



Étude numérique de la remise en suspension de particules déposées sur le sol des ambiances habitables

Amir Boulbair

► To cite this version:

Amir Boulbair. Étude numérique de la remise en suspension de particules déposées sur le sol des ambiances habitables. Mécanique [physics.med-ph]. Université de La Rochelle, 2022. Français. NNT : 2022LAROS026 . tel-04028650

HAL Id: tel-04028650

<https://theses.hal.science/tel-04028650>

Submitted on 14 Mar 2023

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

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



ÉCOLE ROYALE MILITAIRE DE BRUXELLES
Département de Mécanique

UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE
Laboratoire des Science de l'Ingénieur pour
L'environnement



THÈSE

Amir BOULBAIR

pour obtenir le grade de :

Docteur de L'École Royale Militaire de Bruxelles

Et de l'Université de La Rochelle

Discipline : Mécanique

Étude numérique de la remise en suspension de particules déposées sur le sol des ambiances habitables

Thèse soutenue le 20 juin 2022 devant le jury d'examen composé de :

M. VANDEWAL Professeur, ERM Brussels, Belgique	Présidente
D. DEFER Professeur, Université d'Artois, France	Rapporteur
C. CROITORU MCF-HDR, UTCB Bucharest Roumanie	Rapporteuse
D. LABOUREUR, MCF-HDR, IVK Brussels, Belgique	Examinatrice
K. LIMAM MCF-HDR, Université de La Rochelle, France	Directeur
W. BOSSCHAERTS Professeur, ERM Brussels, Belgique	Co-directeur
A. BENABED, Docteur, ESTACA, France	Encadrant
B. JANSSENS, Docteur, ERM Brussels, Belgique	Encadrant

Remerciements

Je remercie Madame la Professeure Marijke VANDEWAL d'avoir accepté de présider le jury de soutenance.

De même, je remercie madame Delphine LABOUREUR, madame Cristiana CROITORU et monsieur Didier DEFER d'avoir accepté de participer au jury de thèse.

Mes remerciements les plus vifs, vont à mon Directeur de thèse monsieur Karim LIMAM, Maître de conférences au Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE, Université de La Rochelle) pour son aide et sa disponibilité, ainsi que pour la confiance, la patience et la compréhension qu'il a toujours manifestées.

Je tiens également à remercier mon co-directeur de thèse monsieur Walter BOSSCHAERTS professeur à l'Ecole Royale Militaire de Bruxelles, son orientation judicieuse, ses conseils et sa disponibilité.

Je ne saurais exprimer toute ma reconnaissance envers mon encadrant monsieur Ahmed BENABED, enseignant chercheur au Département d'ingénierie mécanique et environnementale à l'ESTACA, pour la grande disponibilité dont il a fait preuve à mon égard, son orientation judicieuse, ses conseils et l'amitié qu'il m'a témoignée tout au long de ce travail.

Je tiens également à remercier mon encadrant monsieur Bart JANSSENS, Docteur à l'École Royale Militaire de Bruxelles, pour sa disponibilité, ces précieux conseils dispensés et son encouragement.

Tous mes remerciements et mon estime à tous les personnels du comité d'agglomération CDA de La Rochelle, du LaSIE et du laboratoire de mécanique de l'Ecole royale militaire de Bruxelles.

À mon père Khelil BOULBAIR, ma mère Rachida BOUADJ, mon frère, ma sœur et tous mes amis.

Résumé

L'une des principales sources de pollution dans les environnements intérieurs est la remise en suspension de particules générée par la marche humaine. L'objectif de cette thèse est d'étudier numériquement la remise en suspension générée par la rotation d'une chaussure pendant la marche. La première partie de cette thèse présente une étude bibliographique des connaissances de la pollution particulaire. Les différentes études numériques et expérimentales sur la remise en suspension générée par la marche humaine sont recensées. Nous terminons la première partie par une présentation des différents modèles théoriques pour modéliser l'écoulement au-dessous d'un pied. Dans la deuxième partie nous exposons et nous analysons les différents modèles de remise en suspension des particules provenant d'une surface. Dans la troisième partie, l'écoulement d'air généré par la rotation d'une chaussure a été étudié numériquement à l'aide du logiciel ANSYS CFX. La méthode des frontières immergées a été utilisée pour incorporer la chaussure dans un domaine de calcul tridimensionnel. Une étude préliminaire avec une plaque large a été réalisée afin de choisir les meilleurs paramètres pour nos simulations (maillage, modèle de turbulence et test de convergence). Le modèle de turbulence $k-\omega$ SST a été choisi pour simuler le champ d'écoulement d'air instationnaire autour et sous la chaussure. Les effets de la vitesse et de type de marche, de taille de la chaussure et du motif des rainures de la semelle (rainures transversales, rainures longitudinales et absence de rainures) ont été étudiés. Les simulations numériques ont montré que pendant la rotation de la chaussure l'air sous la chaussure est éjecté sous forme de jet de parois. Après que la chaussure touche le sol, des tourbillons contrarotatifs se sont formés autour de la chaussure. Ces structures translatent horizontalement et s'éloignent progressivement de la chaussure. Dans la dernière partie, les fractions de particules remises en suspension ont été estimées à l'aide du modèle Rock 'n' Roll. En plus des paramètres étudiés dans la partie précédente, trois différentes combinaisons particules-substrat (ATD-linoléum, PSL-linoléum et alumine-acier) ont été testées. Les résultats du présent travail ont été comparés avec des travaux expérimentaux antérieurs, et un bon accord a été trouvé. Les résultats montrent que pour les différents cas étudiés, la fraction de remise en suspension varie sur six ordres de grandeur, de 10^{-5} à 10. Les fractions de remise en suspension des particules augmentent avec la taille des particules et la vitesse de marche. Le type de marche peut influencer la fraction remise en suspension de plusieurs ordres de grandeur. De plus, la fraction de remise en suspension diminue en réduisant la taille de la chaussure.

Résumé

Cependant, aucune influence significative des motifs des rainures des chaussures n'a été observée.

Abstract

One of the main sources of pollution in indoor environments is the resuspension of particles generated by human walking. The objective of this thesis is to study numerically the resuspension generated by the rotation of a shoe. The first part of this thesis presents a literature summary of the state of the art concerning particle pollution. The different numerical and experimental studies on resuspension generated by human walking are listed. We conclude the first part with a presentation of the different theoretical models to model the flow under a foot. In the second part we present and analyze the different models of resuspension of particles from a surface. In the third part, the airflow generated by the rotation of a shoe was studied numerically using the ANSYS CFX software. The immersed solid method was used to incorporate the shoe into a three-dimensional computational domain. A preliminary study with a large plate was carried out in order to choose the best parameters for our simulations (mesh, turbulence model and convergence test). The $k-\omega$ SST turbulence model was chosen to simulate the unsteady airflow field around and under the shoe. The effects of walking speed, type of walking, shoe size and shoe groove pattern (transverse grooves, longitudinal grooves and no grooves) were studied. Numerical simulations showed that the air under the foot was ejected as a wall jet. After the shoe touches the ground, counter-rotating vortices were formed around the shoe. In the last part, the particle resuspension fraction was studied using the Rock 'n' Roll model. In addition to the parameters studied in the previous section, three different particle-substrate combinations (ATD-linoleum, PSL-linoleum and alumina-steel) were tested. The particle resuspension results were compared with previous experimental work, and good agreement was found. The results show that for the different cases studied, the resuspension fraction varies over six orders of magnitude, from 10^{-5} to 10. The particle resuspension fractions increase with the particle size and the walking speed. The type of walking can influence the resuspension fraction by several orders of magnitude. In addition, the resuspension fraction decreases with decreasing shoe size. However, no significant influence of shoe groove patterns was observed.

Table des matières

Introduction et contexte général	1
1 Etude bibliographique	5
1.1 Pollution intérieure (Aérosol)[22]	6
1.2 Propriétés des aérosols.....	7
1.2.1 Morphologie des particules	7
1.2.2 Distribution de taille des particules [22]	11
1.3 Facteurs influençant la pollution intérieure	14
1.3.1 Coagulation	14
1.3.2 Dépôt	14
1.3.3 Remise en suspension.....	15
1.4 Etat de l’art	18
1.4.1 Travaux portant sur l’études de la RmS	20
1.4.2 Travaux portant sur l’études de l’écoulement dans le voisinage du pied.....	27
1.4.3 Modélisation de l’écoulement en dessous du pied	29
1.5 Conclusion du chapitre 1	36
2 Modèles de remise en suspension	38
2.1 Forces appliquées sur une particule.....	39
2.1.1 Forces appliquées sur une particule en suspension	39
2.1.2 Forces appliquées sur une particule déposée sur une surface	39
2.2 Modèles de remise en suspension.....	54
2.2.1 Modèles basés sur une vitesse de frottement critique	54
2.2.2 Modèles basés sur le bilan de force.....	60
2.2.3 Modèles basés sur un bilan d’énergie	66
2.3 Conclusion du chapitre 2	77

Table des matières

3	Etude numérique de l'écoulement généré par le pas humain.....	79
3.1	Mesure de la vitesse de rotation des chaussures.....	80
3.2	Méthodes numériques.....	84
3.2.1	Hypothèses et équations du transport.....	84
3.2.2	Simulations des grande échelles (LES).....	85
3.2.3	Simulations URANS	89
3.2.4	Méthode du solide immergé (ISM)	91
3.3	Etude préliminaire de validation.....	93
3.3.1	Etude de la sensibilité au maillage	93
3.3.2	Test de convergence	95
3.3.3	Choix du modèle de turbulence.....	96
3.3.4	Etude de sensibilité au pas de temps	97
3.3.5	Performance des calculs en parallèle	98
3.4	Simulation de l'écoulement généré par le pas	101
3.4.1	Géométrie et maillage	101
3.4.2	Analyse de l'écoulement	102
3.4.3	Influence des paramètres de l'étude sur l'écoulement	106
3.5	Conclusion du chapitre 3	112
4	Simulation de la remise en suspension des particules.....	114
4.1	Méthode numérique.....	115
4.1.1	Méthode d'estimation de la fraction de remise en suspension.....	115
4.1.2	Choix du pas de temps	118
4.1.3	Test de convergence	122
4.2	Résultats.....	123
4.2.1	Flux de particules issu du sol	123
4.2.2	Transport des particules	126

Table des matières

4.2.3	Fraction par taille de particule.....	130
4.2.4	Fraction par gamme PM.....	131
4.2.5	Influence de quelques paramètres sur la remise en suspension	131
4.3	Conclusion du chapitre 4	136
	Conclusion générale	138

Figures

Figure 1-1: Illustration de trois définitions courantes du diamètre des particules. En général, le diamètre de Martin est inférieur au diamètre de surface projeté, qui à son tour est inférieur au diamètre de Feret [22].	9
Figure 1-2: Variation de la taille des particules [24].	10
Figure 1-3: Schéma d'un volume ventilé.	18
Figure 1-4: Un schéma des différentes manières pour étudier la RmS.	20
Figure 1-5: Schéma du disque circulaire se déplaçant vers une plaque infinie stationnaire avec la vitesse V_f . [16].	30
Figure 1-6: Schéma du dièdre [53].	31
Figure 1-7: Schéma des positions des profils des vitesses [53].	35
Figure 2-1: Contact entre une particule et une surface en présence d'un film liquide [59].	42
Figure 2-2: Le contact entre deux solides élastiques à la fois en présence (rayon de contact a_1) et en absence (rayon de contact a_0) d'efforts surfaciques. Le contact entre deux corps sphériques de rayons R_1 et R_2 sous une charge normale de P_0 ; δ est le déplacement élastique	44
Figure 2-3: Schéma de force illustrant (a) une particule sphérique lisse et (b) une particule de forme irrégulière (bosselée) sur des surfaces rugueuses. [62]	48
Figure 2-4: Schéma d'orientation des bosses de contact avec la direction du flux d'air. [75].	48
Figure 2-5: Le profil de vitesse adimensionnelle en fonction de la distance y^+	50
Figure 2-6: Schéma des « Turbulent Burst » dans la région proche de la paroi (Cleaver et Yates (1973)) [82].	51

Figures

Figure 2-7: Variation des forces agissant sur une particule en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum et une vitesse de frottement $u^* = 5 \text{ m/s}$	53
Figure 2-8: Variation de la vitesse de frottement critique en fonction dp pour le détachement entre ATD-linoléum comme prévu par les modèles lisses JKR et DMT, JKR avec rugosité de surface ($\Delta c = 0.774$) et le modèle de particules bosselées ($Nb = 10, Rb/dp = 0.2$).	57
Figure 2-9: Variation de la vitesse de frottement critique en fonction de la taille des particules pour le détachement entre ATD et linoléum comme prévu par le modèle de particules bosselées sur surface rugueuse avec $\Delta c = 0.774$ pour différent Nb et Rb	58
Figure 2-10: Variation de la vitesse de frottement critique en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle JKR avec rugosité de surface avec $\Delta c = 0.6, \Delta c = 0.774$ et $\Delta c = 1.0$	59
Figure 2-11: Variation de la fraction restante en fonction du temps pour les modèles de Cleaver et Yates (1973) [82] et Braaten et al. (1990) [67] avec $ap = 1$ et $u^* = 5 \text{ m/s}$	61
Figure 2-12: Variation de la concentration de particules remises en suspension dans le gaz en fonction du temps pour une constante $B = 5$ et un débit volumique $Qv = 1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	63
Figure 2-13:(a) Interaction d'une molécule avec une surface rugueuse, (b) Interaction d'une particule avec une surface rugueuse [87].	64
Figure 2-14 : Schématisation du contact entre une surface et des particules de différents diamètres. [12].....	65
Figure 2-15: Schéma du mouvement d'une particule placée sur deux aspérités P et Q et exposée à un flux d'air selon le modèle Rock 'n' Roll.	68
Figure 2-16: La distribution des forces adhésives pour 5 tailles de particules selon Biasi et al. (2001) [42].....	71

Figures

Figure 2-17: Variation de la fraction restante en fonction de la vitesse de frottement pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll pour 5 diamètres de particule différents avec $t = 10^{-4}$ s	72
Figure 2-18: Variation de la fraction restante en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll pour quatre vitesses de frottement différentes avec $t = 10^{-4}$ s	73
Figure 2-19: Variation de la fraction restante en fonction du temps pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll pour 5 diamètres de particule différents avec une vitesse de frottement $u^* = 5$ m/s	74
Figure 2-20: Variation de la fraction restante en fonction du temps pour le détachement des particules d'alumine avec une surface en acier comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll pour 5 diamètres de particule différents avec une vitesse de frottement $u^* = 5$ m/s	75
Figure 2-21: Variation de la fraction restante en fonction de la taille des particules pour quatre types de particules différents comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll pour une vitesse de frottement $u^* = 5$ m/s avec $t = 10^{-4}$ s.....	76
Figure 3-1 : La position du pas humain au moment du début du mouvement de rotation de la chaussure.	81
Figure 3-2 : Variation de l'angle en fonction du temps et le Fit polynomial.....	81
Figure 3-3: Variation de la vitesse angulaire de la chaussure pour le cas de la marche normale.	82
Figure 3-4: Variation des vitesses de marche pour le premier type de marche.	83
Figure 3-5: Variation de la vitesse de marche dans le cas d'une marche avec impact.	83
Figure 3-6: Cascade d'énergie.....	87

Figures

Figure 3-7: Géométrie du domaine et position de la plaque utilisée pour la validation, (a) vue de dessus, (b) coupe transversale selon la longueur.....	93
Figure 3-8: Maillage utilisé pour les simulations.....	94
Figure 3-9: a) Position de comparaison, b) Variation de la vitesse de l'écoulement sous la plaque en fonction de la hauteur y (au bout de la plaque) pour les trois maillages étudiés.....	95
Figure 3-10: Variation des résidus normalisés en fonction du temps de la simulation pour les grandeurs conservées : la masse et les trois composantes de la vitesse.	96
Figure 3-11 : Variation de la vitesse de l'écoulement sous la plaque en fonction de la hauteur y (au bout de la plaque) pour les modèles de turbulence testés.	97
Figure 3-12: Variation de la vitesse de l'écoulement sous la plaque en fonction de la hauteur y (au bout de la plaque) pour les pas de temps testés.....	98
Figure 3-13: Variation du temps de calcul en fonction du nombre de cœurs.	100
Figure 3-14: Variation du speed-up en fonction du nombre de cœurs.....	101
Figure 3-15: Géométrie de l'enceinte et position de la chaussure.	101
Figure 3-16: Maillage utilisé pour la simulation de la chaussure.	102
Figure 3-17: Champs de vitesse générés le long des sections longitudinale (a1-a3) et transversale (b1-b3).....	103
Figure 3-18: Iso surface d'une vitesse égale à 1 m/s à différents instants dans le cas de la marche normale, a) $t = 0.05$ s, b) $t = 0.095$ s, c) $t = 0.099$ s, d) $t = 0.14$ s.	104
Figure 3-19: Champs de vitesse de frottement sur le sol à quatre moments différents (référencés au moment où la chaussure commence à tourner), a) $t = 0.05$ s, b) $t = 0.095$ s, c) $t = 0.099$ s, d) $t = 0.14$ s.....	106
Figure 3-20: Variation de la vitesse de frottement maximale sur le sol pour les quatre vitesses de marche.	107

Figures

Figure 3-21: Descriptions des semelles à rainures transversales (a), longitudinales (b) et sans rainures (c) utilisées dans cette étude.	108
Figure 3-22: Champs de vitesse de frottement dans le sol pour les trois types de semelles, a) semelle avec rainures transversales, b) semelle avec rainures longitudinales, c) semelle sans rainures.	109
Figure 3-23: Variation de la vitesse de frottement maximale sur le sol pour les trois types de rainures dans le cas d'une marche normale.	110
Figure 3-24: Champs de vitesse de frottement au niveau du sol pour les deux tailles de chaussures à l'instant $t=0.095$ s dans le cas d'une marche normale, a) grande chaussure, b) petite chaussure.	111
Figure 3-25: Variation de la vitesse de frottement maximale sur le sol pour les deux tailles de chaussure dans le cas d'une marche normale.	111
Figure 4-1: Concentration initiale au sol (kg/m^3).	117
Figure 4-2: Évolution du taux de RmS moyen en fonction du pas de temps ($u^* = 3$ m/s) a) Trois différentes combinaisons particules-surface sélectionnées avec $dp = 0.323 \mu\text{m}$ b) Six différents diamètres avec ATD-linoléum.	120
Figure 4-3: Evolution de Δt^* en fonction de la vitesse de frottement pour les six différents diamètres étudiés a) ATD-linoléum b) PSL-linoléum c) Alumine-acier.	121
Figure 4-4: La variation des résidus normalisés de la concentration des particules le long de la simulation dans le cas de la marche normale avec $dp = 0.323 \mu\text{m}$ et la combinaison ATD-linoléum.	123
Figure 4-5: Variation du débit massique des particules remises en suspension en fonction du temps pour trois vitesses de marche, a) Marche lente, b) Marche normale, c) Marche rapide.	125

Figures

Figure 4-6: Variation du débit massique des particules remises en suspension en fonction du temps pour la marche avec impact.	126
Figure 4-7: Iso surface d'une concentration de particule égale à 10^{-5} kg/m^3 pour une particule de taille $1 \mu\text{m}$ à différents instants dans le cas de la marche normale et la combinaison ATD-linoléum, a) $t = 0.05 \text{ s}$, b) $t = 0.095 \text{ s}$, c) $t = 0.099 \text{ s}$, d) $t = 0.14 \text{ s}$	127
Figure 4-8: Champs de concentration de particules de taille $1 \mu\text{m}$ généré par le mouvement de rotation de la chaussure pour différents instants le long des sections longitudinales (a1-a4) et transversales (b1-b4).	129
Figure 4-9: Comparaison de la fraction de RmS avec Benabed et al. (2020) [11].	130
Figure 4-10: Fractions de RmS associées à des chaussures présentant divers motifs de rainures pour six tailles de particules avec la combinaison ATD-linoléum.....	132
Figure 4-11: Comparaison de la fraction de RmS entre trois différentes vitesses de marche avec la combinaison ATD-linoléum.....	133
Figure 4-12: Comparaison de la fraction de RmS entre deux différentes combinaisons particules-surface sélectionnées avec une vitesse de marche normale.....	134
Figure 4-13: Fraction de RmS en fonction de la taille des particules dans le cas d'une marche avec impact pour la combinaison alumine-acier.	134
Figure 4-14: Comparaison de la fraction de RmS entre deux tailles de chaussures pour le cas d'une marche normale et la combinaison ATD-Linoléum, a) Grande chaussure, b) Petite chaussure.	135

Tableaux

Tableau 1-1: Les normes et les objectifs sanitaires pour un certain nombre de polluants présents dans l'air [27].....	12
Tableau 1-2: Les objectifs supplémentaires pour les PM _{2.5} ciblant l'exposition de la population aux particules fines.....	13
Tableau 1-3: Les normes de la moyennes annuelles et standard sur 24 heures existantes pour les PM _{2.5} et PM ₁₀	13
Tableau 1-4: Quelques études clés sur la RmS de particules induite par la marche humaine [11].	24
Tableau 1-5: Les quatre principales études numériques sur la RmS de particules induites par la marche humaine.	27
Tableau 2-1: Propriétés physiques des combinaisons particule-surface utilisées dans la littérature. [62].....	44
Tableau 4-1: Propriétés matérielles de la combinaison particule-surface utilisée dans cette étude.	119
Tableau 4-2: Comparaison de la fraction de RmS pour les PM avec Benabed et al. (2020).	131

Nomenclature

A : la constante de Hamaker

a : est la distance entre les aspérités (m)

a_0^{JKR} : est le rayon de contact en l'absence de force externe selon le modèle JKR (m)

a_1^{DMT} : le rayon de contact des particules au moment de la séparation de la surface selon le modèle DMT (m)

a_1^{JKR} : le rayon de contact des particules au moment de la séparation de la surface selon le modèle JKR (m)

A_m^{JKR} : la constante du model JKR

A_m^{DMT} : la constante du model DMT

a_p : le rapport entre le nombre de particules sous le tourbillon et le nombre de particules sur la surface de contrôle

A_r : la surface de remise en suspension d'un seul pas temps (m²)

a_r : le taux d'échange de l'air (h⁻¹)

A_S : la surface de RmS (m²)

B : la fréquence maximale de remise en suspension

C_c : le facteur de correction de glissement de Cunningham

C_D : le coefficient de traîné

$C_{in,i}$: la concentration de particules à l'intérieur en particule i (µg/m³, ou particules/m³).

$C_{out,i}$: la concentration de particules à l'extérieur en particule i (µg/m³ ou particules/m³).

d_p : le diamètre de la particule (m)

$\overline{d_p}$: le diamètre moyen (m)

d_p^+ : le diamètre non adimensionnel de la particule

E : le module de Young

erf : la fonction d'erreur de Gauss

F : le rapport entre la force d'adhérence et la force de détachement aérodynamique instantanée.

$F(t)$: dérivée du couple aérodynamique appliqué sur la particule (N)

$f(t)$: la fluctuation de la force (N)

$\langle F \rangle$: la force moyenne de la force (N)

F_a : la force adhésive pour une surface parfaitement lisse (modèle JKR) (N)

f_a : la force adhésive (N)

f'_a : la force adhésive normalisée

$\langle f'_a \rangle$: la moyenne géométrique des forces adhésives normalisées

F_a^{DMT} : la force nécessaire pour arracher une particule d'une surface selon le modèle DMT (N)

F_a^{JKR} : la force nécessaire pour arracher une particule d'une surface selon le modèle JKR (N)

$F_{a|Bump}$: la force nécessaire pour arracher une particule d'une surface selon le modèle de particules remplis de bosses (N)

Nomenclature

$F_{a|Rough}$: la force nécessaire pour arracher une particule d'une surface selon le modèle pour les surfaces rugueuses (N)

f_{att} : force attractive (N)

F_B : force de flottabilité due à la gravité. (N)

F_{BA} : force de basset (ou l'historie) (N)

F_{cap} : la forces de capillarité (N)

F_D : force de traînée agissant sur la particule (N)

f_D : le facteur de correction de l'effet de paroi

$F_{él_{dc}}$: les forces de double-couche (N)

$F_{él_i}$: les forces d'images ou forces coulombiennes (N)

F_g : la force de gravité (N)

F_L : force de portance agissant sur la particule (N)

$\langle \dot{f}_L^2 \rangle$: la covariance de la dérivée temporelle des fluctuations de la force de portance

$\langle f_L^2 \rangle$: la covariance des fluctuations de la force de portance

f_M : le facteur de correction de l'effet de paroi

$f_{pén}$: le facteur de pénétration de la chambre d'essai

F_p : force de gradient de pression (N)

$F_{p_0}^{TPL}$: La force requise pour détacher une particule d'une surface plane selon le modèle TPL (N)

F_R : forces dues à la rotation du domaine (forces centripètes et de Coriolis) (N)

$f_R(t)$: la fraction des particules qui reste sur la surface en fonction du temps

f_{rep} : force répulsive (N)

F_{RmS} : le facteur de RmS (m^{-1})

f_s : la fréquence de marche (pas/h).

F_{vdw} : la force de van der Waals (N)

F_{VM} : force de masse virtuelle (ou ajoutée) (N)

g : accélération gravitationnelle ($m.s^{-2}$)

G_i : la contribution du participant ($\mu g/h$ ou particules/h).

h : la distance entre le disque et la plaque stationnaire (m).

I : le moment d'inertie de la particule (N.m)

J_{RS} : le flux massique surfacique ($kg.m^{-2}.s^{-1}$).

K : le critère d'élasticité

K_{20} : le paramètre de déformation à la condition d'équilibre

K_n : le nombre de Knudsen

K_{rs} : le taux de RmS (s^{-1})

L_i : la concentration en particule i sur la surface considérée (la charge du sol) ($kg.m^{-2}$)

m_0 : la masse initialement déposée (kg)

M_{ad} : le moment maximal de résistance d'adhésion (N.m)

Nomenclature

$M_{ad|Rough}$: le moment de résistance à l'adhérence d'une particule sur une surface rugueuse (N.m)

$M_{ad|Smooth}$: le moment maximal de résistance d'adhésion pour une particule sphérique lisse en contact avec une surface lisse (N.m)

M_h : le couple hydrodynamique (N.m)

m_p : masse de la particule (kg)

m_R : la masse RmS (kg)

$N(F, t)$: la densité du nombre de particules à la surface au temps t

n : la fréquence typique de la déformation surface-particules

$N_0(F)$: la distribution initiale du rapport de force

n_1 : la densité atomique de la particule

N_a : le nombre d'aspérités par unité de surface

N_b : le nombre de bosses

n_b : l'espacement moyen entre les bosses

N_{p_i} : le nombre de particules de taille i

n_{pas} : le nombre de pas par pas de temps

$n_R(t)$: la concentration en particules dans l'écoulement (particules/m³)

n_u : la distribution des bosses sur une particule

n_θ : les fréquences de forçage (hors résonance)

P_0 : la pression normale (charge normale) appliqué sur la particule

$\langle PE \rangle$: l'énergie potentielle moyenne des particules dans le puits (J)

p_{RmS} : La constante de taux de remise en suspension

q : la charge portée par la particule (C)

Q_{pot} : la hauteur de la barrière de potentiel

Q_v : le débit volumique

R : le rayon du disque circulaire (m).

R_b : le rayon des bosses (m)

Re_p : le nombre de Reynolds

r_p : le rayon de la particule sphérique (m)

r_{RS} : la fraction remise en suspension (-)

S_i : le taux d'émission de la source intérieure (vêtements du participant par exemple) (µg/h ou particules/h).

t : le temps (s)

t_{entre} : le temps moyen séparant l'apparition de deux « Bursts » dans la sous-couche laminaire (s)

t_{RS} : le temps de RmS (s)

U : la vitesse d'écoulement moyenne locale (m/s)

$\vec{u}$ ou $\mathbf{u}$: est le vecteur vitesse (m.s⁻¹)

U^+ : la variation de vitesse adimensionnelle dans le sens du courant

u^* : vitesse de cisaillement (frottement) (m/s)

u_c^* : la vitesse de frottement critique (m/s)

u_{max}^* : la vitesse de frottement maximale (m/s)

U_p : vitesse de la particule (m.s⁻¹)

Nomenclature

U_{pot} : la différence de potentiel (V)

u_r : est la vitesse radiale (m.s^{-1})

u_θ : est la vitesse angulaire

V_f : la vitesse de déplacement du disque (m.s^{-1})

V_{centre} : la vitesse d'écoulement au centre de la particule (m/s)

v_{vol} : le volume de la chambre d'essai (m^3)

W_A : le travail thermodynamique d'adhésion (l'énergie de surface) (J.m^{-2})

y^+ : la distance adimensionnelle de la paroi

z : la coordonnée verticale (m).

z : est la distance de séparation entre la particule et la surface (m)

z_o : est la distance de séparation minimale (m)

α : l'angle formé entre le plan et l'horizontale à un instant donné ($^\circ$)

α_b : l'angle d'orientation des bosses de contact par rapport à la direction d'écoulement (rad)

β : le rayon de l'extrémité des aspérités de rugosité (m)

β_i : le coefficient de dépôt (h^{-1})

Γ : le couple (N)

γ : est le facteur d'intensité d'éruptions

Γ' : la composante fluctuante du couple Γ autour de P (N)

γ_c : la tension superficielle

Δ_c : le rapport entre l'extension de l'extrémité d'une aspérité avant la rupture

de la liaison d'adhérence et l'écart type de la hauteur de rugosité

δ_c : l'extension de l'extrémité d'une aspérité avant la rupture de la liaison d'adhérence

Δt : le pas de temps (s)

ϵ : la permittivité de l'espace libre

η : le rapport de la contribution de la résonance proche à $\langle PE \rangle$ à la contribution hors résonance

θ : l'angle de déviation pour de petites oscillations autour de P au temps t (rad)

$\Lambda(t)$: le flux de la remise en suspension une surface rugueuse à deux aspérités (s^{-1})

λ : le libre parcours moyen du gaz (m)

ν : la viscosité cinématique du gaz ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)

ν_p : le coefficient de Poisson

Π : le paramètre d'adhérence

ρ : la densité du fluide (kg.m^{-3})

ρ_p : la densité de la particule (kg.m^{-3})

σ : l'écart type de la hauteur de rugosité

σ'_a : l'écart-type géométrique des forces

τ_w : la contrainte de cisaillement à la paroi (Pa)

$\varphi(f'_a)$: la distribution des forces adhésives

ϕ : le potentiel des vitesses

ψ : la fonction de courant

ω : la vitesse de rotation ($^\circ/\text{s}$)

ω_θ : la fréquence naturelle de la déformation de la surface des particules (radians/s)

Introduction et contexte général

De nos jours, les gens passent la plupart de leur temps dans des lieux clos, ce qui entraîne une exposition importante aux éléments polluants provenant de différents types de particules. Des études épidémiologiques et toxicologiques ont montré que de nombreux effets sur la santé sont causés par l'exposition permanente à certains polluants : particules ou poussière en suspension, NO_x, SO₂, les composés organiques volatiles (COV), l'ozone, les métaux lourds Parmi ces études, nous pourrions citer entre autres [1]–[5]. Les particules (ou poussière) en suspension notées PM de l'anglais « *Particulate matter* » sont d'une manière générale de fines particules solides ou liquides portées par un fluide. Ces particules sont classées, en fonction de leur diamètre aérodynamique, en particules fines (PM₁₀, PM_{2.5} et PM₁) ou ultrafines (PM_{0.1}). Il a été montré que la majeure partie de la masse des particules (82 %) est attribuable aux particules de 0.1 à 0.5 µm [6].

L'un des problèmes majeurs de la recherche et du contrôle de la pollution atmosphérique est la difficulté de déterminer une relation quantitative entre la qualité de l'air dans les ambiances habitables et les sources de polluants. Dans ces conditions il est impossible d'élaborer des stratégies efficaces qui permettent de réduire les niveaux de pollution dans ces ambiances. Plus récemment, de nombreux efforts ont été déployés pour quantifier les contributions des différentes sources intérieures. Il a été montré que l'une des principales sources de PM dans les environnements intérieurs est la remise en suspension (RmS) des particules induite par la marche humaine [7]–[9]. Ce phénomène se produit lorsque le pied d'un individu entre en contact avec un sol chargé de particules (pendant le déplacement). Les particules se détachent de la surface dans un premier temps à cause des différentes interactions générées entre le pied et les particules, ensuite elles sont transportées par l'écoulement généré au voisinage du pied. Les principaux paramètres qui influencent la RmS des particules induite par la marche sont : les propriétés des particules, les propriétés du sol, les conditions environnementales et le type et l'intensité de la marche.

Pour mieux comprendre la RmS des particules, plusieurs études ont été menées. Ces travaux ont étudié l'influence de nombreux paramètres sur ce phénomène, notamment les propriétés du revêtement de sol (la dureté [10], [11], la rugosité [12]), la charge de particules en surface [9], [13], les facteurs environnementaux (humidité relative) [9], [14], [15] et les

facteurs liés à l'humain, tels que le type de chaussures [16], [17], la vitesse de marche [9], [18], [19] et les propriétés des particules (origine, densité...) [9], [20]. Malgré l'avantage qu'offre la simulation numérique en mécanique des fluides (CFD) et surtout avec l'augmentation des performances des ordinateurs, on recense peu de travaux numériques sur le phénomène de la RmS. Ceci est dû à la complexité à la fois du phénomène de RmS lui-même, et de la marche humaine [10]. Cette dernière rend difficile la modélisation de la marche humaine. Pour surmonter cette difficulté, certains auteurs ont utilisé des solutions analytiques ou des simulations numériques avec certaines hypothèses simplificatrices.

L'objectif principal de ce travail de thèse est d'étudier numériquement la RmS des particules due à la marche humaine sur un sol chargé en particules. Pour cela, une première étude a été effectuée en utilisant ANSYS CFX et qui avait comme objectif d'étudier l'écoulement de l'air généré autour du pied pendant la rotation vers le bas. Dans cette étape, nous avons estimé la vitesse de frottement au-dessous du pied qui est le paramètre le plus important dans notre étude. Une deuxième étape de notre travail consistait à quantifier numériquement la fraction de particules RmS dans différentes conditions en utilisant le modèle de RmS Rock 'n' Roll [21] (écrit sous Fortran a été couplé avec CFX).

Dans le premier chapitre du manuscrit, nous présentons une synthèse bibliographique des études dédiées à la RmS de particules générées par la marche humaine. Cet état de l'art montre que bien qu'un certain nombre de travaux aient été réalisés sur le sujet, très peu proposent une approche numérique. En plus, il existe peu de résultats sur la RmS des particules inférieures à $1\text{ }\mu\text{m}$. Nous avons également montré au cours de ce chapitre la difficulté de comparer les résultats de la littérature en ce qui concerne la quantification de la RmS. En effet, un écart important est constaté entre les différents travaux, qui devient encore plus important lorsqu'il s'agit de confronter les résultats numériques aux résultats expérimentaux.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les différentes forces agissantes sur une particule donnée et les principaux modèles de RmS de cette même particule (poussière polydispersée de forme irrégulière). Un examen détaillé des trois familles de modèles de RmS sera réalisé en commençant par les modèles classiques basés sur une vitesse de frottement critique, ensuite ceux basés sur un bilan de force et finalement les derniers liés à un bilan d'énergie.

Dans le troisième chapitre, nous présentons une analyse des résultats de la modélisation de l'écoulement généré par un pas humain. Nous présentons tout d'abord les résultats des mesures des vitesses de marche, réalisées grâce à une caméra rapide. Ces données ont été utilisées comme paramètres d'entrée pour les simulations numériques. Ensuite, nous rappelons les approches LES, URANS et la méthode du solide immergé que nous avons utilisées dans notre étude. Dans la troisième partie du chapitre, nous exposons une étude préliminaire sur une plaque large réalisée pour valider les paramètres des simulations (maillage, choix du modèle de turbulence et les méthodes de résolution numériques) et également améliorer les performances en termes de coûts de calcul. Dans l'avant-dernière partie de ce chapitre, nous présentons les résultats de simulations monophasiques dans le cas d'une chaussure et l'influence des paramètres comme la vitesse de marche, le motif des rainures de la semelle et la taille de la chaussure sur l'écoulement. Nous finissons par une conclusion.

Le quatrième chapitre est consacré aux résultats numériques de la RmS en utilisant le modèle de RmS Rock 'n' Roll. Nous présentons tout d'abord la méthode utilisée pour estimer la fraction RmS. Ensuite, dans la deuxième section, nous présentons les résultats du flux issu du sol et le mécanisme de transport des particules RmS. Dans la même section, nous présentons les différents résultats de simulations des fractions de RmS ainsi que l'influence de quelques paramètres sur ces fractions (motifs des rainures, vitesse et type de marche, la combinaison particule-surface et la taille de la chaussure). Nous terminons le chapitre par une conclusion.

Nous finissons ce manuscrit de thèse par une conclusion générale où nous revenons sur notre problématique initiale, notre démarche et nos résultats. Enfin, nous proposons quelques perspectives possibles que ce travail de recherche laisse envisager.

1 Etude bibliographique

Dans ce chapitre, il sera question tout d'abord de faire un rappel des principales définitions, des phénomènes liés à l'aérosol et des résultats relevés dans la bibliographie permettant de poser les bases de notre travail.

Dans la première et la deuxième section nous introduisons la définition de la pollution intérieure et les différents paramètres liés à cette dernière (propriétés morphologiques, taille de particules, distribution des tailles de particules). Dans la troisième section, nous présentons les différents phénomènes liés à l'aérosol avant d'aborder un modèle de bilan massique intérieur. Dans la quatrième section, nous présentons l'état de l'art de l'écoulement dans le voisinage du pied, la remise en suspension (RmS) des particules et la modélisation théorique de l'écoulement en dessous du pied. Nous terminons ce chapitre par une conclusion.

1.1 Pollution intérieure (Aérosol)[22]

Les aérosols sont définis comme une suspension de particules solides ou liquides dans un gaz, généralement de l'air ou un colloïde [22]. Cette définition comprendrait :

- **Poussière (Dust)** : solides formés par des processus de désintégration tels que le concassage, le broyage, le dynamitage et le forage. Les particules sont de petites répliques du matériau parent, et la taille des particules peut aller de submicroscopique à microscopique.
- **Fumées (Fumes)** : solides produits par des réactions physico-chimiques telles que la combustion, la sublimation ou la distillation. Les fumées typiques sont les fumées métallurgiques de PbO , Fe_2O_3 ou ZnO . Les particules constituant les fumées sont assez petites, de tailles inférieures à $1\text{ }\mu\text{m}$. L'une des catégories les plus répandues sont les fumées d'origine organique qui proviennent généralement du charbon, du pétrole, du bois ou d'autres combustibles carbonés.
- **Brume et brouillard (Mists and fog)** : aérosols produits par la pulvérisation d'un liquide ou la condensation d'une vapeur. Il s'agit de gouttelettes de liquide de forme sphérique. Elles sont suffisamment petites pour sembler flotter dans des courants d'air de faible vitesse. Lorsque ces gouttelettes coalescent pour former de plus grosses gouttes d'environ $100\text{ }\mu\text{m}$, elles peuvent alors apparaître comme de la pluie.
- **Brume de poussière (Haze)** : particules avec un peu de vapeur d'eau incorporée en elles ou autour d'elles, telles qu'observées dans l'atmosphère.
- **Le Smog (Smog)** : combinaison de fumée et de brouillard, contenant généralement des produits de réactions photochimiques combinés à de la vapeur d'eau pour produire un aérosol irritant. La taille des particules de smog est généralement inférieure à $1\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre.

Ces définitions sont issues de l'usage populaire, il n'est donc pas étonnant qu'elles se chevauchent. Ce qu'une personne peut appeler smog, une autre peut l'appeler brume. C'est pourquoi nous devrions généralement utiliser la définition plus précise de l'aérosol, puis compléter les détails sur une base plus qualitative.

Comme un aérosol est un ensemble de particules, il est souvent souhaitable d'indiquer si les particules sont toutes semblables ou dissemblables. Il existe donc plusieurs autres descriptions des aérosols qui doivent également être prises en compte.

- **Aérosol monodispersé** : toutes les particules ont exactement la même taille. Cette condition est extrêmement rare dans la nature. Généralement, pour produire un aérosol de ce type, il faut des appareils spécifiques rencontrés uniquement dans les laboratoires de recherche.
- **Aérosol polydispersé** : c'est un aérosol qui contient des particules de plusieurs tailles.
- **Aérosol homogène** : un aérosol dans lequel toutes les particules sont chimiquement identiques (similitude chimique). Contrairement à l'aérosol inhomogène où les différentes particules ont des compositions chimiques différentes.

1.2 Propriétés des aérosols

Afin de mieux comprendre le comportement des aérosols, il nous est apparu nécessaire de présenter leurs caractéristiques. Une description complète des aérosols passe par la connaissance de leurs distributions en taille, de leurs compositions chimiques, de leurs morphologies externes et de leurs états physiques.

1.2.1 Morphologie des particules

1.2.1.1 Forme

Il est pratique de considérer toutes les particules d'aérosol comme des sphères afin de faciliter les calculs, et cela aide également à visualiser les phénomènes générés. Mais, à l'exception des gouttelettes de liquide qui sont toujours sphériques, de nombreuses formes sont possibles. Ces formes peuvent être divisées en trois principales classes :

- **Particules isométriques** : sont celles pour lesquelles les trois dimensions sont à peu près les mêmes. Les particules sphériques, polyédriques régulières ou celles qui se rapprochent de ces formes appartiennent à cette classe. La plupart des connaissances concernant le comportement des aérosols se rapportent principalement aux particules isométriques.
- **Plaquettes** : des particules qui ont deux longues dimensions et une petite troisième dimension par exemple les feuilles ou les fragments de feuilles, les écailles et les disques

appartiennent à cette classe. Dans la littérature il existe très peu d'informations sur le comportement des plaquettes dans l'air, et il faut faire preuve de prudence lorsqu'on applique aux plaquettes les connaissances tirées de l'étude des particules isométriques.

- **Fibres** : des particules ayant une grande longueur dans une dimension par rapport aux deux autres dimensions. Par exemples les aiguilles, les fils ou les fibres minérales comme l'amiante. Les préoccupations récentes concernant le danger sur la santé que représente l'inhalation de fibres d'amiante ont incité à étudier les propriétés des fibres dans l'air.

La forme des particules peut varier en fonction de la procédure de formation et de la nature du matériau parent. Les particules formées par la condensation de molécules de vapeur sont généralement sphériques.

Les particules formées en tordant ou en broyant des particules plus grandes sont rarement sphériques.

1.2.1.2 Taille

On suppose généralement qu'une particule est sphérique ou presque sphérique. Dans ce cas, le rayon ou le diamètre de la particule peut être utilisé pour décrire sa taille. Il existe un certain nombre de façons de définir ce diamètre qui reflètent les propriétés des particules autres que la taille physique. Les deux définitions courantes de la taille des particules liées à l'images projetées sont :

- Le diamètre de Feret : la distance maximale d'un bord à l'autre de chaque particule [22].
- Le diamètre de Martin : la longueur de la ligne qui sépare chaque particule en deux parties égales [22].

Comme ces mesures peuvent varier en fonction de l'orientation de la particule, elles ne sont valables que si elles sont moyennées sur un certain nombre de particules et si toutes les mesures sont effectuées parallèlement les unes aux autres.

Ce problème de mesure peut être simplifié en utilisant le diamètre de la surface projetée au lieu du diamètre de Feret ou de Martin. Celui-ci est défini comme le diamètre d'un cercle ayant la même surface projetée que la particule en question. La Figure 1-1 illustre ces trois définitions. En général, le diamètre de Feret sera plus grand que le diamètre de la surface projetée, qui sera plus grand que le diamètre de Martin.

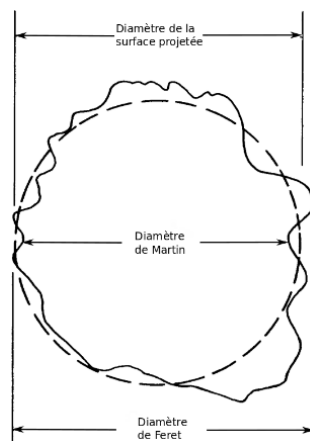


Figure 1-1: Illustration de trois définitions courantes du diamètre des particules. En général, le diamètre de Martin est inférieur au diamètre de surface projeté, qui à son tour est inférieur au diamètre de Feret [22].

Parfois, un diamètre est défini en termes de vitesse de sédimentation des particules. Toutes les particules ayant une vitesse de sédimentation similaire sont considérées comme ayant la même taille, indépendamment de leur taille, composition ou forme réelles. Les deux définitions les plus courantes sont les suivantes :

Diamètre aérodynamique : Diamètre d'une sphère de densité unitaire (densité = 1 g/cm^3) ayant les mêmes propriétés aérodynamiques que la particule en question. Cela signifie que des particules de n'importe quelle forme ou densité auront le même diamètre aérodynamique si leur vitesse de sédimentation est la même.

Diamètre de Stokes : Diamètre d'une sphère de même densité que la particule en question ayant la même vitesse de sédimentation que cette particule.

Le diamètre de Stokes et le diamètre aérodynamique diffèrent uniquement en ce que le diamètre de Stokes inclut la densité de la particule alors que le diamètre aérodynamique ne le fait pas.

Les diamètres de particules qui présentent un intérêt en physique des aérosols couvrent une gamme d'environ quatre ordres de grandeur, allant de $0.01 \text{ }\mu\text{m}$ à environ $100 \text{ }\mu\text{m}$. La limite inférieure correspond approximativement au point où s'opère la transition de la molécule à la particule. Théoriquement, les particules beaucoup plus grandes que $100 \text{ }\mu\text{m}$ ne restent pas en suspension dans l'air pendant une durée suffisante pour être d'un grand intérêt pour la science des aérosols.

Les particules d'un diamètre bien supérieur à 5 à $10 \text{ }\mu\text{m}$ sont généralement éliminées par le système respiratoire supérieur, ainsi, 5 à $10 \text{ }\mu\text{m}$ est souvent considéré comme le diamètre

Chapitre 1 : Etude bibliographique

supérieur des aérosols d'intérêt physiologique [23]. Les particules de diamètre inférieur à 5 μm sont les plus dangereuses car elles peuvent pénétrer profondément dans les espaces alvéolaires du poumon.

Il a été démontré que dans les environnements intérieurs, la majeure partie de la masse des particules (82 %) est attribuable aux particules de 0.1 à 0.5 μm , tandis que la plupart des particules en nombre (73 %) sont des particules ultrafines [6].

1.2.1.3 Structure

Les particules d'aérosol peuvent apparaître seules ou peuvent être formées en chaînes de sphères ou de cubes. On les appelle agglomérats. Les agglomérats sont généralement formés dans le cas où le milieu hautement chargé de petites particules comme celles que l'on trouve dans les fumées denses ou les vapeurs métalliques.

Les particules peuvent également apparaître sous forme de gouttes creuses remplies de gaz ou de particules creuses remplies de particules comme les cendres volantes. Ainsi, la densité de particules peut être significativement différente de la densité du matériau parent.

