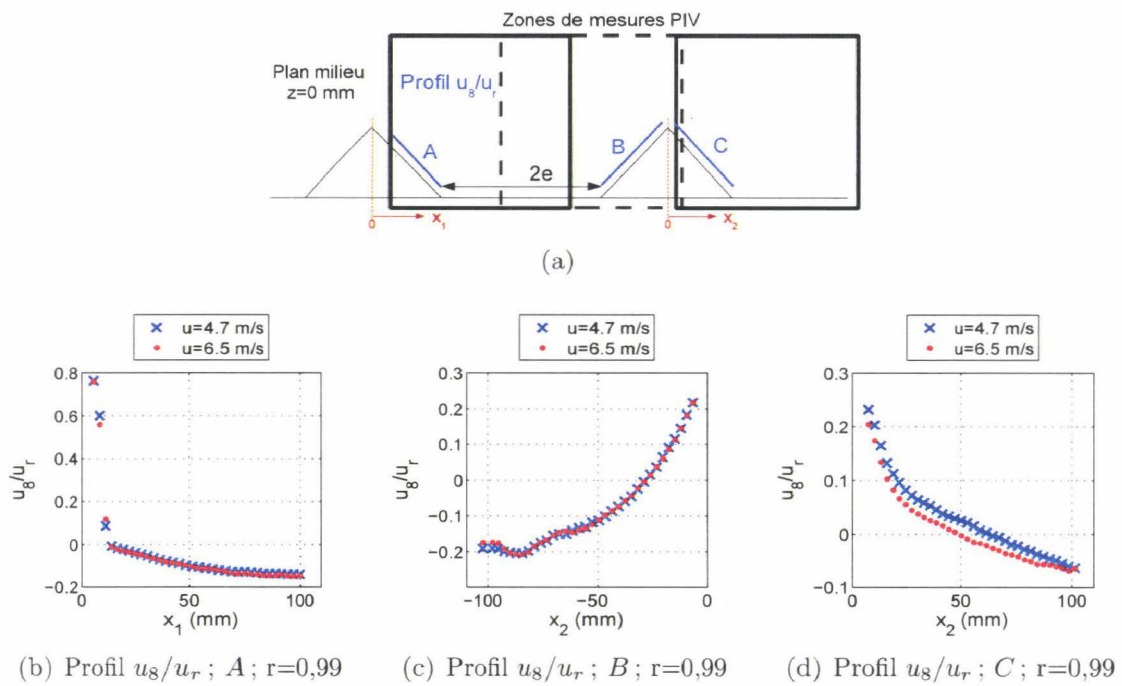


Figure III-6.24 – (a), (b) et (c) : Vitesses normalisées  $u_8/u_r$  en fonction de  $x$  prélevés le long des profils nommés A, B et C. 2 tas, distance  $2e$

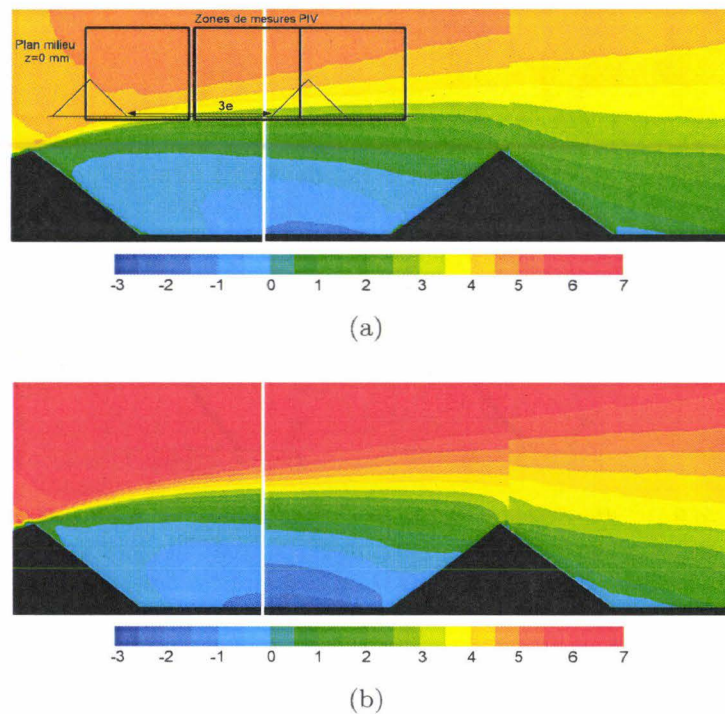


Figure III-6.25 – (a) et (b) : Contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par mesures PIV respectivement pour  $u = 4,7$  m/s et  $u = 6,5$  m/s. 2 tas, distance  $3e$

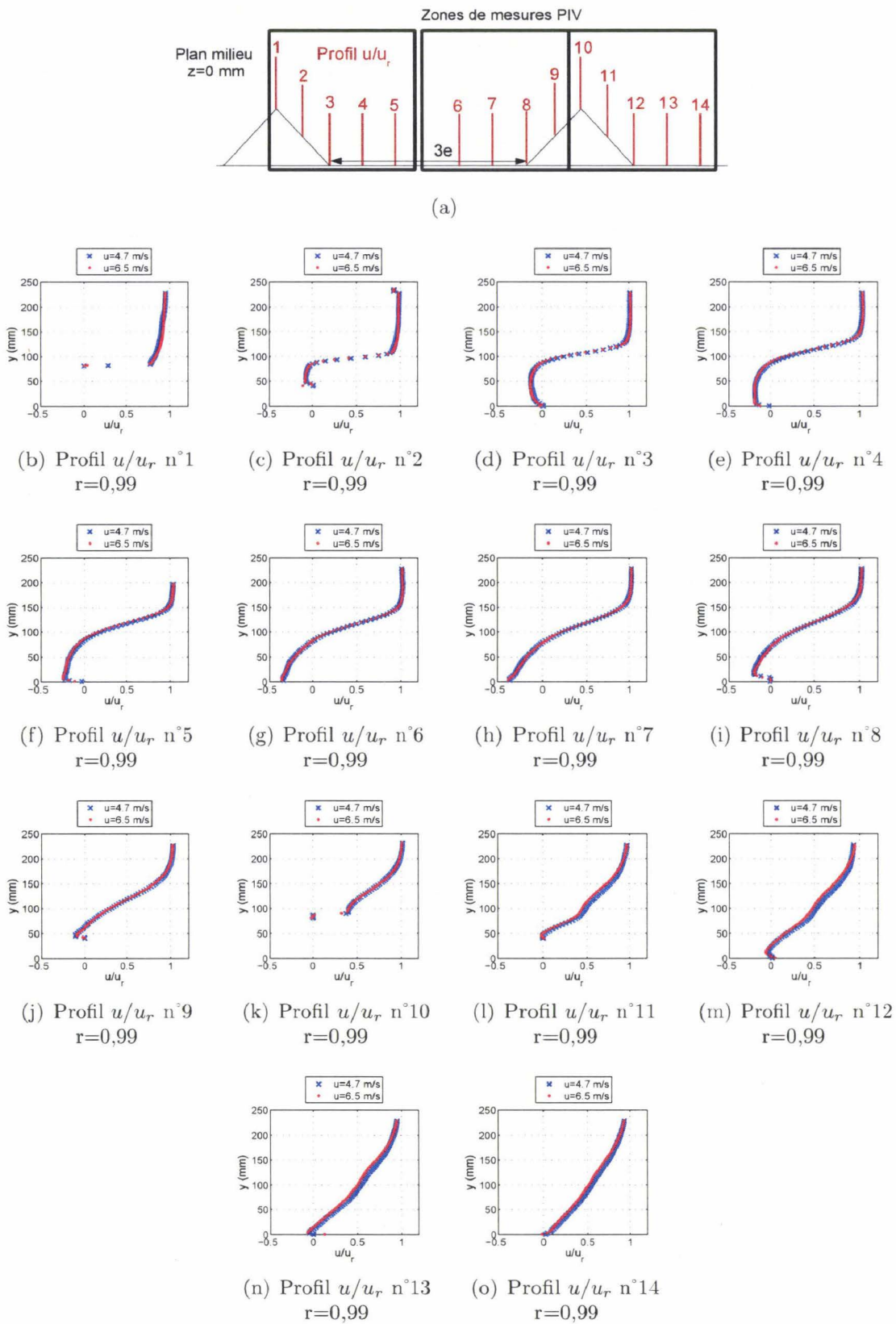
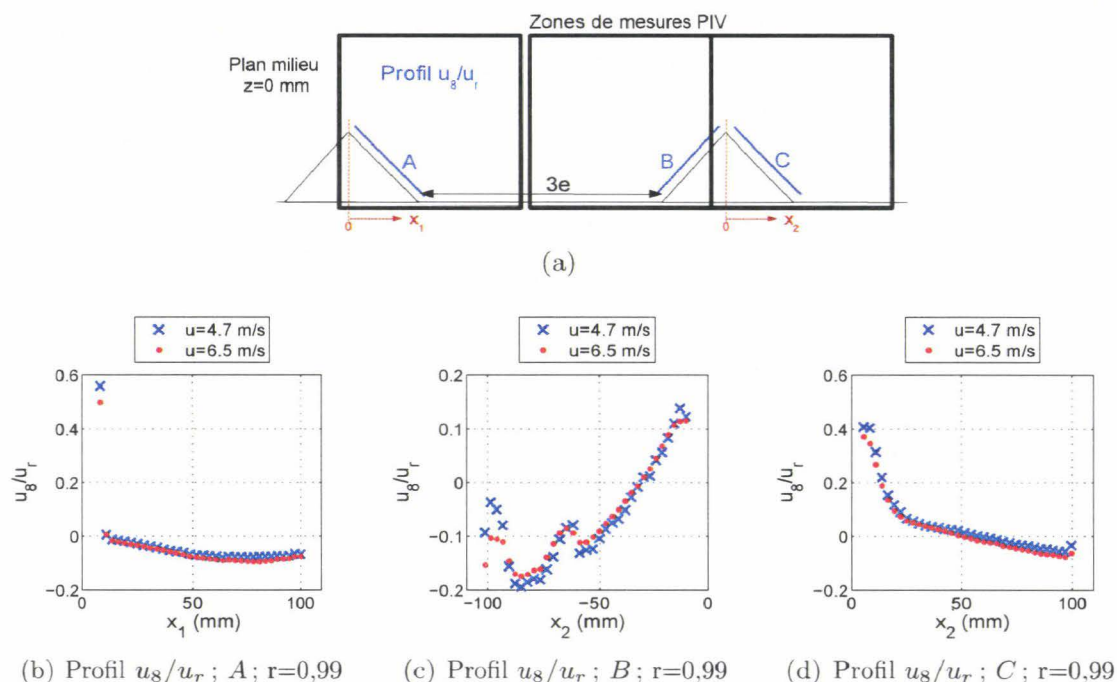


Figure III-6.26 – (a) à (n) : Vitesses normalisées  $u/u_r$  en fonction de  $y$  prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 14. 2 tas, distance  $3e$



**Figure III-6.27** – (a), (b) et (c) : Vitesses normalisées  $u_8/u_r$  en fonction de  $x$  prélevés le long des profils nommés A, B et C. 2 tas, distance  $3e$

Enfin, les figures III-6.28, III-6.29 et III-6.30 présentent, pour une configuration de trois tas successifs avec un espacement entre les tas de  $1e$ , les données expérimentales mesurées autour du dernier tas pour deux vitesses de vent :  $4,7$  m/s et  $6,5$  m/s, dans le plan transversal aux tas et passant par  $z = 0$  mm. Les coefficients de corrélation moyens entre les résultats obtenus pour les deux vitesses d'écoulement pour les profils de vitesse normalisée  $u/u_r$  et  $u_8/u_r$  sont proches de l'unité ( $r = 0,99$ ). Ces résultats indiquent que la variation de la vitesse moyenne du vent n'influence pas de manière significative la distribution des vitesses normalisées au dessus de configurations comportant jusqu'à trois tas consécutifs.

Le tableau III-6.2 récapitule pour l'ensemble des configurations testées les variations absolues moyennes des rapports de vitesses  $u_8/u_r$  par rapport à l'intervalle de mesures de  $u_8/u_r$  pour les différentes vitesses d'écoulement du vent. Ces pourcentages ont été calculés de la façon suivante :

$$\frac{\sum_{i=1}^n |u_8/u_r(u_1) - u_8/u_r(u_2)|}{n \cdot [\max(u_8/u_r) - \min(u_8/u_r)]} \quad (\text{III-6.1})$$

où  $u_1$  et  $u_2$  sont deux vitesses différentes de vent testées.

D'après ce tableau, on observe que, pour l'ensemble des configurations testées, les variations moyennes observées entre les ratios  $u_8/u_r$  pour les différentes vitesses d'écoulement du vent n'atteignent au maximum que 8%. Les ratios  $u_8/u_r$  prélevés à l'amont et à l'aval des tas successifs ne varient donc quasiment pas en fonction des vitesses d'écoulement testées.

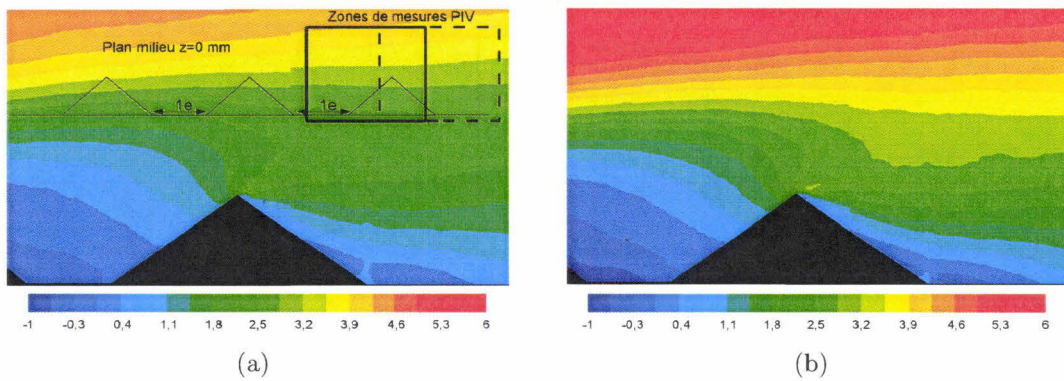


Figure III-6.28 – (a) et (b) : Contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par mesures PIV respectivement pour  $u = 4,7$  m/s et  $u = 6,5$  m/s. 3 tas, distance  $1e$

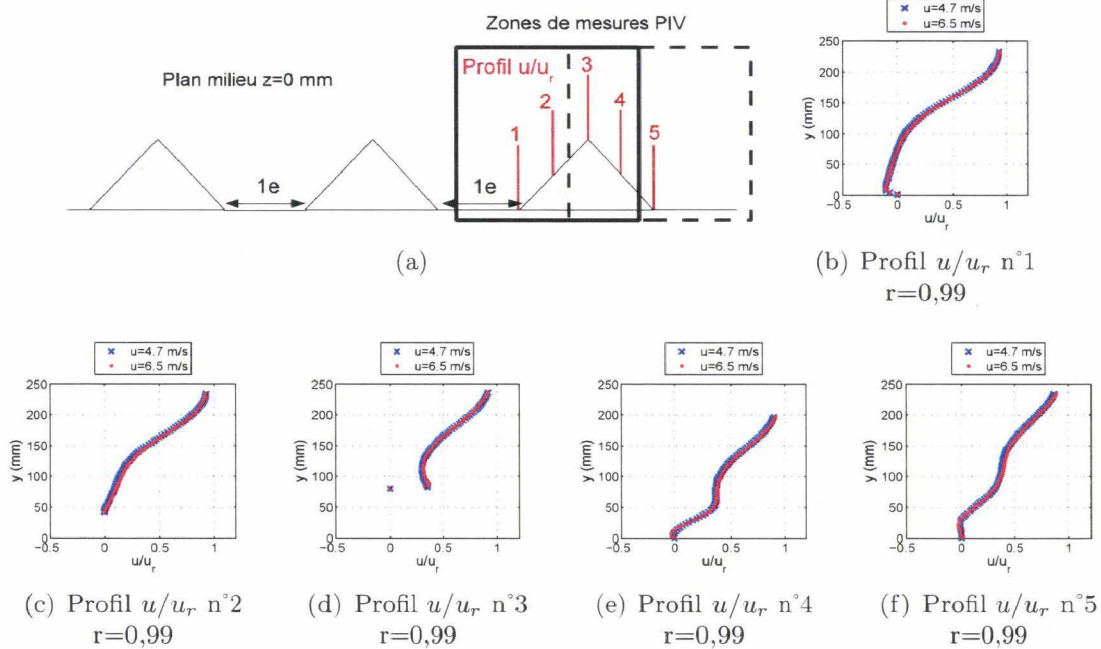


Figure III-6.29 – (a) à (e) : Vitesses normalisées  $u/u_r$  en fonction de  $y$  prélevés respectivement le long des profils numérotés de 1 à 5. 3 tas, distance  $1e$

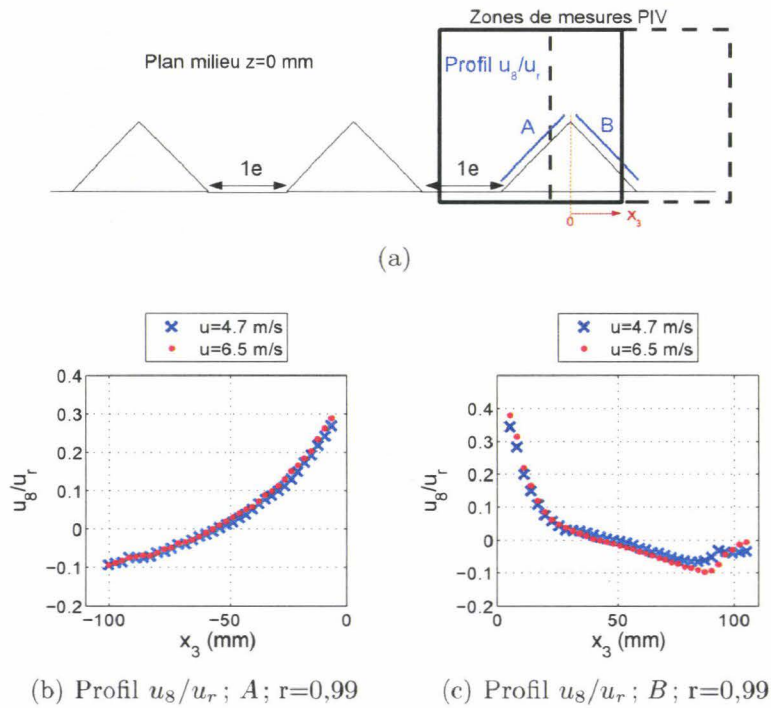


Figure III-6.30 – (a) et (b) : Vitesses normalisées  $u_8/u_r$  en fonction de  $x$  prélevés le long des profils nommés A et B. 3 tas, distance  $1e$

Nombre de tas	espacement entre les tas	plan étudié	Aval de l'avant dernier tas	Amont du dernier tas	Aval du dernier tas
2 tas	$1 e$	$z = 0 \text{ mm}$	-	-	8,1 [%]
2 tas	$1 e$	$z = 144 \text{ mm}$	6,5 [%]	6,5 [%]	-
2 tas	$2 e$	$z = 0 \text{ mm}$	0,9 [%]	1 [%]	6,9 [%]
2 tas	$3 e$	$z = 0 \text{ mm}$	1,3 [%-]	5 [%]	3,7 [%]
3 tas	$1 e$	$z = 0 \text{ mm}$	-	2 [%]	3,45 [%]

Tableau III-6.2 – Variations absolues moyennes par rapport à l'intervalle de mesures de  $u_8/u_r$  pour les différentes vitesses d'écoulement du vent.

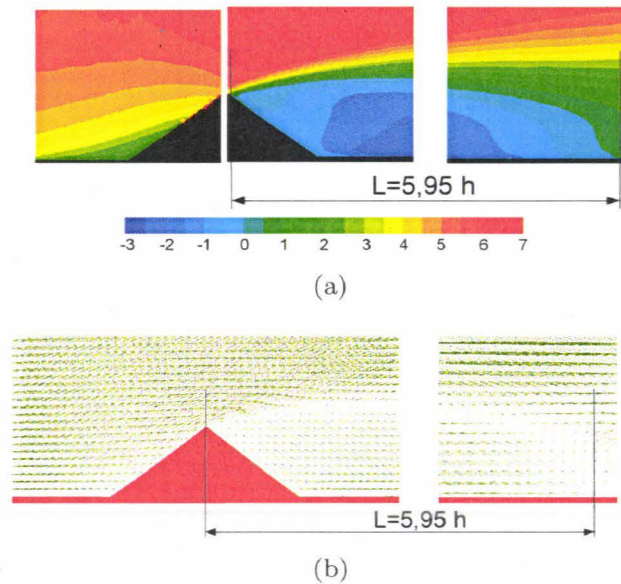


A partir de l'ensemble des résultats présentés dans cette partie, on peut conclure que la variation de la vitesse moyenne du vent n'a pas d'effet sur la distribution des vitesses normalisées au dessus des tas pour les configurations de tas testées. La méthode d'estimation des émissions diffuses de poussières provenant de l'érosion éolienne de tas de stockage de matières granulaires, proposée par l'EPA, est donc applicable pour des configurations de tas successifs.

### III-6.5.2 Influence de l'espacement entre les tas sur l'exposition des tas

Dans cette partie, l'influence de l'espacement entre les tas sur l'exposition éolienne des tas se situant dans le sillage d'un premier tas a été étudiée.

La figure III-6.31 présente pour une configuration de tas isolé les contours de vitesse  $u$  ( $m/s$ ) (composante longitudinale suivant la direction  $x$ ) ainsi que les champs de vecteur vitesse obtenus par mesures PIV dans le plan transversal au tas et passant par son milieu ( $z = 0 \text{ mm}$ ). L'analyse de cette première figure III-6.31 montre que l'écoulement, autour d'un tas isolé, est accéléré en remontant la pente amont puis se sépare de la surface au niveau du sommet du tas. Le fluide accéléré passe au-dessus du tas. A l'aval de ce tas il se crée une zone de re-circulation caractérisée par des vitesses  $u$  ( $m/s$ ) négatives. Cette zone de re-circulation s'étend sur une distance d'environ  $5,95 h$ .

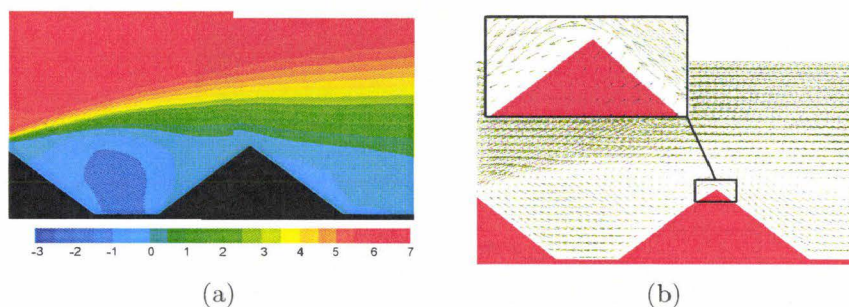


**Figure III-6.31** – (a) Contours de vitesse  $u$  ( $m/s$ ) et (b) vecteurs de vitesse obtenus par mesures PIV pour  $u = 6,5 \text{ m/s}$ . 1 tas

Les figures suivantes III-6.32, III-6.33 et III-6.34 présentent respectivement pour les configurations de deux tas successifs espacés de  $1e$ ,  $2e$  et  $3e$  les contours de vitesse  $u$  ainsi que les champs de vecteur obtenus par mesures PIV dans le plan transversal aux tas et passant par leurs milieux ( $z = 0 \text{ mm}$ ). D'après ces figures, on observe qu'en présence d'un second tas, la zone de re-circulation est largement modifiée et est confinée dans l'espace inter-tas.

En observant la figure III-6.32(a), on remarque que, dans le cas d'une configuration où les deux tas successifs sont proches (distance inter-tas de  $1e$ ), l'écoulement accéléré à l'amont du premier tas passe au dessus du second tas. La zone de faible vitesse  $u$  négative, i.e zone de re-circulation, englobe l'intégralité du deuxième tas. Le champs de vecteur vitesse, présenté à la figure III-6.32(b), montre que le sens de l'écoulement autour du deuxième tas est opposé au sens de l'écoulement principal. Les particules

susceptibles d'être mobilisées à la surface de ce second tas seront donc ramenées dans l'espace inter-tas et elles y seront piégées.



**Figure III-6.32** – (a) Contours de vitesse  $u$  (m/s) et (b) vecteurs de vitesse obtenus par mesures PIV pour  $u = 6,5$  m/s. 2 tas,  $1e$

En ce qui concerne les configurations où l'espacement entre les tas est plus large ( $2e$  et  $3e$ ), les figures III-6.33 et III-6.34 montrent qu'une zone de re-circulation, moins intense que dans le cas où l'espacement entre les tas vaut  $1e$ , se crée entre les tas mais n'englobe pas le second tas. L'écoulement, accéléré sur la partie amont du premier tas, recolle en partie sur l'amont du second tas. Les figures III-6.33(b) et III-6.34(b) mettent en évidence les points de recollement de l'écoulement principal sur les pentes amonts des seconds tas. Au-delà des points de recollement, les tas sont soumis à l'écoulement principal. Cet écoulement contourne alors le sommet des tas sans se détacher de la surface. Une seconde zone de re-circulation est observée aux pieds des pentes avales des deuxièmes tas. A ce niveau l'écoulement principal n'est quasiment plus accéléré, il est en cours de rétablissement. Ces zones de re-circulation sont donc très réduites par rapport à celles observées à l'aval du premier tas. Pour les configurations où l'espacement entre les tas est de  $2e$  ou  $3e$ , seules les particules susceptibles d'être mobilisées sur les parties amonts des seconds tas situées en dessous des points de recollement, seront piégées dans l'espace inter-tas.

Les figures III-6.35(a) et III-6.35(b) représentent les profils de vitesse normalisée  $u_s/u_r$  obtenus expérimentalement par PIV dans le plan transverse aux tas et passant par leurs milieux ( $z = 0$  mm), respectivement à l'amont et à l'aval du second tas pour les quatre configurations étudiées précédemment. Certains de ces résultats ont été présentés dans la section précédente dans les figures III-6.18(b), III-6.24 (c) et (d) et III-6.27 (c) et (d).

Notons que la vitesse  $u_s$  est un indicateur de la vitesse  $u_s$ , qui lui-même est un indicateur de la vitesse de frottement à la paroi. L'étude de la variation des rapports de vitesse  $u_s/u_r$  à la surface des tas successifs va donc permettre d'évaluer l'effet de la présence de tas successifs sur l'érosion éolienne.

La figure III-6.35(a) met en évidence qu'en configuration de tas multiples, les valeurs des vitesses normalisées  $u_s/u_r$ , mesurées à l'amont du second tas, diminuent fortement par rapport à celles mesurées à l'amont du tas isolé. En effet, l'amont du second tas interagit avec la zone de faible vitesse induite par le premier tas.

Pour la configuration de deux tas espacés d'une distance de  $1e$ , les valeurs de  $u_s/u_r$

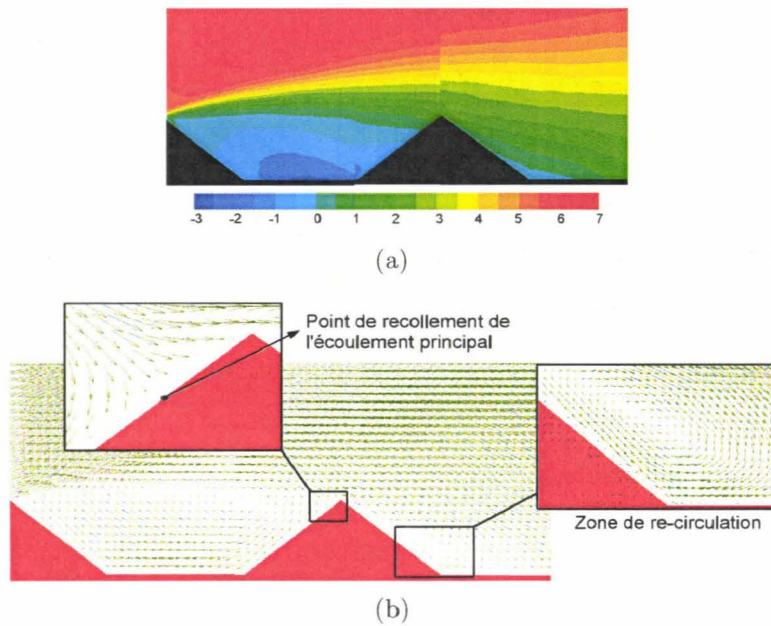


Figure III-6.33 – (a) Contours de vitesse  $u$  (m/s) et (b) vecteurs de vitesse obtenus par mesures PIV pour  $u = 6,5$  m/s. 2 tas, 2e

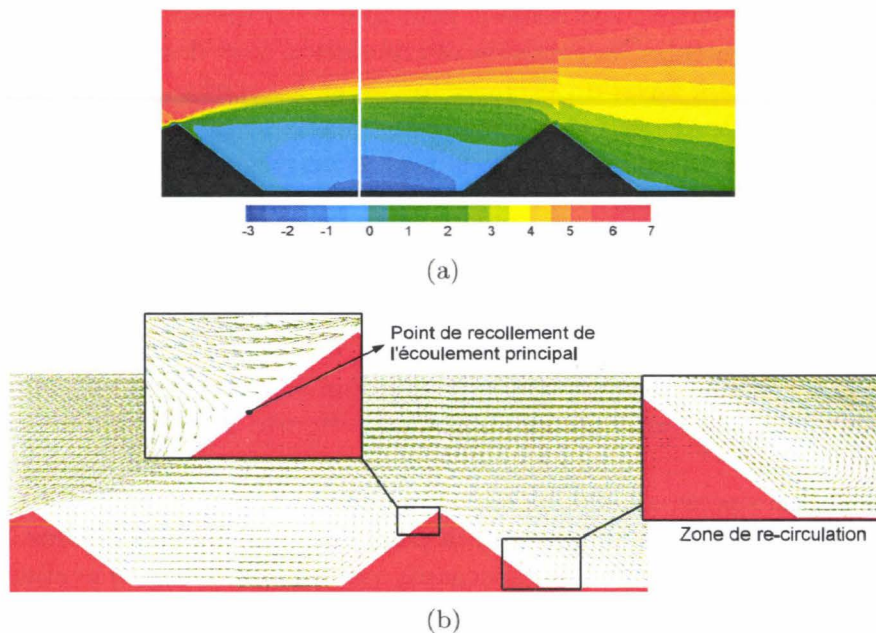
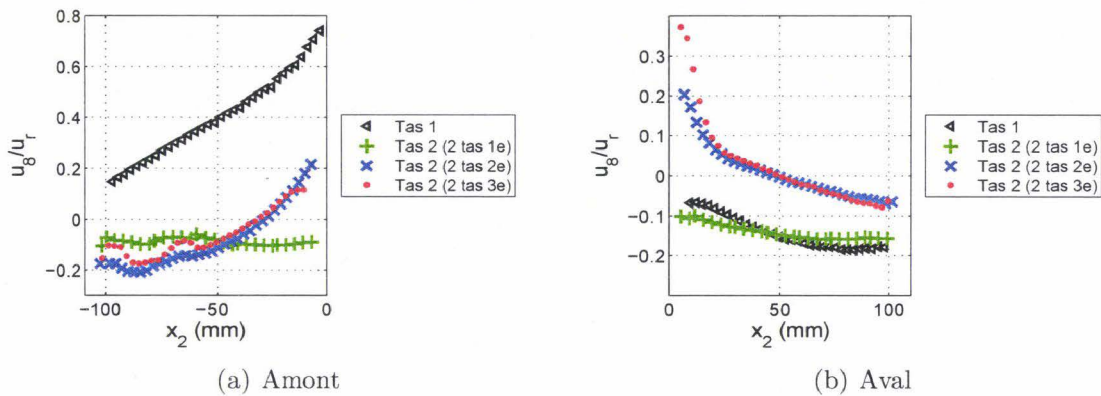


Figure III-6.34 – (a) Contours de vitesse  $u$  (m/s) et (b) vecteurs de vitesse obtenus par mesures PIV pour  $u = 6,5$  m/s. 2 tas, 3e



**Figure III-6.35** – Vitesses normalisées  $u_8/u_r$  respectivement à l'amont (a) et à l'aval (b) du second tas pour la configuration de tas isolé et les configurations de deux tas successifs avec une distance inter-tas de  $1e$ ,  $2e$  et  $3e$

sur toute la pente amont du second tas valent approximativement  $-0,1$ . L'amont de ce tas est entièrement soumis à l'écoulement de re-circulation induit par le premier tas. Pour les configurations de deux tas, espacés d'une distance de  $2e$  et  $3e$ , les valeurs de  $u_8/u_r$  valent approximativement  $-0,2$  au pied du second tas puis augmentent progressivement le long de la pente amont du tas jusqu'à  $0,2$ . L'augmentation de ces valeurs est due au fait que l'écoulement principal, décollé au niveau du sommet du premier tas, recolte sur la partie supérieure de l'amont du second tas. La partie de la pente amont du second tas située sous le point de recollement de l'écoulement principal est soumise à des vitesses négatives induites par la présence de la zone de re-circulation dans l'espace inter-tas, tandis que la partie située au dessus du point de recollement est soumise à l'écoulement principal. Sur la figure III-6.35(a), l'abscisse correspondant au point de passage entre les vitesses négatives et positives indique le positionnement du point de recollement à l'amont du second tas. Pour un espace inter-tas de  $2e$  et  $3e$ , les points de recollement se situent respectivement à  $100\text{ mm}$  et  $90\text{ mm}$  en aval du pied du second tas. On constate donc qu'au plus les tas sont rapprochés, au plus le point de recollement de l'écoulement principal se rapproche du sommet du second tas. Une plus grande partie de la surface amont du second tas est alors soumise à l'écoulement de re-circulation qui implique, par ses faibles vitesses, une plus large protection du tas de l'érosion éolienne.

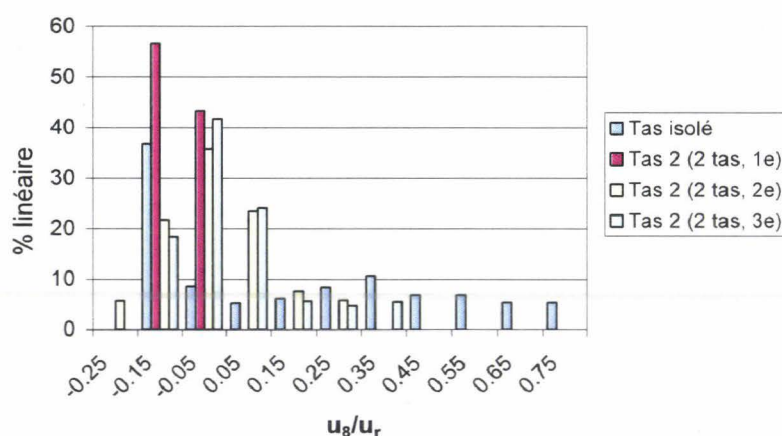
La figure III-6.35(b) montre que les valeurs de  $u_8/u_r$  obtenus à l'aval du tas isolé et à l'aval du second tas dans la configuration de deux tas espacés de  $1e$  sont sensiblement similaires. En effet, ces valeurs avoisinent  $-0,1$  sur toute la pente aval des tas. Ces similitudes sont dues au fait que la zone de re-circulation créée à l'aval du premier englobe l'intégralité du deuxième tas.

En ce qui concerne les configurations où l'espacement entre les tas est plus large ( $2e$  et  $3e$ ), la figure III-6.35(b) indique que les valeurs de  $u_8/u_r$  enregistrées à l'aval du second tas s'étendent de  $0,3$  au niveau du sommet du tas jusqu'à  $-0,1$  au pied du tas. Comme montré auparavant par les figures III-6.33 et III-6.34, l'écoulement accéléré à l'amont du premier tas tend à se rétablir à l'aval des seconds tas. Seule une zone réduite de re-circulation se crée au pied des pentes avales des seconds tas. Sur la figure

III-6.35(b), l'abscisse correspondant au point de passage entre les vitesses positives et négatives indique le positionnement du deuxième point de décollement de l'écoulement à l'amont du second tas. Pour un espace inter-tas de  $2e$  et  $3e$ , les points de recollement se situent approximativement à  $63 \text{ mm}$  en aval du sommet du second tas.

L'histogramme, présenté à la figure III-6.36, montre la répartition des rapports de vitesse  $u_8/u_r$  sur la ligne située à  $8 \text{ mm}$  au dessus de la surface du tas isolé et des seconds tas (pour les configurations de tas successifs) dans le plan transversal aux tas et passant par  $z = 0 \text{ mm}$ . A partir de cette figure on observe quantitativement que les rapports de vitesses  $u_8/u_r$  dans le cas d'un tas situé à l'aval d'un autre sont compris entre  $-0,3$  et  $0,4$  alors que pour une configuration de tas isolé  $-0,2 < u_8/u_r < 0,8$ . Ces résultats montrent que les phénomènes d'érosion éolienne sur les seconds tas seront beaucoup moins intenses que sur un tas isolé. Le premier tas protège donc, de part la zone de re-circulation créée à son aval, le tas suivant des phénomènes de l'exposition éolienne.

La figure III-6.36 montre aussi que la répartition des rapports de vitesses  $u_8/u_r$  tend à se regrouper autour de faibles valeurs au fur et à mesure que l'espacement entre les tas diminue. Ceci signifie qu'au plus les tas sont rapprochés, au plus le tas situé en aval du premier est protégé de l'érosion éolienne.



**Figure III-6.36** – Répartition des rapports de vitesses  $u_8/u_r$  dans le plan transversal aux tas

De manière générale, quand les tas sont proches, la zone de re-circulation créée à l'aval du premier tas interagit avec l'amont et l'aval du second tas. Dans cette configuration, le second tas est entièrement protégé de l'érosion éolienne. Quand les tas sont plus éloignés, la zone d'écoulement secondaire créée à l'aval du premier tas, induisant des faibles vitesses de vent, n'interagit qu'avec une partie de la pente amont du second tas. Le reste de la pente amont ainsi que la pente aval des seconds tas sont alors soumis à un écoulement plus rapide.

A partir de ces différents constats, on peut conclure qu'il est préférable de minimiser la distance séparant des tas successifs sur les zones de stockage de matières granulaires afin de réduire les émissions diffuses de particules provenant de l'érosion éolienne de ces tas.

Il est important de noter que ces résultats mettant en évidence la protection des tas par les tas situés en amont ne sont que très partiels dans la mesure où ils n'ont été vérifiés que pour un angle d'écoulement du vent perpendiculaire aux arêtes des tas.

Dans le chapitre suivant, un calcul numérique, reprenant l'expérience en soufflerie, a été mis en œuvre afin d'évaluer de manière globale la structure de l'écoulement au dessus des tas et d'estimer les taux d'émissions de particules de chacun de ces tas.





## Chapitre III-7

# Simulations numériques de l'exposition éolienne de tas multiples

Ce chapitre présente les simulations numériques mises en œuvre afin d'étudier l'exposition éolienne de tas multiples. Ces simulations vont permettre d'étudier de manière globale la structure de l'écoulement au dessus de diverses configurations de tas se rapprochant de la réalité des sites industriels et ainsi d'élargir l'inventaire des cartographies des coefficients d'exposition  $u_s/u_r$  disponibles pour quantifier les émissions diffuses de poussières.

Les résultats numériques seront comparés aux données obtenues expérimentalement en soufflerie (présentées au chapitre précédent III-6) afin d'évaluer les choix concernant le domaine de calcul, les conditions aux limites, le maillage ainsi que le modèle de turbulence.

Une fois validée, ces simulations numériques permettront d'étudier, pour un grand nombre de configurations à plusieurs tas ou encore de configurations de sites industriels complets intégrant également les bâtiments de tailles significatives, l'influence de la structure de l'écoulement et des interactions sur l'envol de particules. Elles conduiront aussi à améliorer la précision des évaluations de quantités de matière émises par érosion éolienne sur les sites industriels.

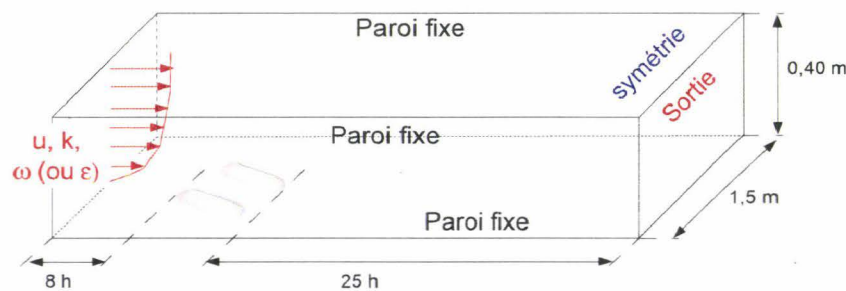
### III-7.1 Paramètres des simulations

#### III-7.1.1 Géométries et conditions aux limites

Les caractéristiques géométriques des tas simulés sont identiques à celles des maquettes de tas utilisées lors des expériences en soufflerie. Les dimensions de la section transversale du domaine de calcul numérique sont les mêmes que pour la section transversale de la soufflerie (1,5 m suivant  $z$  et 0,80 m suivant  $y$ ). La longueur du domaine de calcul a été fixée relativement à la hauteur  $h$  des tas étudiés. Le domaine de calcul s'étend de  $8h$  en amont du premier tas jusqu'à  $25h$  en aval du dernier tas. La longueur du domaine a été dimensionnée en s'assurant que les résultats numériques ne soient pas affectés par la taille du domaine de calcul (Cf paragraphe III-7.1.3). Le nombre de mailles des domaines de calcul sont compris entre 5,3 millions de mailles (pour le domaine comprenant un tas isolé) et 13 millions de mailles (pour les domaines comprenant

trois tas successifs).

Une condition de symétrie a été appliquée à la paroi supérieure du domaine de calcul, celle-ci permet de diviser par deux la taille du domaine de calcul et donc de limiter le temps de calcul. La hauteur du domaine de calcul est donc de  $0,40\text{ m}$ . Les parois latérales, le sol et la surface des tas sont considérés comme des parois fixes, conformément à l'étude expérimentale. La sortie du domaine est définie de manière à ce que le gradient des valeurs dans la direction normales à la sortie soit nul. L'entrée du domaine est définie à partir des profils de vitesse, d'énergie cinétique turbulente  $k$  et du taux de dissipation spécifique  $\omega$  ou du taux de dissipation turbulente  $\epsilon$  suivant le modèle de turbulence choisi, décrivant une couche limite turbulente pleinement développée. L'ensemble de ces conditions limites sont résumées sur la figure III-7.1.



