



HAL
open science

Influence de la cohésion sur le transport éolien de particules : application au sable humide et à la neige

Velotiana Jean-Luc Ralaiarisoa

► To cite this version:

Velotiana Jean-Luc Ralaiarisoa. Influence de la cohésion sur le transport éolien de particules : application au sable humide et à la neige. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Rennes 1, 2020. Français. NNT : 2020REN1S065 . tel-03203216

HAL Id: tel-03203216

<https://theses.hal.science/tel-03203216>

Submitted on 20 Apr 2021

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

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

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1

ECOLE DOCTORALE N° 596

Matière, Molécules, Matériaux

Spécialité : *Physique*

Par

Velotiana Jean-Luc Ralaiarisoa

**Influence de la cohésion sur le transport éolien de particules :
Application au sable humide et à la neige**

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 17 Décembre 2020
Unité de recherche : Institut de Physique de Rennes – UMR 6251

Rapporteurs avant soutenance :

Charles FIERZ Research Scientist, SLF - Davos Dorf
Jean-Luc HARION Professeur, IMT - Douai

Composition du Jury :

Examineurs :

Stéphanie DEBOEUF Chargé de Recherche, IJLRDA - Paris
Eric LAJEUNESSE Professeur, IPGP - Paris

Co-encadrants de thèse :

Pascal DUPONT Maître de Conférences, INSA - Rennes
Ahmed OULD EL MOCTAR Maître de Conférences, LTeN – Nantes

Directeurs de thèse :

Alexandre VALANCE Directeur de recherche CNRS, IPR - Rennes
Florence NAAIM Directrice de recherche, INRAE - Grenoble

Remerciements

Je voudrais d'abord remercier mes directeurs de thèse Alexandre Valance et Florence Naaim ainsi que mes encadrants Pascal Dupont et Ahmed Ould El Moctar pour la confiance qu'ils m'ont accordée, pour leur engagement, leur disponibilité, leur aide et leur soutien au cours de ces 4 années de thèse et plus particulièrement dans la finalisation de ce manuscrit.

Je remercie Charles Fierz et Jean-Luc Harion d'avoir bien voulu accepter la charge de rapporteur, ainsi que Stéphanie Deboeuf et Eric Lajeunesse d'avoir bien voulu juger ce travail.

Je remercie également l'Institut de Physique de Rennes et l'INRAE de Grenoble de m'avoir accueilli au sein de leur structure, le LTeN de Nantes où j'ai pu réaliser les expériences de transport de sable en soufflerie, le CES de Shinjo où les expériences de transport de neige en soufflerie climatique ont pu être réalisées grâce à la collaboration avec le NIED Japon.

Je remercie les membres du département Milieux Divisés particulièrement Luc Oger et Edouard Canot pour les discussions scientifiques lors de la mise en place de la simulation numérique, Janine Emile avec qui j'ai eu le plaisir de travailler sur des mesures expérimentales portant sur la cohésion inter-particule et qui m'a soutenu durant de cette thèse. Merci également à Hervé Tabuteau, Sean McNamara et Philippe Boltenhagen pour les discussions que nous avons eu.

Ma gratitude va également à Hervé Bellot (INRAE Grenoble), mon interlocuteur principal sur l'utilisation du compteur de particules SPC, Jean-Luc Métayer (INSA Rennes) qui a réalisé les mesures granulométriques laser du sable, Jérôme Delmas (LTeN Nantes) qui m'a aidé dans la mise en place de divers dispositifs expérimentaux et Atin Kumar qui a travaillé sur la mise en place du système d'humidification d'air de la soufflerie à Nantes. Merci à Jean-Baptiste Besnard et Bruno Furieri pour le travail d'équipe que nous avons réalisé à Nantes. Je remercie Kenji Kosugi, Masaki Nemoto, Yoichi Ito et toute l'équipe du CES Shinjo pour l'excellent accueil qu'ils m'ont réservé et le séjour inoubliable que j'ai passé parmi eux.

Je remercie Valérie Ferri et Benedicte Faure pour leur écoute, leur bienveillance et leur conseil à l'égard des doctorants qui m'ont été d'un grand soutien.

Un grand merci à Nolween Delouche, Jean-Baptiste Besnard, Yajuan Zhu, Serge Kiki, Claude El Tannoury et Aurélien Neveu pour les moments passés ensemble ainsi que tout le soutien qu'ils m'ont apporté .

A Dominique, merci pour son soutien indéfectible à l'égard de mes travaux comme dans la vie quotidienne. Je remercie également mes parents et mes soeurs pour leur encouragement et leur support tout au long de mon parcours.

Table des matières

Table des matières	1
Introduction	7
1 Etat de l'art	9
1.1 Transport de sable sec	9
1.1.1 Les différents modes de transport	9
1.1.2 La saltation	10
1.1.3 Processus splash	10
1.1.4 Profil de vitesse de l'écoulement d'air	12
1.1.5 Vitesse seuil de transport	13
1.1.6 Loi de transport dans la couche de saltation sur un lit érodable	15
1.1.7 Caractéristiques de la couche en saltation sur lit érodable .	16
1.1.8 Phénomène de relaxation et de saturation sur lit érodable .	18
1.1.9 Transport sur lit rigide	19
1.2 Transport de sable humide	21
1.2.1 Degré de saturation d'un milieu granulaire humide	21
1.2.2 Caractérisation de la cohésion macroscopique des milieux granulaires cohésifs	23
1.2.3 Cohésion à l'échelle des grains	23
1.2.4 Influence de la cohésion sur le transport de sable humide .	25
1.2.4.1 Modification du seuil aérodynamique	25
1.2.4.2 Loi de transport	31
1.2.4.3 Longueur de saturation	32
1.3 Transport de neige	33
1.3.1 La neige, un matériau complexe	33
1.3.2 Influence du transport éolien sur la cohésion	38
1.3.3 Influence de la cohésion sur le transport éolien de neige . .	39
1.3.3.1 Modification du seuil aérodynamique	39
1.3.3.2 Loi de transport dans la couche de saltation . . .	42
1.3.4 Fonction splash	43