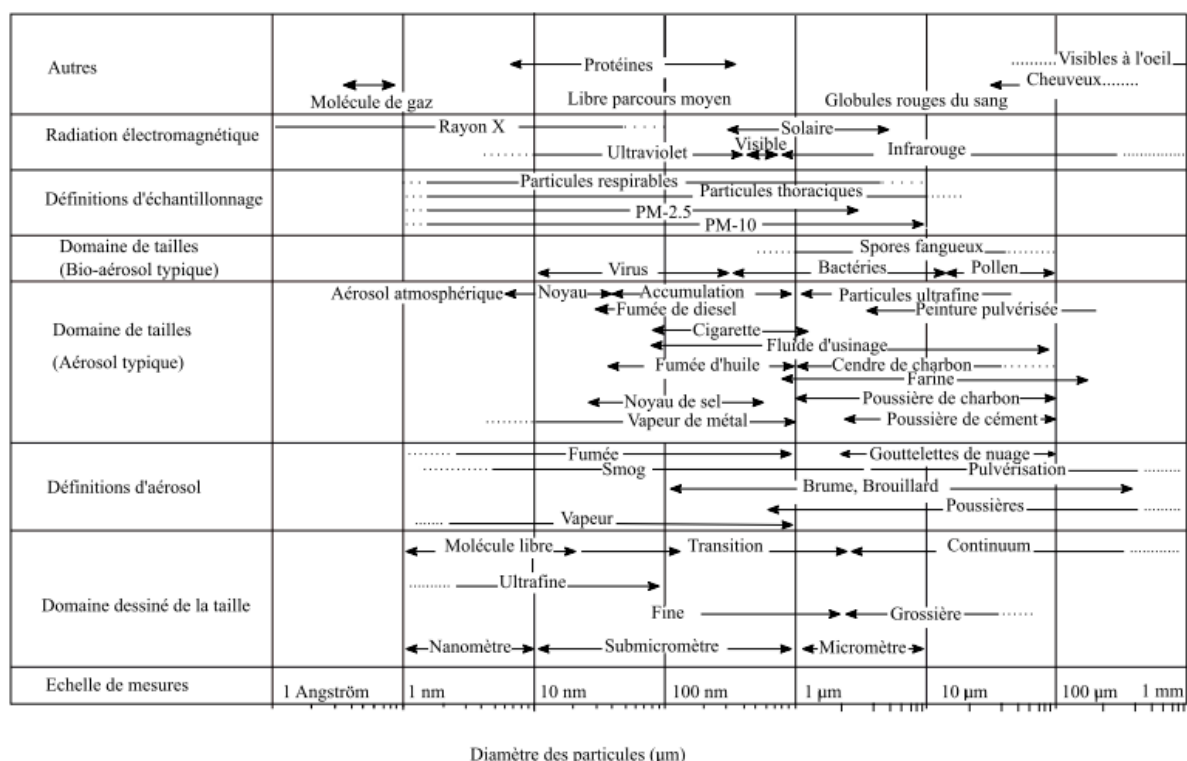


Figure 1-2: Variation de la taille des particules [24].

1.2.2 Distribution de taille des particules [22]

La plupart des aérosols sont polydispersés lorsqu'ils se forment. En effet, les aérosols mono-dispersés sont très rares dans la nature, et lorsqu'ils apparaissent, ils ne durent généralement pas très longtemps. Certains nuages de haute altitude sont mono-dispersés, de même que certains matériaux formés par condensation. Pour un aérosol mono-dispersé, une seule mesure décrit les diamètres de toutes les particules. Mais avec les aérosols polydispersés, certaines présomptions doivent être faites quant à la distribution des tailles. Ces aérosols peuvent être décrits de plusieurs manières à l'aide de méthodes mathématiques ou visuelles.

1.2.2.1 Diamètre moyen et médian

La façon la plus simple de traiter un groupe de particules de diamètres différents est d'additionner tous les diamètres et de diviser par le nombre total de particules. Cela donne le diamètre moyen $\overline{d_p}$. Mathématiquement, cela peut être exprimé comme :

$$\overline{d_p} = \frac{\sum N_{p_i} d_{p_i}}{\sum N_{p_i}} \quad (1 - 1)$$

avec N_{p_i} est le nombre de particules de taille d_{p_i} .

Le diamètre médian des particules peut être déterminé en énumérant tous les diamètres dans l'ordre du plus petit au plus grand, puis en trouvant le diamètre des particules qui divise la liste en deux moitiés égales.

Le diamètre moyen et le diamètre médian ne fournissent pas beaucoup d'informations sur la gamme générale des diamètres de particules présents. Habituellement, plus d'informations sont nécessaires pour décrire l'étendue de la distribution granulométrique. Cela donne une indication de la façon dont la valeur moyenne ou médiane représente toutes les particules dans l'aérosol.

1.2.2.2 Classifications des particules en suspension (PM)

Les particules en suspension dites PM de l'anglais (*Particulate Matter*) sont définies comme un mélange complexe de particules solides extrêmement petites et/ou de gouttelettes de liquide microscopiques. Les PM sont généralement constituées d'un certain nombre de composants, notamment la poussière, les acides (tels que les nitrates et les sulfates), les produits chimiques organiques et les métaux. En fonction de leur diamètre aérodynamique, les particules sont classées en catégories [25] :

- **Grosses particules inhalables PM_{2.5µm} - 10 µm (Inhalable coarse particles)** : sont les particules avec un diamètre supérieur à 2.5 micromètres et inférieur à 10 micromètres. Ces particules sont généralement produites ou émises à partir d'une source ponctuelle ou surfacique en tant que particules entièrement formées. Il provient des processus d'abrasion et de broyage, des perturbations du sol, des activités humaines (nettoyage, marche humaine...). Ces PM en suspension peuvent contenir du fer, de la silice, de l'aluminium et des cations basiques du sol, des fragments de plantes et d'insectes, du pollen, des spores fongiques, des bactéries et des virus, ainsi que des cendres volantes, des fragments de pneus d'automobile et des garnitures de frein.
- **Particules fines PM_{2.5} (< 2.5 µm) et les PM₁ (<1 µm)** : sont toutes les particules inférieures à 2.5 µm. Ces particules sont généralement plus diversifiées que les particules grossières, s'étant formées par réaction chimique à partir de précurseurs gazeux et coagulation. Le soufre et les oxydes d'azote (SO_x et NO_x) sont souvent sous forme de sels particulaires. Les particules fines peuvent également contenir des métaux volatilisés et des produits de combustion incomplète [26].
- **PM₁₀** sont toutes les particules inférieures à 10 µm, la fraction combinée des particules fines et grosses particules inhalables.
- **Particules ultrafines PM_{0.1} (<0.1 µm)** sont toutes les particules inférieures à 0.1 µm.

Normes de concentration des PM

Les concentrations de particules polluantes dans les ambiances habitables sont soumises à des normes définies selon les régions.

L'Union européenne a élaboré un vaste corpus législatif qui établit des normes et des objectifs sanitaires pour un certain nombre de polluants présents dans l'air (voir Tableau 1-1)

Tableau 1-1: Les normes et les objectifs sanitaires pour un certain nombre de polluants présents dans l'air [27].

Polluant	Concentration	Période de moyenne	Nature juridique	Dépassements autorisés chaque année
PM _{2.5}	25 µg/m ³	1 an	Valeur cible à atteindre à partir du 1.1.2010	n/a

Chapitre 1 : Etude bibliographique

			Valeur limite à respecter à partir du 1.1.2015	
PM ₁₀	50 µg/m ³	24 heures	Valeur limite à respecter à partir du 1.1.2005	35
	40 µg/m ³	1 an	Valeur limite à respecter à partir du 1.1.2005	n/a

La directive 2008/50/CE a introduit des objectifs supplémentaires pour les PM_{2.5} ciblant l'exposition de la population aux particules fines (voir Tableau 1-2).

Tableau 1-2: Les objectifs supplémentaires pour les PM_{2.5} ciblant l'exposition de la population aux particules fines.

Polluant	Concentration	Période de moyenne	Nature juridique	Dépassements autorisés chaque année
PM _{2.5} Obligation de concentration de l'exposition	20 µg/m ³	Basé sur une moyenne de 3 ans	Juridiquement contraignant en 2015 (années 2013, 2014, 2015)	n/a
PM _{2.5} Objectif de réduction de l'exposition	Pourcentage de réduction + toutes les mesures pour atteindre 18 µg/m ³	Basé sur une moyenne de 3 ans	Réduction à atteindre si possible en 2020, déterminée sur la base de la valeur de l'indicateur d'exposition en 2010	n/a

Les particules plus grosses que PM₁₀ ne sont plus soumises aux normes de qualité de l'air aux États-Unis.

En 2012 le conseil scientifique USA a adopté une norme moyenne annuelle pour les PM_{2.5} et les normes moyennes annuelles et standard sur 24 heures existantes pour les PM₁₀ depuis 2002. Le Tableau 1-3 résume les principaux seuils.

Tableau 1-3: Les normes de la moyennes annuelles et standard sur 24 heures existantes pour les PM_{2.5} et PM₁₀.

PM _{2.5}	PM ₁₀
-------------------	------------------

	Moyenne annuelle	Moyenne sur 24 heures	Moyenne annuelle	Moyenne sur 24 heures
Norme nationale de qualité de l'air ambiant	12 $\mu\text{g}/\text{m}^3$	35 $\mu\text{g}/\text{m}^3$	/	150 $\mu\text{g}/\text{m}^3$
Norme de qualité de l'air ambiant de la Californie	12 $\mu\text{g}/\text{m}^3$	/	20 $\mu\text{g}/\text{m}^3$	50 $\mu\text{g}/\text{m}^3$

1.3 Facteurs influençant la pollution intérieure

La concentration de particules dans l'air intérieur est affectée par divers processus tels que :

- Les sources intérieures directes comme la cuisine, la combustion, les produits chimiques....
- La coagulation des particules.
- Le dépôt sur les surfaces intérieures.
- L'échange avec le milieu extérieur soit à travers les systèmes de ventilation, ou les infiltrations.
- La RmS depuis les surfaces intérieures causée par les mouvements de l'air intérieur et/ou les activités humaines intérieures.

1.3.1 Coagulation

La coagulation est un phénomène naturel d'adhésion ou de fusion de particules entre elles. Elle implique la formation d'assemblages de particules réunies par collisions, maintenues en contact par des forces intermoléculaires comme les forces de van der Waals. Par conséquent, cela conduit à une diminution du nombre de particules d'aérosol et à une modification du spectre granulométrique dans le sens d'augmentation de nombre des grosses particules. La coagulation devient importante lorsque le nombre de particules est élevé, elle est négligeable pour des concentrations de particules inférieure à 10^4 particules/ cm^3 [28]. Ce phénomène est plus apparent dans le cas des aérosols polydispersés et moins intense pour les aérosols homogènes.

1.3.2 Dépôt

Lorsqu'une particule d'aérosol s'approche de la surface d'un solide ou d'un liquide, il se produit une interaction directe de force moléculaire qui peut entraîner le dépôt de la particule sur la surface même si les forces d'inertie sont négligeables [29].

Le dépôt peut se produire sur une surface immergée dans l'aérosol, c'est-à-dire de dimensions macroscopiques par rapport à la particule, ou des solides peuvent se déposer par gravité pour former un sédiment au fond du récipient contenant le mélange. D'un point de vue mécanisme, le dépôt sur une surface macroscopique peut être considéré comme un cas limite de coagulation particule-particule dans lequel l'une des particules a une dimension infinie.

Du point de vue de la santé publique, le dépôt de particules diminue la concentration de particules inhalables à l'intérieur, ce qui peut être considéré comme un phénomène souhaitable [30].

1.3.3 Remise en suspension

La RmS est définie comme le processus par lequel une force (écoulement soufflant, force de frottement ...etc.) appliquée sur une surface provoque le détachement des particules de cette surface et entraîne le transport de ces dernières. La source de RmS la plus connue dans les ambiances habitables est celle générée par les activités humaines tel que le déplacement quotidien. Cette dernière contribue de manière significative à augmenter la quantité de particules dans l'air intérieur comme l'indiquent [8], [11], [14], [18], [31].

1.3.3.1 Quantification de la RmS

Pour bien comprendre le phénomène de RmS généré par la marche humaine et pouvoir estimer la quantité de particules générée par ce phénomène. Il est nécessaire de définir les différents paramètres utilisés pour le quantifier.

Flux massique surfacique J_{RS} ($\text{kg.m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) : ce paramètre correspond au débit de particules remises en suspension depuis une surface, il permet une caractérisation directe du phénomène.

$$J_{RS} = \frac{m_R}{A_S t_{RS}} \quad (1 - 2)$$

m_R , est la masse RmS (kg), t_{RS} , le temps de RmS (s) et A_S , la surface de RmS (m^2). Ce terme n'est pas pratique dans le domaine de la RmS par la marche humaine étant donné que l'être humain est une source mobile.

Facteur de RmS F_{RmS} (m^{-1}) : ce paramètre est défini comme le rapport de la concentration volumique d'une particule et sa concentration surfacique.

$$F_{RmS} = \frac{C_{in,i}}{L_i} \quad (1 - 3)$$

avec $C_{in,i}$ la concentration intérieure en particule i (kg.m^{-3}), et L_i , la concentration en particule i sur la surface considérée (kg.m^{-2}).

La fraction RmS r_{RS} (-) : ce coefficient adimensionnel a été introduit par Karlsson et all [32], qui est défini comme la fraction de particules émises par la surface d'émission (surface couverte par le pas par exemple). Elle est donnée par la formule suivante :

$$r_{RS} = \frac{m_R}{m_0} \quad (1 - 4)$$

m_0 , est la masse initialement déposée (en kg).

Taux de RmS K_{rs} (s^{-1}) : c'est la fraction de particules RmS par unité de temps. Cet indicateur est plus réaliste que le facteur de RmS.

$$K_{RS} = \frac{m_R}{m_0 t_{RS}} \quad (1 - 5)$$

Le taux de RmS a été utilisé dans plusieurs travaux [8], [18], [19]. Ce coefficient prend en compte l'aspect dynamique de la RmS et il est plus adapté aux études de la qualité de l'air citée [33].

Le taux de RmS peut donc également s'exprimer de la manière suivante :

$$K_{RS} = \frac{J_{RS} A_s}{m_0} = \frac{J_{RS}}{L_i} \quad (1 - 6)$$

1.3.3.2 Le modèle de bilan de masse/nombre

Le modèle de bilan de masse/nombre est dérivé de l'équation de variation temporelle de la concentration massique/nombre $C_{in}(t)$ dans un volume d'air supposé incompressible et instantanément mélangé (les gradients de concentration ne sont pas pris en compte) (équation 1-7). Ce modèle permet d'estimer l'intensité d'une source à l'intérieur d'un volume (voir Figure 1-3) en connaissant la variation de la concentration dans le temps et quelques paramètres liés au problème et en négligeant l'effet de la coagulation des particules

$$\frac{dC_{in,i}(t)}{dt} = a_r f_{pén} v_{vol} C_{out,i}(t) - (a_r + \beta_i) v_{vol} C_{in,i}(t) + r_{RS,i} f_s A_s L_i(t) + S_i(t) \quad (1 - 7)$$

avec v_{vol} le volume (m^3), $C_{in,i}$ la concentration de particules à l'intérieur du volume ($\mu\text{g}/\text{m}^3$, ou particules/ m^3), $C_{out,i}$ la concentration de particules à l'extérieur de l'enceinte d'essai ($\mu\text{g}/\text{m}^3$ ou particules/ m^3), et $r_{RS,i}$ la fraction de RmS (-), A_s , la surface à partir de laquelle les particules

sont remises en suspension après l'impact du pas (m^2). Cette surface dépend de nombreux paramètres tels que le style de marche, l'intensité du pas et les caractéristiques de la surface de la semelle de la chaussure. Cependant, cette surface n'est pas facile à déterminer, elle est généralement prise égale à la surface de la semelle de la chaussure.

A_r représente la surface de RmS lors d'un seul pas temps (m^2), elle est égale à $n_{pas} \times A_s$ avec n_{pas} le nombre de pas par pas de temps Δt . L_i , la charge du sol ($\mu g/m^2$ ou particules/ m^2), a_r le taux d'échange de l'air (h^{-1}), $f_{pén}$ le facteur de pénétration du volume, S_i le taux d'émission de la source intérieure (vêtements du participant par exemple) ($\mu g/h$ ou particules/h). G_i la contribution du participant ($\mu g/h$ ou particules/h) β_i , le coefficient de dépôt (h^{-1}), et f_s la fréquence de marche (pas/h).

Le terme $a_r p v_{vol} C_{out,i}(t)$ représente la quantité des particules de la gamme de taille spécifique i infiltrées depuis l'extérieur du volume.

En supposant une distribution homogène des particules sur la surface du sol, pour une particule de taille i . Les variations des concentrations sur le sol peuvent être données par les équations (1-8) [18] :

$$A_r \frac{dL_i(t)}{dt} = -r_{RS,i} f_s A_s L_i(t) + \beta_i v_{vol} C_{in,i} + G_i(t) \quad (1-8)$$

Le terme $r_{RS,i} f_s A_s L_i(t)$ dans les équations (1-7) et (1-8) représente le taux de RmS en masse ou en nombre pour des particules de taille i à l'instant t ($\mu g/h$ ou particules/h).

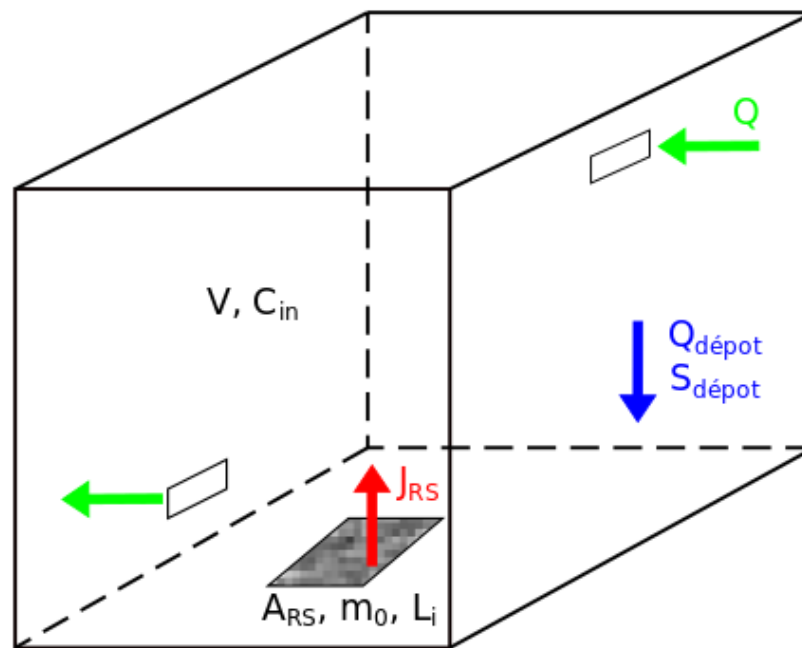


Figure 1-3:Schéma d'un volume ventilé.

1.4 Etat de l'art

Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe précédent une des principales sources de pollution particulaire (PM) dans les environnements intérieurs est la RmS de particules induites par la marche humaine. Ce phénomène est influencé par de nombreux paramètres liés aux propriétés des particules (diamètre, type de substrat, densité...), celles du sol (dureté, rugosité, type de substrat [9]), des facteurs environnementaux (humidité relative [9], [14], [15]) et des facteurs liés à l'humain, notamment le type de chaussures et le style [19], la fréquence [15] et la vitesse de marche. Pour une meilleure compréhension de ce phénomène, plusieurs études numériques et expérimentales mais aussi analytiques ont été réalisées. La Figure 1-4 montre un schéma des différentes manières d'étudier la RmS.

Il existe deux approches différentes pour étudier la RmS générée par la marche humaine, soit par une approche à petite échelle (un seul pas) ou par une approche grande échelle (approche globale).

Etudes à petite échelle : cette approche consiste à étudier la physique de l'écoulement et le comportement des particules proches d'un pas. Des études à cette échelle sont généralement réalisées dans des domaines à échelle réduite. Généralement le pas est simplifié par une plaque

en utilisant un modèle mécanique, plaque rectangulaire, circulaire ou ovale, qui descend verticalement ou pivote vers le bas et vers le haut, avec une certaine vitesse.

L'avantage de cette approche est la facilité de contrôler les paramètres qui influencent la RmS comme la charge en surface ou encore le type de surface mise en jeu. L'étude à cette échelle garantit la répétabilité des expériences, ce qui permet de comparer les résultats. Les inconvénients de cette approche demeurent dans la difficulté de reproduire exactement la marche humaine. Les résultats sont généralement faits sur un seul pas élémentaire en négligeant les effets générés par le mouvement global du corps humain ce qui est relativement réducteur du fait du focus positionné sur le pied.

Etudes à grande échelle : Dans cette approche, le taux ou la fraction de RmS sont calculés en utilisant les concentrations de particules mesurées à l'intérieur d'une chambre ou une maison de dimensions réelles en utilisant l'équation du bilan massique (équation 1-7). Les concentrations sont mesurées après une activité de la marche d'une ou de plusieurs personnes. Cette approche présente l'avantage d'être facile à mettre en œuvre, en plus dans cette méthode de façon plus réaliste la marche humaine et les conditions expérimentales, car on utilise un expérimentateur humain. Cependant, l'inconvénient de la difficulté de contrôler tous les paramètres qui influencent la RmS.

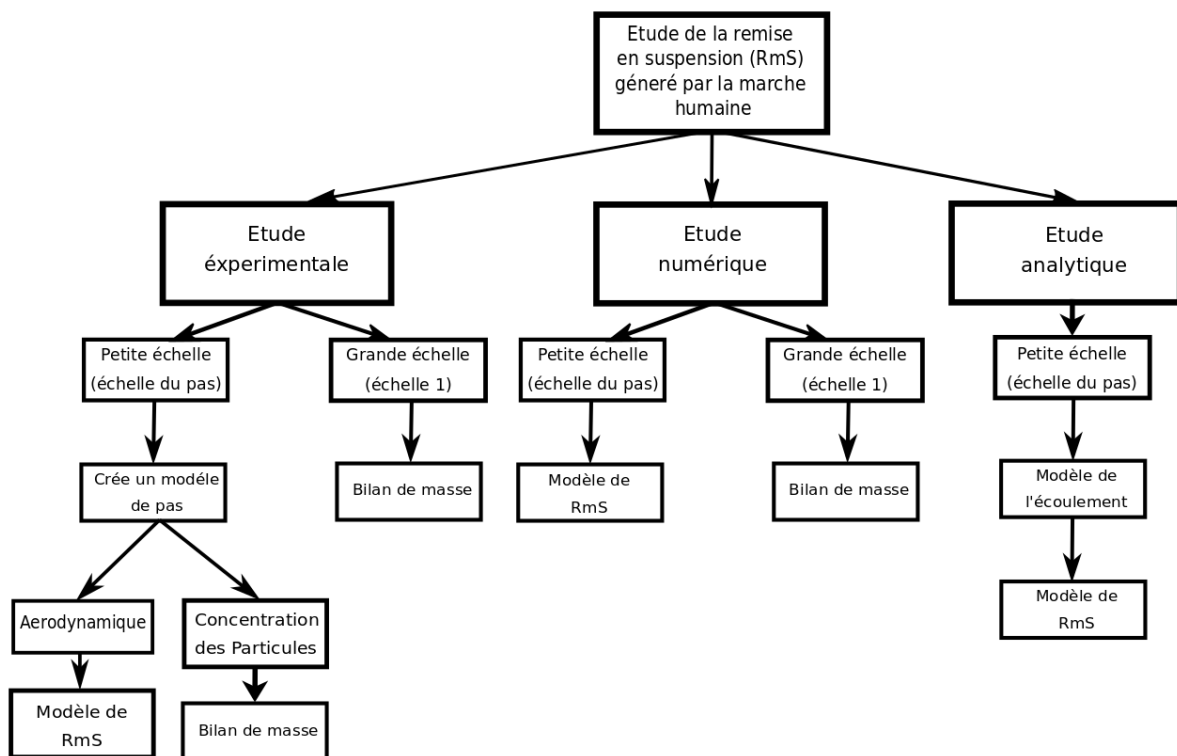


Figure 1-4: Un schéma des différentes manières pour étudier la RmS.

1.4.1 Travaux portant sur l'études de la RmS

Ces travaux visent à caractériser la quantité de particules RmS en calculant les facteurs qui quantifient cette dernière comme la fraction ou le taux de RmS dans une chambre. Ces derniers sont, pendant les activités de marche, calculés sur la base du bilan de masse en supposant un mélange homogène et en considérant les particules remises en suspension comme un terme source dans l'équation de bilan (équation 1-7).

Thatcher et al. (1995) [8] sont les premiers qui se sont intéressés à la RmS générée par la marche humaine. Les auteurs ont mesuré les concentrations d'aérosols et la distribution de la taille des particules à l'intérieur et à l'extérieur d'une résidence de deux étages en Californie pendant l'été. En testant plusieurs conditions différentes, ils ont montré que la RmS impactait significativement la concentration de particules à l'intérieur. Le simple fait d'entrer dans une pièce peut augmenter la concentration de particules de certaines tailles de 100%. Ils ont trouvé que pour une activité légère avec quatre personnes dans la résidence, le taux de RmS varie entre 1.8×10^{-5} et $3.8 \times 10^{-4} \text{ h}^{-1}$ pour les particules micrométriques. Ferro et al. (2004) [7] sont les premiers qui ont appliqué le modèle de bilan de masse afin d'estimer l'intensité des sources pour une variété d'activités humaines. Ils ont confirmé l'importance d'inclure la RmS de la poussière

domestique provenant des activités humaines lors de l'étude de l'exposition humaine aux PM. Leurs résultats démontrent que, bien que la plupart de la masse RmS ait un diamètre supérieur à 5 μm , la RmS des $\text{PM}_{2.5}$ et PM_5 par les activités humaines est importante.

Gomes et al. (2007) [34] ont étudié l'influence des vibrations et de l'écoulement d'air (perturbations aérodynamiques) généré par la marche humaine sur la RmS dans une enceinte instrumentée. Ils ont mis en évidence que l'effet des vibrations sur la RmS des particules est négligeable par rapport à l'effet des perturbation aérodynamiques. Rosati et al. (2008) [14] et You et al. (2015) [15] ont montré que l'humidité relative (HR) joue un rôle important dans la RmS et qu'une humidité relative élevée augmentait la RmS. Qian et Ferro (2008) [18] ont réalisé cinquante-quatre expériences individuelles dans une chambre à échelle réelle. Leur étude a permis d'estimer les taux de RmS des particules d'ATD de tailles allant de 0.8 à 10 μm . Ils ont constaté que le taux de RmS variait de 10^{-5} à 10^{-2} h^{-1} pour les particules d'ATD testées dans diverses conditions environnementales (type de surface moquettes et vinyle, ...), les particules les plus grosses étant associées à des taux de RmS plus élevés. Ils ont montré que la variabilité de la marche d'une personne à l'autre, qui peut être attribuée au rythme de marche, au style de marche et au type de chaussures, est un facteur important. D'après leurs observations, la marche rapide a remis en suspension plus de particules que la marche moins active dans les mêmes conditions expérimentales.

Serfozo et al. (2014) [13] ont observé que les différents schémas de marche ou la vitesse de marche n'ont aucun impact sur le taux de RmS. En revanche, la concentration massique mesurée à l'intérieur de la pièce a augmenté lorsque la charge de poussière sur la surface était plus élevée, bien que le taux de RmS estimé soit indépendant de la charge de poussière initialement déposée.

You et al. (2015) [15] ont étudié l'influence de la fréquence de marche sur du taux de RmS. Leurs résultats montrent que ce dernier est plus faible dans le cas de la moquette que dans le cas du vinyle. En plus, le taux de RmS sous HR de 42 % était significativement plus élevé que les taux sous un taux d'HR de 63 % et de 82 %.

Lai et al. (2017) [17] ont étudié expérimentalement l'influence des différents types de chaussures et de motifs de rainures de la semelle sur la RmS. Ils ont choisi deux types de chaussures courantes (talon haut et baskets) ainsi que trois modèles de semelles (sans rainures, avec rainures transversales ou longitudinales). Ils ont observé que l'orientation du motif de la

rainure n'a pas d'effet statistique pour la moquette et le carrelage. Néanmoins, la RmS par les chaussures à talons hauts sur la moquette s'est avérée 4 à 7 fois plus élevée que sur le carrelage pour des particules allant de 3.5 à 10 μm .

Benabed et al. (2019) [10] ont testé expérimentalement la RmS de particules générées pour différents revêtements de sol standards de bâtiments, permettant ainsi une classification aisée des types de revêtement au regard de leur impact sur leur émission de particules après un pas. Dans leur étude ils ont montré l'importance de prendre en considération la dureté du revêtement de sol pour étudier la RmS des particules. De plus, leur travail a montré que l'influence de la rugosité de surface est relativement faible.

L'une des plus récentes études expérimentales est celle de Benabed et al. (2020) [11]. Ces derniers ont étudié la RmS de particules générées par la marche humaine dans une chambre expérimentale à échelle réelle. Ils ont mené des travaux clés permettant d'étudier le phénomène en mettant en avant certains coefficients capables de quantifier la RmS, les revêtements du sol et la gamme de taille étudiée (voir Tableau 1-4). Dans leur étude ils ont surveillé les concentrations en masse de PM_{10} , $\text{PM}_{2.5}$ et PM_1 et les concentrations en nombre de particules de tailles allant de 0.01 μm à 1 μm à l'aide d'un compteur Grimm MiniWRAS. Deux types de revêtements de sol ont été testés : le linoléum et le bois dur. Les auteurs ont montré dans un premier temps que seul un mélange avec un ventilateur plafonnier sans apport d'air permettait d'atteindre une condition d'homogénéité de la concentration de particules. Ensuite, en utilisant le modèle basé à la fois sur les bilans massiques et sur le dénombrement particulaire, ils ont estimé les taux d'émission et les fractions de RmS pour différentes tailles de particules. Leur travail a permis de montrer les six points suivants :

- La marche humaine augmente significativement les concentrations intérieures de PM_{10} , $\text{PM}_{2.5}$ et PM_1 .
- Les fractions de RmS moyennes estimées des PM_{10} , $\text{PM}_{2.5}$ et PM_1 étaient respectivement de $(2.1 \pm 0.4) \times 10^{-2}$, $(4.0 \pm 0.7) \times 10^{-3}$ et $(9.0 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ pour le bois dur et de $(6.3 \pm 0.6) \times 10^{-3}$, $(8.9 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ et $(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ pour le linoléum.
- Pour les particules de tailles comprises entre 0.01 μm et 1 μm , les fractions de RmS augmentent sur plusieurs ordres de grandeur avec l'augmentation de la taille des particules pour les deux revêtements de sol.

- Pour toutes les tailles de particules, les fractions de RmS du bois dur étaient plus importantes que celles du linoléum.
- Aucune RmS n'a été enregistrée pour les particules inférieures à 0.027 μm avec le linoléum.
- Il a été mis en évidence que l'utilisation de la concentration basée sur la masse sous-estime la proportion réelle d'émission des particules de 0.01–0.1 μm du total des particules remises en suspension.

Tableau 1-4: Quelques études clés sur la RmS de particules induite par la marche humaine [11].

Etude	Surface	Gamme de taille	Quantification de la RmS des particules	Coefficient de RmS
[8]	/	0.3-25 μm	$\mu\text{g}/\text{m}^3$	Taux de RmS (h^{-1})
[7]	Bois, tapis	0.3-2.0 μm	$\mu\text{g}/\text{m}^3$	Intensité de la source de RmS (mg/min)
[34]	Moquette	0.3-2 μm	particules/L	Taux de RmS (min^{-1})
[14]	Moquette	0.8-10 μm	$\mu\text{g}/\text{m}^3$	Facteur d'émission mg/mg
[19]	Moquette	0.18-18 μm	$\mu\text{g}/\text{m}^3$	Taux de RmS (h^{-1})
[18]	Moquette, vinyle	0.8-10 μm	particules/ m^3	Taux de RmS (h^{-1})
[35]	Moquette épaisse	2.7 μm , 7.7 μm	Masse RmS (g)	Taux de RmS (s^{-1})
[13]	Papier	PM10	particules/ cm^3 , $\mu\text{g}/\text{m}^3$	
[9]	Bois dur, vinyle, moquette à poils coupés haute densité, moquette à poils coupés basse densité, moquette bouclée haute densité	0.4-10 μm	particules/L	Fraction de RmS
[15]	Vinyle, moquette, bois	PM2.5, PM10	$\mu\text{g}/\text{m}^3$	Taux de RmS (s^{-1})
[36]	Coton, denim, polyester	3 μm , 5 μm and 10 μm	$\mu\text{g}/\text{m}^3$	Masse RmS ($\mu\text{g}/\text{m}^3$)
[17]	Moquette, Carrelage	0.8-10 μm	$\mu\text{g}/\text{m}^3$	Taux d'émission (mg/h) Fraction de RmS
[10]	Bois dur, vinyle, linoléum, carrelage PVC, carrelage céramique	0.5-10 μm	particules/ cm^3	Intensité de la source de RmS (particules/s)

La complexité du phénomène de RmS des particules est liée à la présence de plusieurs paramètres tels que la dynamique des particules induite par les turbulences, les forces d'adhérence entre les particules et les surfaces, et la difficulté de modéliser le mouvement d'une marche humaine réaliste. En raison de ces problèmes difficiles, peu d'études numériques pour la RmS de particules générées par la marche humaine sont disponibles.

Le Tableau 1-5 énumère les quatre principales études numériques sur la RmS de particules induites par la marche humaine, leur modèle de RmS et certains paramètres d'entrée. La première étude numérique celle Zhang et al. (2008) [16] a étudié la RmS, le dépôt et la dispersion des particules des sols dus à la marche humaine. Les auteurs ont modélisé les mouvements de marche du pied, vers le bas et vers le haut, en utilisant une combinaison de deux disques circulaires (un pour l'orteil et un pour le talon). Ils ont développé un modèle pour

le détachement et la RmS des particules, basé sur la force d'adhésion des particules à la paroi et sur les forces de traînée et de soulèvement hydrodynamiques. Les auteurs ont supposé que l'écoulement d'air était laminaire dans la région entre la chaussure et le sol. Leurs résultats montrent que des rainures moins profondes, une rugosité de surface plus élevée, une taille de chaussure plus grande et une vitesse de marche plus élevée (montée et descente) augmentent les concentrations de particules remises en suspension. Oberoi et al. (2010) [35] ont réalisé deux études sur la RmS générée par la marche humaine en utilisant la méthode de simulation des grandes échelles (LES). Dans une première étude, ils ont réalisé des simulations de piétinements isolés dans une petite chambre pour déterminer l'effet de la force d'adhésion sur la RmS des particules. Ensuite, leur étude a été étendue à la simulation des expériences d'une chambre de taille réelle. Leurs simulations sont effectuées pendant plusieurs minutes pour étudier la RmS et le transport des particules RmS en raison du déplacement du mannequin et des effets gravitationnels. Ils ont remarqué qu'à la fin du mouvement humain, la masse des particules remises en suspension ($2.7 \mu\text{m}$ et $7.7 \mu\text{m}$) dans le cas de la simulation avec rotation du pied est deux fois supérieure à celle du mouvement sans rotation, tandis que la masse RmS des petites particules est légèrement supérieure à celle des grandes particules. Les taux de RmS obtenus se situent dans les mêmes fourchettes de valeurs en comparaison avec les taux de RmS maximaux et moyens mesurés par Gomes et al. (2007) [34]. En suite une deuxième étude réalisée par Choi et al. (2012) [37]. Le mouvement du pied a été modélisé à l'aide de la méthode de frontières immergées (Choi et al. (2007) [38], Choi et Edwards (2008) [39], Oberoi et al. (2010) [35] ; Choi et Edwards (2012) [40]) en tenant compte du transport de particules, de leur RmS ainsi que de leur dépôt. La marche a été simplifiée par un cycle de descente des orteils et de montée des talons avec une vitesse angulaire constante. La surface est supposée comme une fine couche de tapis, qui est modélisée comme un milieu poreux. Le modèle de RmS « Rock 'n' Roll » de Reeks et de ses collègues (Reeks et al. (1988) [41]; Biasi et al. (2001) [42] ; Reeks et Hall (2001) [21]) (détaillé dans le chapitre 2) a été implémenté. Ils ont réalisé des simulations transitoires avec divers facteurs environnementaux tels que différentes conditions de sol, vitesse de marche et tailles de particules. Ils ont obtenu plusieurs résultats intéressants :

- Lors d'un mouvement d'abaissement de l'orteil, aucune RmS significative des particules n'a été observée.
- Lorsque le pied entre complètement en contact avec la couche de tapis, le dépôt sous la surface du pied est capturé tandis qu'une empreinte est clairement visible après que le

Le pied se lève. Au cours d'une simulation d'accélération du talon, l'écoulement d'air entraîné dans une région sous le pied favorise les mouvements de particules près du talon vers la région des orteils tandis qu'une paire de tourbillons contrarotatifs se développe et contribue à l'augmentation du dépôt de particules sur la surface du pied.

- Les études paramétriques montrent qu'une pénétration plus profonde du pied dans le tapis augmente la masse de particules RmS en raison d'un volume plus comprimé par le mouvement du pied.
- Pour les particules de tailles comprises entre 1 et 20 μm , les plus grosses particules ont des taux de RmS plus élevés.
- Les tendances générales des taux de RmS sont cohérentes avec d'autres résultats expérimentaux (Gomes et al. (2007) [34] ; Qian et Ferro (2008) [18]), mais les taux de RmS prévus sont surestimés d'environ un ordre de grandeur par rapport aux résultats expérimentaux.

La dernière étude numérique date de 2014 réalisée par Goldasteh et al. (2014). Dans leur étude ils ont utilisé une approche RANS avec le modèle de turbulence RNG K-epsilon pour simuler le champ d'écoulement de l'air autour et sous la chaussure pendant la marche. Pour modéliser la RmS, ils ont intégré le modèle de Goldasteh et al. [20], [43] (détaillé dans le chapitre 2) dans Fluent par le biais d'une UDF (User Defined Function) [44]. Ils ont effectué le suivi des particules remises en suspension par une approche lagrangienne. En plus de l'étude numérique, ils ont étudié expérimentalement la RmS de particules due à la marche humaine. Les auteurs ont conçu un dispositif mécanique pour imiter le pas humain pendant l'activité de marche. Dans la partie numérique, leurs résultats numériques montrent un bon accord avec les données expérimentales de la chaussure mécanique utilisée, ceci concerne les catégories de taille (5-7.5 μm et 7.5-10 μm).

Tableau 1-5: Les quatre principales études numériques sur la RmS de particules induites par la marche humaine.

Etude	Taille de particule (µm)	Vitesse du pas	Combinaison Particule-surface	Modèle de RmS
[16]	1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 20	La vitesse de descente de l'orteil : $V_f = 0.5$ m/s. La vitesse de descente du talon : $V_f = 0.1$ m/s. La vitesse initiale d'élévation de la pointe du pied : $V_f = 0.065$ m/s. La vitesse initiale de montée du talon : $V_f = 0.033$ m/s.	• Dioxyde de silicium - dioxyde de silicium • Oxyde d'aluminium - oxyde d'aluminium • Carreau de vinyle - carreau de vinyle • Dioxyde de silicium - tuile de vinyle • Oxyde d'aluminium - tuile de vinyle	Détachement par roulement de la particule (la particule est considérée comme détachée lorsque le moment de la force externe dépasse le moment de résistance dû à la force d'adhérence).
[35]	2.7, 7.7	Cas 1 : Humain marchant et piétinant. Cas 2 : Humain marchant, piétinant et tournant. (la vitesse du pied n'est pas spécifiée).	Moquette (coefficient de force d'adhérence A_a allant de 3.8×10^{-12} à 6×10^{-4} J·m/kg)	Bilan des forces (forces de traînée et d'adhésion)
[37]	5, 10, 20	Vitesse de rotation constante 21°/s, 28°/s, et 35 °/s.	Les auteurs ont utilisé de la moquette comme revêtement de sol avec une énergie de surface correspondant à la combinaison Alumine-acier.	Rock 'n' Roll
[45]	5-7.5, 7.5-10	Vitesse de rotation constante 0.5 pas/s.	ATD-vinyl	Modèle Monte Carlo

1.4.2 Travaux portant sur l'études de l'écoulement dans le voisinage du pied

Plusieurs techniques expérimentales de mesure ont été utilisées comme la visualisation de l'écoulement de l'air généré par un pas humain grâce à des cameras rapides [46], ou des techniques spécifiques à la vélocimétrie par image de particules PIV (*Particle Image*

Velocimetry) [46]–[49], la LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) [49] ou encore l'Anémométrie à Fil Chaud (HWA) [50].

Eisner et al. (2010) [47] ont utilisé la PIV afin d'évaluer l'impact du mouvement ascendant du pied, après que le talon touche le sol, sur l'écoulement. Ils ont remarqué une formation d'un vortex de coin qui transporte les particules du talon vers les orteils (dans le sens de la marche). Vu la complexité de la marche humaine, les chercheurs simplifient généralement la marche par un modèle réduit et ne simulent qu'une seule phase de la marche. Kubota et al. (2009) [48] ont simplifié la marche par un disque qui se déplace perpendiculairement à la paroi. Leurs résultats indiquent que les particules peuvent être remises en suspension par les perturbations aérodynamiques générées à la fois dans la phase de descente et la montée du pied. Ils ont montré que la RmS des particules du pied se produit en raison d'un écoulement à grande vitesse dans l'espace confiné entre la paroi et le disque. Aussi, les structures tourbillonnaires formées après que le simulateur touche le sol, ne sont pas responsables du détachement des particules, mais sont extrêmement efficaces pour transporter les particules remises en suspension loin du disque et de la paroi. Dans une autre étude, Kubota et al. (2012) [46] ont simplifié le pied par une plaque allongée qui se déplace verticalement vers le sol avec une vitesse similaire à la vitesse d'un pas réel. Ils ont remarqué le développement d'un vortex à la surface près des bords de la plaque. Ils ont constaté que l'échelle du vortex est nettement plus grande dans la direction latérale que dans la direction longitudinale. Récemment Benabed et al. (2019) [49] ont simplifié le pied humain par une plaque rectangulaire qui fait une rotation vers le sol avec une vitesse constante. Les résultats des mesures montrent la formation de deux vortex contrarotatifs accompagnés de petites structures lors de la descente de la plaque. Ces vortex translatent sur la surface avec une vitesse qui diminue jusqu'à leur disparition. Ces derniers ont utilisé la méthode LDV afin de surmonter les problèmes liés à la réflexion du laser dans la technique PIV et pouvoir mesurer les vitesses de l'écoulement en dessous de la plaque. Leurs mesures LDV montrent que sous la plaque, la vitesse maximale augmente en s'éloignant de l'axe de rotation. Devant la plaque, la vitesse maximale décroît exponentiellement avec la distance. La variation temporelle de la vitesse d'écoulement sous la plaque a montré que la vitesse augmente fortement avec le mouvement de la plaque. Ils ont observé que lorsque la plaque s'approche du sol, la vitesse peut atteindre des valeurs élevées de l'ordre de 5 m/s. La limitation de la technique LDV n'a pas permis aux auteurs de mesurer la vitesse au moment où la plaque touche le sol. Les auteurs ont confirmé que cette valeur peut être plus élevée aux valeurs mesurées.

Benabed et al. (2020) [50] ont montré grâce à leurs mesure HW que suite à l'impact du simulateur mécanique, le flux d'air généré se déplace le long du sol avec une vitesse qui décroît loin du simulateur. Ils ont trouvé que le profil de vitesse dans le sens de l'écoulement devant le simulateur est similaire à un profil de jet de paroi entièrement développé.

SAJADI et al. (2013) [51] ont réalisé une étude numérique et expérimentale sur l'écoulement de l'air généré par la chute libre d'un disque et le détachement des particules résultant. Ils ont constaté que lorsque le disque tombe, un vortex en forme d'anneau axisymétrique se développe à l'extrémité du disque. Ce vortex disparaît une fois que le disque touche le sol. Les auteurs ont confirmé les constations de Kubota et al. (2009) [48] sur le fait que le vortex n'a aucun effet sur le processus de détachement des particules et que cette structure joue un rôle important sur la dispersion des particules déjà détachées.

1.4.3 Modélisation de l'écoulement en dessous du pied

Il existe dans la littérature quelques travaux d'auteurs qui ont tenté d'étudier analytiquement les effets aérodynamiques générés par le pas humain lors de la marche. La complexité de ce processus conduit toujours l'auteur à faire des hypothèses simplifiées. Les solutions analytiques les plus connues et que l'on trouve dans la littérature sont les suivantes :

Zhang et al. (2008) [16] ont simplifié le mouvement de la marche par un disque circulaire de rayon R se déplaçant vers une plaque stationnaire (sol) avec une vitesse V_f (voir Figure 1-5). En supposant que l'écoulement au-dessous du disque est axisymétrique, incompressible et laminaire, en plus que l'écoulement au bord du disque comme un jet de paroi, l'intégration de l'équation de continuité a abouti à la solution suivante :

La variation de la vitesse de l'écoulement au-dessous du disque :

$$u_r = \frac{3rV_f(zh - z^2)}{h^3} \quad (1 - 9)$$

La variation de la vitesse de l'écoulement la région extérieure autour du disque

$$u_r = \frac{3RV_f(zh - z^2)}{h^3} \left(\frac{r}{R}\right)^{-2.75} \quad (1 - 10)$$

Avec h la distance entre le disque et la plaque stationnaire, z coordonnée verticale.

Les équations (1-9) et (1-10) montrent que la vitesse de l'air augmente avec la distance r à l'intérieur de la projection des disques et diminue ensuite avec r dans la région extérieure ; ainsi,

les particules situées dans une certaine gamme de distances par rapport au centre des disques sont détachées.

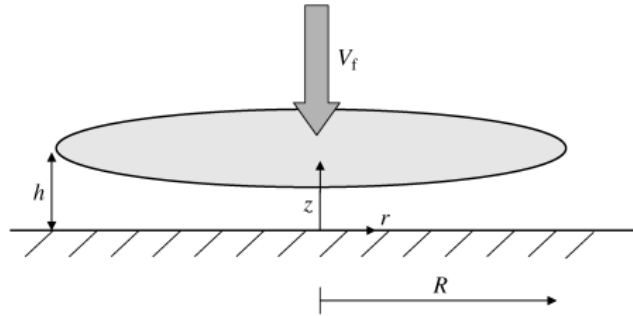


Figure 1-5: Schéma du disque circulaire se déplaçant vers une plaque infinie stationnaire avec la vitesse V_f . [16]

Spurk et Mayes (1997) [52]: ont adopté une approche plus réaliste celle de la fermeture de deux plans inclinés de longueur L et qui se ferment avec une vitesse angulaire constante ω (Figure 1-6). L'auteur a supposé que le fluide est incompressible et que les deux plans ont des largeurs infinies (la direction transversale), la résolution de l'équation de continuité a abouti à la solution suivante :

$$\begin{cases} u_r(r, \theta) = \frac{\pi}{4\alpha} \omega r \cos\left(\frac{\pi}{2\alpha} \theta\right) \\ u_\theta(r, \theta) = -\omega r \sin\left(\frac{\pi}{2\alpha} \theta\right) \end{cases} \quad (1 - 11)$$

avec α l'angle formé entre le plan et l'horizontale à un instant donné.

Mana (2014) [53] : a adopté la même approche de Spurk et Mayes (1997) [52] de la fermeture du dièdre mais en découpant le domaine au-dessous de la plaque en 2 parties (Figure 1-6). Une première partie proche des parois (sol et plaque) où le fluide est traité comme un fluide visqueux, donc une solution de la couche limite. Une deuxième partie loin des parois où le fluide est traité comme un fluide parfait. Le raccordement entre les deux solutions est fait à l'aide du principe de van Dyke. La solution de l'écoulement dans les deux parties est expliquée ci-dessous.

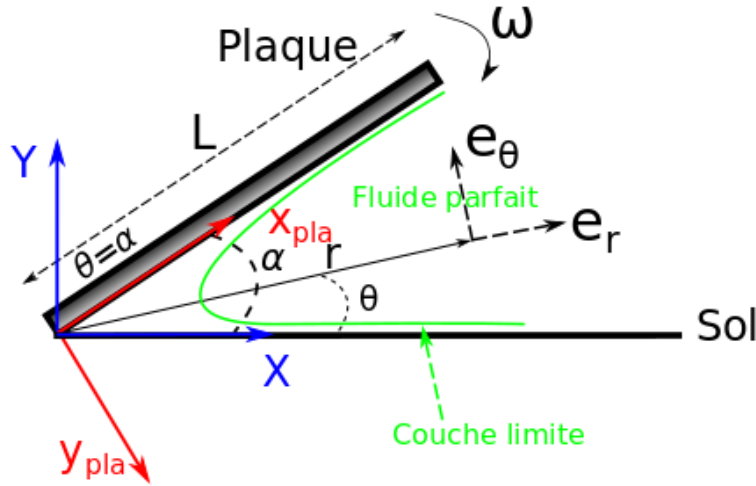


Figure 1-6: Schéma du dièdre [53]

- **La solution du fluide parfait**

Pour trouver la solution dans la zone où le fluide est supposé parfait, les auteurs ont fait les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est bidimensionnel.
- L'écoulement est irrotationnel ($\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{u}) = 0$) car il est initialement au repos et le mouvement de la paroi ne peut créer de vorticité en dehors de la couche limite. Donc le champ de vitesse découle donc d'une fonction potentiel des vitesses ϕ .

$$\vec{u} = \nabla \phi \quad (1 - 12)$$

- L'écoulement est incompressible, donc $\text{div}(\vec{u}) = 0$

$$\Delta \phi = 0 \quad (1 - 13)$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} u_r = \frac{\partial \phi}{\partial r} \\ u_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = \pm \omega r \end{cases} \quad (1 - 14)$$

Ils ont introduit la fonction de courant ψ telle que $\vec{u} = \overrightarrow{\text{rot}}(\psi \vec{k})$

$$\text{div}(\vec{u}) = 0 \quad (1 - 15)$$

$$\begin{cases} u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \frac{\partial \phi}{\partial r} \\ u_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \end{cases} \quad (1 - 16)$$

L'utilisation des équations (1-14) et (1-16) en coordonnées polaires avec un raisonnement sur le potentiel de vitesse ϕ . L'application de la méthode de séparation des variables, la solution est donnée par l'expression suivante :

$$\phi = \frac{\omega}{2 \sin(2\alpha)} r^2 \cos(2\theta) \quad (1 - 17)$$

Où $\alpha(t)$ est l'angle à l'instant t .