**Figure III-7.1** – Schéma représentant les dimensions du domaine simulé ainsi que les conditions aux limites

### III-7.1.2 Génération des conditions d'entrée

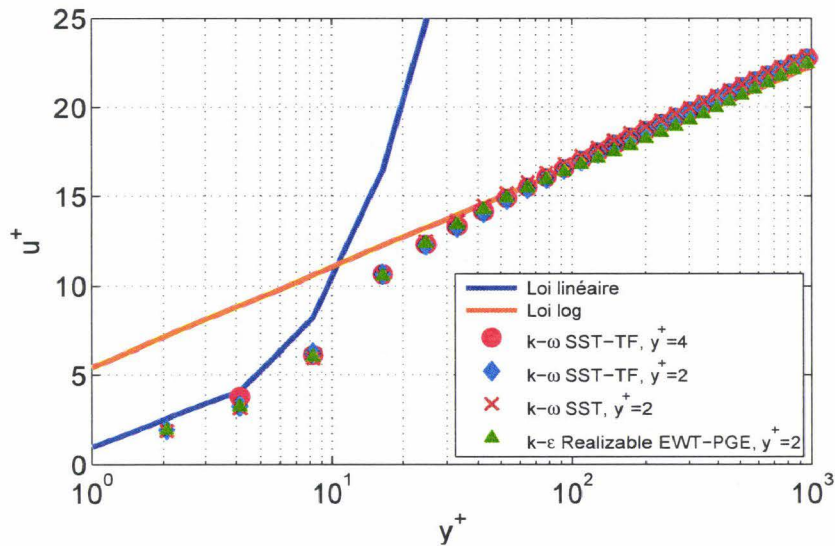
Les conditions d'entrée des domaines de calcul sont générées à partir d'un calcul précurseur sur un canal simple tridimensionnel. La géométrie de ce domaine de calcul, se présentant comme un parallélépipède rectangle, a les mêmes hauteur et largeur que l'entrée du domaine de calcul comprenant les tas. Une condition de symétrie est appliquée à la paroi supérieure du domaine de calcul. Les parois latérales ainsi que la paroi inférieure sont considérées comme des parois fixes. Une condition de périodicité a été imposée entre l'entrée et la sortie de ce domaine. Cette condition permet d'injecter de façon cyclique les profils de sortie à l'entrée du domaine jusqu'à l'obtention d'un écoulement pleinement établi. Une valeur de flux massique correspondant à une vitesse moyenne de  $5,5\text{ m/s}$  a été utilisée pour la condition de périodicité. Cette vitesse a été choisie conformément aux expériences en soufflerie, de façon à ce que la vitesse à  $0,4\text{ m}$  au dessus de la paroi inférieure du domaine numérique soit égale à la vitesse au centre de la soufflerie en régime établi, soit  $6,5\text{ m/s}$ .

Différents modèles de turbulence ont été testés pour ce calcul précurseur afin de définir le plus adéquat pour simuler un écoulement de conduite pleinement développé. Une attention particulière a été apportée à la région pariétale, en effet, il est indispensable que le modèle de turbulence reproduise convenablement la couche limite étant donné que notre zone d'intérêt se situe au voisinage de la paroi. L'approche des modèles pariétaux a été préférée aux lois de paroi pour permettre la résolution des équations de transport près de la surface. Afin de respecter les conditions imposées par cette approche, le maillage à la paroi a été affiné de façon à ce que la première maille se

situé dans la sous couche visqueuse ( $y^+ \leq 5$ ). Afin d'optimiser le nombre de mailles, un rapport d'étirement des mailles suivant  $y$  a été utilisé. Les différents modèles testés sont :  $k - \epsilon$  *Realizable* avec les traitements *Enhanced Wall Treatment (EWT)* et *Pressure Gradient Effects (PGE)*,  $k - \omega$  *Shear Stress Transport (SST)* et  $k - \omega$  *SST Transitional Flow (TF)*. Un schéma de discrétisation du second ordre pour les termes de pression ainsi que pour toutes les autres variables ont été utilisés afin d'augmenter la précision des calculs et de réduire la diffusion numérique. L'algorithme SimpleC a été choisi pour le couplage vitesse-pression pour améliorer la convergence.

Les études comparatives des profils de vitesse par rapport à la loi linéaire et à la loi logarithmique, et des profils de fluctuation de vitesse par rapport à des données expérimentales de référence [19] ont permis de sélectionner le modèle de turbulence le plus performant dans ce cas d'étude.

Les profils de vitesse moyenne obtenus pour chacun des modèles testés sont tracés dans la figure III-7.2.



**Figure III-7.2** – Profils adimensionnels de vitesse  $u^+$  en fonction de  $y^+$  pour le canal lisse précurseur obtenus pour différents modèles de turbulence

La figure III-7.3 présente les profils de fluctuation de vitesse obtenus pour chacun des modèles de turbulence testés ainsi que le profil de fluctuation de vitesse obtenu expérimentalement par PIV stéréoscopique rapide dans la zone proche paroi de la couche limite turbulente [19].

Le profil de fluctuation de vitesses expérimental est représenté par la somme des trois contributions des vitesses fluctuantes dans les trois directions de l'écoulement :

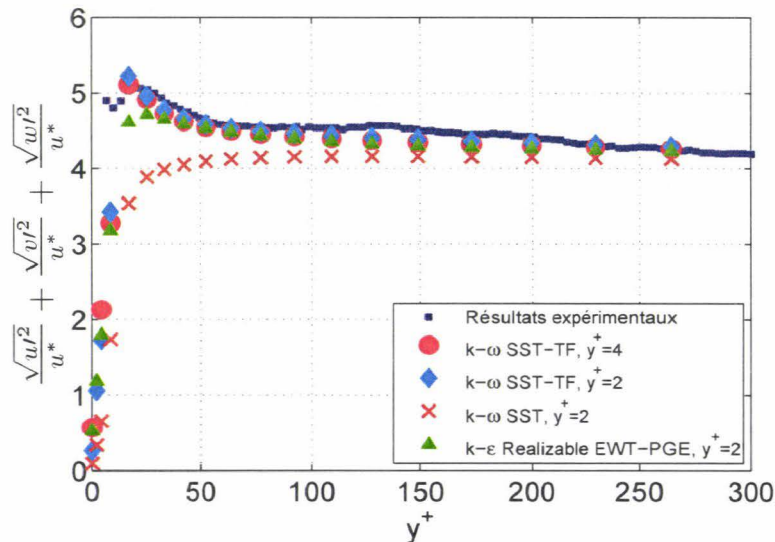
$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u^*} + \frac{\sqrt{v'^2}}{u^*} + \frac{\sqrt{w'^2}}{u^*} \quad (\text{III-7.1})$$

Les profils de fluctuation de vitesse numériques, exprimés en fonction de l'énergie cinétique turbulente  $k$ , sont représentés par :

$$3 \frac{\sqrt{2/3k}}{u^*} \quad (\text{III-7.2})$$

Où  $k$  s'exprime comme :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (\text{III-7.3})$$



**Figure III-7.3** – Profils de  $\frac{\sqrt{u'^2}}{u^*} + \frac{\sqrt{v'^2}}{u^*} + \frac{\sqrt{w'^2}}{u^*}$  en fonction de  $y^+$  pour le canal lisse obtenus pour différents modèles de turbulence ainsi ainsi que le profil issu de mesures expérimentales [19]

L'analyse des figures III-7.2 et III-7.3 montre que, parmi les modèles testés, le modèle  $k - \epsilon$  *Realizable* incluant les traitements *Enhanced Wall Treatment (EWT)* et *Pressure Gradient Effects (PGE)* et le modèle  $k - \omega$  *SST Transitional Flow* s'avèrent être les modèles les plus performants pour simuler un écoulement turbulent pleinement développé. Ils évaluent de manière satisfaisante le niveau de turbulence dans la zone très proche de la paroi. Le modèle  $k - \omega$  *SST* ne permet pas de représenter correctement la turbulence proche paroi, l'utilisation de ce modèle pour la suite des calculs a donc été abandonnée.

Le modèle  $k - \omega$  *SST Transitional Flow* a été testé pour deux maillages, le premier construit sur la base d'une première maille située à une hauteur de  $y^+ = 4$  et le second avec une hauteur de première maille valant  $y^+ = 2$ . Notons que peu de différences sont observées entre les profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente pour ces deux maillages.

A ce stade de l'étude, nous disposons des différents profils de vitesse, d'énergie cinétique turbulente  $k$ , du taux de dissipation spécifique  $\omega$  ou du taux de dissipation turbulente  $\epsilon$  (suivant le modèle choisi) décrivant une couche limite turbulente pleinement développée au sein d'un canal tridimensionnel. Ces profils vont permettre de définir les conditions d'entrée des domaines de calcul pour les configurations de tas successifs.

### III-7.1.3 Maillages testés

Rappelons que l'un des buts de l'étude est avant tout de valider les simulations numériques par rapport à des mesures expérimentales en échelle réduite afin d'étudier des configurations de tas à échelles réelles soumis à un écoulement de couche limite atmosphérique.

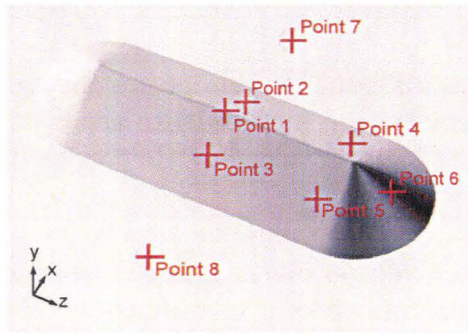
Deux types de maillage ont été étudiés. Le premier est raffiné en proche paroi afin de simuler la sous-couche visqueuse et ainsi de simuler au mieux la turbulence pariétale. Le second maillage étudié est dégradé en proche paroi. Ce maillage ne permet pas de simuler la sous-couche visqueuse mais uniquement la région logarithmique de la couche limite de l'écoulement. Un tel maillage a été testé car il n'est pas envisageable de représenter la sous couche visqueuse en échelle réelle étant donné le nombre gigantesque de maille qui serait requis. La qualification des simulations numériques dans des conditions de maillage dégradé devrait permettre de passer aisément d'une échelle réduite à une échelle réelle.

#### III-7.1.3.1 Maillage fin

Pour ce premier type de maillage, des modèles de turbulence de type pariétaux ont été testés, ainsi les équations de transport près de la surface sont résolues. Afin de respecter les conditions imposées par cette approche, le maillage à la paroi a été affiné de façon à ce que la première maille se situe dans la sous couche visqueuse ( $y^+ \leq 5$ ). Pour optimiser le nombre de mailles, le maillage a été affiné en proche paroi et autour des tas pour devenir plus grossier loin des zones d'intérêt. Le rapport d'aspect de chacune des mailles du domaine (longueur de l'arrête de la cellule la plus longue sur la longueur de l'arrête la plus courte) ne dépasse pas 30. Le maillage appliqué autour des tas est irrégulier. Ce type de maillage permet de suivre la forme et l'orientation des géométries afin de répondre aux particularités de l'écoulement.

Un test de sensibilité au maillage a été effectué en comparant les résultats numériques de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente en 8 points répartis autour d'une configuration de tas isolé placé perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Ce test de sensibilité au maillage va permettre de s'assurer de l'indépendance des résultats numériques vis-à-vis du maillage utilisé. Les 8 points se situent à une distance de 1,25 mm au dessus de la surface du sol ou du tas à l'échelle de la soufflerie. Cette distance correspond, pour une échelle réelle de site industriel, à 25 cm, soit à la hauteur où les valeurs de vitesse  $u_s$  sont prélevées afin de calculer les facteurs d'émissions en utilisant la méthode préconisée par l'EPA. Le tableau III-7.1 récapitule les positions de ces différents points.

Dans un premier temps, deux différentes hauteurs de première maille ont été testées avec le modèle de turbulence  $k - \omega$  *SST Transitional Flow*. Le maillage présentant une hauteur de première maille  $y^+ = 2$  comprend 8,3 millions de mailles tandis que celui ayant une hauteur de première maille  $y^+ = 4$  comprend 5,3 millions de mailles (à rapport d'aspect des mailles et dimensions du domaine constants). L'erreur relative calculée entre les résultats de vitesse moyenne obtenus pour les deux hauteurs de première maille ne dépasse pas 1,6% en chacun des 8 points étudiés. Du fait de la faible variation des résultats obtenue entre les deux maillages testés et afin d'optimiser le nombre de maille du domaine de calcul, la hauteur de la première dans la suite des simulations sera fixée à  $y^+ = 4$ .



Numéro du profil	$x$ (cm)	$y$ (cm)	$z$ (cm)
1	0	8,19	0
2	5,125	4,19	0
3	-5,125	4,19	0
4	5,125	4,19	16
5	-5,125	4,19	16
6	0	4,19	23,775
7	20,5	0,15	0
8	-20,5	0,15	0

**Tableau III-7.1** – Positions des 8 points autour du tas utilisés pour l'étude de sensibilité au maillage par rapport à un repère dont l'origine est au centre de la base du tas

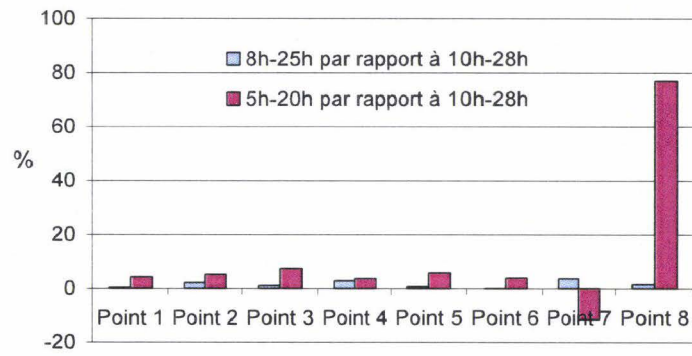
Dans un second temps, différents calculs ont été menés en faisant varier la longueur du domaine en amont et en aval du tas afin de s'assurer que les dimensions du domaine de calcul n'affectent pas les résultats numériques. Trois domaines de calcul de longueurs différentes ont été étudiés. Ces domaines de calcul s'étendent de  $5h$ ,  $8h$  et  $10h$  en amont du tas jusqu'à, respectivement,  $20h$ ,  $25h$  et  $28h$  en aval du tas,  $h$  étant la hauteur des tas. Les graphiques III-7.4(a) et III-7.4(b) présentent, pour chacun des 8 points repartis autour de la configuration de tas isolé placé perpendiculairement à la direction de l'écoulement, les erreurs relatives sur les résultats de vitesse moyenne et d'énergie cinétique turbulente obtenus pour les domaines  $8h - 25h$  et  $5h - 20h$  par rapport aux résultats obtenus avec le domaine le plus large :  $10h - 28h$ .

Ces graphiques montrent que les erreurs relatives calculées entre les résultats de vitesse moyenne et d'énergie cinétique turbulente pour les domaines  $10h - 28h$  et  $5h - 20h$  peuvent atteindre 77% (Cf point 8). Les variations des résultats entre les domaines  $10h - 28h$  et  $5h - 20h$  sont attribuées au fait que la distance entre l'entrée du domaine de calcul et l'amont du tas est trop courte, par conséquent la zone de décélération du fluide à l'amont du tas n'est pas correctement simulée. De même, la distance entre l'aval du tas et la sortie du domaine est trop courte, la zone de recirculation à l'aval du tas n'est donc pas pleinement développée (Cf point 7). Par contre, entre les domaines  $10h - 28h$  et  $8h - 25h$ , les erreurs relatives calculées entre les résultats de vitesse moyenne et d'énergie cinétique turbulente n'excèdent pas 3,6% en chacun des 8 points étudiés.

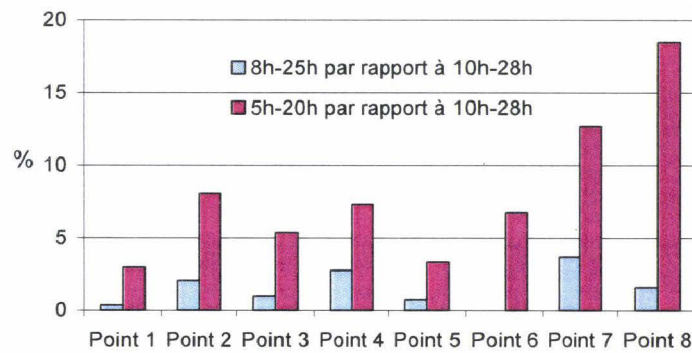
L'analyse de ces trois domaines montre que la longueur du domaine permettant à la fois d'avoir des résultats numériques peu dépendant de la taille du domaine de calcul, et un nombre de mailles optimisé s'étend de  $8h$  en amont du tas jusqu'à  $25h$  en aval du tas. Cette configuration a donc été choisie pour la suite des simulations numériques.

### III-7.1.3.2 Maillage dégradé

Un deuxième type de maillage, dégradé en proche paroi, a été utilisé pour évaluer les simulations numériques par rapport à l'étude expérimentale. La hauteur de la première maille est dans ce cas fixée à  $y^+ = 14$  au lieu de  $y^+ = 4$ , ce qui permet de réduire le nombre de mailles d'un facteur 3. Par exemple, pour la configuration d'un tas isolé perpendiculaire à l'écoulement du vent, le nombre de mailles du domaine de calcul passe



(a) Erreurs relatives sur la vitesse moyenne



(b) Erreurs relatives sur l'énergie cinétique turbulente

**Figure III-7.4** – Erreurs relatives sur les résultats de vitesse moyenne (a) et d'énergie cinétique turbulente (b) obtenus pour les domaines 8h – 25h et 5h – 20h par rapport aux résultats obtenus avec le domaine le plus large : 10h – 28h.

de 5287590 à 1725362. Les caractéristiques géométriques du domaine de calcul utilisé avec un maillage dégradé sont identiques à celles présentées avec un maillage fin. Le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable* a été testé en utilisant différentes lois de parois afin de valider, pour ces conditions de maillage, la loi de paroi la plus performante pour simuler l'écoulement de l'air au dessus des tas. La validation de ces simulations numériques à échelle réduite (échelle soufflerie) dans des conditions de maillage dégradé aura l'avantage de rester valide pour une configuration à échelle réelle (échelle site industriel).

## III-7.2 Évaluation des simulations numériques pour une configuration de tas isolé

Afin d'évaluer la qualité des calculs, les résultats numériques obtenus avec les deux types de maillage testés ont été comparés aux mesures expérimentales en soufflerie présentées précédemment au chapitre III-6. L'évaluation est basée sur la précision des différents profils de vitesse mesurés expérimentalement et calculés numériquement autour de différentes configurations de tas isolé. L'évaluation des simulations pour des configurations de tas multiples sera présentée dans la section suivante.

### III-7.2.1 Évaluation des simulations pour un maillage fin

Pour ce premier type de maillage, les simulations numériques ont été menées avec le modèle de turbulence  $k - \omega$  *SST TF*. L'analyse des figures III-7.2 et III-7.3 montre que ce modèle est le plus performant pour simuler un écoulement turbulent pleinement développé. De plus, selon Menter [37] ce modèle montre de meilleures performances pour simuler les zones de gradients de pression adverses, ce qui constitue un point important pour les simulations envisagées en présence de tas successifs. Le modèle  $k - \epsilon$  *Realizable Enhanced Wall Treatment* et *Pressure Gradient Effect (EWT - PGE)* a néanmoins été également testé, la comparaison des résultats obtenus avec ce modèle est présentée à la fin de cette section.

#### III-7.2.1.1 Configuration d'un tas isolé perpendiculaire à l'écoulement

Les figures III-7.5 et III-7.6 présentent les contours de vitesse  $u$  (composante longitudinale, suivant la direction  $x$ ) et  $v$  (composante transversale, suivant la direction  $y$ ) obtenus par les simulations numériques et par les mesures PIV en soufflerie pour la configuration d'un tas isolé où l'angle d'écoulement de l'air avec l'arête du tas est de  $90^\circ$ . Les contours de vitesse dans le plan vertical et passant par le milieu du tas (Figure III-7.5) montrent que les simulations numériques prédisent, conformément à l'étude expérimentale, une stagnation de l'écoulement à la base du tas, une accélération le long de la pente amont, un décollement de l'écoulement au sommet du tas puis une large zone de re-circulation à l'aval du tas. Qualitativement, l'écoulement à l'amont du tas est simulé de manière très satisfaisante. A l'aval du tas, on note des différences visibles entre la zone de re-circulation calculée numériquement et celle mesurée expérimentalement. Néanmoins, la longueur de la zone de re-circulation, s'étendant jusqu'à  $0,475\text{ m}$  ( $5,9\text{ h}$ ) au delà du sommet du tas, calculée par les simulations numériques est comparable à la longueur mesurée par PIV.

Les contours de vitesse dans le plan parallèle à la surface du sol (Figure III-7.6) permettent de visualiser l'accélération de l'écoulement sur le côté du tas suivant  $x$  (vitesses  $u$  élevées) ainsi que les zones de faible vitesse  $u$  et de plus forte vitesse  $v$  à l'aval du tas induites par la zone de re-circulation de l'écoulement. La comparaison qualitative des contours de vitesse obtenus numériquement et expérimentalement montre que les simulations numériques reproduisent efficacement la structure de l'écoulement autour d'un tas isolé.



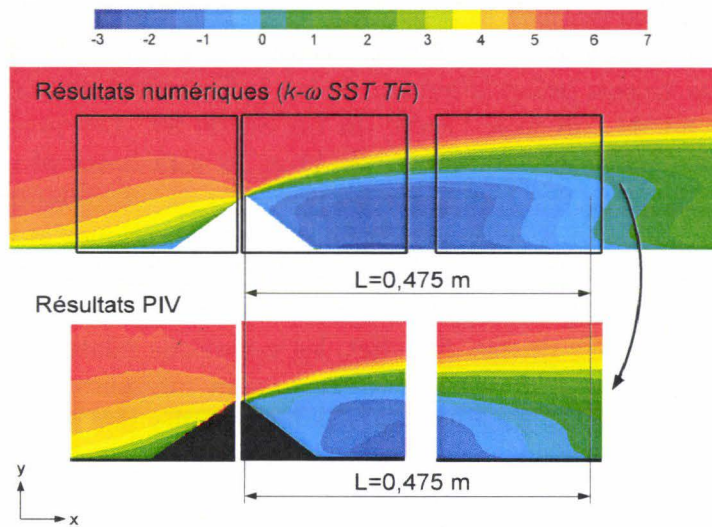


Figure III-7.5 – Coupes transversales des contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par simulations numériques et par PIV et visualisation de la longueur de la zone de recirculation  $L$ , configuration 1 tas,  $90^\circ$

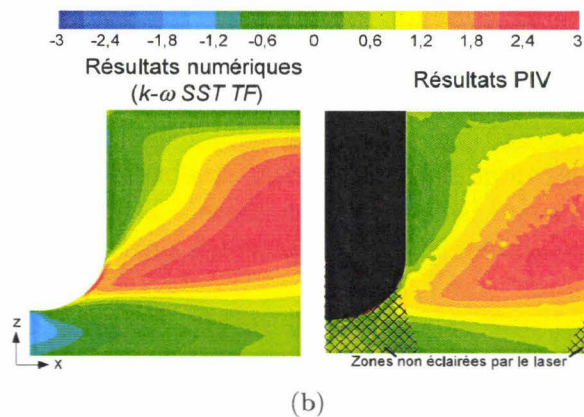
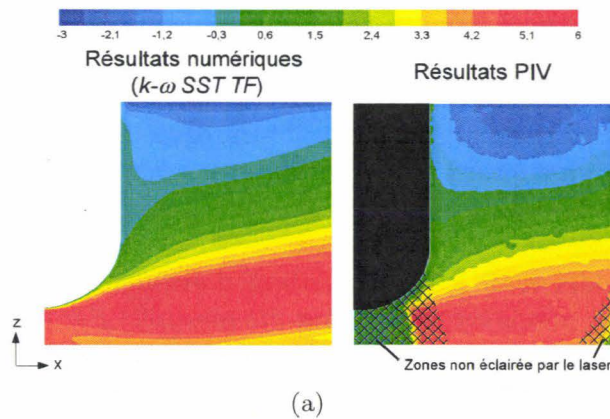


Figure III-7.6 – (a) Contours de vitesse  $u$  (m/s) et (b) de vitesse  $v$  (m/s) obtenus par simulations numériques et par PIV dans le plan parallèle situé à 5 mm au dessus de la surface, configuration 1 tas,  $90^\circ$

Afin de comparer de manière plus qualitative les résultats numériques et expérimentaux, des profils de vitesse ont été prélevés autour du tas. La figure III-7.7 localise les quatorze profils de vitesse prélevés autour de la configuration de tas isolé pour laquelle l'angle d'écoulement de l'air avec l'arête du tas est de  $90^\circ$ . Les profils numérotés de 1 à 10 sont verticaux, les profils numérotés de 11 et 12 sont horizontaux et se situent en aval du tas. Le tableau III-7.2 récapitule les positions de ces différents profils.

Les comparaisons des différents profils de vitesse numériques et expérimentaux autour du tas isolé sont présentées par la figure III-7.8. Ces figures montrent que les simulations numériques reproduisent de manière satisfaisante les données expérimentales de la vitesse  $u$  autour du tas. En effet, les variations relatives moyennes entre les vitesses expérimentales  $u_{exp}$  et numériques  $u_{num}$  sont inférieures à 10%. Ces pourcentages, associés à chacune des sous-figures, ont été calculés par rapport à l'intervalle de mesures de  $u$  pour les différents profils étudiés de la façon suivante :

$$V_{rm} = \frac{\sum_{i=1}^n |u_{exp} - u_{num}|}{n \cdot [\max(u) - \min(u)]} \quad (\text{III-7.4})$$

Cette formulation a été préférée à celle de l'erreur relative qui n'est pas représentative pour des vitesses avoisinant  $0 \text{ m/s}$ .

Le profil numérique  $n^\circ 1$ , équivalent à la condition d'entrée du domaine de calcul, est entièrement superposé au profil expérimental ( $V_{rm} = 1\%$ ). Ceci montre que les conditions d'entrée expérimentales sont parfaitement représentées numériquement. A l'amont du tas, les variations moyennes entre les vitesses expérimentales et numériques sont très faibles (de l'ordre de 1%). Cependant, il apparaît que la zone en aval du tas présente de plus grande difficulté pour reproduire parfaitement les mesures expérimentales.

Les profils verticaux  $n^\circ 5$  à  $10$  permettent d'évaluer la hauteur de la zone de re-circulation à l'endroit précis où ceux-ci ont été mesurés. Par exemple, d'après la figure III-7.8(f), l'abscisse du point de passage entre les vitesses négatives et positives indique que la hauteur suivant  $y$  de la zone de re-circulation est environ de  $100 \text{ mm}$  juste au niveau du profil  $n^\circ 6$ . De même, les profils parallèles à la surface du domaine de calcul (profils  $n^\circ 11$  et  $12$ ) permettent d'évaluer la largeur de la zone de re-circulation. D'après la figure III-7.8(k), la largeur de la zone de re-circulation par rapport au centre du tas est environ de  $118 \text{ mm}$  en aval du sommet du tas d'après les données des simulations numériques et de  $130 \text{ mm}$  d'après les données expérimentales. Les simulations numériques reproduisent donc de manière très acceptable les dimensions de la zone de re-circulation à l'aval du tas isolé perpendiculaire à la direction de l'écoulement, avec cependant des écarts relativement plus significatifs en aval du tas.

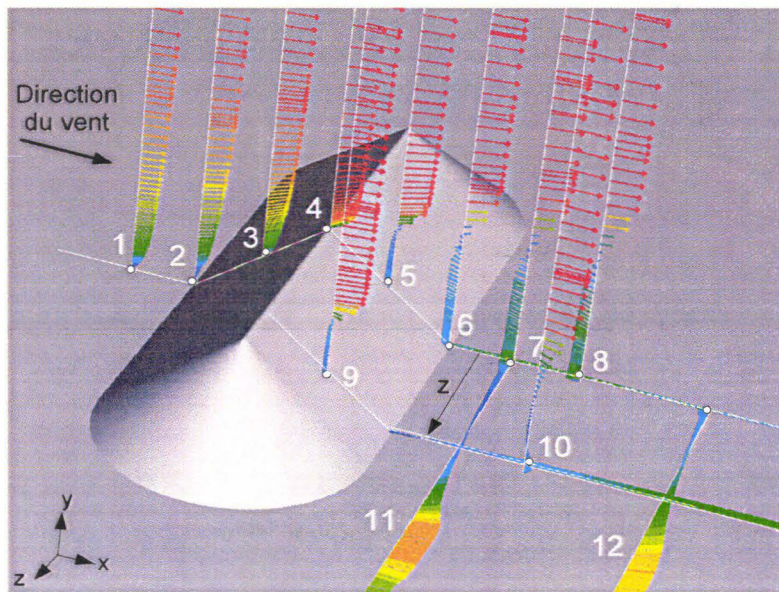
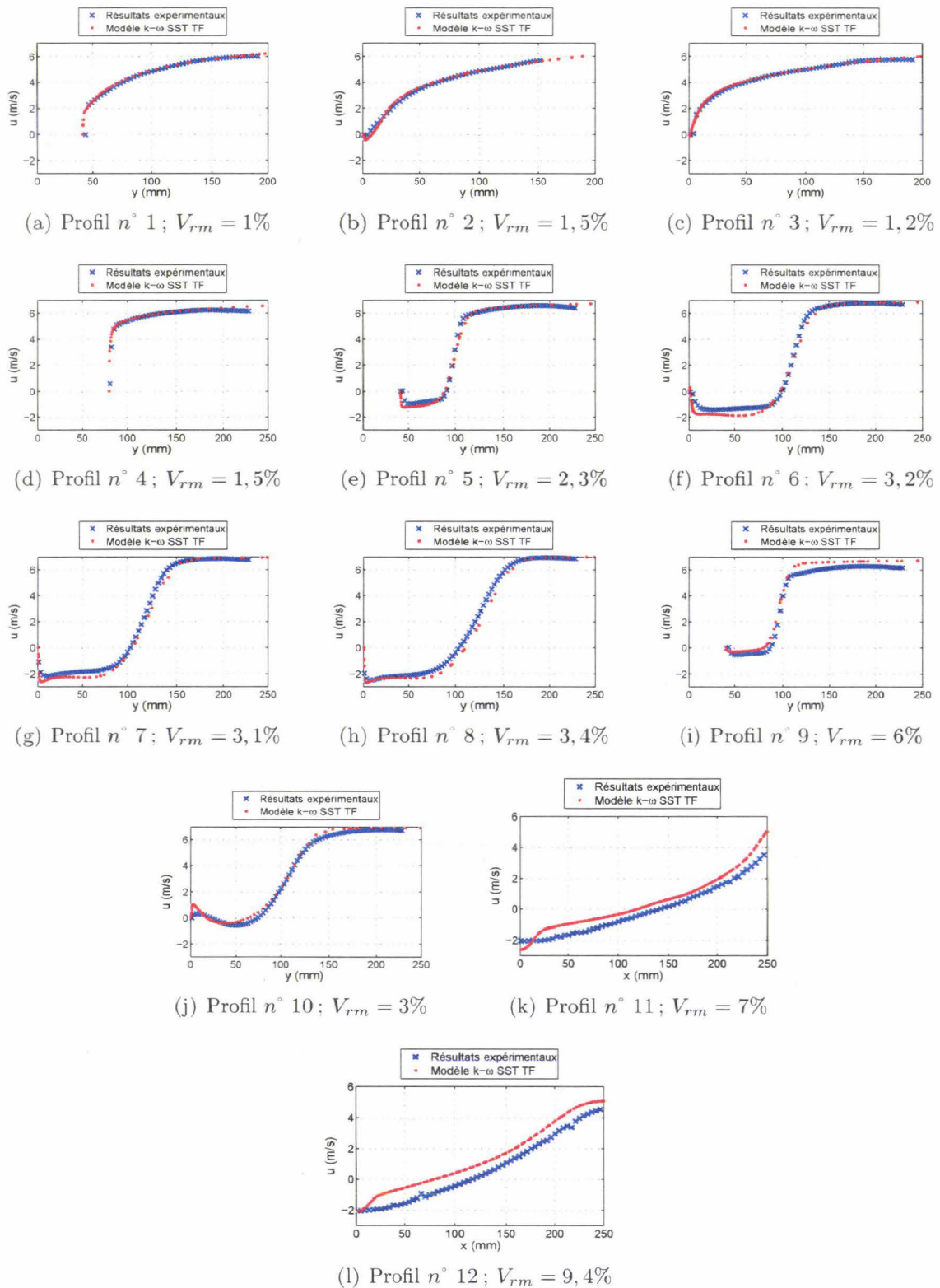


Figure III-7.7 – Localisation des douze profils de vitesse étudiés autour de la configuration 1 tas, 90°

Numéro du profil	$x$ (cm)	$y$ (cm)	$z$ (cm)
1	-15,4	0	0
2	-10,3	0	0
3	-5,1	4	0
4	0	8	0
5	5,1	4	0
6	10,3	0	0
7	15,4	0	0
8	20,5	0	0
9	5,1	4	14,4
10	20,5	0	14,4
11	15,4	0,5	0
12	30,8	0,5	0

Tableau III-7.2 – Récapitulatif des positions des profils de vitesse numérotés de 1 à 12 (les valeurs indiquent les coordonnées du premier point par rapport à un repère dont l'origine est au centre de la base du tas)



**Figure III-7.8** – Profils verticaux et transversaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a) à (l) correspondent respectivement aux profils  $n^{\circ} 1$  à 12

### III-7.2.1.2 Configurations de tas isolés obliques à l'écoulement

Afin de compléter les résultats pour une configuration de tas isolé, deux nouveaux angles d'écoulement de l'air avec le tas ont été étudiés.

Les figures III-7.9(a) et III-7.9(b) localisent les cinq profils de vitesse prélevés autour des configurations de tas isolé pour lesquelles l'angle d'écoulement de l'air avec l'arête du tas sont respectivement de  $60^\circ$  et  $30^\circ$ . Les profils numérotés de 13 à 17 se situent dans des plans verticaux. Le tableau III-7.3 récapitule les positions de ces différents profils.

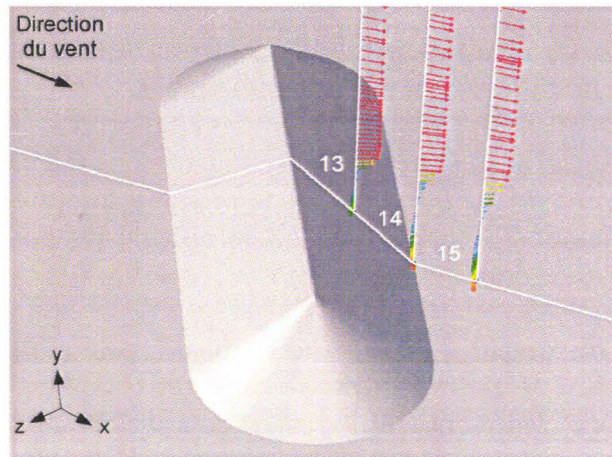
#### Tas isolé avec un angle d'écoulement de $60^\circ$ par rapport à l'arête du tas

La figure III-7.10(a) représente les lignes de courant du fluide au dessus de la configuration de tas isolé avec un angle d'écoulement de l'air par rapport au tas de  $60^\circ$ . Cette figure, obtenue à partir des simulations numériques, montre une structure tourbillonnaire dominante dans la zone aval du tas. Cette structure tourbillonnaire induit une zone de faible vitesse à l'aval du tas comme indiquée par les contours de vitesse  $u$  obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement et représentés sur la figure III-7.10(b). La comparaison des contours de vitesse numériques et expérimentaux ainsi que des profils de vitesse 13, 14 et 15 (figure III-7.11) indiquent que les simulations numériques reproduisent bien l'étude expérimentale. Le centre de la zone de re-circulation mesuré expérimentalement se situe à  $0,165\text{ m}$  en aval du sommet du tas, cette longueur est parfaitement reproduite par les simulations numériques. Les variations moyennes entre les vitesses expérimentales et numériques, sur les profils 13 à 15, sont de l'ordre de 5%.

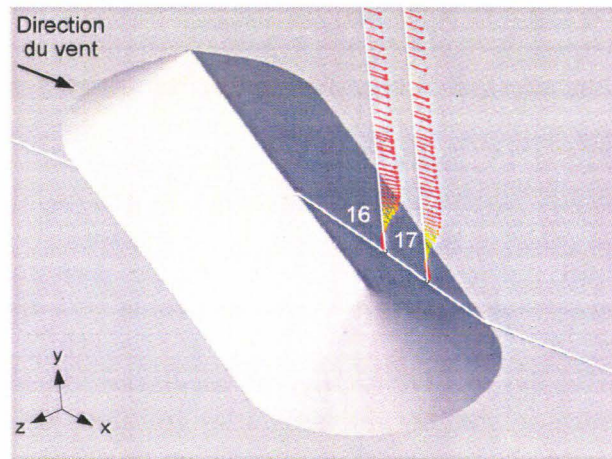
On remarque sur la figure III-7.10(b), une oscillation dans les contours de vitesse numériques à proximité du sommet du tas, où les gradients de vitesse sont très élevés. Dans cette zone, les vitesses représentées dans la coupe transversale au tas sont calculées aux centres des mailles situés de part et d'autre du plan vertical, en effet, le plan vertical passant par le milieu du tas à  $60^\circ$  ne coupe pas les mailles en leurs centres. La figure III-7.10(c), zoomant l'effet d'oscillation remarquée en aval du sommet du tas, montre que cet effet est bien causé par la structuration du maillage, il s'agit donc d'un artefact de représentation.

#### Tas isolé avec un angle d'écoulement de $30^\circ$ par rapport à l'arête du tas

La figure III-7.12(a) représente les lignes de courant du fluide au dessus de la configuration de tas isolé avec un angle d'écoulement de l'air par rapport à l'arête du tas de  $30^\circ$ . Cette figure, obtenue à partir des simulations numériques, montre une structure tourbillonnaire dominante au dessus du tas progressant latéralement au tas, du point amont de décollement du flux d'air vers l'aval du tas. Pour cette angle d'écoulement, la structure tourbillonnaire reste confinée dans une zone nettement plus proche de la surface aval du tas. La figure III-7.12(b) présente les contours, numériques et expérimentaux, de vorticitée portée suivant l'axe  $z$  dans le plan vertical parallèle à l'écoulement et passant par le plan de symétrie du tas (Cf figure III-7.12(a)). Deux zones de forte vorticitée sont observées au dessus du tas. La première se situe au sommet du tas où l'écoulement décolle de la surface, et la seconde, située un peu plus en aval, correspond à la structure tourbillonnaire principale mise en évidence par les lignes de courant. D'après les mesures PIV, ce tourbillon se situe à une distance  $L = 114\text{ mm}$  en aval



(a) 1 tas, 60°



(b) 1 tas, 30°

**Figure III-7.9** – Localisation des profils de vitesse étudiés respectivement autour des configurations 1 tas, 60° (a) et 1 tas, 30° (b)

Numéro du profil	$x$ (cm)	$y$ (cm)	$z$ (cm)
13	5,9	4	0
14	11,8	0	0
15	17,8	0	0
16	10,25	4	0
17	14,5	2,35	0

**Tableau III-7.3** – Récapitulatif des positions des profils de vitesse numérotés de 13 à 17 (les valeurs indiquent les coordonnées du premier point, en partant du tas, de chacun des profils par rapport à un repère dont l'origine est au centre de la base du tas)

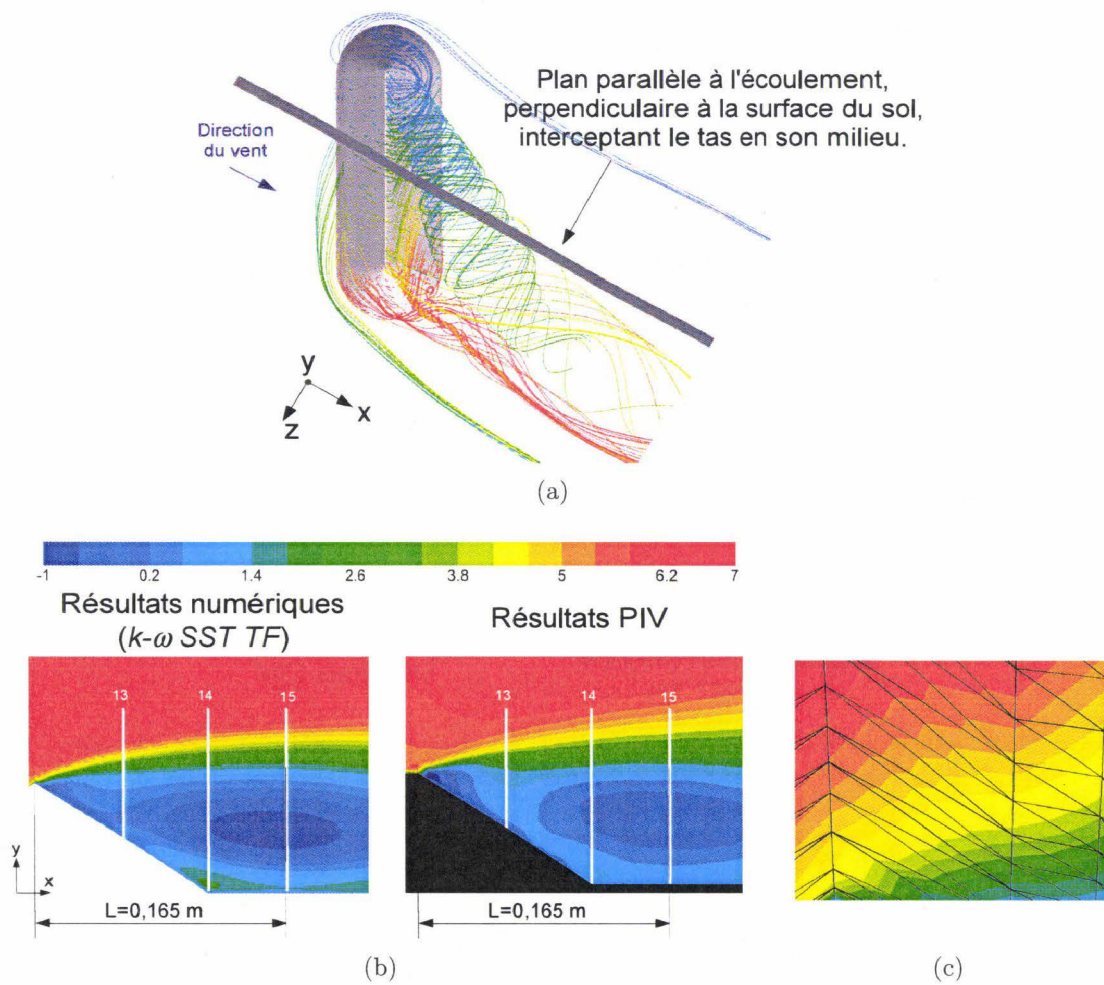


Figure III-7.10 – (a) Lignes de courant au-dessus de la configuration 1 tas, 60°. (b) Coupes transversales des contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par simulations numériques et PIV. (c) Contours de vitesse et maillage à proximité du sommet tas

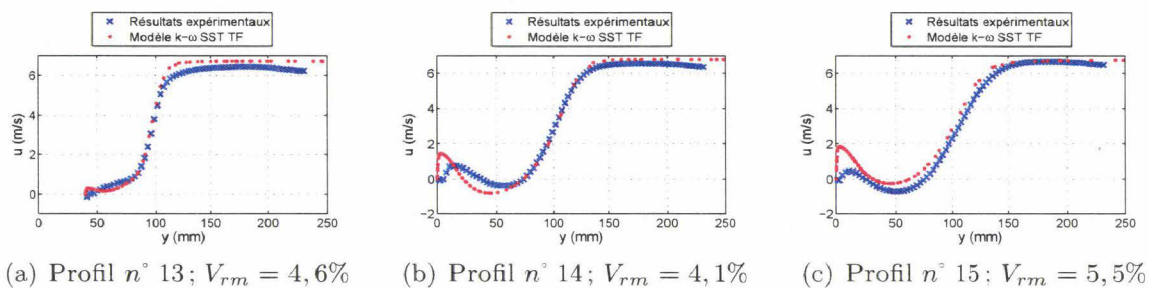
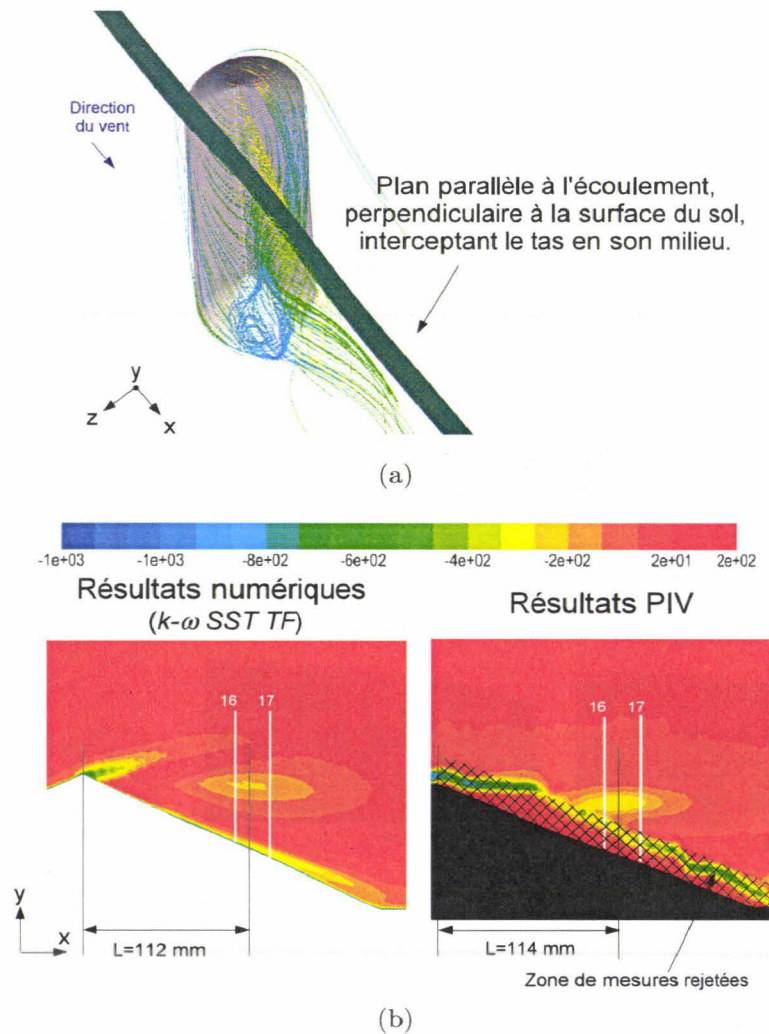


Figure III-7.11 – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a) à (j) correspondent respectivement aux profils n° 13 à 15

du sommet du tas. La valeur obtenue par les simulations numériques, pour  $L$ , varie de moins de 2% par rapport à l'expérience.