1.3.5	Longueur de saturation	45
1.3.6	Vers une vision unifiée de l'influence de la cohésion de la neige au travers d'une modélisation DEM	46
2	Effet de la cohésion sur le processus splash	47
2.1	Expériences	47
2.1.1	Dispositif expérimental et mode opératoire	48
2.1.1.1	Dispositif expérimental	48
2.1.1.2	Analyse d'image	49
2.1.1.3	Fabrication d'un empilement cohésif	49
2.1.2	Processus Splash sur un empilement sec	52
2.1.3	Processus splash sur un empilement cohésif	53
2.2	Simulations numériques discrètes	54
2.2.1	Implémentation de la méthode des éléments discrets	54
2.2.2	Validation du modèle numérique sur un empilement non cohésif	57
2.2.3	Splash avec un lit cohésif	59
2.2.3.1	Propriétés et caractéristiques des empilements co- hésifs numériques	59
2.2.3.2	Influence du nombre du Bond sur le Splash	60
2.2.3.3	Influence de la teneur en eau de l'empilement sur le Splash	65
2.3	Conclusion	67
3	Transport de sable sec	69
3.1	Dispositifs et protocole expérimentaux	69
3.1.1	Présentation de la soufflerie	69
3.1.2	Qualification de la couche limite turbulente dans la soufflerie	71
3.1.3	Matériau granulaire	73
3.1.4	Mesure de la vitesse de l'air	75
3.1.5	Mesure du Flux massique transporté	77
3.1.5.1	Mesure de flux par pesée	77
3.1.5.2	Mesure de flux massique par compteur de parti- cules (SPC)	79
3.1.6	Mesures optiques	84
3.1.7	Protocole expérimental	85
3.2	Résultats et discussions	86
3.2.1	Vitesse de l'air	86
3.2.2	Vitesse de particules	88
3.2.3	Flux massique transporté	89
3.3	Conclusion	93

4	Transport de sable humide	95
4.1	Méthode expérimentale spécifique au transport du sable humide	96
4.1.1	Fabrication et mise en place du sable humide	96
4.1.2	Humidification de l'air	97
4.1.3	Caractérisation du flux	100
4.1.3.1	Mesures du flux par pesée et par SPC	100
4.1.3.2	Influence de l'accélération au démarrage de la soufflerie	101
4.1.4	Protocole expérimental	102
4.2	Caractéristiques du transport de sable humide	105
4.2.1	Augmentation des instationnarités	105
4.2.2	Estimation d'un flux stationnaire	106
4.2.3	Analyse de l'influence de l'humidité et du séchage sur le transport	107
4.2.3.1	Influence du séchage sur l'intermittence de transport	107
4.2.3.2	Première discussion sur le seuil et la loi de transport pour du sable humide	109
4.3	Phénomène du séchage du lit de sable	110
4.3.1	Observation du séchage	110
4.3.2	Modèle de séchage	112
4.4	Analyse des fluctuations temporelles du flux	116
4.4.1	Intensité et contenu fréquentiel	117
4.4.2	Fluctuations du flux à haute fréquence	118
4.4.3	Oscillation du flux à basse fréquence	121
4.4.4	Conclusion	126
4.5	Seuil et loi de transport pour du sable humide	126
4.5.1	Estimation de la vitesse de frottement	127
4.5.2	Loi de transport et seuil	128
4.6	Influence d'un flux massique en amont sur le transport	129
4.6.1	Stabilité du flux	130
4.6.2	Variation du flux massique avec la vitesse de l'écoulement dans le cas d'un flux entrant non-nul	130
4.6.3	Longueur de saturation	133
4.6.4	Conclusion	134
5	Transport de neige	135
5.1	Dispositifs et protocole expérimentaux	136
5.1.1	Présentation de la soufflerie	136
5.1.2	Matériau granulaire	136
5.1.3	Mesure de la vitesse de l'air et du flux de neige transporté	138
5.1.3.1	Mesure de la vitesse d'écoulement de l'air	140

5.1.3.2	Mesure du flux	142
5.1.4	Protocole de mise en place du lit de neige	143
5.2	Transport sur un lit de neige rigide avec flux entrant	143
5.2.1	Flux massique total	145
5.2.2	Profil de densité de flux massique	146
5.2.2.1	Variation de la longueur caractéristique de dé- croissance l_q	148
5.2.2.2	Variation de la densité de flux massique à la sur- face du lit rigide q_0	150
5.2.2.3	Point focal observé sur les profils de densité	151
5.2.3	Profil de densité de flux par taille de particules	152
5.2.3.1	Variation de la longueur caractéristique de dé- croissance l_{qd}	153
5.2.3.2	Pseudo-point focal	156
5.3	Transport sur un lit de neige cohésif	157
5.3.1	Protocole expérimental	157
5.3.2	Cohésion à l'échelle macroscopique	158
5.3.3	Variation de la cohésion à l'échelle microscopique	161
5.3.4	Mesure de la vitesse seuil statique et dynamique	163
5.3.5	Protocole de mesure	165
5.3.5.1	Reproductibilité des mesures	166
5.3.5.2	Mise en place du protocole de mesure	167
5.3.6	Lit de neige cohésif avec un flux entrant nul	168
5.3.6.1	Flux massique total	169
5.3.6.2	Profil de densité de flux massique	169
5.3.6.3	Profil de densité de flux par taille de particules	172
5.3.6.4	Conclusion	172
5.3.7	Lit de neige cohésif avec un flux entrant non-nul	174
5.3.7.1	Flux massique total	174
5.3.7.2	Profil de densité de flux massique	176
5.3.7.3	Profil de densité de flux par taille de particules	178
5.3.8	Conclusion	180
	Conclusion	183
	Annexe A Calibration et qualification du compteur de particules (SPC) utilisé dans l'étude du transport de sable	187
	Annexe B Calibration du système d'humidification de l'air	191