Pour trouver les expressions du champ de vitesse, il suffit d'injecter l'équation précédente dans le système d'équations (1-16), et d'ajouter le terme $-\alpha r$ dans l'expression de u_θ pour tenir compte du changement de repère. Au final, les expressions de la vitesse de l'écoulement sont données par le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} u_r = 2\omega r \frac{\cos(2\theta)}{\sin(2\alpha)} \\ u_\theta = -\omega r \frac{\sin(2\theta)}{\sin(2\alpha)} - \alpha r \end{cases} \quad (1 - 18)$$

- **La solution du fluide visqueux et le raccordement :**

Pour trouver la variation de la vitesse de l'air dans la couche limite proche du sol dans le repère fixe (x, y), ils ont supposé les composantes u et v au voisinage du sol ($y = 0$), l'équation de la couche limite s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial U_e}{\partial t} + U_e \frac{\partial U_e}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \end{cases} \quad (1 - 19)$$

avec les conditions aux limites

$$\begin{cases} y = 0 \begin{cases} u = 0 \\ v = 0 \end{cases} \\ \lim_{y \rightarrow \infty} u = U_e \end{cases} \quad (1 - 20)$$

La solution loin de la couche limite où le fluide est supposé parfait s'écrit :

$$\begin{aligned} u_{fp} &= u_r \vec{e}_r + u_\theta \vec{e}_\theta = u_x \vec{e}_x + u_y \vec{e}_y = u_r (\cos(\theta) + \sin(\theta)) \\ &\quad + u_\theta (-\sin(\theta) + \cos(\theta)) \end{aligned} \quad (1 - 21)$$

$$u_{fp_x} = u_r \cos(\theta) - u_\theta \sin(\theta) = \omega r \frac{\cos(2\theta)}{\cos(2\alpha)} \cos(\theta) + \omega r \frac{\sin(2\theta)}{\sin(2\alpha)} \sin(\theta) + \omega r \sin(\theta) \quad (1 - 22)$$

le cas où $\theta = \alpha$ et on sait que $x = r \cos(\theta)$ et $y = r \sin(\theta)$,

$$u_{fp_x} = x\omega \left(\frac{1}{\tan 2\alpha} \right) + 2\omega y = \frac{x}{F(t)} + 2\omega y \quad (1 - 23)$$

avec F est une fonction qui décrit la variation de la vitesse de la plaque dans le système de coordonnées (x, y) :

$$F(t) = \frac{\tan(2\alpha)}{|\omega|} \quad (1 - 24)$$

Pour obtenir le raccordement avec la solution de la couche limite, il faut trouver la vitesse proche du sol donc lorsque $y \rightarrow 0$, on obtient :

$$U_e = \frac{x}{F(t)} \quad (1 - 25)$$

A partir de la propriété d'affinité du champ de vitesse dans la couche limite, on sait que la vitesse se met sous la forme :

$$U(x, y) = U_e(x)h(\eta) \quad (1 - 26)$$

avec $\eta = \frac{y}{\delta(x)}$ et $\delta = \frac{x}{\sqrt{Re_x}}$ avec $Re_x = \frac{xU_e}{\nu}$

Donc

$$\delta(x) = \frac{x}{\sqrt{\frac{xU_e}{\nu}}} = \frac{x\sqrt{x\nu}}{x\sqrt{U_e}} = \frac{\sqrt{x\nu}}{\sqrt{\frac{x}{F(t)}}} = \sqrt{\nu F(t)} \quad (1 - 27)$$

avec

$$\eta = \frac{y}{\delta(x)} = \frac{y}{\sqrt{\nu F(t)}} \quad (1 - 28)$$

L'écoulement étant iso-volume (modèle de Prandtl), la vitesse U dérive d'une fonction vecteur courant ψ par la relation :

$$\begin{cases} u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \end{cases} \quad (1 - 29)$$

On pose donc une forme particulière à la fonction ψ qui vérifie cette relation :

$$\psi = U_e \delta(x) f(\eta) \quad (1-30)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = \frac{1}{\sqrt{\nu F(t)}} U_e \delta(x) \quad (1-31)$$

$$u = \frac{U_e \delta(x)}{\sqrt{\nu F(t)}} f'(\eta) = \frac{U_e x}{\sqrt{\nu F(t)} \sqrt{\frac{x U_e}{\nu}}} f'(\eta) = \frac{U_e x}{\sqrt{F(t) x U_e}} f'(\eta) = \frac{x}{F(t)} f'(\eta) \quad (1-32)$$

$$f'(\eta) = h(\eta) \quad (1-33)$$

Et en injectant les équations (1-23), (1-24), (1-25), et (1-28) dans l'équation (1-19), ils ont abouti à l'équation différentielle suivante :

$$f'''(\eta) + f(\eta)f''(\eta) - f'(\eta)^2 + 1 + \dot{F}(t) \left(f'(\eta) + \frac{1}{2} \eta f''(\eta) - 1 \right) = 0 \quad (1-34)$$

La dérivée de F par rapport au temps

$$\dot{F}(t) = \frac{dF(t)}{dt} \quad (1-35)$$

Les conditions aux limites

$$\begin{cases} f(0) = f'(0) = 0 \\ f'(\infty) = 1 \end{cases} \quad (1-36)$$

La résolution de cette équation différentielle se fait numériquement. Dans ce cas, on a utilisé la fonction *bvp4c* disponible sur MATLAB.

En se basant sur le principe de van Dyke (1975) [54], l'expression de vitesse u_{valide} valable dans tout le domaine :

$$u_{valide} = u_{fp_x} + u - U_e \quad (1-37)$$

Pour trouver la solution de la couche limite au niveau de la plaque ils ont utilisé le repère (x_{pla}, y_{pla}) (voir Figure 1-6).

Le suivi de la même procédure que la couche limite du sol (l'application du changement de repère sur la solution fluide permet la résolution de la solution de la couche limite) :

$$\begin{cases} u_r = \omega x_{pla} \cot(2\alpha) + 2\omega y_{pla} \\ u_\theta = -\omega y_{pla} \cot(2\alpha) \end{cases} \quad (1-38)$$

En négligeant les termes d'accélération dans le repère de la plaque et en prenant la vitesse du fluide parfait au contact avec la paroi ($y_{pla} = 0$) égale à :

$$U_{pla} = \omega x_{pla} \cot(2\alpha) \quad (1 - 39)$$

Ils ont abouti à l'expression de la vitesse valide totale entre la plaque et le sol :

$$u_{valide,tot} = u_{fp_x} + u - U_e + |u_{pla} - U_{pla}| \cos(2\alpha) \quad (1 - 40)$$

Les auteurs ont tracé des profils de vitesse longitudinale à différentes distances du point de rotation de la plaque (représentée par une chaussure sur la Figure 1-7) pour deux vitesses angulaires différentes. La première valeur de vitesse angulaire a été prise égale à 100 °/s afin de pouvoir comparer les résultats à ceux de Zhang et al. (2008) [16]. Concernant la deuxième vitesse angulaire de 200 °/s, cette dernière provient de leurs observations faites lors de l'exploitation des vidéos sur la marche des différents individus.

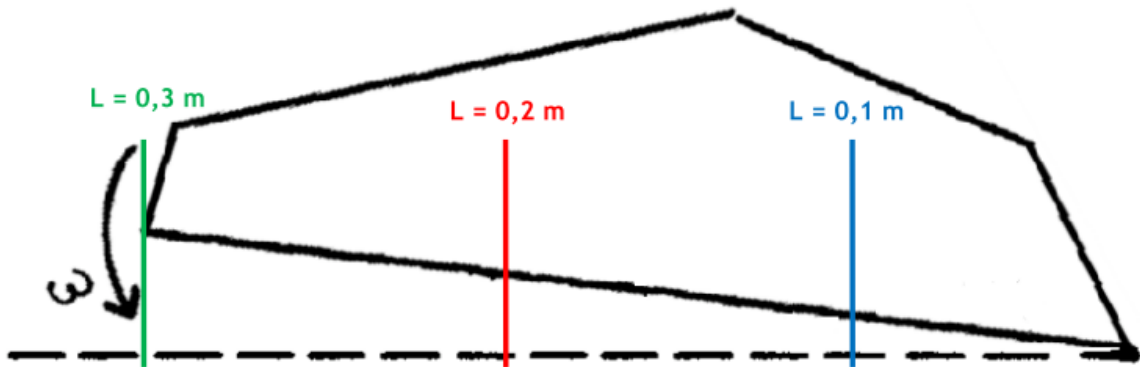


Figure 1-7: Schéma des positions des profils des vitesses [53].

1.5 Conclusion du chapitre 1

Les précédents points discutés dans ce chapitre ont permis de souligner l'existence du phénomène de RmS par la marche humaine et les différents paramètres qui l'influencent. De plus, nous avons présenté les différentes études sur les perturbations générées autour du pas humain lors de la marche et les différents modèles capables de modéliser l'écoulement en dessous du pied.

Bien que plusieurs études aient examiné l'influence des caractéristiques de surface (morphologie ou rugosité des particules et des revêtements de sol) sur la RmS de particules induites par la marche humaine, de nombreuses incertitudes persistent à cause de la complexité du processus de marche. En fait, la plupart des études présentent certaines limites. Par exemple, aucune étude antérieure n'a évalué numériquement la RmS de particules fines et ultrafines ou l'influence du motif des rainures de la chaussure. En outre, les études précédentes n'ont pas utilisé des vitesses réelles de la marche humaine comme données d'entrée. De plus, il existe encore des différences entre les résultats de la littérature non seulement entre les travaux expérimentaux, mais aussi avec les résultats des études numériques. L'objectif de ce travail est d'étudier numériquement l'écoulement de l'air et la RmS de particules fines (particules inférieures à $1\text{ }\mu\text{m}$) générées par des tapotements d'une chaussure qui tournent vers le bas avec une vitesse de marche humaine réaliste.

2 Modèles de remise en suspension

Le phénomène de RmS a été largement étudié expérimentalement et numériquement. L'étude numérique du mécanisme de RmS des particules nécessite la modélisation du détachement des particules en appliquant des modèles de RmS à la surface. Ces modèles dépendants de deux types de forces, les forces d'adhésion et les forces de détachement. Plusieurs études ont permis de caractériser la compétition entre ces deux forces pour différents diamètres de particules afin de développer des modèles de RmS. Dans ce chapitre, les différentes forces et modèles de RmS de particules de poussière monocouches, polydispersées et de forme irrégulière provenant de différents types de revêtements de sol seront présentés.

Dans la première section de ce chapitre, les différentes forces agissant sur une particule, en suspension dans un fluide ou déposée sur une surface, seront introduites. Dans la deuxième section, un examen détaillé des trois catégories de modèles classiques de RmS sera réalisé, en commençant par les modèles basés sur une vitesse de frottement critique, ensuite viendront les modèles basés sur le bilan de force, puis on finira cette section par les modèles basés sur un bilan d'énergie ; avant de conclure.

2.1 Forces appliquées sur une particule

2.1.1 Forces appliquées sur une particule en suspension

Toute particule en déplacement dans un milieu fluide continu, est influencée par plusieurs forces qui affectent sa mobilité. Ces forces sont dues non seulement à la différence de vitesse entre la particule et le fluide, mais aussi au mouvement du fluide généré par la particule.

L'application de la loi fondamentale de la dynamique sur la particule donne l'équation de mouvement suivante [55] :

$$m_p \frac{d\mathbf{U}_p}{dt} = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_R + \mathbf{F}_{VM} + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_{BA} \quad (2 - 1)$$

Les forces présentes sont :

- $\mathbf{F}_D$: force de traînée.
- $\mathbf{F}_B$: force de flottabilité due à la gravité.
- $\mathbf{F}_R$: forces dues à la rotation du domaine (forces centripètes et de Coriolis).
- $\mathbf{F}_{VM}$: force de masse virtuelle (ou ajoutée). C'est la force nécessaire pour accélérer la masse virtuelle du fluide dans le volume occupé par la particule. Ce terme est important lorsque la masse de fluide déplacée dépasse la masse de particules, comme dans le mouvement des bulles.
- $\mathbf{F}_p$: force de gradient de pression. Il s'agit de la force appliquée sur la particule en raison du gradient de pression dans le fluide entourant la particule causée par l'accélération du fluide. Il n'est significatif que lorsque la densité du fluide est comparable ou supérieure à la densité des particules (ce qui n'est pas le cas dans notre étude).
- $\mathbf{F}_{BA}$: Force de basset (ou l'histoire) qui explique la déviation de la trajectoire d'écoulement par rapport à un état stationnaire. Il s'agit de l'intégrale sur toute l'histoire temporelle du mouvement de la particule et complique considérablement les équations du mouvement (elle est souvent négligée).

2.1.2 Forces appliquées sur une particule déposée sur une surface

Le processus de RmS des particules initialement déposées sur une surface consiste à la détacher dans un premier temps, puis, de l'entraîner dans l'écoulement avec l'aide des forces

extérieures d'origine aérodynamiques. Ce phénomène est régi par deux types de forces, les forces d'adhésion et les forces de détachement.

2.1.2.1 Les forces d'adhérence

En général, les forces d'adhésion entre les particules solides et les surfaces solides sont les forces de van der Waals (dipôle) (F_{vdw}), les forces électrostatiques (F_e) et les forces de capillarité dû au pont liquide présent entre les deux solides (F_{cap}). En plus de ces forces, il existe d'autres forces telles que les liaisons chimiques (F_{chim}), mais ces dernières sont peu importantes et rarement présentes d'autant plus qu'elles peuvent varier en fonction de la composition de la particule, du solide et du milieu ambiant. Ce paragraphe donne un aperçu de ces forces.

a- Forces électrostatiques

Les forces électrostatiques constituent les principales forces d'attraction pour les particules d'un diamètre supérieur à 50 μm . Pour les contacts secs entre les particules et la surface, les forces électrostatiques deviennent importantes. La présence d'une charge électrostatique peut modifier radicalement la force d'adhérence totale. La plupart des particules portent une certaine charge électrique, et certaines peuvent être hautement chargées. Une particule chargée subit une force électrostatique à proximité d'une surface conductrice ou isolante. Il existe deux types de forces électrostatiques :

- Les forces d'images ou forces coulombiennes ($F_{éli}$) : ces forces résultant de l'interaction électrostatique générée par la charge électrique de la surface ou de la particule, elles s'écrivent [56] :

$$F_{éli} = \frac{q^2}{6(d_p + z_0)^2} \quad (2 - 2)$$

Où q est la charge de la particule, d_p est le diamètre de la particule et z_0 est la distance de séparation. Cette force électrostatique se détériore avec le temps en raison de la dissipation de la charge.

- Les forces de double-couche ($F_{él_{dc}}$) sont provoquées par la différence de potentiel entre les surfaces en contact. Elles apparaissent lorsque des surfaces de nature différente se séparent et sont chargées avec des signes opposés [57]. Elles sont exprimées par :

$$F_{\text{élac}} = \frac{U_{\text{pot}} q}{4z} = \frac{\pi \epsilon (U_{\text{pot}})^2}{2z} d_p \quad (2 - 3)$$

où U_{pot} la différence de potentiel, q la charge portée par la particule ($q = 2\pi\epsilon U_{\text{pot}} d_p$), z la distance entre la particule et la surface et ϵ la permittivité de l'espace libre

b- Forces de capillarité

Pour les particules solides de diamètre $d_p \leq 100 \mu\text{m}$ en contact avec une surface solide dans l'air, l'humidité relative (HR) influence largement l'adhérence entre la particule et la surface [58]. Ce phénomène a été expliqué par le fait que si les surfaces en question sont suffisamment hydrophiles, les molécules d'eau dans l'air humide minimisent leur énergie libre en s'adsorbant sur des surfaces à faible humidité et en se condensant sur des surfaces à humidité plus élevée. Cette humidité condensée forme des ponts liquides entre une particule et une surface (Figure 2-1), les forces capillaires résultant de ces ponts liquides seront généralement les forces qui contrôlent l'adhérence de la particule [59]. L'auteur [57] a rapporté que la force de capillarité est négligeable lorsque l'humidité relative est inférieure à 70 %. Il a conclu qu'à une humidité relative inférieure à 50 %, les forces capillaires n'ont aucun effet sur la force d'adhérence. Si l'humidité relative est comprise entre 50 % et 65 %, la force capillaire commence à avoir un effet sur la force d'adhérence totale. L'auteur a conclu qu'entre 70 % et 100 % d'humidité relative, la force capillaire domine les autres forces d'adhérence et devrait être la seule force d'adhérence à considérer.

Dans le cas d'une particule sphérique en contact avec une surface, et en présence d'un film liquide (voir Figure 2-1), et si l'épaisseur du film au point de contact est inférieure au diamètre de la particule, la liaison force d'adhérence causée par ce film liquide peut être exprimée comme suit :

$$F_{\text{cap}} = 2\pi d_p \gamma_c \quad (2 - 4)$$

Où γ_c est la tension superficielle (pour l'eau 1 atm et à 20 °C, $\gamma_c = 0.073 \text{ N/m}$).

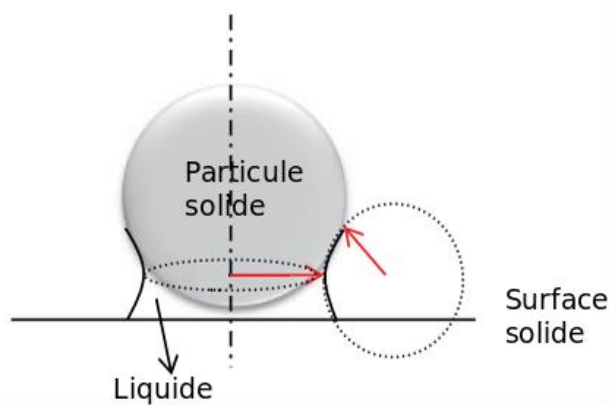


Figure 2-1: Contact entre une particule et une surface en présence d'un film liquide [59].

c- La force de gravité

La force de gravité est négligeable pour les particules de diamètre inférieur à 50 μm . En revanche, pour les très grosses particules ($d_p > 1\text{ mm}$), la force gravitationnelle devient importante et doit être incluse dans l'équation d'équilibre des forces de détachement. En effet, la force de gravité d'une particule sphérique s'écrit :

$$F_g = \frac{\pi \rho_p g d_p^3}{6} \quad (2 - 5)$$

Où, ρ_p est la densité de la particule, g est l'accélération gravitationnelle.

d- Forces de van der Waals

La force de van der Waals est la force d'adhérence dominante pour les particules inférieures à 50 μm . Cette force résulte du mouvement à haute fréquence des électrons dans les atomes ou les molécules, donnant lieu à des zones de forte concentration de charges appelées dipôles. La force de van der Waals pour une particule sphérique attachée à une surface plane est donnée selon [56] comme suit :

$$F_{vdw} = \frac{Ar_p}{6z_s^2} \quad (2 - 6)$$

Où A est la constante de Hamaker, la valeur de cette constante est propre aux différents matériaux qui constituent la particule et la surface ainsi que le milieu dans lequel le système est placé [57], r_p est le rayon de la particule sphérique, et z_s est la distance de séparation entre la particule et la surface. La distance moyenne de séparation entre les deux surfaces est prise égale à 4 Å (pour les surfaces lisses).

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

Modélisation des forces d'adhésion

Comme expliqué précédemment, les forces d'adhérence pour les petites particules sont dominées par la force de van der Waals. Cette force dépend de la constante de Hamaker, et de la distance de séparation entre la particule et la surface. Certains chercheurs ont essayé de modéliser cette force en la reliant à un paramètre mesurable expérimentalement qui est le travail thermodynamique d'adhésion W_A (l'énergie de surface) (voir Tableau 2-1).

Modèles pour surfaces lisses et particules lisses

JKR : Le modèle JKR (K. L. Johnson, K. Kendall and A. D. Roberts) [60] est un modèle développé à la base du modèle de Hertz (1896) [61] en rajoutant l'influence de l'énergie de surface sur la taille du contact et la force d'adhérence entre deux surfaces solides, sphériques, lisses et légèrement chargées. Johnson et al [60] ont supposé que :

$$L'énergie de contact totale = \frac{(l'énergie élastique + l'énergie de surface)}{la surface de contact}.$$

La force F_a^{JKR} nécessaire pour détacher une particule d'une surface selon le modèle JKR, est donnée comme suit :

$$F_a^{JKR} = \frac{3}{4}\pi W_A d_p \quad (2 - 7)$$

Le rayon de contact des particules au moment de la séparation de la surface, a_1^{JKR} , est donné par :

$$a_1^{JKR} = \frac{a_0^{JKR}}{\frac{1}{4^{\frac{1}{3}}}} \quad (2 - 8)$$

Où a_0^{JKR} , est le rayon de contact en l'absence de force externe (voir Figure 2-2), est donné par,

$$a_0^{JKR} = \left(\frac{3\pi W_A d_p^2}{2K} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2 - 9)$$

Avec K le critère d'élasticité, exprimé par la formule suivante :

$$K = \frac{4}{3} \left(\frac{1-\nu_{p1}^2}{E_1} + \frac{1-\nu_{p2}^2}{E_2} \right)^{-1} \quad (2 - 10)$$

E est le module de Young et ν_p le coefficient de Poisson.

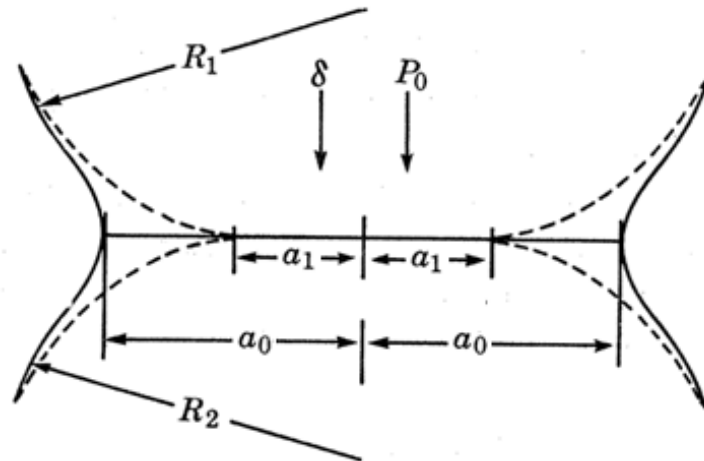


Figure 2-2: Le contact entre deux solides élastiques à la fois en présence (rayon de contact a_1) et en absence (rayon de contact a_0) d'efforts surfaciques. Le contact entre deux corps sphériques de rayons R_1 et R_2 sous une charge normale de P_0 ; δ est le déplacement élastique

Tableau 2-1: Propriétés physiques des combinaisons particule-surface utilisées dans la littérature. [62]

Particule	E_1 (G Pa)	ν_{p_1}	Surface	E_2 (G Pa)	ν_{p_2}	K (GPa)	W_A (J/m ²) $\times 10^{-3}$	Ref
Verre	69	0.2	Verre	69	0.2	47.92	14.1	[63]
Verre	69	0.2	Acier	210	0.29	72.96	150	[21], [64]
Acier	201	0.29	Verre	69	0.2	72.96	150	[21], [64]
Poly méthacrylate de méthyle (PMMA)	1.1	0.35	Acier	210	0.29	1.66	19.16	[21], [65]
Lycopodium	4.4	0.34	Verre	69	0.2	6.2	1.24	[63], [66], [67]
Lycopodium	4.4	0.34	Feuille	0.54	0.25	0.69	10.38	[68], [69]
ATD (Arizona Test Dust)	70	0.17	Polyuréthane	0.025	0.5	0.04	8.56	[20]
ATD (Arizona Test Dust)	70	0.17	Linoléum	1.5	0.42	2.37	8.56	[20]
Sphère PSL perle latex polystyrène	2.8	0.33	Linoléum	1.5	0.42	1.54	19.86	[20], [70]
Sphère PSL perle latex polystyrène	2.8	0.33	Acier	210	0.29	4.13	40.3	[65], [70]
Silice	72.3	0.17	Verre	0.54	0.25	0.76	11.89	[65], [69]
Pollen de graminées	0.35	0.25	Verre	69	0.2	0.49	5.06	[65], [71]
Polypropylène	1.3	0.42	Verre	69	0.2	2.06	100	[63], [72]
Alumine	350	0.3	Acier	210	0.29	191.53	560	[21]
Graphite	20	0.3	Acier	210	0.29	26.74	150	[21]

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

Silice	72	0.16	Vinyle	4.2	0.41		10.7	[16]
Dioxyde de silicone	72	0.16	Dioxyde de silicone	72	0.16		10.8	[16]
Oxyde d'aluminium	370	0.2	Oxyde d'aluminium	370	0.2		27.8	[16]
Vinyle	4.2		Vinyle	4.2			10.6	[16]
Dioxyde de silicone	-	-	Vinyle	-	-		10.7	[16]
Oxyde d'aluminium	-	-	Vinyle	-	-		15.3	[16]
Silicon	179	0.27	Silicon	179	0.27	128.7	38.9	[64]
Graphite	675	0.16	Graphite	675	0.16		77.75	[64]
Cuivre	130	0.34	Cuivre	130	0.34		46.91	[64]
Acier	215	0.28	Acier	215	0.28		35	[64]
Polystyrène	2.8	0.33	Polystyrène	2.8	0.33		10.56	[73]
Caoutchouc	2.4	0.5	Caoutchouc	2.4	0.5		34	[73]
Polystyrène			Nickel				23.65	[73]
Verre			Aluminium				13.4	[73]

DMT (Derjaguin-Muller-Toporov) : Comme le modèle JKR, le modèle DMT [74] est basé sur la théorie de Hertz (1896) [61] pour modéliser le profil de déformation dû au contact et inclure également les forces d'attraction à l'intérieur de la zone de contact. Le rayon de contact est estimé par :

$$a_1^{DMT} \cong \left[\frac{d_p}{2K} (P_0 + \pi W_A d_p) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2 - 11)$$

P_0 la pression normale (charge normale) appliquée sur la particule.

La force d'adhérence de ce modèle est 4/3 fois supérieure à celle proposée par le modèle JKR :

$$F_a^{DMT} = \pi W_A d_p \quad (2 - 12)$$

Au point de séparation des particules d'une surface, le modèle DMT prédit une zone de contact nul ($a^{DMT} = 0$) et la largeur de la zone de contact correspondante à charge nulle est donnée par :

$$a_0^{DMT} = \left(\frac{\pi W_A d_p^2}{2K} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2 - 13)$$

TPL (Tsai, Pui and Liu) : Tai et al. (1991) [65] ont étudié l'effet de l'aplatissement élastique sur l'adhérence des particules aux surfaces solides. Ils ont proposé une relation entre

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

l'aplatissement élastique et la force d'adhérence de van der Waals. Ce modèle valide la théorie du modèle JKR.

La force requise pour détacher une particule d'une surface plane est donnée par l'équation suivante :

$$F_{p_0}^{TPL} = F_a(0.5 \exp[0.124(\Pi - 0.01)^{0.439}] + 0.2\Pi) \quad (2 - 14)$$

où le paramètre d'adhérence, Π , est défini comme suit :

$$\Pi = \left[\frac{25A^2 d_p}{288z_0^7 K^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2 - 15)$$

F_0 est égale à la force d'adhérence du modèle DMT, z_0 est la distance de séparation minimale. Le paramètre d'adhérence Π pour des diamètres de particules compris entre 0.01 et 100 μm varie de 0.01 à 5 pour les métaux et oxydes, et de 5 à 200 pour les polymères.

Le rayon de contact correspondant au moment de la séparation est donné comme :

$$a^{TPL} = \sqrt{\frac{K_{20}z_0 d}{2}} \quad (2 - 16)$$

Où K_{20} est le paramètre de déformation à la condition d'équilibre, selon Tsai et al. (1991) [65], est donnée selon le cas par :

$$\begin{cases} K_{20} = 0.885[\exp(0.8\Pi^{0.5}) - 1.0], & \Pi \leq 1.6 \\ K_{20} = 0.735\Pi^{0.178} + 0.52\Pi, & \Pi > 1.6 \end{cases} \quad (2 - 17)$$

Modèles pour surfaces rugueuses et particules lisses :

Dans la réalité, les particules et les surfaces sont rugueuses. Par conséquent, la zone de contact réelle est extrêmement petite par rapport au cas de surfaces lisses. Cela affecte notablement les forces d'adhérence particule-surface, ainsi que leur RmS. De nombreuses études concernant le détachement des particules depuis les surfaces rugueuses ont été réalisées auparavant. L'une des études les plus connue est celle de Soltani et Ahmadi (1995) [75]. Dans ce travail, la surface rugueuse est modélisée comme étant constituée d'un grand nombre d'aspérités de même rayon et de hauteurs suivant une distribution gaussienne. Sur la base de ces hypothèses, un modèle analytique pour évaluer la force d'adhérence des particules à partir de surfaces rugueuses et le rayon de contact correspondant a été développé. La force d'adhérence s'exprime selon :

$$F_{a|Rough} = \left(\frac{d_p}{2K}\right)^2 \left[\frac{3}{2} \pi^2 N_a \beta W_A \exp\left(-\frac{0.6}{4c^2}\right) \right]^3 \quad (2 - 18)$$

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

$$a_{|Rough} = \left(\frac{F_{ad|Rough} d_p}{2K} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2 - 19)$$

où N_a est le nombre d'aspérités par unité de surface, β est le rayon de l'extrémité des aspérités de rugosité, Δ_c est le rapport entre l'extension de l'extrémité d'une aspérité avant la rupture de la liaison d'adhérence δ_c et l'écart type de la hauteur de rugosité σ :

$$\Delta_c = \frac{\delta_c}{\sigma} \quad (2 - 20)$$

Le paramètre $1/\Delta_c$ représente une mesure de la dispersion des hauteurs d'aspérité.

Selon ce modèle (représenté par l'équation (2-18)), la force d'adhérence diminue brusquement lorsque $1/\Delta_c$ augmente.

Basé sur l'hypothèse que lorsque Δ_c augmente, c'est-à-dire la rugosité de surface diminue, la force d'adhérence d'une particule à la surface tend vers celle prédite par le modèle JKR (surface lisse) et le fait que la force d'adhérence prédite par ce modèle, est généralement plus petite que celle pour un contact lisse donné par le modèle JKR. Goldasteh et al. (2013) [76] ont suggéré que le nombre d'aspérités par unité de surface soit donné comme suit :

$$N_a = \left(\frac{0.0029K^2}{d_p W_A^2 \beta^3} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2 - 21)$$

Modèle pour surfaces rugueuses et particules rugueuses

Le modèle d'adhérence de Soltani et Ahmadi (1995) [75] présenté dans le paragraphe précédent concerne l'adhésion de particules sphériques lisses fixées sur une surface rugueuse. Cependant, lorsque la distribution des hauteurs d'aspérité pour la particule et la surface est gaussienne, le modèle s'applique également au détachement des sphères rugueuses sur des surfaces rugueuses. Dans ce cas (pour les rugosités à distribution gaussienne), il suffit alors de calculer la variance effective de la rugosité de surface (σ), qui est donnée par la relation suivante :

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (2 - 22)$$

Où les indices 1 et 2 correspondent aux particules et surfaces, respectivement [75], [77], [78].

Modèle pour les surfaces rugueuses et particules rugueuses de forme irrégulière

En réalité, la plupart des particules dans l'environnement intérieur ne sont ni sphériques ni lisses, mais plutôt de formes irrégulières et ont des surfaces rugueuses. La forme des particules

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

est un facteur important qui influence l'adhésion et la RmS des particules. Soltani et Ahmadi (1999) [73] et Ahmadi et Guo (2007) [79] ont développé un modèle de particules bosselées (voir Figure 2-3(b)) pour tenir compte de la non-sphéricité des particules.

Ce modèle suppose qu'une particule rugueuse peut être modélisée par une sphère avec un certain nombre de bosses sur sa surface. La particule est supposée en contact avec la surface sur trois bosses (voir Figure 2-3(b) et Figure 2-4).

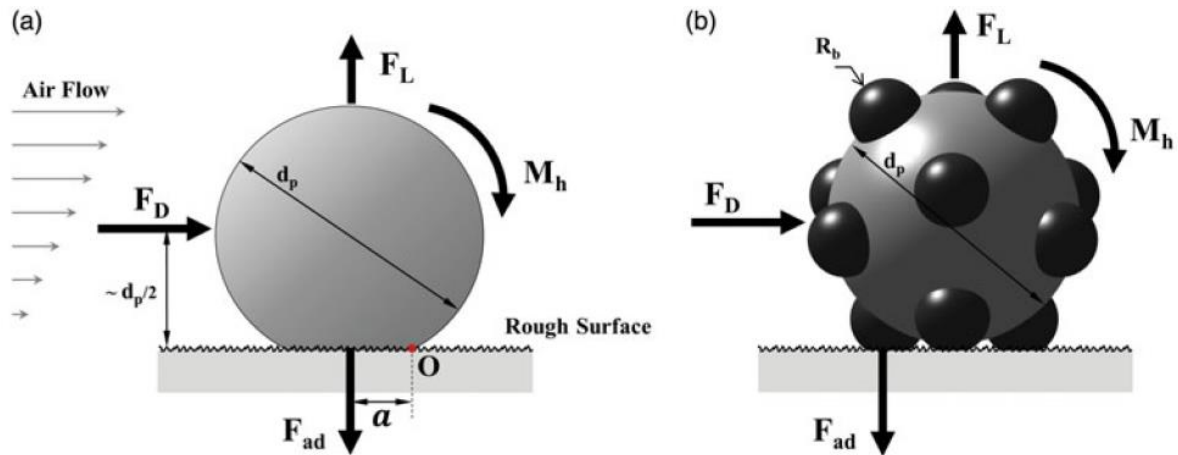


Figure 2-3: Schéma de force illustrant (a) une particule sphérique lisse et (b) une particule de forme irrégulière (bosselée) sur des surfaces rugueuses. [62]

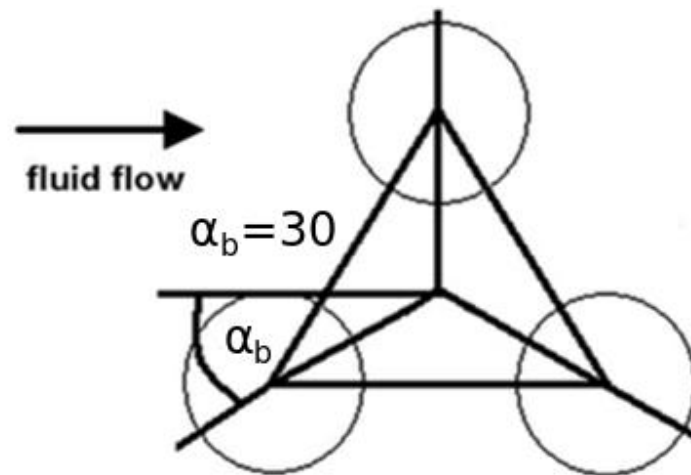


Figure 2-4: Schéma d'orientation des bosses de contact avec la direction du flux d'air. [75]

La force d'adhérence d'une seule bosse de la particule bosselée sur une surface rugueuse au moment de la séparation est donnée comme suit :

$$F_{a|Bump} = \left(\frac{d_p}{n_u n_b \sqrt{N_b K}} \right)^2 \left[\frac{0.15 \pi^2 W_A \exp\left(-\frac{0.6}{d_c^2}\right)}{\sigma} \right]^3 \quad (2 - 23)$$

où n_b est l'espacement moyen entre les bosses,

n_u représente la distribution des bosses sur une particule,

- $n_u = 1$ pour une distribution uniforme des bosses.
- $n_u > 1$ pour une distribution non uniforme.

N_b est le nombre de bosses. Ce dernier est lié au diamètre des particules, au rayon des bosses (R_b), n_u et n_b ; comme ci-après :

$$N_b = \left(\frac{d_p}{n_u n_b R_b} \right)^2 \quad (2 - 24)$$

2.1.2.2 Les forces de détachement

La RmS des particules se produit lorsque les forces de détachement sont plus grandes que les forces d'adhérence. Il existe plusieurs forces qui sont à l'origine du détachement. Les forces de traînée, de portance, et la force de frottement.

Généralement, la force de traînée aérodynamique et la force de portance sont essentielles car elles tendent à détacher les particules de la surface. La force de cisaillement, qui est faible, est alors négligée.

Forces aérodynamiques (aérodynamiques) [62]

L'écoulement du fluide autour des particules entraîne des forces aérodynamiques telles que la traînée et la portance, ainsi qu'un moment aérodynamique (voir Figure 2-3(a)). Pour la RmS des particules due à l'écoulement du fluide, les forces et moments aérodynamiques doivent vaincre la force d'adhérence.

L'écoulement près de la paroi est caractérisé par une vitesse de frottement (cisaillement) (u^*), qui est définie selon :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2 - 25)$$

Où ρ est la densité du fluide et τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi.

Dans le cas d'un écoulement turbulent, les petites particules déposées sur une paroi sont généralement noyées dans la région de la sous- couche visqueuse où la variation de vitesse

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

adimensionnelle dans le sens du courant ($U^+ = \frac{U}{u^*}$ avec, U est la vitesse d'écoulement moyenne locale) est linéaire avec la distance adimensionnelle de la paroi ($y^+ = \frac{yu^*}{\nu}$). Dans cette région ($y^+ < 5$) nous avons l'expression ci-après :

$$U^+ \propto y^+ \quad (2 - 26)$$

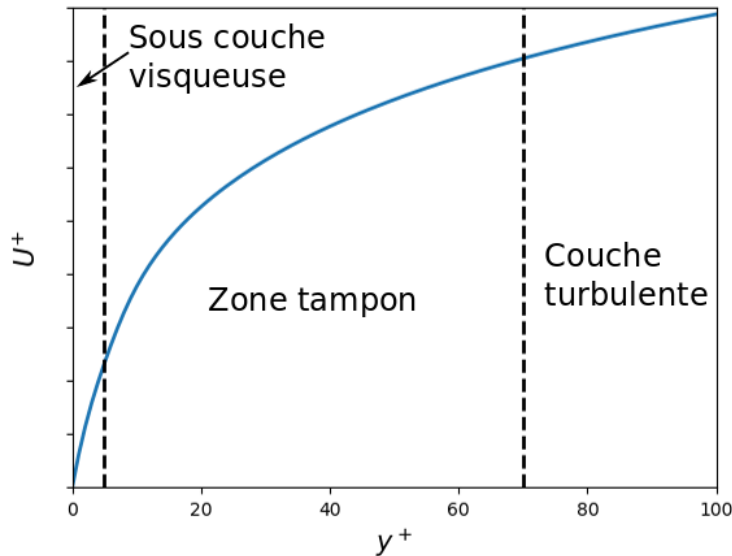


Figure 2-5: Le profil de vitesse adimensionnelle en fonction de la distance y^+ .

En conséquence, la vitesse d'écoulement V_{centre} au centre de la particule est donnée par :

$$V_{centre} = \frac{\gamma}{2} \left(\frac{d_p u^{*2}}{\nu} \right) \quad (2 - 27)$$

Où ν est la viscosité cinématique du gaz et γ est le facteur « Burst intensity ». De l'équation (2-27) on peut voir que la vitesse d'écoulement au centre de la particule est proportionnelle au carré de la vitesse de frottement.

La valeur de γ est 1.14 dans la région de la sous-couche visqueuse [80] et entre 1.72 et 1.84 dans le cas d'une présence « Turbulent Burst » (voir Figure 2-6) [81]. Il a été démontré par les travaux antérieurs que les particules sont détachées en raison des éruptions turbulentes (« Burst ») qui se produisent dans la sous-couche visqueuse [82].

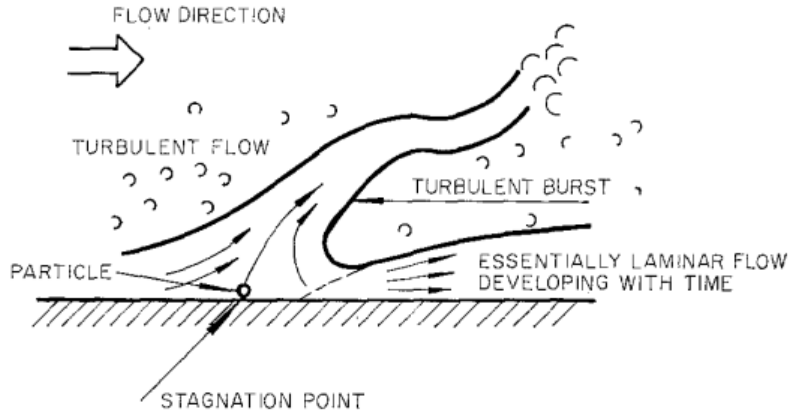


Figure 2-6: Schéma des « Turbulent Burst » dans la région proche de la paroi (Cleaver et Yates (1973)) [82].

a- La force de traînée aérodynamique Pour une particule attachée à une surface, la force de traînée est donnée par [79] :

$$F_D = \frac{\pi \rho f_D C_D d_p^2 V_{centre}^2}{8 C_c} \quad (2 - 28)$$

Où $f_D = 1.7009$ est le facteur de correction de l'effet de paroi [83], et C_c est le facteur de correction de glissement de Cunningham donné par l'expression suivante :

$$C_c = 1 + K_n \left(1.257 + 0.4 e^{-\frac{1.1}{K_n}} \right), \quad K_n = \frac{2\lambda}{d_p} \quad (2 - 29)$$

Où K_n le nombre de Knudsen et λ est le libre parcours moyen du gaz.

Dans l'équation (2-28), C_D est le coefficient de traînée, qui peut être déterminé en fonction du nombre de Reynolds (Re_p) comme suit [24]:

$$C_D = \begin{cases} C_D = \frac{24}{Re_p}, & Re_p \ll 1 \\ \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.678}), & Re_p < 1000 \\ 0.44, & 1000 \leq Re_p \leq 2 \times 10^5 \end{cases} \quad (2 - 30)$$

Où, Re_p , est égale à :

$$Re_p = \frac{V_{centre} d_p}{\nu} = \frac{\gamma}{2} (d_p^+)^2 \quad (2 - 31)$$

où d_p^+ le diamètre adimensionnel de la particule exprimé par :

$$d_p^+ = \frac{d_p u^*}{\nu} \quad (2 - 32)$$

b- La force de portance aérodynamique :

La force est décrite par l'équation suivante :

$$F_L = 4.2\rho\nu^2(d_p^+)^{2.31} \quad (2 - 33)$$

Des études antérieures ont cependant montré que l'effet de la force de portance sur le détachement des particules est souvent négligeable [64].

c- Le couple aérodynamique :

Afin de considérer à la fois les effets de l'oscillation, de la rotation ou du glissement de la particule avant qu'elle ne quitte la paroi, certains auteurs se sont orientés vers le couple aérodynamique (M_h) agissant sur la particule, celui-ci pouvant être donné par [83] :

$$M_h = \frac{2\pi\mu f_M d_p^2 V_{centre}}{C_c} \quad (2 - 34)$$

Où μ est la viscosité cinétique du gaz et $f_M = 0.943993$ est le facteur de correction de l'effet de paroi [83].

2.1.2.3 Comparaison entre les forces

La Figure 2-7 montre la variation des forces agissant sur une particule en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum et une vitesse de frottement $u^* = 5$ m/s. On remarque que les différentes forces augmentent en fonction de la taille des particules. En plus, la force de gravité est négligeable par rapport aux autres forces. En revanche, la force d'adhérence du modèle JKR est supérieure à la somme des forces d'aérodynamiques. Dans ce cas, il n'y aura pas de RmS pour toutes les tailles de particules. La raison en est que les forces d'adhérence (modèle JKR) sont calculées pour des particules sphériques et lisses et une paroi lisse qui restent des conditions idéales, mais non réalistes pour l'adhésion.

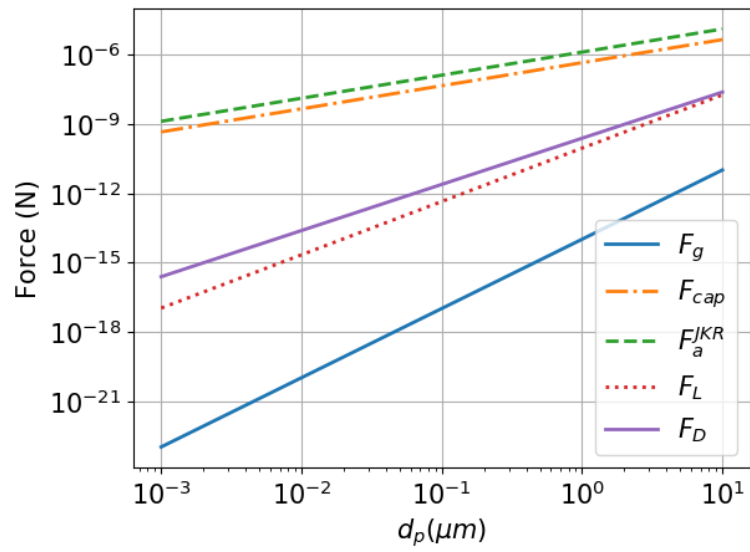


Figure 2-7: Variation des forces agissant sur une particule en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum et une vitesse de frottement $u^* = 5 \text{ m/s}$

2.2 Modèles de remise en suspension

Comme nous l'avons souligné au début du manuscrit, la RmS des particules est un phénomène compliqué, car il dépend non seulement des perturbations aérodynamiques générées en proche paroi, mais aussi des propriétés de la particule et de la surface. Dans le but de comprendre ce phénomène, plusieurs modèles de RmS ont été développés. Ainsi nous pourrions les classer selon trois catégories : celle des modèles basés sur une vitesse de frottement critique, puis celle des modèles basés sur le bilan de forces appliquées sur la particule, et enfin, celle qui relève des modèles basés sur l'accumulation de l'énergie.

2.2.1 Modèles basés sur une vitesse de frottement critique

Selon ce modèle, pour détacher des particules d'une surface, les forces aérodynamiques et les couples qui en résultent doivent surmonter les forces d'adhérence (Figure 2-3). La particule est supposée être détachée d'une surface lorsqu'elle commence à tourner autour du point O (point de contact de la particule avec l'aspérité de la surface) représenté sur la Figure 2-3(a). Pour le mouvement de rotation d'une particule sphérique lisse sur une surface exposée à des forces aérodynamiques, l'équation d'équilibre des moments est donnée comme suit :

$$M_{hyd} = F_D \left(\frac{d_p}{2} \right) + M_h \geq F_a a = M_{ad} \quad (2 - 35)$$

Notez que dans l'équilibre des moments donné par l'équation (2-35), la gravité n'apparaît pas car elle est négligeable par rapport à la force d'adhérence pour des particules de taille ($d_p < \sim 100 \mu m$).

Dans l'équation (2-35), M_{ad} est le moment maximal de résistance d'adhésion, qui pour une particule sphérique lisse en contact avec une surface lisse est donné par [84], [85]:

$$M_{ad|Smooth} = A_m \left(\frac{W_A^4 d_p^5}{K} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2 - 36)$$

où $A_m^{JKR} = 2.707$ pour le modèle JKR, et $A_m^{DMT} = 1.725$ pour le modèle DMT.