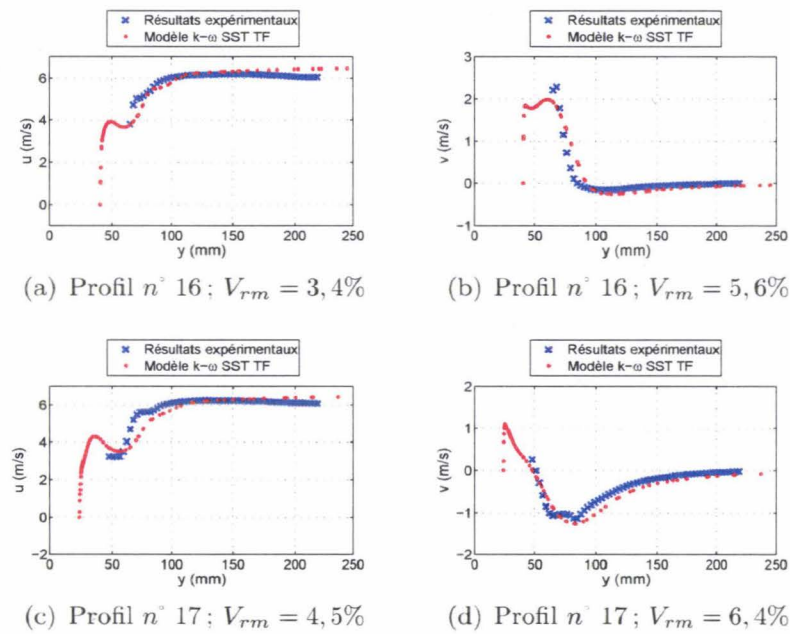


**Figure III-7.12** – (a) Lignes de courant au dessus de la configuration 1 tas, 30°. (b) Coupes transversales des contours de vorticité ( $s^{-1}$ ) suivant  $z$  obtenus par simulations numériques et PIV.

La figure III-7.13 présente, pour les deux profils numérotés 16 et 17, les vitesses  $u$  ( $m/s$ ) et  $v$  ( $m/s$ ) expérimentales et numériques. Les variations moyennes entre les vitesses expérimentales et numériques, autour de cette configuration de tas isolé, sont globalement faibles ( $V_{rm} < 5\%$ ).

Notons qu'en proche paroi les mesures expérimentales sont plus difficiles à mettre en œuvre. En effet, en se rapprochant de la paroi la concentration en particules traceurs diminue, et la réflexion du laser sur la paroi parasite les données. De plus, dans cette région les gradients de vitesse évoluent très vite, par conséquent il devient très difficile de fixer un intervalle de temps entre les deux images prises par PIV permettant une bonne corrélation des résultats sur l'ensemble de la zone de mesures. Par ailleurs, pour cette configuration de tas oblique, l'écoulement à l'aval du tas est fortement perturbé. Par conséquent un grand nombre de particules traceurs traversent perpendiculairement





**Figure III-7.13** – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) et transversale  $v$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a), (b) et (c), (d) correspondent respectivement aux profils  $n^{\circ} 16$  et 17

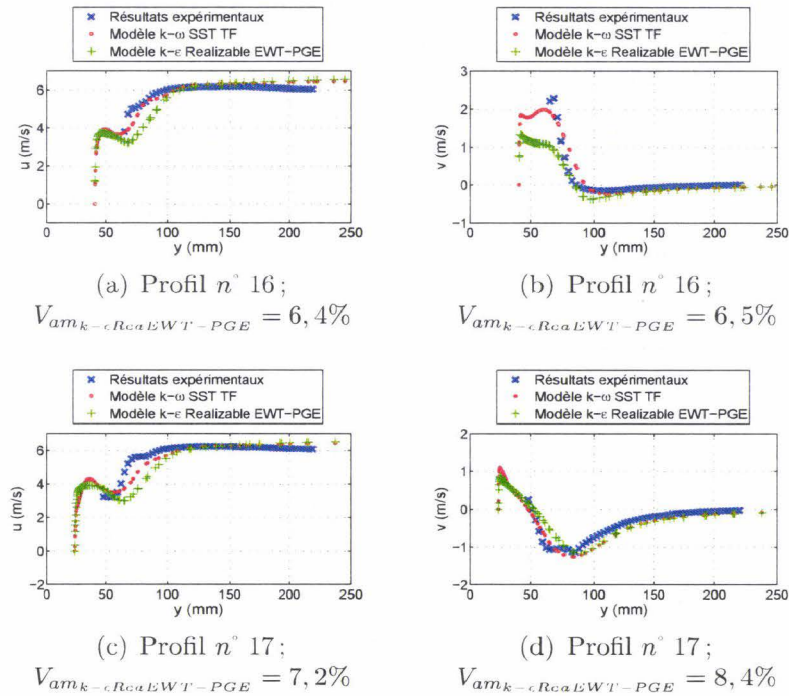
la nappe laser placée parallèlement à l'écoulement, de ce fait, les corrélations sont moins bonnes. Ces limitations expérimentales ont conduit à des résultats non physiques (vitesses nulles) jusqu'à 2 cm au dessus de la paroi. Ces données ont donc été rejetées et la zone correspondant est indiquée sur la figure III-7.12(b).

De manière générale, pour les trois directions de vent étudiées, l'écoulement simulé reproduit bien l'allure générale de l'écoulement autour des tas isolés. Les valeurs des vitesses obtenues numériquement sont représentatives des données expérimentales en soufflerie.

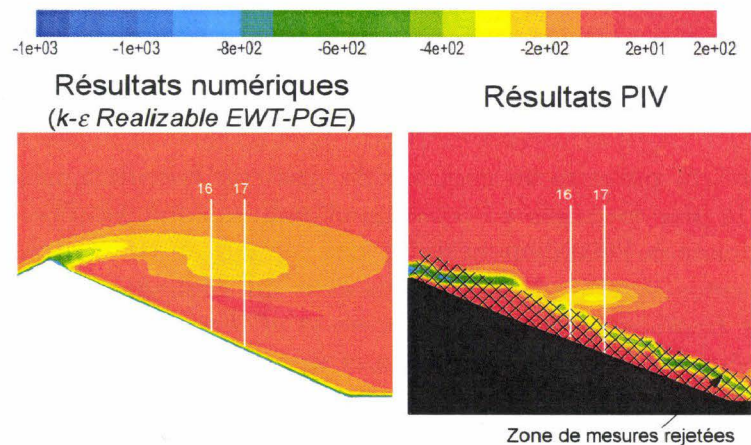
### III-7.2.1.3 Étude comparative entre les modèles $k - \omega$ SST TF et $k - \epsilon$ Realizable EWT - PGE

L'ensemble des simulations présentées ci-dessus a été menée avec le modèle de turbulence  $k - \omega$  SST TF. Ce modèle avait été précédemment choisi parce qu'il s'avérait être le modèle le plus performant pour simuler un écoulement turbulent pleinement développé dans un canal lisse. Néanmoins, afin de s'assurer que ce modèle soit effectivement le mieux adapté pour simuler l'écoulement turbulent au dessus de différentes configurations de tas, des simulations complémentaires ont été menées avec le modèle  $k - \epsilon$  Realizable EWT - PGE. Ce modèle, en configuration de canal tridimensionnel, permet de simuler de manière acceptable une couche limite turbulente pleinement développée (Cf figures III-7.2 et III-7.3). Les résultats obtenus par ce modèle, pour une configuration de tas perpendiculaire à l'écoulement, sont très similaires à ceux obtenus avec le modèle  $k - \omega$  SST TF. Les variations moyennes entre les vitesses expérimentales et numériques obtenus pour les profils numérotés de 1 à 12 valent en moyenne 3,5% aussi bien pour le modèle  $k - \epsilon$  Realizable EWT - PGE que pour le modèle  $k - \omega$  SST TF. Cependant, pour les configurations pour lesquelles le tas n'est plus perpendiculaire à l'écoulement, la qualité de l'écoulement simulé avec le modèle  $k - \epsilon$  Realizable EWT - PGE se dégrade par comparaison aux données expérimentales. Par exemple, pour un angle d'écoulement de l'air de  $30^\circ$  par rapport au tas, les variations moyennes entre les vitesses expérimentales et numériques pour les profils de vitesse 16 et 17 valent en moyenne 7% pour le modèle  $k - \epsilon$  Realizable EWT - PGE contre 5% pour le modèle  $k - \omega$  SST TF (Cf figure III-7.14). De plus, en comparant les figures III-7.12(b) et III-7.15, représentant les contours de vorticit   suivant  $z$  dans le plan parall  le    l'  coulement, respectivement pour les mod  les  $k - \omega$  SST TF et  $k - \epsilon$  Realizable EWT - PGE, on observe que la vorticit   du tourbillon s'  tendant le long du tas est moins bien repr  sent  e par le mod  le  $k - \epsilon$  Realizable EWT - PGE.

Le mod  le de turbulence  $k - \omega$  SST TF est plus performant que le mod  le  $k - \epsilon$  Realizable EWT - PGE pour simuler l'  coulement de l'air au dessus des tas pour un maillage affin   en proche paroi. Les calculs num  riques autour d'une configuration de tas isol   seront donc par la suite men  s avec ce mod  le de turbulence.



**Figure III-7.14** – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) et transversale  $v$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$  pour le modèle  $k - \epsilon$  Realizable EWT – PGE. Les figures (a), (b) et (c), (d) correspondent respectivement aux profils n° 16 et 17



**Figure III-7.15** – Coupes transversales des contours de vorticité (s<sup>-1</sup>) suivant  $z$  obtenus par simulations numériques avec le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  Realizable EWT – PGE et par PIV, configuration 1 tas, 30°

### III-7.2.2 Évaluation des simulations pour un maillage dégradé

De nouveaux calculs ont été réalisés afin d'évaluer les simulations numériques pour un maillage dégradé en proche paroi. Ces calculs sont identiques à ceux effectués précédemment hormis que la hauteur de la première maille est maintenant fixée à  $y^+ = 14$  au lieu  $y^+ = 4$ . Les modèles  $k - \epsilon$  *Realizable Standard Wall Function* et  $k - \epsilon$  *Realizable Non Equilibrium Wall Function*, utilisant des lois de parois, ont été testés afin de valider pour ces conditions de maillage le modèle de turbulence le plus performant pour simuler l'écoulement de l'air au dessus des tas. Le modèle  $k - \omega$  n'est pas testé étant donné qu'il n'offre pas la possibilité d'utilisation de lois de paroi.

#### III-7.2.2.1 Configuration d'un tas isolé perpendiculaire à l'écoulement

Afin d'évaluer l'impact de la dégradation du maillage sur les résultats des simulations numériques, différents profils de vitesse obtenus avec un même modèle de turbulence ( $k - \epsilon$  *Realizable*) mais pour des maillages différents ont été comparés aux données expérimentales. La figure III-7.16 présente les profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  n° 3 à 6, 8, 11 et 12 autour du tas isolé disposé perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Ces profils ont été obtenus avec le maillage dégradé et les modèles de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable* utilisant les lois de paroi ainsi qu'avec le maillage affiné en proche paroi et le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable EWT - PGE*.

Les variations moyennes entre les vitesses expérimentales et numériques pour les deux maillages testés avec le modèle  $k - \epsilon$  *Realizable* ne sont que peu différentes : 4,9% pour le maillage dégradé et 3,8% pour le maillage fin. La dégradation du maillage, pour cette configuration de tas isolé, n'a donc que très légèrement altérée la structure globale de l'écoulement.

Par ailleurs, on observe aucune différence entre les résultats obtenus avec le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable Standard Wall Function* et ceux obtenus avec le modèle  $k - \epsilon$  *Realizable Non Equilibrium Wall Function*.

#### III-7.2.2.2 Configurations de tas isolés obliques à l'écoulement

##### Tas isolé avec un angle d'écoulement de $30^\circ$ par rapport à l'arête du tas

La figure III-7.17 présente les contours de vorticité suivant  $z$ , numériques et expérimentaux, dans le plan parallèle à l'écoulement pour la configuration d'un tas isolé avec un angle d'incidence de l'écoulement de  $30^\circ$  par rapport au tas. Les résultats numériques présentés dans cette figure ont été obtenus avec un maillage dégradé et un modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable Non Equilibrium Wall Function*. En comparant ces résultats avec ceux obtenus avec un maillage fin et un modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable EWT - PGE* (comparaison des figures III-7.15 et III-7.17), on observe peu de différences quant à la représentation de la vorticité du tourbillon s'étendant le long du tas. Les variations moyennes entre les vitesses expérimentales et numériques obtenues avec le maillage dégradé et les modèles de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable* utilisant les lois de paroi sont globalement équivalentes à celles obtenues avec le maillage fin et le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable EWT - PGE* (Cf figure III-7.18). D'après la figure III-7.18(d), on constate néanmoins que le maillage fin permet une légère amélioration des résultats notamment pour des  $y$  compris entre 50 et 100 mm.

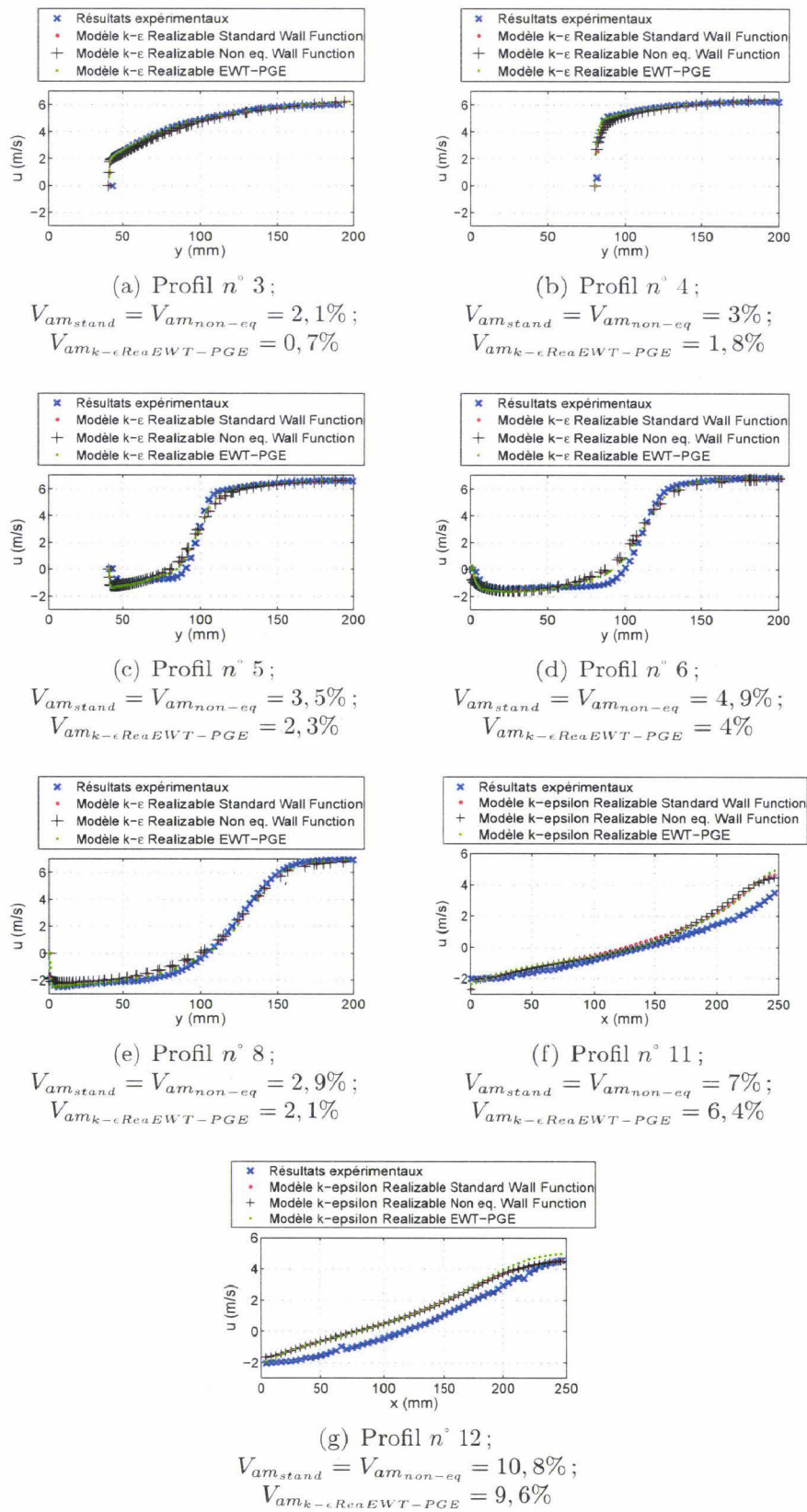


Figure III-7.16 – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a) à (g) correspondent respectivement aux profils n° 3 à 6, 8, 11 et 12

De manière générale, la dégradation du maillage n'affecte que très légèrement la structure globale de l'écoulement. Toutefois, l'utilisation d'un modèle de turbulence de type  $k - \epsilon$  *Realizable* génère plus de difficultés pour reproduire la zone de re-circulation à l'aval du tas par comparaison au modèle  $k - \omega$  *SST TF* (comparaison des figures III-7.13 et III-7.18).

Par ailleurs, on note qu'aucune différence notable n'est observée entre les résultats obtenus avec le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable* avec les lois de parois standards (*Standard Wall Function*) et ce même modèle avec les lois de parois non équilibrées (*Non Equilibrium Wall Function*). Pour la suite des calculs, les lois de paroi non équilibrées seront choisies car leur utilisation est généralement recommandée pour les écoulements complexes impliquant notamment des séparations et des re-attachements.

### Tas isolé avec un angle d'écoulement de $60^\circ$ par rapport à l'arête du tas

La figure III-7.19(a) représente les lignes de courant du fluide au dessus de la configuration de tas isolé avec un angle d'écoulement du vent de  $60^\circ$  par rapport au tas. Ces lignes de courant, obtenues à partir des simulations numériques menées avec un maillage dégradé en proche paroi et du modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable Non Equilibrium Wall Function*, montrent qu'une large structure tourbillonnaire se développe le long du tas. Cette structure implique une zone de faible vitesse proche de la surface aval du tas comme indiquée par les contours de vitesse  $u$  obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement représentés par la figure III-7.19(b). D'après cette figure, on constate que les simulations numériques reproduisent une structure tourbillonnaire qui interagit avec la surface du tas alors que les données expérimentales montrent que cette structure s'éloigne du tas. La figure III-7.19(c), représentant les contours de vitesse  $u$  obtenus à partir des simulations numériques menées avec un maillage affiné en proche paroi et le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable EWT - PGE*, montre des résultats plus en adéquation avec les résultats expérimentaux. La figure III-7.20(a) met également en évidence que le profil de vitesse 13 obtenu avec un maillage fin est plus proche des données expérimentales pour  $y < 90$  mm. Par contre, les profils 14 et 15 obtenus pour les deux maillages sont très proches (figures III-7.20(b) et III-7.20(c)). La dégradation du maillage, pour cette configuration, a conduit à la sous-estimation des valeurs de vitesse à proximité de l'aval du tas (Cf III-7.20(a)) en raison de l'interaction du tourbillon avec la surface aval du tas.

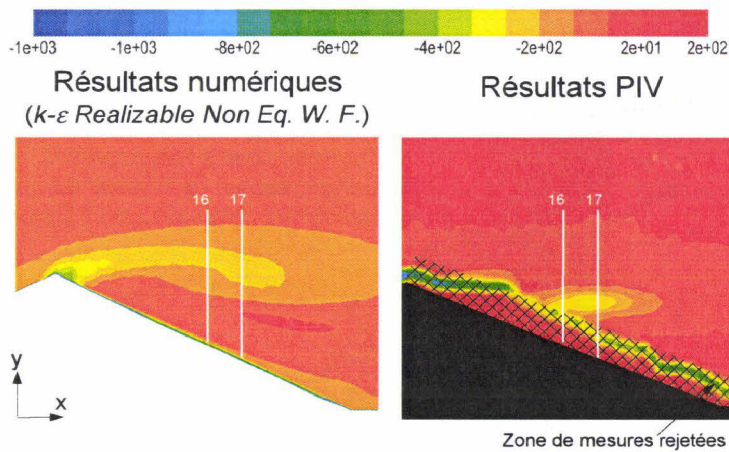


Figure III-7.17 – Coupes transversales des contours de vorticité ( $s^1$ ) suivant  $z$  obtenus par simulations numériques et par PIV, configuration 1 tas,  $30^\circ$

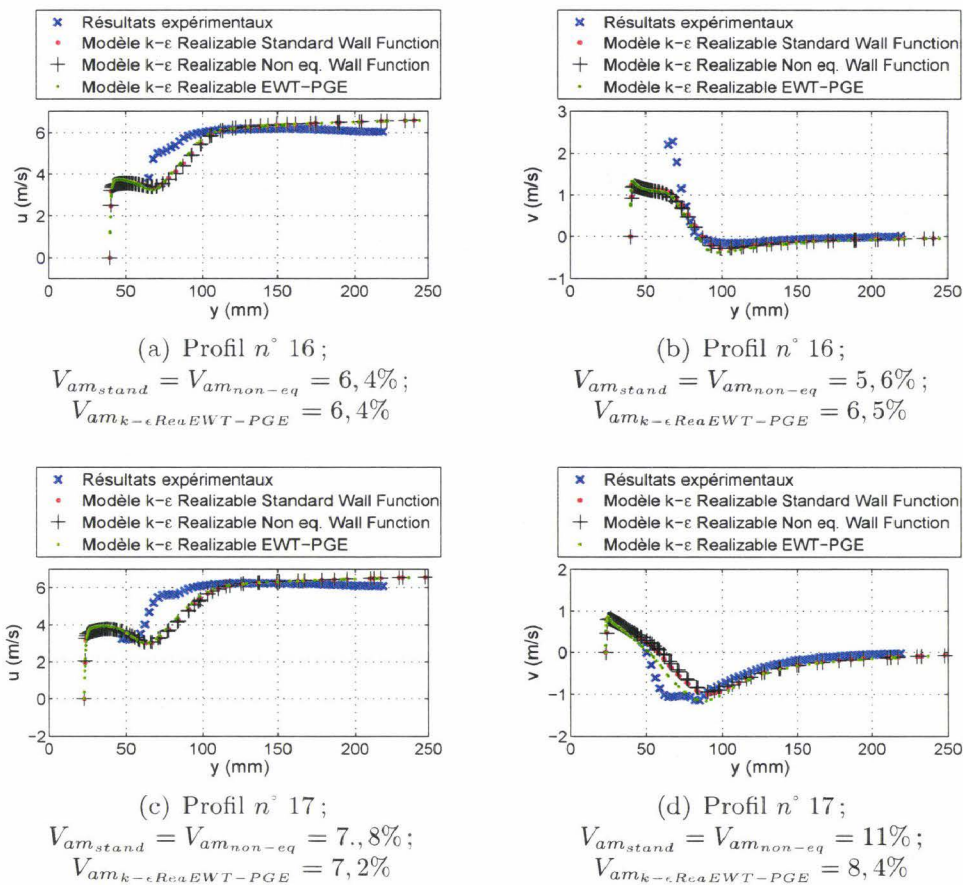
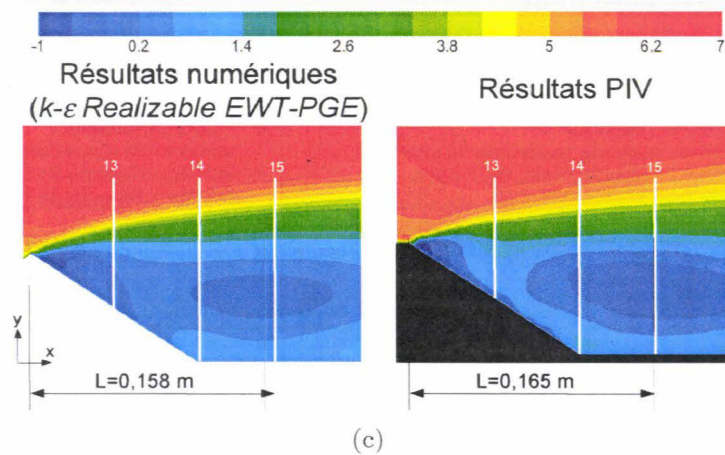
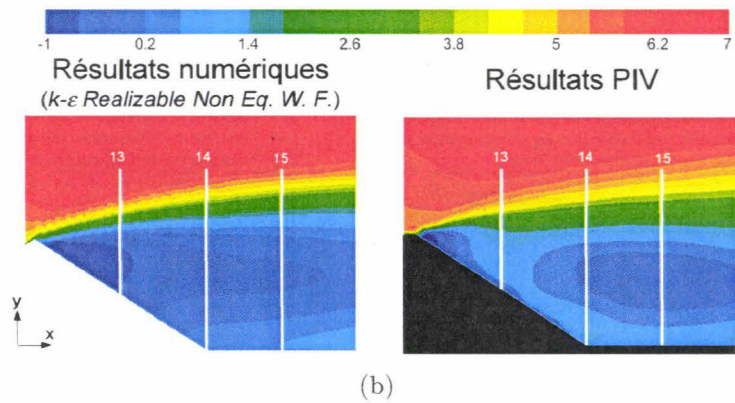
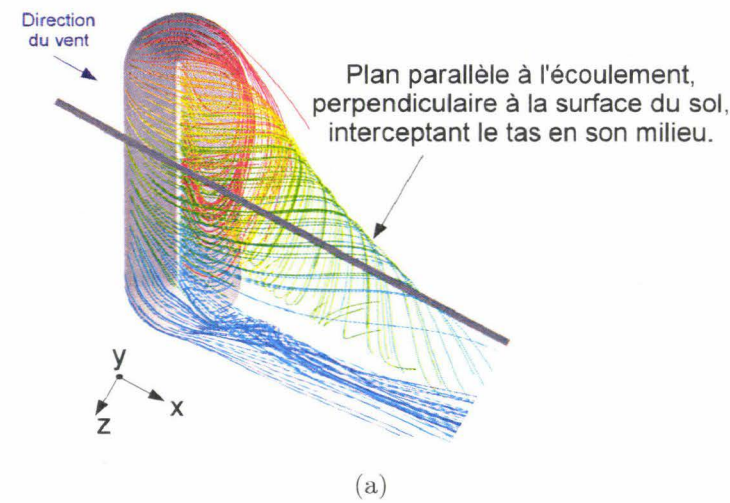
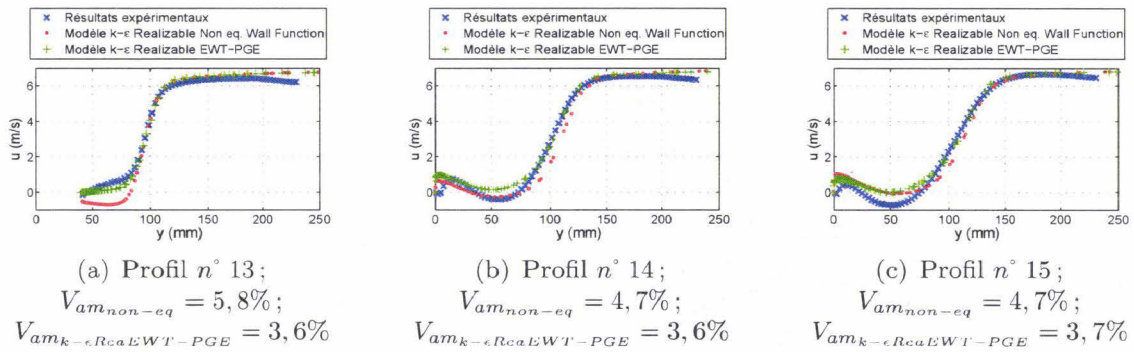


Figure III-7.18 – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) et transversale  $v$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a), (b) et (c), (d) correspondent respectivement aux profils n° 16 et 17



**Figure III-7.19** – (a) Lignes de courant au dessus de la configuration 1 tas, 60°. (b) Coupes transversales des contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par simulations numériques et PIV.





**Figure III-7.20** – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s), expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a) à (c) correspondent respectivement aux profils n° 13 à 15

### III-7.2.3 Comparaison des profils proche paroi

Étant donné qu'expérimentalement il n'est pas possible d'accéder aux valeurs de vitesse  $u_s$ , mais uniquement aux valeurs de vitesse  $u_8$  à 8 mm au dessus de la surface du tas (Cf partie III-6.4.3.3), l'évaluation de la capacité des simulations numériques à reproduire l'écoulement à proximité des tas sera basée sur la comparaison des profils proche paroi  $u_8/u_r$  expérimentaux et numériques.

Seuls les résultats des simulations numériques obtenus avec un maillage fin et le modèle de turbulence  $k-\omega SST TF$  et un maillage dégradé et le modèle  $k-\epsilon Realizable Non Eq. Wall Function$  seront analysés dans cette partie. Pour chacun des maillages testés, ces deux derniers modèles de turbulence sont, d'après les tests précédents, les plus performants pour simuler l'écoulement de l'air au dessus des tas.

#### III-7.2.3.1 Configuration d'un tas isolé perpendiculaire à l'écoulement

Les figures III-7.21(b) et III-7.21(c) représentent les valeurs des vitesse normalisées  $\frac{\sqrt{u_8^2 + v_8^2}}{u_r}$  mesurées expérimentalement et obtenues à partir des simulations numériques pour un maillage affiné en proche paroi et un maillage dégradé en proche paroi respectivement à l'amont et à l'aval du tas isolé. A l'amont du tas, les résultats expérimentaux et numériques sont bien corrélés. On observe cependant qu'au pied du tas les vitesses obtenues avec le maillage fin et le modèle de turbulence  $k-\omega SST TF$  sous-estiment les données expérimentales tandis que les vitesses obtenues avec le maillage dégradé et le modèle  $k-\epsilon Realizable Non Eq. Wall Function$  les sur-estiment. Cette tendance s'inverse à l'approche du sommet du tas. A l'aval du tas (Cf figure III-7.21(c)), on observe une légère sous-estimation, de l'ordre de 9%, des valeurs de vitesse au niveau du sommet du tas où les phénomènes d'érosion sont les plus intenses.

Globalement, ces figures mettent en évidence que les résultats numériques, obtenus aussi bien avec le maillage dégradé qu'avec le maillage fin, reproduisent bien les données expérimentales dans le cas d'une configuration de tas isolé perpendiculaire à l'écoulement.

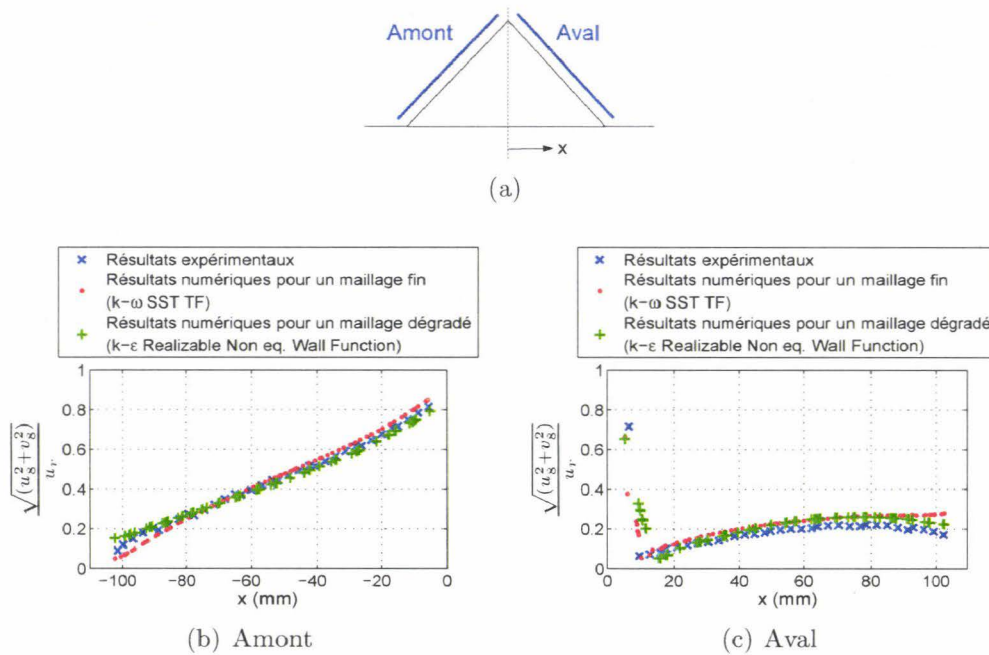


Figure III-7.21 – Comparaison des profils proche paroi  $\frac{\sqrt{u_8^2 + v_8^2}}{u_r}$ , configuration 1 tas,  $90^\circ$

### III-7.2.3.2 Configurations de tas isolés obliques à l'écoulement

#### Tas isolé avec un angle d'écoulement de $60^\circ$ par rapport à l'arête du tas

La figure III-7.22 représente les valeurs des vitesses normalisées  $\frac{\sqrt{u_8^2 + v_8^2}}{u_r}$  mesurées expérimentalement et obtenues à partir des simulations numériques pour les deux maillages testés à l'aval du tas isolé dans la configuration où l'angle d'incidence de l'écoulement par rapport à l'arête du tas est de  $60^\circ$ . Cette figure met en évidence le fait que les résultats numériques obtenus avec le maillage affiné en proche paroi (modèle  $k - \omega SST TF$ ) représentent de manière plus satisfaisante les données expérimentales que les résultats numériques obtenus avec le maillage dégradé (modèle  $k - \epsilon Realizable Non Eq. Wall Function$ ).

Le calcul utilisant les lois de paroi avec le maillage dégradé a tendance à sous estimer les valeurs de vitesses normalisées  $u_8/u_r$ , du fait de l'interaction de la large structure tourbillonnaire avec la pente aval du tas. Cependant l'écart observé entre les données expérimentales et numériques pour un maillage dégradé a peu d'influence sur le calcul des émissions globales car, pour cette configuration, l'aval du tas est faiblement érodé. On note néanmoins que la tendance de l'évolution de  $u_8/u_r$  à l'aval du tas reste correctement représentée.

Dans le cas d'une configuration de tas isolé formant un angle de  $30^\circ$  avec l'écoulement, la comparaison des vitesses proche paroi n'a pu être effectuée en raison du manque de données expérimentales (Cf paragraphe III-7.2.1.2).

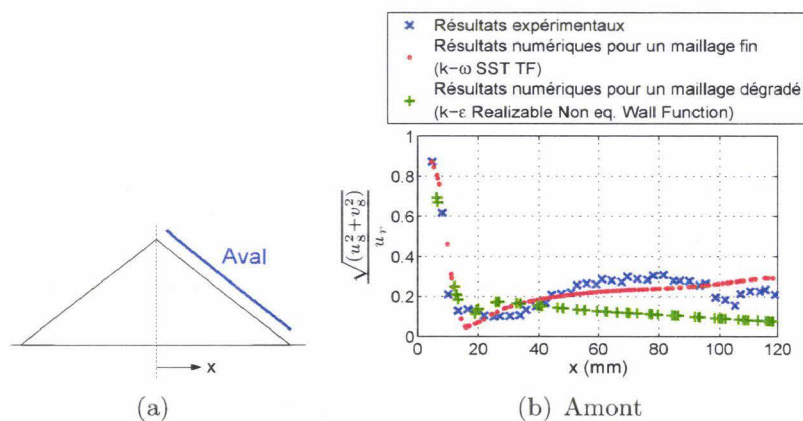


Figure III-7.22 – Comparaison des profils proche paroi  $\frac{\sqrt{u_x^2 + v_x^2}}{u_r}$ , configuration 1 tas,  $60^\circ$

### III-7.2.4 Validations complémentaires du modèle de turbulence et du maillage

#### III-7.2.4.1 Validation complémentaire du modèle de turbulence

Les simulations numériques entreprises avec le maillage dégradé en proche paroi ont été réalisées avec un modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable* utilisant des lois de paroi. Ce type de modèle a été choisi parce qu'il permet, pour un tel maillage, de tenir compte des effets de la paroi et ainsi de mieux modéliser la zone pariétale. Afin de s'assurer de l'efficacité de l'utilisation des lois de paroi et du modèle  $k - \epsilon$  *Realizable* pour les configurations testées ici, des simulations complémentaires ont été menées avec le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable* sans loi de paroi et le modèle  $k - \omega$  *SST*. Ces simulations ont été entreprises pour la configuration de tas isolé placé obliquement ( $30^\circ$ ) par rapport à l'écoulement.

La figure III-7.23 représente les contours de vorticité obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement par les mesures expérimentales et les simulations numériques. La figure III-7.24 représente les profils verticaux de vitesse  $u$  numérotés 16 et 17 obtenus expérimentalement et numériquement.

En comparant les figures III-7.23(a) et III-7.23(b), on remarque que les résultats obtenus avec le modèle  $k - \epsilon$  *Realizable* utilisant les lois de paroi sont quasiment identiques aux résultats obtenus avec le modèle  $k - \epsilon$  *Realizable* sans loi de paroi. D'après la figure III-7.24, les variations moyennes des vitesses pour ces deux modèles par rapport aux données expérimentales sont environ de 8%.

En ce qui concerne le modèle  $k - \omega$  *SST*, les contours de vorticité présentés sur la figure III-7.23(c) ainsi que les profils et variations moyennes présentées sur la figure III-7.24, et plus particulièrement sur la figure III-7.24(b), montrent que le modèle  $k - \omega$  *SST*, même pour un maillage dégradé, produit des simulations plus proches des données expérimentales que les deux modèles précédents  $k - \epsilon$  *Realizable*. Bien que ce modèle soit à priori conçu pour être appliqué dans la zone proche paroi, ce qui implique que celle-ci soit maill e finement, il permet d'obtenir une meilleure corrélation

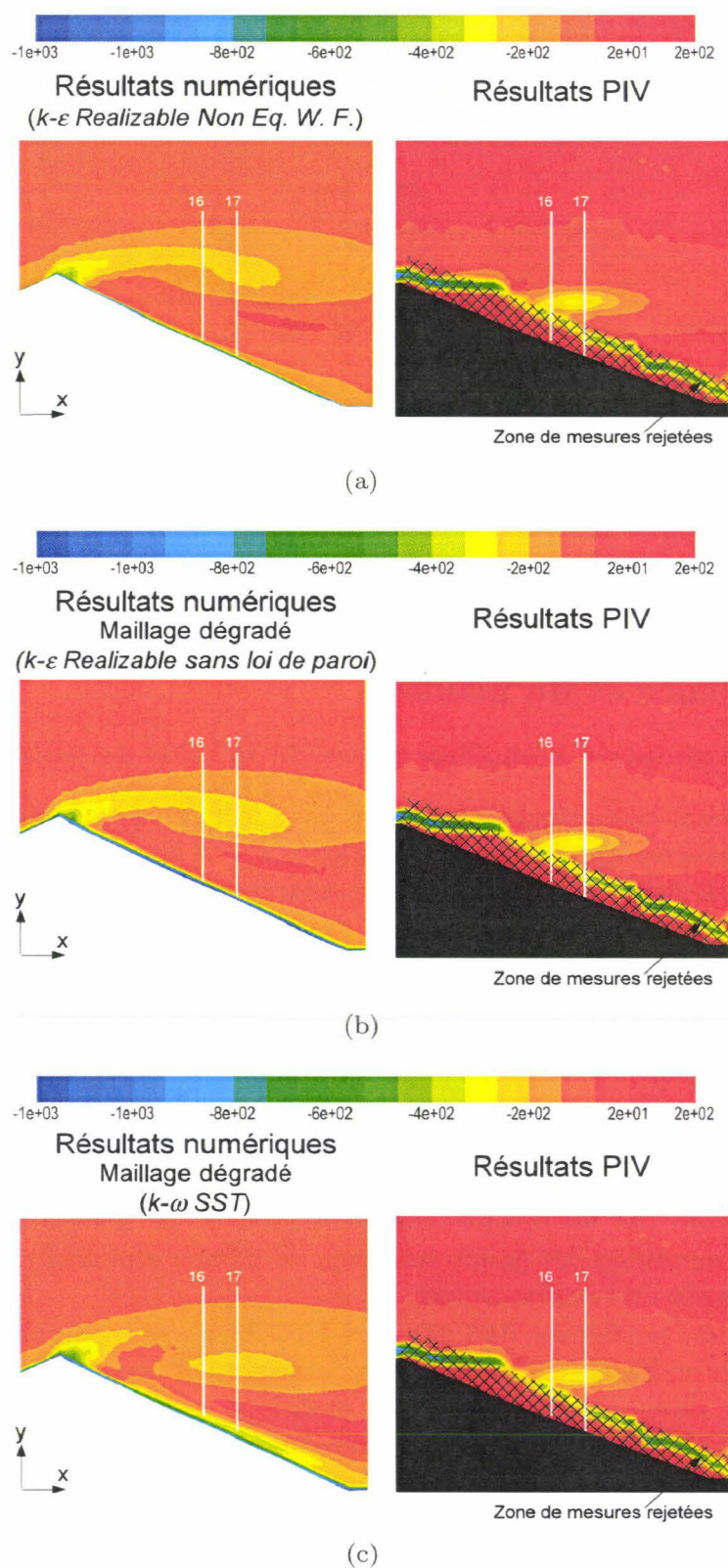
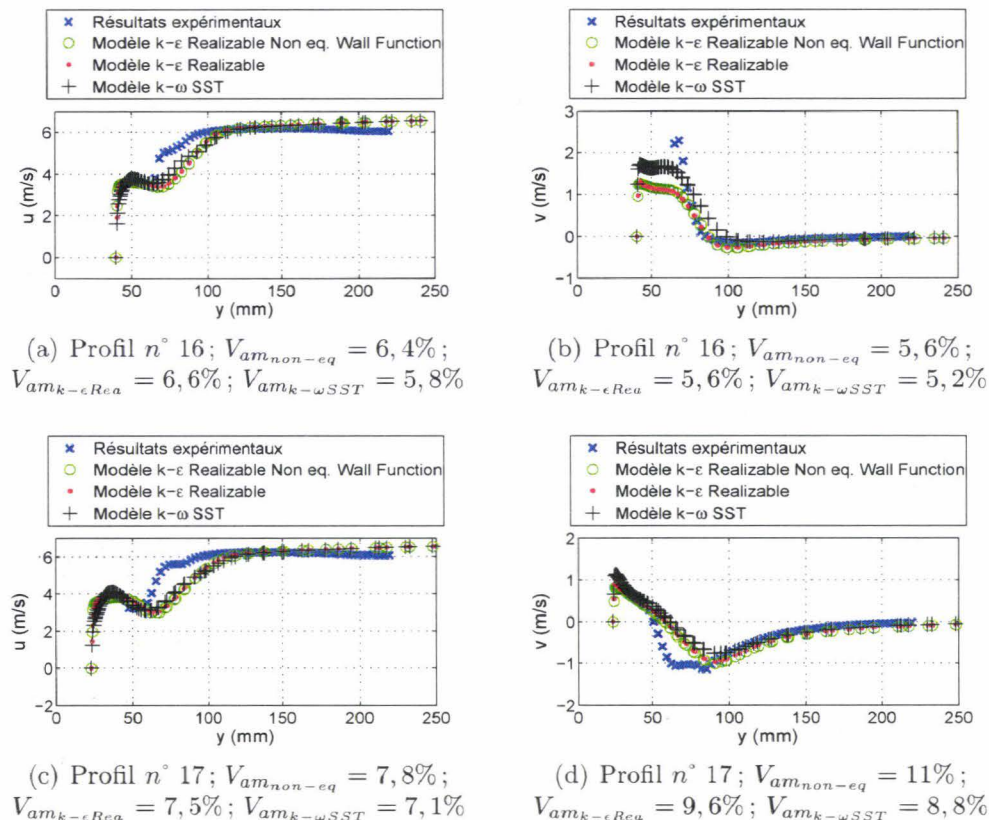


Figure III-7.23 – Coupes transversales des contours de vorticité ( $s^1$ ) suivant  $z$  obtenus par simulations numériques et par PIV, configuration 1 tas,  $30^\circ$

avec les résultats expérimentaux. Les variations moyennes des vitesses pour ce modèle par rapport aux données expérimentales sont environ de 7%.