<i>Table des matières</i>	5
---------------------------	---

Annexe C Cinétique du séchage	193
C.1 Mesures expérimentales	193
C.2 Modèle de séchage	195
Annexe D Synthèse des séries expérimentales sur le transport de neige	201
Nomenclature	209
Bibliographie	224

Introduction

Le transport éolien de particules est un processus physique que l'on rencontre dans différents environnements naturels : en région désertique, côtière et polaire ou montagneuse. Le transport éolien de sable en région sèche engendre la désertification, l'ensablement des routes et des terres cultivables. En région côtière, l'érosion du littoral est un enjeu important. La régénération d'une dune côtière érodée lors d'un épisode tempétueux peut, à titre d'exemple, prendre plusieurs années. En haute montagne, le transport de neige par le vent peut entraîner la formation de corniches, de plaques à vent ou des congères autour des bâtiments et des voies de communication.

Du point de vue des processus, le transport de particules mono-disperses, sphériques et non-cohésives a été abondamment étudié et est actuellement relativement bien compris. Bagnold (1941) a été le pionnier concernant l'étude approfondie des mécanismes physiques mis en jeu dans le transport éolien du sable et demeure une référence dans le domaine du transport éolien de particules. Les études expérimentales et numériques, qui ont suivi, ont permis d'affiner notre compréhension des processus physiques. Il est admis que le mode principal de transport de particules est la saltation qui consiste en des sauts balistiques des particules qui, en impactant le lit granulaire, peuvent éjecter d'autres particules.

Par contre, les éléments de complexité des systèmes naturels, comme la présence d'humidité ou de végétation, ont été peu pris en compte. Les quelques études entreprises sur le transport éolien de sable humide montrent une grande diversité dans les résultats obtenus. Cette disparité illustre la difficulté de maîtriser les différents paramètres du système comme la qualité du mélange sable/eau et les échanges de masse entre le lit granulaire et l'écoulement d'air.

Dans le cas de neige, la plupart des modèles théoriques s'inspirent de ceux développés pour le transport éolien du sable car la saltation est aussi le mode prépondérant de transport. Cependant, le matériau neige est loin d'être simple. Sa cohésion est fonction des conditions de température et d'humidité lors de sa formation mais est aussi dépendante de la transformation du manteau neigeux sous l'effet des gradients thermiques et des contraintes mécaniques.

L'objectif principal de la thèse est d'étudier l'influence de la cohésion dans le processus de transport éolien de particules, un paramètre important pour le

transport éolien du sable dans le contexte côtier et le transport éolien de la neige en montagne et dans les zones polaires.

Le manuscrit est organisé en cinq chapitres. Le premier chapitre présente un état de l'art sur le transport éolien et introduit les notions essentielles relatives au transport éolien de sable et de neige.

Dans le deuxième chapitre, nous étudions l'influence de la cohésion sur le processus d'érosion par impact. Nous présentons une étude expérimentale réalisée grâce à un dispositif qui reproduit une collision entre une particule et un empilement cohésif. Elle est complétée par une étude numérique permettant de faire varier la cohésion sur une gamme plus étendue que dans l'expérience.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude en soufflerie du transport avec du sable non-cohésif afin de constituer une base de référence pour l'étude avec du sable humide. Nous avons, en particulier, étudié la limite du régime de saltation et mis en évidence un régime collisionnel à forte vitesse.

Le chapitre 4 est consacré à l'étude en soufflerie du transport du sable humide pour des teneurs en eau massiques variant de quelques dixièmes de pourcent jusqu'à quelques pourcents. Nous décrivons le protocole expérimental adopté notamment pour l'humidification de l'air et du sable. Nous présentons et analysons comment les principales caractéristiques du transport éolien (seuil de transport, flux massique, longueur de saturation) évoluent avec la teneur en eau du sable. Nous mettons en évidence de fortes fluctuations temporelles du flux dues aux phénomènes de séchage.

Le chapitre 5 présente une étude du transport de neige en soufflerie climatique pour différents degrés de cohésion de la neige. Nous étudions d'abord deux cas limites : le transport sur un lit neigeux rigide (croûte de regel) et sur un lit de neige non-cohésif. Puis, nous caractérisons le transport sur un cas intermédiaire avec un lit neigeux cohésif.

Enfin, nous présentons en conclusion une synthèse des résultats ainsi que les enjeux et perspectives pour les futurs travaux.

Chapitre 1

Etat de l'art

Nous rappelons dans ce chapitre les notions essentielles concernant le transport éolien du sable et de la neige ainsi que les progrès récents réalisés dans ce domaine.