En utilisant l'expression d'adhérence de particules sur une surface rugueuse (équation 2-18), le rayon de contact associé (équation 2-19) et le nombre d'aspérités par unité de surface (équation 2-21), le moment de résistance à l'adhérence d'une particule sur une surface rugueuse est évalué comme suit :

$$M_{ad|Rough} = \frac{(3\pi)^{\frac{4}{3}}}{8} \left(\frac{W_A^4 d_p^5}{K} \right)^{\frac{1}{3}} \exp \left(-\frac{2.4}{\Delta_c^2} \right) \quad (2-37)$$

Le détachement de particules par le mécanisme de roulement se produit lorsque le moment aérodynamique résultant agissant sur une particule dépasse le moment de résistance d'adhésion. La vitesse de frottement requise pour le détachement des particules est appelée vitesse de frottement critique (u_c).

Pour les particules sphériques, la vitesse de frottement critique est donnée par :

$$u_c^* = \left[\frac{M_{ad} C_c}{\pi \rho \gamma d_p^3 \left(\frac{3}{4} f_D (1 + 0.15 Re_p^{0.678}) + f_M \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-38)$$

Comme le nombre de Reynolds des particules dépend de la vitesse de frottement, l'équation (2-38) est une équation implicite qui doit être résolue de manière itérative.

Comme indiqué précédemment, pour les particules bosselées, l'enlèvement de l'ensemble se produit lorsqu'une des trois bosses de contact se détache et que la particule commence à rouler autour de l'axe qui passe par les centres des deux autres bosses de contact. L'équilibre des moments correspondant devient :

$$M_{hyd} = F_D \left(\frac{d_p}{2} \right) + M_h \geq \frac{F_{a|Bump} \sqrt{3} R_b n_b}{\cos(\alpha_b)} \quad (2-39)$$

où α_b est l'angle d'orientation des bosses de contact par rapport à la direction d'écoulement (voir Figure 2-4). La vitesse de frottement critique pour détacher les particules bosselées d'une surface rugueuse est donnée par [43]:

$$u_{c|Bumpy}^* = \left[\frac{F_{a|Bump} \sqrt{3} R_b n_b C_c}{\pi \rho \gamma d_p^3 \cos(\alpha_b) \left(\frac{3}{4} f_D (1 + 0.15 Re_p^{0.678}) + f_M \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-40)$$

où la force d'adhérence de la bosse $F_{a|Bump}$ est donnée par l'équation (2-23).

En présence de ménisque capillaire, la force de traction totale, $F_a + F_c$, résiste au détachement des particules. Par conséquent, le moment de résistance total, $(F_{a|Rough} + F_c) a_{|Rough}$, devient :

$$M_{ad|Capillary} = M_{ad|Rough} + 2\pi \gamma_c d_p \left(\frac{M_{ad|Rough} d_p}{2K} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2-41)$$

La Figure 2-8 montre la variation de la vitesse de frottement critique en fonction de la taille des particules (entre 0.001 μm et 10 μm) pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par les modèles lisses JKR et DMT, le modèle JKR avec rugosité de

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

surface et le modèle de particules bosselées ($N_b = 10$, $R_b/d_p = 0.2$) sur surface rugueuse avec $\Delta_c = 0.774$. On remarque que pour tous les modèles, la vitesse de frottement critique pour le détachement diminue en augmentant la taille des particules. Ceci peut être expliqué par le fait que la vitesse de frottement critique est proportionnelle au rapport entre le moment d'adhérence et le diamètre de la particule ($u_c^* \propto \left(\frac{M_{ad}}{d_p^{3.678}} \right)^{\frac{1}{2}}$) (Equation (2-38)). En plus le moment d'adhérence proportionnel au diamètre ($M_{ad} \propto d_p^{\frac{5}{3}}$) ce qui implique que la vitesse de frottement est inversement proportionnelle au diamètre ($u_c^* \propto \frac{1}{d_p}$). Les plus grosses particules se détachent donc plus facilement que les plus petites.

Pour toutes les tailles des particules, la vitesse de détachement la plus faible est prévue par le modèle avec surfaces rugueuses. Pour les modèles JKR et DMT (surfaces lisses), on remarque une légère différence entre les vitesses critiques pour toutes les tailles de particules. La vitesse de détachement prévue par le modèle avec surface rugueuse et particules bosselées est plus grande que celle prévue par le JKR pour la gamme des tailles supérieures à 10 μm et inférieure pour les tailles inférieures à 10 μm .

On remarque que pour le modèle avec surfaces rugueuses, les particules de tailles supérieures ou égales à 0.09 μm se détachent pour une vitesse de frottement égale 5 m/s. Par ailleurs, pour la même vitesse de frottement, les particules se détachent à partir d'un diamètre 0.6 μm pour le modèle avec surface rugueuse et particules présentant des aspérités.

Pour des particules de tailles allant de 0.01 μm à 0.2 μm , le détachement nécessite des vitesses de frottement allant de 20 à 400 m/s. Ces ordres de grandeurs ne sont pas réalistes dans notre domaine. Il faut souligner qu'avec ces ordres de grandeurs de vitesse, les modèles JKR et DMT perdent leurs précisions lorsque les effets de compressibilité de l'air deviennent importants [75].

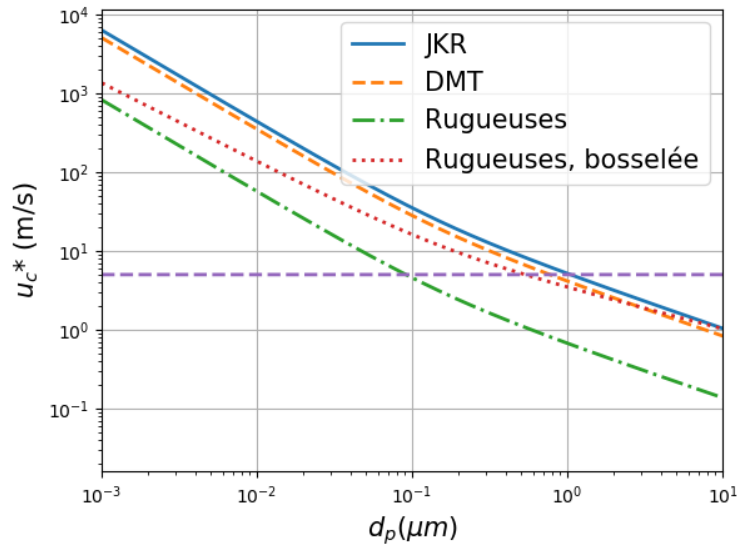


Figure 2-8: Variation de la vitesse de frottement critique en fonction d_p pour le détachement entre ATD-linoléum comme prévu par les modèles lisses JKR et DMT, JKR avec rugosité de surface ($\Delta_c = 0.774$) et le modèle de particules bosselées ($N_b = 10$, $R_b/d_p = 0.2$).

La Figure 2-9 représente la variation de la vitesse de frottement critique en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle de particules bosselées sur surface rugueuse avec $\Delta_c = 0.774$ pour différents N_b et R_b (le nombre et rayon des bosses respectivement). On remarque que la vitesse de détachement critique nécessaire augmente à mesure que le nombre de bosses (aspérités) présentes sur une particule diminue. On remarque également, également que la vitesse de frottement critique augmente en fonction du rayon de la bosse.

Pour une particule bosselée, le détachement de la particule se produit du fait de la rupture de l'une des bosses de contact et du roulement par rapport à l'axe formé par les deux autres bosses (aspérités) Soltani et Ahmadi (1999) [73]. En effet d'après l'équation (2-19), lorsque le nombre de bosses présentes sur une particule diminue, le rayon des bosses augmente. Par conséquent, la force d'adhérence et le moment de résistance d'adhésion augmentent. Ce qui conduit à une augmentation de la vitesse de frottement critique. La vitesse de frottement critique est minimale pour les particules lisses, qui sont les plus faciles à rouler Soltani et Ahmadi (1999) [73].

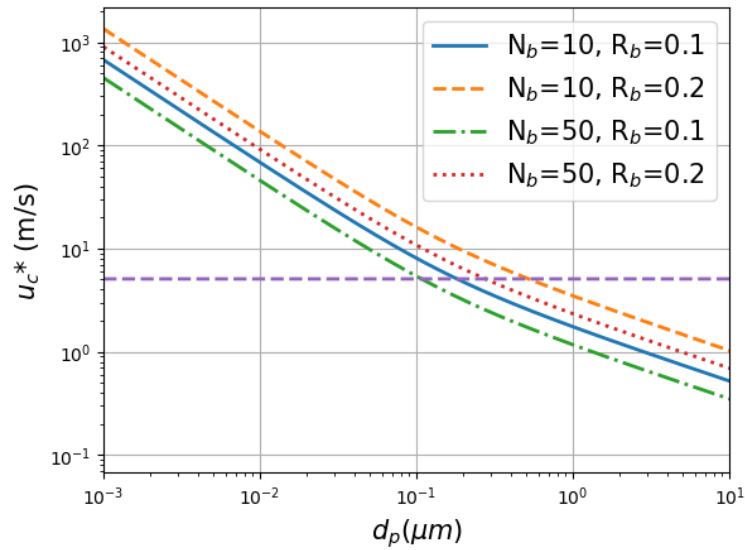


Figure 2-9: Variation de la vitesse de frottement critique en fonction de la taille des particules pour le détachement entre ATD et linoléum comme prévu par le modèle de particules bosselées sur surface rugueuse avec $\Delta_c = 0.774$ pour différent N_b et R_b .

La Figure 2-10 montre la variation de la vitesse de frottement critique de détachement prévu par le modèle JKR pour des particules d'ATD de tailles allant de $0.001 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$ et une surface rugueuse en linoléum pour différent paramètre de rugosité $\Delta_c = 0.6$, $\Delta_c = 0.774$ et $\Delta_c = 1$ (rapport de l'extension de l'extrémité d'une aspérité avant la rupture de la liaison d'adhérence). Comme on peut le voir, la vitesse de frottement critique est très sensible à la variation du paramètre de rugosité, la vitesse de détachement critique augmente en augmentant ce dernier. D'après Nasr et al. (2019) [62], la valeur qui se rapproche des mesures expérimentales pour les surfaces réelles est $\Delta_c = 0.774$.

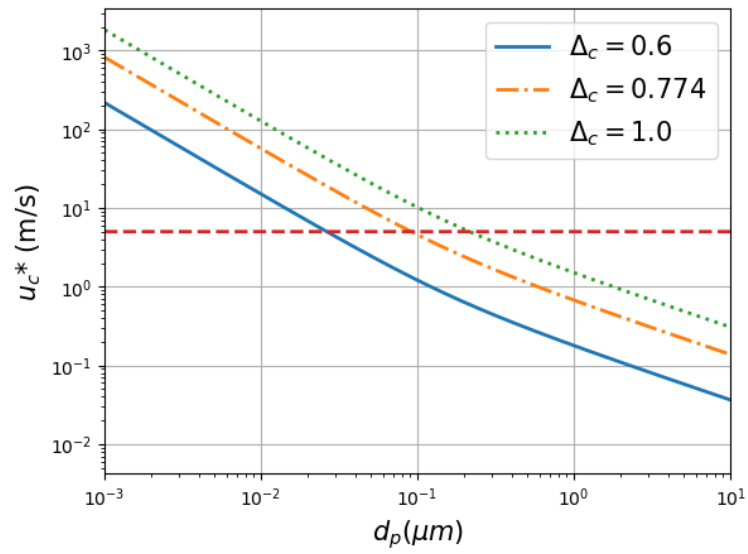


Figure 2-10: Variation de la vitesse de frottement critique en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle JKR avec rugosité de surface avec $\Delta_c = 0.6$, $\Delta_c = 0.774$ et $\Delta_c = 1.0$.

2.2.2 Modèles basés sur le bilan de force

Les modèles basés sur la théorie de bilan de force peuvent être classés en trois catégories :

2.2.2.1 Modèles statistiques

Le premier modèle de ce type est présenté par Cleaver et Yates [82]. Leur idée est de supposer que les forces aérodynamiques (trainée et portance) fluctuent aléatoirement autour d'une valeur moyenne. En plus de ce comportement fluctuant des forces, les auteurs supposent l'apparition des "Bursts" dans la sous-couche visqueuse entraînant une forte augmentation de la force de portance qui provoque le détachement de la particule. La condition de détachement est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\rho v}{d_p} \left(\frac{d_p u^*}{v} \right)^3 > cte \rightarrow \tau_w d_p^{\frac{4}{3}} > cte \quad (2 - 42)$$

D'après le modèle, la fraction de particules restantes $f_R(t)$ (rapport entre le nombre des particules restantes sur la surface à un instant t , et le nombre des particules initialement déposées) sur la surface est donné par :

$$f_R(t) = \left(\frac{1 - a_p \left(\frac{\pi}{4} \right) \left(\frac{20v}{u^*} \right)^2}{\frac{135v}{u^*} \cdot \frac{630v}{u^*}} \right)^{\frac{t}{t_{entre}}} = \left(1 - \frac{a_p}{270} \right)^{\frac{t}{t_{entre}}} \quad (2 - 43)$$

Avec a_p le rapport entre le nombre de particules sous le tourbillon et le nombre de particules sur la surface de contrôle (surface de RmS dans cette étude). Ce paramètre est un paramètre d'ajustement du modèle pour pouvoir se rapprocher des résultats expérimentaux.

t_{entre} est le temps moyen séparant l'apparition de deux « Bursts » dans la sous-couche laminaire. Ce dernier est donné par la formule suivante :

$$t_{entre} = \frac{75v}{u^{*2}} \quad (2 - 44)$$

Braaten et al. (1990) [67] ont proposé une amélioration du modèle de Cleaver et Yates (1973) [82] pour prendre en compte la nature instable de la RmS. Pour estimer la force appliquée par le fluide à la surface, les auteurs ont ajouté une fonction de probabilité qui permet de déterminer le nombre de particules remises en suspension.

Le temps séparant deux tourbillons est donné par la relation suivante :

$$t_{entre} = \frac{300\nu}{u^{*2}} \quad (2 - 45)$$

La Figure 2-11 montre la variation de la fraction restante en fonction du temps pour les modèles de Cleaver et Yates (1973) [82] et Braaten et al. (1990) [67] avec $a_p = 1$ et une vitesse de frottement égale à 5 m/s. On remarque que la fraction de particules restante est plus grande dans le cas du modèle de Braaten et al. (1990). Ceci peut être expliqué par le fait que le temps séparant deux tourbillons est plus important pour Braaten et al. (1990) que pour Cleaver et Yates (1973). Par conséquent, comme Braaten et al. (1990) ont considéré une surface de contrôle plus petite, la probabilité d'apparition d'un tourbillon est plus faible.

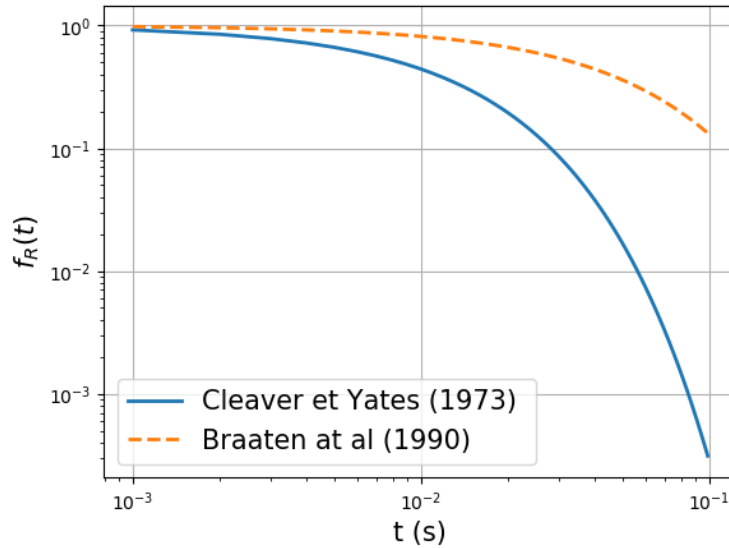


Figure 2-11: Variation de la fraction restante en fonction du temps pour les modèles de Cleaver et Yates (1973) [82] et Braaten et al. (1990) [67] avec $a_p = 1$ et $u^* = 5$ m/s.

2.2.2.2 Modèles cinématiques

Les modèles cinématiques de RmS sont basés sur une formule de la constante du taux de RmS. Wen et Kasper [86] assimilent la vitesse de RmS d'une particule à la vitesse de désorption des molécules d'une surface. C'est-à-dire la formule du taux de la RmS est analogue à la formule d'Arrhenius :

$$p_{RmS}(F) = B \exp(-F) \quad (2 - 46)$$

où B est la fréquence maximale de RmS, considérée comme typique, elle est égale à la fréquence d'apparition des « Brusts » d'un mouvement turbulent près de la surface dans une

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

couche limite turbulente et F le rapport de la force d'adhérence et la force de détachement aérodynamique instantanée.

La densité du nombre de particules à la surface au temps t est donnée par :

$$N(F, t) = N_0(F)e^{-a(F)t} \quad (2 - 47)$$

$N_0(F)$ est la distribution initiale du rapport de force (supposée être une distribution log-normale). On en déduit donc la concentration normalisée de particules dans le gaz généré par la RmS par unité de surface.

$$\frac{dN}{dt}(t) = - \int_{F_0}^{F_{max}} N_0(F)ke^{-kt} dF \quad (2 - 48)$$

$N_0(F)$ considérée constante par Wen et Kasper, entre une borne inférieure F_0 et une borne supérieure F_{max} .

La concentration en particules dans l'écoulement (*particules/m³*) est donnée par la relation :

$$n_R(t) = \frac{1}{Q_v} \left(- \frac{dN}{dt} \right) \quad (2 - 49)$$

Avec Q_v le débit volumique.

D'après les équations (2-48) et (2- 49) on peut écrire :

$$n_R(t) = \frac{N_{tot}}{(F_{max} - F_0)Q_v t} \left(1 - e^{-t\left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2}\right)} \right) e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (2 - 50)$$

N_{tot} est le nombre total de particules initialement déposées sur la surface.

La constante τ_1 est donnée par la relation : $\tau_1 = \frac{e^{F_0}}{B}$

La constante τ_2 est donnée par la relation : $\tau_2 = \frac{e^{F_{max}}}{B} = \tau_1 e^{(F_{max}-F_0)}$

Si l'on suppose que F_0 est nulle et donc $\tau_2 \gg \tau_1$ et que la distribution de F est large ($F_{max} \gg$

1). La relation de $n_R(t)$ devient :

$$n_R(t) = \frac{N_{tot}}{F_{max}Q_v t} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (2 - 51)$$

La Figure 2-12 représente la variation au cours du temps de la concentration normalisée par N_{tot} de particules remises en suspension pour un débit volumique $Q_v = 1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ et une constante B égale à 5.

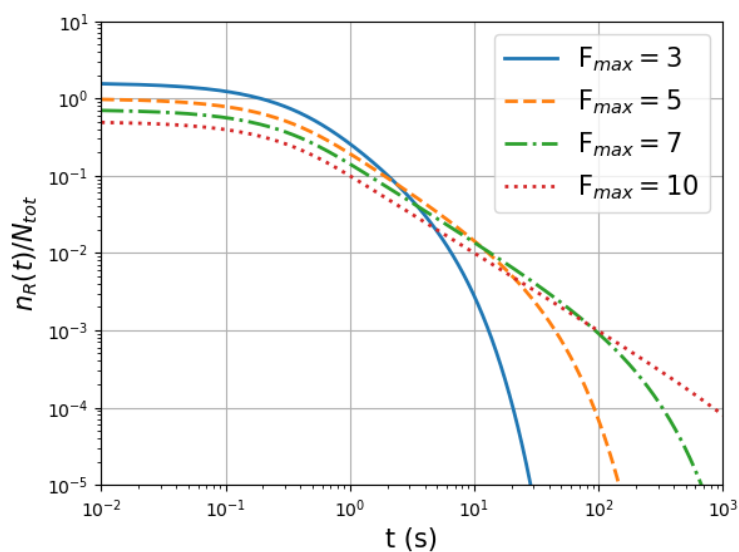


Figure 2-12: Variation de la concentration de particules remises en suspension dans le gaz en fonction du temps pour une constante $B = 5$ et un débit volumique $Q_v = 1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

Matsusaka et Masuda (1996) ont élaboré un autre modèle cinématique de la RmS de particules à partir d'une couche de poudre fine dans un écoulement accéléré afin d'expliquer la dépendance temporelle de la RmS. Ils ont aussi réalisé une expérience de RmS des particules de cendres (diamètre médian massique $\sim 3 \mu\text{m}$) dans un canal rectangulaire. Leurs résultats expérimentaux montrent également que la distribution de forces d'adhérence suit une loi log-normale.

2.2.2.3 Modèles lagrangiens

Hantañon et al. (2000) [87] ont développé un modèle lagrangien basé sur le concept d'équilibre des forces. Dans leur modèle, les trajectoires des particules sont calculées dans la sous-couche visqueuse. Ce modèle tient compte de la baisse de la force d'adhérence due à la rugosité de la surface et de l'augmentation aléatoire de la force de portance au-dessus de sa valeur moyenne en raison des fluctuations de l'écoulement turbulent. Dans ce modèle, il est supposé que les particules soient des sphères lisses et dures, déposées sur une surface rugueuse constituée d'aspérités de même rayon de courbure et dont la distribution en hauteur est donnée par une approximation polynomiale.

L'interaction particule-surface est considérée comme similaire à celle donnée par le potentiel de Lennard-Jones pour une interaction molécule-surface.

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

Pour évaluer les forces d'attraction et de répulsion entre une particule et une surface, il est nécessaire d'intégrer toutes les forces d'attraction et de répulsion qui agissent entre une molécule et la surface sur tout le volume de la particule, respectivement.

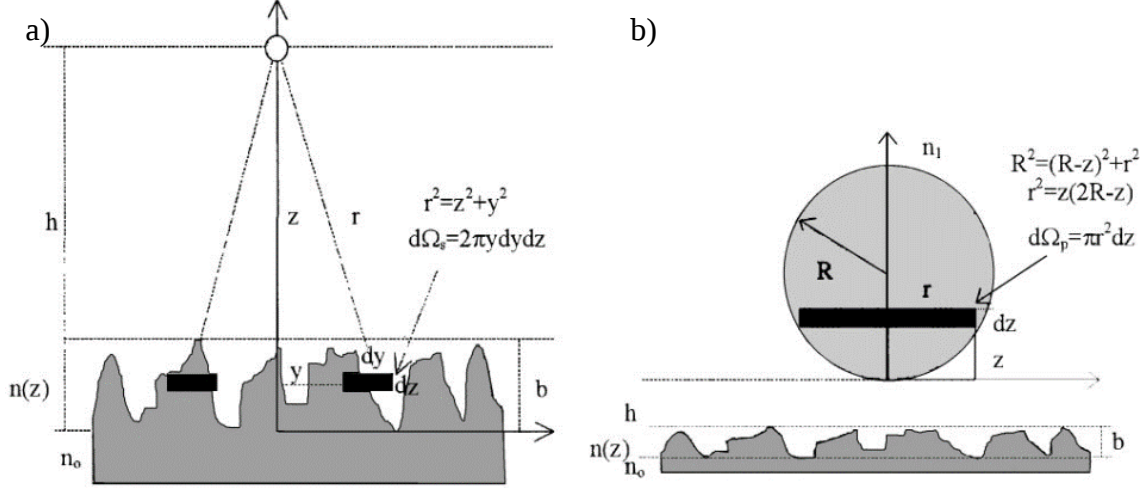


Figure 2-13:(a) Interaction d'une molécule avec une surface rugueuse, (b) Interaction d'une particule avec une surface rugueuse [87].

$$F_a = f_{att} + f_{rep} \quad (2 - 52)$$

$$\begin{cases} f_{att}(b, h) = 2\pi \int_0^\infty y dy \int_{-y_p-b}^h -\frac{6\lambda_{LJ}}{r_s^7} n(z) dz & \text{Force attractive} \\ f_{rep}(b, h) = 2\pi \int_0^\infty y dy \int_{-y_p-b}^h -\frac{12\theta_{LJ}}{r_s^{13}} n(z) dz & \text{Force répulsive} \end{cases} \quad (2 - 53)$$

z est l'ordonnée par rapport au repère du sol, r_s est le rayon de la surface en contact avec le sol, h est la distance entre le sol et la particule, b est la hauteur des rugosités de surface, $n(z)$ est la probabilité de présence d'une aspérité, λ_{LJ} et θ_{LJ} sont des paramètres de Lennard-Jones.

La force résultante des deux effets répulsif et attractif est donnée par :

$$F_a(d_p, b, h) = \pi n_1 \int_0^{d_p} z(d_p - z) f_{att}(b, h + z) dz + \pi n_1 \int_0^{d_p} z(d_p - z) f_{rep}(b, h + z) dz \quad (2 - 54)$$

n_1 est la densité atomique de la particule.

Un autre modèle lagrangien est proposé par Guingo et Minier (2008) [88] et étendu par Henry et Minier (2014) [89] pour modéliser la RmS des particules sphériques dans un écoulement turbulent. La rugosité de la surface est modélisée par des aspérités hémisphériques de

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

différentes tailles (voir Figure 2-14). La force d'adhérence entre la particule et la surface dépend de deux paramètres :

- La distance entre les aspérités hémisphériques.
- La taille la particule par rapport à la rugosité.

Le type de la surface (lisse ou rugueuse) est défini en fonction de la taille des particules par rapport à la taille des aspérités.

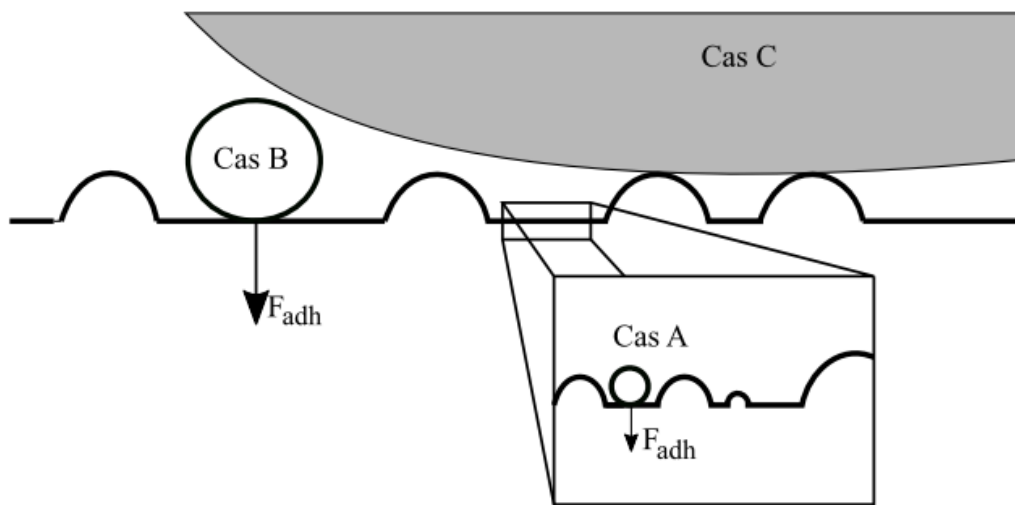


Figure 2-14 : Schématisation du contact entre une surface et des particules de différents diamètres. [12]

Ce modèle tient compte de la distribution et de la fluctuation des forces d'adhésion et aérodynamiques. Cependant, la mise en œuvre de ces modèles nécessite la connaissance d'une large gamme de paramètres d'entrée (comme par exemple, le rayon d'aspérité, la surface de contact où une aspérité sera en contact avec la particule et le nombre de balancements ...) qui sont parfois difficiles à obtenir.

2.2.3 Modèles basés sur un bilan d'énergie

Les modèles basés sur le bilan de force supposent que les particules sont remises en suspension instantanément à partir d'une surface lorsque les forces aérodynamiques sont supérieures aux forces d'adhérence. Cependant, plusieurs travaux expérimentaux antérieurs (Sehmel (1980) [90] et Corn (1965) [91]) ont montré que la RmS n'est pas un phénomène instantané et dépend également du temps d'exposition à l'écoulement. Sur la base de ces observations Reeks et al. (1988) [41] ont proposé un nouveau modèle basé sur l'idée que l'adhérence de la particule à la surface peut être représentée comme une particule dans un puits de potentiel, avec un potentiel qui diminue lorsque la particule s'éloigne de la surface.

Plusieurs modèles existent dans cette catégorie. Nous allons dans la suite exposer brièvement les deux modèles les plus connues (le modèle RRH Reeks, Reed et Hall [41] et le modèle Rock'n Roll [21]).

2.2.3.1 Modèle RRH

Ce modèle est basé sur l'hypothèse que le potentiel d'adhérence de surface est dérivé exclusivement de la portance moyenne aérodynamique et des forces de surface en utilisant le modèle d'adhérence de Johnson, Kendall et Roberts (1971) [60]. La RmS est basée sur l'adhérence élastique de petites particules sur une surface élastique sous l'influence des forces adhésives de van der Waals. La constante de taux de RmS (p_{RmS}) pour ce modèle est similaire à la loi d'Arrhenius où l'exposant est égal au rapport entre la hauteur de la barrière de potentiel Q_{pot} et deux fois l'énergie potentielle moyenne des particules dans le puits $< PE >$.

$$p_{RmS} = n \exp\left(-\frac{Q_{pot}}{2 < PE >}\right) \quad (2 - 55)$$

Dans ce modèle, n représente la fréquence typique de la déformation surface-particules dans le puits de potentiel adhésif et elle est donnée par l'expression (2-56) :

$$n = \left(\frac{\omega_\theta}{2\pi}\right) \left\{ \frac{\eta + (< \dot{f}_L^2 > < f_L^2 > \omega_\theta^2)}{\eta + 1} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2 - 56)$$

où ω_θ est la fréquence naturelle de la déformation de la surface des particules (radians/s), η est le rapport de la contribution de la résonance proche à $< PE >$ à la contribution hors résonance, $< f_L^2 >$ et $< \dot{f}_L^2 >$ sont la covariance des fluctuations de la force de portance et la covariance de la dérivée temporelle des fluctuations de la force de portance respectivement.

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

Dans le cas d'absence de transfert d'énergie de résonance $\eta = 0$, n devient :

$$n = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \{ \langle \dot{f}_L^2 \rangle \langle f_L^2 \rangle \}^{\frac{1}{2}} \quad (2 - 57)$$

Dans le modèle RRH la distribution des forces adhésives f_a est supposée log-normale avec la force adhésive normalisée f'_a . Cette dernière est le rapport entre la force adhésive f_a pour une surface rugueuse réelle et la force adhésive F_a pour une surface parfaitement lisse (modèle JKR équation (2-7)). La distribution des forces adhésives est donnée par l'équation suivante :

$$\varphi(f'_a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{f'_a \ln(\sigma'_a)} \right) \exp \left(-\frac{1}{2} \left\{ \frac{\ln \left(\frac{f'_a}{\langle f'_a \rangle} \right)}{\ln(\sigma'_a)} \right\}^2 \right) \quad (2 - 58)$$

avec

$\langle f'_a \rangle$ la moyenne géométrique des forces adhésives normalisées, ce paramètre traduit la réduction de l'adhérence due à la rugosité de la surface ($1/\langle f'_a \rangle$ est appelé le facteur de réduction de l'adhérence). σ'_a l'écart-type géométrique des forces.

La fraction des particules qui reste sur la surface en fonction du temps est donnée par l'équation suivante :

$$f_R(t) = \int_0^\infty df'_a \varphi(f'_a) e^{-p(f'_a)t} \quad (2 - 59)$$

Donc la fraction de particule RmS est égale à :

$$f_{RmS}(t) = 1 - f_R(t) \quad (2 - 60)$$

Le flux de la RmS est égal à :

$$\Lambda(t) = \int_0^\infty df'_a \varphi(f'_a) p_{RmS}(f'_a) e^{-p_{RmS}(f'_a)t} \quad (2 - 61)$$

2.2.3.2 Le modèle Rock 'n'Roll

Une brève description du modèle Rock 'n'Roll de Reeks et Hall (2001) et des hypothèses impliquées dans ce dernier vont être présentées dans ce paragraphe. La Figure 2-15 montre une schématisation de la distribution de contacts d'une particule avec une surface rugueuse à deux points P et Q . L'exposition de la particule à un écoulement turbulent dans une couche limite provoque deux mécanismes :

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

- La particule va osciller autour de P en raison de l'action des couples de portance aérodynamique et de la traînée contrecarrés par le couple adhésif en Q jusqu'à ce qu'il ait suffisamment d'énergie de rotation pour rompre le contact à Q .
- Une fois que le contact à Q est rompu, la particule est libre de tourner ou de soulever de la surface lorsque la force de portance est suffisante à elle seule pour rompre le contact en P . Dans les deux cas, la particule est considérée comme RmS.

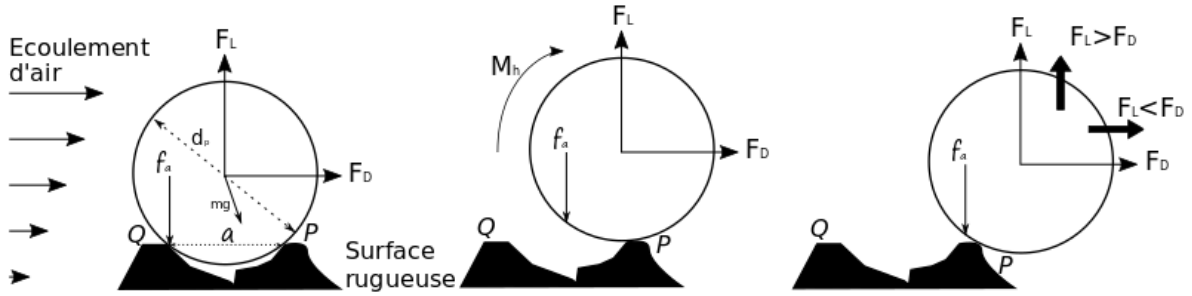


Figure 2-15: Schéma du mouvement d'une particule placée sur deux aspérités P et Q et exposée à un flux d'air selon le modèle Rock 'n' Roll.

En pratique, le mouvement d'une particule attaché à la surface (qui provoque la déformation de la particule et de la surface) peut être approximé par celui d'un oscillateur harmonique très rigide et légèrement amorti entraîné par des fluctuations aléatoires (de moyenne nulle) des forces de portance et la traînée aérodynamique. Ainsi, pour une particule de masse m_p , si θ représente l'angle de déviation pour de petites oscillations autour de P à l'instant t , alors l'équation du mouvement pour θ est :

$$\ddot{\theta} + \beta_{\theta} \dot{\theta} + \omega_{\theta}^2 \theta = I^{-1} \Gamma'(t) \quad (2 - 62)$$

où I est le moment d'inertie de la particule autour de P , ω_{θ} la fréquence naturelle d'oscillation, et Γ' la composante fluctuante du couple Γ autour de P provoquée par la traînée et la portance. En se référant à la Figure 2-15 et en prenant des moments sur P , on obtient :

$$\Gamma \sim \frac{a}{2} F_L + r F_D \quad (2 - 63)$$

où a est la distance entre les aspérités et F_L et F_D sont les forces de portance et de traînée agissant sur la particule. Puisque le rayon de particule $r \gg a$, la force de traînée est en principe beaucoup plus efficace pour remettre en suspension la particule de la surface.

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

Si la fréquence de forçage dû aux fluctuations turbulentes des forces aérodynamiques est égale à la fréquence propre du système, alors une contribution significative au taux de RmS peut provenir du transfert d'énergie résonante du turbulent.

Comme dans le modèle RRH, la distribution des couples des forces aérodynamiques est supposée gaussienne.

La formule de la constante de flux de la RmS est égale à :

$$p_{RmS} = \frac{n_{\theta} \exp\left(\frac{-(f_a - \langle F \rangle)^2}{2\langle f^2 \rangle}\right)}{\frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{f_a - \langle F \rangle}{\sqrt{2\langle f^2 \rangle}}\right) \right\}} \quad (2 - 64)$$

avec f_a la force d'adhérence au point de RmS, $\langle F \rangle$ la moyenne de la force $F(t)$ dérivée du couple aérodynamique appliqué sur la particule, $f(t)$ la fluctuation de la force $F(t)$ dérivée du couple aérodynamique appliqué sur la particule et égale à la moyenne quadratique RMS (*Root Mean Square*) de la force, et erf est la fonction d'erreur de Gauss.

La valeur des fréquences typiques n_{θ} des fréquences de forçage (hors résonance) est dérivée des mesures de Hall 1988 [92] du spectre d'énergie de la force de portance (qui est supposée ici être la même que celle de la force de fluctuation effective).

$$n_{\theta} \approx 0.00658 \left(\frac{u^{*2}}{\nu}\right) \quad (2 - 65)$$

avec u^* la vitesse de frottement et ν la viscosité cinématique du fluide.

$$F(t) = \frac{1}{2} F_L + \frac{r}{a} F_D \quad (2 - 66)$$

La force de portance moyenne, la force de traînée moyenne et le couple aérodynamique moyen utilisés dans la présente étude sont basés sur les résultats de Hall (1988) [92] et O'Neill (1968) [83], qui sont :

$$\frac{\langle F_L \rangle}{\rho \nu^2} \approx 20.9 \left(\frac{r u^*}{\nu}\right)^{2.31} \quad (2 - 67)$$

$$\frac{\langle F_D \rangle}{\rho \nu^2} \approx 32 \left(\frac{r u^*}{\nu}\right)^2 \quad (2 - 68)$$

En injectant les équations (2-67) et (2-68) dans l'équation (2-66), on obtient l'équation donnant la variation de la force moyenne :

$$\frac{\langle F \rangle}{\rho \nu^2} = 10.45 [1 + 300(r^+)^{-0.31}] (r^+)^{2.31} \quad (2 - 69)$$

$$r^+ = \frac{r u^*}{\nu} \quad (2 - 70)$$

Chapitre 2 : Modèles de remise en suspension

Le facteur géométrique $\frac{r}{a}$ est en général lié à la rugosité de surface dans la région de contact de la particule avec la surface. Il est supposé égal à 100 d'après Reeks and Hall (2001). Il est mesuré par le rapport de la force tangentielle à la force normale nécessaire pour déloger des particules identiques depuis une surface.

Les mesures de Hall 1988 montrent que le rapport du RMS à la portance moyenne est environ 0.2 pour une sphère dans une couche limite turbulente entièrement développée dans un canal aérodynamiquement lisse. Les mesures de Hall (1988) [92] montrent également que ce rapport est environ 0.2 et indépendant de la rugosité de surface. Cependant, les valeurs moyennes peuvent augmenter d'un facteur 3. Malheureusement, à l'heure actuelle, il n'y a pas de mesures publiées appropriées du RMS de la force de traînée. Le rapport du RMS à la traînée moyenne est supposé être le même que celui de la portance.

$$f(t) = 0.2 \langle F \rangle \quad (2 - 71)$$

La fraction des particules qui reste sur la surface en fonction du temps est donnée par :

$$f_R(t) = \int_0^\infty df'_a \varphi(f'_a) e^{-p_{RmS}(f'_a)t} \quad (2 - 72)$$

Le flux de la RmS est donné par :

$$\Lambda(t) = \int_0^\infty df'_a \varphi(f'_a) p_{RmS}(f'_a) e^{-p_{RmS}(f'_a)t} \quad (2 - 73)$$

avec f'_a est la force adhésive normalisée, qui est le rapport entre la force adhésive f_a pour une surface rugueuse réelle et la force adhésive F_a pour une surface parfaitement lisse. On a donc :

$$f'_a = \frac{f_a}{F_a} \quad (2 - 74)$$

Pour calculer la constante de flux de la RmS il faut remplacer f_a par $f'_a F_a$ dans l'expression (2-64).

Pour une sphère de rayon r . $\varphi(f'_a)$ est la distribution des forces adhésives, qui est supposée être une distribution log-normale donnée par :

$$\varphi(f'_a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{f'_a \ln(\sigma'_a)} \right) \exp \left(-\frac{1}{2} \left\{ \frac{\ln \left(\frac{f'_a}{\langle f'_a \rangle} \right)}{\ln(\sigma'_a)} \right\}^2 \right) \quad (2 - 75)$$

$\langle f'_a \rangle$ est la moyenne géométrique des forces adhésives normalisées, σ'_a est l'écart-type géométrique des forces adhésives. Biasi et al. (2001) [42] ont proposé des lois empiriques concernant ces deux paramètres :

$$\langle f'_a \rangle = 0.016 - 0.0023r^{0.545} \quad (2 - 76)$$

$$\sigma'_a = 1.8 + 0.136r^{1.4} \quad (2 - 77)$$

où r est le rayon de la particule en μm

La Figure 2-16 montre la distribution des forces adhésives pour 5 tailles de particules selon Biasi et al. (2001) [42].

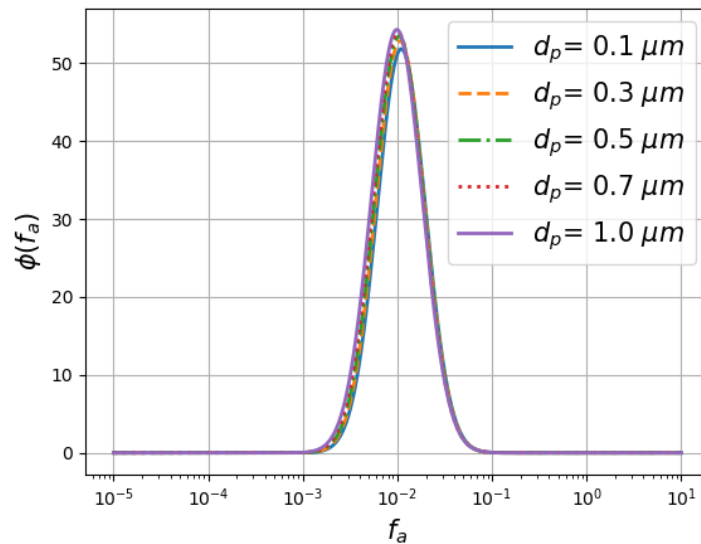


Figure 2-16: La distribution des forces adhésives pour 5 tailles de particules selon Biasi et al. (2001) [42].

La Figure 2-17 représente la variation de la fraction restante à la surface en fonction de la vitesse de frottement pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n' Roll amélioré par Biasi et al. (2001) [42] pour 5 diamètres de particule différents ($d_p = 0.1 \mu m$; $0.3 \mu m$; $0.5 \mu m$; $0.7 \mu m$; et $1 \mu m$) avec $t = 10^{-4} s$. On constate que la RmS augmente en fonction de la vitesse de frottement. Par exemple, pour une vitesse de frottement de 2m/s et des tailles de particule de $0.1 \mu m$, la fraction de RmS est égale à 0.59. En revanche, pour une vitesse de frottement deux fois plus grande (4 m/s) et les mêmes tailles de particules, toutes les particules sont remises en suspension.

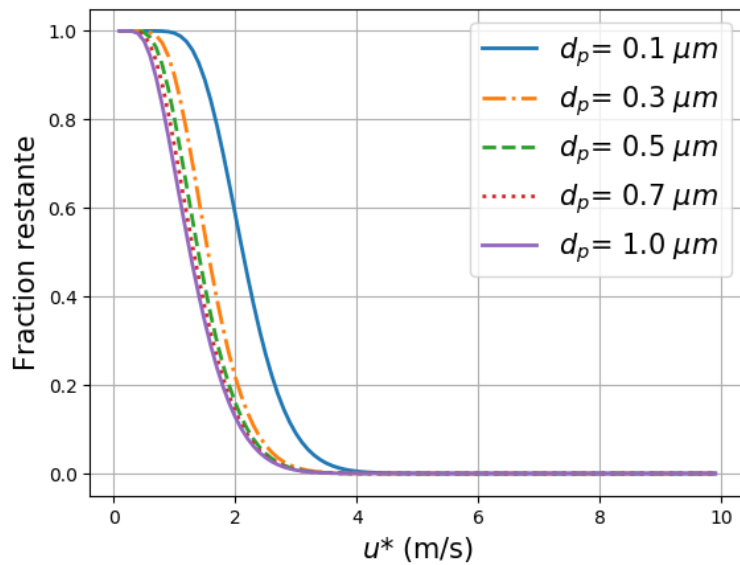


Figure 2-17: Variation de la fraction restante en fonction de la vitesse de frottement pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll pour 5 diamètres de particule différent avec $t = 10^{-4} s$

La Figure 2-18 représente la variation de la fraction restante sur la surface en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll amélioré par Biasi et al. (2001) [42] pour quatre vitesses différentes de frottement avec $t = 10^{-4} s$. On remarque que la taille de particules influence la RmS de façon significative. En effet, l'augmentation de la taille de particules diminue la fraction restante à la surface ce qui augmente la RmS. On remarque aussi pour un diamètre de particule égal à $0.1 \mu m$ toute la fraction de particule est RmS pour une vitesse de 10 m/s, en revanche pour une vitesse de 1 m/s aucune particule n'est RmS.

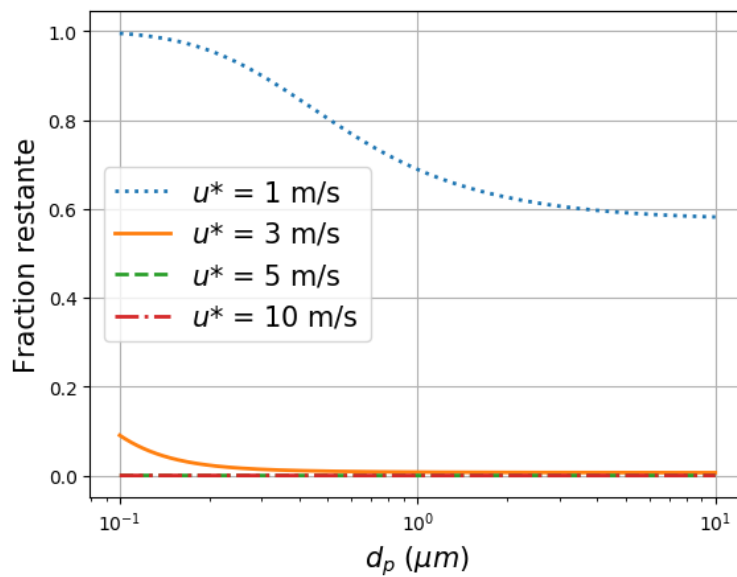


Figure 2-18: Variation de la fraction restante en fonction de la taille des particules pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n' Roll pour quatre vitesses de frottement différentes avec $t = 10^{-4}$ s

La Figure 2-19 montre la variation de la fraction restante sur la surface en fonction du temps pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n' Roll amélioré par Biasi et al. (2001) [42] pour 5 diamètres différents de particule avec une vitesse de frottement de $u^* = 5$ m/s. On remarque que la fraction restante diminue en fonction du temps. De plus à partir d'un temps de 10^{-4} s, toutes les fractions de toutes les tailles de particules sont remises en suspension. On remarque aussi, que pour ce type de combinaison particule-surface l'influence de la taille de la particule est négligeable.

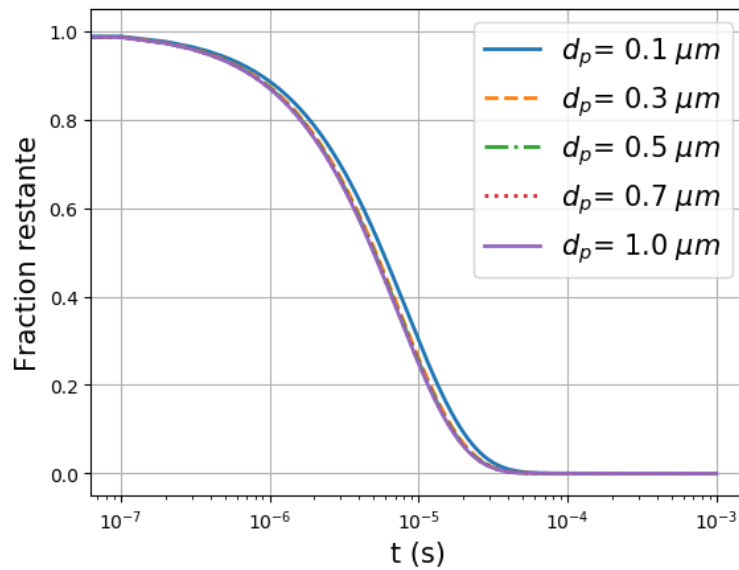


Figure 2-19: Variation de la fraction restante en fonction du temps pour le détachement des particules d'ATD avec une surface en linoléum comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll pour 5 diamètres de particule différents avec une vitesse de frottement $u^* = 5 \text{ m/s}$

La Figure 2-20 montre la variation de la fraction restante sur la surface en fonction du temps pour le détachement des particules d'alumine avec une surface en acier comme prévu par le modèle Rock 'n'Roll amélioré par Biasi et al. (2001) [42] pour 5 diamètres différents de particule une vitesse de frottement de $u^* = 5 \text{ m/s}$. On remarque qu'à l'inverse des résultats de la Figure 2-19 pour ce type de combinaison particule-surface l'influence de la taille de la particule est significative. En effet, si la taille de particule augmente la fraction de particule restante sur la surface diminue.