Des tests supplémentaires devraient donc être réalisés avec le maillage dégradé et le modèle  $k - \omega SST$  pour différentes configurations, notamment des configurations de tas multiples, afin de s'assurer que ce modèle est bien meilleur que les précédents pour reproduire les écoulements autour des tas sur les sites industriels.

Par ailleurs, ce modèle a été validé par T. Badr pour modéliser l'écoulement du vent autour d'un tas de stockage isolé en échelle réduite (Cf partie bibliographique I-3.2.1). Dans le chapitre suivant, une étude complémentaire à celle de T. Badr met en évidence que ce modèle permet également d'obtenir des résultats fiables pour des configurations de tas isolés à échelle réelle. En se basant sur ces résultats, ce modèle a été utilisé par la suite pour étudier des configurations de tas écrêtés et de sites industriels (Cf chapitres IV-8 et IV-9). Cependant, pour la suite de ce chapitre seul le modèle  $k - \epsilon Realizable$  utilisant des lois de paroi a été mis en œuvre pour les maillages dégradés.



**Figure III-7.24** – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) et transversale  $v$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a), (b) et (c), (d) correspondent respectivement aux profils n° 16 et 17

### III-7.2.4.2 Validation complémentaire du maillage dégradé : influence de la hauteur de la première maille

Les simulations numériques présentées ci-dessus ont été entreprises pour une vitesse d'écoulement de  $6,5 \text{ m/s}$  (conformément à l'étude expérimentale). Dans le cas du maillage dégradé, la hauteur de la première maille est de  $y^+ = 14$ , le premier point de calcul est donc très proche de la sous couche visqueuse. Un test supplémentaire a été effectué avec ce même maillage mais cette fois-ci avec une vitesse d'écoulement de  $23,5 \text{ m/s}$  afin que la première maille du domaine de calcul se situe pleinement dans la zone logarithmique ( $y^+ = 42$ ) comme elle le serait dans une configuration à échelle réelle. Ce test a pour objectif de vérifier que la validation des simulations numériques entreprises avec le maillage dégradé en proche paroi restent valables tant pour une configuration à échelle réduite que pour une configuration à échelle réelle (c'est à dire aux dimensions d'un site industriel).

Les figures III-7.25 et III-7.26 présentent les profils de vitesse  $u$  et  $v$  adimensionnés par rapport à la vitesse de l'écoulement pour les configurations où les hauteurs de premières mailles valent  $y^+ = 14$  et  $y^+ = 42$  respectivement pour les modèles de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable Non Eq. Wall Function* et  $k - \omega$  *SST*.

Dans un premier temps, en ce qui concerne les simulations entreprises avec le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable Non Eq. Wall Function*, la figure III-7.25 montre que la hauteur de la première maille adimensionnée par les variables internes de paroi n'a pas d'influence sur les résultats obtenus le long des profils 16 et 17 à l'aval du tas formant un angle de  $30^\circ$  avec l'écoulement du vent. Pour le modèle  $k - \epsilon$  *Realizable* utilisant les lois de paroi, l'évaluation des simulations numériques dans des conditions de maillage dégradé à échelle de la soufflerie restera donc valide pour une échelle réelle.

Dans un second temps, la figure III-7.26 montre que, pour le modèle de turbulence  $k - \omega$  *SST*, la hauteur adimensionnée de la première maille influence les résultats obtenus le long des profils 16 et 17. Les figures III-7.26(a) et III-7.26(c), représentant respectivement les vitesses normalisées longitudinales  $u/u_r$  des profils 16 et 17, montrent que pour  $50 < y < 100$  les résultats obtenus avec le modèle  $k - \omega$  *SST* et une vitesse  $u_r = 23,5 \text{ m/s}$  se rapprochent des données expérimentales par rapport à ceux obtenus pour une vitesse inférieure. La figure III-7.26(d) montre que le pic de vitesse transversale  $v$  négatif au environ de  $y = 85 \text{ mm}$ , représentatif du centre de la structure tourbillonnaire mise en évidence par les contours de vorticité obtenus expérimentalement, est mieux localisé par les simulations numériques pour une vitesse d'écoulement de  $23,5 \text{ m/s}$  (soit une hauteur de première maille de  $y^+ = 42$ ) que pour  $u_r = 6,5 \text{ m/s}$  (soit  $y^+ = 14$ ). De plus, près de la surface du tas ( $y < 60 \text{ mm}$ ) les résultats numériques obtenus pour la vitesse la plus élevée sont beaucoup plus proches des données expérimentales. D'après ces différentes remarques, il apparaît que le modèle  $k - \omega$  *SST* est particulièrement adapté pour simuler les écoulements autour des tas notamment dans une configuration à échelle réelle. Ces résultats, finalement surprenants étant donné que pour ce type de modèle de turbulence il est préconiser de mailler finement les régions proches paroi, corroborent ceux de T. Badr (Cf I-3.2.1.1).

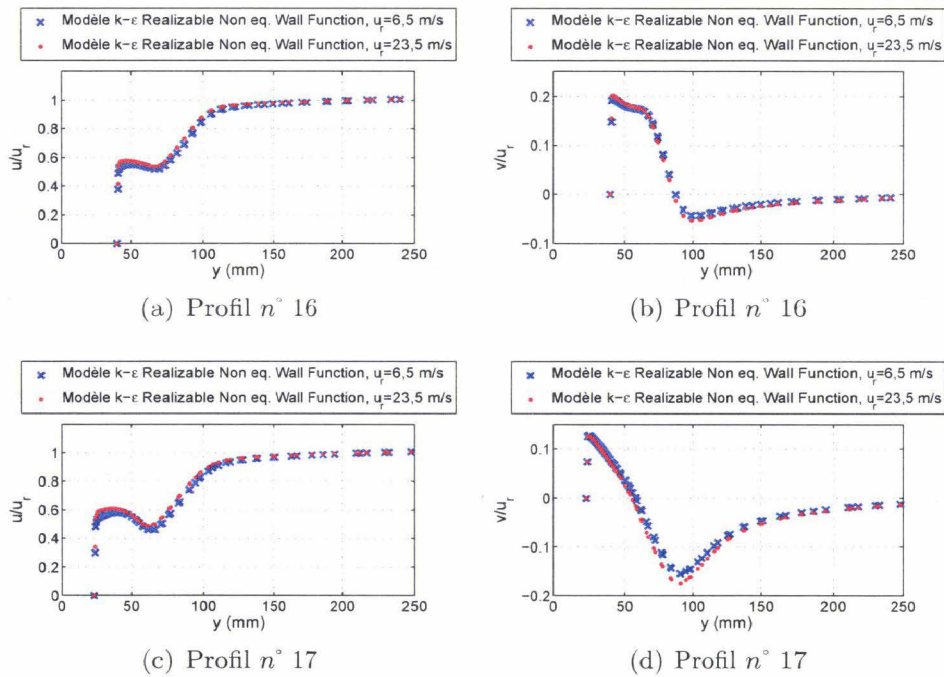


Figure III-7.25 – Profils de vitesse  $u/u_r$  et  $v/u_r$  pour deux vitesses d'écoulement :  $u_r = 6,5$  m/s ( $y^+ = 14$ ) et  $u_r = 23,5$  m/s ( $y^+ = 42$ ), modèle  $k - \epsilon$  Realizable Non Eq. Wall Function

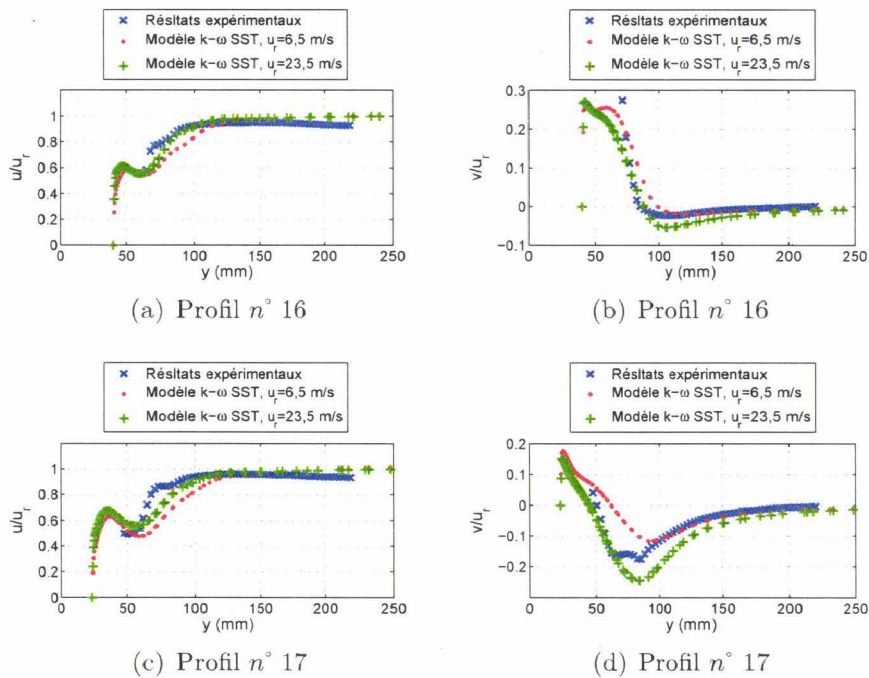


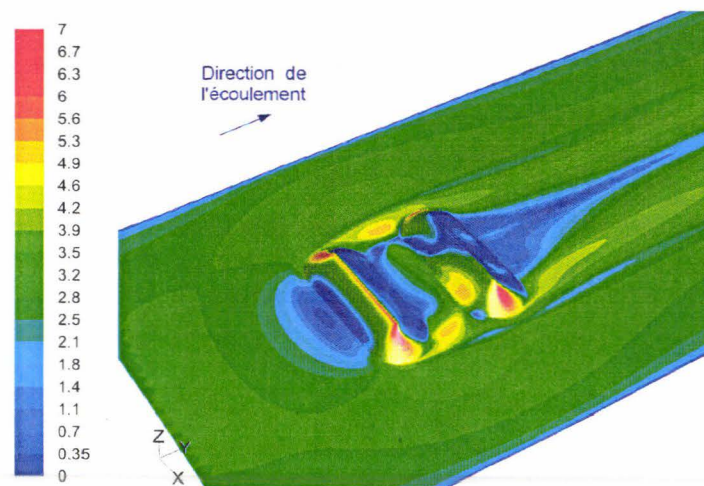
Figure III-7.26 – Profils de vitesse  $u/u_r$  et  $v/u_r$  pour deux vitesses d'écoulement :  $u_r = 6,5$  m/s ( $y^+ = 14$ ) et  $u_r = 23,5$  m/s ( $y^+ = 42$ ), modèle  $k - \omega$  SST

### III-7.3 Évaluation des simulations numériques pour des configurations de tas multiples

#### III-7.3.1 Configurations de tas perpendiculaires à l'écoulement

##### III-7.3.1.1 Évaluation des simulations numériques pour un maillage fin

Les simulations numériques de l'écoulement du vent au dessus de configurations de tas multiples placés perpendiculairement à l'écoulement ont été menées avec le modèle  $k - \omega SST TF$ , validés précédemment pour une configuration de tas isolé. Cependant, pour cette simulation les champs de vitesse déterminés numériquement rendent compte d'une dissymétrie de l'écoulement comme le montre la figure III-7.27 et cela quelque soit l'espacement entre les tas. Différents tests, notamment d'initialisation et pour différentes vitesses de vent ont conduit au même résultat.



**Figure III-7.27** – Contours du module de vitesse  $u$  (m/s) à 1,225 mm de la surface, configuration 2 tas,  $90^\circ$ ,  $2e$

Bien que la convergence des calculs stationnaires ne présente aucune anomalie, des simulations numériques en régime instationnaire ont été effectuées afin de vérifier que la dissymétrie observée n'est pas due à une instationnarité l'écoulement. Les pas de temps de ces simulations numériques ont été calculés à partir du nombre de Strouhal  $Str$  :

$$Str = \frac{fL}{u}$$

Dans un premier temps, le calcul du pas de temps, basé sur un nombre de Strouhal de 0,2 a été effectué afin de détecter une instationnarité de type verticale. Pour cela la période des oscillations ( $T = 1/f$ ) a été calculée à partir de la hauteur des tas. Dans ce cas  $\Delta t = T/20 = 0,0035$  s ( $L$  étant la hauteur du tas  $h$  et  $u$  la vitesse à  $h$ ). Ensuite, le calcul du pas de temps a été effectué afin de détecter une instationnarité de type transversale. La période des oscillations a donc été calculée à partir de la largeur des tas. Dans ce cas  $\Delta t = T/20 = 0,03$  s ( $L$  étant la longueur du tas et  $u$  la vitesse à  $h$ ).



Les simulations numériques entreprises avec ces deux pas de temps n'ont pas permis de détecter d'instationnarité de l'écoulement. Ces calculs convergent, avec le même état initial de vitesse uniforme imposée au domaine, vers la même solution que celle obtenue avec les simulations stationnaires.

Un test supplémentaire a été effectué en utilisant la fonction *adaptive time step* proposée dans le logiciel FLUENT. Cette fonction permet de déterminer automatiquement le pas de temps en se basant sur l'estimation de l'erreur de troncature associée au schéma d'intégration. Si l'erreur de troncature est plus petite que la tolérance spécifiée (0,01), le pas de temps est augmenté (jusqu'à 1s); si l'erreur de troncature est plus grande, le pas de temps est diminué (jusqu'à  $1e^{-8}$  s). L'utilisation de cette fonction n'a pas non plus permis de détecter d'instationnarité de l'écoulement.

A ce stade de l'étude, on peut supposer que la dissymétrie observée dans l'écoulement calculé par les simulations numériques peut être due aux paramètres des simulations numériques. Dans un premier temps, les calculs ont donc été repris en affinant le maillage en proche paroi jusqu'en  $y^+ = 2$ . Les résultats de ces simulations sont identiques aux précédents. Le raffinement du maillage en paroi n'apporte pas de solution.

Ensuite, les calculs ont été entrepris avec le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable Enhanced Wall Treatment* et *Pressure Gradient Effect (EWT - PGE)* afin de vérifier que le problème ne provenait pas du modèle de turbulence. Les résultats de ces simulations numériques restent non physiques, la dissymétrie dans l'écoulement subsiste.

L'utilisation d'un modèle de turbulence plus performant, permettant de mieux prendre en compte l'anisotropie de l'écoulement, serait à envisager. On peut donc d'ores et déjà inclure, dans les perspectives des travaux de simulations numériques, des tests supplémentaires pour cette configuration de tas successifs placés perpendiculairement à l'écoulement, avec le modèle de turbulence à 7 équations Reynolds Stress Model (RSM) ou encore en effectuant une simulation des grandes échelles (LES).

### **III-7.3.1.2 Évaluation des simulations numériques pour un maillage dégradé**

La figure III-7.28 montre que l'utilisation d'un maillage dégradé en proche paroi et d'un modèle de turbulence utilisant les lois de paroi pour simuler l'écoulement du vent au-dessus de tas successifs perpendiculaires à l'écoulement, ne produit pas de problèmes de dissymétrie de l'écoulement comme observés lors de l'utilisation d'un maillage fin et d'un modèle de turbulence de type pariétal.

Les figures III-7.29, III-7.30 et III-7.31 présentent les contours de vitesse  $u$  ainsi que les vecteurs vitesses obtenus par simulations numériques avec un maillage dégradé et par mesures PIV dans le plan vertical passant par le milieu des tas.

Pour un espacement entre les tas d'une distance de  $1e$  (Cf figure III-7.29), on observe que la zone de re-circulation entre les deux tas ainsi que celle à l'aval du second tas semblent relativement bien reproduites par les simulations numériques. Néanmoins, on remarque d'après la figure III-7.29(b) que les champs de vitesses à l'amont du second tas sont plus difficilement représentés.

D'après les simulations numériques, pour des espacements entre les tas d'une distance de  $2e$  ou de  $3e$  (Cf figures III-7.30 et III-7.31), l'écoulement décollé au niveau du sommet du premier tas recolle loin derrière le second tas. A l'aval de chacun des tas,

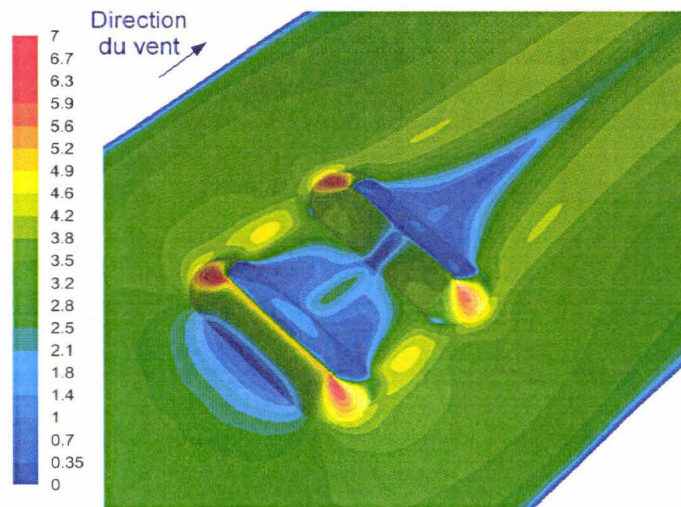


Figure III-7.28 – Contours du module de vitesse (m/s) à 1,225 mm de la surface, configuration 2 tas, 90°, 3e

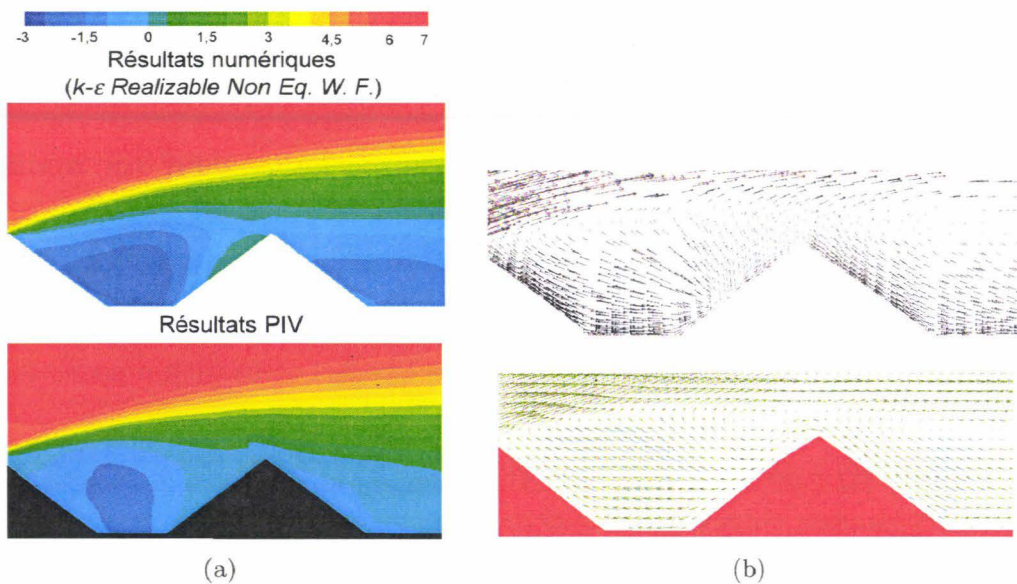
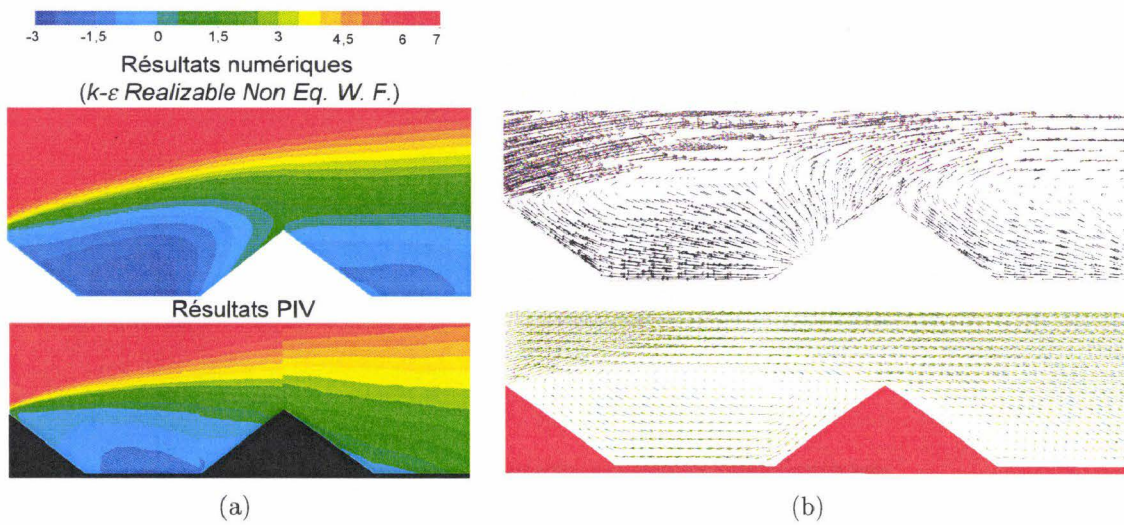
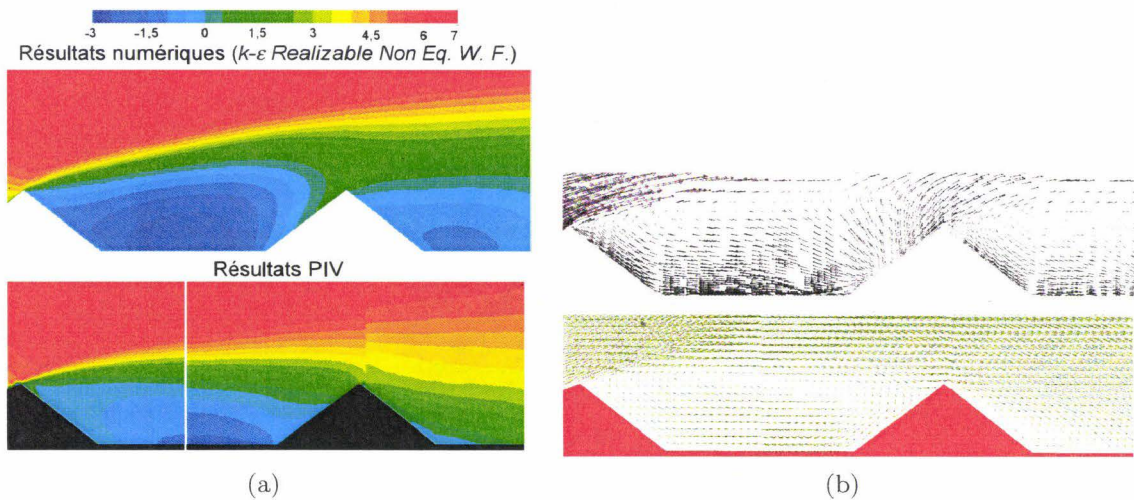


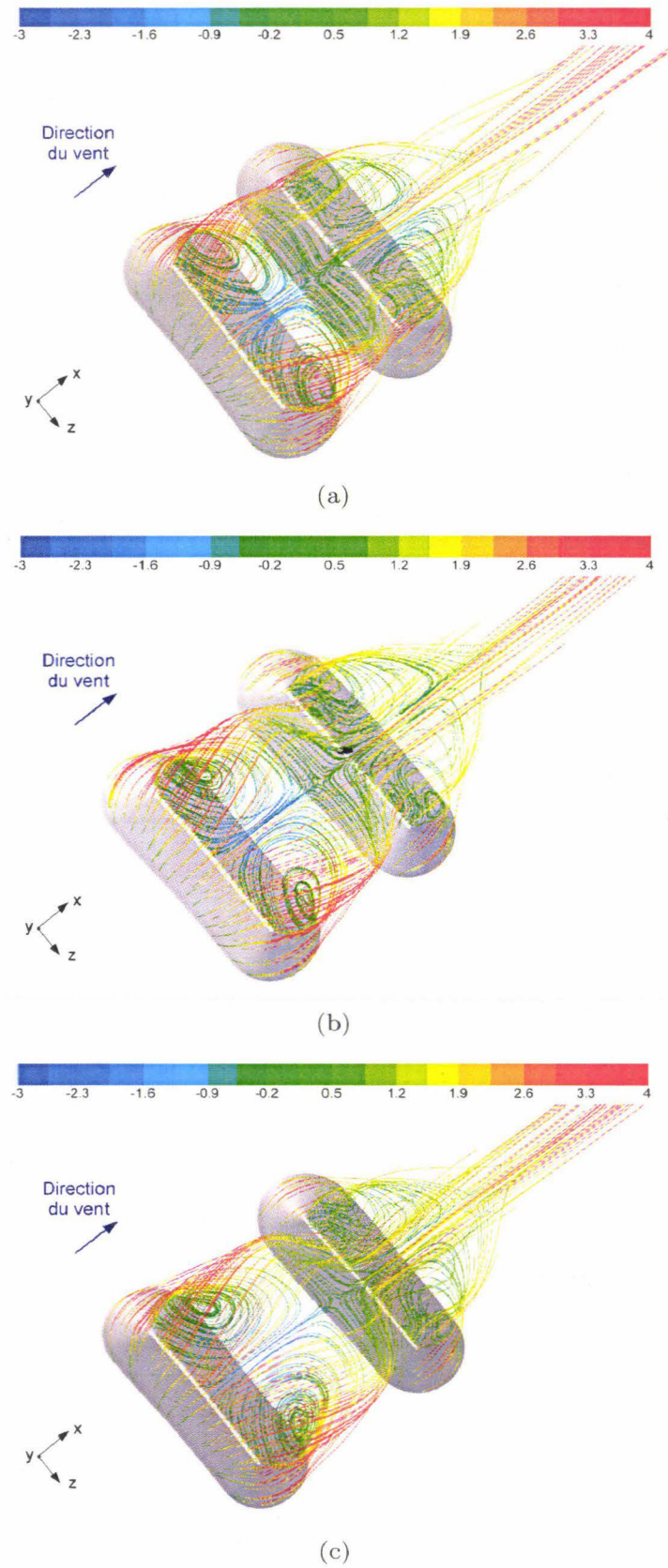
Figure III-7.29 – Coupes transversales des contours de vitesse  $u$  (m/s) et vecteurs vitesse obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement par simulations numériques et PIV entre les deux tas espacés d'une distance de  $1e$



**Figure III-7.30** – Coupes transversales des contours de vitesse  $u$  (m/s) et vecteurs vitesse obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement par simulations numériques et PIV entre les deux tas espacés d'une distance de  $2e$



**Figure III-7.31** – Coupes transversales des contours de vitesse  $u$  (m/s) et vecteurs vitesse obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement par simulations numériques et PIV entre les deux tas espacés d'une distance de  $3e$



**Figure III-7.32** – Lignes de courant au dessus des configurations 2e (a), 2e (b) et 3e (c). Les lignes sont colorées en fonction de la vitesse longitudinale  $u$  (m/s)

une zone de re-circulation est mise en évidence. Cependant, on remarque d'après les représentations des vecteurs vitesse dans la zone inter-tas, pour les deux dernières configurations testées, que la structure de l'écoulement à l'amont du second tas est très mal représentée. Expérimentalement, la zone de re-circulation est confinée entre les deux tas, tandis que numériquement cette zone est déstructurée et impacte sur l'amont du tas (Cf figures III-7.30(b) et III-7.31(b)). De plus, lorsque l'on observe les résultats obtenus expérimentalement par PIV, on remarque que l'écoulement se rétablit progressivement à l'aval du second tas, la zone de re-circulation dans cette région est très restreinte par comparaison à celle reproduite par les simulations numériques.

En revenant sur la figure III-7.28 représentant les contours de vitesse au dessus de la configuration de deux tas espacées de  $3e$ , on observe à l'amont du second tas une zone de très faible vitesse. D'après la figure III-7.32, présentant les lignes de courant au dessus des tas, cette zone de faible vitesse se situe entre les deux tourbillons contra-rotatifs se formant à l'aval du premier tas et impactant à l'amont du second tas. Cette zone est localisée au niveau du plan passant par le milieu des tas, plan dans lequel les figures III-7.29, III-7.30 et III-7.31 représentent les vecteurs vitesse. D'après ces dernières figures, il apparaît que les simulations numériques réalisées ne reproduisent pas de façon pleinement satisfaisante les données expérimentales. De nouveaux plans, pour  $z \neq 0$ , devraient être comparés aux résultats expérimentaux. Cette analyse pourrait montrer que la zone déstructurée impactant sur l'amont du tas est uniquement localisée au centre du tas.

Une étude complémentaire en soufflerie est d'ores et déjà prévue afin de visualiser les lignes de frottement à la surface des tas et de la surface horizontale inférieure pour compléter les informations quant à la structure de l'écoulement notamment entre les deux tas.

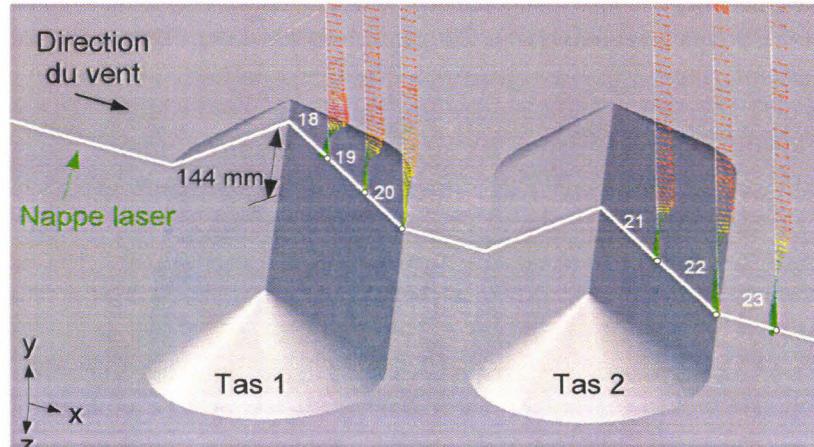
## **III-7.3.2 Configurations de tas obliques à l'écoulement**

### **III-7.3.2.1 Évaluation des simulations numériques pour un maillage fin**

La figure III-7.33 présente le plan parallèle à l'écoulement et perpendiculaire à la surface du sol dans lequel les mesures PIV ont été effectuées pour les configurations de tas multiples placées obliquement à l'écoulement. La nappe laser est placée à  $144 \text{ mm}$  du centre du premier tas. Ce plan permet d'effectuer des mesures expérimentales entre les deux tas consécutifs sans que la zone de mesure soit masquée par l'amont du second tas.

Dans la suite de cette section, on s'intéresse à la configuration de deux tas successifs, espacés d'une distance valant  $1e$ , et formant un angle de  $60^\circ$  avec l'écoulement. Les profils étudiés pour cette configuration de tas sont représentés sur la figure III-7.33, et leurs positions indiquées dans le tableau III-7.4.

La figure III-7.34(a) représente les lignes de courant du fluide au dessus de la configuration de deux tas espacés d'une distance valant  $1e$  et pour laquelle l'angle d'écoulement de l'air par rapport aux arêtes des tas est de  $60^\circ$ . Cette figure, obtenue à partir des simulations numériques, montre deux structures tourbillonnaires dominantes dans chacune des zones aval des tas. Ces structures tourbillonnaires induisent des zones de faible vitesse à l'aval du premier tas et du second tas comme indiqué par les contours de vitesse  $u$  obtenus dans le plan parallèle à l'écoulement et représentés sur les figures III-7.34(b) et III-7.34(c). La comparaison qualitative des contours de vitesse obtenus



**Figure III-7.33** – Représentation du plan de la nappe laser au dessus des configurations de tas multiples placées obliquement à l'écoulement

Numéro du profil	$x$ (cm)	$y$ (cm)	$z$ (cm)
18	4,1	2,2	-14,4
19	8	2,6	-14,4
20	11,8	0	-14,4
21	5,9	4	-14,4
22	11,8	0	-14,4
23	17,7	0	-14,4

**Tableau III-7.4** – Récapitulatif des positions des profils de vitesse numérotés de 18 à 23 (les valeurs indiquent les coordonnées du premier point, en partant du tas, de chacun des profils par rapport à un repère dont l'origine est au centre de la base du tas)

numériquement et expérimentalement montre que les simulations numériques reproduisent correctement la structure de l'écoulement autour des deux tas successifs.

La figure III-7.35 présente les profils de vitesse  $n^{\circ} 18$  à  $20$  à l'aval du premier tas ainsi que les profils  $n^{\circ} 21$  à  $23$  à l'aval du second tas. D'après les figures III-7.35(a) et III-7.35(b), on observe le long des profils verticaux une chute de la vitesse au environ de  $z = 65 \text{ mm}$ . Cette variation de la vitesse est représentative de la présence de la structure tourbillonnaire visualisée sur la figure III-7.34(b). En analysant conjointement les deux profils de vitesse  $n^{\circ} 18$  et  $19$  avec la figure III-7.34(b), on remarque que les simulations numériques localisent précisément le centre de la structure tourbillonnaire à l'aval du premier tas (Cf profil  $n^{\circ} 18$ ). Par contre les simulations montrent une zone de re-circulation à la fois plus intense et plus étendue que celle déterminée expérimentalement, en effet, numériquement la chute de vitesse observée au niveau du profil  $n^{\circ} 19$  est beaucoup plus marquée.

A l'aval du second tas, les résultats numériques et expérimentaux sont très proches. Le centre de la seconde zone de re-circulation est bien représentée.

Les variations moyennes entre les résultats expérimentaux et numériques, pour les six profils testés, valent en moyenne 6%.

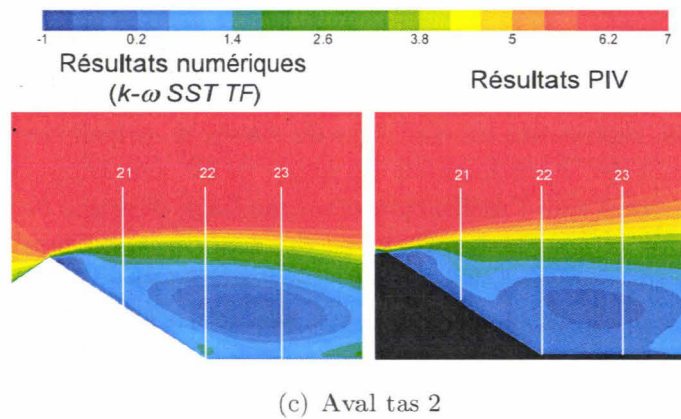
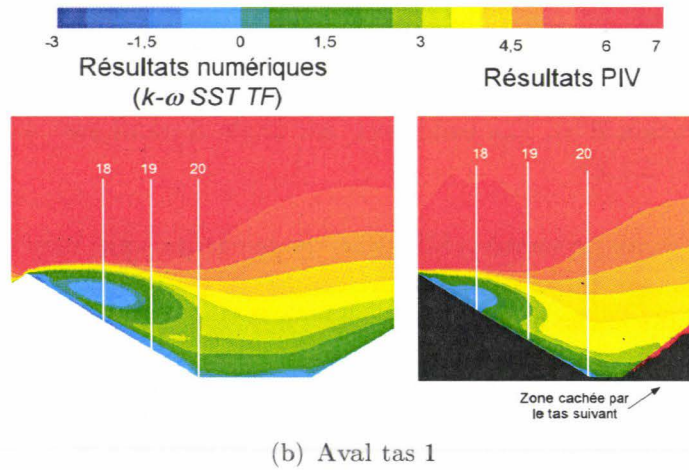
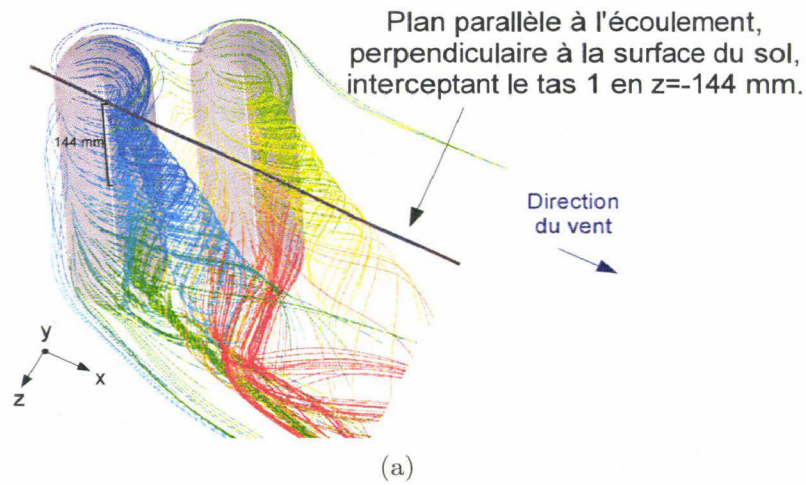
Notons que les vitesses expérimentales proche paroi à l'aval du second tas ont été rejetées en raison des mêmes limitations expérimentales que celles présentées dans le cas d'une configuration d'un tas isolé avec un angle d'incidence avec l'écoulement de  $30^{\circ}$  (Cf section III-7.2.1.2).

D'après les résultats présentés ci-dessus, on remarque que bien que les simulations numériques menées avec un maillage affiné en proche paroi et un modèle de turbulence de type pariétal, dans le cas d'une configuration de tas multiples placés perpendiculairement à l'écoulement, ont abouti à des résultats non cohérents de part la dissymétrie obtenue numériquement, les résultats obtenus dans le cas de configurations de tas multiples placées obliquement à l'écoulement sont cohérents.

### **III-7.3.2.2 Évaluation des simulations numériques pour un maillage dégradé**

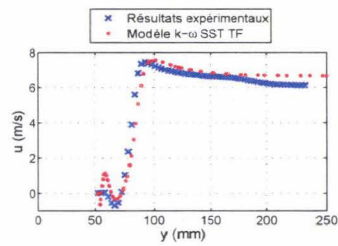
La figure III-7.36, représente les contours de vitesse  $u$  autour des deux tas successifs espacés d'une distance de  $1e$ , et formant un angle de  $60^{\circ}$  par rapport à l'écoulement du vent. Cette figure montre que l'utilisation d'un maillage dégradé en proche paroi et du modèle de turbulence  $k - \epsilon$  *Realizable* avec des lois de paroi non équilibrées permet de reproduire de manière qualitative l'écoulement autour des tas. Cependant, l'analyse des profils de vitesse  $n^{\circ} 18$ ,  $19$  et  $20$ , présentés à la figure III-7.37, met en évidence que les vitesses calculées numériquement dans la zone inter-tas sont plus faibles que celles mesurées expérimentalement. A contrario, les valeurs des vitesses le long des profils  $n^{\circ} 21$ ,  $22$  et  $23$  à l'aval du second tas, présentés sur la figure III-7.37, sont plus élevées que celles obtenues expérimentalement.

Ces résultats montrent que les simulations numériques ont des difficultés à reproduire avec précision les structures tourbillonnaires présente à l'aval des tas et plus particulièrement dans l'espace inter-tas. Par ailleurs, on remarque que les variations moyennes entre les valeurs de vitesse numériques et expérimentales sont plus grandes dans le cas de l'utilisation d'un maillage dégradé et d'un modèle  $k - \epsilon$  (7,4%) qu'avec un maillage affiné et un modèle de turbulence  $k - \omega$  *SST TF* (6,3%, Cf figures III-7.35

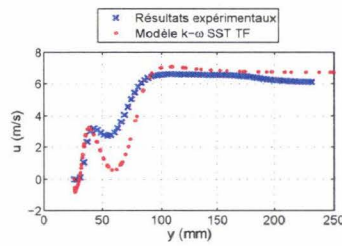


**Figure III-7.34** – Coupes transversales des contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par simulations numériques et PIV à l'aval du premier tas (a) et du second tas (b), configuration 2 tas, 1 e,  $60^\circ$

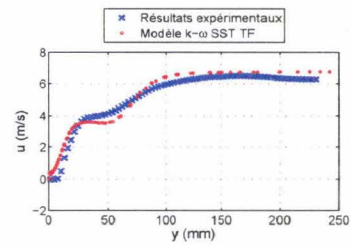




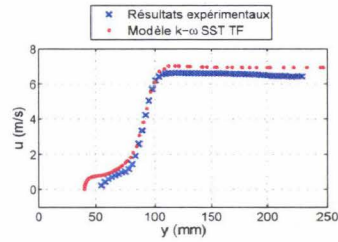
(a) Profil n° 18;  $V_{rm} = 5,2\%$



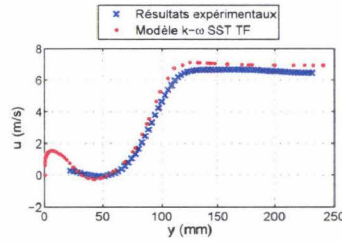
(b) Profil n° 19;  $V_{rm} = 9\%$



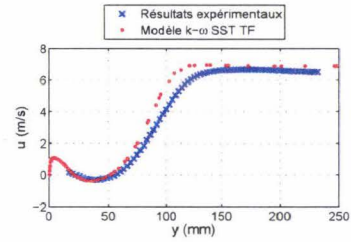
(c) Profil n° 20;  $V_{rm} = 5,6\%$



(d) Profil n° 21;  $V_{rm} = 5,4\%$



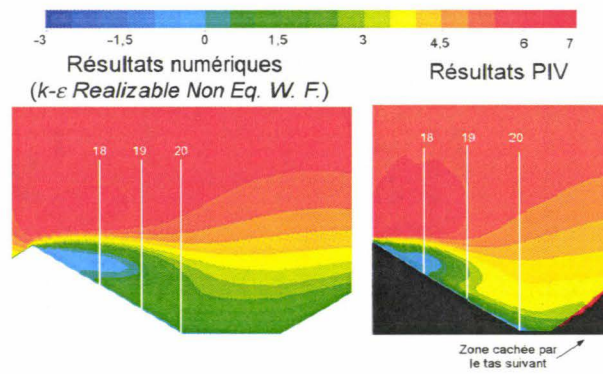
(e) Profil n° 22;  $V_{rm} = 5,9\%$



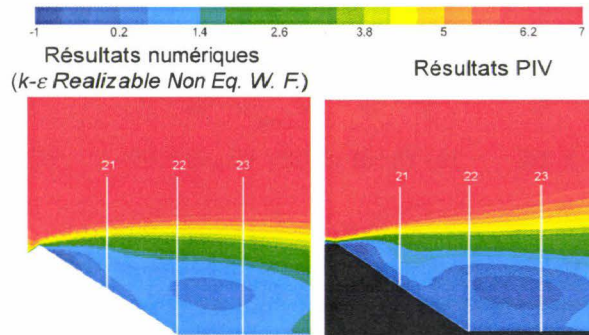
(f) Profil n° 23;  $V_{rm} = 6,8\%$

**Figure III-7.35** – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a) à (f) correspondent respectivement aux profils n° 18 à 23

et III-7.37). Ceci ne constitue cependant pas une dégradation majeure des résultats numériques.