1.1 Transport de sable sec

1.1.1 Les différents modes de transport

La saltation est le mode de transport principal du sable par le vent. Celui-ci a été mis en évidence par Bagnold (Bagnold, 1941). La saltation est un mode de transport où les particules se déplacent en faisant des sauts successifs (voir figure. 1.1). Au-dessus d'un certain seuil de vitesse (appelé seuil aérodynamique), les particules sont entraînées par l'écoulement et adoptent rapidement un mode de déplacement composé d'une succession continue de sauts. Au cours de leur vol ballistique, les particules sont accélérées par l'écoulement et regagnent l'énergie qu'elles ont perdue au cours de leur collision avec le lit de sable. En outre, lors de l'impact, des particules immobiles du lit peuvent être mises en mouvement. C'est ce qu'on appelle le processus "Splash", qui est un mécanisme efficace d'érosion par impact. Une fois le transport initié par l'écoulement, l'érosion par impact prédomine sur l'érosion aérodynamique directe, augmentant ainsi très rapidement le nombre de particules transportées. Ensuite, se met en place un mécanisme de saturation qui va limiter le transport et permettre d'atteindre ce qu'on appelle un état de saturation ou d'équilibre où le flux atteint une valeur d'équilibre. La saturation se produit lorsque le nombre de particules entraînées par le vent est tel qu'il entraîne un ralentissement de l'écoulement, qui entraîne en cascade un freinage des particules en saltation. L'équilibre est atteint lorsque ces dernières sont suffisamment ralenties et ne sont plus capables de mettre en mouvement de nouvelles particules lors de l'impact avec le lit de sable.

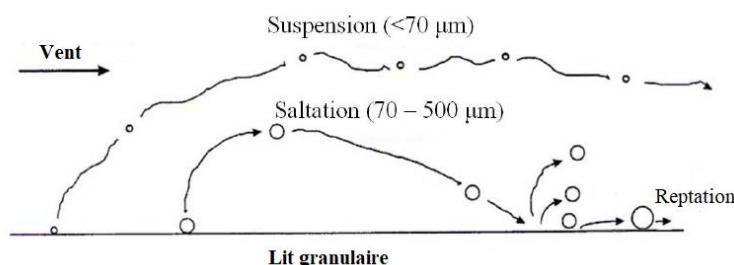


FIGURE 1.1 – Les différents modes de transport. Figure extraite et modifiée de Ho (2012).

Ce mode de transport par saltation est prépondérant pour des particules de sable dont la taille est comprise entre 80 et $500 \mu\text{m}$. Les particules plus fines sont transportées par suspension (elles sont suspendues dans l'air grâce aux fluctuations turbulentes de l'écoulement), et les particules plus grosses sont trop lourdes pour pouvoir être soulevées par le vent dans des conditions standards d'écoulement. Elles se déplacent le long de la surface du lit par roulement sous l'effet de l'impact de particules en saltation. Ce mode de transport est appelé "reptation". Les trois modes de transport (saltation, suspension et reptation) sont résumés sur la figure 1.1.

1.1.2 La saltation

De nombreuses études expérimentales en soufflerie ont permis d'affiner notre connaissance sur les propriétés des trajectoires des particules en saltation. Elles ont des propriétés d'invariance remarquables. Par exemple, la longueur et la hauteur moyenne des sauts sont indépendantes de la vitesse du vent (Ho et al., 2011). Elles ne dépendent que de leur taille et leur forme. De même, les particules en saltation entrent en collision avec le lit granulaire avec un angle d'impact qui est invariant avec la vitesse de l'écoulement. Il se situe autour de 10° tandis que l'angle de rebond, lui aussi indépendant de la vitesse du vent, est autour de 50° . Lors de l'impact avec le lit, ils peuvent entraîner l'éjection d'autres particules. C'est le processus Splash que nous détaillons plus loin.

1.1.3 Processus splash

Lorsque les particules en saltation impactent le lit granulaire, elle rebondissent mais peuvent éjecter d'autres particules du lit. Ce processus "Splash" joue un rôle important dans le transport éolien par saltation. Nous exposons ici les principales caractéristiques de ce processus pour le cas de lits granulaires non-cohésifs.

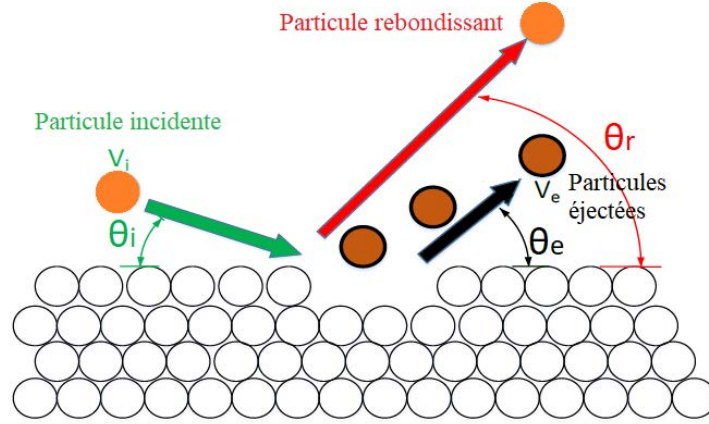


FIGURE 1.2 – Illustration du processus splash. Figure extraite de Selmani et al. (2018).

De nombreuses expériences modèles de collision ont été réalisées (Willetts and Rice, 1986, 1989; Mitha et al., 1986; Werner, 1990; Rioual et al., 2000; Beladjine et al., 2007) et ont permis d’obtenir une description assez précise de ce processus splash. On peut distinguer les propriétés du rebond de celles du processus d’éjection proprement dit.

Pour caractériser le rebond, on peut définir un coefficient de restitution effectif moyen \bar{e} défini par :

$$\bar{e} = \frac{V_r}{V_i} \quad (1.1)$$

où V_i est la vitesse incidente (m/s) et V_r la vitesse de rebond (m/s) de la particule impactante (figure 1.2).

Il a été montré que \bar{e} dépend essentiellement de l’angle d’impact θ_i (Mitha et al., 1986; Werner, 1990; Beladjine et al., 2007) mais pas de la vitesse incidente V_i . Werner (1990) a montré en particulier que \bar{e} décroît avec l’angle d’impact θ_i . En d’autres termes, plus l’angle est rasant, plus le coefficient de restitution est élevé. Ces résultats ont été confirmés plus tard par des expériences assez exhaustives de Beladjine et al. (2007).