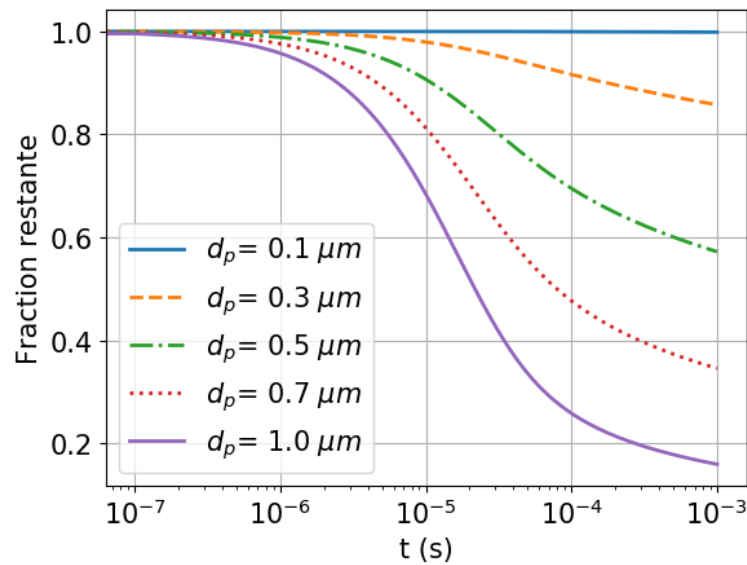


Figure 2-20: Variation de la fraction restante en fonction du temps pour le détachement des particules d'alumine avec une surface en acier comme prévu par le modèle Rock 'n' Roll pour 5 diamètres de particule différents avec une vitesse de frottement $u^* = 5 \text{ m/s}$

La Figure 2-21 montre la variation de la fraction restante sur la surface en fonction de la taille des particules pour quatre types différents de particules comme prévu par le modèle Rock 'n' Roll amélioré par Biasi et al. (2001) [42] pour une vitesses de frottement de $u^* = 5 \text{ m/s}$ avec $t = 10^{-4} \text{ s}$. On remarque que le travail thermodynamique d'adhésion influence significativement la fraction de particule restante. En effet, si le travail thermodynamique d'adhésion augmente la fraction restante augmente (la RmS diminue). On constate que pour une taille de particule de 0.1 µm , la RmS et totale pour la combinaison ATD-linoléum et nulle pour la combinaison Alumine-acier.

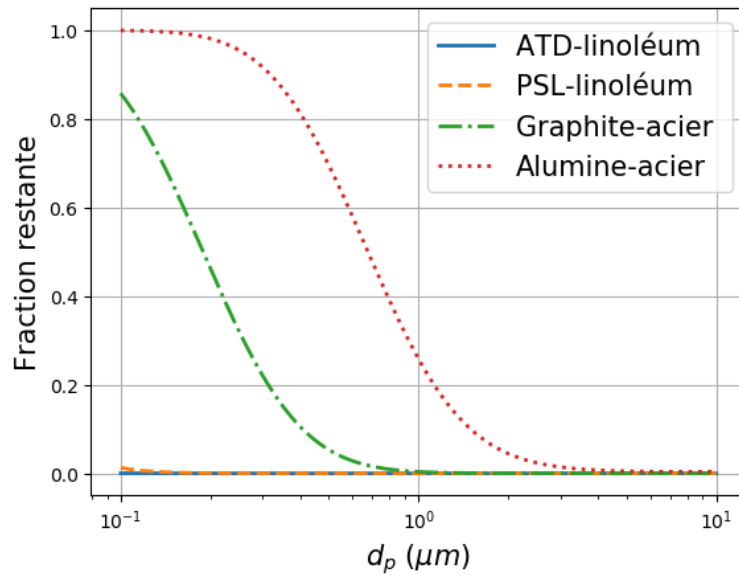


Figure 2-21: Variation de la fraction restante en fonction de la taille des particules pour quatre types de particules différents comme prévu par le modèle Rock 'n' Roll pour une vitesse de frottement $u^* = 5$ m/s avec $t = 10^{-4}$ s.

2.3 Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord commencé par énumérer les différentes forces pouvant s'appliquer sur une particule. Ensuite, nous avons réalisé une analyse des différents modèles de RmS présents dans la littérature. Nous avons également comparé ces modèles dans différentes conditions afin d'être en mesure de choisir le modèle le mieux adapté à notre problème.

Après avoir déployé une analyse à la fois phénoménologique mais également pratique, nous avons opté pour le modèle Rock' n'Roll. Ce choix est justifié par deux principaux arguments :

- (a) L'exhaustivité : c'est le modèle qui reste à ce jour, le plus complet vis-à-vis de la prise en compte des différents mécanismes de RmS, tant au niveau de la surface d'adhérence (où repose la particule), qu'au niveau de la particule elle-même (rugosité de la surface d'adhérence, rugosité de la particule, prise en compte de l'ensemble des forces d'adhérence et de détachement).
- (b) La possibilité de mise en œuvre, c'est-à-dire la facilité relative, avec laquelle il peut être incorporé dans les codes CFD industriels existants sans augmenter considérablement les temps de calcul.

3 Etude numérique de l'écoulement généré par le pas humain

La compréhension complète du mécanisme de RmS des particules nécessite des informations sur l'écoulement autour de la chaussure et plus précisément sur la contrainte de cisaillement à la paroi. Cependant, les difficultés associées à la détermination expérimentale de cette contrainte a poussé les chercheurs à l'utilisation de la simulation numérique. Cette dernière est désormais l'un des plus importants outils de recherche en mécanique des fluides. Elle permet de décrire des écoulements de plus en plus complexes au fur et à mesure que les performances des ordinateurs se sont développées. Ce chapitre est consacré à la présentation de la méthode numérique utilisée pour modéliser l'écoulement généré par la rotation d'une chaussure, puis exposer et analyser les résultats obtenus.

Dans la première section, nous présentons les résultats de l'analyse des mesures des vitesses de marche réalisées grâce à une caméra rapide. Ces dernières ont été utilisées comme données d'entrée de la simulation numérique. Dans la deuxième partie, après un rappel des équations du mouvement modélisant les écoulements turbulents, nous présentons successivement les approches LES, URANS et la méthode du solide immergé que nous avons utilisée pour modéliser et simuler le mouvement de rotation de la chaussure. Notre choix s'est porté finalement sur les modèles LES WALE et URANS $k - \omega$ SST, qui ont été résolus à l'aide du logiciel ANSYS/CFX, version 2020 R1. Dans la troisième section, nous exposons une étude préliminaire sur une plaque large afin de valider le maillage, choisir le meilleur modèle de turbulence et définir les méthodes de résolution numériques. De plus une étude a également été menée pour améliorer les performances en termes de coûts de calcul. Les résultats des simulations de l'écoulement au-dessous de la plaque sont exposés et confrontés aux résultats analytiques de Mana (2014) [53]. Dans la quatrième section, nous présentons les simulations de l'écoulement pendant le contact de la chaussure avec le sol en utilisant une chaussure réelle, l'influence de la vitesse de marche, le motif des rainures de la semelle et la taille de la chaussure sur l'écoulement. On termine le chapitre par une conclusion.

3.1 Mesure de la vitesse de rotation des chaussures

La vitesse de rotation de la chaussure est un paramètre d'entrée très important qui influence la RmS des particules [15], [18], [53]. Afin de fournir des vitesses angulaires réalistes à nos simulations, des expériences ont été menées en utilisant une caméra rapide modèle FASTCAM SA5-1000K-M2 pour enregistrer la marche d'un participant. Ce dernier a marché avec deux types de marches différentes. Dans le premier type, le participant marchait normalement à trois vitesses différentes : marche lente, marche normale et marche rapide, mais dans le second type (marche avec impact), le participant marchait délibérément d'une manière telle qu'après que le talon de sa chaussure soit placé sur le sol, sa chaussure pivotait relativement rapidement jusqu'à ce que ses orteils touchent le sol. Le deuxième type de marche a été examiné parce qu'il est considéré comme le cas extrême de la marche humaine et devrait fournir les limites supérieures des vitesses rencontrées pendant le processus de marche. Pour chaque type et vitesse de marche, l'expérience a été répétée huit fois afin de vérifier la répétabilité. La vitesse d'enregistrement de la caméra peut aller jusqu'à 50000 images par seconde, on a choisi 500 images par seconde ce qui est suffisant dans notre cas. La taille de l'image enregistrée par la caméra est de 1024×1024 pixels. Le suivi du pointeur collé à la chaussure (voir Figure 3-1) est effectué sur le logiciel Kinovea qui permet d'exporter les données sous forme de tableau dans un fichier txt. Le post-traitement de ces fichiers à l'aide d'un code MATLAB nous permet d'obtenir la variation de l'angle entre la chaussure et le sol au cours du temps (voir Figure 3-2). La vitesse de la chaussure a ensuite été estimée à partir de la moyenne des mesures des différents tests. Les équations de vitesse angulaire sont déduites en ajustant les données de variation d'angle mesurées avec une équation polynomiale d'ordre 3.

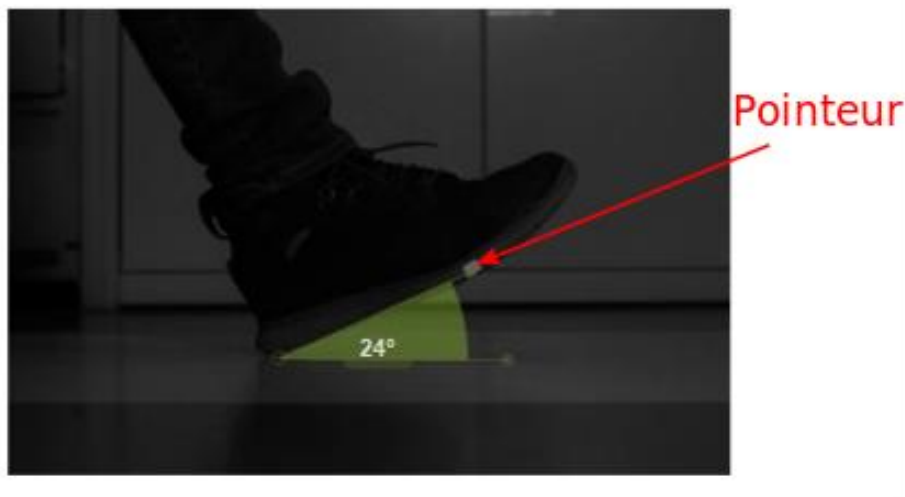


Figure 3-1 : La position du pas humain au moment du début du mouvement de rotation de la chaussure.

La Figure 3-2 montre la variation de l'angle parcouru en fonction du temps et le Fit correspondant, origine de l'axe du temps correspond au temps où le talon touche le sol et le pied commence la rotation. Ce fit polynomial d'ordre 3 (pour obtenir une meilleure précision) pour l'angle est réalisé afin de calculer la vitesse de rotation de façon correcte. Le coefficient de l'erreur $R^2 = 0.99$.

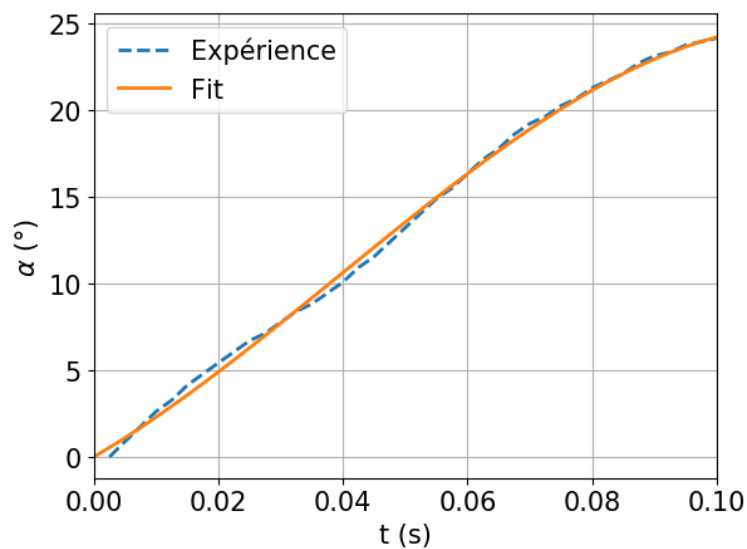


Figure 3-2 : Variation de l'angle en fonction du temps et le Fit polynomial

La Figure 3-3 représente la variation de la vitesse angulaire en fonction du temps des différents tests effectués et la moyenne des mesures pour le cas d'une marche normale. Les courbes

montrent une bonne répétabilité de la marche. On remarque que la vitesse augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale, ensuite, elle diminue jusqu'à ce que la chaussure touche le sol.

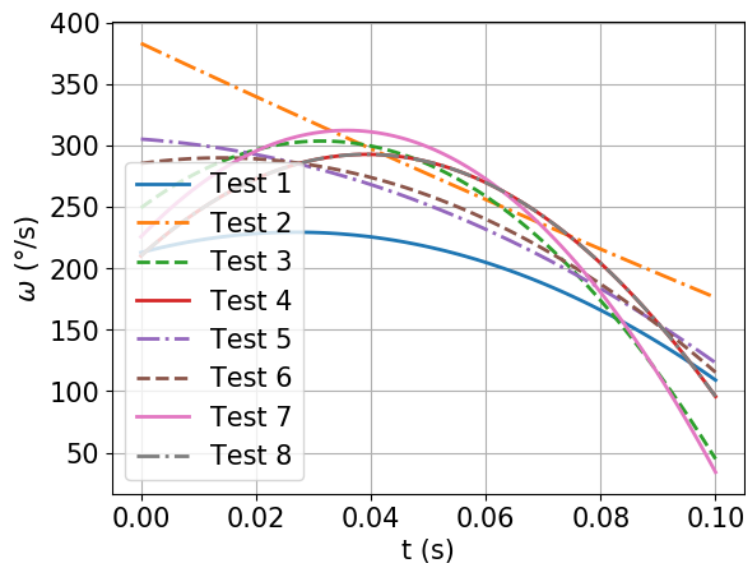


Figure 3-3: Variation de la vitesse angulaire de la chaussure pour le cas de la marche normale.

La Figure 3-4 montre la variation de la vitesse angulaire moyenne pour trois différentes vitesses de marche (marche lente, marche normale et marche rapide). Pour les différents cas, la vitesse angulaire augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale de 210 °/s, 290 °/s, et 480 °/s pour la marche lente, normale, et rapide, respectivement. Ensuite, la vitesse angulaire diminue jusqu'à ce que la chaussure touche le sol avec une vitesse de 15 °/s, 100 °/s, et 180 °/s pour la marche lente, normale, et rapide, respectivement.

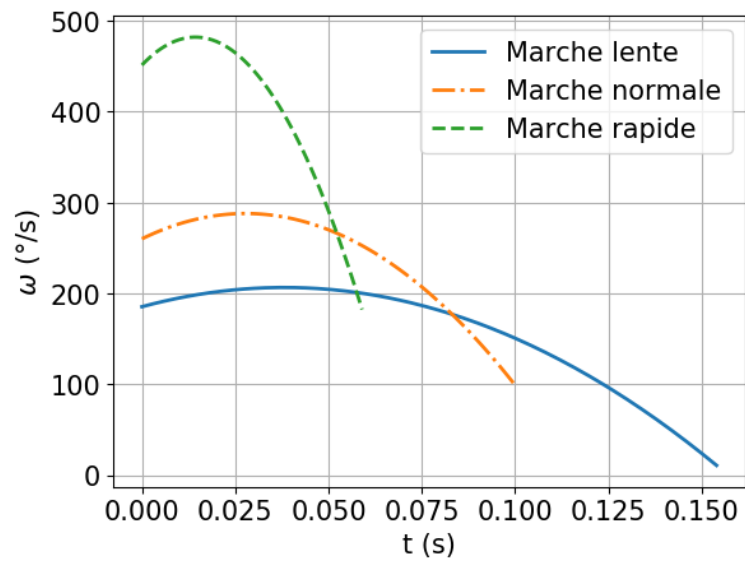


Figure 3-4: Variation des vitesses de marche pour le premier type de marche.

La Figure 3-5 montre la variation de la vitesse moyenne de la chaussure pour le cas de la marche avec impact. Nous remarquons que l'allure de la variation de la vitesse angulaire est très différente de celle des cas précédents. Depuis le début de la rotation de la chaussure, la vitesse augmente jusqu'à atteindre un maximum quand la chaussure touche le sol de manière différente. La vitesse angulaire maximale atteinte est 482 $^{\circ}/s$.

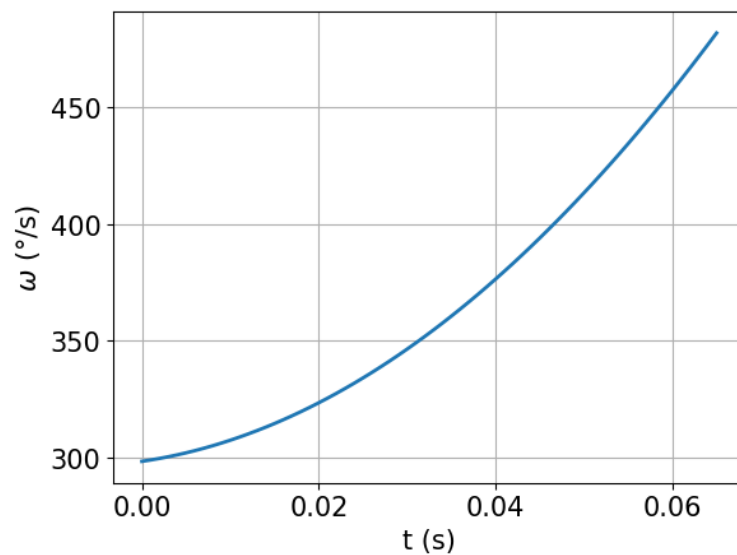


Figure 3-5: Variation de la vitesse de marche dans le cas d'une marche avec impact.

3.2 Méthodes numériques

3.2.1 Hypothèses et équations du transport

L'écoulement d'air généré par la chaussure en rotation que nous avons étudié est à pression atmosphérique (1 atm) et à température ambiante (supposée 25°C), en plus la vitesse maximale au-dessous de la chaussure est inférieure à 40 m/s (nombre de Mach $M < 0.11$) pour les cas étudiés. On peut donc considérer que les écoulements générés par la plaque vérifient les hypothèses suivantes :

- Fluide newtonien incompressible et isotherme.
- La viscosité du fluide est constante (ne dépend ni de la température ni de la pression).
- Fluide homogène.
- Le fluide est isotrope : les propriétés ne dépendent ni de la position ni de la direction de mesures ; $\nu = 15.1 \times 10^{-6} \text{ kg. m}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$, $T = 25^\circ\text{C}$, $\rho = 1.225 \text{ kg. m}^{-3}$.
- Les lois de comportement du milieu continu sont vérifiées dans tout le domaine de calcul.
- L'écoulement peut être représenté par les équations de Navier-Stokes (la conservation de la masse et de la quantité de mouvement).
- Une condition d'adhérence est appliquée le long des parois.

3.2.1.1 Équation de continuité

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \text{div} \vec{u} = 0 \quad (3 - 1)$$

Dans le cas où l'écoulement est incompressible :

$$\text{div} \vec{u} = 0 \quad (3 - 2)$$

3.2.1.2 Équation de quantité de mouvement

Dans le cas où l'écoulement est supposé incompressible, isotherme, tridimensionnel et turbulent, les équations de quantité de mouvement pour le fluide à masse volumique constante sont écrites comme suit :

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + S_M + \rho f_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (3 - 3)$$

Avec $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)$ la vitesse et p la pression du fluide, x_i désigne la position et t représente le temps, f_i représente les forces volumiques et μ la viscosité dynamique, S_M la source volumique.

Si le fluide visqueux est newtonien, on peut écrire le tenseur des contraintes visqueuses sous la forme :

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}\mu\delta_{ij} \operatorname{div} u \quad (3-4)$$

le dernier terme est 0

On sait que le tenseur des taux de déformation est donné par l'équation :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-5)$$

L'équation de quantité de mouvement peut être écrite sous une autre forme :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial (2\nu S_{ij})}{\partial x_j} + f_i + \frac{S_M}{\rho} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3-6)$$

où $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, est la viscosité cinématique.

3.2.2 Simulations des grande échelles (LES)

La simulation des grandes échelles (LES) a été proposée par Smagorinsky [93] dans les années 1960 pour simuler les écoulements atmosphériques. Avec l'amélioration de la puissance de calcul la LES est devenue l'une des méthodes les plus prometteuses et les plus efficaces pour simuler les écoulements turbulents. Il est désormais possible de simuler des écoulements techniques complexes à l'aide de la LES. Bien que cette dernière nécessite des filtres, elle n'adopte pas l'approche RANS conventionnelle de moyenne temporel ou d'ensemble, avec des équations de transport modélisées supplémentaires qui sont résolues pour obtenir les contraintes dites de Reynolds. Dans l'approche LES, les structures à grande échelle (grands tourbillons) de l'écoulement turbulent sont calculés directement et seuls les structures à petite échelle (échelle inférieure à la maille) sont modélisées, ce qui entraîne une réduction significative du coût de calcul par rapport à la Simulation numérique directe (DNS).

3.2.2.1 Cascade d'énergie

Le passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent est caractérisé par le nombre de Reynolds. Ce nombre est calculé comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

$$Re = \frac{\rho u L}{\mu} \quad (3 - 7)$$

où u et L sont les échelles caractéristiques de vitesse et de longueur de l'écoulement et μ est la viscosité moléculaire. Pour un grand nombre de Reynolds, les forces d'inertie sont dominantes et l'écoulement turbulent est caractérisé par une grande variété d'échelles, des plus grands tourbillons à l'échelle de longueur intégrale l_t , aux plus petites échelles dissipatives à l'échelle dite de Kolmogorov η_κ . Pour une turbulence isotrope, le rapport entre les plus grands et les plus petits tourbillons peut être exprimé comme suit :

$$\frac{l_t}{\eta_\kappa} = Re_t^{\frac{3}{4}} = \left(\frac{\rho u' l_t}{\mu} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (3 - 8)$$

où u' sont les fluctuations de la vitesse turbulente à l'échelle de longueur intégrale et Re_t le nombre de Reynolds turbulent.

$$Re_t = \frac{\rho u' l_t}{\mu} \quad (3 - 9)$$

Dans la pratique, ce rapport est de l'ordre du millier.

La zone inertielle est une gamme d'échelle intermédiaire dans laquelle l'énergie est transférée des plus grandes échelles aux plus petites (voir Figure 3-6). Ce concept de cascade d'énergie directe a été formalisé pour la première fois par Kolmogorov [94] pour la turbulence homogène isotrope. Les échelles de longueur sont caractérisées en termes de longueur d'onde k , les grandes longueurs d'onde correspondant aux plus petites échelles de turbulence.

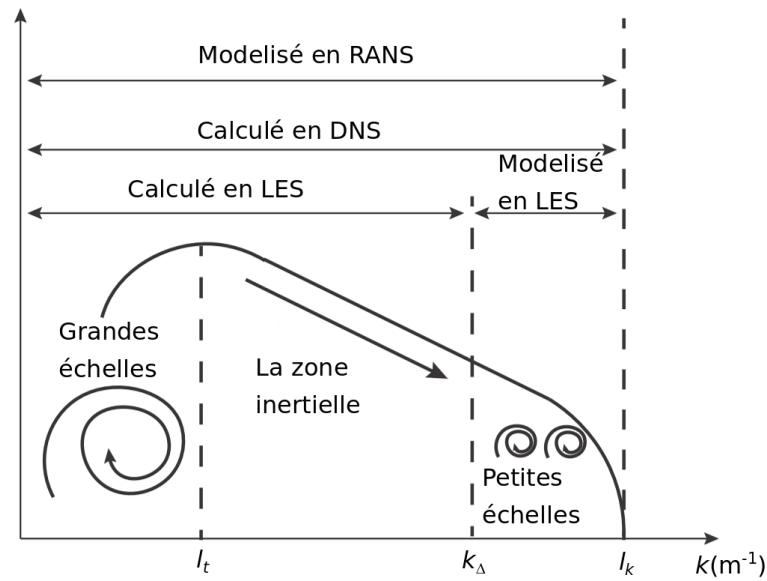


Figure 3-6: Cascade d'énergie

3.2.2.2 Équations gouvernantes pour la LES

L'approche LES peut-être vue comme une opération de filtrage. Lorsqu'elle est appliquée sur une quantité générale ϕ , l'expression résultante de la quantité filtrée $\tilde{\phi}$ est la suivante :

$$\tilde{\phi}(x) = \int \phi(y) F_{\Delta}(x, y) dy \quad (3 - 10)$$

où F_{Δ} est le noyau du filtre et Δ est la largeur du filtre. Pour les écoulements à densité variable, une opération de filtrage pondérée par la densité (filtrage de Favre) est préférée, et l'expression de la quantité ϕ filtrée par Favre se lit comme suit :

$$\bar{\rho} \tilde{\phi}(x) = \int \rho \phi(y) F_{\Delta}(x, y) dy = \overline{\rho \phi} \quad (3 - 11)$$

L'opérateur de filtrage est appliqué à l'ensemble complet des équations de Navier-Stokes pour obtenir les équations filtrées de équations de Navier-Stokes :

- **Conservation de la masse filtrée**

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (3 - 12)$$

- **Conservation de la quantité de mouvement filtrée**

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{P} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} - \bar{\tau}_{ij}^t) + \bar{F}_i, \text{ pour } i = 1, 2, 3, \quad (3 - 13)$$

Le tenseur visqueux laminaire

$$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{ll} \right) \quad (3 - 14)$$

Il peut être approximé en négligeant les termes croisés d'ordre élevé, comme suit :

$$\bar{\tau}_{ij} \approx 2\mu \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{ll} \right) \quad (3 - 15)$$

Avec

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \quad \text{et} \quad \bar{\mu} \approx \mu(\tilde{T}) \quad (3 - 16)$$

Le tenseur des contraintes de Reynolds sous-maille $\bar{\tau}^t = -\bar{\rho}(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$ est généralement représenté par un modèle de viscosité turbulente, comme une contribution diffusive avec une viscosité turbulente associée μ_t et une forme similaire à la contribution laminaire. Il peut être écrit comme suit :

$$\bar{\tau}^t = 2\mu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{ll} \right) \quad (3 - 17)$$

La viscosité turbulente μ_t est évaluée sur la base du modèle de turbulence de la sous-maille. Les modèles les plus connus sont détaillés dans la section suivante.

Modélisation sous-maille : modèles de Smagorinsky dynamique et WALE

Le rôle du modèle turbulent de sous-maille est de tenir compte correctement de l'interaction entre les échelles résolues et non résolues. Dans un écoulement turbulent complexe, le transfert d'énergie des petites échelles vers la plus grande échelle est également possible par rétrodiffusion [95]. Dans tous les modèles décrits ci-dessous, un modèle de viscosité turbulente est utilisé. Dans cette forme, l'énergie est transférée uniquement des mouvements filtrés aux mouvements résiduels, sans rétrodiffusion [96]. Les principaux modèles de sous-maille disponibles sont décrits ci-dessous :

L'expression de la viscosité turbulente dans le modèle de **Smagorinsky** [93] est basée sur une analogie avec la longueur de mélange comme :

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = (C_s \Delta) \overline{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}} \quad (3 - 18)$$

où Δ est la largeur caractéristique du filtre (liée à la racine cubique du volume de la cellule), C_s est la constante du modèle avec une valeur typique $C_s = 0.17$ estimée à partir du spectre de Kolmogorov.

Une extension du modèle de Smagorinsky est le modèle de **Smagorinsky dynamique**. Dans cette approche, la constante C_s n'est plus une constante définie par l'utilisateur. Au lieu de cela, elle est évaluée dynamiquement dans le calcul basé sur l'identité de Germano, comme cela est fait dans la procédure de Lilly [97] en utilisant une échelle de filtre de test.

Le modèle WALE (Wall-Adapting Local Eddy-viscosity) a été initialement proposé par Ducros [98]. La viscosité turbulente est exprimée par :

$$\nu = (C_\omega \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{\frac{3}{2}}}{(\tilde{s}_{ij} \tilde{s}_{ij})^{\frac{5}{2}} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{\frac{5}{4}}} \quad (3 - 19)$$

avec

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij} \quad (3 - 20)$$

où $C_\omega = 0.4929$ est la constante du modèle et $\tilde{g}_{ij}$ désigne le gradient de vitesse résolu. Il a été développé pour obtenir des lois d'échelle correctes dans les régions proches de la paroi pour les écoulements limités par la paroi.

3.2.3 Simulations URANS

Dans la méthode RANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes), le système d'équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires est obtenu par la décomposition de la vitesse et de la pression en somme de leur valeur moyenne et de leur partie fluctuante.

$$\begin{cases} u_i = U_i + u'_i & \text{où } U_i = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u_i dt \\ p = \bar{p} + p' \end{cases} \quad (3 - 21)$$

En appliquant cette décomposition suivie par quelques manipulations algébriques, on obtient alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 & (3 - 22) \\ \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i U_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} & (3 - 23) \end{cases}$$

avec $\tau_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle$.

On remarque que par rapport aux équations de Navier-Stokes ces équations (3-22) et (3-23) font apparaître des inconnues supplémentaires (les composantes du tenseur de Reynolds $\bar{\tau}$). Le nombre des inconnues se réduit à six car le tenseur de Reynolds est symétrique. Le problème n'est donc pas fermé. Ce système peut être fermé en écrivant les équations de transport des tensions de Reynolds, mais dans la pratique, on observe l'apparition d'autres inconnues : les corrélations triples des fluctuations de vitesse.

La plupart des modèles de turbulence utilisent toujours la première proposition de modélisation de la turbulence, faite par Boussinesq en 1877. Par analogie aux contraintes visqueuses en régime laminaire, les contraintes de Reynolds $-\rho \langle u'_i u'_j \rangle$ sont supposées proportionnelles aux gradients de vitesses moyennes. L'expression liée à ce concept est :

$$-\rho \langle u'_i u'_j \rangle = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3 - 24)$$

où μ_t est la viscosité turbulente, qui n'est pas une propriété du fluide mais qui dépend fortement de l'écoulement et de la turbulence.

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (3 - 25)$$

3.2.3.1 Le modèle $k - \omega$ SST

Le modèle $k - \omega$ SST (*Shear Stress Transport*) [99], [100] est un développement récent visant une économie de calcul adaptée aux applications d'écoulements aérodynamiques [101]. Le modèle donne des prédictions très précises de l'apparition de la séparation de l'écoulement sous des gradients de pression défavorables [102]. Fondamentalement, deux modèles de turbulence sont combinés dans un modèle numérique : près de la région de la paroi, la formulation du modèle $k - \omega$ de Wilcox est retenue, et dans la région entièrement turbulente éloignée de la paroi, le modèle $k - \epsilon$ est conservé [99].

Les modèles $k - \omega$ supposent que la viscosité turbulente est liée à l'énergie cinétique turbulente k et à taux de dissipation spécifique ω via la relation :

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3 - 26)$$

La formulation actuelle est basée sur le modèle $k - \omega$ développé par Wilcox [11]. Il résout deux équations de transport, une pour l'énergie cinétique turbulente, et une pour taux de

dissipation spécifique. Le tenseur des contraintes est calculé à partir du concept de la viscosité turbulente.

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation spécifique, sont exprimés comme suit [102]:

Equation de k :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega + P_{kb} \quad (3-27)$$

Equation de ω :

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + P_{\omega b} \quad (3-28)$$

avec, $\beta' = 0.09$, $\alpha_1 = \frac{5}{9}$, $\beta_1 = 0.075$, $\sigma_{k1} = 1.176$, $\sigma_{\omega 1} = 2$, $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_2 = 0.0828$,
 $\sigma_{k2} = 1$, $\sigma_{\omega 2} = \frac{1}{0.856}$, P_k est le taux de turbulence, $P_{\omega b}$ est donné par

$$P_{\omega b} = \frac{\omega}{k} ((\alpha + 1) C_3 \max(P_{kb}, 0) - P_{kb}) \quad (3-29)$$

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega S F_2)} \quad (3-30)$$

où F_2 est une fonction de mélange similaire à F_1 , qui limite la couche limite de la paroi, car les hypothèses sous-jacentes ne sont pas correctes pour les écoulements à cisaillement libre. S , est une mesure invariante de la vitesse de déformation. Notez que le terme de production de ω est donné par :

$$P_\omega = \left(\frac{\alpha_3}{v_t} \right) P_k \quad (3-31)$$

Dans le model SST, $\sigma_{k1} = 1.176$.

3.2.4 Méthode du solide immergé (ISM)

La méthode du solide immergé (ISM) a été utilisée pour modéliser la chaussure en rotation dans le domaine de calcul 3-dimensionnel. L'ISM est une option d'interaction fluide-structure (FSI) disponible au sein d'ANSYS CFX qui permet de simuler un mouvement illimité d'objets solides à travers des régions fluides sans remaillage et/ou déformation du maillage [103]. Cette méthode applique une source de quantité de mouvement au fluide à l'intérieur du domaine du solide immergé afin de forcer l'écoulement à se déplacer avec le solide. L'Equation (3-32) représente la source appliquée au solide [102].

$$\begin{cases} S_x = -\alpha\beta C(u_x - u_x^F) \\ S_y = -\alpha\beta C(u_y - u_y^F) \\ S_z = -\alpha\beta C(u_z - u_z^F) \end{cases} \quad (3 - 32)$$

Avec

- u_x, u_y et u_z sont les trois composantes de la vitesse du fluide.
- u_x^F, u_y^F et u_z^F sont les composantes de la vitesse de forçage due au solide immergé.
- C le coefficient de source de quantité de mouvement est évalué comme la moyenne des trois coefficients diagonaux dans l'équation de quantité de mouvement.
- α est le facteur d'échelle de la source de la quantité de mouvement, qui est réglé sur la valeur par défaut de 10. Le réglage approprié du facteur d'échelle de la source de la quantité de mouvement est un équilibre entre la précision et la robustesse. Une valeur plus élevée conduit à une solution plus précise, mais elle est moins robuste et peut entraîner des difficultés de convergence.
- β La fonction de forçage, la présence d'un solide immergé dans le champ d'écoulement est modélisée par une fonction de forçage spéciale.
 - Si aucun traitement proche de la paroi n'est utilisé à proximité de la frontière solide immergée, la fonction est définie égale à 0 pour les nœuds fluides situés à l'extérieur du domaine solide immergé et égale à 1 pour les nœuds fluides à l'intérieur du solide immergé.
 - Si le traitement près de la paroi est activé (un terme de forçage modifié), la fonction est réglée pour être une moyenne de la fonction intérieure (moyenne pondérée par le volume nodal), donc les valeurs et les termes de forçage près de la limite immergée sont non nuls.

3.2.4.1 Traitement de l'interface

Les termes sources de quantité de mouvement ajoutés à l'équation de quantité de mouvement du fluide peuvent modéliser le comportement global de l'écoulement du fluide autour du solide rigide. Cependant, ils ne suivent pas précisément la limite du solide immergé et ne fournissent aucune sorte de traitement de paroi près de la limite du solide immergé pour tenir compte de la couche limite ou d'autres effets sur l'écoulement. Afin de mieux résoudre ces effets de frontière, le solveur de CFX impose un terme de forçage modifié près de la frontière immergée.

3.3 Etude préliminaire de validation

Afin de valider le maillage du domaine et de choisir le meilleur modèle pour nos simulations, une étude avec une plaque large a été réalisée et a été comparée à une solution analytique bidimensionnelle sous la plaque par Mana (2014) [53]. La plaque utilisée est de 10 cm de long. La largeur est 7 fois cette longueur afin d'éliminer les effets de bord (voir Figure 3-7). On démarre la rotation à 20° , donc la vitesse de rotation (ω) est 0. Ensuite cette dernière augmente rapidement pour atteindre une vitesse de $200^\circ/\text{s}$. La comparaison a été faite lorsque la plaque a atteint un angle de 10° par rapport au sol.

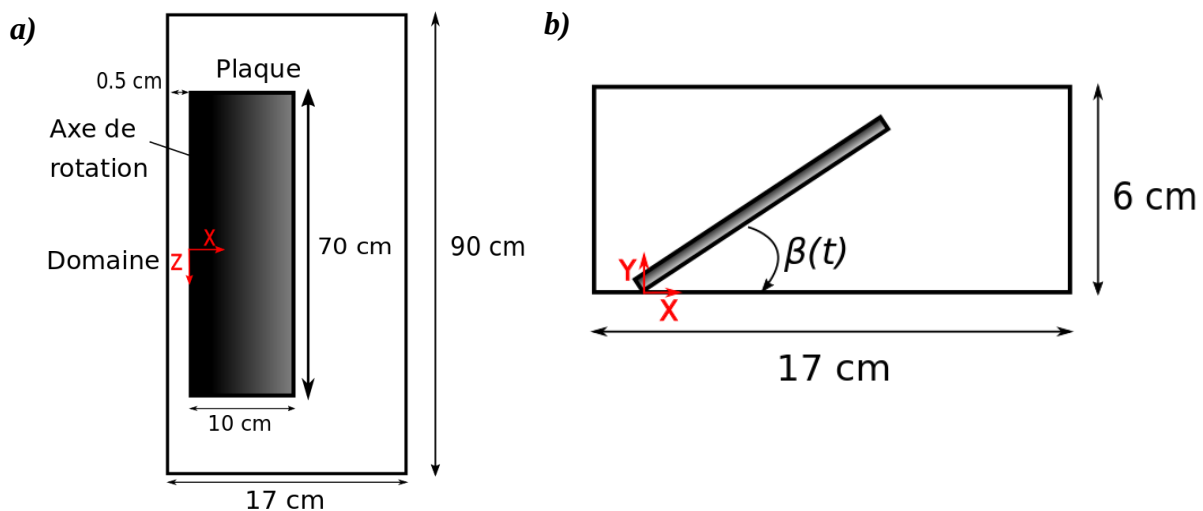


Figure 3-7: Géométrie du domaine et position de la plaque utilisée pour la validation, (a) vue de dessus, (b) coupe transversale selon la longueur.

3.3.1 Etude de la sensibilité au maillage

Afin d'obtenir des résultats précis avec des coûts de calcul appropriés et minimiser l'impact du nombre de mailles sur les résultats de simulation, un test d'indépendance du maillage (Figure 3-8) a été réalisé. Cette étude a été effectuée en utilisant le modèle SST $k-\omega$. Le maillage utilisé est un maillage hexaédriques structurés dans le domaine (l'enceinte), et dans la chaussure (voir Figure 3-8). Pour tous les maillages testés, l'épaisseur des premières cellules dans la direction normale au sol, a été choisie suffisamment petite pour garantir $y^+ < 1$, permettant ainsi une résolution appropriée de la couche limite sur les différentes surfaces. Deux paramètres ont été modifiés pour créer les trois maillages testés (voir Table 3-1) :

- La taille maximale des cellules dans le domaine.
- La taille maximale des cellules dans la plaque.

Table 3-1: Paramètres des maillages utilisés.

Maillage	M1	M2	M3
Nombre d'éléments	922106	2130324	6089594
Taille du maillage dans le domaine (m)	0.004	0.0025	0.0015
Taille du maillage dans la plaque (m)	0.0015	0.0015	0.001

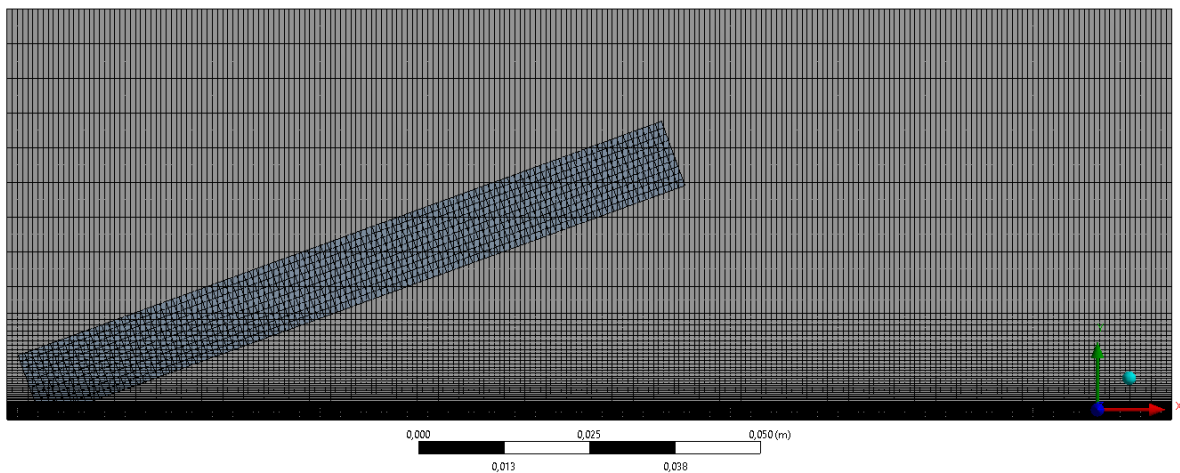


Figure 3-8: Maillage utilisé pour les simulations.

La Figure 3-9 indique la variation de la vitesse de l'écoulement sous la plaque en fonction de la hauteur y à $x=9.85$ cm (voir Figure 3-9(a)) pour les trois maillages testés. On remarque que le profil de vitesse résultant du maillage grossier (M1, 922 mille éléments) est différent de celui des deux autres maillages. En revanche, les résultats obtenus avec le maillage fin (M3) et le maillage moyen (M2) sont très proches, le pourcentage d'erreur maximal étant d'environ 2 %, ce qui indique qu'un raffinement supplémentaire n'apporterait pas une précision supplémentaire significative qui compenserait le coût de calcul de l'amélioration. Ainsi, le second maillage (M2) est choisi pour la suite de ce travail pour économiser les coûts de calcul.

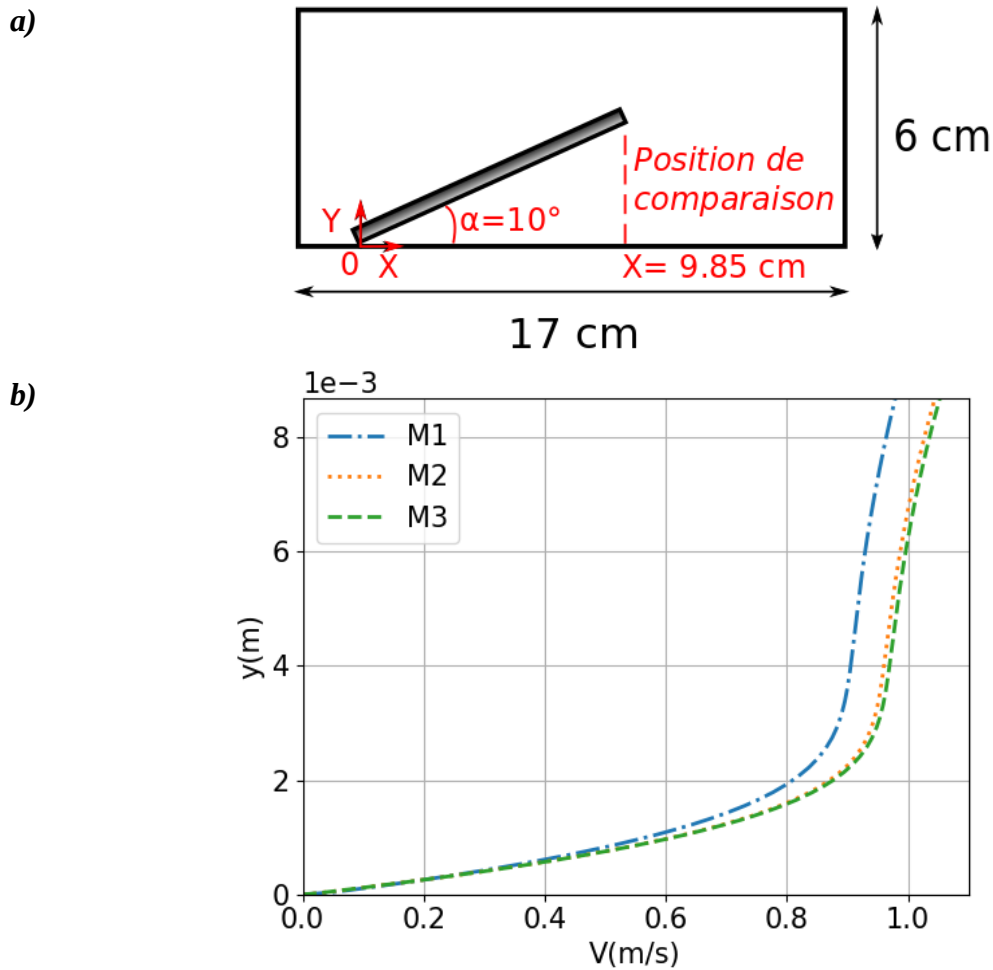


Figure 3-9: a) Position de comparaison, b) Variation de la vitesse de l'écoulement sous la plaque en fonction de la hauteur y (au bout de la plaque) pour les trois maillages étudiés.

3.3.2 Test de convergence

Dans un calcul CFD, la convergence d'un solveur est contrôlée par la tolérance relative entre les résidus initiaux et finaux. La tolérance peut être définie séparément pour chaque variable et les résidus utilisés pour évaluer la tolérance est la somme des résidus sur toutes les cellules du maillage.

Pour le solveur ANSYS CFX, des valeurs de résidus RMS de 10^{-3} , 10^{-4} , 10^{-5} sont considérés comme faiblement, biens et fortement convergents respectivement. Cependant, pour les problèmes complexes, il n'est pas toujours possible d'atteindre des niveaux résiduels aussi bas que 10^{-6} ou même 10^{-5} . CFX considère que la solution a convergé si tous les critères de convergence définis sont satisfaits en même temps. Tant qu'un critère n'est pas encore satisfait, CFX continue à itérer. Dans notre simulation, on a choisi 10 itérations par pas de temps.

La Figure 3-10 montre la variation des résidus normalisés en fonction du temps de simulation pour la continuité et les trois composantes de la vitesse. On remarque que les résidus sont presque toujours de l'ordre de 10^{-4} pour les trois composantes de vitesse sauf à l'instant 0.1 s, ces résidus augmentent jusqu'à une valeur de 10^{-3} cet instant correspond à l'instant où la chaussure touche le sol. On peut expliquer ceci par le fait que le volume au-dessus de la chaussure s'écrase et atteint une valeur très faible ce qui influence la convergence. De plus, pour les résidus de la continuité, ils sont toujours de l'ordre de 10^{-3} , ceci est peut-être dû à la présence du solide immergé.