(a) Aval premier tas



(b) Aval second tas

Figure III-7.36 – Coupes transversales des contours de vitesse  $u$  (m/s) obtenus par simulations numériques et PIV à l'aval du premier et du second tas

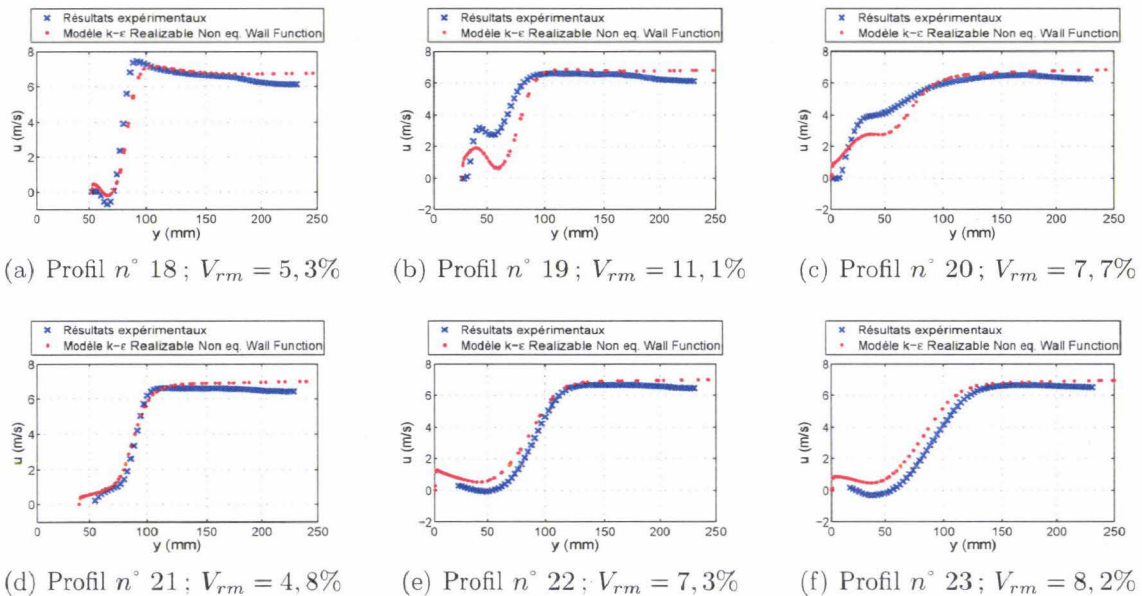


Figure III-7.37 – Profils verticaux de vitesse longitudinale  $u$  (m/s) expérimentaux et numériques et variations relatives moyennes  $V_{rm}$ . Les figures (a) à (f) correspondent respectivement aux profils  $n^{\circ}$  18 à 23

### III-7.3.3 Comparaison des profils proche paroi

La figure III-7.38 représente les valeurs des vitesse normalisées  $\frac{\sqrt{(u_8^2+v_8^2)}}{u_r}$  mesurées expérimentalement et celles obtenues à partir des simulations numériques pour un maillage affiné (associé au modèle  $k-\omega$  SST TF) et un maillage dégradé en proche paroi (modèle  $k-\epsilon$  Realizable Non Equilibrium Wall Function) à l'aval du premier tas dans une configuration où l'angle d'incidence de l'écoulement par rapport à l'arête des tas est de  $60^\circ$ .

On peut observer que les vitesses normalisées  $\frac{\sqrt{(u_8^2+v_8^2)}}{u_r}$  obtenus avec les deux maillages testés surestiment les mesures expérimentales. Cette sur-évaluation des vitesses peut être attribuée au fait que les structures tourbillonnaires simulées se détachent de la surface du tas.

Par ailleurs, on note que les résultats obtenus par les simulations numériques menées avec le maillage affiné en proche paroi sont tendanciellement plus proches des données expérimentales. Les écarts moyens entre les résultats expérimentaux et numériques sont cependant moindres dans le cas d'un maillage dégradé.

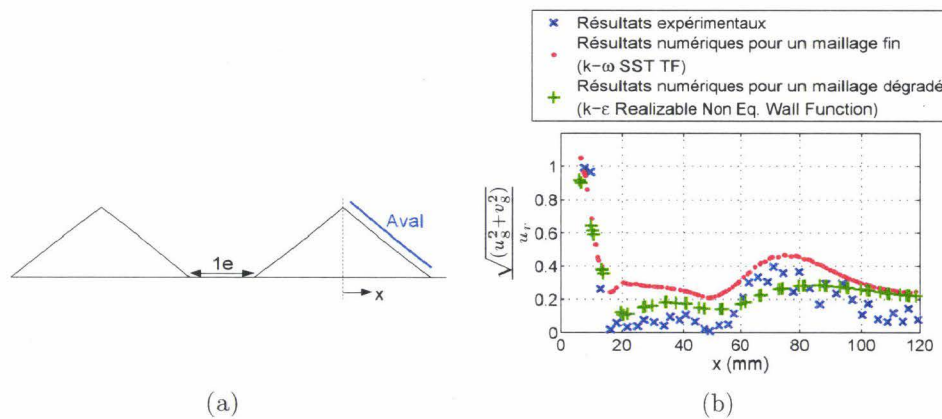


Figure III-7.38 - Comparaison des profils proche paroi  $\frac{\sqrt{u_8^2+v_8^2}}{u_r}$  entre les résultats expérimentaux et numériques à l'aval du second tas

### III-7.4 Calculs des émissions à partir des données numériques

Dans cette partie, on se propose d'estimer l'écart d'estimation des émissions de particules entre un maillage dégradé en proche paroi et un maillage affiné. Pour cela, les valeurs des vitesses normalisées, pour des intervalles de  $u_s/u_r$  de 0, 1, ainsi que les surfaces correspondantes à ces valeurs ont été calculées à 1,225 mm de la surface des tas. Ces résultats ont ensuite été intégrés aux formulations des facteurs d'émissions de l'EPA (Cf section I-1.2.1) pour déterminer les quantités de particules envolées par érosion éolienne à la surface de chacun des tas testés en rapportant l'échelle réduite (1 : 200) à une échelle réelle. Un charbon a été pris comme référence pour les calculs. Sa vitesse limite d'envol, mesurée à partir d'expérience en soufflerie, est de  $u_t^* = 0,35$  m/s. Les quantités de particules émises ont été calculées pour deux vitesses de vent correspondant à  $u_{10}^+ = 5$  m/s et  $u_{10}^+ = 15$  m/s.

Pour les configurations de tas isolé, la figure III-7.39 montre qu'au fur et à mesure que l'angle d'incidence de l'écoulement par rapport au tas augmente, les quantités de matières émises diminuent. Ces résultats sont similaires à ceux présentés dans le cas de configurations de tas écrêtés exposé au chapitre suivant IV-8. Les écarts entre les émissions calculées numériquement avec le maillage fin et le maillage dégradé sont plus importants quand l'angle d'incidence de l'écoulement diffère de 90°. En effet, pour ces angles d'écoulement de 30° et 60°, les différences entre les simulations numériques sont plus importantes entre les deux maillages testés.

Pour les configurations de deux tas successifs, où l'angle de l'écoulement est de 60° par rapport aux tas, la figure III-7.40 montre, quelque soit la distance entre les tas (1e ou 2e), que les émissions sur le premier tas sont constantes. On note cependant une légère augmentation des émissions pour le cas du maillage fin (+7 kg/tas pour  $u_{10}^+ = 5$  m/s et +70 kg/tas pour  $u_{10}^+ = 15$ ). Une zone de plus forte vitesse, visualisée à l'aval du premier tas pour la configuration de deux tas espacés de 2e (entourée sur la figure III-7.41(c)) par rapport à la configuration de deux tas espacés de 1e, est à l'origine de cette légère hausse des émissions.

Sur les seconds tas, la figure III-7.41 met en évidence que les zones de faibles vitesses sont plus larges lorsque l'espacement entre les tas est plus grand, notamment sur les côtés les plus à l'aval des seconds tas entourés en rouge sur les figures III-7.41(c) et III-7.41(d). Ceci implique une diminution des émissions sur le second tas comme le montre la figure III-7.40 quand la distance inter-tas est de 2e plutôt que de 1e. Ces deux tendances, augmentation des émissions sur le premier tas et diminution sur le second tas quand la distance inter-tas augmente (de 1e à 2e), sont aussi bien observées à partir des résultats des simulations menées avec un maillage affiné qu'avec un maillage dégradé. Les émissions globales sur les deux tas ne varient néanmoins quasiment pas en fonction de e.

D'après les figures III-7.39 et III-7.40, on observe que les quantités de particules estimées à partir des résultats des simulations menées avec un maillage dégradé sont nettement inférieures à celles estimées par les simulations menées avec un maillage affiné (hormis pour la configuration de tas isolé avec un angle d'incidence du vent de 30° et une vitesse  $u_{10}^+ = 15$  m/s), jusqu'à -65% pour une vitesse  $u_{10}^+$  de 5 m/s, ce qui équivaut à environ 15 kg/tas pour la configuration de deux tas à 60° espacés de 1e. Néanmoins, ces différences s'amoindrissent lorsque la vitesse de référence de l'écoule-

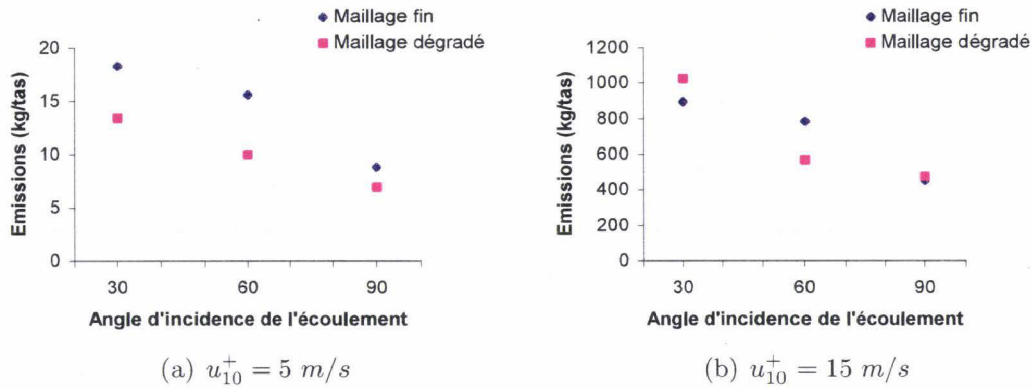


Figure III-7.39 – Évolution des quantités de particules émises en fonction de l'angle d'incidence de l'écoulement par rapport au tas pour les deux maillages testés (fin et dégradé), configuration 1 tas

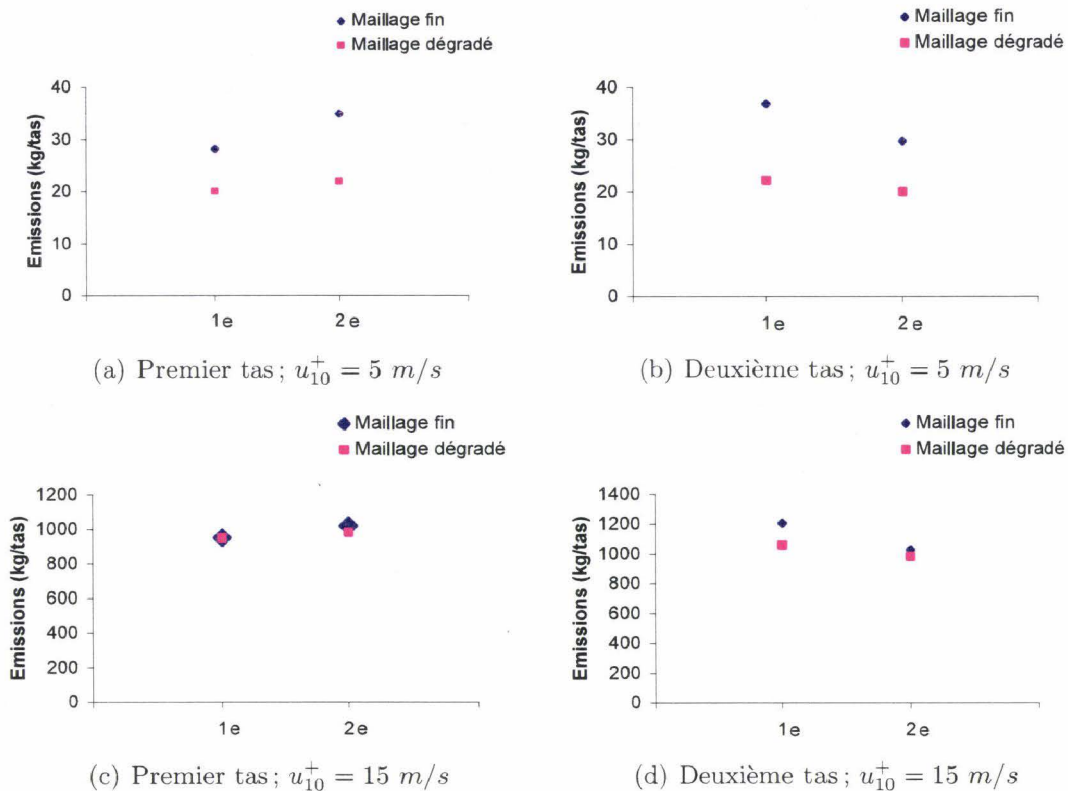
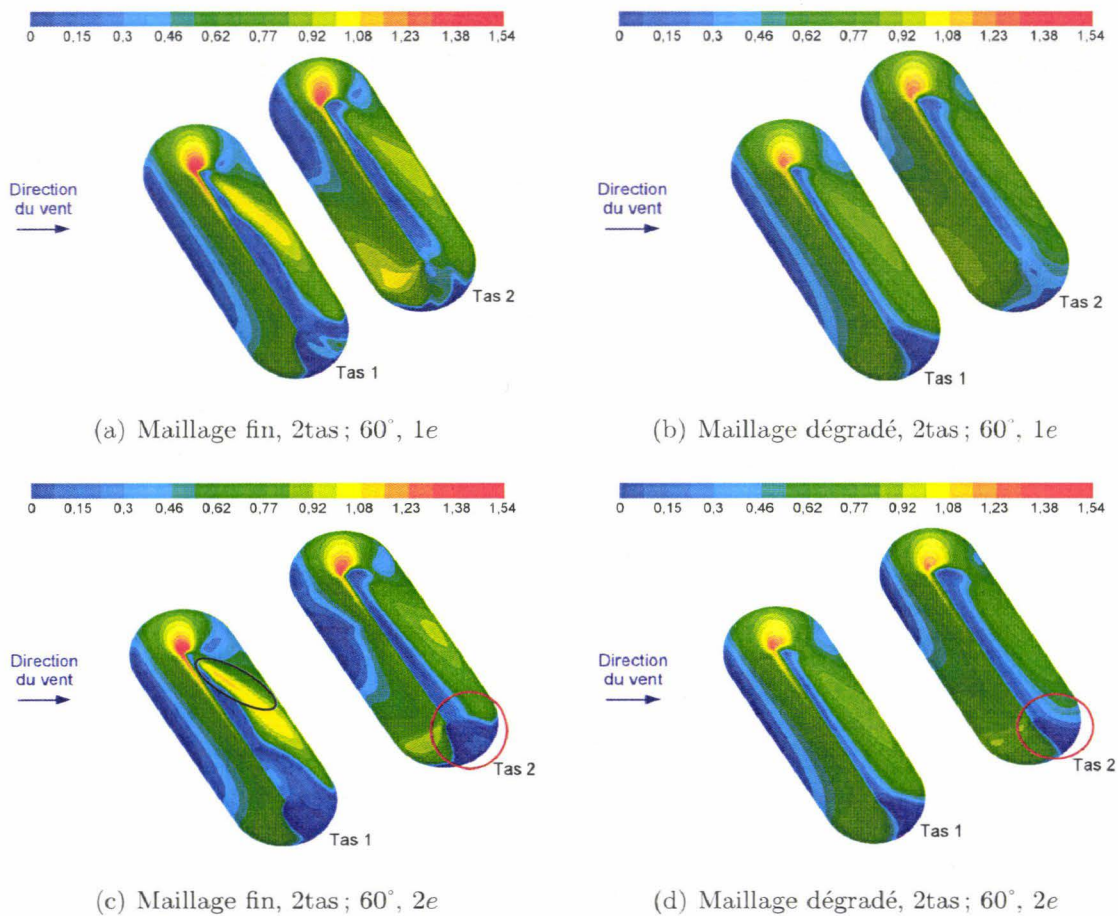


Figure III-7.40 – Évolution des quantités de particules émises, pour les deux maillages testés, en fonction de la distance inter-tas, configuration 2 tas,  $60^\circ$

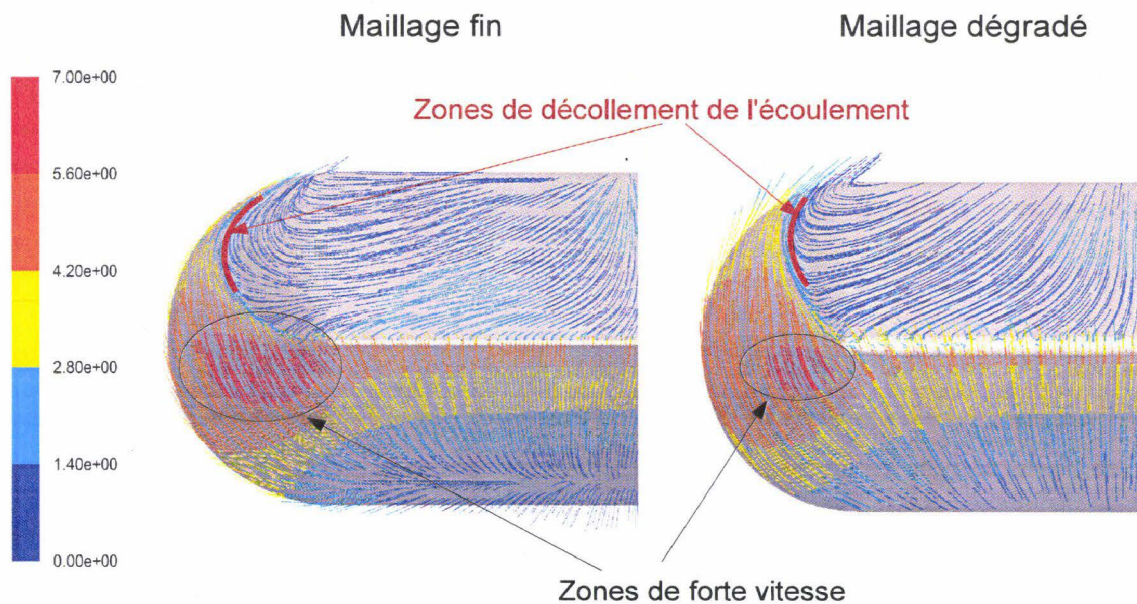


**Figure III-7.41** – Contours de vitesses normalisées  $u_s/u_r$ , configurations 2 tas, 1e (a) et (b) et 2e (c) et (d)

ment est plus élevée et que corrélativement les émissions deviennent plus importantes. L'écart entre les deux maillages n'est alors plus que de 6% en moyenne.

La figure III-7.42 montre, pour la configuration d'un tas isolé perpendiculaire à la direction de l'écoulement, les lignes de courant à la surface du tas obtenus pour chacun des deux maillages testés. D'après cette figure, on remarque que lorsque le maillage utilisé est affiné, le décollement prédit par les simulations numériques, sur les côtés du tas, se situe plus en amont. On remarque aussi que les zones de forte vitesse sur les côtés du tas, qui sont pour majeure partie responsable des émissions de particules de ce tas, sont beaucoup plus larges dans le cas d'un maillage affiné. A l'aval du tas, le maillage a également une incidence forte sur la structuration de l'écoulement.

De part ces dernières remarques et des différences observées entre les cartographies des contours de vitesse  $u_s/u_r$  présentées sur la figure III-7.41, les écarts des résultats pour les deux maillages testés peuvent être attribués au fait que la localisation des points de décollement de l'écoulement à la surface des tas est dépendante de la finesse du maillage du domaine de calcul.



**Figure III-7.42** – Vue de dessus des trajectoires de fluide, colorées par valeurs de vitesse  $u$  (m/s), à la surface d'un tas isolé perpendiculaire à la direction de l'écoulement obtenus par les simulations numériques menées avec un maillage affiné et un maillage dégradé

### III-7.5 Conclusion et perspectives

L'étude comparative menée entre les résultats numériques et les données expérimentales a mise en évidence que les simulations numériques sont capables de reproduire correctement l'allure générale de l'écoulement du vent autour de configurations de tas isolé ou de tas multiples.

Cependant des difficultés ont été rencontrées concernant les configurations de tas multiples perpendiculaires à l'écoulement du vent. En effet, dans le cas de simulations numériques menées avec un maillage affiné en proche paroi et un modèle de turbulence de type pariétal, la structure de l'écoulement autour des tas présentent une dissymétrie ne correspondant pas, à priori, à la réalité expérimentale. Des simulations RSM et LES sont à prévoir pour ces configurations particulières afin de palier le problème de dissymétrie de l'écoulement observé avec les simulations RANS.

Dans le cas des simulations numériques menées avec un maillage dégradé et un modèle de turbulence utilisant les lois de paroi, on observe pour ces configurations que les zones de re-circulation de l'écoulement à l'aval des tas sont mal représentées.

Pour les configurations de tas isolé et de tas multiples obliques par rapport à la direction de l'écoulement, les résultats des simulations numériques obtenus avec un maillage affiné en proche paroi sont plus proches des données expérimentales par comparaison aux résultats obtenus avec un maillage dégradé. Le maillage affiné en proche paroi permet en effet une meilleure modélisation des écoulements proches parois et des zones de décollement et de re-circulation.

Les résultats obtenus avec le maillage dégradé sont néanmoins globalement satis-

faisants au vu du gain de taille du maillage et de temps de calcul mais également au vu de l'objectif visé. L'avantage de l'utilisation du maillage dégradé réside dans le fait qu'il soit aisément applicable dans le cas d'une configuration à l'échelle d'un site industriel. En effet, avec un tel maillage, les ressources nécessaires pour effectuer un calcul représentant un site industriel ainsi que les temps de calcul requis sont certes très significatifs, mais demeurent réalisables. Par ailleurs, différentes études présentées dans ce chapitre ont mises en évidence que le modèle  $k - \omega SST$  devait faire l'objet d'une étude plus approfondie.

Les simulations numériques entreprises dans ce chapitre ont montrées que les zones de forts gradients de vitesse se situent en aval du sommet des tas où l'écoulement est accéléré. Cependant, les maillages testés dans cette étude ne sont affinés qu'en proche paroi, et non dans les zones où l'écoulement est fortement perturbé. Des calculs supplémentaires devraient être entrepris avec un maillage de type adaptatif. Un tel maillage permettrait d'affiner les mailles au niveau des gradients de vitesse ou de pression élevés. Les zones de forte re-circulation à l'aval des tas pourraient alors être mieux représentées et ainsi les conditions initiales à l'amont des tas successifs seraient mieux définies.

L'étude expérimentale par mesures PIV a permis d'étudier la structure de l'écoulement autour de différentes configurations de tas successifs. Cependant les plans 2D obtenus par PIV ne fournissent qu'une information partielle. De nouvelles mesures PIV sont à envisager dans des plans parallèles à la surface inférieure de la soufflerie et aux pentes amont et aval des tas. Ces mesures permettront d'analyser plus précisément la structure de l'écoulement à la surface des tas ainsi que dans l'espace inter-tas et d'évaluer la vitesse de frottement à la surface des tas.

Une étude complémentaire en soufflerie est programmée afin de visualiser les points de décollement et de recollement de l'écoulement à la surface des tas. Cette étude consistera à visualiser les lignes de frottement pariétales sur les maquettes de tas. Pour cela, il existe un méthode consistant à enduire les tas d'un film d'huile et ensuite à les soumettre au frottement de l'écoulement de la soufflerie. Cette étude complémentaire permettra une validation plus complète des simulations numériques.



## Quatrième partie

Simulations numériques de  
l'exposition éolienne de tas de  
stockage sur un site industriel  
(échelle réelle)



# Chapitre IV-8

## Simulations numériques sur des configurations de tas écrêtés

### IV-8.1 Introduction

La problématique de l'étude présentée dans ce chapitre est l'évaluation de l'influence de la hauteur d'écrêtage des tas de stockage sur les émissions particulaires. Sur le site d'ArcelorMittal, les matières granulaires sont délivrées à tonnage ou volume fixe correspondant à la capacité d'un cargo et sont stockées sous forme de tas oblongs pointus. Comme, il est communément reconnu que la modification de la forme des tas induit une variation de leur taux d'émissions de particules par érosion éolienne et que la crête des tas pointus est la zone la plus fortement soumise à l'érosion éolienne, il semble pertinent de supposer que l'écrêtage des tas de stockage puisse permettre un changement significatif des taux d'émissions fugitives de particules. De plus, la manœuvre d'aplatissement des tas de stockage est économique et ne requiert aucune modification des installations du site industriel. En effet, une fois que le matériaux granulaire est délivré, la flèche de l'empileur peut aisément écraser la crête du tas. En se basant sur cette approche, des simulations numériques tridimensionnelles ont été réalisées pour étudier la structure de l'écoulement de l'air autour de tas oblongs écrêtés à différentes hauteurs. Le volume des tas dans chacune des configurations testées est gardé constant, en effet sur les sites industriels, les matières granulaires sont livrées pour un volume ou un tonnage fixe, correspondant à la capacité d'un wagon ou d'un cargot. Les propriétés de l'écoulement à proximité de la surface des différentes configurations de tas testées ont été analysées afin de comprendre les mécanismes d'envol de particules. La formulation du facteur d'émission, proposée par l'EPA pour quantifier les émissions diffuses de plein air, a été utilisée pour comparer les taux d'émissions de particules de chaque configuration testée.

Dans la partie I-3.2.1 de ce mémoire, il est présenté la validation des simulations numériques initiées par T. Badr, permettant la modélisation de l'écoulement du vent autour des tas de stockage. Afin de valider pleinement le modèle de turbulence choisi et d'estimer les incertitudes et erreurs de simulation, deux études complémentaires ont été apportées à la validation des simulations numériques initiées par T. Badr. L'utilisation des simulations numériques a ensuite permis d'étudier l'influence de l'écrêtage des tas sur l'envol des particules. Les résultats de ces calculs sont présentés sous forme d'un article paru dans la revue *Atmospheric Environment* (Volume 43, pages 5579-5587, 2009).

### IV-8.1.1 Validation complémentaire du modèle de turbulence

Les simulations numériques initiées par T. Badr [3] ont permis, dans un premier temps, de valider le maillage et le modèle de turbulence des simulations numériques permettant la modélisation de l'écoulement du vent autour d'un tas de stockage en échelle réduite, conforme à l'étude expérimentale de référence de stunder et Arya [55]. Les simulations numériques ont ensuite été validées pour des conditions d'écoulement réelles, correspondant à une couche limite atmosphérique (CLA). Dans cette dernière étape l'influence du modèle de turbulence choisi n'a pas été rediscuté. Une étude complémentaire a donc été mise en œuvre afin de s'assurer que le modèle de turbulence choisi pour ces simulations numériques en conditions réelles (modèle  $k-\omega$  SST) permet effectivement d'obtenir les résultats les plus fiables.

De nouvelles simulations numériques pour une échelle réelle et un écoulement de CLA ont été entreprises avec différents modèles de turbulence :  $k-\epsilon$  standard,  $k-\epsilon$  réalisable,  $k-\epsilon$  réalisable avec l'option Enhanced Wall Function (EWF),  $k-\epsilon$  réalisable avec les options Enhanced Wall Function (EWF) et Pressure Gradient Effects (PGE),  $k-\omega$  standard et  $k-\omega$  Shear Stress Transport (SST). Les valeurs du rapport de vitesse  $u_s/u_r$  obtenues pour chacun des modèles testés ont été comparées aux données numériques provenant de la simulation du tas expérimental en soufflerie (échelle réduite, conditions expérimentales). Les coefficients de corrélation des valeurs  $u_s/u_r$  obtenus pour les deux échelles sont présentés dans le tableau IV-8.1.

Modèle de turbulence	$r$
$k-\epsilon$ standard	0,88
$k-\epsilon$ réalisable	0,90
$k-\epsilon$ réalisable EWF	0,79
$k-\epsilon$ réalisable EWF-PGE	0,79
$k-\omega$ standard	0,92
$k-\omega$ SST	0,96

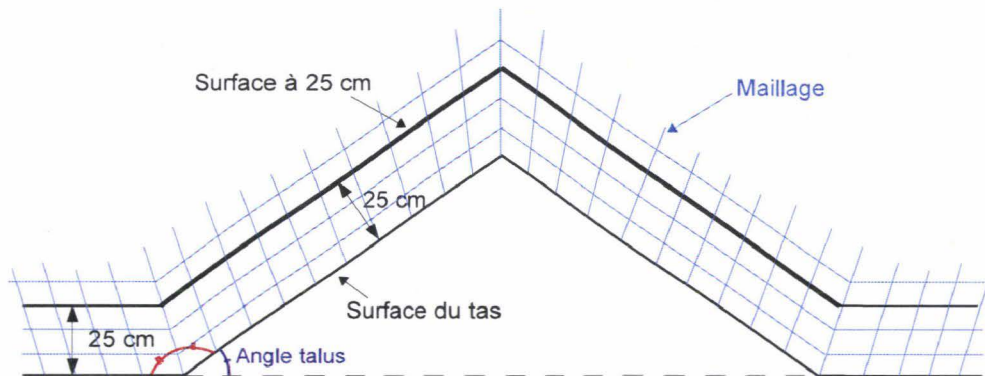
**Tableau IV-8.1** – Coefficients de corrélation  $r$  entre les valeurs du rapport  $u_s/u_r$  issues des simulations à échelle réduite, conditions expérimentales et celles issues des simulations à échelle réelle, conditions CLA pour différents modèles de turbulence

Le coefficient de corrélation pour le modèle  $k-\omega$  SST est le plus proche de l'unité. Ce modèle s'avère donc être le modèle de turbulence le mieux adapté dans le cadre de notre étude.

### IV-8.2 Calcul des erreurs induites par les simulations numériques

Une étude complémentaire à été entreprise afin d'évaluer précisément les erreurs induites par la structure du maillage lors de l'évaluation des quantités de poussières émises. La figure IV-8.1 ci-dessous schématise la géométrie et le maillage utilisés dans les simulations numériques autour d'un tas de stockage.

On remarque que le maillage est structuré de façon à disposer d'une surface située à 25 cm au dessus de la surface du tas afin d'évaluer les vitesses à cette hauteur comme



**Figure IV-8.1** – Schéma représentant la géométrie et la structure du maillage autour d'un tas de stockage

préconisé dans la méthode EPA. Cependant, la définition de cette surface à 25 cm de la surface du tas introduit deux biais dans le calcul des émissions. La première erreur est due au positionnement de la valeur de vitesse considérée dans le calcul par rapport à la surface à 25 cm du tas. La seconde est introduite implicitement par la structuration du maillage.

#### IV-8.2.1 Erreur induite par le positionnement des valeurs de vitesse par rapport à la surface à 25 cm

Le calcul du potentiel d'érosion d'un tas de stockage, selon la méthode préconisée par l'EPA, nécessite la connaissance des valeurs de vitesses situées à une distance de 25 cm du sol. C'est pour cette raison qu'une surface à 25 cm du sol a été définie lors de la construction du maillage autour des tas de stockage. Cependant, il s'avère que le programme permettant l'extraction des valeurs de vitesse ne permet pas d'accéder aux valeurs situées sur les faces des cellules mais uniquement aux noeuds de celles-ci. Comme le montre la figure IV-8.2(a), la valeur associée à la surface à 25 cm du tas se situe au noeud de la cellule adjacente à cette surface. La vitesse considérée lors du calcul du potentiel d'émission de la surface n'est donc pas exactement située à 25 cm de la surface, une erreur est alors introduite. Par la suite, un nouveau maillage a été défini. Dans ce nouveau maillage, la surface servant de référence au calcul du potentiel d'érosion du tas est définie de manière à ce que les valeurs de vitesses considérées se situent exactement à 25 cm de la surface du tas. La surface de référence au calcul de  $u_s$  à 25 cm du sol correspond à présent à une hauteur de centre de maille (Cf figure IV-8.2(b)). Afin d'évaluer l'erreur induite par le positionnement des valeurs de vitesse  $u_s$  par rapport à la surface du tas, les résultats des simulations numériques (en échelle réduite) obtenus avec les deux maillages ont été comparés aux mesures expérimentales.

Les corrélations entre les résultats expérimentaux et numériques autour des tas sont quasiment identiques pour les deux maillages testés. Les coefficients de corrélations, pour le maillage 1 (où la hauteur de référence de calcul  $u_s$  correspond à une hauteur de maille) et le maillage 2 (où la hauteur de référence de calcul  $u_s$  correspond à une hauteur de centre de maille), valent respectivement 0,95 et 0,94. La différence globale entre les données mesurées et calculées est probablement due au fait que la hauteur de

mesure des points expérimentaux de référence est estimée entre 0,2 et 0,3 cm [55]. Le gradient de vitesse à proximité de la surface du tas étant important, l'incertitude de positionnement de la sonde de mesure se traduit par une incertitude importante quant à la comparaison avec les résultats numériques.

Par soucis de justesse par rapport au modèle proposé par l'EPA, le maillage 2 sera retenue pour la suite des calculs.

### IV-8.2.2 Erreur induite par la structuration du maillage

D'après la procédure proposée par l'EPA pour estimer les émissions produites par érosion éolienne d'un tas de stockage, la surface de référence utilisée pour le calcul des émissions est équivalente à la surface du tas. Cette surface de référence n'est en fait rien d'autre que la surface du tas projetée orthogonalement à 25 cm du tas. Cependant, lors de la structuration du maillage un biais est introduit implicitement. Les surfaces d'estimation de  $u_s$  ne représentent pas parfaitement les zones au pied des tas ainsi qu'au sommet des tas. La figure IV-8.3 (pour le cas d'un tas de forme conique ou oblongue) permet la visualisation de ces zones qui conduisent a priori respectivement à une sous-estimation et une surestimation des émissions de particules. L'erreur éventuelle, induite par la structuration du maillage du domaine de calcul, a fait l'objet d'une attention particulière. Les résultats des simulations numériques obtenus pour la géométrie à la configuration de tas pointu placé perpendiculairement à l'écoulement ont été exploités afin d'estimer l'erreur induite par l'utilisation de la surface servant de référence au calcul de  $u_s$ .

Pour une configuration de tas oblong, les figures IV-8.4(a) et IV-8.4(b) représentent le maillage de la surface de référence utilisée pour le calcul des potentiels d'érosion ainsi que les surfaces omises ou ajoutés, lors du maillage du domaine de calcul, vis-à-vis de la surface du tas. On remarque que les surfaces tronquées pour chacune des mailles, tant à la base qu'au sommet du tas, sont bien inférieures à la taille d'une maille.

Afin d'estimer l'erreur introduite par la définition de la surface servant de référence au calcul des potentiels d'érosion du tas oblong, les surfaces de chaque mailles tronquées ont été recalculées de manière à ce que la surface de référence, où les valeurs de  $u_s$  sont prises, corresponde à la surface de référence définie par l'EPA.

Une fois les mailles redimensionnées, les vitesses associées aux mailles doivent être extrapolées. On se rend compte que, dans le cas le plus critique, c'est à dire au sommet du tas côté exposé là où le gradient de vitesse est le plus élevé, la vitesse associée à la maille redimensionnée ne diffère pas de plus de 0,05, en terme de  $u_s/u_r$ , par rapport à celle associée au centre de la maille dans son intégralité. Or, le calcul du potentiel d'érosion de chaque sous-domaine se fait pour des tranches de  $u_s/u_r$  de 0,1. Les variations entre les vitesses associées aux mailles entières et aux mailles redimensionnées ne sont donc pas significatives pour le calcul du nouveau potentiel d'érosion du tas. Les valeurs des vitesses associées à chacune de ces mailles redimensionnées n'ont donc pas été extrapolées, seul leurs surfaces ont été revues.

La surface de référence des vitesses  $u_s$ , telle qu'elle est définie dans le domaine de calcul numérique, conduit à une surestimation des émissions de l'ordre de 2,2%. Cette erreur est minime étant donné que les calculs ont été validés avec des résultats expérimentaux d'une précision estimée à  $\pm 20\%$  [55]. La définition de la surface servant

de référence aux calculs des émissions ne sera donc pas modifiée pour la suite des calculs.

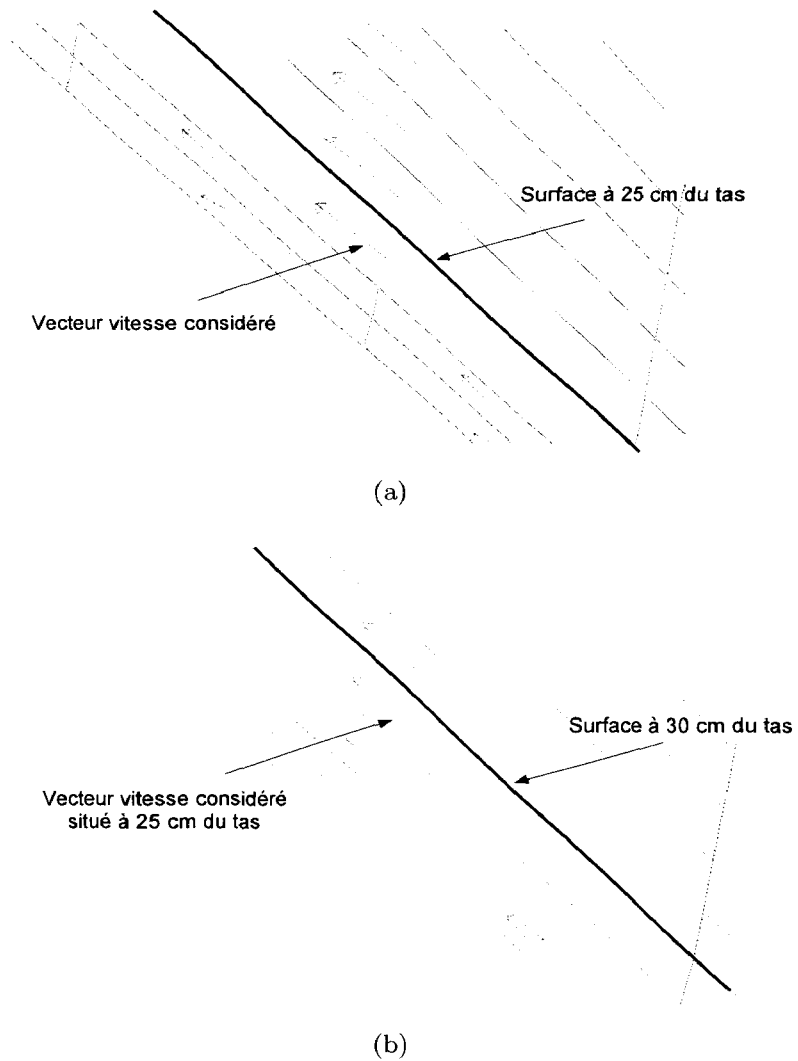
### **IV-8.3 Influence de l'écrêtage d'un tas sur les émissions de particules**

Il est largement reconnu que la forme des tas de stockage a une grande influence sur les quantités de particules émises par érosion éolienne [55, 5, 57, 14]. Par ailleurs, des études ont mis évidence que la crête d'un tas oblong est la région la plus soumise à l'érosion éolienne [5]. Une des modifications géométriques maintenant envisageable sur les tas de stockage d'un site industriel est de pratiquer après la formation de la pile un écrêtage de la paroi supérieure.

Les outils de simulations numériques mis en œuvre par T. Badr et présentés au chapitre I-3.2.1, associés à la méthode de quantification préconisée par l'EPA, permettent de tester et d'évaluer la pertinence d'une telle modification et son influence sur les quantités de particules émises.

L'article paru dans la revue *Atmospheric Environment* présente les résultats des simulations tridimensionnelles qui ont permis d'étudier l'écoulement du vent au dessus de tas écrêtés à différentes hauteurs pour quatre directions de vent.

Les simulations numériques ont mis en évidence que la manœuvre d'aplatissement des tas sur les sites industriels, dans le but de limiter les émissions particulières, n'est d'aucune efficacité. Un tas présentant un angle aigu à son sommet a un potentiel d'érosion moins élevé qu'un tas présentant un angle obtus quelque soit l'angle d'incidence du tas avec l'écoulement. Cette étude a révélé les conditions optimales de structuration d'un tas oblong pour que celui-ci émette le moins possible de particules : le tas doit être de forme pointu et placé perpendiculaire à l'écoulement.