Concernant les particules éjectées lors de l’impact (appelées plus tard éjectats), il a été observé que leur vitesse d’éjection V_e est beaucoup plus petite que la vitesse d’impact V_i , et est de l’ordre de $V_e \approx 0.1V_i$ (Willetts and Rice, 1986; Rioual et al., 2000; Beladjine et al., 2007) et peu dépendante de V_i . Il a été également observé que l’angle de décollage des particules du lit est indépendante de l’angle d’impact et est de l’ordre de $\theta_e \approx 50^\circ$. Concernant le nombre moyen d’éjectats \bar{N}_{ej} , les expériences ont mises en évidence (Werner, 1990; Rioual et al., 2000; Beladjine et al., 2007) que celui-ci augmente linéairement avec la vitesse

d'impact V_i :

$$\bar{N}_{ej} = \alpha(\theta_i) \left(\frac{V_i}{V_{ic}} - 1 \right) \quad (1.2)$$

où V_{ic} est la vitesse critique (m/s) à partir de laquelle des particules sont éjectées et α est un paramètre qui dépend de l'angle d'impact. Beladjine et al. (2007) a montré notamment que ce paramètre α augmente avec l'angle d'impact θ_i et est corrélé à la fraction d'énergie cédée par la particule incidente au lit granulaire (i.e., $1 - \bar{e}^2$). Il a établi en effet que :

$$\alpha(\theta_i) = \zeta (1 - \bar{e}^2 [\theta_i]) \quad (1.3)$$

avec ζ une constante qui dépend uniquement des paramètres mécaniques des particules.

Sur un fond rigide, il n'y a pas d'éjection de particules.

1.1.4 Profil de vitesse de l'écoulement d'air

Dans une couche limite turbulente, la contrainte effective de cisaillement τ peut être décomposée en un terme de contrainte visqueuse τ_v et un terme de contrainte turbulente τ_t , appelée contrainte de Reynolds :

$$\tau = \tau_v + \tau_t \quad (1.4)$$

Lorsque la couche limite est pleinement développée, la contrainte totale τ est uniforme dans la hauteur et on peut définir une vitesse de frottement u^* :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_a}} \quad (1.5)$$

où ρ_a est la densité de l'air.

On distingue deux régions dans la couche limite turbulente :

Une sous-couche visqueuse, proche de la surface du lit de sable, où la contrainte visqueuse τ_v domine sur la contrainte turbulente τ_t ;

Une couche turbulente, au-dessus de la sous-couche visqueuse, où l'écoulement est contrôlé par la contrainte turbulence.

Dans la couche turbulente, la quantité de mouvement est contrôlée par le gradient vertical de la vitesse moyenne U de l'écoulement de sorte que :

$$\tau = \rho_a \nu_t \frac{dU}{dz} \quad (1.6)$$

où ν_t est la viscosité turbulente. Le modèle de Prandtl permet d'écrire que la viscosité est proportionnelle à la taille typique l_m des structures turbulentes :

$$\nu_t = u^* l_m \quad (1.7)$$

On montre que l_m est proportionnelle à la distance z de la paroi :

$$l_m = \kappa z \quad (1.8)$$

avec κ la constante de Von Karman. En combinant les Eqs 1.6, 1.7 et 1.8, on a :

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u^*}{\kappa z} \quad (1.9)$$

qui après intégration donne :

$$U(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1.10)$$

où z_0 est une constante d'intégration et correspond à ce qu'on appelle la rugosité aérodynamique. C'est la célèbre loi de paroi logarithmique. La rugosité aérodynamique dépend de la nature de la rugosité géométrique de la paroi. Dans les régimes d'écoulement dits "aérodynamiques lisses", la rugosité géométrique est plus petite que la longueur visqueuse $l_\nu = \nu/u^*$ et dans ce cas la rugosité aérodynamique est proportionnelle à la longueur visqueuse : $z_0 \approx 9l_\nu$. Dans le cas contraire, on parle d'écoulements "aérodynamiques rugueux" : la rugosité aérodynamique est alors corrélée à la rugosité géométrique. Dans le cas d'une surface rugueuse constituée de grains de sable, la rugosité géométrique est donnée par la taille des grains d . Les expériences montrent dans ce cas, en régime aérodynamique rugueux, $z_0 \approx d/30$.

La question qui nous intéresse maintenant est de savoir comment est modifié ce profil de vitesse en présence de particules dans l'écoulement. C'est Bagnold (1936) qui a montré que dans une situation de transport à l'équilibre (c'est-à-dire avec un flux saturé), le profil de vitesse de vent obéit toujours à un loi logarithmique mais avec une rugosité aérodynamique z_0 qui augmente avec la vitesse de frottement u^* . L'autre point remarquable est que les profils obtenus pour différentes vitesses de frottement convergent vers un point focal z_f pour une vitesse finie U_f (voir la figure 1.3), de sorte que :

$$U(z) = U_f + \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_f} \quad (1.11)$$

Les caractéristiques du point focal (i.e., U_f et z_f) dépendent de la taille des grains du sable. Pour des grains de $220 \mu m$, Ho (2012) trouve $z_f \approx 0.9 cm$ et $U_f \approx 3 m/s$. A partir de l'Eq. 1.11, on peut en déduire une expression de la rugosité aérodynamique :

$$z_0 = z_f \exp(-\kappa U_f / u^*) \quad (1.12)$$

1.1.5 Vitesse seuil de transport

Bagnold (1941) a identifié deux seuils de transport : un seuil aérodynamique (dit aussi statique) et un seuil par impact (appelé aussi dynamique).