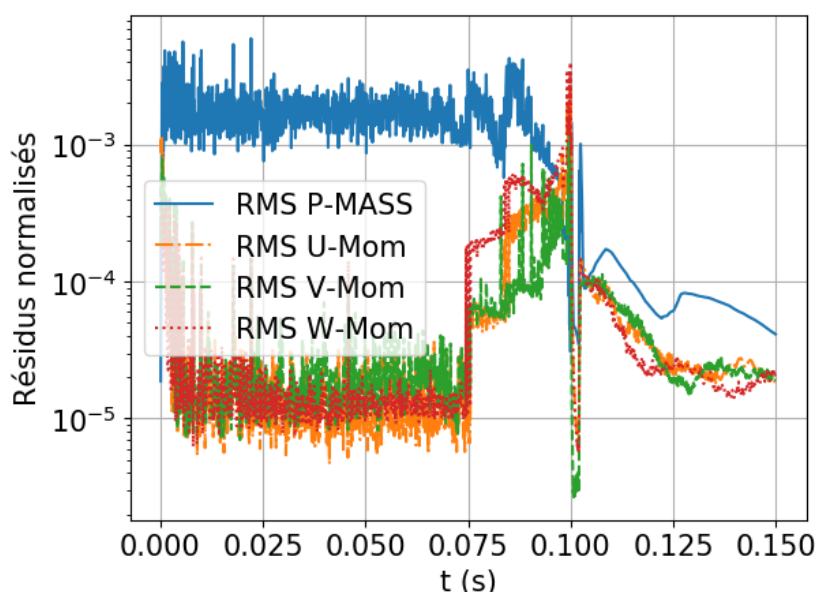


Figure 3-10: Variation des résidus normalisés en fonction du temps de la simulation pour les grandeurs conservées : la masse et les trois composantes de la vitesse.

3.3.3 Choix du modèle de turbulence

Trois modèles de turbulence ont été comparés afin de choisir le plus adapté à notre cas. Deux modèles URANS : $k - \epsilon$ et $k - \omega$ SST et un modèle LES (WALE). Globalement, tous les résultats numériques semblent très proches des résultats analytiques de Mana (2014) [53], à l'exception des modèles de turbulence basés sur le modèle $k - \epsilon$ (voir Figure 3-11). Ce dernier ne traite pas bien la couche limite sur le sol [100]. Pour simuler correctement l'écoulement instationnaire de l'air dans le domaine de calcul tout en réduisant le coût de calcul, nous choisissons la simulation URANS avec le modèle $k - \omega$ SST.

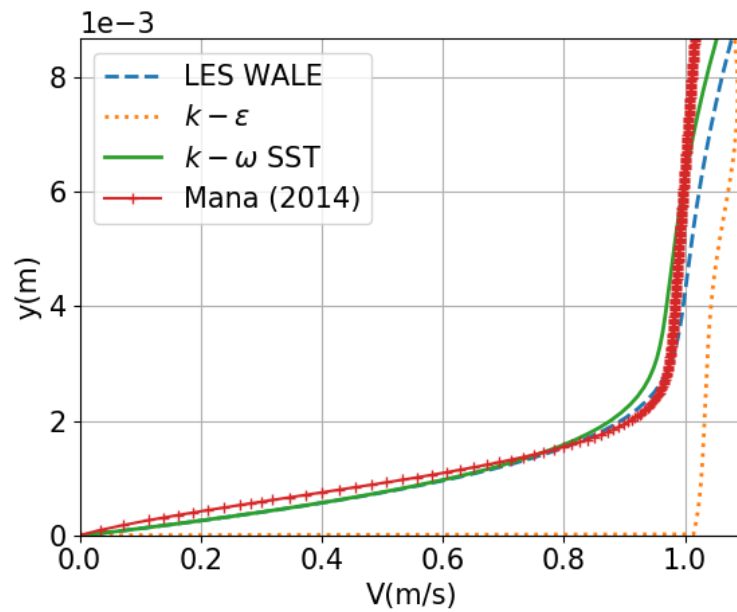


Figure 3-11 : Variation de la vitesse de l'écoulement sous la plaque en fonction de la hauteur y (au bout de la plaque) pour les modèles de turbulence testés.

3.3.4 Etude de sensibilité au pas de temps

Un test de sensibilité au pas de temps de calcul a été réalisé afin de choisir un pas de temps adapté à nos simulations. La démarche consiste à réaliser des simulations avec des pas de temps décroissants 10^{-3} s, 10^{-4} s et 10^{-5} s (le choix de ces pas de temps car la durée de la marche humaine est de l'ordre de 0.05 s à 0.2 s) et de comparer les profils de vitesses en bout de plaque. Cette étude a été réalisée en utilisant le maillage moyen (M2) avec le modèle de turbulence $k - \omega$ SST.

La Figure 3-12 montre la variation de la vitesse de l'écoulement sous la plaque en fonction de la hauteur y à $x=9.85$ cm pour les pas de temps testés. On remarque que les profils de vitesse sont superposés pour les simulations avec un pas de temps de 10^{-4} s et 10^{-5} s. En revanche, pour la simulation avec 10^{-3} s, on remarque que la solution diffère des deux autres simulations. On peut conclure qu'un pas de temps égale ou inférieur à 10^{-4} s est nécessaire pour nos simulations. Afin de réduire le coût de calcul un pas de temps 10^{-4} s a été choisi pour les simulations de l'écoulement.

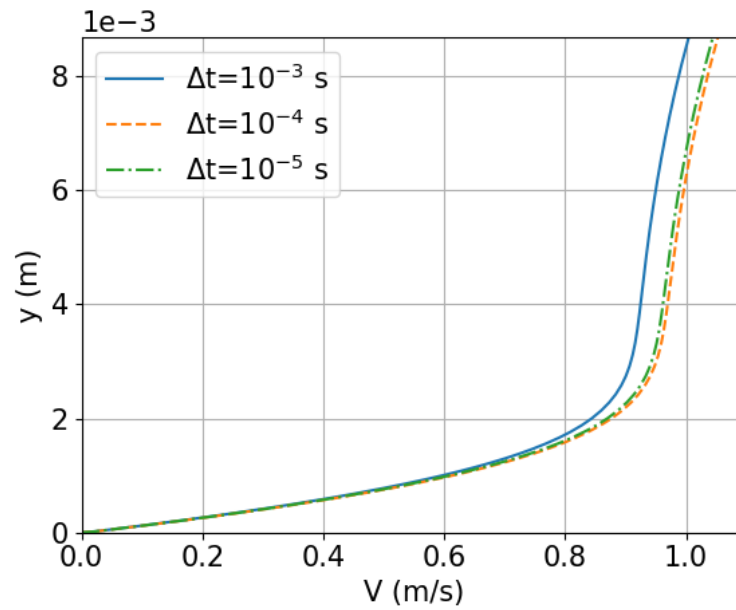


Figure 3-12: Variation de la vitesse de l'écoulement sous la plaque en fonction de la hauteur y (au bout de la plaque) pour les pas de temps testés.

3.3.5 Performance des calculs en parallèle

La parallélisation du calcul est une technique de calcul numérique qui consiste à effectuer des calculs simultanément sur plusieurs cœurs (ou processeurs). Son principe est basé sur la subdivision du calcul de base en plusieurs calculs plus petits, dont chacun est exécuté sur un cœur. Pour évaluer le taux d'accélération des calculs effectués en parallèle, on utilise un critère appelé "speed-up". Durant ces calculs, il faut généralement qu'un processeur ait besoin d'informations provenant d'autres cœurs. Il est donc indispensable de passer par une étape de communication et de passage d'informations d'un sous-domaine à un autre (d'un cœur à un autre). Cette phase rend les calculs effectués sur chaque cœur très dépendants et entraîne un surcoût et une perte de performance des calculs parallèles. Le "speed-up" évalue indirectement cette perte de performance en évaluant le gain en temps de calcul. Il est défini comme le rapport entre le temps de calcul pour un cœur (le temps d'une simulation avec un seul processeur généralement donné par l'ordinateur à la fin de simulation) et le temps de calcul parallèle réel pour un nombre donné de cœurs [104].

$$S_{up} = \frac{\text{Temps de calcul pour 1 cœur}}{\text{Temps de calcul pour } N \text{ cœurs}} \quad (3 - 33)$$

Afin d'étudier la variation du « speed up » en fonction du nombre de cœurs, des simulations ont été réalisées pour des nombres de cœurs variant entre 2 et 320 cœurs. Ces speed-up ont été

Chapitre 3 : Etude numérique de l'écoulement

obtenus en faisant 50 itérations temporelles avec un pas de temps de 10^{-4} s lors de la simulation URANS, avec le modèle $k - \omega$ SST, de la validation de l'écoulement rotation de la plaque, sur le maillage M2 (2.13 millions d'éléments). Les calculs ont été effectués sur le cluster MACH de l'Ecole Royale Militaire, qui dispose de 1480 cœurs (12 machines de 80 cœurs, 5 machines de 40 cœurs et 10 machines de 32 cœurs, date 20 Fév 2022).

Table 3-2 : Speed up pour différent nombre de processeurs

	Une seule machine									2 machines				3 machines	4 machines
Nombre de cœurs	1	2	4	8	16	32	48	64	80	100	120	140	160	240	320
Temps de calcul (s)	20493	10793	6493	3997	2454	1499	1019	796	619	514	441	384	346	267	215
Speed up	1	1.9	3.16	5.13	8.35	13.67	20.09	25.72	33.09	39.84	46.43	53.26	59.08	76.70	95.13

La variation du temps de calcul en fonction du nombre de cœurs est représentée sur la Figure 3-13. On remarque que la variation du temps de calcul en fonction du nombre de cœurs suit une loi exponentielle. On voit que pour un nombre de cœurs égal à 80 le temps de calcul est divisé par 2.8 par rapport à la simulation avec 320 cœurs bien que le nombre de cœurs soit multiplié par 4. Aussi pour un nombre de cœurs égal à 80 le temps de simulation dans notre cas devient plus au moins faible, et par conséquent il devient rentable de réaliser 4 simulations en même temps avec 80 cœurs.

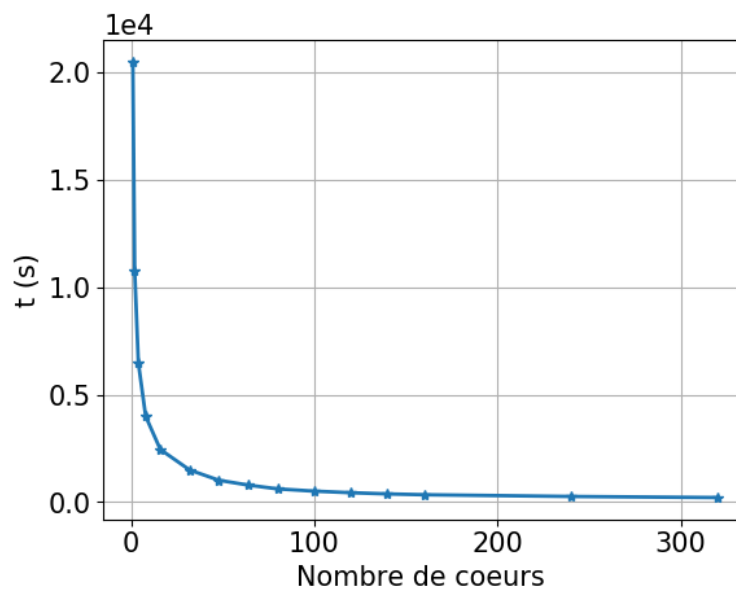


Figure 3-13: Variation du temps de calcul en fonction du nombre de cœurs.

La Figure 3-14 montre la variation du speed up en fonction du nombre de cœurs. On constate une petite diminution de l'accélération des calculs au-delà de 4 cœurs, ceci peut être expliqué par l'augmentation du temps de communication entre les cœurs. Entre 16 et 160 cœurs la variation du speed up est presque linéaire. Même pour un nombre de processeurs supérieur à 160 la variation est linéaire mais avec une pente plus petite que celle entre 16 et 160 cœurs, vraisemblablement liée à une augmentation du nombre de machines utilisées.

Nos simulations ont été réalisées avec 80 cœurs en faisant un compromis non seulement entre le temps de calcul pour une simulation, le nombre de simulations effectuées simultanément mais aussi la disponibilité des cœurs pour réaliser nos simulations avec 80 cœurs.

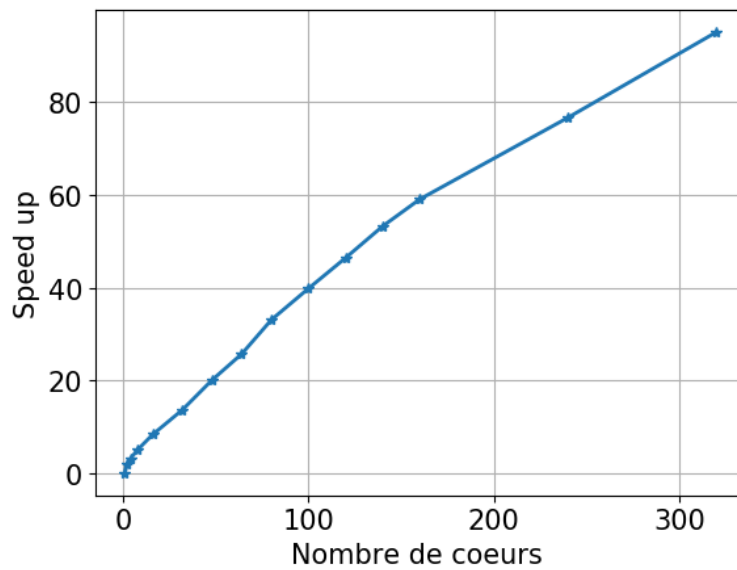


Figure 3-14: Variation du speed-up en fonction du nombre de cœurs.

3.4 Simulation de l'écoulement généré par le pas

3.4.1 Géométrie et maillage

Le domaine de calcul consiste en une enceinte de petite échelle avec une surface au sol de $50 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$ et une hauteur de 30 cm . Une chaussure de taille 42 EU (Figure 3-15) a été réalisée sous *Autodesk Inventor* et intégrée dans le domaine de calcul en tant qu'un solide immergé. Cette chaussure a été choisie sur la base des travaux antérieurs de Benabed et al. (2020) [11]. L'angle initial entre la chaussure et le sol (24°) et la vitesse angulaire de la chaussure ont été mesurés expérimentalement (voir Section 3.1). La méthode des solides immergés ISM (voir section 3.2.3) disponible dans CFX a été utilisée pour simuler la chaussure en mouvement. La Figure 3-15 représente la géométrie et la position de la chaussure.

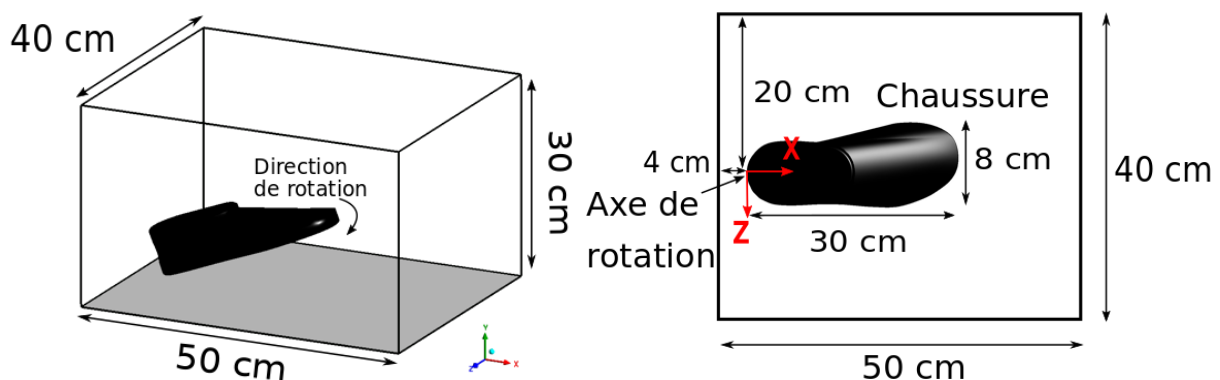


Figure 3-15: Géométrie de l'enceinte et position de la chaussure.

En appliquant les paramètres de maillage choisis sur le cas de la chaussure on trouve un maillage avec 3.03 millions de cellules hexaédriques structurées pour le domaine de calcul et un maillage tétraédrique pour la chaussure (Figure 3-16).

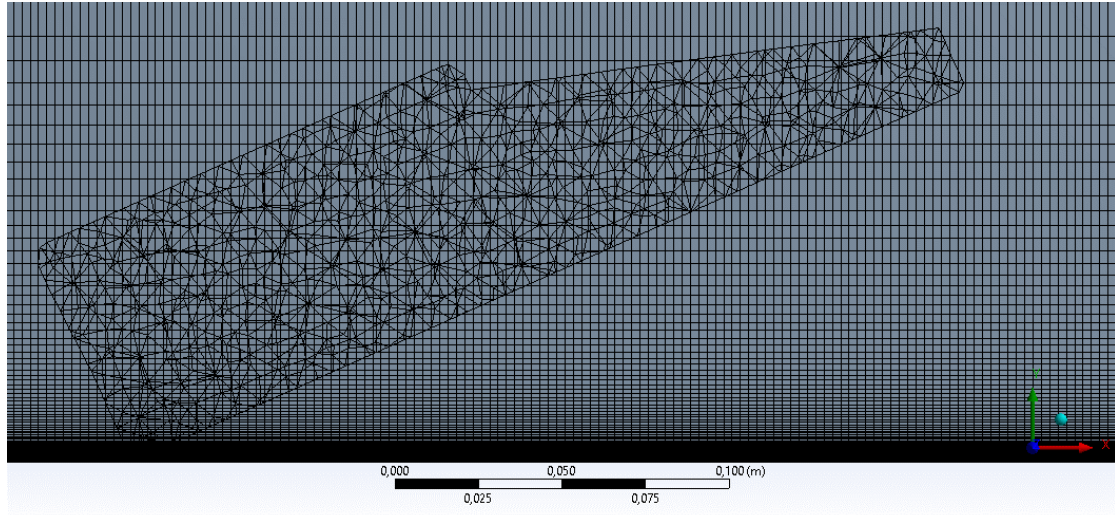


Figure 3-16: Maillage utilisé pour la simulation de la chaussure.

3.4.2 Analyse de l'écoulement

Les Figure 3-17(a) et Figure 3-17(b) montrent le champ de vitesse généré par le mouvement de rotation de la chaussure dans le cas d'une marche normale pour différents instants le long des sections longitudinales et latérales, respectivement. Les figures sont montrées en séquence référencée au moment où la chaussure commence la rotation. Comme nous pouvons le voir sur les Figure 3-17(a1) et Figure 3-17(b1), un tourbillon se développe à la pointe de la chaussure. L'écoulement sous la chaussure est écrasé et éjecté vers l'avant et vers les deux côtés de la chaussure ainsi que vers le talon sous forme de jet de paroi. Cela conduit ensuite à la formation d'une région à haute vitesse (10.17 m/s) près de la paroi, comme l'ont observé expérimentalement Kubota et al. (2009) [46]. En comparant la vitesse dans les deux sections, nous pouvons voir que la vitesse générée dans la section latérale était plus élevée que celle générée dans la section longitudinale (Figure 3-17(a2) et Figure 3-17(b2)). Après que la chaussure ait touché le sol (Figure 3-17(a3) et Figure 3-17(b3)), nous notons la formation de deux vortex contrarotatifs se déplaçant horizontalement sur le sol et se dissipant lentement. Ce phénomène a été observé par Benabed et al. (2020) [49].

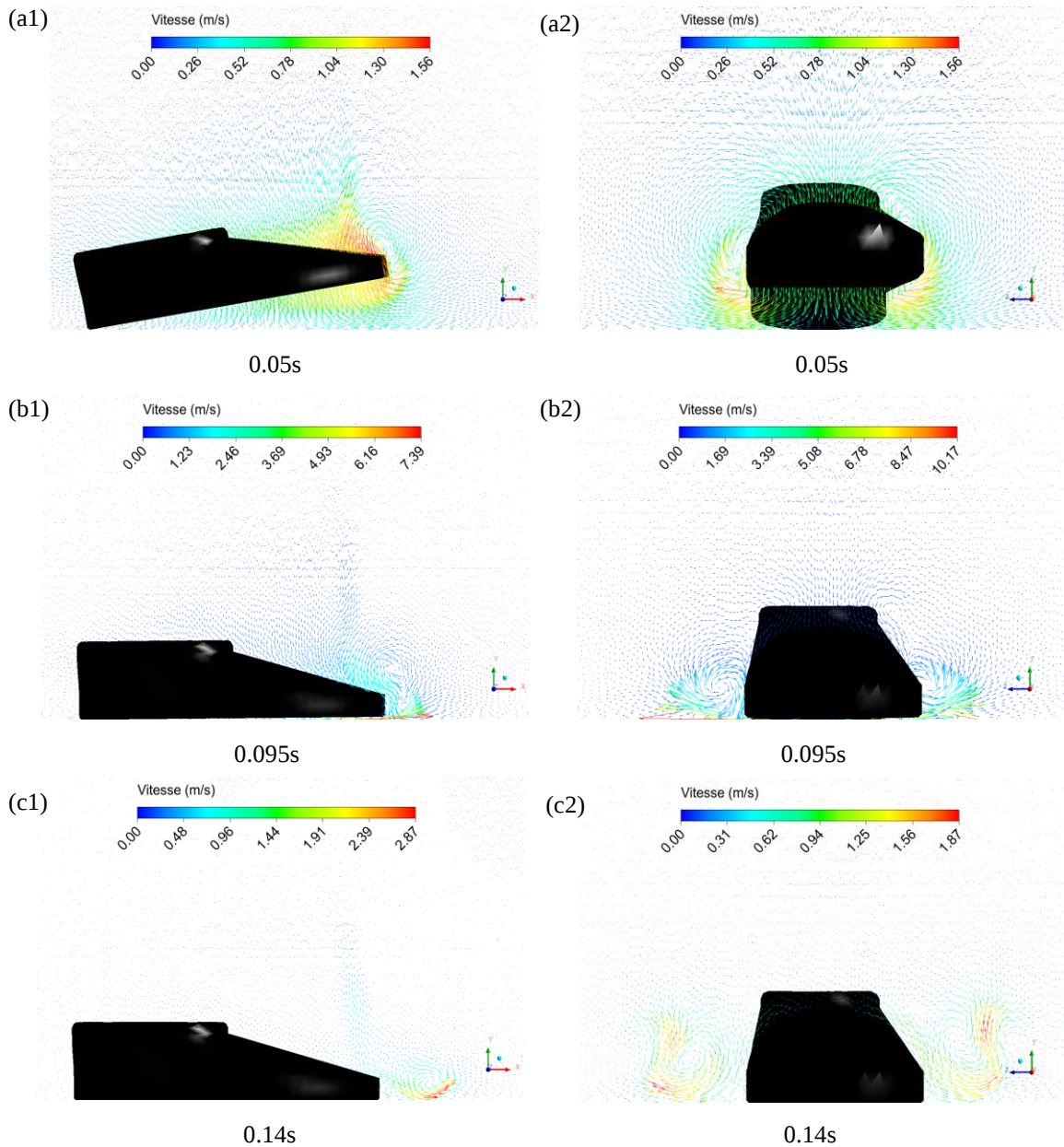


Figure 3-17: Champs de vitesse générés le long des sections longitudinale (a1-a3) et transversale (b1-b3).

La Figure 3-18 montre une iso-surface d'une vitesse égale à 1 m/s à différents instants dans le cas de la marche normale. On remarque que l'écoulement commence à se développer à la pointe de la chaussure à l'instant 0.01 s. Après que la chaussure touche le sol ($t = 0.14$ s), on remarque la formation d'une sorte de rouleau qui entoure la chaussure, la coupe transversale ou longitudinale de ce rouleau montre deux vortex contrarotatifs (voir Figure 3-17).

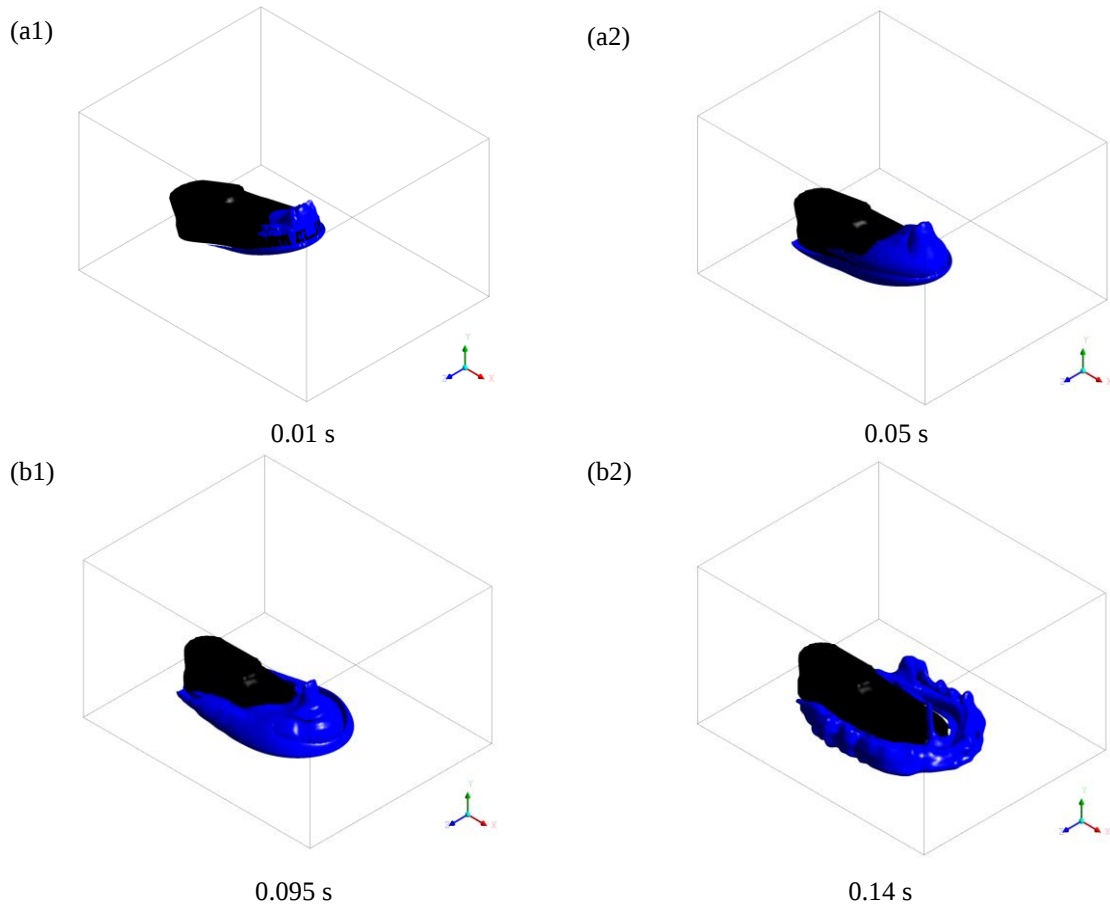


Figure 3-18: Iso surface d'une vitesse égale à 1 m/s à différents instants dans le cas de la marche normale, a) $t = 0.05$ s, b) $t = 0.095$ s, c) $t = 0.099$ s, d) $t = 0.14$ s.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la vitesse de frottement provenant des simulations numériques de l'écoulement est l'un des paramètres d'entrée les plus importants du modèle Rock 'n'Roll. En effet, ce paramètre influence considérablement la fraction de RmS. Il faut noter que la vitesse de frottement est le seul paramètre d'entrée qui dépend du temps. Par conséquent, ce paramètre fait que le taux de RmS dépend également du temps. La vitesse de frottement peut être calculée en utilisant l'équation (3-34).

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu \left. \frac{du}{dy} \right|_{y=0}}{\rho}} \quad (3 - 34)$$

où τ_w est la contrainte de cisaillement de la paroi et $\left(\frac{du}{dy}\right)_{y=0}$ est le gradient de vitesse au sol.

Les Figure 3-19 montrent les champs de vitesse de frottement sur le sol à quatre instants différents de la marche normale. Nous remarquons que la vitesse de frottement augmente à mesure que la chaussure s'approche du sol pour atteindre une valeur maximale juste avant que la chaussure ne touche le sol. Cette vitesse maximale est située au niveau du bord de la chaussure. Cette observation peut être expliquée par le fait qu'à cet instant la vitesse sous la chaussure augmente fortement ce qui conduit à un fort gradient de vitesse à la surface. (voir équation (3-34)). A 0.095 s, la vitesse de frottement est maximale aux niveaux des bords de la chaussure dans la direction transversale, et elle se déplace le long des bords selon la direction longitudinale au temps 0.099 s. Après que la chaussure touche le sol, la vitesse de frottement augmente dans la région située devant la chaussure jusqu'à atteindre 0.3 m/s puis diminue avec le temps. Cette constatation peut être expliquée par la présence des vortex générés par la chaussure qui se translatent près de la surface. Ces tourbillons perdent en puissance et leur vitesse de déplacement diminue lorsqu'ils s'éloignent de la chaussure

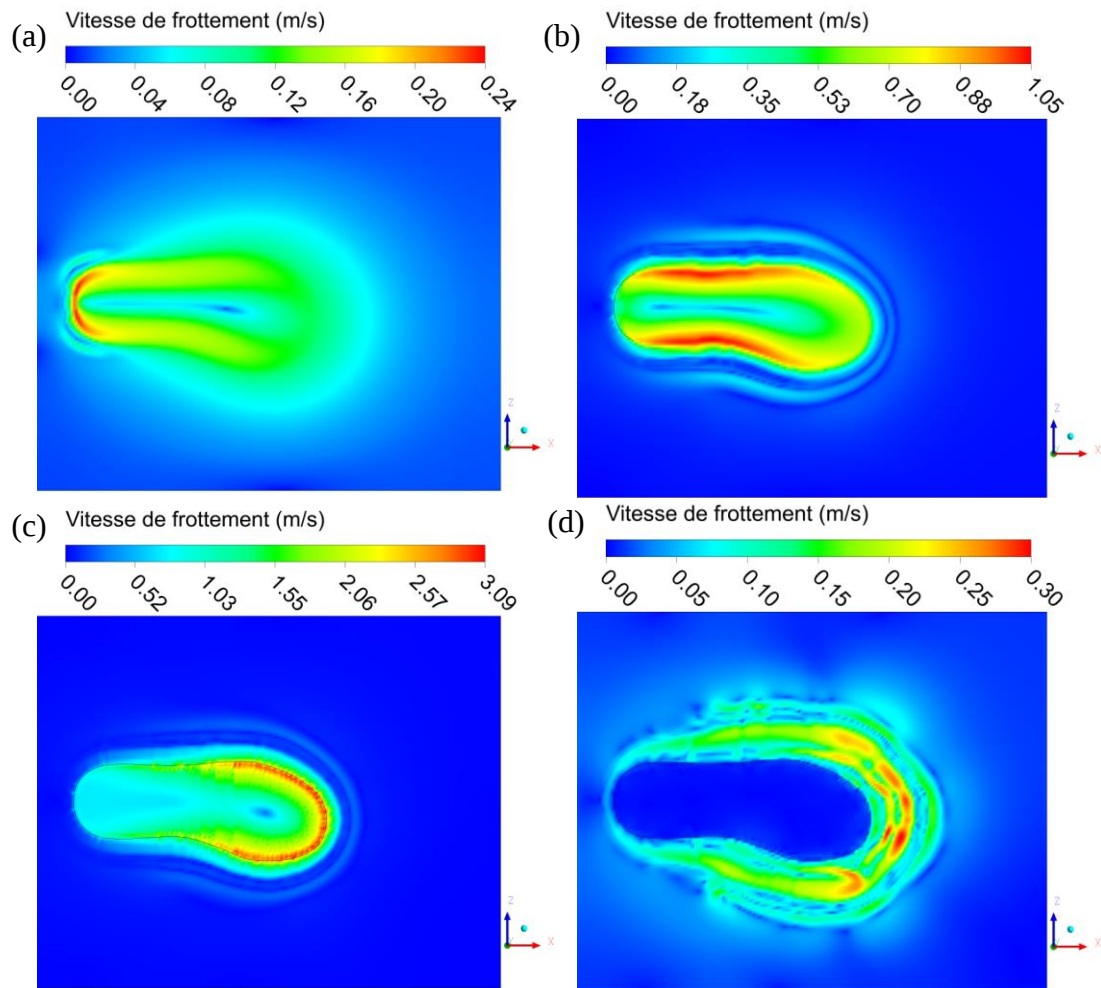


Figure 3-19: Champs de vitesse de frottement sur le sol à quatre moments différents (référéncés au moment où la chaussure commence à tourner), a) $t = 0.05$ s, b) $t = 0.095$ s, c) $t = 0.099$ s, d) $t = 0.14$ s.

3.4.3 Influence des paramètres de l'étude sur l'écoulement

3.4.3.1 Influence de la vitesse et du type de marche

Afin d'étudier l'influence de la vitesse et du type de marche sur l'écoulement généré par la rotation de la chaussure, la variation de la vitesse de frottement maximale au sol en fonction du temps a été représentée dans la Figure 3-20. Le temps 0 s correspond au début de la rotation de la chaussure. Pour les quatre cas, la vitesse de frottement maximale augmente lentement puis significativement pour atteindre 1.5 m/s, 4.4 m/s, 5.4 m/s et 9.8 m/s dans le cas d'une vitesse de marche lente, normale, rapide et avec impact respectivement. Ces valeurs ont été atteintes à des temps différents qui augmentent en fonction de la vitesse de marche.

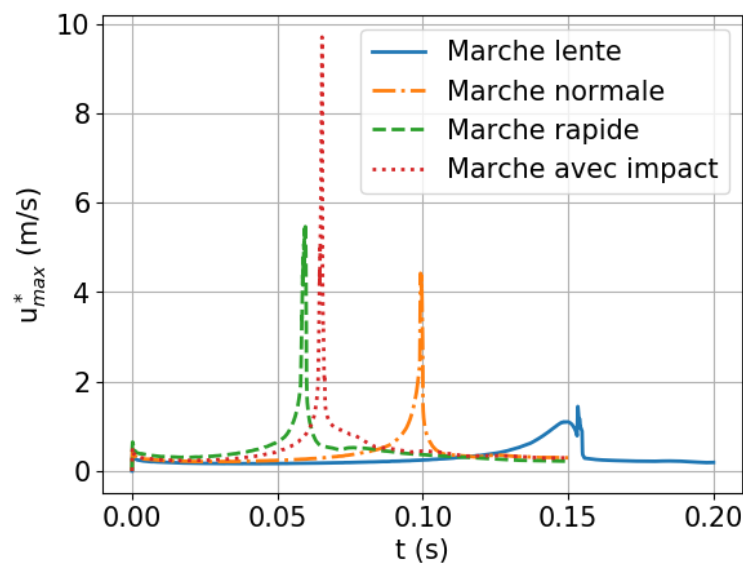


Figure 3-20: Variation de la vitesse de frottement maximale sur le sol pour les quatre vitesses de marche.

3.4.3.2 Influence des rainures de la chaussure

Pour étudier l'effet des rainures de la semelle de la chaussure sur l'écoulement généré par le pas humain, trois types de semelles avec des rainures différentes ont été réalisées (voir Figure 3-21) : (1) semelle sans rainures, (2) semelle avec 27 rainures transversales et (3) semelle avec 13 rainures longitudinales. La largeur et la profondeur des rainures sont de 0.3 cm et 0.2 cm, respectivement pour les deux cas, transversal et longitudinal. La distance entre les rainures est 1 cm pour les deux cas. Les surfaces totales des semelles sont les mêmes, soit 220.72 cm². La surface de contact des semelles avec rainures était de 154.74 cm² pour les semelles à rainures longitudinales, de 154.45 cm² pour les semelles à rainures transversales, et de 220.72 cm² pour les semelles sans rainure.

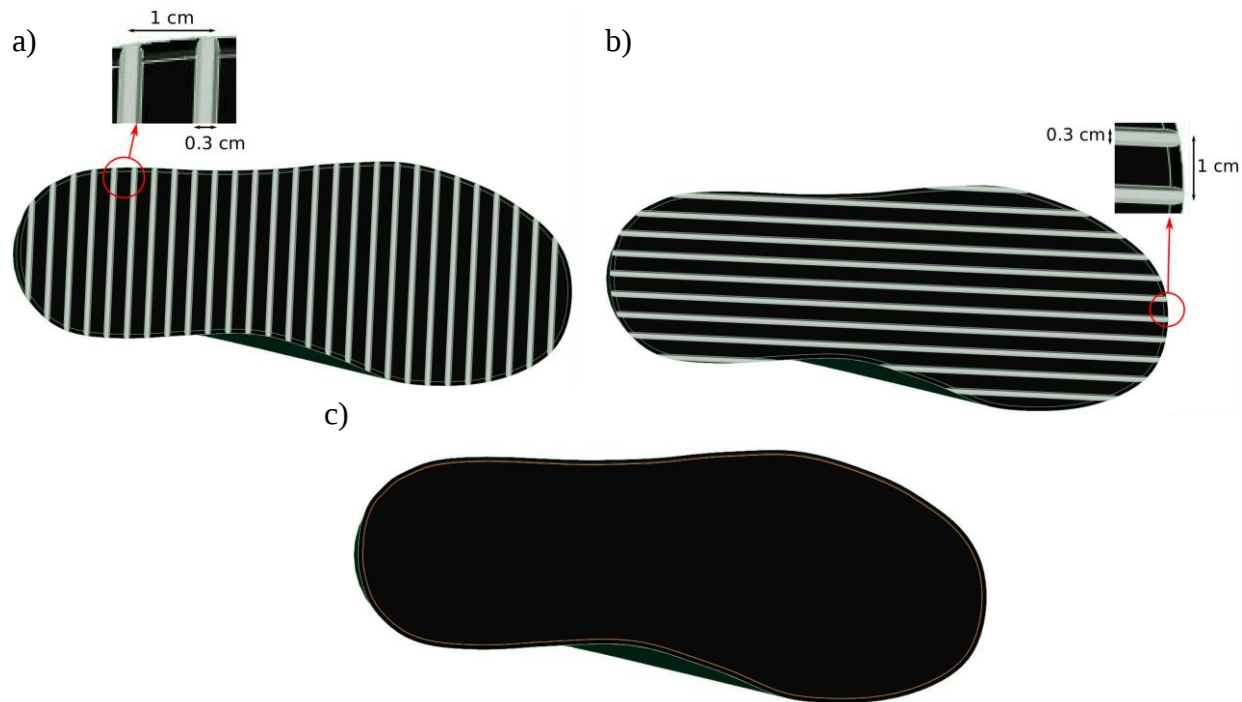


Figure 3-21: Descriptions des semelles à rainures transversales (a), longitudinales (b) et sans rainures (c) utilisées dans cette étude.

La Figure 3-22 représente les champs de vitesse de frottement dans le sol pour les trois types de rainures dans le cas d'une marche normale. On remarque que la vitesse de frottement maximale dans le cas d'une chaussure lisse est située dans une zone étalée tout le long de l'avant de la chaussure par contre dans les cas des chaussures avec des rainures on remarque qu'il y a plusieurs points répartis majoritairement devant la chaussure. La vitesse de frottement maximale est égale à 3.82 m/s, 3.36 et 3.09 m/s pour des semelles avec des rainures transversales, longitudinales et semelles lisses, respectivement.

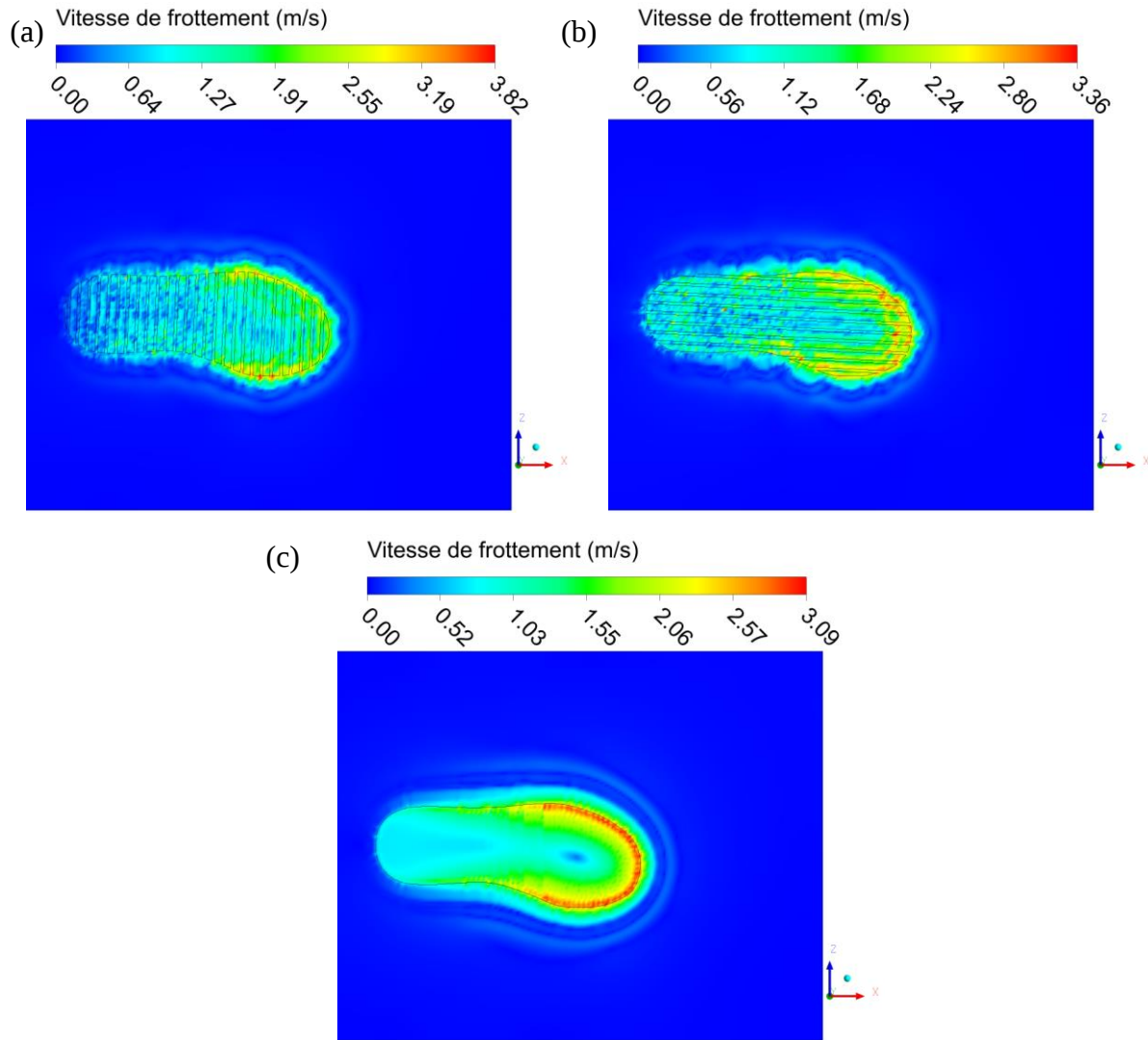


Figure 3-22: Champs de vitesse de frottement dans le sol pour les trois types de semelles, a) semelle avec rainures transversales, b) semelle avec rainures longitudinales, c) semelle sans rainures.

La Figure 3-23 montre la variation de la vitesse de frottement maximale sur le sol pour les trois types de rainures dans le cas d'une marche normale. On remarque que le profil de la vitesse de frottement maximale est similaire pour les trois cas. En plus, pour le cas des chaussures avec des rainures longitudinales, la vitesse de frottement maximale est plus grande avec une valeur maximale égale à environ 9 m/s, par rapport aux deux autres cas, où elle est égale à 5 m/s et 6 m/s pour le cas des chaussures sans rainures et avec des rainures transversales, respectivement. Ceci peut être expliqué par le fait que lorsque la chaussure touche le sol la section de passage de l'écoulement entre le sol et la chaussure devient petite.

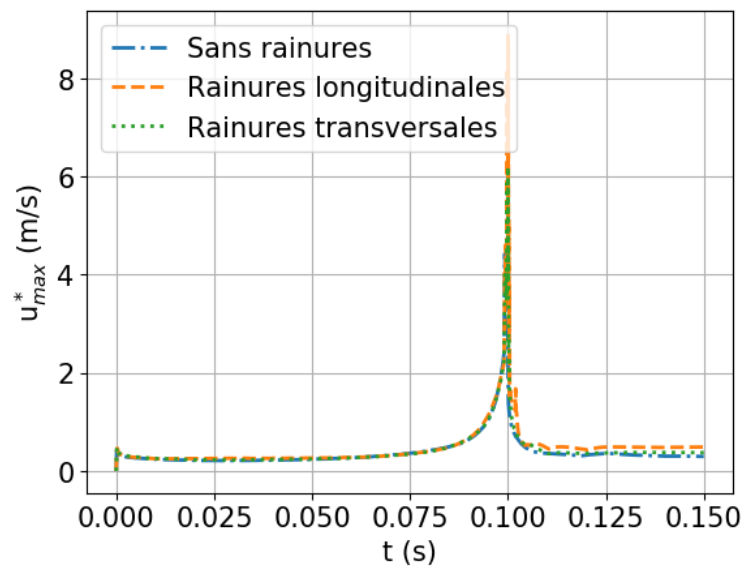


Figure 3-23: Variation de la vitesse de frottement maximale sur le sol pour les trois types de rainures dans le cas d'une marche normale.

3.4.3.3 Influence de la taille de la chaussure

Dans le but d'étudier l'influence des tailles de chaussures sur la fraction RmS, on a créé une deuxième chaussure de la même forme que celle utilisée dans l'étude précédente, mais avec une taille plus petite de taille 32 EU (30% de moins). Pour faciliter la comparaison, on appelle la première grande chaussure et la deuxième petite chaussure.

La Figure 3-24 montre les champs de vitesse de frottement au niveau du sol pour les deux tailles de chaussures à l'instant $t = 0.095$ s dans le cas d'une marche normale. On remarque que les champs sont presque similaires, la vitesse maximale est dans le même endroit pour les deux tailles de chaussures, en revanche, la valeur de cette vitesse est plus grande dans le cas de la grande chaussure (3.09 m/s dans le cas de grande chaussure et 2.30 m/s dans le cas de petite chaussure). Ceci peut être expliqué par le fait que l'aire située entre la chaussure et le sol est plus grand dans le cas de la grande chaussure. En effet, pour expulser cet air dans une même période de temps, il faut que la vitesse augmente fortement ce qui augmente la vitesse de frottement.

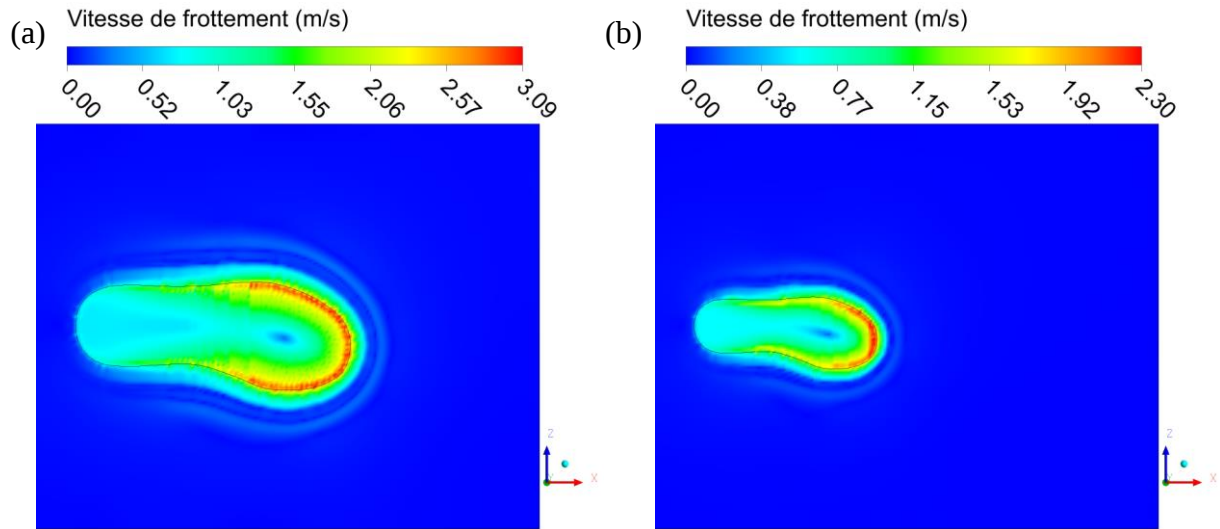


Figure 3-24: Champs de vitesse de frottement au niveau du sol pour les deux tailles de chaussures à l'instant $t=0.095$ s dans le cas d'une marche normale, a) grande chaussure, b) petite chaussure.

La Figure 3-25 représente la variation de la vitesse de frottement maximale sur le sol pour les deux tailles de chaussure dans le cas d'une marche normale. On peut constater que la vitesse de frottement est plus grande dans le cas de la grande chaussure au cours de toute la simulation.