**Figure IV-8.2** – Schéma représentant le positionnement du vecteur vitesse au noeud de la cellule adjacente à la surface définie à 25 cm du sol (a) ainsi que le positionnement du vecteur vitesse au noeud de la cellule adjacente à la surface définie à une hauteur de centre de maille de 25 cm (b)



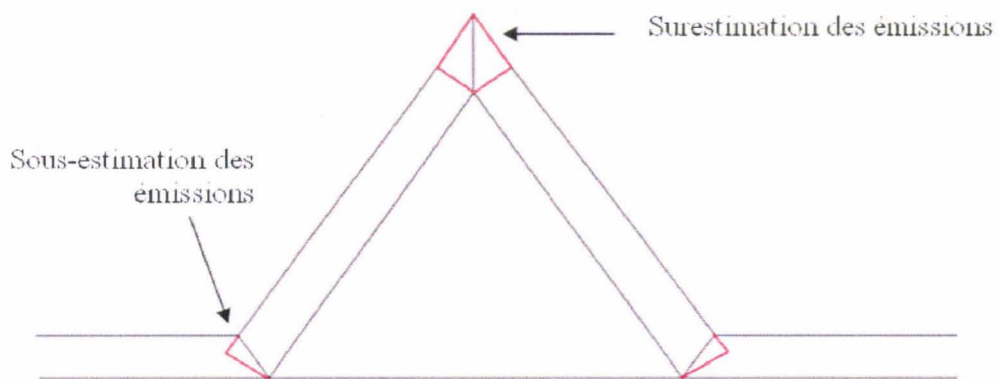
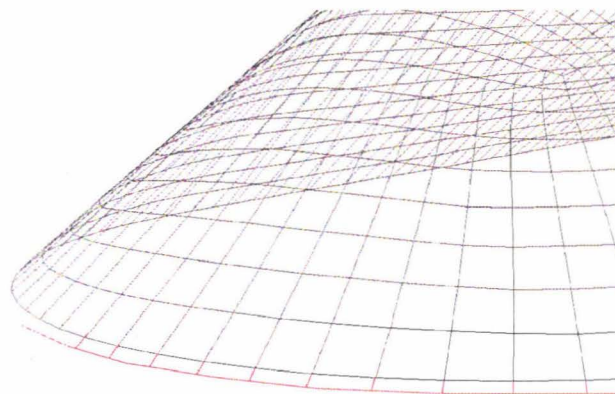
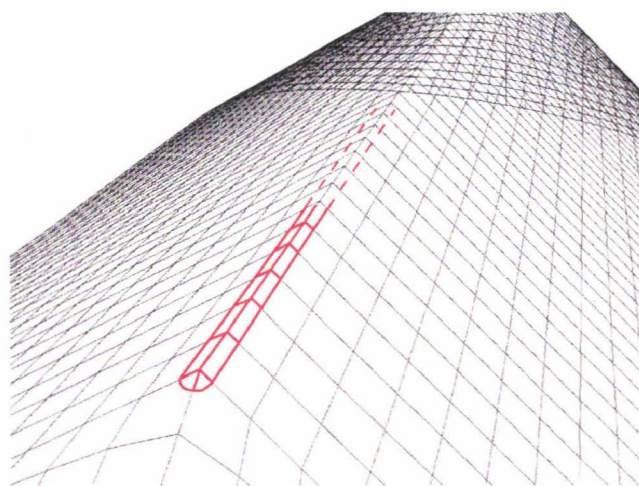


Figure IV-8.3 – Schéma localisant les erreurs introduites par l'utilisation de la surface d'intérêt du modèle

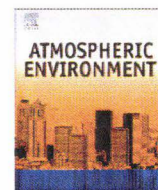
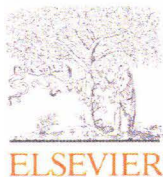


(a)



(b)

Figure IV-8.4 – Schéma représentant (en rouge) les tronçons manquants des mailles à la base (a) ou excédentaires des mailles à la crête (b) d'un tas oblong vis-à-vis de la surface de référence définie par l'EPA



## Numerical modeling of flow structures over various flat-topped stockpiles height: Implications on dust emissions

C. Turpin<sup>a,b,\*</sup>, J.-L. Harion<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Univ Lille Nord de France, F-59000 Lille, France

<sup>b</sup> EMDouai, EI, F-59500 Douai, France

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 13 May 2009

Received in revised form

7 July 2009

Accepted 29 July 2009

#### Keywords:

Computational Fluid Dynamics (CFD)

Fugitive dust emissions

Emission factors

Wind erosion

Flat-topped stockpiles

### ABSTRACT

Fugitive dust emissions from open stock yards for bulk materials, such as coal or ores, can represent a significant part of overall estimated atmospheric emission on industrial site, as example on steel plant sites. Stockpile topography is known to modify the near field uptake force of the wind through changes of the mean flow. Various studies have shown that aeolian erosion strongly occurs on the stockpile crest, so it appears relevant to carry out a study to analyze the effect on the dust emissions of the stockpile clipping. Three-dimensional numerical simulations were done with the aim of simulating wind flow over different flat-topped pile scenarios, corresponding to a constant material volume. Various wind flow directions were tested to determine its impact on particle emissions. Data obtained from Computational Fluid Dynamics simulations were then integrated in order to estimate the effect of the clipping on the stockpiles dust emission rates by using the EPA's emission factors method. Results provide evidence to suggest that clipping stockpiles does not reduce dust emissions. This study provides to industrial operators some informations on the best geometrical pile characteristics in order to limit particles emissions.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

### 1. Introduction

First investigations about aeolian erosion started with Bagnold (1941) work which was largely concentrated on the physics associated with the movement of individual sand grains in the wind. Succeeding studies have largely discussed the surrounding wind flow implications on the aeolian particles transport in case of dunes erosion (Lancaster et al., 1996; McKenna Neuman et al., 1997; Wiggs et al., 1996; Parson et al., 2004). These researches have greatly improved the understanding of the relation between dune form and flow interactions (stoss flow acceleration, crestal separation, lee recirculation, reattachment) and have foregrounded that sediment transport phenomenas depend strongly on dune morphology and on secondary flow structures. Investigations assessing the transport of granular materials on sloped surfaces represent a relevant subject for various applications such as prevention of desert expansion, farmland erosion, bedforms in fluvial environments, quantification of dust emissions. The present study, within this latter framework, aims to improve the understanding of fugitive emissions from granular material stockpiles on industrial sites. The methodology

mostly used by the industrial operators to quantify dust emission from their plants is based on the emission factor formulations proposed by the US EPA (United State Environmental Protection Agency) (EPA, 1988). These formulations allow to estimate the stockpile erosion potential considering the results of the velocity distribution over the stockpiles obtained from wind tunnel experimentation. Recent studies about industrial fugitive dust emissions on sites introduced new approach to map the degree of wind exposure over a stockpile using data from CFD simulations and suggested solutions to reduce emissions from stockpiles (Badr and Harion, 2007; Torano et al., 2006). Badr carried out three-dimensional numerical simulations, previously validated against wind tunnel measurements (Stunder and Arya, 1988; Badr and Harion, 2005), to simulate flow structure over different stockpile configurations. This work allowed to find the most favorable flat-topped pile configuration to limit aeolian erosion for the range of pile forms and wind conditions tested. The study presented in this paper aims to evaluate the influence of the flattening of the stockpile crests on dust emissions. Since it is well known that acting on the pile morphology induce a variation of the emission rate, and that stockpile crest is the area having the higher erosion potential, it appears relevant that flat-topped stockpile configurations could lead to a significant change of dust emission rate compared to crested ones. On industrial site, granular materials are delivered on the stock yards at fixed tonnage or volume, corresponding to the capacity of

\* Corresponding author. Univ Lille Nord de France, F-59000 Lille, France. Tel.: +33 (3) 27 71 23 86; fax: +33 (3) 27 71 29 15.

E-mail address: [cturpin@ensm-douai.fr](mailto:cturpin@ensm-douai.fr) (C. Turpin).

a ship or a train. In order to suggest, to industrial operators, the best arrangement of the material during the storage to limit wind erosion (Badr and Harion, 2007), it seems more relevant to consider a quantity or a volume of this material. It is commonly known that slip faces of stockpiles stand at a certain angle of repose, which is constant for a single dry material (Allen, 1970; Carrigy, 1970). Based on this approach, this paper presents results of numerical simulations over flat-topped stockpiles with varying clipping heights for a constant volume of granular material and a fixed angle of repose. The wind properties near the piles surface were analyzed in order to understand the dust emission mechanisms over the various stockpile configurations. Emission factor formulations, proposed by the US EPA to quantify fugitive dust emissions from a stockpile, were used to check the particles emissions rate for each considered configuration. This allowed to assess the effect of pile configurations and wind conditions variations on dust emissions.

## 2. EPA emission factor

An emission factor is a representative value that attempts to relate the average emission rate of a given pollutant for a given source, relative to the intensity of a specific activity. US EPA proposes a methodology, based on the determination of an emission factor, to quantify fugitive dust emissions from granular materials subject to disturbances. The EPA emission factor EF for wind-generated particulate emissions is expressed in units of grams per year as follows (EPA, 1988):

$$EF = k \sum_{i=1}^N P_i S_i \quad (1)$$

where  $k$  is a particle size multiplier,  $N$  is the number of disturbances per year,  $P_i$  is the erosion potential corresponding to the observed (or probable) fastest mile of wind for the  $i$ th period between disturbances in  $\text{gm}^{-2}$  and  $S_i$  the pile surface area in  $\text{m}^2$ .

The erosion potential function for a dry exposed surface is:

$$P = 58(u^* - u_t^*)^2 + 25(u^* - u_t^*) \quad \text{for } u^* > u_t^* \quad (2)$$

$$P = 0 \quad \text{for } u^* \leq u_t^*$$

where  $u^*$ , the wind friction velocity, is given by:

$$u^* = 0.1u_{10}^+(u_s/u_r) \quad (3)$$

$u_t^*$  is the threshold friction velocity ( $\text{ms}^{-1}$ ),  $u_{10}^+$  is the fastest mile value collected on an anemometer reference height of 10 m,  $u_s$  is the wind speed measured at 25 cm from the pile's surface and  $u_r$  is the wind speed reference measured at a height of 10 m.

The use of the ratio  $u_s/u_r$  in this formulation allows to take into account the influence of the pile geometry and the wind direction on the velocity distribution over the piles. In fact, the wind erosion process depends strongly on the local wind flow characteristics. It is considerably affected by flow field changes that are caused by changes in the geometry of the field. To represent the different degrees of wind exposure over the pile, the pile area is divided into subareas of constant  $u^*$  or  $u_s/u_r$  intervals considered as separate sources. For large disturbances of wind, such as example on large storage piles, the emission factor is estimated by the sum of local erosion potentials corresponding to a same value of  $u_s$ . The emission factor is then given by:

$$EF = k \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (P_j S_j)_i \quad (4)$$

where  $M$  is the number of area parts,  $S_j$  is the corresponding surface area.

EPA report provides subareas distributions of normalized velocity values for a flow over two representative pile shapes and for three incident flow angles. These data were derived from wind tunnel studies. However, the stockpiles investigated do not cover the wide variety of pile forms and dimensions that can be found on industrial sites. This is also true for wind conditions. In this context, a new approach which consists of retrieving normalized velocity values from numerical simulations was developed by several authors (Badr and Harion, 2005, 2007; Torano et al., 2006). The agreement between modeled and measured values of  $u_s/u_r$  over the piles was generally good, the correlation coefficients averaged  $r = 0.9$  (Badr and Harion, 2005). The advantage of using numerical method to determine the ratio  $u_s/u_r$ , in comparison with the experimental method, is the possibility to test various pile configurations more quickly and with less technical equipment. Moreover, this technique provides more detailed data because of the fine spatial resolution necessary to carry out the numerical simulations.

## 3. Numerical simulations

### 3.1. Geometry, mesh and turbulence model definitions

The commercial Computational Fluid Dynamics (CFD) software FLUENT (FLUENT, 2006) was employed to simulate the wind flow over various pile configurations. FLUENT uses a finite volume method to solve the three-dimensional Reynolds averaged Navier–Stokes equations.

In a previous study, Badr and Harion (2007) have carried out similar numerical simulations applied to wind tunnel experimental configurations that are used as references for the different  $u_s/u_r$  distributions proposed by the EPA. Two shapes of piles were studied, one conical and the second one oblong with flattop with a  $37^\circ$  side slope angle. An irregular grid which followed the shape and orientation of the geometries was applied. A particular attention was given to the wall regions. A study of sensitivity to the mesh was performed to ensure that numerical results are independent of the grid (Badr, 2007). Profiles of velocity  $u$ , turbulent kinetic energy  $k$  and specific dissipation rate  $\omega$  were used to define the entry of calculation domain.  $u$  and  $k$  profiles come from the experimental study (Stunder and Arya, 1988). The specific dissipation rate  $\omega$  profile was calculated from the  $k$  experimental values using a relation proposed by FLUENT (FLUENT, 2006) which reads,

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} l}$$

$C_\mu$  is an empirical constant specified in the turbulence model (0.09) and  $l$  is the turbulence length scale ( $l = 0.07h$ ,  $h$  is the pile height). Outflow conditions were those corresponding to well developed flow, i.e. zero normal gradient for all flow variables except pressure. Symmetry boundary conditions were used for the lateral sides and the upper limits of the domain. The lower boundary surface as well as the pile was considered as rough walls. In accordance with the experimental study, the roughness length on the pile surface was fixed to  $z_0 = 0.012$  mm, and on the wall  $z_0 = 0.4$  mm. Turbulence closure was achieved through application of the two-equation  $k-\omega$  SST model developed by Menter (1994). This choice is based on a comparative study between experimental and numerical results for different closure models. Second order discretization scheme was used for the numerical solution (pressure terms and all other variables) to increase the accuracy and reduce numerical diffusion. The SimpleC algorithm was used for pressure–velocity coupling.

To ensure the validity of the simulations, numerical results were compared to experimental results (Stunder and Arya, 1988). Full verification and validation of numerical simulations to the

experimental conditions was demonstrated and discussed by Badr and Harion (2005). In order to reproduce more precisely the real configurations on sites, the validated numerical simulation was applied to a larger domain (scale 1:100) in which the stockpiles, of real dimensions, are exposed to an atmospheric boundary layer equivalent to a scale adjustment of the experimental profile. Numerical data of normalized wind speeds  $u_s/u_r$ , where  $u_s$  is the wind speed near the pile surface at a normal distance of 25 cm and  $u_r$  is the wind speed at the equivalent height of 10 m, matched closely measurements obtained in the wind tunnel (Badr and Harion (2005)). These validated numerical simulations can be used for various pile configurations, and their results associated to equations (1), (2) and (4) allow to estimate the erosion potential of the configuration tested.

### 3.2. Tested configurations

The numerical model, previously explained, is applied to simulate flow over various flat-topped stockpiles heights and wind conditions. The modeled piles had the same volume, shape (oblong) and side slopes angle, but different clipping heights. The characteristics of the pile without clipping correspond to the oblong pile configuration determined by Badr and Harion (2007) as the one having in average the weakest potential erosion for various wind directions. The various configurations tested are presented in Table 1.

The grid applied around the different configurations of stockpiles tested keeps the same characteristics as the grid previously validated against experimental data by Badr and Harion (2005). Fig. 1(a) shows that the semi-conical sides of the pile have been meshed with triangular-based prism cells and the rectangular side with square-based hexahedral cells. This irregular mesh allows to follow the shape of the geometry. The volume mesh is produced by extruding the surface mesh (1(b)). A pattern of extrusion of mesh is very different from other meshing possibilities (e.g. tetrahedral). The cells faces are more regularly oriented in relation to the direction of flow. In addition, the zoom presented in Fig. 1(b) shows that an adaption function is applied to the first cells from the pile surface. The adaption function consists in refining the mesh in the near wall region by dividing each cell in four equal parts. Four cells were programmed within the 25 cm from the pile surface. The dimensions of the calculation domain were defined according to the geometric characteristics of the stockpiles and the angle between the flow direction and the main characteristic length of the pile. The blockage ratio, defined as the ratio of the projected frontal area of the object to the area of the domain test section is, in all cases, lower than 2%. This ensures aerodynamical independence of the flow patterns over the tested piles in relation to the effect of the domain boundaries. The dimensions and the boundary conditions of the calculation domain are shown in Fig. 2. For the different configurations, the calculation domains contained a number of cells ranging from 2 750 000 to 3 120 000. The large range of the number of cells is explained by the fact that when the wind direction changes, the domain dimensions vary.

According to Badr and Harion (2007), the normalized wind speed  $u_s/u_r$  is independent of the wind speed flow. Therefore, the

whole simulations were carried out for only one wind speed,  $u_r = 5 \text{ m s}^{-1}$  at a height of 10 m in the inlet velocity profile. For each configuration, data of normalized velocity values for  $u_s/u_r$  range (intervals of 0.1) and their corresponding areas were computed at a normal distance of 25 cm from the piles surface. Results were then integrated in the EPA emission factor formulations to determine the rates of dust emissions. The erosion potential for each configuration has been estimated for three wind speeds by varying  $u_{T0}^*$  in the relation 3. The erosion conditions are reached when  $u^* > u_r^*$ , what correspond to  $u_s/u_r > 0.7$  for  $u_{T0}^* = 5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $u_s/u_r > 0.3$  for  $u_{T0}^* = 10 \text{ m s}^{-1}$  and  $u_s/u_r > 0.2$  for  $u_{T0}^* = 15 \text{ m s}^{-1}$ . A coal material was taken as reference for the calculations, its threshold friction velocity was determined from a wind tunnel experiment and averaged about  $u_r^* = 0.35 \text{ m s}^{-1}$ . It was assumed that there was only one pile disturbance per year ( $N = 1$ ).

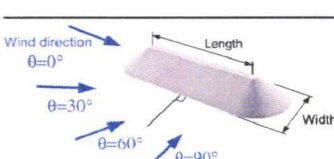
## 4. Results and discussion

### 4.1. Wind flow direction perpendicular to the pile

Qualitatively, the overall results are consistent with literature and experimental data McKenna Neuman et al. (1997, 2000); Walker and Nickling (1999, 2002): flow deceleration at the base of the pile, flow acceleration up the windward slope and toward the sides, followed by a region of flow separation on the crest, and finally a low velocity region of reversed flow in the lee side.

Fig. 3 shows for the tests 1, 4 and 7, the contours of the normalized velocity  $u_s/u_r$  at 25 cm from the pile surface and presents plots of the normalized velocity obtained on the transversal cut of the piles. This figure illustrates the pile geometry effect on the normalized flow field. On the windward slope of the stockpiles, where the flow is accelerated, the normalized velocity  $u_s/u_r$  increases progressively from the toe to the top of the stockpile. Maximum  $u_s/u_r$  value is then recorded at the top and on the lateral sides of the stockpiles, what implies a height erosion potential in these zones. As the clipping height increases, the normalized velocity becomes higher on the top of the stockpiles. Fig. 4(a) and (b) shows the velocity contours for the tests 1 and 4. They show that the pile geometry near the crest has a very strong influence on the flow detachment. Fig. 4(b) and (d) shows, for flat-topped pile configuration, a strong low pressure field, and much larger velocity values near the crest. Simulations predict a strongly negative pressure gradient on the first crest of the flat-topped pile in comparison with the sharp crested configuration (Fig. 4(c) and (d)). This negative pressure gradient justifies the fact that the flow acceleration up the stoss slope is higher in the flat-topped pile configuration than in the sharp crested configuration. For the tests 1 and 4, the pathlines depicted around the stockpiles (Fig. 8) show that in the lee side, the flow separates from the surface and creates a large recirculation zone. Two contra rotating longitudinal vortices are formed from the lateral sides of the stockpiles, and extend downwind. The static representation of these vortices, despite of their highly unstable character, allows to understand that the weak normalized velocity in the lee side of the stockpiles are induced by

**Table 1**  
Geometric characteristic of the tested piles with a volume = 31477 m<sup>3</sup>, a pile angle = 38° and length = 74.5 m.

	Test	$\theta$ (°)	Height (m)	Width (m)	Surface (m <sup>2</sup> )
	1, 8, 10, 12	90, 60, 30, 0	16	20.500	3202
	2	90	15.5	20.508	3251.7
	3	90	15	20.530	3305.4
	4, 9, 11, 13	90, 60, 30, 0	14.5	20.570	3363.6
	5	90	14	20.628	3426.7
	6	90	13.5	20.707	3495.4
	7	90	13	20.808	3570.4

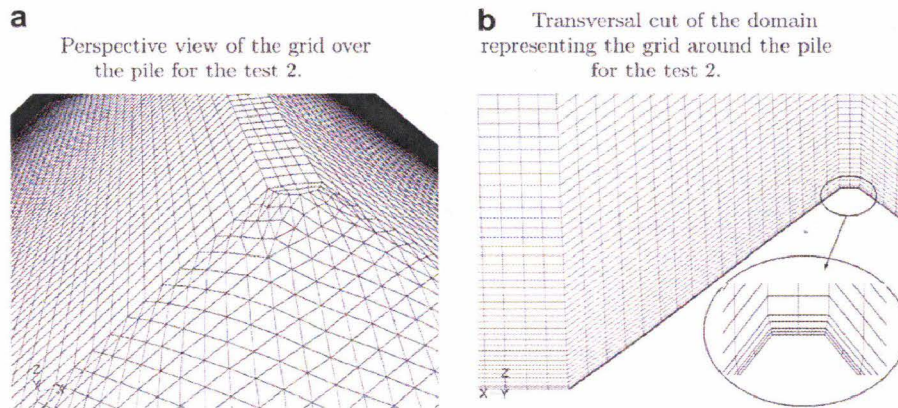


Fig. 1. Views of the mesh used for the calculation domains.

these vortices of weak velocity. Table 2 sums up, for each tested configuration, the pile surface percentage corresponding to each range of  $u_s/u_r$  and the pile surface percentage of the non-erodible and erodible area for each value of  $u_{i0}^+$ . The analysis of this table confirms the previous remarks about the flow structure over the piles. As the clipping height increases (test 1–7), the erodible area becomes larger and the maximum normalized velocity higher (1.3–1.6), and this whatever the wind velocity.

Fig. 5 presents the emissions calculated by the EPA method for the tests 1–7. It should be noted that the calculated emission factor of a pile is not only linked to the surface percentage submitted to aeolian erosion but also depends on the range of the  $u_s/u_r$  parameter associated with the surface percentage. The results, presented herein, are only available for the material and the wind speeds chose in this study. Fig. 5 shows also that the emission rates depend strongly on the wind velocity, as expected. For the test 4, we can observed that the erosion potential is around  $9 \text{ kg year}^{-1} \text{ pile}^{-1}$  for  $u_{i0}^+ = 5 \text{ m s}^{-1}$  whereas is around  $220 \text{ kg year}^{-1} \text{ pile}^{-1}$  for  $u_{i0}^+ = 15 \text{ m s}^{-1}$ . However, qualitatively, whatever the wind velocity, the effect of the clipping height on dust emissions remains similar. For a clipping height between 0 and 1.5, the calculated erosion potential increases significantly. For a clipping height larger than 1.5, the emission rates tends to be stable. This is because the pile's heights are smaller, and therefore, the stoss slope areas subject to aeolian erosion are reduced. It seems that the effects of the erosion area reduction and of the normalized velocity increase on the stockpile erosion potential are balanced.

Generally, the clipping of the stockpiles does not allow to reduce dust emission but, on the contrary, generates an increase in emission rates.

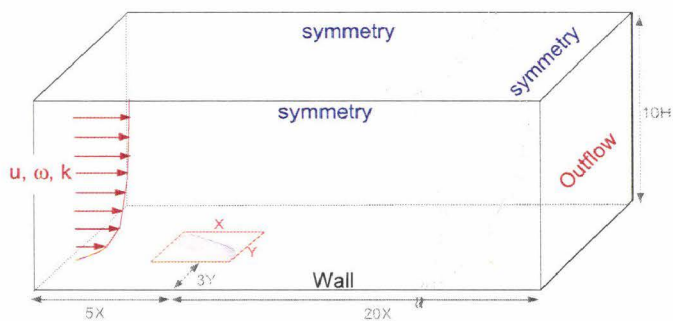


Fig. 2. Schematic representing the calculation domain and the boundary conditions.

#### 4.2. Influence of the wind flow direction to the pile

In accordance with various studies (Liu et al., 2005; Sweet and Kocurek, 1990), the variation of the wind direction relatively to an obstacle conduces to a reorganization of the flow pattern over the obstacle. In real conditions, like on industrial sites, the wind is multi directional, so it is important to take into account this parameter in the numerical simulations and for dust emissions quantifications. Therefore, complementary numerical simulations were carried out for different wind directions in order to determine the impact of the wind incidence angle on particle emissions. The wind flow structure over two stockpile configurations was studied for four wind incidence angles:  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$  and  $90^\circ$ . Only one configuration of flat-topped pile (test 4) was compared to the sharp crested pile configuration in order to limit the number of calculations. The test 4 was chosen for these comparisons because is the test for which the erosion potential differs the most from the test 1. The contours of normalized velocity above the pile surfaces for the tests 1, 4 and 8–13 for different velocity directions are shown in Fig. 6. They reveal that when the wind incidence angle on the stockpiles  $\theta$  varies from  $90^\circ$  to  $0^\circ$ , the impact zone of the flow on the pile upwind and the recirculation zone on the leeward slope downstream are considerably modified and reduced. The differences observed between the different wind flow directions also lie in the size and in the intensity of the erosion zone. It must be noticed that the normalized velocity contours for the tests 1 and 4 represented in Fig. 3 are equivalent to those represented in Fig. 6 but for a different color scale of normalized velocity.

Fig. 7(a)–(c) presents the emissions calculated by the EPA method for different incidence angle and for two geometries (sharp and flat topped) respectively for three wind speeds:  $u_{i0}^+ = 5, 10$  and  $15 \text{ m s}^{-1}$ . These figures show that the decrease of the wind incidence angle not allows to limit the dust emission potential. The qualitative comparison of these three plots 7(a)–(c) shows that the evolution of the emission factor of a pile as a function of the wind angle incidence is quite similar whatever the wind speed. Only the values of the erosion potentials depend on the wind speed. However the subject of this paper is not to quantify the erosion potential of a pile as a function of the wind speed but only to discuss on the evolution of the emission factor according to the wind flow direction to the pile. Therefore, the analysis of the effect of the wind direction on dust emissions, explained later, have been carried out only for  $u_{i0}^+ = 5 \text{ m s}^{-1}$ .

The evaluation of the surfaces corresponding to erodible and non-erodible areas for the different wind flow directions and the resulting emissions factors are presented in Table 3. These results are only available for the material chose and the wind speed  $u_{i0}^+ = 5 \text{ m s}^{-1}$ .



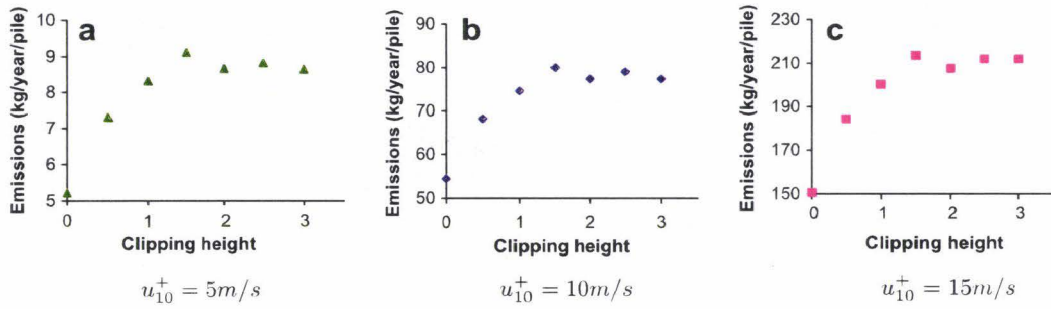


Fig. 5. Evolution of the erosion potential of a pile as a function of the clipping height for different wind speeds  $u_{10}^+ = 5, 10$  and  $15 \text{ m s}^{-1}$ . (Tests 1–7.)

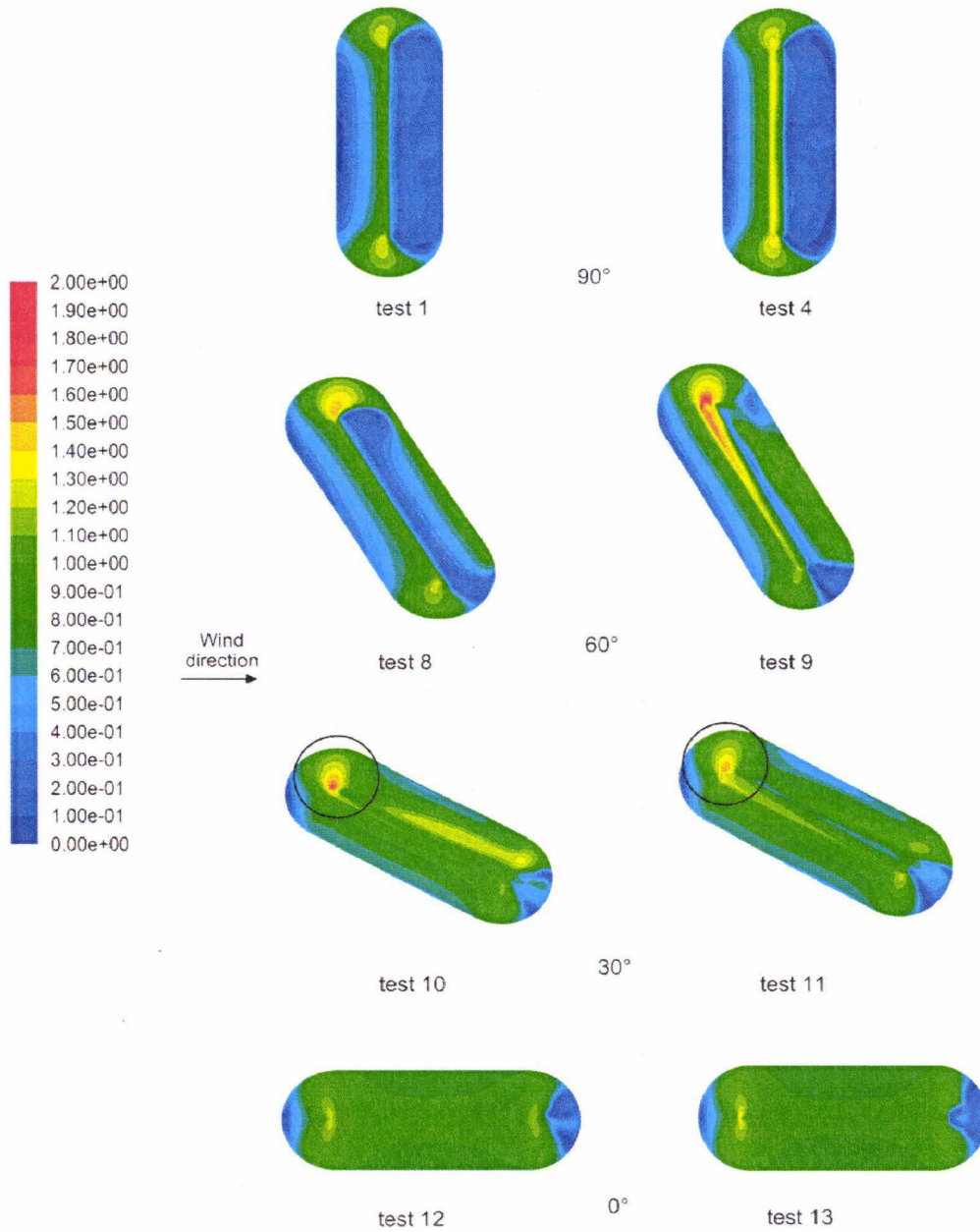
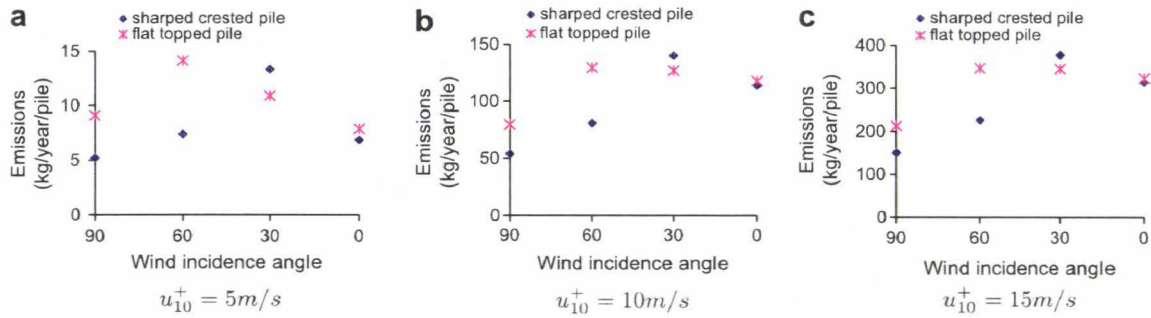


Fig. 6. Top view of the normalized velocity contours  $u_s/u_r$  above the pile surface for the tests 1, 4 and 8–13.



**Fig. 7.** Evolution of the erosion potential of the sharpened crested pile (tests 1, 8, 10, 12) and the flat-topped pile (tests 4, 9, 11, 13) as a function of the wind incidence angle for different wind speeds  $u_{10}^+ = 5, 10$  and  $15 \text{ m s}^{-1}$ .

The oblique position of the stockpiles regarding to the wind flow ( $\theta = 30^\circ$  and  $60^\circ$ ) favors the dust emission phenomenas (i.e. Fig. 7). In fact, in these cases maximum normalized velocities (from  $u_s/u_r = 1.5$  to 1.7) and emission factors (for the tests 9–11) are registered. The pathlines for tests 8–11 represented in Fig. 8, show that downstream oblique configurations, the flow is no more symmetric, and a main large vortex is generated. Its size decreases with the decrease of the  $\theta$  angle. Fig. 9 represents the normalized velocity contours over the pile and for a streamwise direction plan at the middle of the pile for the configurations having an incidence angle of  $60^\circ$  (tests 8 and 9). This figure shows that the shape of the sharpened pile induce an earlier detachment of the flow from the surface in comparison with the flat-topped configuration. The vortex created in the lee side of the sharpened crest pile is larger than in the test 9 and extends much more downwind ( $l_1 > l_2$ ). A larger part of the sharpened crest pile lee side is then protected from erosion (71% against 50% for the flat-topped pile, see Table 3 non-erodible area for tests 8 and 9). So, for the flat-topped pile, the erosion potential is not only higher on the flat part, but also higher on the lee side of the pile. This explains why the emission factor value obtained for the test 9 is higher, almost the double, than for the test 8 ( $14.2 \text{ kg year}^{-1}$  for the test 9 against  $7.4 \text{ kg year}^{-1}$  for the test 8, i.e. Fig. 7).

In the case of a  $30^\circ$  wind (tests 10 and 11), that the pile is either flattened or not, the repartitions between the non-erodible and

erodible areas are quite similar (see Table 3). However, as it shows by Fig. 8, for the flat-topped pile (test 11), the flow separation occurs upstreamer than for the sharpened crest pile (test 10). This implies that upstream crest on the sharpened crest pile is more subject to wind erosion (see the surrounded zones in Fig. 6, tests 10 and 11). Table 3 shows that a larger part of this stockpile (test 10) is submitted to stronger velocities, in fact the area where  $u_s/u_r > 1.1$  is larger in the case of sharp crested pile. This explains why, for this wind direction, the emission rate is higher for the test 10 than for the test 11 (respectively  $EF = 13.35$  and  $10.9$ , i.e. Fig. 7). For a  $30^\circ$  wind direction, the clipping of the stockpile leads to a decrease of the erosion potential. However, this case is particular, in fact, for the other wind directions, the dust emission rates are higher in case of flat-topped stockpiles than in case of a sharp crested pile.

When the wind incidence angle  $\theta$  comes closer to  $0^\circ$ , the dust emission phenomenas are less intensive but occurs on a larger part of the stockpiles (until 70% of the pile area for test 13, Table 3). The major part of the area subject to erosion is associated to a weak degree of wind erosion ( $u_s/u_r < 0.9$ ). Therefore, although the pile areas for the tests 12 and 13 are largely erodible, the emissions factors, for these tests, are not much higher than for the other tests.

The configuration having the weakest potential erosion, among the tested configurations, is the sharpened crest stockpile when wind is perpendicular to the pile alignment.

**Table 3**

Pile surface percentage and emission factor for each range of the  $u_s/u_r$  parameter for the tests 1, 4 and 8–13. ( $u_r = 5 \text{ m s}^{-1}$  and  $u_r^* = 0.35 \text{ ms}^{-1}$  (the bold value)).

$u_s/u_r$	$u^*$	90°		60°		30°		0°	
		Test 1 (%)	Test 4 (%)	Test 8 (%)	Test 9 (%)	Test 10 (%)	Test 11 (%)	Test 12 (%)	Test 13 (%)
0	0	3.07	6.39	0.95	1.62	0.20	0.53	1.22	0.58
0.1	0.05	24.63	19.38	5.73	1.88	0.81	0.99	1.79	2.24
0.2	0.1	19.52	18.07	0.15	3.92	0.83	1.06	1.69	2.37
0.3	0.15	6.06	4.84	11.55	6.17	1.24	1.85	1.58	1.85
0.4	0.2	8.23	4.96	9.98	7.26	2.05	2.34	1.86	1.95
0.5	0.25	6.60	5.83	11.05	9.42	5.27	5.84	2.13	1.84
0.6	0.3	6.01	5.33	10.78	9.90	17.27	14.79	2.15	2.27
0.7	<b>0.35</b>	6.54	5.61	10.81	10.68	20.10	19.43	35.39	16.92
Non-erodible area		80.65	70.39	71.00	50.84	47.78	46.84	47.81	30.00
0.8	0.4	3.79	5.57	11.12	12.73	17.48	20.28	34.76	52.24
0.9	0.45	3.85	6.95	5.26	12.85	11.50	13.90	10.58	11.86
1	0.5	6.30	6.46	4.51	11.31	8.96	10.57	4.34	4.47
1.1	0.55	3.48	4.06	3.69	4.39	6.30	5.44	1.73	1.13
1.2	0.6	1.82	4.46	2.60	2.76	6.09	2.10	0.72	0.26
1.3	0.65	0.10	1.21	1.10	1.95	1.18	0.53	0.06	0.05
1.4	0.7	0.00	0.89	0.65	1.72	0.43	0.28	0.00	0.01
1.5	0.75	0.00	0.01	0.07	0.86	0.15	0.06	0.00	0.00
1.6	0.8	0.00	0.00	0.00	0.50	0.12	0.00	0.00	0.00
1.7	0.85	0.00	0.00	0.00	0.09	0.02	0.00	0.00	0.00
Erodible area		19.35	29.61	29.00	49.16	52.22	53.16	52.19	70.00



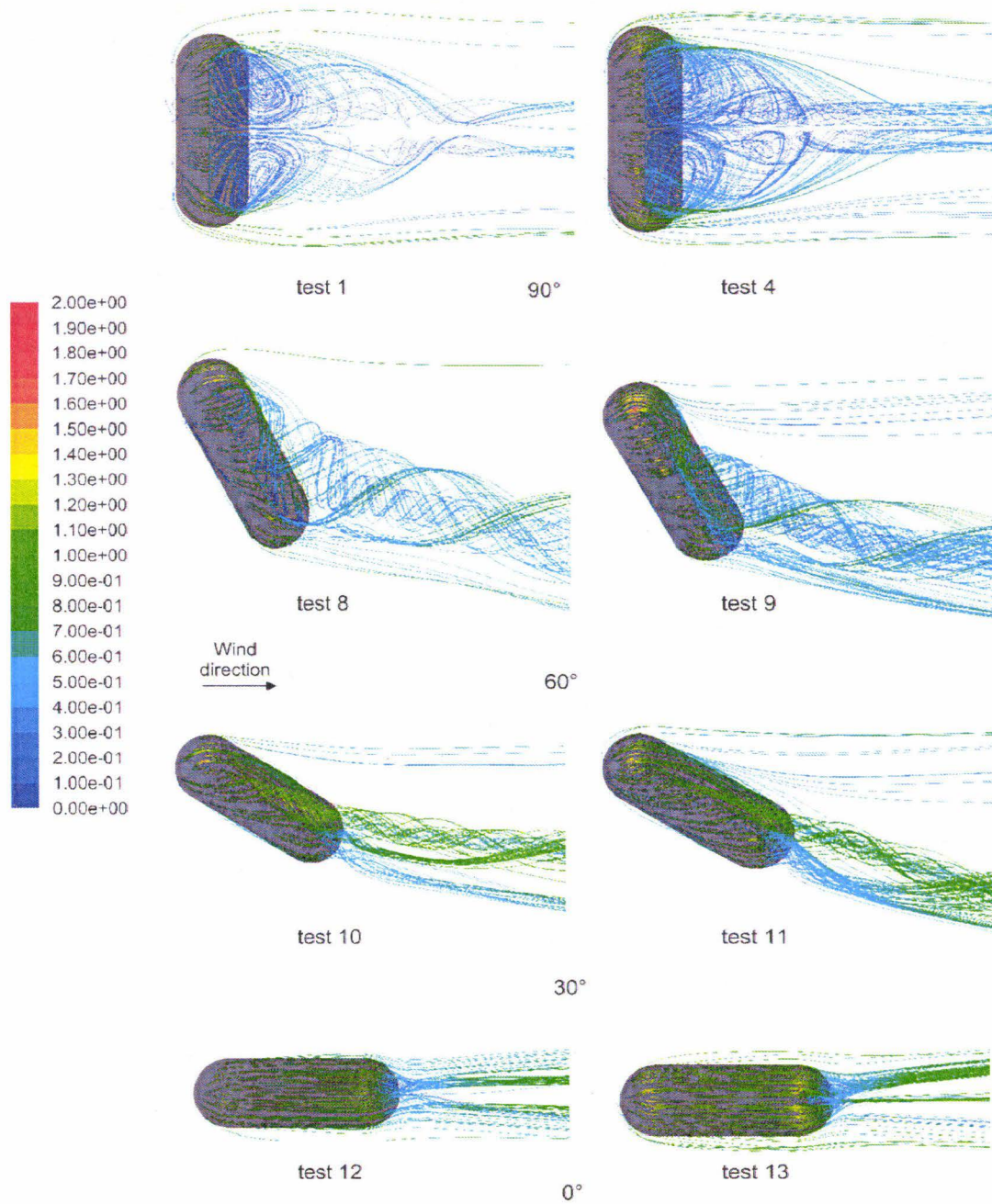


Fig. 8. Top view of the pathlines colored by normalized velocity  $u_s/u_r$  at 25 cm from the pile surface for the tests 1, 4 and 8–13.

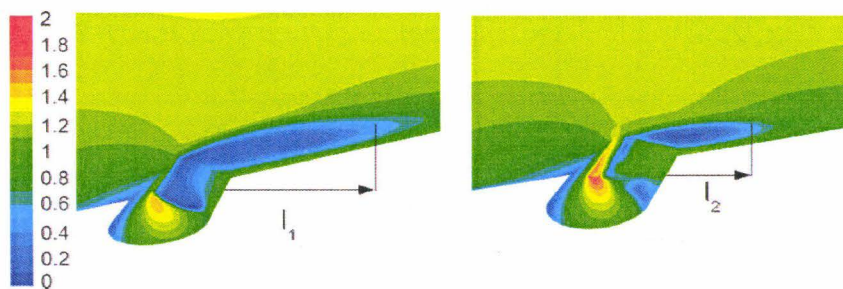


Fig. 9. View of the normalized velocity contours  $u_s/u_r$  at 25 cm from the pile surface and for a streamwise direction plan at the middle of the pile:  $\theta = 60^\circ$ . (a) Sharped crested pile (test 8), (b) flat-topped pile (test 9).

## 5. Conclusion

This study has been carried out in order to suggest solutions to industrial operators to reduce dust emissions from open stock yards. The purpose was to modify the stockpile geometry in order to produce a reorganization of the velocity distribution around the stockpiles. From a constant tonnage delivering on the stock yards, various flat-topped stockpiles have been tested through numerical simulations. The flow field over the stockpiles was studied, and the results integrated in the EPA emission factors to evaluate the rates of emissions from each pile configuration. Results show that the stockpile crest flattening could not lead to a decrease of dust emissions. In a general manner, the acceleration at the top of the stockpile and on the lateral sides grows with the clipping height. From a certain clipping height (here 2 m) the emissions are sensibly reduced, in fact, when the stockpile height decreases the wind resistance lowers. The various tests' conducts for different clipping heights and wind directions reveal the optimal geometrical characteristics of a stockpile, among those tested, minimizing dust emission. It is a sharpened crest stockpile with the main direction perpendicular to the wind flow.

The method presented in this paper, to evaluate dust emissions from stockpiles through numerical simulations, will be used to study different open stock yards configurations. Additional calculations will be performed to analyze the effect, on dust emissions, of the existing neighboring buildings or other stockpiles on the industrial sites.

## Acknowledgements

This work was carried out with the financial support of ArcelorMittal Dunkerque and Fos-sur-Mer (steelworks in France), EDF Research & Development and ADEME (the French Agency for Environment and Energy Management).