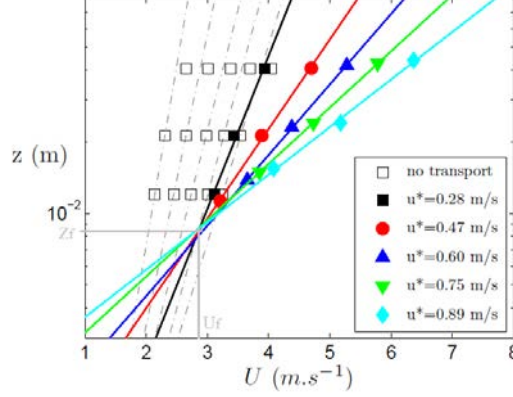


FIGURE 1.3 – Profils de vitesse du vent pour différentes vitesses de frottement mesurés en soufflerie sur un lit de sable avec des grains de taille $d = 220 \mu\text{m}$. En présence de transport, les profils convergent en un point unique appelé le point focal. Figure extraite et modifiée de Ho (2012).

Le seuil statique est la vitesse à partir de laquelle le mouvement des particules peut être initié par l'entraînement aérodynamique. Ce seuil se traduit par une vitesse de frottement critique u_s^* qui peut être estimée à partir d'un bilan des forces qui s'exercent sur la particule en tenant compte de la force de traînée, la force de portance et le poids apparent de la particule. Celle-ci est donnée par :

$$u_s^* = A_s \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} g d} \quad (1.13)$$

où A_s est un nombre sans dimension de l'ordre de 0.1 (Bagnold, 1941). La valeur de A_s dépend du nombre de Reynolds particulaire Re_p^* ($Re_p^* = du^*/\nu$) mais aussi de la forme des particules ainsi que l'agencement du lit granulaire. Pour une taille de grains de diamètre $d = 230 \mu\text{m}$, la vitesse de frottement seuil statique est $u_s^* \approx 0.21 \text{ m/s}$ (Ho, 2012).

On peut également caractériser le seuil en termes de nombre de Shields S^* défini comme le rapport entre la force de cisaillement exercée par l'écoulement sur une particule à la surface du lit et le poids apparent de celle-ci :

$$S^* = \frac{\rho_a u^{*2}}{(\rho_p - \rho_a) g d} \quad (1.14)$$

Ainsi, on définit un nombre de Shields critique S_s^* pour le seuil statique qui est égale au paramètre A_s^2 : $S_s^* = A_s^2 \approx 0.01$.

Le seuil dynamique est la vitesse critique correspondant à la cessation du transport. C'est la vitesse minimale à laquelle peut être maintenu le transport

en saltation après avoir été initié. Le seuil dynamique peut être estimé par extrapolation de la loi de transport (voir la sous-section 1.1.6) aux faibles vitesses, correspondant à la vitesse seuil u_d^* lorsque le flux est nul. Pour une taille de grains $d = 230 \mu m$, le seuil dynamique est $u_d^* \approx 0.17 \text{ m/s}$ (Ho, 2012). Le seuil dynamique est plus faible que le seuil statique ($u_d^* \approx 0.8u_s^*$) ce qui veut dire que le transport peut être maintenu à une vitesse inférieure au seuil statique.

1.1.6 Loi de transport dans la couche de saltation sur un lit érodable

Une caractérisation importante du transport concerne la quantité de matière qu'un écoulement est capable de transporter pour une vitesse de frottement donnée. On parle alors de loi de transport dans la couche de saltation et celle-ci est exprimée en termes de masse de matière solide transportée par unité de temps et par unité de longueur (transversalement à l'écoulement), que l'on notera Q .

Bagnold (1936) a été le premier à proposer une loi pour le transport éolien de sable. Cette loi a une dépendance cubique avec la vitesse de frottement de l'air

$$Q = C_b \sqrt{\frac{d}{D_r}} \frac{\rho_a}{g} u^{*3} \quad (1.15)$$

où $C_b \approx 1.8$ et $D_r = 0.24 \text{ mm}$. Cette loi est basée sur une analyse dimensionnelle avec l'hypothèse que la longueur de saltation et la vitesse des particules en saltation sont proportionnelles à u^{*2}/g et u^* respectivement, qui est en fait erronée comme nous verrons un peu loin.

D'autres lois cubiques ont été proposées par la suite (Kawamura, 1951; Lettau, 1978). Elles constituent essentiellement des raffinements de la loi de Bagnold et incorporent explicitement l'effet de seuil sur le transport. A titre d'exemple, on peut citer la loi proposée par Kawamura (1951)

$$Q = C_k \frac{\rho_a}{g} (u^* - u_d^*)(u^* + u_d^*)^2 \quad (1.16)$$

et celle suggérée par Lettau (1978)

$$Q = C_l \sqrt{\frac{d}{D_r}} \frac{\rho_a}{g} (u^* - u_d^*) u^{*2} \quad (1.17)$$

où u_d^* est la vitesse de frottement seuil dynamique. C_k et C_l sont des paramètres d'ajustement déterminés empiriquement : $C_k = 2.78$ pour $d = 307 \mu m$ et $C_l = 6.7$.

Plus récemment, **Creysse et al. (2009)** et **Ho (2012)** ont montré expérimentalement que, contrairement à l'hypothèse de Bagnold (1936), la longueur

de saltation et la vitesse des particules sont invariantes avec la vitesse de frottement. Ce résultat remet donc en cause le raisonnement de Bagnold et sa loi cubique. Leur résultats expérimentaux confirment en effet qu'une loi quadratique est plus appropriée pour décrire le régime de saltation. Ils proposent ainsi la loi de transport suivante :

$$Q = C_h \sqrt{\frac{d}{g}} \rho_a (u^{*2} - u_d^{*2}) \quad (1.18)$$

avec C_h une constante dépendante de la taille des particules. Cette loi est confirmée par des analyses théoriques et des simulations numériques récentes (Almeida et al., 2007; Creyssels et al., 2009; Durán et al., 2014).