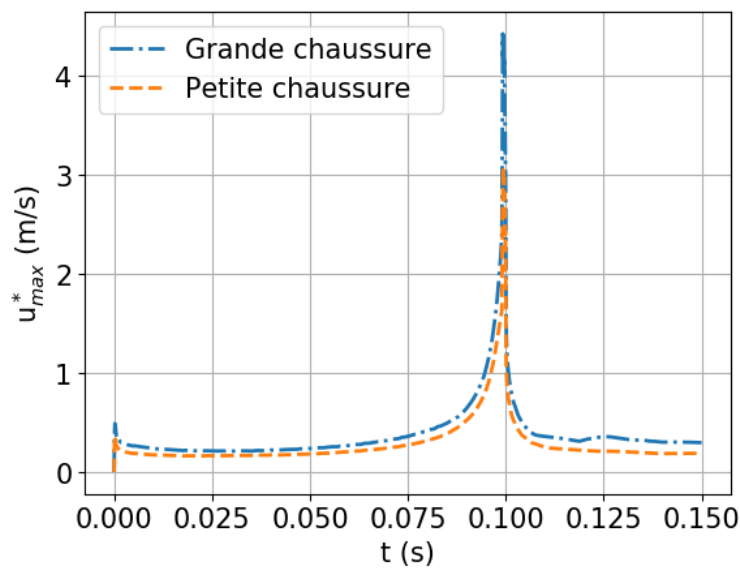


Figure 3-25: Variation de la vitesse de frottement maximale sur le sol pour les deux tailles de chaussure dans le cas d'une marche normale.

3.5 Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre l'écoulement généré par le mouvement de rotation du pied pendant un pas humain a été numériquement étudié en utilisant le logiciel de simulation numérique ANSYS CFX. La méthode des solides immergés (ISM) a été utilisée pour modéliser une chaussure dans un domaine de calcul 3-dimension. Une première étude avec une plaque large a été réalisée pour valider les paramètres choisis de la simulation (maillage, modèle de turbulence et pas de temps). Les résultats de l'écoulement au-dessous de la plaque ont été comparés au travail analytique précédent de Mana et al. 2014.

Les principaux objectifs de départ sont les suivants : visualiser le développement de l'écoulement, repérer la zone de forte vitesse de frottement qui correspond à la zone de forte RmS , étudier les effets de la vitesse d'une marche humaine réaliste et du motif des rainures des chaussures (rainures transversales, rainures longitudinales et absence de rainures). Finalement nous avons également étudié l'influence de la taille de la chaussure sur l'écoulement.

Les simulations ont montré que pendant la rotation de la chaussure un vortex se développe au bout de la chaussure. En plus, des zones de vitesses de frottement élevées sont formées vers le talon, vers les deux côtés et à l'avant de la chaussure. Lorsque la chaussure s'approche du sol, on remarque la formation d'un jet d'écoulement dû à l'expulsion de l'air sous la chaussure. Après que la chaussure ait touché le sol, des tourbillons contrarotatifs se forment à côté et devant la chaussure. Ces structures se déplaçant horizontalement sur le sol et se dissipent lentement. Les résultats des simulations pour plusieurs marches ont montré que la vitesse et le type de marche influence significativement l'écoulement autour et au-dessous du pied, faisant que la vitesse de frottement peut varier de 1 à 9 m/s. En plus, la vitesse de frottement est plus grande dans le cas de la grande chaussure au cours de toute la simulation. Pour le cas des chaussures avec des rainures longitudinales, la vitesse de frottement maximale est plus grande que celle des deux autres cas (avec des rainures transversales et absence de rainures).

4 Simulation de la remise en suspension des particules

Ce chapitre est dédié à l'étude numérique de la RmS des particules par un pas humain. Comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, ce phénomène est influencé par une multitude de paramètres difficiles à maîtriser dans le cas de mesures à grande échelle. Pour cette raison, nous avons mis au point une étude numérique à petite échelle qui permet de quantifier la fraction élémentaire de particules RmS par un seul pas humain. L'objectif final de ce travail est l'évaluation de l'influence des différents paramètres en jeu, sur la RmS des particules causée par l'impact d'une chaussure avec le sol.

Dans la première section de ce chapitre, nous présentons la méthode utilisée pour l'estimation de la fraction de RmS, le choix du pas de temps et le test de convergence. Dans la deuxième section, nous présentons les résultats de l'étude du flux de particules issues du sol et le transport de ces dernières dans les alentours proches. Ensuite, nous présentons les résultats de l'étude de l'influence de quelques paramètres (motifs des rainures, vitesse et type de marche, la combinaison particule-surface et la taille de la chaussure) sur la fraction de RmS. Enfin, on termine le chapitre par une conclusion.

4.1 Méthode numérique

Pour cette partie de l'étude, dédiée aux simulations numériques impliquant une quantité de particules disposées au sol, nous avons utilisé les éléments nécessaires (tel que le maillage, le modèle de turbulence adopté, le domaine de calcul muni des conditions aux limites ...) qui sont préalablement détailler dans le chapitre précédent.

4.1.1 Méthode d'estimation de la fraction de remise en suspension

Plusieurs coefficients sont utilisés pour quantifier la RmS induite par la marche humaine, par exemple : la fraction de RmS par surface de contact ou le taux d'émission de particules. Pour comparer nos résultats numériques avec ceux de la référence [11], nous avons utilisé les fractions de RmS par surface de contact. Ce paramètre peut être calculé comme le rapport entre la masse totale RmS m_R (kg) et la masse initiale de particules déposées dans la zone de RmS m_0 (kg), comme le montre l'équation (4-1).

$$r_{RS} = \frac{m_R}{m_0} \quad (4 - 1)$$

La masse totale RmS peut être estimée par l'intégrale du débit massique des particules remises en suspension depuis le sol (kg/s) par rapport au temps (voir l'équation (4-2)).

$$m_R = \int_0^{t_f} q_m(t) dt \quad (4 - 2)$$

où t_f est le temps total de la simulation (s) et $q_m(t)$, le débit massique des particules remises en suspension depuis le sol (kg/s).

En raison de la nature volumétrique des particules, l'implémentation numérique des particules dans le domaine de calcul nécessite la création d'une zone volumique (réservoir de particules) dans les premières cellules du maillage proche du sol. Dans ce réservoir, les particules remises en suspension sont modélisées par une source de particules provenant des différentes cellules. Le débit massique depuis la surface est égal à la somme de toutes les intégrales sur les volumes des cellules du sol de la source de particules (voir l'équation (4-3)).

$$q_m(t) = \sum_{i=1}^n \int_{V_i} S_{p_i}(t) dV_i \quad (4 - 3)$$

où V_i est le volume de la première cellule à la position i (m^3), n le nombre de premières cellules et S_{p_i} est la source de particules générées dans une première cellule donnée ($kg.m^{-3}.s^{-1}$) qui représente la quantité de particules RmS provenant de la première cellule à chaque pas de temps, elle peut être calculée en utilisant l'équation (4-4) [105]:

$$S_p = \bar{\Lambda}(t)C_s(t) \quad (4-4)$$

où $\bar{\Lambda}(t)$ représente le taux moyen de RmS donné par l'équation (4-8) (pour plus de détails, voir ci-dessous), $C_s(t)$ est la concentration de particules à la surface au temps t (dans la première cellule du maillage en contact avec le sol) (kg/m^3). La concentration de particules à la surface diminue avec le temps en raison de la RmS. Cette diminution a été prise en compte en utilisant l'équation (4-5).

$$C_s(t + \Delta t) = C_s(t)(1 - \bar{\Lambda}(t)\Delta t) \quad (4-5)$$

où $C_s(t + \Delta t)$ est la concentration au temps $t + \Delta t$.

Pour modéliser l'écoulement gaz-solide, deux types d'approche sont fréquemment rencontrés dans la littérature. La première approche est la méthode Eulérienne-Eulérienne (modèle à deux fluides), la seconde approche est la méthode eulérienne-lagrangienne. Dans les deux méthodes, la phase gazeuse ou la phase porteuse est considérée comme une phase continue. La méthode Eulérienne-Eulérienne est mise en œuvre dans plusieurs travaux (par exemple Gélain et al. (2015) [106], Gélain et al. (2020) [105] et Mana (2014) [53]). Dans cette méthode, la phase solide est aussi considérée comme une phase continue. D'autres travaux comme (par exemple Goldasteh et al. (2014) [45]) ont utilisé l'approche Eulerienne-Lagrangienne. Dans cette dernière, un suivi individuel de chaque particule est réalisé en utilisant le principe fondamental de la dynamique. Cette dernière est également appelée le modèle à phases discrètes (DPM). Ainsi, la phase solide est considérée comme une phase dispersée. La méthode lagrangienne est plus coûteuse en termes de moyen de calcul.

Dans ce travail, une approche Eulérienne-Eulérienne a été utilisée pour modéliser la concentration des particules dans le domaine. Dans cette approche, la concentration des particules est prise en compte en utilisant l'équation de transport d'un scalaire (4-6).

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}C) = \nabla \cdot \left(\left(D + \frac{\mu_t}{\rho S c_t} \right) \nabla C \right) + S_p \quad (4-6)$$

où C , est la concentration en particules (kg/m^3), ρ est la masse volumique du fluide (kg/m^3), $\mathbf{u}$ est le vecteur vitesse moyenne du fluide (m/s), μ_t est la viscosité turbulente (Pa.s), Sc_t est le nombre de Schmidt turbulent, D est le coefficient de diffusion des particules (m^2/s) (pris $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ pour cette étude [102]).

Dans ce travail, la masse initiale de particules déposées dans la zone de RmS peut être calculée à l'aide de l'équation (4-7).

$$m_0 = C_0 V_t = C_0 H_{fc} A_s \quad (4 - 7)$$

C_0 est la concentration initiale sur le sol (kg/m^3) (voir Figure 4-1), et V_t (m^3), A_s (m^2) et H_{fc} (m) représentent le volume, la hauteur et la surface des cellules à partir de laquelle les particules sont remises en suspension après le mouvement de la chaussure. La surface de RmS dépend de nombreux paramètres, tels que le style de marche, l'intensité de la marche et les caractéristiques de la surface de la semelle de la chaussure. Cependant, cette surface n'est pas facile à déterminer ; ainsi, dans ce travail, nous l'avons considérée comme égale à la surface de contact de la semelle de la chaussure.

Les valeurs de concentration initiale au sol considérées dans ce travail sont représentées sur la Figure 4-1. Ces concentrations ont été calculées sur la base de la charge de surface (particules/ m^2) issue du travail de Benabed et al. (2020) [11] en supposant que les particules étaient sphériques et que la même masse était déposée sur le sol.

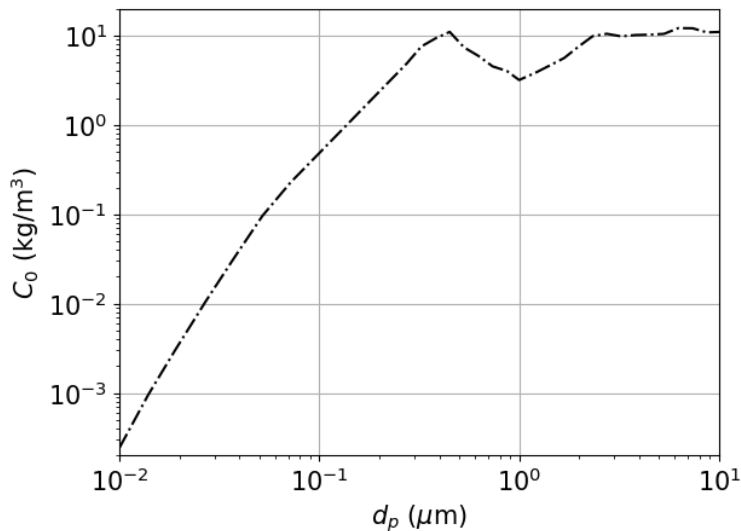


Figure 4-1: Concentration initiale au sol (kg/m^3).

Taux de remise en suspension pour un vitesse de frottement variable

Le modèle de RmS utilisé dans la présente étude (équation (2-73)) est adapté à une vitesse de frottement constante. Cependant, la nature transitoire de l'écoulement dans notre étude, implique une vitesse de frottement variable. Dans ce cas, le pas de temps de simulation (Δt) doit être choisi suffisamment petit pour considérer une vitesse de frottement constante pendant chaque pas de temps. Ainsi, la vitesse de RmS sera moyennée sur un pas de temps Δt comme donné par l'équation (4-8) [37].

$$\bar{\Lambda}(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \Lambda(t) dt = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\infty} \varphi(\bar{f}_a) (1 - e^{-p_{RmS}(\bar{f}_a)\Delta t}) d\bar{f}_a \quad (4-8)$$

4.1.2 Choix du pas de temps

Comme évoqué précédemment il est nécessaire de choisir un pas de temps suffisamment petit pour pouvoir calculer le taux de RmS moyenné. Donc, il est nécessaire de réaliser une étude sur l'influence des différents paramètres d'entrée du modèle pour choisir le pas de temps qui assure la non-sous-estimation des taux de RmS pour tous les cas étudiés.

L'équation (4-8) peut être résolue numériquement avec les paramètres d'entrée suivants :

- **La taille des particules (diamètre des particules d_p)** : six tailles dans la gamme 0.1 μm -1 μm ($d_p = 0.1 \mu\text{m}, 0.193 \mu\text{m}, 0.323 \mu\text{m}, 0.530 \mu\text{m}, 0.737 \mu\text{m}, 1 \mu\text{m}$) ont été choisies pour cette étude. Ces tailles ont été choisies afin de comparer nos résultats numériques à ceux de Benabed et al. (2020) [11].
- **Les types de particules et de surface** : ce paramètre est caractérisé par le travail thermodynamique d'adhésion (énergie de surface W_a (J/m^2)) de la combinaison particule-surface. Les combinaisons utilisées dans ce travail sont présentées dans le Tableau 4-1. Le choix de ces combinaisons s'explique par le fait que le linoléum est l'un des revêtements de sol les plus courants dans les bâtiments. La deuxième surface a été choisie pour montrer l'influence des caractéristiques de la surface de la particule, en particulier le travail thermodynamique d'adhésion, sur la RmS de la particule. En effet, le travail thermodynamique d'adhésion de l'alumine-acier est environ 28 et 65 fois supérieur à celui des combinaisons PSL-linoléum et ATD-linoléum respectivement.

Tableau 4-1: Propriétés matérielles de la combinaison particule-surface utilisée dans cette étude.

Particule	Surface	$W_a(\text{J/m}^2)$	Références
ATD (<i>Arizona Test Dust</i>)	Linoléum	8.56×10^{-3}	[20]
PSL (<i>Polystyrene Latex Spheres</i>)	Linoléum	19.86×10^{-3}	[20], [70]
Alumine	Acier	0.56	[21]

- **La vitesse de frottement** : ce paramètre est issu des simulations numériques de l'écoulement. Il faut noter que la vitesse de frottement est le seul paramètre qui dépend du temps.
- **Le pas de temps.**

Afin de choisir un pas de temps adapté à nos simulations, il est nécessaire d'examiner son influence sur le taux moyen de RmS. La Figure 4-2(a-b) présente une illustration de la variation du taux de RmS moyen en fonction du pas de temps pour trois combinaisons particules-surface et six tailles de particules avec des vitesses de frottement égales à 3 m/s. Notons que pour tous les cas, le taux de RmS est constant pour des pas de temps inférieurs à une certaine valeur critique Δt^* . Cette dernière dépend de la taille et du type de la particule. Nous pouvons conclure que, pour nos simulations, choisir un pas de temps Δt supérieur à Δt^* conduit à une sous-estimation du taux de RmS.

Comme le taux moyen de RmS dépend également de la vitesse de frottement, nous avons résolu numériquement l'équation (4-8) pour tous les cas, et plusieurs vitesses de frottement allant de 0 à 10 m/s. De cette manière on couvre toute la gamme des vitesses de frottement générées lors d'un pas. Le pas de temps critique Δt^* a été considéré lorsque le taux RmS devient constant avec une erreur de 3%.

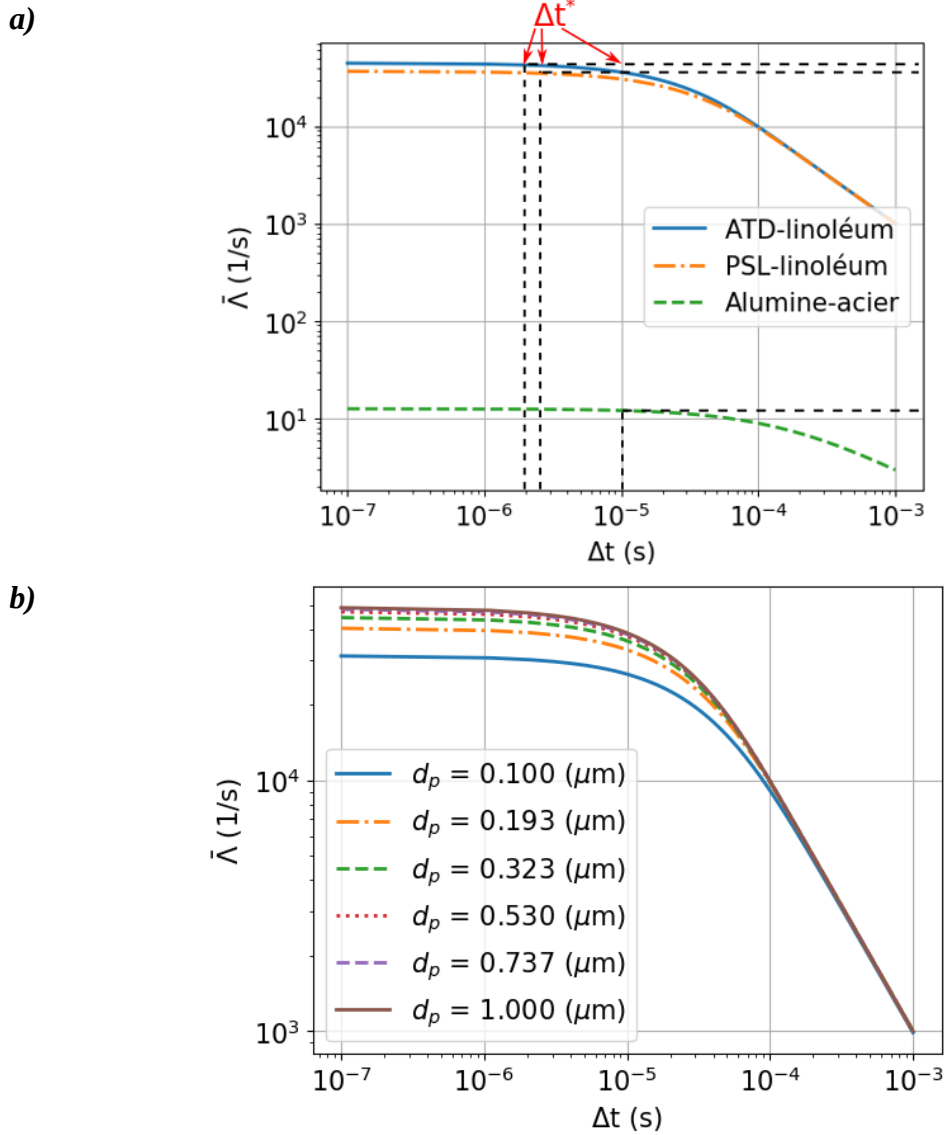


Figure 4-2: Évolution du taux de RmS moyen en fonction du pas de temps ($u^* = 3 \text{ m/s}$) a) Trois différentes combinaisons particules-surface sélectionnées avec $d_p = 0.323 \mu\text{m}$ b) Six différents diamètres avec ATD-linoléum.

La Figure 4-3 représente la variation de la valeur de Δt^* en fonction de la vitesse de frottement pour six différents diamètres étudiés et les trois combinaisons choisies. On constate tout d'abord que Δt^* diminue fortement avec la vitesse de frottement. L'influence de la taille des particules sur Δt^* est négligeable pour les combinaisons ATD-linoléum et PSL-linoléum. En revanche, quand la taille des particules diminue, Δt^* diminue dans le cas de la combinaison alumine-acier. On remarque également que Δt^* n'est pas défini pour des vitesses de frottement inférieures à une certaine valeur, qui dépend de la taille des particules. Cela peut s'expliquer par le fait que pour de faibles vitesses, les particules ne se remettent pas en suspension.

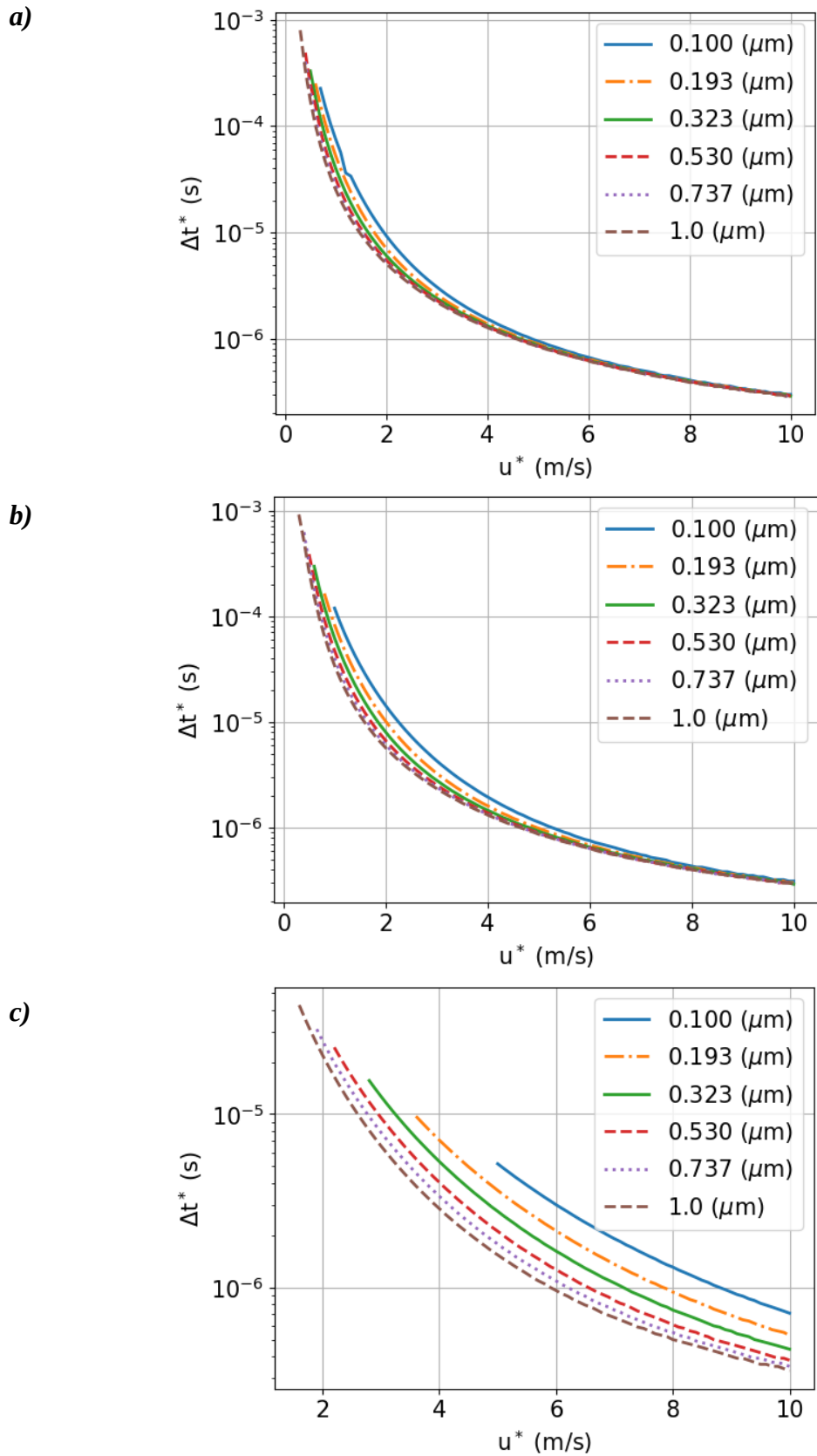


Figure 4-3: Evolution de Δt^* en fonction de la vitesse de frottement pour les six différents diamètres étudiés a) ATD-linoléum b) PSL-linoléum c) Alumine-acier.

Au vu de ces résultats, nous pouvons conclure que pour éviter une sous-estimation des taux de RmS pour tous les cas étudiés, il est nécessaire de choisir le pas de temps qui correspond à la vitesse de frottement maximale de toutes les simulations et à la plus petite taille de particule avec la combinaison ATD-linoléum. Ainsi, un pas de temps de 1.25×10^{-6} s a été choisi pour nos simulations, ce qui correspond à une valeur de vitesse de frottement de 5.4 m/s (couvre les vitesses de frottements maximales des cas de marche lente, normale et rapide), taille de particule 0.1 μm , avec la combinaison ATD-linoléum ou PSL-linoléum. Ce pas de temps garantit un taux de RmS moyen constant pour tous les cas sauf pour la marche avec impact une petite sous-estimation car le temps nécessaire est de 2×10^{-7} s (ce pas de temps induit un temps de calcul énorme).

4.1.3 Test de convergence

Le test de convergence est une étape primordiale pour garantir la fiabilité. La Figure 4-4 montre la variation des résidus normalisés de la concentration des particules dans l'enceinte. On remarque que tout le long du temps de la simulation les résidus restent inférieurs à 10^{-4} . Ces derniers commencent à une valeur de 1.2×10^{-5} et diminuent brusquement aux premiers instants jusqu'à atteindre une valeur entre 10^{-7} et 10^{-8} . Aussi, entre les instants 0.075 s et 0.105 s, les résidus augmentent jusqu'à atteindre 6×10^{-5} . Ceci peut être expliqué par le fait que lorsque la chaussure s'approche du sol, la RmS augmente ; ce qui fait augmenter la quantité de particules dans l'enceinte. Cette augmentation du nombre de particules diminue la convergence, mais reste inférieure à 6×10^{-5} ce qui est suffisant pour avoir des résultats cohérents.

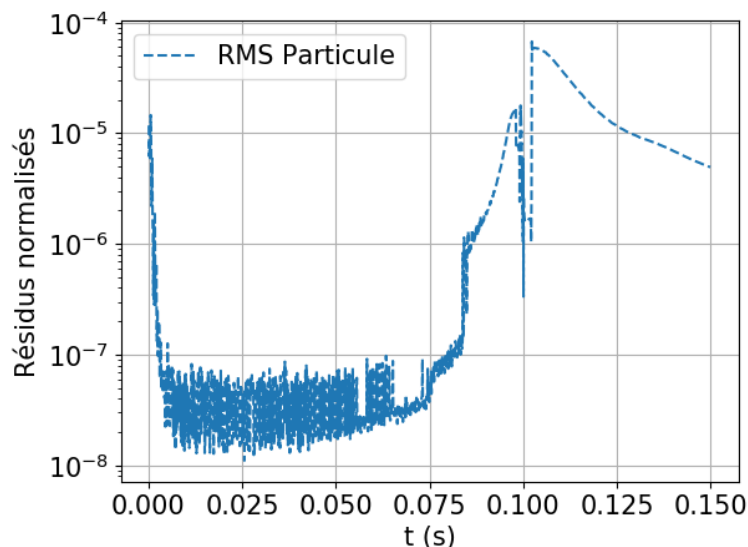


Figure 4-4: La variation des résidus normalisés de la concentration des particules le long de la simulation dans le cas de la marche normale avec $d_p = 0.323 \mu\text{m}$ et la combinaison ATD-linoléum.

4.2 Résultats

4.2.1 Flux de particules issu du sol

Comme évoqué dans la première section de ce chapitre, les particules remises en suspension sont modélisées par une source de particules provenant des cellules en contact avec le sol. Le débit massique de particules depuis la surface est le paramètre de sortie du logiciel CFX.

La Figure 4-5 représente le débit massique des particules remises en suspension en fonction du temps pour les tailles de particules étudiées pendant et après la rotation pour les trois vitesses de marche (faible, normale et rapide) avec la combinaison ATD-linoléum (0 s est l'instant où le pas commence la rotation). Les figures montrent que l'évolution du débit massique des particules remises en suspension pour les différentes tailles de particules a presque le même comportement. Premièrement, aucune particule n'est RmS pendant un certain temps (entre 0 s et 0.095 s et après 0.103 s pour une vitesse de marche normale). Ceci peut être expliqué par le fait que la particule n'a pas accumulé assez d'énergie vibratoire du flux turbulent pour se détacher de la surface. Deuxièmement, le débit massique des particules des différentes tailles a fortement augmenté jusqu'à atteindre des niveaux différents, selon la taille des particules aux intervalles de temps 0.131 s - 0.154 s, 0.095 s - 0.103 s, et 0.058 s - 0.063 s dans le cas des vitesses de marche lente, normale et rapide respectivement. Cette constatation est conforme aux

études antérieures, qui ont montré que la marche humaine augmente considérablement les concentrations de particules de différentes tailles dans les environnements intérieurs. En comparant les résultats des différentes tailles, nous constatons que le débit massique de particules remises en suspension le plus élevé est environ 1.41×10^{-3} kg/s pour les particules de $0.530 \mu\text{m}$ dans le cas d'une vitesse de marche rapide. Les résultats du présent travail montrent également que même les particules de $0.100\text{-}0.323 \mu\text{m}$ sont remises en suspension par l'activité humaine ce qui est en accord avec les résultats de Benabed et al. (2020) [11].

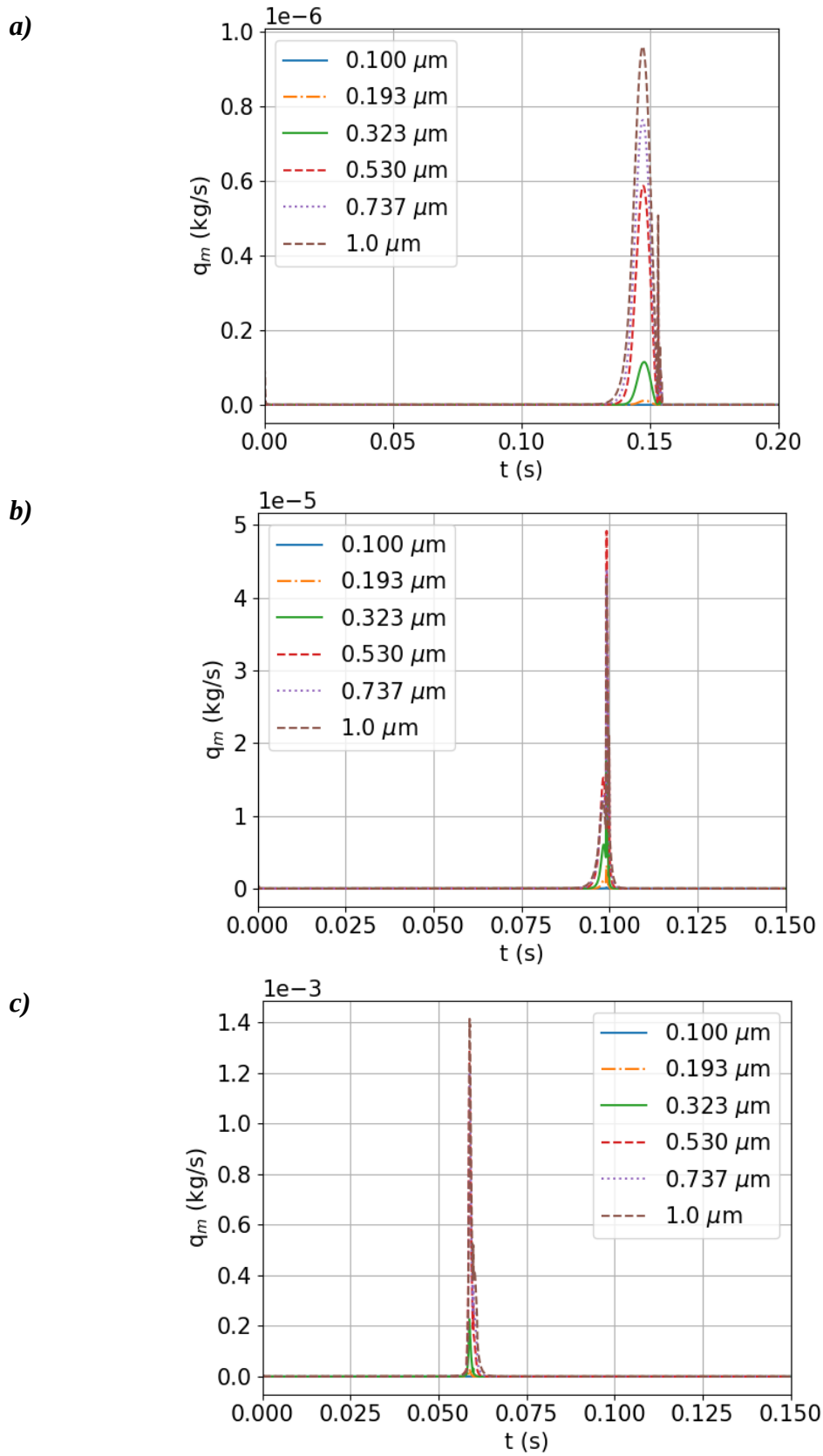


Figure 4-5: Variation du débit massique des particules remises en suspension en fonction du temps pour trois vitesses de marche, a) Marche lente, b) Marche normale, c) Marche rapide.

La Figure 4-6 représente le débit massique des particules remises en suspension en fonction du temps pour les tailles de particules étudiées pendant et après la rotation de la chaussure pour une marche avec impact avec la combinaison ATD-linoléum. On remarque la présence d'un seul pic de RmS entre les instants 0.064 s et 0.068 s. Le débit maximal est égal à 8.1×10^{-3} kg/s pour les particules de $1.0 \mu\text{m}$.

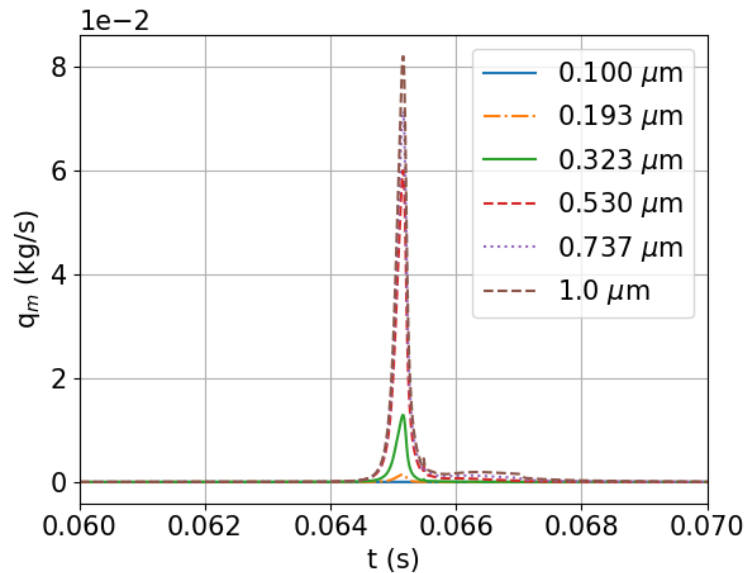


Figure 4-6: Variation du débit massique des particules remises en suspension en fonction du temps pour la marche avec impact.

4.2.2 Transport des particules

Afin de comprendre le mécanisme de transport des particules dans le domaine, une étude sur la distribution de la concentration dans le domaine a été réalisée.

La Figure 4-7 représente une iso-surface d'une concentration de particule égale à 10^{-5} kg/m^3 pour une particule de taille $1 \mu\text{m}$ à différents instants dans le cas de la marche normale et la combinaison ATD-linoléum. On remarque qu'à l'instant $t = 0.01 \text{ s}$ il n'y a pas de RmS dans toute la surface. Dès l'instant $t = 0.05 \text{ s}$ une petite zone à concentration élevée commence à se former au niveau du talon. Ensuite, quand la chaussure touche le sol, on constate la formation d'un nuage de particules sous forme d'un rouleau. Ce nuage se propage parallèlement à la surface et s'élargit en s'éloignant de la chaussure.

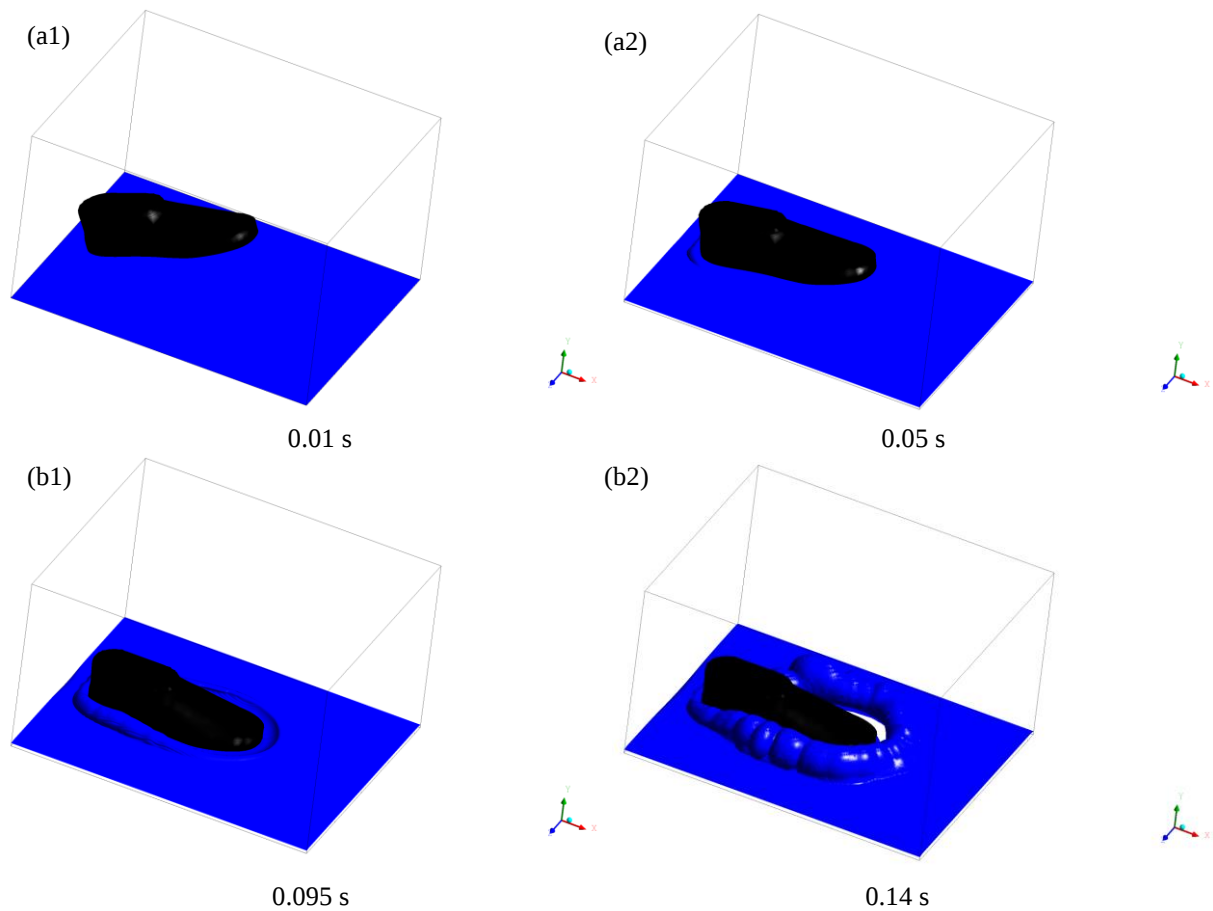


Figure 4-7: Iso surface d'une concentration de particule égale à 10^{-5} kg/m^3 pour une particule de taille $1 \mu\text{m}$ à différents instants dans le cas de la marche normale et la combinaison ATD-linoléum, a) $t = 0.05 \text{ s}$, b) $t = 0.095 \text{ s}$, c) $t = 0.099 \text{ s}$, d) $t = 0.14 \text{ s}$.

Les Figure 4-8(a) et Figure 4-8(b) montrent les champs de concentration de particules de taille $1 \mu\text{m}$ générés par le mouvement de rotation de la chaussure dans le cas de la marche normale et la combinaison ATD-linoléum aux différents instants le long des sections longitudinales et transversales, respectivement. Les images sont montrées en séquence, référencées au moment où la chaussure commence la rotation. Comme nous pouvons le voir sur les Figure 4-8(a1) et Figure 4-8(b1), au début de la rotation de la chaussure, il n'y a pas de particules dans le domaine, car il n'y a pas de RmS. Ceci peut être expliqué par le fait qu'au début de la rotation de la chaussure, il n'a pas de vitesse de frottement au sol suffisante pour détacher les particules.

Les Figure 4-8(a2) et Figure 4-8(b2) montrent que peu avant que la plaque ne touche le sol ($t = 0.095 \text{ s}$), la concentration de particules augmente fortement près de la paroi du sol. La concentration maximale atteint $3.58 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^3$ dans la direction latérale. Cela peut s'expliquer par le fait qu'à mesure que la chaussure s'approche du sol, la vitesse de frottement augmente ce

qui fait augmenter la RmS. Cette figure montre également des particules remises en suspension dans la région située derrière la chaussure.

Les Figure 4-8(a3) et Figure 4-8(b3) montrent la formation d'un nuage de particules sous forme d'un vortex situé devant et autour de la chaussure, ce nuage se translate horizontalement suivant la direction parallèle au sol (Les Figure 4-8(a4) et Figure 4-8(b4)). Ce phénomène a été observé expérimentalement par Kubota et al. (2009) [48]. En comparant la concentration dans les deux sections à l'instant $t = 0.14$ s, nous pouvons voir que la concentration maximale dans la section longitudinale ($9.46 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$) est plus élevée que celle générée dans la section latérale ($8.04 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$).

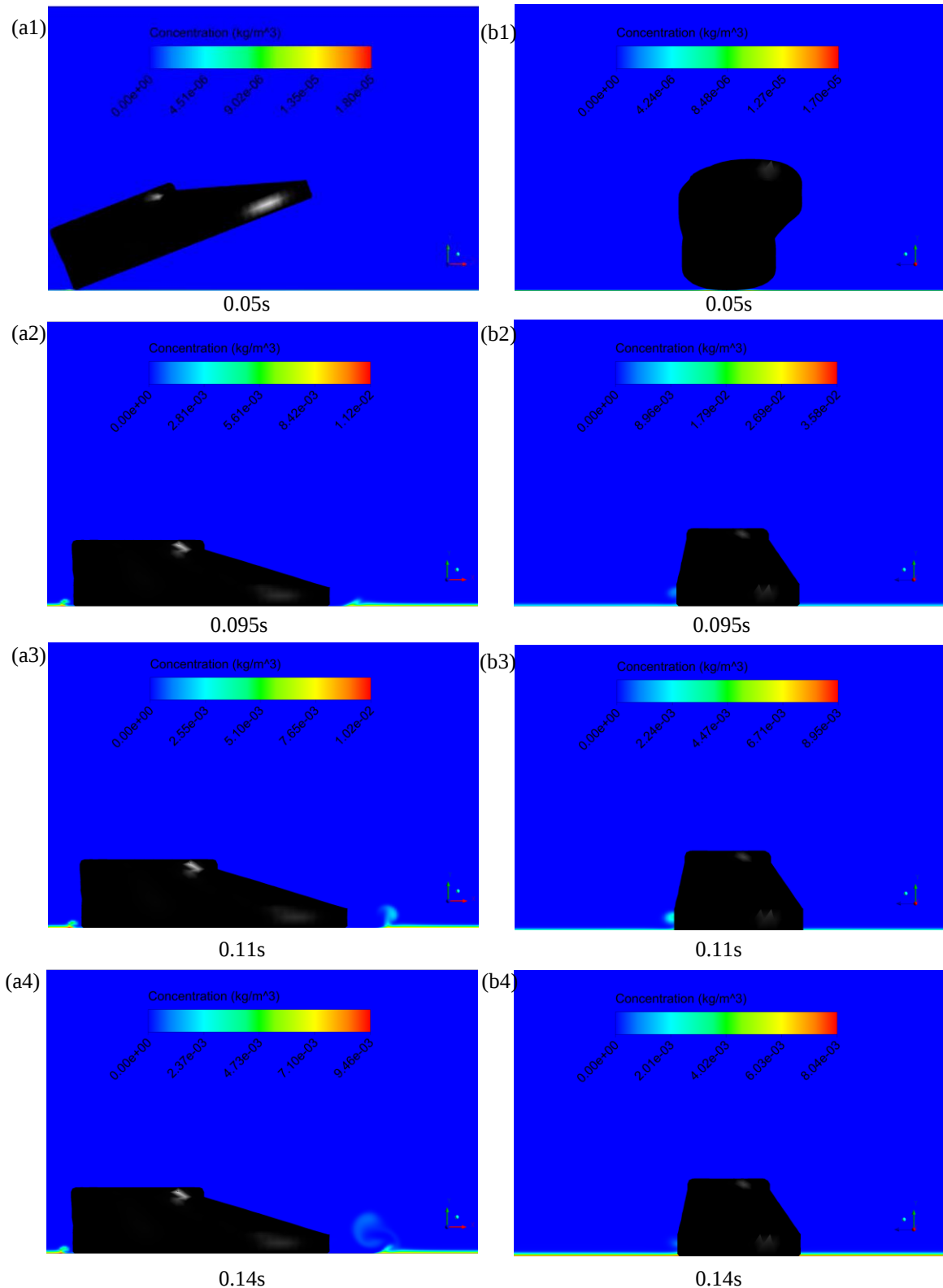


Figure 4-8: Champs de concentration de particules de taille $1 \mu\text{m}$ généré par le mouvement de rotation de la chaussure pour différents instants le long des sections longitudinales (a1-a4) et transversales (b1-b4).

4.2.3 Fraction par taille de particule

La Figure 4-9 montre la variation de la fraction de RmS en fonction de la taille des particules pour la combinaison ATD-linoléum avec une vitesse de marche normale, obtenue numériquement et comparée aux résultats expérimentaux de Benabed et al. (2020) [11]. On constate que les fractions de RmS varient sur deux ordres de grandeur de 10^{-4} à 10^{-2} . Nous remarquons que le profil de la fraction de RmS obtenu numériquement a le même comportement que celui des mesures expérimentales. En effet, pour les résultats numériques comme pour les résultats expérimentaux, les fractions de RmS des particules augmentent avec la taille des particules. Ceci est probablement dû aux forces d'adhésion des particules, telles que les forces électrostatiques, qui augmentent lorsque la taille des particules diminue et tendent à maintenir les particules attachées à la surface du sol [107], [108]. Cependant, on constate que les fractions remises en suspension sont légèrement supérieures dans le cas des simulations numériques pour toutes les tailles de particule sauf la taille $0.1 \mu\text{m}$. Cette différence peut s'expliquer par le fait que dans la simulation numérique, on a supposé que toutes les particules détachées étaient remises en suspension, contrairement au cas expérimental, qui est plus réaliste lorsque les particules remises en suspension peuvent être redéposées sur une surface. Deuxièmement, la méthode de détermination de la charge de surface utilisée dans les résultats expérimentaux sous-estime probablement la charge de surface réelle. Concernant la différence observée pour la taille $0.1 \mu\text{m}$ on peut l'expliquer par la limite de validité du modèle de RmS ($0.1 \mu\text{m} - 30 \mu\text{m}$).

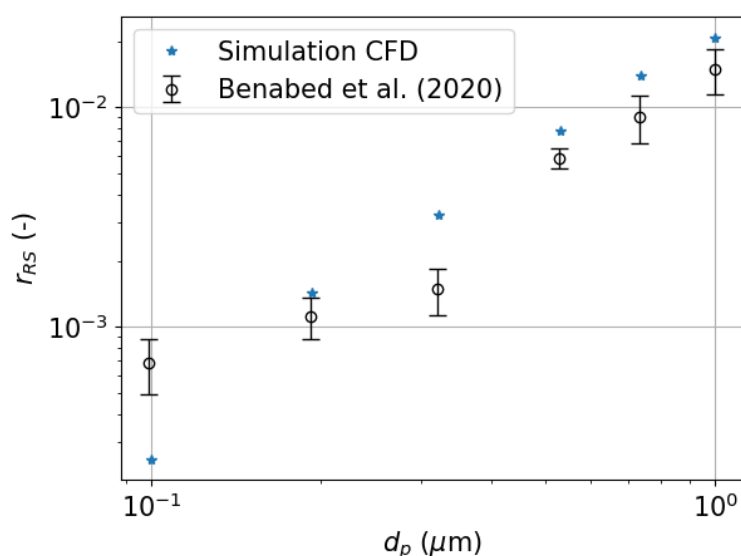


Figure 4-9: Comparaison de la fraction de RmS avec Benabed et al. (2020) [11].