## References

- Allen, J., 1970. The avalanching of granular solids on dune and similar slopes. *Journal of Geology* 78, 326–351.
- Badr, T., Harion, J.L., 2005. Numerical modelling of flow over stockpiles: implications on dust emissions. *Atmospheric Environment* 39, 5576–5584.
- Badr, T., Harion, J.L., 2007. Effect of aggregate storage piles configuration on dust emissions. *Atmospheric Environment* 41, 360–368.
- Badr, T., 2007. Quantification des émissions atmosphériques diffuses produites par érosion éolienne. Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Département Energétique Industrielle, Ecole des Mines de Douai.
- Bagnold, R.A., 1941. *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. Methuen and Co., London.
- Carrigy, M., 1970. Experiments on the angles of repose of granular materials. *Sedimentology* 14, 147–158.
- EPA, 1988. Update of Fugitive Dust Emissions Factors in AP-42. Midwest Research Institute, Kansas City. AP-42 section 11.2-wind erosion, MRI No. 8985-K.
- FLUENT, 2006. FLUENT User's Guide V6.3.
- Lancaster, N., Nickling, W.G., McKenna Neuman, C., Wyatt, V.E., 1996. Sediment flux and airflow on the stoss slope of a barchan dune. *Geomorphology* 17, 55–62.
- Liu, L.Y., Skidmore, E., Hasi, E., Wagner, L., Tatarko, J., 2005. Dune sand transport as influenced by wind directions, speed and frequencies in the Ordos Plateau, China. *Geomorphology* 67, 283–297.
- McKenna Neuman, C.M., Lancaster, N., Nickling, W.G., 1997. Relations between dune morphology, air flow, and sediment flux over reversing dunes. *Sedimentology* 44, 1103–1113.
- McKenna Neuman, C.M., Lancaster, N., Nickling, W.G., 2000. The effect of unsteady winds on sediment transport on the stoss slope of a transverse dune. *Sedimentology* 47, 211–226.
- Menter, F.R., 1994. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal* 32, 1598–1605.
- Parson, D.R., Wiggs, G.F.S., Walker, I.J., Ferguson, R.I., Garvey, B.G., 2004. Numerical modelling of airflow over an idealised transverse dune. *Environmental Modelling and Software* 19, 153–162.
- Stunder, B.J.B., Arya, S.P.S., 1988. Windbreak effectiveness for storage pile fugitive dust control: a wind tunnel study. *Journal of the Air Pollution Control Association* 38, 135–143.
- Sweet, M.L., Kocurek, G., 1990. An empirical model of aeolian dune lee-face airflow. *Sedimentology* 37, 1023–1038.
- Torano, J.A., Rodriguez, R., Diego, I., Rivas, J.M., Pelegrý, A., 2006. Influence of pile shape on wind erosion CFD emission simulation. *Applied Mathematical Modelling* 31, 2487–2510.
- Walker, I.J., Nickling, W.G., 2002. Dynamics of secondary airflow and sediment transport over and in the lee of transverse dunes. *Progress in Physical Geography* 26, 47–75.
- Walker, I.J., Nickling, W.G., 1999. Secondary airflow and sediment transport in the lee of a reversing dune. *Earth Surface Processes and Landforms* 24, 438–448.
- Wiggs, G.F.C., Livingstone, I., Warren, A., 1996. The role of streamline curvature in sand dune dynamics: evidence from field and wind tunnel measurements. *Geomorphology* 17, 29–46.

# Chapitre IV-9

## Simulations numériques sur une configuration réelle de site industriel

### IV-9.1 Introduction

Dans ce chapitre, des simulations numériques tridimensionnelles ont été menées pour déterminer la structure de l'écoulement du vent dans un domaine de calcul représentant, dans un premier temps, la configuration réelle d'un site de production d'électricité au charbon et dans un second temps, en représentant uniquement les tas de charbons. L'analyse des résultats obtenus pour chacune de ces configurations a permis de mettre en évidence l'effet des bâtiments sur les émissions fugitives de poussières en comparant les champs de vitesse obtenus à partir de simulations numériques au dessus des tas de stockage pour la configuration réelle du site avec ceux obtenus pour la configuration de tas isolés.

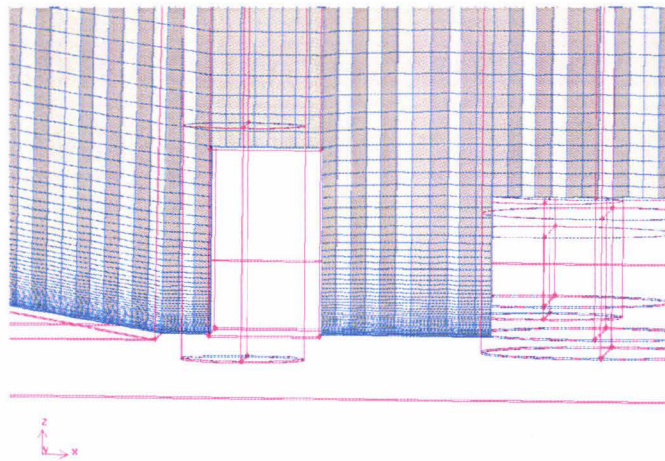
### IV-9.2 Simulations numériques

#### IV-9.2.1 Paramètres des simulations

Un classeur Excel a été mis au point afin de générer automatiquement, par l'intermédiaire de macros Visual Basic, le fichier journal contenant l'ensemble des commandes permettant le maillage de n'importe quelle configuration de site industriel. Des macros spécifiques à chaque forme de bâtiments ou de tas ont été définies. Seules les formes principales de tas : coniques, oblongues, hexaédriques et des bâtiments : parallélépipédiques rectangulaires et cylindriques ont été définies. Dans ce classeur Excel, il suffit d'entrer les coordonnées de chaque bâtiments, leurs formes, leurs dimensions et leurs orientations ainsi que la direction principale du vent pour obtenir le maillage du site industriel considéré.

Le domaine de calcul est matérialisé par une boîte rectangulaire dimensionnée en fonction des caractéristiques géométriques du site et de l'angle d'incidence du vent. Les conditions limites appliquées aux frontières du domaine de calcul sont identiques à celles définies par T. Badr lors de la validation des simulations numériques autour d'un tas de stockage à échelle réelle (Cf section I-3.2.1.1).

Un maillage irrégulier, avec des mailles de base triangulaire, a été appliqué sur la face inférieure du domaine ainsi qu'autour des tas. Ce maillage a été extrudé le long de la hauteur du domaine de calcul avec un rapport d'étirement progressivement plus grand afin d'optimiser le nombre de mailles. Une attention particulière a été apportée au maillage le long des arrêtes des bâtiments et des tas afin que sur toute la hauteur du domaine le rapport d'étirement entre les mailles soit régulier. La figure IV-9.1 montre une coupe transversale de ce maillage.



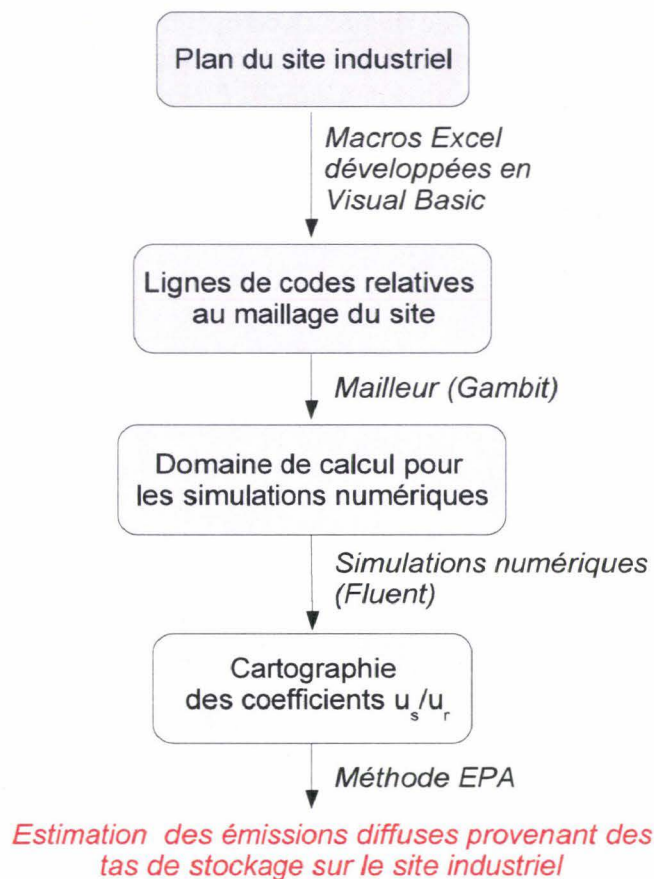
**Figure IV-9.1** – Coupe transversale du maillage du domaine de calcul

La méthode de calcul des émissions provenant de l'érosion éolienne des tas stockage pour les configurations de site complet est strictement identique à celle utilisée pour les configurations de tas écrêtés [59], soit le modèle  $k-\omega SST$ . La figure IV-9.2 résume les principales étapes de la mise en œuvre des simulations numériques de l'écoulement du vent autour d'une configuration réelle de site industriel et de l'estimation des émissions.

Les simulations numériques de l'écoulement du vent autour de la configuration réelle du site industriel de production d'électricité ont été menées pour différentes directions de vent :  $\theta = 270^\circ, 315^\circ, 45^\circ$  et  $90^\circ$ . Afin d'évaluer l'effet de la topographie d'un site industriel sur les émissions fugitives de poussières provenant de l'érosion éolienne des tas de stockage, deux domaines de calcul, l'un représentant uniquement les tas de stockage, l'autre le site dans son intégralité, ont été testés pour chaque directions de vent.

#### IV-9.2.2 Résultats des simulations numériques

Le travail sur l'effet de la topographie d'un site industriel sur les émissions fugitives de poussières provenant de l'érosion éolienne des tas de stockage de matières granulaires a fait l'objet d'une publication où la description de ce travail y a été plus amplement détaillée. Cette publication, insérée ci-après, a été soumise au journal *Environmental Fluid Dynamics* et est actuellement en cours de révision. Celle-ci présente les résultats des simulations numériques de l'écoulement du vent autour d'une configuration réelle de site industriel. Deux configurations ont été testées : la première représentant uniquement les tas de stockage du site et la seconde représentant l'ensemble du site. La formulation du facteur d'émissions, proposée par l'EPA pour quantifier les émissions fugitives de poussières provenant des tas de stockage, a été utilisée pour vérifier le taux



**Figure IV-9.2** – Schéma synthétisant les principales étapes de l'estimation des émissions diffuses de poussières sur un site industriel.

d'émissions de chaque configurations testées. La comparaison des résultats des simulations pour ces deux configurations montre que la présence des bâtiments conduit à une forte réorganisation de la structure de l'écoulement autour des tas de stockage. La disposition des bâtiments autour des tas de stockage ainsi que la direction du vent affectent la vitesse de l'écoulement de l'air autour des tas de stockage et par conséquent leurs potentiels d'érosion. D'après les simulations numériques, quand l'écoulement circule d'abord autour des bâtiments avant d'atteindre les tas, le processus d'érosion éolienne est renforcé. En effet, l'écoulement accéléré à partir des côtés latéraux des bâtiments, perturbe plus largement les tas de stockage. Par contre, quand l'écoulement circule tout d'abord autour des tas avant d'atteindre les bâtiments, le processus d'érosion est atténué. Les zones de stagnation de l'air en aval des bâtiments protègent les tas des phénomènes d'érosion. Cependant, il est important de noter que ces résultats ne sont valables que pour cette configuration spécifique de site industriel. A cause des différents arrangements des bâtiments et des tas de stockage, de leurs différentes formes et tailles sur les autres sites industriels, l'exposition éolienne des tas de stockage et de fait leurs cartographies de vitesse sont propres à chaque site industriel et varient suivant la direction du vent. Ces simulations numériques ont permis de mettre en évidence la nécessité de prendre en considération la topographie des sites industriels pour le calcul des émissions fugitives de poussières provenant du stockage extérieur de matières gra-

nulaires. Cette étude contribue à une meilleure compréhension des phénomènes d'envols de particules et contribue à une estimation plus précise et plus pertinente de l'impact environnementale des émissions atmosphériques diffuses produites par érosion éolienne.

## Effect of the topography of an industrial site on dust emissions from open storage yards

C. Turpin · J-L. Harion

Received: date / Accepted: date

**Abstract** The erosion, transport and subsequent deposition of particles by wind has been identified as an important environmental problem worldwide. Investigations assessing fugitive dust emissions represent a relevant subject for various applications such as prevention of desert expansion, farmland erosion, quantification of dust emissions due to wind erosion from mining zones or open storage yards of granular materials. The present study, within this latter framework, aims to improve the methods of quantification of fugitive emissions from granular materials stockpiles on industrial sites. The methodology mostly used by the industrial operators to quantify dust emissions from their plants is based on the wind flow analysis and application of emission factors into such pattern. In this paper, three-dimensional numerical simulations were done to simulate wind flow over a real configuration of a power plant to highlight the influence of the surroundings buildings on the real exposure of the granular materials stockpiles. This study emphasizes the necessity to take into consideration the presence of surrounding buildings for the calculation of the particle emissions rate on stockpiles in order to obtain a more accurate and relevant evaluation of fugitive dust emissions from open storage systems on industrial sites.

**Keywords** Computational Fluid Dynamics (CFD) · Fugitive dust emissions · Emission factors · Wind erosion · Buildings · Industrial site.

---

C. Turpin  
Université Lille Nord de France, F-59000 Lille, France  
EMDouai, EI, F-59500 Douai, France  
Tel.: +33 (3) 27 71 23 86  
Fax: +33 (3) 27 71 29 15  
E-mail: cturpin@ensm-douai.fr

J-L. Harion  
Université Lille Nord de France, F-59000 Lille, France  
EMDouai, EI, F-59500 Douai, France

## 1 Introduction

The open storage of raw materials on industrial sites, such as steelworks or coal-fired power plants, are significant sources of fugitive dust emissions. The quantification of the emissions are usually obtained from emissions factor formulations for wind erosion such as those suggested by the US EPA's AP 42 manual for air pollution control [4]. These formulations allow to estimate a stockpile erosion potential by considering a surface velocity distribution over this stockpile. Various experimental and numerical studies have been carried out to describe and quantify the wind exposure over a wide variety of pile geometries and dimensions that can be found on industrial site [1, 2, 8, 9, 10]. However, in these studies, the wind flow structure over stockpiles was only analyzed for isolated piles configurations without considering the neighboring constructions or other stockpiles. Recently, Diego et al. [3] have studied the wind flow around an arrangement of two parallel piles and have highlighted the different contribution from each pile to the total eroded dust. Indeed, the up-wind pile creates a shadow downwind reducing the wind speed over the other pile. With regard to this result, it appears relevant that the real exposure of a granular material pile on an industrial site, can be accurately known only if all the significant wind perturbations, such as the surrounding buildings and stockpiles, are taken into account. The structures created by these buildings or stockpiles can interfere with the considered stockpiles, and lead to a strong re-organization of the flow pattern.

Experimental and numerical simulations of the flow around multiple obstacles, which can be considered as good models for buildings, have been already investigated. The turbulent flow around an isolated obstacle has been extensively studied notably by Martinuzzi and Tropea [6]. From their experimental investigations, they have described with details the flow past a cubical obstacle placed in developed channel flow. When approaching the cube, the flow is decelerates and separates on the upstream corners of the obstacle creating separation vortices. The main vortex wraps as a horseshoe vortex around the cube. A broad recirculation zone develops downstream of the obstacle. For a configuration with several obstacles, wakes of the upstream obstacles interferes with the downstream ones. When the obstacles are close enough, the wakes interfere and tend to become similar to a global wake of a single equivalent body [5]. In the present study, the effect of the buildings on dust emissions by wind erosion was analyzed by comparing the wind velocities over isolated stockpiles with those over a fully industrial site including the main buildings and constructions.

## 2 EPA's Emission Factor

An emission factor  $EF$  is a representative value that attempts to relate the quantity of a pollutant released to the atmosphere with an activity associated with the release of that pollutant. US EPA (United States Environmental



Protection Agency) proposes a methodology, based on the determination of an emission factor, to quantify fugitive dust emissions from granular materials subject to disturbances and wind erosion. The EPA's emission factor  $EF$  for wind-generated particulate emissions from granular materials piles is expressed in units of grams per square meter and per year as follows [4]:

$$EF = k \sum_{i=1}^N P_i \quad (1)$$

where  $k$  is a particle size multiplier [4],  $N$  the number of disturbances per year and  $P_i$  ( $g/m^2$ ) the erosion potential corresponding to the observed (or probable) fastest mile of wind for the  $i$ th period between disturbances.

The erosion potential function for a dry exposed surface is :

$$P = 58(u^* - u_t^*)^2 + 25(u^* - u_t^*) \quad \text{for } u^* > u_t^* \quad (2)$$

$$P = 0 \quad \text{for } u^* \leq u_t^*$$

where  $u^*$ , the wind friction velocity, is given by :

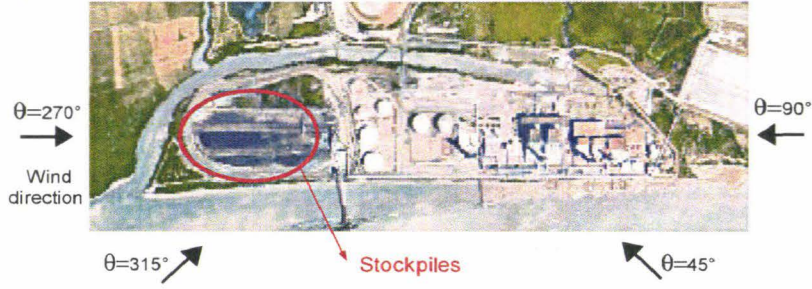
$$u^* = 0.1u_{10}^+ \left( \frac{u_s}{u_r} \right) \quad (3)$$

$u_t^*$  is the threshold friction velocity ( $ms^{-1}$ ),  $u_{10}^+$  the fastest mile value collected on an anemometer reference height of  $10m$ ,  $u_s$  the surface velocity determined at  $25cm$  from the piles surface and  $u_r$  the wind speed reference measured at a height of  $10m$ .

The use of the ratio  $u_s/u_r$  in this formulation allows to take into account the influence of the pile geometry and the wind direction on the velocity distribution over the piles. In fact, the wind erosion process depends strongly on the local wind flow characteristics. It is considerably affected by flow field changes that are caused by changes in the geometry of the field. To represent the different degrees of wind exposure over a pile, the pile area is divided into subareas of constant  $u^*$  (or  $u_s/u_r$ ) intervals considered as separate sources. For large disturbances of wind, such as example on large storage piles, the emission factor is estimated by the sum of  $M$  local erosion potentials  $P_j$  corresponding to a same value of  $u_s/u_r$  multiplied by the corresponding areas  $S_j$ . The emissions are then given by :

$$E = k \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (P_j S_j)_i \quad (4)$$

The cartographies of the wind velocities over a stockpile are obtained either by wind tunnel measurement or by three dimensional Computational Fluid Dynamics (CFD) simulations. Several authors [1, 2, 8, 9, 10] used CFD numerical method to determine the ratio  $u_s/u_r$  distribution. The advantage



**Fig. 1** Top view of the tested industrial site

$\theta$	Complete site	Site without buildings
90	1A	1B
45	2A	2B
315	3A	3B
270	4A	4B

**Table 1** Test names for the different configurations.

of this method, in comparison with experiments, is the possibility to test various pile configurations more quickly and with less technical equipment and significantly lower costs. Moreover, this technique provides more detailed data because of the fine spatial resolution necessary to carry out the simulations.

### 3 Numerical simulations

#### 3.1 Tested configurations

Three-dimensional numerical simulations have been employed to simulate the wind flow structure over a real industrial site configuration. Figure 1 presents the power plant and the three coal stockpiles which have been studied for four different wind flow directions:  $\theta = 270^\circ$ ,  $315^\circ$ ,  $45^\circ$  and  $90^\circ$ . In order to evaluate the effect of the neighboring buildings on dust emissions from stockpiles, two calculations were performed for each wind flow direction. In a first step, the calculation domain represents the site with only the three stockpiles submitted to the aeolian erosion. Then, the real site, including the different buildings, was integrated in the calculation domain. Domain dimensions are keeping constant between the two tests. The various tested configurations are named in Table 1.

---

### 3.2 Description of the numerical simulations

Knowledge of the turbulent flow characteristics over stockpiles is required to assess the emission factor of the stockpiles. In this study, the FLUENT code was employed for the numerical simulations of the wind flow over the industrial site. FLUENT uses a finite volume method to solve the three-dimensional Reynolds averaged Navier-Stokes equations.

The characteristics of the numerical calculations are similar to those used by Badr and Harion [2] and Turpin and Harion [10] to simulate the wind flow over different isolated pile height and shape configurations. Full verification and validation of these numerical simulations to experimental results carried out by Stunder and Arya [8] was demonstrated and discussed by Badr and Harion [1].

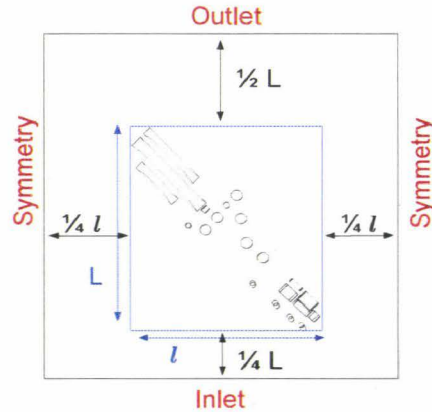
#### 3.2.1 Turbulence model

Turbulence closure model was achieved through application of the two-equations  $k - \omega$  SST model developed by Menter [7]. This choice is based on a comparative study between experimental and numerical results for different closure models. Second order discretization schemes were used for the numerical solution (pressure terms and all other variables) to increase the accuracy and reduce the numerical diffusion. The SimpleC algorithm was used for pressure-velocity coupling.

#### 3.2.2 Calculation domain and boundary conditions

The calculation domain was materialized by a box of variable dimensions depending on the geometric characteristics of the industrial site and the wind direction. Different domain sizes were tested to ensure the independence of the results against the numerical domain dimensions. Figure 2 shows the dimensions along the directions  $x$  and  $y$  chosen for the numerical simulations. The height of the domain calculation is equal to two times the height of the highest buildings. On the industrial site tested herein, the highest buildings is a smokestack of 130m height, the domain height is then 260m, that represents 26 times the stockpiles height. The blockage ratio, defined as the ratio of the projected frontal area of the stockpiles and buildings placed in the domain calculation to the area of the entry of the domain not exceed 10% for all cases.

Profiles of velocity, turbulent kinetic energy and specific dissipation rate, which are specific of an atmospheric boundary layer, were used to define the entry of the calculation domain. Symmetry boundary conditions were used for the lateral sides and the upper limit of the domain. The lower boundary, the piles and the buildings were considered as no slip wall conditions.

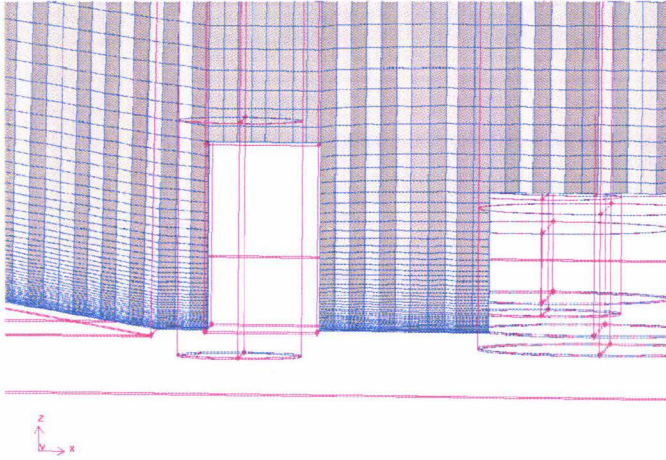


**Fig. 2** Schematic top view of the calculation domain with dimensions and boundary conditions

### 3.2.3 Grid

Contrarily to the grid validated by Badr and Harion [1], the first cell height was increased by 50% in order to limit the number of cells already important due to the large domain size. To ensure the validity of the numerical results with the new coarser grid, experimental data of normalized wind speeds  $u_s/u_r$  obtained over a conical pile configuration in a wind tunnel [8] were compared with the numerical results obtained with the new grid for the same configuration and inlet conditions. The same process as used by Badr and Harion [1] was employed to validate the new grid. The validation is based on 108 predicted points within the model domain which coincided with the location of measurements taken in the wind tunnel. The correlation coefficients between the experimental and the numerical results obtained for the new grid is 0.87 against 0.94 for the previously validated grid. Although the results obtained with the coarse grid are less accurate, they are still in good agreement with the experimental data and allow moreover to optimize the computation time and the mesh size.

Close to the parietal region, the mesh is refined in order to well evaluate the flow velocity  $u_s$  at 25 cm from the surface, as depicted by the figure 3. A progressive stretching meshing is applied along the vertical ( $z$ ) axis in order to optimize the cell number while keeping acceptable aspect ratios. For the different configurations, the number of cells ranges from 13 to 31 millions. The heaviest mesh corresponds to the test 2A. The values of  $L$  and  $l$ , in this configuration, are equal to 1050m. The domain dimension are then 1837m in the wind flow direction and 1575m in the spanwise direction.



**Fig. 3** Transversal cut of the domain grid

### 3.3 Method of emissions calculation

The same method as used by [1, 2, 9, 10] was employed to quantify the emissions from the stockpiles. For each tested configuration, data of normalized velocity values  $u_s/u_r$ , grouped in steps of 0.1, and their corresponding areas were computed at 25cm from the piles surface. Results were then integrated in the EPA emission factor formulations to estimate the rates of dust emissions. The same coal material was taken as reference for the calculations, its threshold friction velocity was determined from a wind tunnel experiment and averaged about  $u_t^* = 0.35m/s$ . It was assumed that there was only one pile disturbance per year ( $N = 1$ ).

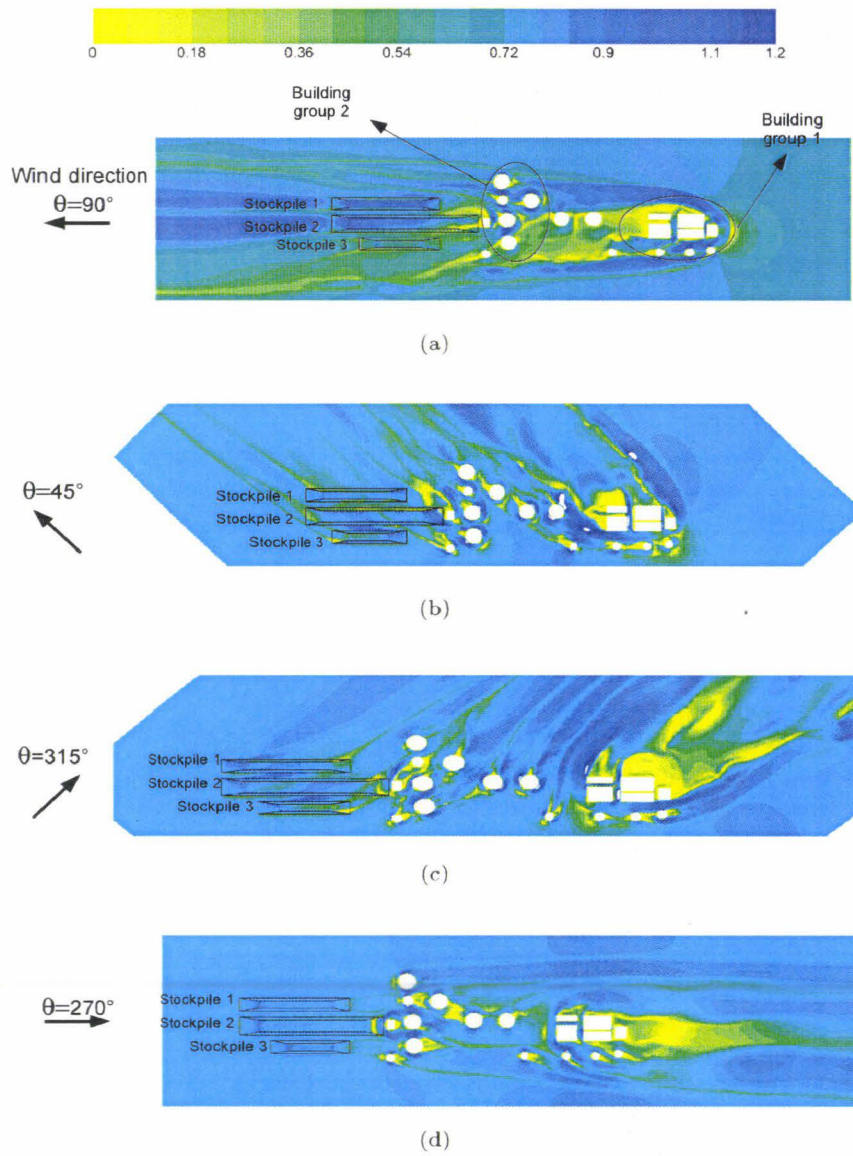
The whole simulations were carried out for only one wind speed,  $u_r = 5m.s^{-1}$  (mean velocity at  $z = 10m$  on the inlet condition velocity profile). Indeed, Badr and Harion [2] have showed that the normalized wind speed  $u_s/u_r$  is independent of the wind speed flow. This is also a hypothesis on which the method proposed by the EPA is based.

The emission factor for each tested configuration have been estimated for three wind speeds by varying  $u_{10}^+$  in the relation 3. The erosion conditions are reached when  $u^* > u_t^*$ , what correspond to  $u_s/u_r > 0.7$  for  $u_{10}^+ = 5m/s$ ,  $u_s/u_r > 0.3$  for  $u_{10}^+ = 10m/s$  and  $u_s/u_r > 0.2$  for  $u_{10}^+ = 15m/s$ .

## 4 Results and discussion

### 4.1 Global influence of buildings

The effect of the surroundings buildings on the wind speed around the stockpiles is shown on figures 4 through the contours of the normalized velocity



**Fig. 4** Top view of the normalized velocity contours  $u_s/u_r$  at 25cm from the surface for the tests 1A to 4A.

$u_s/u_r$  for four wind directions. To make easier the description of these figures, the buildings of the industrial site are identified as groups and named in the Figure 4(a) as *Building group 1* and *Building group 2*. The first building group is higher than the second one (the average height for *Building group 1* is 90m, and for *Building group 2* is 30m). In a general manner, these figures show that buildings behave as huge obstacles for the wind flow and modify largely the dynamic flow structures over stockpiles, notably when they are located upstream the stockpiles.

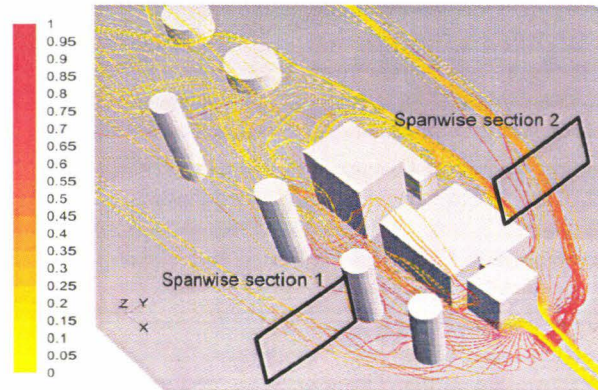
For the test 1A, figure 4(a) shows that for a wind flow direction  $\theta = 90^\circ$ , the flow is strongly modified by the upstream buildings before reaches the stockpiles. The contours of normalized velocity  $u_s/u_r$  allow to represent the decrease of velocity when is approaching the upstream buildings and the separation of the flow on the upstream lateral sides of these buildings. The wakes formed behind each upstream buildings interfere and begin similar to the wake created downwind a single equivalent body. The flow behavior around the *Building group 1* is also illustrated by the figure 5(a) which depicts the pathlines (colored by vorticity magnitude) around the *Building group 1*. This figure shows that a horseshoe vortex, highlighted by its strong vorticity, encircles the *Building group 1* as if in this case the buildings behave as a single obstacle for the wind flow. These results are consistent with those obtained in the literature for very close obstacles [5].

Figures 5(b) and 5(c) present the wind velocity contours in two spanwise sections of the horseshoe vortex, localized on Figure 5(a). In these figures, the wind velocity values at 25cm from the surface, i.e.  $u_s$ , is plotted along the cut view of the vortex for the two configurations tested: with and without buildings. These graphs show that, in presence of buildings, the vortex structures cause an increase of the wind velocity close to the surface. At 25cm from the surface, figure 4(a) shows that zones of low velocities inside the large wake region, created downwind the *Building group 1*, and of high velocities on both sides of the wake region extend downwind and interacts with the *Building group 2*. On the lateral sides of each cylindrical tank of the *Building group 2* the high velocity of the flow is maintained, and just downstream them a low velocity region is created. In this configuration, the wind flow circulating over the stockpiles is therefore strongly disturbed by the buildings.

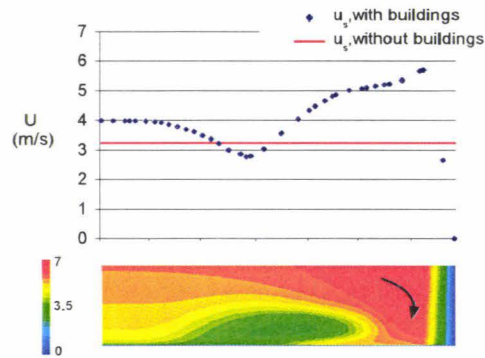
For a wind flow incidence of  $\theta = 45^\circ$  (test 2), Figure 4(b) shows that only the buildings situated closely to the stockpiles modify the flow structure over the stockpiles. For the tests 3 ( $\theta = 315^\circ$ ) and 4 ( $\theta = 270^\circ$ ), according to the figures 4(c) and 4(d), it is observed that when the wind flow first comes across the stockpiles before reaches the buildings, the buildings lightly disturb the flow structure over the stockpiles.

#### 4.2 Stockpiles wind exposure by taking into account buildings

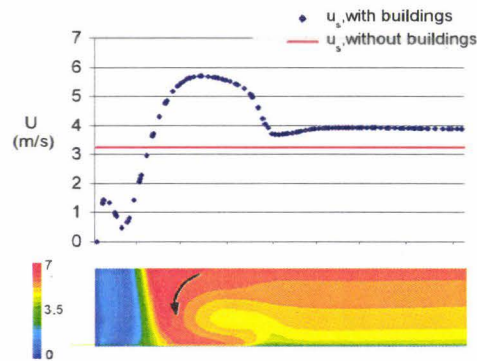
Figure 6 zooms the contours of the normalized velocity  $u_s/u_r$  only over the stockpiles for the configurations with and without buildings in order to high-



(a) Top view of the pathlines over the *Building group 1* for the test 1A colored by vorticity magnitude



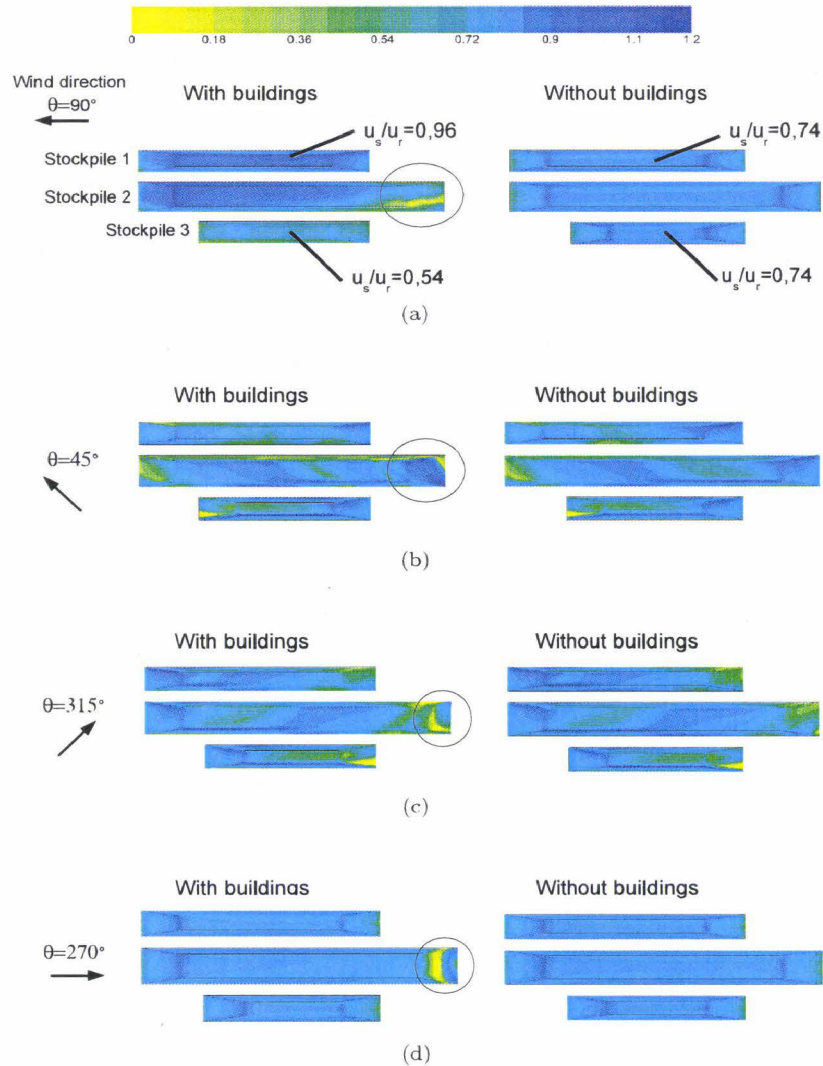
(b) Wind velocity values at 25cm from the surface plotted along the spanwise section 1



(c) Wind velocity values at 25cm from the surface plotted along the spanwise section 2

Fig. 5





**Fig. 6** Top view of the normalized velocity contours  $u_s/u_r$  at 25cm from the pile surfaces for the tests 1 to 4 for the two tested configurations : with and without stockpiles

light the modifications in the dynamic flow over the stockpiles between the two tested configurations for the four wind directions.

For a wind flow direction  $\theta = 90^\circ$  and the configuration with buildings, it can be observed on figure 6(a) a decrease of the wind velocity over the right part of the stockpile 2 (surrounded on the figure). This low velocity region is due to the wake created by the building situated just upstream the stockpile 2.

In this figure, it can also be observed that the stockpile 3 is protected from the wind erosion in the configuration where the buildings are taken into account. Indeed, the values of the normalized velocity  $u_s/u_r$  over this stockpile decrease (0,74 to 0,54; e.g. figure 6(a)) because the stockpile 3 is located in the wake of the building group 1 which is strengthened by the second building group. Generally, for the test 1A, the comparison of the flow field obtained for the two configurations (with and without the stockpiles) shows that the stockpiles 1 and 2 are mainly exposed to the higher surface velocities due to the presence of the upstream buildings. The wind exposure of the two stockpiles 1 and 2 has therefore dramatically increases by taking into account the influence of the buildings. For example, figure 6(a) shows, for a local point over the stockpile 1, that  $u_s/u_r$  increase from 0.74 to 0.96 between the two tested configurations.

Figure 6(b) shows that for the test 2 ( $\theta = 45^\circ$ ), the higher velocities generated by the vortex structure imply a clear increase of the aeolian erosion over the stockpiles 2 and 3, notably on the right top of the stockpile 2, surrounded on Figure 6(b). This increase of wind exposure is nevertheless limited to a relatively low area. For the tests 3 and 4, a low velocity region appears on the right top of the stockpile 2, surrounded on Figures 6(c) and 6(d). This low velocity region is generated by the wind velocity decrease upstream the buildings which interacts with the stockpiles.

### 4.3 Impact on dust emissions quantification

Table 2 sums up, for the tests 1A and 1B ( $\theta = 90^\circ$ ), the pile surface percentage corresponding to each range of  $u_s/u_r$  and the pile surface percentage of the erodible area for each value of  $u_{10}^+$  and each stockpile. This table shows, for the weaker wind speed  $u_{10}^+ = 5m/s$ , a clear difference in the partition of erodible and non erodible area between the two tested configurations (with or without buildings). For  $u_{10}^+ = 5m/s$ , the areas of the stockpiles 1 and 2 subject to the erosion in the test 1A become larger than in the test 1B (without buildings) : respectively 51.7% and 44.5% against 5.3% and 4.1%. As for it, for  $u_{10}^+ = 5m/s$ , the stockpile 3 is completely protected by the drag zone created behind the buildings. Its erodible surface became equal to zero. For wind speeds  $u_{10}^+ = 10m/s$  and  $15m/s$ , almost all the piles surface is submitted to the wind erosion whatever the configuration tested (1A or 1B). For these wind speeds, all particles covering the stockpiles became able to take off.

For the stockpiles 1 and 2, when the buildings are taken into account in the calculation (test 1A), the maximum normalized velocity  $u_s/u_r$  becomes higher. For these stockpiles 1 and 2, the maximum  $u_s/u_r$  values are respectively 1.2 and 1.3 for the configurations with buildings against 1.1 and 1 for the configuration without buildings. This confirms the fact that the presence of the upstream buildings induce an increase of the wind velocity exposure for the stockpiles 1 and 2. The area protected from wind erosion by the upstream building just behind the stockpile 2 can be quantified by the Table 2. Indeed, in the configuration with buildings (test 1A), a larger part of the stockpile

	Stockpile 1		Stockpile 2		Stockpile 3	
	<i>Test 1 A</i> (With buildings)	<i>Test 1 B</i> (Without buildings)	<i>Test 1 A</i> (With buildings)	<i>Test 1 B</i> (Without buildings)	<i>Test 1 A</i> (With buildings)	<i>Test 1 B</i> (Without buildings)
erodible area	%	%	%	%	%	%
for $u_{10}^+ = 5m/s$	51.7	5.3	44.5	4.1	0	8
for $u_{10}^+ = 10m/s$	99.9	99.9	93	99.8	92.4	99.9
for $u_{10}^+ = 15m/s$	100	100	97.5	100	99.5	100
$u_s/u_r$	%	%	%	%	%	%
0-0.1	0	0	0.14	0	0	0
0.1-0.2	0	0	0.87	0	0	0
0.2-0.3	0	0	1.48	0	0.52	0
0.3-0.4	0.04	0.12	4.63	0.15	7.03	0.1
0.4-0.5	0.3	1.33	9.58	1.34	25.08	1.60
0.5-0.6	2.86	4.87	12.17	5.12	54.83	5.88
0.6-0.7	19.02	30.47	11.91	28.87	11.12	29.43
0.7-0.8	26.1	57.87	14.69	60.38	1.32	54.98
0.8-0.9	19.93	4.71	20.95	3.56	0	7.04
0.9-1	29.16	0.61	20.85	0.57	0	0.9
1-1.1	2.1	0.02	2.20	0	0	0.07
1.1-1.2	0.48	0	0.36	0	0	0
1.2-1.3	0	0	0.17	0	0	0

**Table 2** Pile surface percentage submitted to erosion for the test 1.

	Stockpile 1 (A-B)/B %	Stockpile 2 (A-B)/B %	Stockpile 3 (A-B)/B %	3 stockpiles (A-B)/B %	3 stockpiles (A-B) kg	Reference case B kg
Test 1						
$u_{10}^+ = 5m/s$	1438%	1525%	-100%	984%	51kg	5.6kg
$u_{10}^+ = 10m/s$	52.75%	22.6%	-68%	12%	100kg	834kg
$u_{10}^+ = 15m/s$	42.9%	17%	-57.6%	8.7%	214kg	2470kg
Test 2						
$u_{10}^+ = 5m/s$	-67%	74.7%	33.3%	26.7%	4,5kg	17kg
$u_{10}^+ = 10m/s$	-20%	11.1%	11.7%	2.1%	13kg	635kg
$u_{10}^+ = 15m/s$	-16%	7.3%	9.1%	0.8%	16,5kg	1957kg
Test 3						
$u_{10}^+ = 5m/s$	-0.96%	-3.97%	-2.46%	-2.46%	-0,5kg	20kg
$u_{10}^+ = 10m/s$	0.87%	-6.24%	-5.60%	-3.87%	-26kg	672kg
$u_{10}^+ = 15m/s$	0.86%	-5.57%	-4.98%	-3.46%	-71kg	2050kg
Test 4						
$u_{10}^+ = 5m/s$	-14.91%	4.87%	-31.12%	-12.52%	-0,6kg	5kg
$u_{10}^+ = 10m/s$	-3.72%	-11.83%	-7.75%	-8.59%	-71kg	822kg
$u_{10}^+ = 15m/s$	-3.10%	-10.35%	-6.47%	-7.41%	-181kg	2442kg

**Table 3** Relatives differences observed between the emissions calculated for a full site configuration (configuration A) and for isolated stockpiles (configuration B) in % :  $(A - B)/B$ . Differences observed between the emissions calculated for a full site configuration and for isolated stockpiles in kg :  $A - B$

2 has low aeolian exposition coefficients. The sum of the surface percentage for  $u_s/u_r$  ranging from 0 to 0.6, for the test 1A, reaches 28.9% against 6.6% for the test 1B. A little part of the stockpile 2 is therefore clearly protected by the building but the major part of the stockpile 2 remains subject to the strong flow velocity generated by the vortex structure extending downwind the buildings.