1.1.7 Caractéristiques de la couche en saltation sur lit érodable

Une des caractéristiques importantes de la couche de transport concerne la variation de la densité de flux $q(z)$ avec la hauteur. Bagnold (1941) et Chepil (1945) furent les premiers à constater que le profil de densité de flux massique diminue rapidement avec la hauteur. Les études plus détaillées de Williams (1964) et de White (1982) ont permis de mettre en évidence une loi de décroissance exponentielle de la forme :

$$q(z) = q_0 \exp\left(-\frac{z}{l_q}\right) \quad (1.19)$$

où q_0 est la densité de flux massique à la surface du lit ($z = 0$) et l_q la longueur caractéristique de décroissance. Nalpanis et al. (1993) a suggéré que cette longueur caractéristique décroissance varie comme u^{*2}/g . Des expériences récentes ont infirmé l'hypothèse de Nalpanis. En effet Creyssels et al. (2009) et Ho (2012) ont montré expérimentalement que cette longueur caractéristique l_q est invariante avec la vitesse de friction de l'air (voir figure 1.4). C'est une caractéristique assez remarquable du transport par saltation qui vient confirmer les caractéristiques des particules en saltation que nous avons mentionnées auparavant, à savoir que, contrairement aux hypothèses de Bagnold, la vitesse des particules en saltation et leur longueur de saut sont invariantes avec la vitesse de l'écoulement (Ho, 2012). Ces résultats indiquent clairement que l'épaisseur caractéristique de la couche de transport est invariante avec la vitesse de vent. Cette dernière est d'ailleurs étroitement liée à la hauteur du point focal z_f observé sur les profils de vitesse du vent.

Ho (2012) a montré d'autre part que la densité de flux au sol q_0 croît linéairement avec le nombre de Shields S^* :

$$q_0 = \alpha_q \rho_p \sqrt{gd} (S^* - S_d^*) \quad (1.20)$$

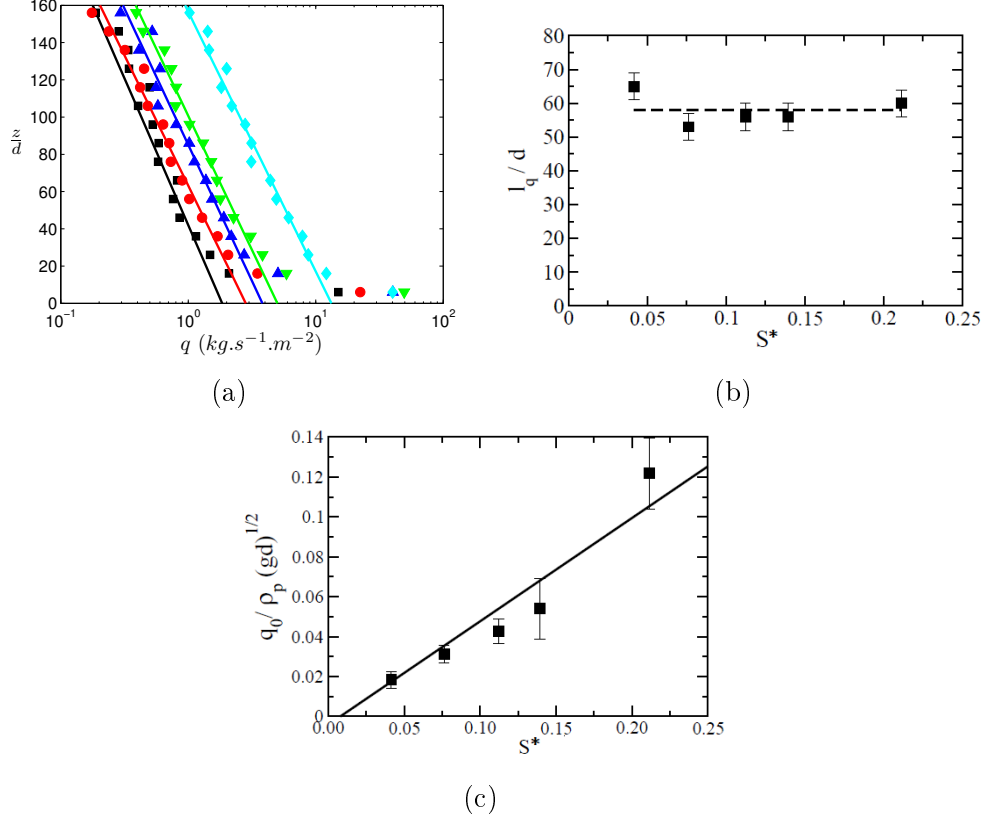


FIGURE 1.4 – (a) Profils de densité de flux $q(z)$ pour différentes vitesses de frottement u^* allant de 0.44 m/s à 1 m/s . (b) Longueur de caractéristique de décroissance l_q en fonction du nombre de Shields S^* . (c) Variation de la densité flux q_0 en fonction du nombre de Shields. Figures extraites de Ho (2012).

avec $\alpha_q \approx 0.45$ et $S_d^* \approx 0.008$ pour du sable de diamètre $d = 230 \mu\text{m}$. Ces résultats permettent d'expliquer l'origine de la loi quadratique pour le flux Q . Ce dernier correspond à l'intégration de la densité de flux sur la hauteur. Ainsi, en considérant que $q(z)$ suit une loi exponentielle (Eq. 1.20), nous obtenons que :

$$Q = \int_0^{+\infty} q \, dz = q_0 l_q = \alpha_q \rho_p l_q \sqrt{gd} (S^* - S_d^*). \quad (1.21)$$

Nous retrouvons bien une loi de transport quadratique en u^* ou linéaire en nombre de Shields (Rappelons que $S^* \propto u^{*2}$).