4.2.4 Fraction par gamme PM

Le Tableau 4-2 représente une comparaison de la fraction de RmS des PM₁₀, PM_{2.5} et PM₁ avec les résultats de Benabed et al. (2020) [11]. On remarque que les résultats obtenus numériquement sont surestimés par rapport aux résultats expérimentaux. Ceci peut être expliqué par le fait que dans le cas numérique, on a supposé que toutes les particules détachées étaient remises en suspension, contrairement au cas expérimental.

Tableau 4-2: Comparaison de la fraction de RmS pour les PM avec Benabed et al. (2020).

	Notre travail	Benabed et al. (2020)
PM ₁₀	6.28×10^{-2}	$(6.3 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
PM _{2.5}	2.08×10^{-2}	$(8.9 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
PM ₁	8.7×10^{-3}	$(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-4}$

4.2.5 Influence de quelques paramètres sur la remise en suspension

Comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, le phénomène de RmS est influencé par une multitude de paramètres. Dans cette partie nous présentons les résultats de l'étude dédiée à l'influence des motifs de rainures de la semelle, à la vitesse et du type de marche, mais aussi à la combinaison particule-surface et des dimensions de la chaussure ; sur la RmS des particules.

4.2.5.1 Influence du motif des rainures

Pour étudier l'impact des rainures de la chaussure sur la RmS, on a utilisé les trois types de chaussures avec des rainures présentées dans le chapitre précédent. La Figure 4-10 montre la variation de la fraction de RmS en fonction de la taille des particules pour les trois types de motifs (sans rainure, rainures longitudinales et transversales) avec la combinaison ATD-linoléum. Notez que pour les tailles supérieures à 0.737 μm , la fraction de RmS pour les chaussures sans rainure est légèrement supérieure à celle des chaussures avec rainures, ce qui correspond aux résultats de Lai et al. (2017) [17] (pour les tailles supérieures à 0.8 μm). Pour une taille de particule entre 0.193-0.530 μm , il n'y a pas de différence entre les trois cas. Pour une taille de particules inférieure à 0.193 μm , la fraction de RmS est légèrement plus élevée

pour les chaussures avec rainures longitudinales que pour les chaussures sans rainures et les rainures transversales.

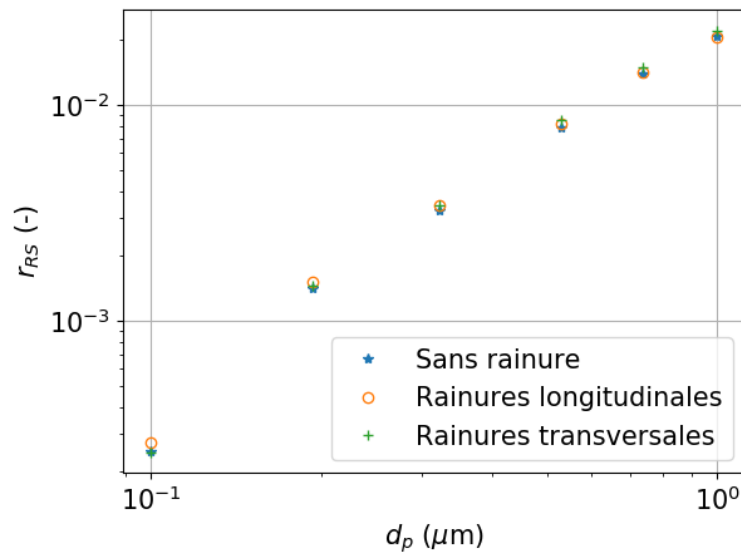


Figure 4-10: Fractions de RmS associées à des chaussures présentant divers motifs de rainures pour six tailles de particules avec la combinaison ATD-linoléum.

4.2.5.2 Influence de la vitesse et du type de marche

La Figure 4-11 montre la variation de la fraction de RmS en fonction de la taille des particules pour les deux types de marche (le premier type : marche lente, marche normale et marche rapide, et le second type : marche avec impact) avec la combinaison ATD-linoléum. On remarque que la fraction de RmS varie de la même manière (augmentent avec la taille des particules) pour les deux types de marche. De plus, pour la combinaison ATD-linoléum et PSL-linoléum, la fraction de RmS dans le cas d'une marche normale est supérieure à celle d'une marche lente de trois ordres de grandeur et inférieure de deux ordres de grandeur à celle d'une marche rapide. La fraction maximale de RmS est de 9×10^{-1} , ce qui est observé dans le cas d'une marche rapide pour la combinaison ATD-linoléum.

On constate aussi que la fraction de RmS est supérieure à 1 pour la marche avec impact et les tailles de particules supérieures à $0.323 \mu\text{m}$ ce qui n'est pas possible dans la réalité. Ceci peut être expliqué par l'approximation qui a été faite lorsque que l'on a supposé que la surface de remise égale à celle de la chaussure, ce qui n'est pas vrai. Cette supposition surestime la fraction de RmS, car pour calculer la masse m_0 , on suppose que seule la surface sous la chaussure est chargée en particules de ce fait, la RmS aura lieu uniquement depuis cette zone. Cette hypothèse ne traduit pas parfaitement la réalité car des particules se trouvant en dehors de cette zone

peuvent également se remettre en suspensions. Cette surestimation est encore plus visible dans le cas où la vitesse de marche est élevée, et cela peut être expliqué par le fait qu'il y'aura probablement plus de particules RmS autour de la chaussure.

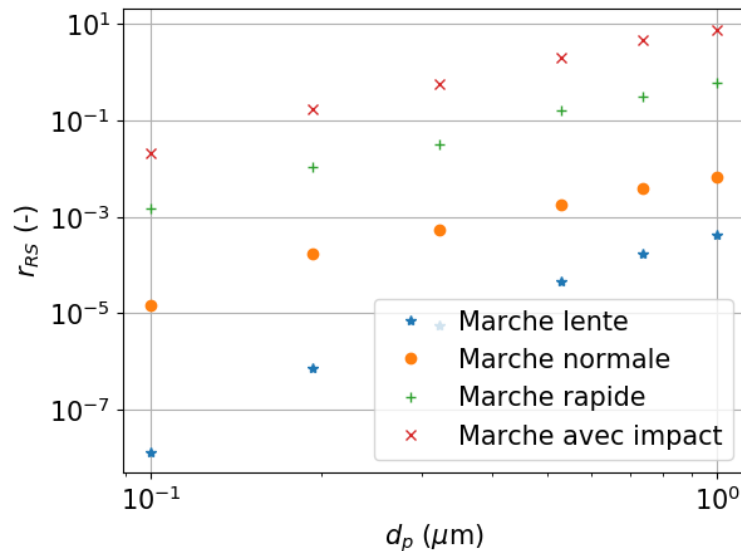


Figure 4-11: Comparaison de la fraction de RmS entre trois différentes vitesses de marche avec la combinaison ATD-linoléum.

4.2.5.3 Influence de la combinaison particule-surface

La Figure 4-12 montre la variation de la fraction de RmS en fonction de la taille des particules pour les trois différentes combinaisons particules-surface avec la vitesse de marche normale. On remarque que la fraction de RmS varie de la même manière pour les deux types de combinaisons. On observe également que pour toutes les tailles de particules, la fraction de RmS diminue lorsque le travail thermodynamique d'adhésion de la combinaison choisie augmente. La fraction de RmS est toujours plus grande d'un ordre de grandeur dans le cas de la combinaison ATD-linoléum que dans celui de la combinaison PSL-linoléum. Le type de combinaison peut influencer la RmS de plusieurs ordres de grandeur. Cette différence confirme l'importante de prendre en compte ce paramètre et explique les écarts constatés entre les diverses études expérimentales précédentes.

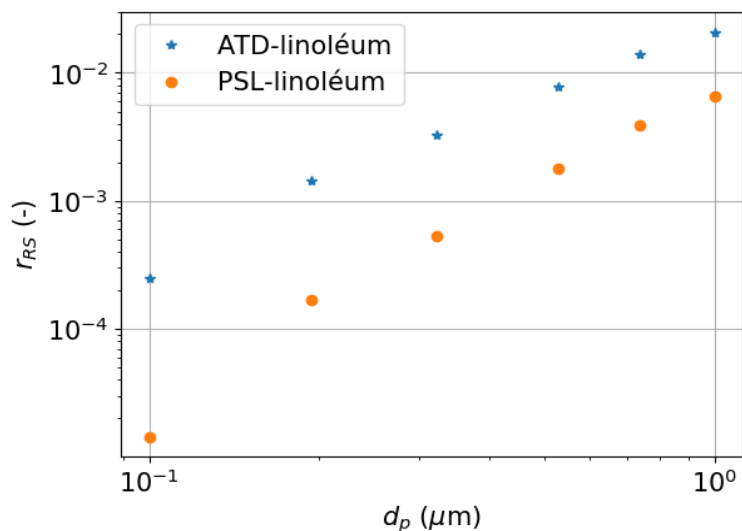


Figure 4-12: Comparaison de la fraction de RmS entre deux différentes combinaisons particules-surface sélectionnées avec une vitesse de marche normale.

Les résultats de la simulation montrent que quelle que soit la vitesse de marche et la taille des particules, aucune RmS ne s'est produite pour la combinaison alumine-acier sauf dans le cas de marche avec impact. La Figure 4-13 montre la variation de la fraction de RmS en fonction de la taille des particules pour la marche avec impact avec la combinaison alumine-acier. On remarque que le profil de fraction RmS est similaire aux autres cas de marche discutés auparavant. Le maximum de la fraction RmS est presque égal à 10^{-4} .

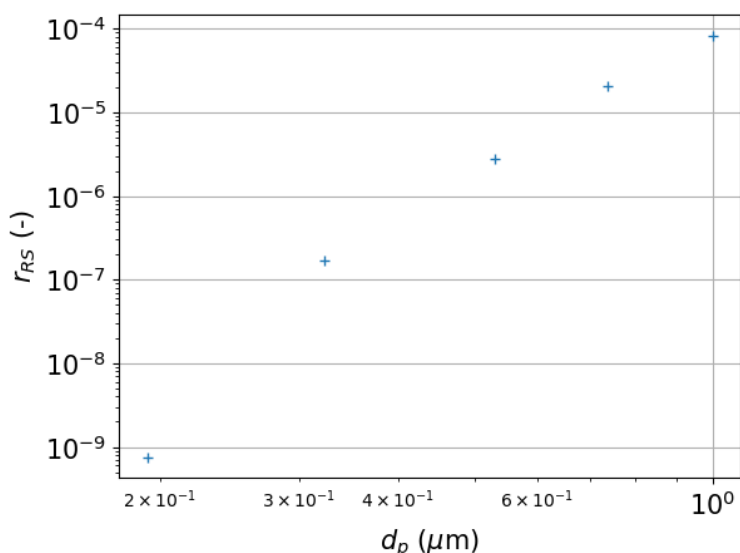


Figure 4-13: Fraction de RmS en fonction de la taille des particules dans le cas d'une marche avec impact pour la combinaison alumine-acier.

4.2.5.4 Influence des dimensions de la chaussure

La Figure 4-14 représente une comparaison de la fraction de RmS entre deux tailles de chaussures (Grande chaussure et Petite chaussure) pour le cas d'une marche normale et la combinaison ATD-Linoléum. On remarque qu'en diminuant la taille de chaussure de 30 % par rapport à la grande chaussure, la fraction de RmS diminue significativement. Le rapport entre la fraction de RmS de la grande chaussure sur celle de la petite chaussure varie entre 3 et 4 fois selon la taille de particule. Ceci peut être expliqué par les faibles vitesses de frottement constatées au niveau du sol dans le cas des petites chaussures (voir section 3.4.3.3).

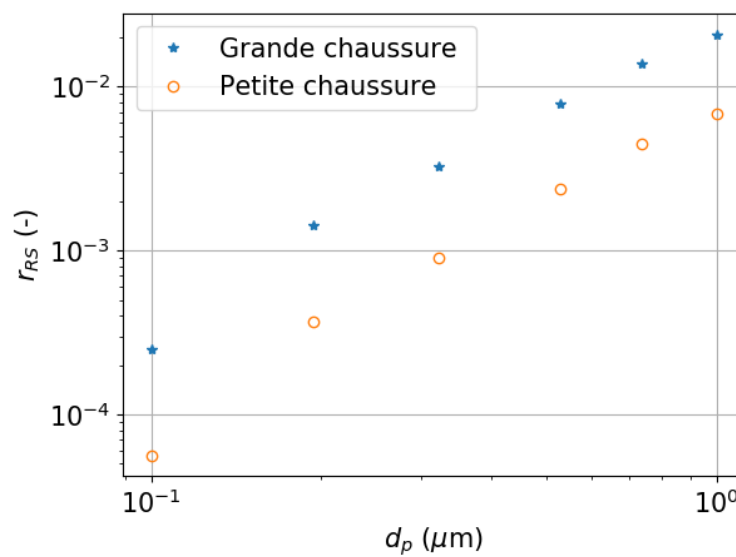


Figure 4-14: Comparaison de la fraction de RmS entre deux tailles de chaussures pour le cas d'une marche normale et la combinaison ATD-Linoléum, a) Grande chaussure, b) Petite chaussure.

4.3 Conclusion du chapitre 4

Dans ce chapitre, une étude numérique a été réalisée pour étudier la RmS des particules fines ($\leq 1 \mu\text{m}$) générées par le mouvement de rotation d'une chaussure pendant la marche. Pour prédire la RmS des particules, le modèle Rock 'n' Roll écrit sous Fortran a été couplé avec CFX. La fraction de RmS des particules a été utilisée pour comparer les différents cas. Une étude préliminaire sur le pas de temps a été effectuée pour s'assurer que le pas temps est adapté aux simulations des particules. Trois modèles de semelles (sans rainure, rainures transversales, rainures longitudinales) ont été choisis pour étudier l'influence de l'état de la surface de semelle sur la RmS. En plus, trois combinaisons particules-substrats (ATD-linoléum, PSL-linoléum et alumine-acier) ont été sélectionnées pour étudier l'influence du type de particules et de surface sur le phénomène. Enfin, deux tailles de chaussure ont été choisies pour étudier l'influence des dimensions des chaussure sur la RmS.

Les résultats de la RmS des particules ont été comparés aux expériences, et un bon accord a été constaté. Ce chapitre révèle des informations importantes concernant la RmS particules dans les environnements intérieurs. Premièrement, les fractions de RmS des particules augmentent avec la taille des particules. Deuxièmement, la fraction de RmS augmente significativement avec l'augmentation de la vitesse de marche. Troisièmement, les types de marche, de particules et de substrat influencent considérablement la RmS des particules. Cette influence peut expliquer les différences constatées entre les diverses études expérimentales précédentes. Quatrièmement, les motifs des chaussures n'ont pas d'influence significative sur la RmS des particules. Enfin, la fraction de RmS diminue en réduisant la taille de la chaussure

Conclusion générale

L'objectif principal de cette thèse était d'étudier numériquement les paramètres qui régissent le phénomène la remise en suspension (RmS) généré par une chaussure humaine une attention particulière a été donné pour les tailles de particules allons de 0.1 μm à 1 μm .

Nous avons réalisé une synthèse bibliographique des différentes études analytiques, expérimentales et numériques existant sur le phénomène de RmS par le déplacement des humains. Grace à cette synthèse, nous avons montré l'importance du phénomène RmS et de sa forte corrélation avec les effets aérodynamiques générés par le pas ; en particulier la vitesse du frottement de l'écoulement au niveau du sol. Nous avons ensuite exposé et analysé les différents modèles de RmS qui ont été développés afin de choisir le modèle le mieux adapté à notre étude. Suite à cette analyse, il s'est avéré évident que le modèle Rock 'n' Roll développé par Reeks et Hall (2001) est le plus complet concernant la prise en compte des différents paramètres qui rentrent en jeu.

Notre étude du phénomène a été effectuée en deux étapes : une première étape où des simulations tridimensionnelles monophasiques instationnaires de l'écoulement généré par la rotation d'une chaussure ont été effectuées sur le logiciel ANSYS CFX. L'intégration de la chaussure dans le domaine du calcul a été réalisée à l'aide de la méthode des frontières immergées. Des profils réels de la variation de la vitesse de rotation de la chaussure pendant la marche ont été utilisés comme paramètre d'entrée du code de calcul. Ces profils ont été obtenus grâce aux analyses des enregistrements de marche de plusieurs personnes effectuées par une caméra rapide. Nous avons étudié l'influence de plusieurs paramètres sur l'écoulement : types et vitesses de marche, motifs de la semelle (sans rainure, transversale et longitudinale) et tailles de la chaussure.

Les simulations ont montré la formation d'un d'écoulement sous forme d'un jet résultant de l'expulsion de l'air situé entre le sol et la chaussure. L'expulsion de l'air génère des zones de fortes vitesses de frottements qui apparaissent dans un premier temps au niveau du talon et qui avancent vers les deux cotés et puis vers l'avant de la chaussure au fur et à mesure que cette dernière s'approche du sol. La vitesse de frottement maximale a été enregistré dans le cas d'une

Conclusion générale

marche avec impact. L'analyse a montré la formation de deux tourbillons contrarotatifs devant et sur les deux côtés de la chaussure.

Dans la deuxième étape de ce travail, nous avons réalisé des simulations diphasiques en utilisant une approche Eulérienne-Eulérienne. La phase discrète a été modélisée grâce une équation de transport ce qui a permis de coupler le logiciel ANSYS CFX avec le modèle de RmS Rock 'n' Roll via une sous-routine. Les fractions de RmS ont été estimées afin de quantifier la quantité de particules générées par le mouvement de rotation de la chaussure pendant la marche. Nous avons ensuite étudié l'influence des différents paramètres sur la RmS. En plus des paramètres étudiés dans la partie précédente, trois combinaisons différentes de particule-surface (ATD-linoléum, PSL-linoléum et alumine-acier) ont été testées.

Les résultats de la RmS des particules de ce travail ont été comparés aux données expérimentales de la littérature, et un bon accord a été trouvé. Notre travail révèle des informations importantes concernant la RmS des particules dans les environnements intérieurs. Nous avons montré que la marche humaine remet en suspension des particules dont les tailles varient de 0.1 à 1 μm sous certaines conditions. La fraction de RmS varie sur six ordres de grandeur, de 10^{-5} à 10. Les types de particules et de surface influencent largement la RmS. De plus, nous avons confirmé qu'une vitesse de pas élevée augmente la RmS des particules. Le type de marche influence de façon significative la RmS. Cette influence peut expliquer la grande divergence entre certaines études expérimentales précédentes. Enfin, nous avons montré que les motifs des chaussures n'ont pas d'influence significative sur la RmS des particules.

Le présent travail a permis d'affiner le niveau de connaissances sur le phénomène de RmS par la marche humaine pour certains paramètres. Cependant, des études supplémentaires sont nécessaires afin de :

- Comprendre la RmS pour les particules inférieures à 0.1 μm et développer des modèles adaptés à ces tailles de particules.
- Combler le manque des valeurs du travail thermodynamique d'adhérence pour des combinaisons particule-surface les plus répandues dans le bâtiment (ATD-bois, ATD-carrelage, ...etc.).

Conclusion générale

- Etudier l'impact d'autres paramètres tels que le matériau et la flexibilité des chaussures. En plus, prendre en compte les effets de frottement de la chaussure et la fraction de particules collée à la chaussure.
- Développer des modèles de RmS adaptés à des surfaces complexes comme la moquette.
- Prendre en compte tout le processus de marche, la phase de descente et de la montée du pied.
- Etudier la RmS à grande échelle afin de mieux comprendre le phénomène de propagation des particules après le détachement de la surface et d'évaluer les niveaux d'expositions des personnes occupants les enceintes d'habitations ou de travail.

Références

- [1] J. Ferin, « Pulmonary retention and clearance of particles », *Toxicol. Lett.*, vol. 72, n° 1-3, p. 121-125, juin 1994, doi: 10.1016/0378-4274(94)90018-3.
- [2] J. D. Sacks *et al.*, « Particulate Matter–Induced Health Effects: Who Is Susceptible? », *Environ. Health Perspect.*, vol. 119, n° 4, p. 446-454, avr. 2011, doi: 10.1289/ehp.1002255.
- [3] J. A. Araujo *et al.*, « Ambient Particulate Pollutants in the Ultrafine Range Promote Early Atherosclerosis and Systemic Oxidative Stress », *Circ. Res.*, vol. 102, n° 5, p. 589-596, mars 2008, doi: 10.1161/CIRCRESAHA.107.164970.
- [4] D. Diaz-Sanchez, L. Proietti, et R. Polosa, « Diesel fumes and the rising prevalence of atopy: An urban legend? », *Curr. Allergy Asthma Rep.*, vol. 3, n° 2, p. 146-152, mars 2003, doi: 10.1007/s11882-003-0027-4.
- [5] R. L. Verrier, M. A. Mittleman, et P. H. Stone, « Air Pollution: An Insidious and Pervasive Component of Cardiac Risk », *Circulation*, vol. 106, n° 8, p. 890-892, août 2002, doi: 10.1161/01.CIR.0000027434.34445.23.
- [6] A. Peters, H. E. Wichmann, T. Tuch, J. Heinrich, et J. Heyder, « Respiratory effects are associated with the number of ultrafine particles. », *Am. J. Respir. Crit. Care Med.*, vol. 155, n° 4, p. 1376-1383, avr. 1997, doi: 10.1164/ajrccm.155.4.9105082.
- [7] A. R. Ferro, R. J. Kopperud, et L. M. Hildemann, « Source Strengths for Indoor Human Activities that Resuspend Particulate Matter », *Environ. Sci. Technol.*, vol. 38, n° 6, p. 1759-1764, mars 2004, doi: 10.1021/es0263893.
- [8] T. Thatcher, « Deposition, resuspension, and penetration of particles within a residence », *Atmos. Environ.*, vol. 29, n° 13, p. 1487-1497, juill. 1995, doi: 10.1016/1352-2310(95)00016-R.
- [9] Y. Tian, K. Sul, J. Qian, S. Mondal, et A. R. Ferro, « A comparative study of walking-induced dust resuspension using a consistent test mechanism », *Indoor Air*, vol. 24, n° 6, p. 592-603, déc. 2014, doi: 10.1111/ina.12107.

- [10] A. Benabed, K. Limam, B. Janssens, et W. Bosschaerts, « Human foot tapping-induced particle resuspension in indoor environments: Flooring hardness effect », *Indoor Built Environ.*, vol. 29, n° 2, p. 230-239, févr. 2020, doi: 10.1177/1420326X19856054.
- [11] A. Benabed, A. Boulbair, et K. Limam, « Experimental study of the human walking-induced fine and ultrafine particle resuspension in a test chamber », *Build. Environ.*, vol. 171, p. 106655, mars 2020, doi: 10.1016/j.buildenv.2020.106655.
- [12] C. Henry et J.-P. Minier, « Progress in particle resuspension from rough surfaces by turbulent flows », *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 45, p. 1-53, déc. 2014, doi: 10.1016/j.pecs.2014.06.001.
- [13] N. Serfozo, S. E. Chatoutsidou, et M. Lazaridis, « The effect of particle resuspension during walking activity to PM 10 mass and number concentrations in an indoor microenvironment », *Build. Environ.*, vol. 82, p. 180-189, déc. 2014, doi: 10.1016/j.buildenv.2014.08.017.
- [14] J. A. Rosati, J. Thornburg, et C. Rodes, « Resuspension of Particulate Matter from Carpet Due to Human Activity », *Aerosol Sci. Technol.*, vol. 42, n° 6, p. 472-482, avr. 2008, doi: 10.1080/02786820802187069.
- [15] S. You et M. P. Wan, « Experimental investigation and modelling of human-walking-induced particle resuspension », *Indoor Built Environ.*, vol. 24, n° 4, p. 564-576, juill. 2015, doi: 10.1177/1420326X14526424.
- [16] X. Zhang, G. Ahmadi, J. Qian, et A. Ferro, « Particle Detachment, Resuspension and Transport Due to Human Walking in Indoor Environments », *J. Adhes. Sci. Technol.*, vol. 22, n° 5-6, p. 591-621, janv. 2008, doi: 10.1163/156856108X305624.
- [17] A. C. K. Lai, Y. Tian, J. Y. L. Tsoi, et A. R. Ferro, « Experimental study of the effect of shoes on particle resuspension from indoor flooring materials », *Build. Environ.*, vol. 118, p. 251-258, juin 2017, doi: 10.1016/j.buildenv.2017.02.024.
- [18] J. Qian et A. R. Ferro, « Resuspension of Dust Particles in a Chamber and Associated Environmental Factors », *Aerosol Sci. Technol.*, vol. 42, n° 7, p. 566-578, mai 2008, doi: 10.1080/02786820802220274.

Références

- [19] J. Qian, A. R. Ferro, et K. R. Fowler, « Estimating the Resuspension Rate and Residence Time of Indoor Particles », *J. Air Waste Manag. Assoc.*, vol. 58, n° 4, p. 502-516, avr. 2008, doi: 10.3155/1047-3289.58.4.502.
- [20] I. Goldasteh, G. Ahmadi, et A. R. Ferro, « Wind tunnel study and numerical simulation of dust particle resuspension from indoor surfaces in turbulent flows », *J. Adhes. Sci. Technol.*, vol. 27, n° 14, p. 1563-1579, juill. 2013, doi: 10.1080/01694243.2012.747729.
- [21] M. W. Reeks et D. Hall, « Kinetic models for particle resuspension in turbulent flows: theory and measurement », *J. Aerosol Sci.*, vol. 32, n° 1, p. 1-31, janv. 2001, doi: 10.1016/S0021-8502(00)00063-X.
- [22] P. C. Reist, *Aerosol science and technology*, 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1993.
- [23] N. R. Labiris et M. B. Dolovich, « Pulmonary drug delivery. Part I: Physiological factors affecting therapeutic effectiveness of aerosolized medications: Physiological factors affecting the effectiveness of inhaled drugs », *Br. J. Clin. Pharmacol.*, vol. 56, n° 6, p. 588-599, déc. 2003, doi: 10.1046/j.1365-2125.2003.01892.x.
- [24] W. C. Hinds, *Aerosol technology: properties, behavior, and measurement of airborne particles*, 2nd ed. New York: Wiley, 1999.
- [25] U.S. Environmental Protection Agency, « Air quality criteria for particulate matter », National Center for Environmental Assessment-RTP Office, Research Triangle Park (NC), EPA/600/P-95/001aF-Cf, 1996.
- [26] D. A. Grantz, J. H. B. Garner, et D. W. Johnson, « Ecological effects of particulate matter », *Environ. Int.*, vol. 29, n° 2-3, p. 213-239, juin 2003, doi: 10.1016/S0160-4120(02)00181-2.
- [27] The European Union First Daughter Directive to the Air Quality Framework Directive, 96/62/EC.
- [28] T. Hussein *et al.*, « Deposition of aerosol particles on rough surfaces inside a test chamber », *Build. Environ.*, vol. 44, n° 10, p. 2056-2063, oct. 2009, doi: 10.1016/j.buildenv.2009.02.009.

- [29] G. M. Hidy, *Topics in Current Aerosol Research*. Elsevier, 1972. doi: 10.1016/C2013-0-05615-0.
- [30] A. C. K. Lai et W. W. Nazaroff, « MODELING INDOOR PARTICLE DEPOSITION FROM TURBULENT FLOW ONTO SMOOTH SURFACES », *J. Aerosol Sci.*, vol. 31, n° 4, p. 463-476, avr. 2000, doi: 10.1016/S0021-8502(99)00536-4.
- [31] N. M. Lefcoe et I. I. Inculet, « Particulates in Domestic Premises: II. Ambient Levels and Indoor-Outdoor Relationships », *Arch. Environ. Health Int. J.*, vol. 30, n° 12, p. 565-570, déc. 1975, doi: 10.1080/00039896.1975.10666780.
- [32] E. Karlsson, T. Berglund, M. Strömqvist, M. Nordstrand, et I. Fängmark, « The effect of resuspension caused by human activities on the indoor concentration of biological aerosols », *J. Aerosol Sci.*, vol. 30, p. S737-S738, sept. 1999, doi: 10.1016/S0021-8502(99)80379-6.
- [33] J. Qian, J. Peccia, et A. R. Ferro, « Walking-induced particle resuspension in indoor environments », *Atmos. Environ.*, vol. 89, p. 464-481, juin 2014, doi: 10.1016/j.atmosenv.2014.02.035.
- [34] C. Gomes, J. Freihaut, et W. Bahnfleth, « Resuspension of allergen-containing particles under mechanical and aerodynamic disturbances from human walking », *Atmos. Environ.*, vol. 41, n° 25, p. 5257-5270, août 2007, doi: 10.1016/j.atmosenv.2006.07.061.
- [35] R. C. Oberoi, J.-I. Choi, J. R. Edwards, J. A. Rosati, J. Thornburg, et C. E. Rodes, « Human-Induced Particle Re-Suspension in a Room », *Aerosol Sci. Technol.*, vol. 44, n° 3, p. 216-229, févr. 2010, doi: 10.1080/02786820903530852.
- [36] A. McDonagh et M. A. Byrne, « The influence of human physical activity and contaminated clothing type on particle resuspension », *J. Environ. Radioact.*, vol. 127, p. 119-126, janv. 2014, doi: 10.1016/j.jenvrad.2013.10.012.
- [37] J.-I. Choi, J. R. Edwards, J. A. Rosati, et A. D. Eisner, « Large Eddy Simulation of Particle Re-suspension During a Footstep », *Aerosol Sci. Technol.*, vol. 46, n° 7, p. 767-780, juill. 2012, doi: 10.1080/02786826.2011.631613.

- [38] J.-I. Choi, R. C. Oberoi, J. R. Edwards, et J. A. Rosati, « An immersed boundary method for complex incompressible flows », *J. Comput. Phys.*, vol. 224, n° 2, p. 757-784, juin 2007, doi: 10.1016/j.jcp.2006.10.032.
- [39] J.-I. Choi et J. R. Edwards, « Large eddy simulation and zonal modeling of human-induced contaminant transport », *Indoor Air*, vol. 18, n° 3, p. 233-249, juin 2008, doi: 10.1111/j.1600-0668.2008.00527.x.
- [40] J.-I. Choi et J. R. Edwards, « Large-eddy simulation of human-induced contaminant transport in room compartments: Contaminant transport in room compartments », *Indoor Air*, vol. 22, n° 1, p. 77-87, févr. 2012, doi: 10.1111/j.1600-0668.2011.00741.x.
- [41] M. W. Reeks, J. Reed, et D. Hall, « On the resuspension of small particles by a turbulent flow », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 21, n° 4, p. 574-589, avr. 1988, doi: 10.1088/0022-3727/21/4/006.
- [42] L. Biasi, A. de los Reyes, M. W. Reeks, et G. F. de Santi, « Use of a simple model for the interpretation of experimental data on particle resuspension in turbulent flows », *J. Aerosol Sci.*, vol. 32, n° 10, p. 1175-1200, oct. 2001, doi: 10.1016/S0021-8502(01)00048-9.
- [43] I. Goldasteh, G. Ahmadi, et A. Ferro, « A Model for Removal of Compact, Rough, Irregularly Shaped Particles from Surfaces in Turbulent Flows », *J. Adhes.*, vol. 88, n° 9, p. 766-786, sept. 2012, doi: 10.1080/00218464.2012.694278.
- [44] I. Goldasteh, « Fundamentals and applications of particle resuspension, dispersion and transport in indoor environment », Clarkson University, Potsdam, NY, USA, 2013.
- [45] I. Goldasteh, Y. Tian, G. Ahmadi, et A. R. Ferro, « Human induced flow field and resultant particle resuspension and transport during gait cycle », *Build. Environ.*, vol. 77, p. 101-109, juill. 2014, doi: 10.1016/j.buildenv.2014.03.016.
- [46] Y. Kubota et H. Higuchi, « Aerodynamic Particle Resuspension Due to Human Foot and Model Foot Motions », *Aerosol Sci. Technol.*, vol. 47, n° 2, p. 208-217, févr. 2013, doi: 10.1080/02786826.2012.742486.

Références

- [47] A. D. Eisner, J. Rosati, et R. Wiener, « Experimental and theoretical investigation of particle-laden airflow under a prosthetic mechanical foot in motion », *Build. Environ.*, vol. 45, n° 4, p. 878-886, avr. 2010, doi: 10.1016/j.buildenv.2009.09.007.
- [48] Y. Kubota, J. W. Hall, et H. Higuchi, « An Experimental Investigation of the Flowfield and Dust Resuspension Due to Idealized Human Walking », *J. Fluids Eng.*, vol. 131, n° 8, p. 081104, août 2009, doi: 10.1115/1.3176962.
- [49] A. Benabed, K. Limam, B. Janssens, W. Bosschaerts, et J. Vercauteren, « Experimental investigation of the flow field generated by idealized human foot tapping », *Sci. Technol. Built Environ.*, vol. 26, n° 2, p. 229-236, févr. 2020, doi: 10.1080/23744731.2019.1614427.
- [50] A. Benabed, K. Limam, B. Janssens, W. Bosschaerts, et J. Vercauteren, « Experimental investigation of the airflow generated by the human foot tapping using the hot-wire anemometry », *J. Build. Phys.*, vol. 44, n° 2, p. 121-136, sept. 2020, doi: 10.1177/1744259120905331.
- [51] B. Sajadi, M. H. Saidi, G. Ahmadi, S. M. Kenney, et J. Taylor, « On the Induced Airflow and Particle Resuspension Due to a Falling Disk », *Part. Sci. Technol.*, vol. 31, n° 2, p. 190-198, mars 2013, doi: 10.1080/02726351.2012.694133.
- [52] J. Spurk et C. Mayes, *Fluid Mechanics*. Springer-Verlag GmbH, 1997.
- [53] Z. Mana, « Étude sur la remise en suspension de particules suite à la marche d'un opérateur », Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI, 2014.
- [54] M. Van Dayke, *Perturbation methods in fluid mechanics*, 2nd edition. Stanford, California: The Parabolic Press, 1975.
- [55] « ANSYS User's Manual ».
- [56] D. J. Quesnel, D. Rimai, L. H. Sharpe, Adhesion Society, et Adhesion Society, Éd., *Particle adhesion: applications and advances*. New York: Taylor & Francis, 2001.
- [57] L. ALLOUL-MARMOR, « Reentrainement par écoulement d'air d'une contamination particulaire déposée sur une surface application au cas d'un "tas" de poudre », Université Paris XII-Val de Marne, Créteil, 2002.

- [58] M. Henderson, « The interaction of water with solid surfaces: fundamental aspects revisited », *Surf. Sci. Rep.*, vol. 46, n° 1-8, p. 1-308, mai 2002, doi: 10.1016/S0167-5729(01)00020-6.
- [59] K. L. Mittal et R. Jaiswal, Éd., *Particle Adhesion and Removal: Mittal/Particle*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2015. doi: 10.1002/9781118831571.
- [60] « Surface energy and the contact of elastic solids », *Proc. R. Soc. Lond. Math. Phys. Sci.*, vol. 324, n° 1558, p. 301-313, sept. 1971, doi: 10.1098/rspa.1971.0141.
- [61] H. Hertz, « Miscellaneous papers Hardcover », 1896.
- [62] B. Nasr, G. Ahmadi, A. R. Ferro, et S. Dhaniyala, « Overview of mechanistic particle resuspension models: comparison with compilation of experimental data », *J. Adhes. Sci. Technol.*, vol. 33, n° 24, p. 2631-2660, déc. 2019, doi: 10.1080/01694243.2019.1650989.
- [63] A. H. Ibrahim, P. F. Dunn, et M. F. Qazi, « Experiments and validation of a model for microparticle detachment from a surface by turbulent air flow », *J. Aerosol Sci.*, vol. 39, n° 8, p. 645-656, août 2008, doi: 10.1016/j.jaerosci.2008.03.006.
- [64] M. Soltani et G. Ahmadi, « On particle adhesion and removal mechanisms in turbulent flows », *J. Adhes. Sci. Technol.*, vol. 8, n° 7, p. 763-785, janv. 1994, doi: 10.1163/156856194X00799.
- [65] C.-J. Tsai, D. Y. H. Pui, et B. Y. H. Liu, « Elastic Flattening and Particle Adhesion », *Aerosol Sci. Technol.*, vol. 15, n° 4, p. 239-255, janv. 1991, doi: 10.1080/02786829108959531.
- [66] D. Green, J. Winandy, et D. Kretschmann, « Mechanical properties of wood. In: Wood handbook, wood as an engineering material. » Madison, WI: Forest Products Laboratory, 2010.
- [67] D. A. Braaten, K. T. Paw U, et R. H. Shaw, « Particle resuspension in a turbulent boundary layer-observed and modeled », *J. Aerosol Sci.*, vol. 21, n° 5, p. 613-628, janv. 1990, doi: 10.1016/0021-8502(90)90117-G.
- [68] L. Si, X. Wang, G. Xie, et N. Sun, « Nano-adhesion and friction of multi-asperity contact: a molecular dynamics simulation study: Nano-adhesion and friction of multi-asperity contact », *Surf. Interface Anal.*, vol. 47, n° 9, p. 919-925, sept. 2015, doi: 10.1002/sia.5797.

- [69] T. Saito, K. Soga, T. Hoson, et I. Terashima, « The Bulk Elastic Modulus and the Reversible Properties of Cell Walls in Developing Quercus Leaves », *Plant Cell Physiol.*, vol. 47, n° 6, p. 715-725, juin 2006, doi: 10.1093/pcp/pcj042.
- [70] D. J. Phares, G. T. Smedley, et R. C. Flagan, « EFFECT OF PARTICLE SIZE AND MATERIAL PROPERTIES ON AERODYNAMIC RESUSPENSION FROM SURFACES », *J. Aerosol Sci.*, vol. 31, n° 11, p. 1335-1353, nov. 2000, doi: 10.1016/S0021-8502(00)00034-3.
- [71] A. S. Nezhad, M. Naghavi, M. Packirisamy, R. Bhat, et A. Geitmann, « Quantification of the Young's modulus of the primary plant cell wall using Bending-Lab-On-Chip (BLOC) », *Lab. Chip*, vol. 13, n° 13, p. 2599, 2013, doi: 10.1039/c3lc00012e.
- [72] E. R. Beach et J. Drelich, « Atomic Force Microscope Pull-off Force Measurements for Insulin in Contact with Acrylonitrile–Butadiene–Styrene and Polypropylene Surfaces at Various Humidities », *J. Adhes. Sci. Technol.*, vol. 25, n° 4-5, p. 435-449, janv. 2011, doi: 10.1163/016942410X525650.
- [73] M. Soltani et G. Ahmadi, « Detachment of rough particles with electrostatic attraction from surfaces in turbulent flows », *J. Adhes. Sci. Technol.*, vol. 13, n° 3, p. 325-355, janv. 1999, doi: 10.1163/156856199X00668.
- [74] B. V. Derjaguin, V. M. Muller, et Yu. P. Toporov, « Effect of contact deformations on the adhesion of particles », *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 53, n° 2, p. 314-326, nov. 1975, doi: 10.1016/0021-9797(75)90018-1.
- [75] M. Soltani, G. Ahmadi, R. G. Bayer, et M. A. Gaynes, « Particle detachment mechanisms from rough surfaces under substrate acceleration », *J. Adhes. Sci. Technol.*, vol. 9, n° 4, p. 453-473, janv. 1995, doi: 10.1163/156856195X00392.
- [76] I. Goldasteh, G. Ahmadi, et A. R. Ferro, « Monte Carlo simulation of micron size spherical particle removal and resuspension from substrate under fluid flows », *J. Aerosol Sci.*, vol. 66, p. 62-71, déc. 2013, doi: 10.1016/j.jaerosci.2013.07.012.
- [77] M. N. Rush, S. Brambilla, S. Speckart, G. A. Montaña, et M. J. Brown, « Glass-particle adhesion-force-distribution on clean (laboratory) and contaminated (outdoor) surfaces », *J. Aerosol Sci.*, vol. 123, p. 231-244, sept. 2018, doi: 10.1016/j.jaerosci.2018.06.002.

Références

- [78] S. You et M. P. Wan, « Mathematical Models for the van der Waals Force and Capillary Force between a Rough Particle and Surface », *Langmuir*, vol. 29, n° 29, p. 9104-9117, juill. 2013, doi: 10.1021/la401516m.
- [79] G. Ahmadi et S. Guo, « Bumpy Particle Adhesion and Removal in Turbulent Flows Including Electrostatic and Capillary Forces », *J. Adhes.*, vol. 83, n° 3, p. 289-311, mars 2007, doi: 10.1080/00218460701239174.
- [80] F.-G. Fan et G. Ahmadi, « A sublayer model for turbulent deposition of particles in vertical ducts with smooth and rough surfaces », *J. Aerosol Sci.*, vol. 24, n° 1, p. 45-64, janv. 1993, doi: 10.1016/0021-8502(93)90084-M.
- [81] M. Soltani et G. Ahmadi, « Direct numerical simulation of particle entrainment in turbulent channel flow », *Phys. Fluids*, vol. 7, n° 3, p. 647-657, mars 1995, doi: 10.1063/1.868587.
- [82] J. W. Cleaver et B. Yates, « Mechanism of detachment of colloidal particles from a flat substrate in a turbulent flow », *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 44, n° 3, p. 464-474, sept. 1973, doi: 10.1016/0021-9797(73)90323-8.
- [83] M. E. O'Neill, « A sphere in contact with a plane wall in a slow linear shear flow », *Chem. Eng. Sci.*, vol. 23, n° 11, p. 1293-1298, nov. 1968, doi: 10.1016/0009-2509(68)89039-6.
- [84] G. Ziskind, M. Fichman, et C. Gutfinger, « Adhesion moment model for estimating particle detachment from a surface », *J. Aerosol Sci.*, vol. 28, n° 4, p. 623-634, juin 1997, doi: 10.1016/S0021-8502(96)00460-0.
- [85] X. Zhang et G. Ahmadi, « Effects of capillary force and surface deformation on particle removal in turbulent flows », *J. Adhes. Sci. Technol.*, vol. 21, n° 16, p. 1589-1611, janv. 2007, doi: 10.1163/156856107782793212.
- [86] H. Y. Wen et G. Kasper, « On the kinetics of particle reentrainment from surfaces », *J. Aerosol Sci.*, vol. 20, n° 4, p. 483-498, janv. 1989, doi: 10.1016/0021-8502(89)90082-7.
- [87] E. Hontañón, A. de los Reyes, et J. A. Capitão, « THE CÆSAR CODE FOR AEROSOL RESUSPENSION IN TURBULENT PIPE FLOWS. ASSESSMENT AGAINST THE STORM

Références

EXPERIMENTS », *J. Aerosol Sci.*, vol. 31, n° 9, p. 1061-1076, sept. 2000, doi: 10.1016/S0021-8502(00)00028-8.

[88] M. Guingo et J.-P. Minier, « A new model for the simulation of particle resuspension by turbulent flows based on a stochastic description of wall roughness and adhesion forces », *J. Aerosol Sci.*, vol. 39, n° 11, p. 957-973, nov. 2008, doi: 10.1016/j.jaerosci.2008.06.007.

[89] C. Henry et J.-P. Minier, « A stochastic approach for the simulation of particle resuspension from rough substrates: Model and numerical implementation », *J. Aerosol Sci.*, vol. 77, p. 168-192, nov. 2014, doi: 10.1016/j.jaerosci.2014.08.005.

[90] G. A. Sehmel, « Particle resuspension: A review », *Environ. Int.*, vol. 4, n° 2, p. 107-127, janv. 1980, doi: 10.1016/0160-4120(80)90005-7.

[91] M. Corn, « *The Adhesion of Solid Particles to Solid Surfaces II* », *J. Air Pollut. Control Assoc.*, vol. 11, n° 12, p. 566-584, déc. 1961, doi: 10.1080/00022470.1961.10468039.

[92] D. Hall, « Measurements of the mean force on a particle near a boundary in turbulent flow », *J. Fluid Mech.*, vol. 187, p. 451-466, févr. 1988, doi: 10.1017/S0022112088000515.

[93] J. Smagorinsky, « GENERAL CIRCULATION EXPERIMENTS WITH THE PRIMITIVE EQUATIONS: I. THE BASIC EXPERIMENT* », *Mon. Weather Rev.*, vol. 91, n° 3, p. 99-164, mars 1963, doi: 10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2.

[94] « The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers », *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 434, n° 1890, p. 9-13, juill. 1991, doi: 10.1098/rspa.1991.0075.

[95] D. C. Leslie et G. L. Quarini, « The application of turbulence theory to the formulation of subgrid modelling procedures », *J. Fluid Mech.*, vol. 91, n° 01, p. 65, mars 1979, doi: 10.1017/S0022112079000045.

[96] S. B. Pope, *Turbulent Flows*, 1^{re} éd. Cambridge University Press, 2000. doi: 10.1017/CBO9780511840531.

[97] D. K. Lilly, « A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method », *Phys. Fluids Fluid Dyn.*, vol. 4, n° 3, p. 633-635, mars 1992, doi: 10.1063/1.858280.

Références

- [98] F. Ducros, F. Nicoud, et T. Poinso, « Wall-adaptating local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries », *Baines M J*, p. 293-300, 1998.
- [99] F. Menter, « Zonal Two Equation k- ω Turbulence Models For Aerodynamic Flows », présenté à 23rd Fluid Dynamics, Plasmadynamics, and Lasers Conference, Orlando, FL, U.S.A., juill. 1993. doi: 10.2514/6.1993-2906.
- [100] F. R. Menter, « Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications », *AIAA J.*, vol. 32, n° 8, p. 1598-1605, août 1994, doi: 10.2514/3.12149.
- [101] P. A. C. Rocha, H. H. B. Rocha, F. O. M. Carneiro, M. E. V. da Silva, et C. F. de Andrade, « A case study on the calibration of the k- ω SST (shear stress transport) turbulence model for small scale wind turbines designed with cambered and symmetrical airfoils », *Energy*, vol. 97, p. 144-150, févr. 2016, doi: 10.1016/j.energy.2015.12.081.
- [102] « Documentation CFX ».
- [103] Y. Yoon, B.-H. Park, J. Shim, Y.-O. Han, B.-J. Hong, et S.-H. Yun, « Numerical simulation of three-dimensional external gear pump using immersed solid method », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 118, p. 539-550, mai 2017, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2017.03.014.
- [104] S. Ikardouchene, « Analyses expérimentale et numérique de l'interaction de particules avec un jet d'air plan impactant une surface. Application au confinement particulaire », Université Paris Est Marne-la-Vallée, 2019.
- [105] T. Gelain, F. Gensdarmes, S. Peillon, et L. Ricciardi, « CFD modelling of particle resuspension in a toroidal geometry resulting from airflows during a loss of vacuum accident (LOVA) », *Fusion Eng. Des.*, vol. 151, p. 111386, févr. 2020, doi: 10.1016/j.fusengdes.2019.111386.
- [106] T. Gélain, A. Rondeau, S. Peillon, J. C. Sabroux, et F. Gensdarmes, « CFD modelling of the wall friction velocity field in the ITER tokamak resulting from airflow during a loss of vacuum accident—Consequences for particle resuspension », *Fusion Eng. Des.*, vol. 100, p. 87-99, nov. 2015, doi: 10.1016/j.fusengdes.2015.04.043.

Références

- [107] J. Q. Feng et D. A. Hays, « Relative importance of electrostatic forces on powder particles », *Powder Technol.*, vol. 135-136, p. 65-75, oct. 2003, doi: 10.1016/j.powtec.2003.08.005.
- [108] O. R. Walton, « Review of Adhesion Fundamentals for Micron-Scale Particles », *KONA Powder Part. J.*, vol. 26, n° 0, p. 129-141, 2008, doi: 10.14356/kona.2008012.