Table 3 presents the differences observed between the emissions calculated for a full site configuration and for a site with only the stockpiles against the emission factor for isolated stockpiles  $((A - B)/B$ , i.e. Table 3). The percentages presented in this table allow to evaluate the increase or the decrease of the emissions calculated for a full site configuration in comparison with the one calculated for the configuration without buildings, considered, in this paper, as reference. According to these results, for a wind flow coming first across the buildings (test 1,  $\theta = 90^\circ$  and test 2,  $\theta = 45^\circ$ ), the emissions significantly increase, up to 1525% (for the test 1,  $u_{10}^+ = 5$  and the stockpile 2), if the buildings presents on the industrial site are taken into consideration. Indeed, in these configurations the erosion processes are stronger mainly because the wind velocity, close to surface, increases from the lateral sides of the buildings. Nevertheless, when the flow circles first around the stockpiles, the erosion processes are attenuated by the presence of a zone of flow stagnation upstream the buildings. For the tests 3 and 4 ( $\theta = 315^\circ$  and  $270^\circ$ ), table 3 shows that the presence of the buildings downstream the stockpiles lead to a decrease of the global emissions up to 31% (for the test 4,  $u_{10}^+ = 5$  and the stockpile 3).

The differences in  $kg$  between the emissions calculated for a full site configuration and for a site with only the stockpiles are presented in Table 3 ( $A - B$ , i.e. Table 3). This table shows, for each test, that the higher the velocity is, the higher the difference between the emissions calculated for a full site configuration and for a site with only the stockpiles increases. For a wind flow incidence of  $\theta = 90^\circ$  (test 1) and a wind flow velocity increasing from  $u_{10}^+ = 5m/s$  to  $15m/s$ , the global emissions increase up to  $214kg$ , between each disturbance, if the buildings presents on the industrial site are taken into consideration. In relative result, the higher the velocity is, the higher the relative difference between the emissions calculated for a configuration with buildings and one without buildings decreases. This can be explained by the fact that for high velocities almost all the piles surface is eroded, then a modification of the flow structure over the stockpiles not implies an enlargement of the eroded surface, but only a strengthening of the aeolian processes.

For this real configuration of a power plant, the comparison of the results from the two tested configurations (with and without buildings) shows that the presence of the buildings on the site leads to a strong re-organization of the flow pattern over the stockpiles. The arrangement of the buildings around the stockpiles as well as the wind flow direction affect the wind velocities over the stockpiles and therefore its emissions.

It must be noticed that these results are only available for this real configuration of power plant. Due to the different arrangement, shape, size of the buildings and of the stockpiles on other industrial sites, each stockpile has its own particular cartography representing its wind exposure.

## 5 Conclusion

In this paper are presented the numerical simulations results of flow structures over coal stockpiles of a real power plant configuration. The formulation of emission factor, proposed by the EPA to quantify fugitive dust emissions from a stockpile, were used to check the particles emissions rate for each considered configuration using the velocity fields from simulations. The comparison of the results obtained over isolated stockpiles and over the full industrial site shows by evidence that the topography of the industrial site exerts large perturbations on the flow structure over the site. The results analysis of these numerical simulations shows critical wind flow directions for which the intensity of the erosional processes can be strongly increased. In these critical cases, it is therefore crucial to take into consideration the buildings surrounding the stockpiles in order to accurately assess the dust emission rates.

The EPA method used to calculate the dust emissions in this paper is based on the hypothesis that the normalized wind speed  $u_s/u_r$  is independent of the wind speed flow. However, these hypothesis were formulated and fully validated only for an isolated pile configuration, but in our case the stockpiles are not isolated and moreover the wind flow arriving on the stockpiles is perturbed by the buildings, mainly for  $\theta = 90^\circ$ . A wind tunnel study is currently carried out for successive stockpiles configurations in order to investigate accurately the real influence of the wind flow speed on the velocity distribution over the stockpiles. This study will allow to improve the understanding of the interactions between each successive stockpiles and also the interactions between the stockpiles and the buildings.

## 6 Acknowledgements

This work was carried out with the financial support of ArcelorMittal Dunkerque and Fos-sur-Mer (steelworks in France), EDF Research & Development and ADEME (the French Agency for Environment and Energy Management).

## References

1. Badr T, Harion JL, Numerical modelling of flow over stockpiles: implications on dust emissions, *Atmospheric Environment*, 39, 5576-5584 (2005)
2. Badr T, Harion JL, Effect of aggregate storage piles configuration on dust emissions, *Atmospheric Environment*, 41, 360-368 (2007)
3. Diego I, Pelegry A, Torno S, Torano JA, Menendez M, Simultaneous CFD evaluation of wind flow and dust emission in open storage piles, *Applied mathematical modelling*, 33, 3197-3207 (2009)
4. Miscellaneous Sources, *Industrial Wind Erosion*, AP 42, Fifth Edition, Volume I, Chapter 13.2.5, nov. 2006, <http://www.epa.gov/ttn/chief/ap42/ch13/final/c13s0205.pdf>.
5. Havel B, Hangan H, Martinuzzi R.J, Buffeting for 2D and 3D sharp-edged bluff bodies, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 89, 1369-1381 (2001)
6. Martinuzzi R.J, Tropea C, The flow around surface mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel, *Journal of Fluid Engineering*, 115, 85-92 (1993)

7. Menter FR, Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA Journal*, 32, 1598-1605 (1994)
8. Stunder BJB, Arya SPS, Windbreak Effectiveness for storage pile fugitive dust control: a wind tunnel study, *Journal of the air pollution control association*, 38, 135-143 (1988)
9. Torano JA, Rodriguez R, Diego I, Rivas JM, Pelegry A, Influence of pile shape on wind erosion CFD emission simulation, *Applied mathematical modelling*, 31, 2487-2502 (2006)
10. Turpin C, Harion JL, Numerical modeling of flow structures over various flat-topped stockpiles height: implications on dust emissions, *Atmospheric Environment*, doi:10.1016/j.atmosenv.2009.07.047 (2009)

# Conclusions générales et perspectives

Ce mémoire de thèse est consacré aux problèmes d'émissions fugitives de particules des tas de stockages de matières granulaires sur les sites industriels.

Les modèles actuels de quantification des émissions diffuses de particules sont basés sur la connaissance de deux paramètres clés : la vitesse limite d'envol des particules  $u_t^*$  et la vitesse de frottement du vent à la surface des tas  $u^*$ . Le premier paramètre  $u_t^*$ , représentant la vitesse seuil du vent à partir de laquelle les particules seront mises en mouvement, dépend principalement de la granulométrie du matériau stocké, de sa masse volumique et de son humidité. Le second paramètre clé  $u^*$ , dépend des caractéristiques de l'écoulement autour du tas, ce paramètre permet d'estimer la force du vent agissant sur les particules du sol. L'ensemble de ces paramètres peuvent être déterminés expérimentalement. En outre, l'utilisation des simulations numériques permet de compléter les méthodes expérimentales et de mieux appréhender certains aspects des problèmes étudiés.

Le travail présenté dans ce mémoire a conduit à améliorer les modèles existant en définissant plus précisément les paramètres affectant la quantification des émissions diffuses de particules produites par érosion éolienne tant à l'échelle de la matière stockée qu'à l'échelle d'un site industriel.

Tout d'abord, l'influence de la présence de particules non-érodibles à la surface des tas de stockage a été étudiée. Des simulations numériques sur des lits de particules recouverts d'éléments non-érodibles ont abouti à la proposition d'une nouvelle relation permettant d'étudier l'évolution de la vitesse de frottement à la paroi en fonction des caractéristiques des rugosités de la surface. Cette relation permet de s'affranchir de l'influence de la forme des particules sur la vitesse de frottement du vent. Elle permet également de prendre en compte le changement de comportement de la couche limite de l'écoulement suivant la densité de rugosité de la surface étudiée.

Ensuite, une étude expérimentale en soufflerie a permis de caractériser l'exposition éolienne de configurations de tas multiples se rapprochant de cas réels. Dans un premier temps, cette expérience a montré que la distribution des vitesses normalisées  $u_s/u_r$  autour des tas multiples est indépendante de la vitesse moyenne de l'écoulement. Dans un second temps, l'étude des résultats obtenus par PIV a mis en évidence l'influence de l'espacement entre les tas sur l'exposition éolienne des tas successifs. Ces résultats, constituant à notre connaissance les seules données expérimentales disponibles pour caractériser l'exposition éolienne de configurations multiples tridimensionnelles, ont servi de référence à des simulations numériques pour des configurations similaires.

Des simulations numériques, permettant la caractérisation de l'écoulement autour

des tas de stockage, ont été réalisées dans le but d'évaluer l'impact de la manœuvre d'aplatissement de la crête d'un tas oblong sur les émissions de particules. Cette étude a mise en évidence que l'écêtement des tas ne permet pas réduire les émissions de particules.

Enfin, l'analyse de l'exposition éolienne des tas de stockage d'un site industriel en configuration réelle, c'est à dire en intégrant l'influence des bâtiments, a mis en exergue la nécessité de prendre en compte la topographie du site étudié dans la quantification des émissions diffuses de poussières.

Les travaux présentés dans ce mémoire constituent une étape essentielle dans l'amélioration des modèles de quantification des émissions particulaires diffuses sur les sites industriels. L'ensemble des résultats de ces recherches servira à développer un nouveau logiciel de quantification des émissions diffuses de poussières sur sites industriels ainsi que les futures versions. De par ces avancées en terme de compréhension et de quantification des phénomènes d'érosion éolienne, l'estimation de la quantité de particules envolées des tas stockages extérieurs sera plus précise et pertinente. Cependant, certains point abordés doivent encore faire l'objet d'études plus approfondies.

Afin d'accéder à meilleure connaissance des impacts liés à la retombée des émissions de particules, il est maintenant important d'estimer la granulométrie des particules envolées des tas de stockage. Pour cela, la nouvelle relation proposée dans ce mémoire permettant la caractérisation de l'écoulement à la surface d'un lit de particules érodibles et non-érodibles sera intégrée au modèle de décroissance temporelle développé par I. Descamps [13].

Des simulations numériques LES sont aussi à prévoir pour compléter l'étude actuelle sur l'évolution de la vitesse de frottement en fonction des caractéristiques de la surface. Ces simulations permettraient dans un premier temps d'évaluer plus précisément la vitesse de frottement du vent  $u^*$  puis dans un second temps d'étudier plus finement les structures tourbillonnaires se formant autour des particules non-érodibles ainsi que l'évolution de la production de turbulence avec l'augmentation progressive de la densité de particules non-érodibles au cours de l'érosion.

Un travail important reste encore à réaliser quant à la validation des simulations pour des configurations de tas multiples. D'une part, une étude complémentaire en soufflerie est d'ores et déjà envisagée afin de visualiser les écoulements pariétaux sur les maquettes de tas. D'autre part, des tests supplémentaires pour les simulations numériques de l'écoulement autour de tas successifs devraient être réalisés avec des modèles de turbulence plus performants.

Dans la formulation actuelle du facteur d'émissions de l'EPA, les processus d'érosion éolienne sont pris en compte à travers la vitesse de frottement du vent. Cependant, la turbulence joue également un rôle important dans la mobilisation des particules. Son effet devrait donc être pris en compte dans la formulation du facteur d'émissions. Il convient alors de trouver un nouveau paramètre associant l'effet des deux grandeurs, vitesse et turbulence de l'écoulement, afin de mieux appréhender les phénomènes d'envol de particules.



# Références bibliographiques

- [1] M.J. AL-AWADHI et B.B. WILLETTS. *Sand transport and deposition within arrays of non-erodible cylindrical elements. Earth Surface Processes and Landforms*, 24, pages 425–435, 1998.
- [2] R. S. ANDERSON, M. SORENSEN, et B. B. WILLETTS. *A review of recent progress in our understanding of aeolian sediment transport. Acta Mechanica*, pages 1–19, 1991.
- [3] T. BADR. Quantification des émissions atmosphériques diffuses produites par érosion éolienne. Thèse de Doctorat, Univ. de Valenciennes et du Hainaut Cambresis, 2007.
- [4] T. BADR et J.L HARION. *Numerical modelling of flow over stockpiles : implications on dust emissions. Atmospheric Environment*, 39, pages 5576–5584, 2005.
- [5] T. BADR et J.L HARION. *Effect of aggregate storage piles configuration on dust emissions. Atmospheric Environment*, 41, pages 360–368, 2007.
- [6] R.A. BAGNOLD. *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. Methuen, London, 1941.
- [7] R. F. BLACKWELDER et J. H. HARITONIDIS. *Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers. Journal of Fluid Mechanics*, 132, pages 87–103, 1983.
- [8] P. CHASSAING. *Turbulence en mécanique des fluides*. Cepadues-Edition, 2000.
- [9] W.S CHEPIL. *Dynamics of wind erosion. SoilSci*, 60, pages 305–480, 1945.
- [10] W. CORNELIS et D. GABRIELS. *The effect of surface moisture on the entrainment of dune sand by wind : an evaluation of selected models. Sedimentology*, 50, pages 771–790, 2003.
- [11] J. COUSTEIX. *Turbulence et couche limite*. Cepadues, 1989.
- [12] D.M. CRAWLEY, D. GRABRIELS, et D. HARTMANN. *Drag partition for regularly arrayed rough surfaces. Boundary Layer Meteorology*, 107, pages 445–468, 2002.
- [13] I. DESCAMPS. Erosion éolienne d'un lit de particules à large spectre granulométrique. Thèse de Doctorat, Univ. de Valenciennes et du Hainaut Cambresis, 2004.
- [14] I. DIEGO, A. PELEGRY, J. TORNO, J.A. TORAÑO, et M. MENENDEZ. *Simultaneous CFD evaluation of wind flow and dust emission in open storage piles. Applied mathematical modelling*, 33, pages 3197–3207, 2009.
- [15] EPA. Miscellaneous Sources. AP 42, Fifth Edition, Volume I, Chapter 13.
- [16] F. FÉCAN, B. MARTICORENA, et G. BERGAMETTI. *Parameterization of the increase of the aeolian erosion threshold wind friction due to soil moisture for semi-arid areas. Annales Geophysicae*, 17, pages 149–157, 1999.

- [17] FLUENT. FLUENT User's guide V6.3.
- [18] J.-M. FOUCAUT. Etude théorique et expérimentale des phénomènes d'envol et de saltation de particules dans une couche limite turbulente. Thèse de Doctorat, Univ. des Sciences et Technologies de Lille, 1994.
- [19] J.-M. FOUCAUT et S. COUDERT. *Etude de la zone proche paroi de la couche limite turbulente à l'aide de la PIV Stéréoscopique Rapide. Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL*, 2008.
- [20] J.-M. FOUCAUT et M. STANISLAS. *Take-off threshold velocity of solid particles lying under a turbulent boundary layer. Experiments in Fluids*, 20, pages 377–382, 1996.
- [21] D.W. FRYREAR et E.L. SKIDMORE. *Methods for controlling wind erosion. In : Soil erosion and crop productivity. Follet R. F. et Stewart B. A. (eds.), ASA-CSSA-SSSA, Madison (WI)*, pages 443–457, 1985.
- [22] D.A. GILLETTE. *Threshold friction velocities for dust production for agricultural soils. J. Geophys. Res.*, 93, pages 12645–12662, 1988.
- [23] D.A. GILLETTE et P.H. STOCKTON. *The effect of nonerodible particles on wind erosion of erodible surfaces. Journal of Geophysical Research*, 94, pages 12885–12893, 1989.
- [24] Y. HUANG, X. HU, et N. ZENG. *Impact of wedge-shaped roofs on airflow and pollutant dispersion inside urban street canyons. Building and Environment*, 44, pages 2335–2347, 2009.
- [25] J. D. IVERSEN et B.R. WHITE. *Saltation threshold on earth, Mars and Venus. Sedimentology*, 29, pages 111–119, 1982.
- [26] J.D. IVERSEN, W.P. WANK, K.R. RASMUSSEN, H.E MIKKELSEN, et R.N. LEACH. *Roughness element effect on local and universal saltation transport. Acta Mechanica*, 2, pages 65–75, 1991.
- [27] W.P. JONES et B.E. LAUNDER. *The prediction of laminarization with a two-equation model turbulence. Int.J.Heat Mass Transfert*, 15, pages 301–313, 1972.
- [28] KAHNWALD. *Staubemission beim Umschlag und Lagerung feinkorniger Schuttguter und Maßnahmen zu ihrer Verringerung. Stahl u. Eisen* 97, 2, pages 78–84, 1977.
- [29] KAHNWALD. *Vorausberechnung der Staubemissionen von Erzumschlagplätzen. Staub Reinhalt. der Luft* 54, pages 187–191, 1994.
- [30] H.G. KIM, V.C. PATEL, et C.M. LEE. *Numerical simulation of wind flow over hilly terrain. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 87, pages 45–60, 2000.
- [31] B.E. LAUNDER et D.B. SPALDING. *The numerical computation of turbulent flows. Computer methods in Applied Mechanics and Engineering Software*, 3, pages 269–289, 1974.
- [32] B.E. LEE et B.F. SOLIMAN. *An investigation of the forces on three dimensional bluff bodies in rough wall turbulent boundary layers. Journal of fluids engineering*, pages 503–510, 1977.
- [33] J.K. MARSHALL. *Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution. Agricultural Meteorology*, 8, pages 269–292, 1971.

- [34] B. MARTICORENA et G. BERGAMETTI. *Modeling the atmospheric dust cycle : 1. Design of a soil-derived dust emission scheme. J. Geophys. Res.*, 100(16), pages 415–430, 1995.
- [35] R. MAZUMDER. *Turbulence-particle interactions and their implications for sediment transport and bedform mechanics under unidirectional current : some recent developments. Earth Science Reviews*, 50, pages 113–124, 1999.
- [36] C. MCKENNA-NEUMAN et W.G. NICKLING. *A theoretical and wind tunnel investigation of the effect of capillarity water on the entrainment of sediment by wind. Can. J. Soil Sci.*, 69, pages 79–96, 1989.
- [37] F. R. MENTER. *AIAA Journal. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for engineering Applications*, 32, pages 1598–1605, 1994.
- [38] H.B. MUSICK et D.A. GILLETTE. *Field evaluation of relationships between a vegetated structural parameter and sheltering against wind erosion. Land Degradation and Rehabilitation*, 2, pages 87–94, 1990.
- [39] H.B. MUSICK, S.M. TRUJILLO, et C.R. TRUMAN. *Wind tunnel modeling of the influence of vegetation structure on saltation threshold. Earth Surface Processes and Landforms*, 21, pages 589–605, 1996.
- [40] K. NAZRIDOUST et G. AHMADI. *Airflow and pollutant transport in street canyons. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 94, pages 491–522, 2006.
- [41] C. NEUMAN. *Particle transport and adjustments of the boundary layer over rough surfaces with an unrestricted, upwind supply of sediment. Geomorphology*, 25, pages 1–17, 1998.
- [42] J. NIKURADSE. *Gesetzmässigkeit der turbulenten stromung in glatten rohren. Forschg. Arb. Ing.-Wes.*, 356, 1932.
- [43] M. RAFFEL, C. WILLERT, S. WERELEY, et J. KOMPENHANS. *Particle Image Velocimetry, A Practical Guide*. 2nd ed. Springer, 2007.
- [44] M.R. RAUPACH, R.A. ANTONIA, et S. RAJAGOPALAN. *Rough-wall turbulent boundary layers. Applied Mechanics Review*, 44, pages 1–25, 1991.
- [45] M.R. RAUPACH, D.A. GILLETTE, et J.F. LEYS. *The effect of roughness elements on wind erosion threshold. Journal of Geophysical Research*, 98, pages 3023–3029, 1993.
- [46] M.R. RAUPACH, A.S. THOM, et I. EDWARDS. *A wind tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. Boundary Layer Meteorol.*, 18, pages 373–397, 1980.
- [47] F. RIOUAL, A. VALANCE, et D. BIDEAU. *Experimental study of the collision process of a grain on a two-dimensional granular bed. Phys. Review E*, 62, pages 2450–2459, 2000.
- [48] S. K. ROBINSON. *Coherent motions in the turbulent boundary layer. Journal of Fluid Mechanics*, 23, pages 601–639, 1991.
- [49] H. SCHLICHTING. *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill Book Compagny, 1968.
- [50] H. SCHLICHTING. *Experimentelle untersuchungen zum rauigkeitsproblem (Experimental investigation of the problem of surface roughness). Ingenieur Archive*, 7, pages 1–34, 1936.

- [51] Y. SHAO et Y. YANG. *A scheme for drag partition over rough surfaces. Atmospheric Environment*, 39, pages 7351–7361, 2005.
- [52] T.H. SHIH, W.W. LIOU, A. SHABIR, et J. ZHU. *A new k-epsilon eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows-model development and validation. Computer fluids*, 3, pages 227–143, 1995.
- [53] S.A. SILVESTER, I.S. LOWNDES, et D.M. HARGREAVES. *A computational study of particulate emissions from an open pit quarry under neutral atmospheric conditions. Atmospheric Environment*, In Press, pages 1–10, 2009.
- [54] P.H. STOCKTON et D.A. GILLETTE. *Field measurement of the sheltering effect of vegetation on erodible land surfaces. Land Degradation and Rehabilitation*, 2, pages 77–85, 1990.
- [55] B.J.B. STUNDER et S.P.S. ARYA. *Windbreak Effectiveness for storage pile fugitive dust control/a wind tunnel study. Journal of the air pollution control association*, 38, pages 135–143, 1988.
- [56] Technical Documentation. Wind Erosion Prediction System.
- [57] J.A. TORAÑO, R. RODRIGUEZ, I. DIEGO, J.M. RIVAS, et A. PELEGRY. *Influence of pile shape on wind erosion CFD emission simulation. Applied mathematical modelling*, 31, pages 2487–2502, 2006.
- [58] C. TURPIN. *Erosion éolienne de tas de stockage de matières granulaires. Rapport Master Recherche, Univ. de Valenciennes et du Hainaut Cambresis*, 2006.
- [59] C. TURPIN et J.L. HARION. *Numerical modeling of flow structures over various flat-topped stockpiles height : Implications on dust emissions. Atmospheric Environment*, In Press, pages 5579–5587, 2009.
- [60] VDI. *Emission of gases, odours and dusts from diffuse sources : Storage, transshipment and transportation of bulk materials. VDI 3790, Part 3, May 1999*.
- [61] I.J. WALKER et W.G. NICKLING. *Simulation and measurement of surface shear stress over isolated and closely spaced transverse dunes in wind tunnel. Earth Surf. Process. Landforms*, 28, pages 1111–1124, 2003.
- [62] B. R. WHITE. *Two-phase measurements of saltating turbulent boundary layer. Int. J. of Multiphase Flow*, 8(5), pages 459–473, 1982.
- [63] B.R. WHITE. *Soil transport by wind on Mars. J. Geophys. Res.*, 84, pages 4643–4651, 1979.
- [64] D.C. WILCOX. *Turbulence modeling for CFD, 2nd ed. DCW Industries. Canada, California*, 1998.
- [65] G. WILLIAMS. *Some aspects of the aeolian saltation load. Sedimentology*, 3, pages 253–256, 1964.
- [66] L. YU et RIGHETTO. *Depth-averaged turbulence k –  $\omega$  model and applications. Advances in Engineering software*, 2000.
- [67] T.M. ZOBECK. *Soil properties affecting wind erosion. J. Soil Water Cons.*, 46, pages 112–118, 1991.

# Cinquième partie

## Annexes



# Annexe A

## Étude comparative entre les modèles EPA/VDI et la nouvelle version du logiciel

### A.1 Différents modèles testés

Une étude comparative entre les différentes méthodes de calcul des facteurs d'émissions (méthodes proposées par l'EPA et le VDI, méthodes améliorées de l'EPA proposées pour l'élaboration d'une nouvelle version du logiciel de calcul des émissions diffuses sur sites industriels) a été menée afin d'évaluer la pertinence de chacune d'entre-elles. Au total six modèles ont été testés :

- *Logiciel* : ce premier modèle testé utilise la formulation proposée par l'EPA pour calculer le facteur d'émissions d'une source. Les valeurs de la vitesse limite d'envol des particules  $u_{t*}$  sont directement issues de la base de données actuellement utilisée par le logiciel de quantification des émissions liées à l'érosion éolienne où  $u_{t*}$  y est déterminée sur la base du diamètre dominant dans la répartition granulométrique du matériau considéré. La vitesse de frottement au sol  $u^*$  est calculée à partir de la vitesse maximale moyenne du vent (qui est une donnée de Météo France) et du rapport  $u_s/u_r$  fourni par la base de données actuellement utilisée par le logiciel sur le site. Le rapport  $u_s/u_r$  utilisé par le logiciel est plus proche d'un coefficient d'abattement afin de prendre en compte la géométrie du tas plutôt que d'un rapport permettant de localiser les différents degrés d'exposition au vent sur un tas comme présenté dans l'AP42.
- *EPA* : ce second modèle testé utilise la formulation proposée par l'EPA pour calculer le facteur d'émissions d'une source. La valeur de la vitesse limite d'envol des particules  $u_{t*}$  est issue de la base de données utilisée par le logiciel. La vitesse de frottement au sol  $u^*$  est calculée à partir de la vitesse maximale moyenne du vent (qui est une donnée de Météo France) et des rapports  $u_s/u_r$  préconisés dans l'AP42. Les émissions sont donc calculées pour l'ensemble des sous-domaines caractérisés par des expositions éolienne différentes. Les répartitions des rapports de vitesses  $u_s/u_r$  ont été déterminés par des expérimentations menées en soufflerie.
- *EPA-pluviométrie* : même méthode que précédemment, hormis que la valeur de la vitesse limite d'envol des particules a été réajustée en fonction de la pluviométrie et de l'évapotranspiration du moment considéré à l'aide de la formulation B.10 présentée dans le chapitre précédent.

- *EPA-granulométrie* : même méthode que *EPA*, hormis que la valeur de la vitesse limite d'envol des particules a été calculée pour chaque tranche granulométrique du matériau considéré à l'aide de la formulation I-3.2 présentée dans le chapitre précédent.
- *EPA-pluviométrie-granulométrie* : réunion des méthodes *EPA-pluviométrie* et *EPA-granulométrie*. On tient compte de la pluviométrie et de la répartition granulométrique du matériau ainsi que des différents degrés d'exposition au vent du tas.
- *VDI* : ce dernier modèle testé utilise la formulation I-1.10 proposée par le VDI pour calculer le facteur d'émissions d'une source .

	Vitesse limite d'envol $u_t^*$	Vitesse de frottement au sol $u^*$
<i>Logiciel</i>	Valeur utilisée par le logiciel	Valeur utilisée par le logiciel
<i>EPA</i>	Valeur utilisée par le logiciel	Valeur déterminée à partir des coefficients $u_s/u_r$ de l'EPA
<i>EPA pluviométrie</i>	Valeur utilisée par le logiciel réajustée en fonction de la pluviométrie	Valeur déterminée à partir des coefficients $u_s/u_r$ de l'EPA
<i>EPA granulométrie</i>	Valeur déterminée en fonction de la granulométrie	Valeur déterminée à partir des coefficients $u_s/u_r$ de l'EPA
<i>EPA pluvio-granulo</i>	Valeur déterminée en fonction de la granulométrie et de la pluviométrie	Valeur déterminée à partir des coefficients $u_s/u_r$ de l'EPA
<i>VDI</i>		

Tableau A.1 – Récapitulatif des différents modèles testés

## A.2 Hypothèses

Les différents modèles cités ci-dessus ont été testé pour le cas d'un tas de forme conique de 15m de hauteur et 40m de base avec une pente de 37°. L'angle du tas a été choisi de façon à ce qu'il soit possible de se référer à la cartographie des coefficients  $u_s/u_r$  présentée dans l'AP42.

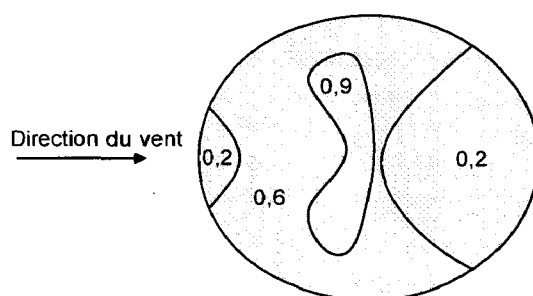


Figure A.1 – Différents degrés d'exposition au vent



L'estimation des émissions est faite pour le mois de mai 2007, mois pour lequel on dispose des conditions météorologiques (pluviométrie, ETP et vitesses du vent). L'hypothèse d'une perturbation par jour a été posée.

Les calculs sont effectués pour deux types de minerais de fer : *carajas* et *mountwrigh*, et pour deux types de charbon : *kuzbass05* et *taisi*. Pour ces quatre matériaux, la granulométrie ainsi que la vitesse limite d'envol des particules utilisées par le logiciel actuel d'estimation des émissions sont connus.

Les facteurs d'émissions proposés par la norme VDI ne sont valables que pour des particules d'un diamètre de 1 à 500  $\mu m$ , de plus la granulométrie doit être régulière. Sur le site industriel, la granulométrie des matériaux stockés est variable et s'étend de 100  $\mu m$  à 10000  $\mu m$ .

### A.3 Résultats et discussion

	Carajas	Mountwrigh	Kuzbass05	Taisi
<i>Logiciel</i>	337.5	90.2	0	0
<i>EPA</i>	425.1	214.2	21.2	0
<i>EPA-pluviométrie</i>	368.6	156.3	13	0
<i>EPA-granulométrie</i>	168.2	363.8	269.6	272.4
<i>EPA-pluvio-granulo</i>	134.3	295.4	222.7	227.6
<i>VDI</i>	112.3	1029.6	92.7	12230.3

**Tableau A.2** – Potentiel d'érosion en  $g/m^2/mois$

La prise en compte de la pluviométrie dans le calcul des émissions diffuses de particules réduit les résultats d'environ 20% pour le mois considéré. L'humidité à la surface du matériau est donc un paramètre ayant une grande influence dans le calcul des émissions particulaires.

On note une nette différence entre les émissions calculées avec une vitesse limite d'envol des particules basée sur le diamètre dominant (valeur utilisée par le logiciel) et les émissions calculées avec une vitesse limite d'envol fonction de la répartition granulométrique du matériau considéré et de sa masse volumique. Pour le *Taisi*, qui a une granulométrie large et régulière, le diamètre de référence pris en compte pour le calcul de la vitesse limite d'envol par le logiciel actuel, est le diamètre dominant soit 10mm. Ceci induit donc une vitesse d'envol élevée :  $u_{t*} = 1,507m/s$ .

Ce paramètre, qui n'est pas représentatif du matériau, conduit à une valeur nulle du facteur d'émission. En effet les particules de 10mm de diamètre ne s'envolent pas. Cependant, les résultats obtenus en utilisant une vitesse limite d'envol calculée en fonction de la répartition granulométrique du matériau montrent que les émissions de particules ne sont pas négligeables et sont principalement composées des particules les plus fines. Ceci suggère que le diamètre dominant ne peut être le seul facteur pris en compte dans le calcul de la vitesse limite d'envol des particules.

Le *Carajas* (minerai de fer) et le *Kuzbass05* (charbon) ont tous les deux une granulométrie large et régulière. Les résultats des modèles intégrant la granulométrie pour l'estimation de la vitesse limite d'envol montrent que les émissions de *Kuzbass05* sont

Granulométrie mm	%
0-0,2	8
0,2-0,5	15,2
0,5-1	15,6
1-2	16,1
2-3,15	12,1
3,15-5	14,3
5-10	18,4

**Tableau A.3** – Répartition granulométrique du Taisi

beaucoup plus élevées que les émissions de *Carajas* (quasiment le double). En effet, les particules de *Kuzbass05* sont beaucoup plus légères et donc plus facilement mises en mouvement. Seuls les résultats intégrant la masse volumique du matériau montrent cet effet. La masse volumique du matériau est donc un paramètre clé dans la quantification des émissions diffuses.

Granulométrie mm	%	
	<i>Carajas</i>	<i>Kuzbass05</i>
0-0,2	22,56	8,5
0,2-0,5	12,81	12,4
0,5-1	10,46	18,3
1-2	13,01	19,9
2-3,15	10,67	14,5
3,15-5	13,52	16,4
5-10	16,97	10

**Tableau A.4** – Répartitions granulométriques du *Carajas* et du *Kuzbass05*

Le tableau A.4 indique que le diamètre de référence utilisé pour le calcul de la vitesse limite d'envol des particules de *Carajas* est de 0,2mm et celui pour le *Kuzbass05* est de 2mm. Cette observation permet de comprendre pourquoi le potentiel d'érosion calculé avec la méthode EPA est plus élevé pour le *Carajas* plutôt que pour le *Kuzbass05*. En effet, en se basant sur le diamètre dominant, la vitesse limite d'envol des particules de *Carajas* sera moindre que pour les particules de *Kuzbass05*, il en résulte donc une plus grande quantité mise en mouvement. Cette remarque permet de souligner l'importance des conclusions précédentes sur la nécessité de prise en compte de la répartition granulométrique et de la masse volumique dans l'estimation des émissions diffuses de particules.

Les résultats obtenus par le modèle VDI sont pour le moins incohérents. Par exemple pour le matériau *Taisi*, les résultats du modèle VDI sont de deux ordres de grandeurs supérieurs à ceux issus de la méthode EPA. La formulation du facteur d'émission proposée par cette méthode dépend de la valeur moyenne du diamètre des particules, or les remarques antérieures ont permis de montrer la nécessité de prise en compte de la

répartition granulométrique du matériau considéré. De plus, le type de matériau étudié ne répond pas aux exigences du modèle : diamètre compris entre 1 et 500  $\mu m$ , et la granulométrie doit être régulière.



## Annexe B

# Prise en compte de la pluviométrie

La vitesse limite d'envol des particules correspond à la vitesse du vent minimale requise pour que celles-ci entrent en mouvement dans l'atmosphère (Cornelis et Gabriels [10]). L'augmentation de l'humidité des sols renforce la cohésion du sol et augmente donc les seuils d'érosion. En fait, le renforcement de la cohésion du sol s'explique par le développement de forces capillaires entre les grains du sol induites par la présence d'eau dans les interstices entre ces grains. La plupart des modèles qui prédisent le seuil d'envol d'une particule humide ( $u_{tw}^*$ ) prennent la forme :

$$u_{tw}^* = u_{td}^* f(\text{humidité}) \quad (\text{B.1})$$

Où  $u_{td}^*$  est le seuil d'envol des particules dans des conditions sèches. La fonction  $f(\text{humidité})$  est une fonction de l'humidité du sol [10].

L'humidité du sol peut être modélisée à partir de modèles simples d'équilibre de l'eau du sol (précipitation - évaporation - évapotranspiration) comme une fonction de paramètres météorologiques (taux de précipitation, température, albédo) et du type du sol.

Dans une étude bibliographique [58] réalisée précédemment, nous avons montré que l'on pouvait exprimer les vitesses seuils d'envol des particules sèches et humides en fonction de l'humidité du sol par l'expression :

$$\frac{u_{tw}^*}{u_{td}^*} = \left[ 1 + A(w - w_{\text{adsorbé}})^{b'} \right]^{0,5} \quad (\text{B.2})$$

Or, on sait que pour un sable, on peut négliger l'humidité adsorbée, l'équation B.2 devient donc :

$$\frac{u_{tw}^*}{u_{td}^*} = \left[ 1 + Aw^{b'} \right]^{0,5} \quad (\text{B.3})$$

D'après les données de Mc Kenna-Neuman et Nickling [36], nous disposons des valeurs des coefficients  $A$  et  $b'$  pour des sables de différentes granulométries (Cf tableau B.1).

Diamètre des particules	A	b'
190 $\mu\text{m}$	1,27	0,45
270 $\mu\text{m}$	1,22	0,64
510 $\mu\text{m}$	0,87	0,59

**Tableau B.1** – Coefficients A et b' définissant l'évolution de la vitesse limite d'envol en fonction de l'humidité pour des particules de sable [16].

Par ailleurs, l'humidité pondérale d'un sol est obtenue par un bilan hydrique en utilisant l'équation d'équilibre entre l'eau entrant dans le sol et l'eau sortante. L'équation ci-dessus provient du manuel Wind Erosion Prediction System [56].

$$ETP = I + Plu - RO + SNOW - IF \pm \Delta w \quad (\text{B.4})$$

Où :

I : irrigation

Plu : précipitations

RO : ruissellement

IF : infiltration profonde

SNOW : quantité de neige fondue quotidiennement sans accumulation de neige

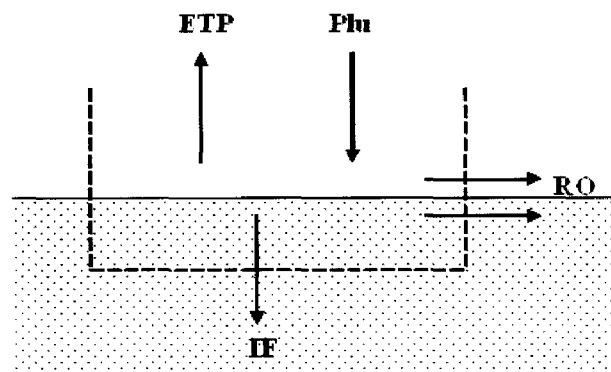
$\Delta w$  : variation de quantité d'eau dans le sol sur la période de temps évaluée

### Adaptation à notre cas d'étude

Les termes du bilan hydrique prenant en compte l'irrigation et la quantité de neige fondue sont négligés parce que le site étudié n'est pas irrigué et est rarement enneigé.

On écrit alors l'humidité de la surface du sol sous la forme :

$$w = w_{init} + Plu - ETP - IF - RO \quad (\text{B.5})$$



**Figure B.1** – Représentation du bilan hydrique simplifié

Dans notre cas d'étude, on cherche à exprimer l'humidité de la surface du sol en fonction de la pluviométrie et de l'ETP. Pour cela on fera un bilan hydrique simplifié sur une période de temps  $\Delta t$  ( $\Delta t \equiv \text{jour}$ ) et un volume de surface  $S$  et d'épaisseur  $e$ .

A l'état initial  $t$  la quantité d'eau dans le volume est égale à son humidité  $w_{init}$ .

A l'instant d'après  $t + \Delta t$ , la quantité d'eau dans le volume a variée en raison de la pluviométrie et de l'ETP.

Afin de calculer cette nouvelle teneur en eau on fera un bilan entre l'eau initialement contenue dans le volume, les apports en eau par la pluie, et les pertes d'eau par évapotranspiration, par infiltration dans le sol et par ruissellement.

Pour calculer la quantité d'eau perdue par infiltration dans le sol  $IF$ , on a recours au calcul du débit volumique d'eau  $Q$ , à travers un sol poreux, déterminé par la loi de Darcy :

$$Q = K \cdot S \cdot \frac{\Delta h}{e} \quad (B.6)$$

$$IF = \frac{Q \cdot \Delta t}{S} \quad (B.7)$$

Où :

$Q$  : débit volumique ( $m^3/\Delta t$ ) ;

$K$  : conductivité hydraulique ou coefficient de perméabilité du milieu poreux ( $m/s$ ) ;

$S$  : section de l'échantillon ( $m^2$ ) ;

$\Delta h$  : la différence des hauteurs piézométriques en amont et en aval de l'échantillon ( $m$ ) ;

$e$  : longueur de l'échantillon ( $m$ ).

Pour calculer la quantité d'eau perdue par ruissellement  $RO$ , on fait l'hypothèse que toute l'eau en surplus dans le volume considéré, après infiltration et évapotranspiration, est perdue par ruissellement.

$$RO' = P - IF - ETP - w_{sat} \quad \text{si } RO' < 0 \text{ alors } RO = 0 \quad (B.8)$$

$$\text{si } RO' > 0 \text{ alors } RO = RO' \quad (B.9)$$

En combinant les équations B.3 et B.5, on a :

$$u_{tw}^* = u_{td}^* \left[ 1 + A(w_{init} + Plu - ETP - IF - RO)^b \right]^{0.5} \quad (B.10)$$

On obtient donc une expression de la vitesse seuil d'envol des particules humides en fonction de la vitesse seuil d'envol des particules sèches, de la pluviométrie, de l'ETP et des caractéristiques du milieu.

$$u_{tw}^* = f(u_{td}^*, Plu, ETP, w_{sat}, K) \quad (B.11)$$

Il est alors possible d'écrire le potentiel d'érosion d'une surface humide (sur le même modèle que l'équation I-1.2) :

$$P = 58 (u^* - u_{tw}^*)^2 + 25 (u^* - u_{tw}^*) \quad (B.12)$$

# Résumé

Les émissions diffuses de poussières provenant de l'érosion éolienne des tas de stockage de matières granulaires sur les sites industriels représentent une part significative des émissions atmosphériques globales sur les sites industriels. L'objectif du travail de thèse est d'améliorer les modèles existant de quantification des émissions diffuses en définissant plus précisément les paramètres influençant l'érosion éolienne tant à l'échelle de la matière stockée qu'à l'échelle d'un site industriel. Des études antérieures ont montré que la présence de particules non-érodibles sur une surface érodible a pour effet d'absorber une partie de la contrainte de cisaillement du vent et ainsi de protéger la surface érodible de l'érosion éolienne. Par conséquent, l'évolution de la vitesse de frottement à la paroi a été étudiée en fonction du changement des caractéristiques de rugosité à la surface durant le processus d'érosion. Par ailleurs, il est communément connu que l'exposition éolienne des tas de stockage et les subséquentes émissions provenant de ces tas dépendent de nombreux paramètres, tels que la géométrie, la disposition des tas, la topographie du site industriel ainsi que des conditions d'écoulement. Une étude expérimentale en soufflerie ainsi que des simulations numériques, permettant de caractériser l'écoulement autour des tas de stockage, ont été réalisées afin d'étudier l'influence de chacun de ces paramètres sur les émissions de particules. Ces études ont permis de mieux appréhender les phénomènes d'érosion éolienne et ainsi d'améliorer les méthodes de quantification des émissions diffuses de poussières sur sites industriels.

**Mots clés** : Érosion éolienne, simulations numériques (CFD), Particle Image Velocimetry (PIV), émissions diffuses, facteurs d'émissions.

# Abstract

Fugitive dust emissions from open stock yards for bulk materials represent a significant part of overall estimated atmospheric emission on industrial sites. The aim of the thesis work is to improve the accuracy of the current models of estimation of fugitive dust emissions, by defining more precisely the parameters which affect wind erosion as well on the material stored scale as on the industrial sites scale. Previous studies have shown that the presence of non-erodible roughness elements on erodible surfaces has the effect of absorbing part of the wind shear stress and thus protecting the erodible surface from wind erosion. Therefore, the friction velocity evolution has been studied as a function of the characteristics changes of the surface roughnesses during the erosion process. Besides, it is commonly known that the wind exposure of the stockpiles and subsequent emissions from these stockpiles depends on various parameters such as the geometry, the location of the pile, the site topography as well as the wind conditions. An experimental study in a wind tunnel and numerical simulations, characterizing the wind flow over the piles, have been carried out to study the effect of each of these parameters on dust emissions. These studies have provided further insight into the phenomena of wind erosion and have allowed a more accurate and relevant evaluation of fugitive dust emissions on industrial sites.

**Keywords** : Wind erosion, Computational Fluid Dynamics (CFD), Particle Image Velocimetry (PIV), diffuse dust emissions, emissions factors.