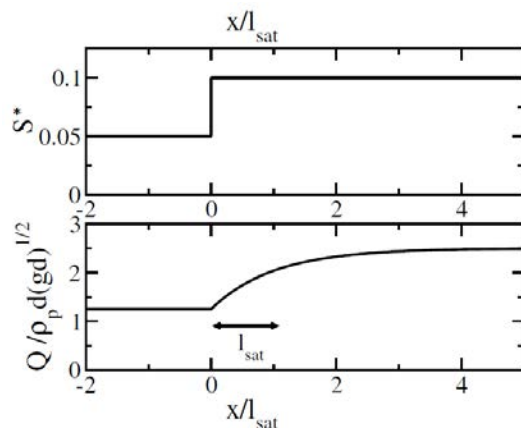


FIGURE 1.5 – Variation spatiale du flux massique Q sur un lit granulaire érodable après une augmentation de la vitesse de l'écoulement exprimée en nombre de Shields S^* . Le flux massique relaxe sur une longueur caractéristique l_{sat} pour atteindre sa nouvelle valeur de saturation. Figure extraite de Valance et al. (2015).

1.1.8 Phénomène de relaxation et de saturation sur lit érodable

Lorsque le transport est initié, il faut un certain temps ou une certaine distance pour atteindre le régime de saturation.

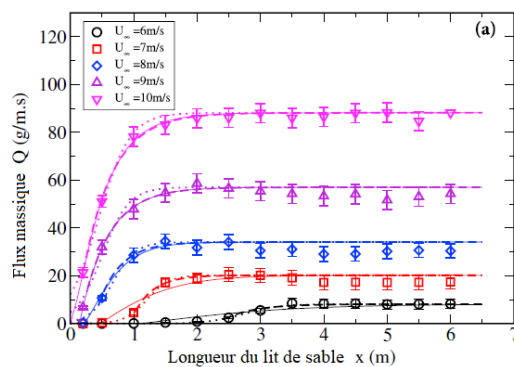


FIGURE 1.6 – Variation spatiale du flux massique le long du lit de sable pour différentes vitesses de frottement. Figure extraite de Selmani et al. (2018).

De même, lorsque la vitesse du vent subit une variation temporelle ou spatiale, le flux ne s'adapte pas immédiatement à cette variation (voir la figure 1.5). On définit donc un temps ou une longueur caractéristique du phénomène de relaxation

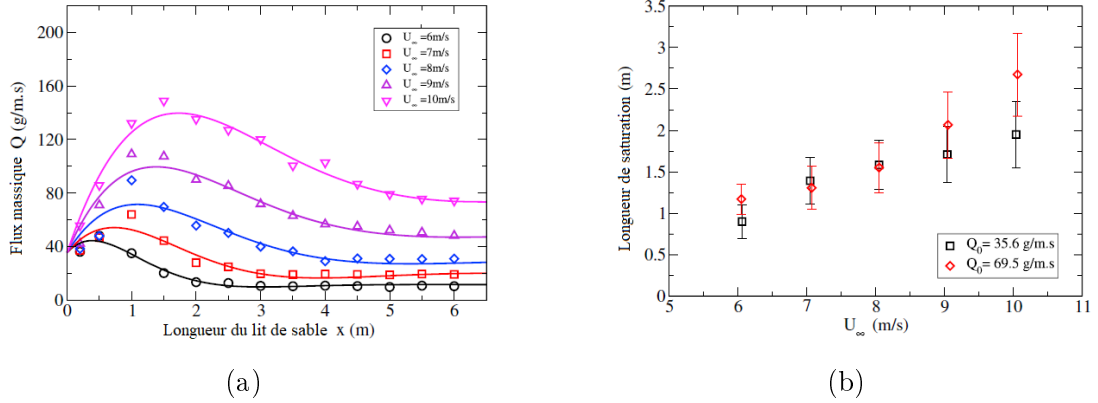


FIGURE 1.7 – (a) Variation spatiale du flux massique en fonction de la distance x le long du lit de sable dans le sens de l'écoulement avec un apport de sable en amont du lit $Q_{in} = 35.6$ g/m.s. (b) La longueur de saturation en fonction de la vitesse de l'écoulement pour différents flux d'alimentation à $Q_{in} = 35.6$ g/m.s et $Q_{in} = 69.5$ g/m.s. Figure extraite de Selmani et al. (2018).

ou de mise à l'équilibre, appelé généralement temps ou longueur de saturation (Bagnold, 1941; Andreotti et al., 2010; Selmani, 2018).

Andreotti et al. (2010) et Selmani (2018) ont montré par des expériences en soufflerie que le processus de relaxation ou de mise à l'équilibre s'effectue de manière monotone pour des situations faiblement hors équilibre et que dans ce cas la longueur de saturation l_{sat} est peu dépendante de la vitesse de l'écoulement tant que l'on ne s'approche pas trop près du seuil de transport (voir la figure 1.6). La longueur de saturation est l'ordre du mètre pour des particules de diamètre de la centaine de microns (Selmani, 2018).

Le phénomène de relaxation est plus complexe pour les configurations fortement hors équilibre, c'est-à-dire quand les conditions en amont sont assez éloignées des conditions d'équilibre finales. C'est le cas par exemple lorsqu'on alimente l'amont de la soufflerie avec des particules très énergétiques. La relaxation vers l'état d'équilibre montre alors une évolution non-monotone : le flux de sable passe par un maximum avant d'atteindre sa valeur d'équilibre (voir la figure 1.7a). Dans cette situation, la longueur de saturation dépend de la vitesse de l'écoulement (voir la figure 1.7b).

1.1.9 Transport sur lit rigide

Avant de traiter le transport de sable humide, il est utile de s'intéresser au transport sur sol rigide car c'est une situation qui peut s'apparenter à un cas limite du transport avec du sable humide. Lorsque la cohésion est très importante, le lit

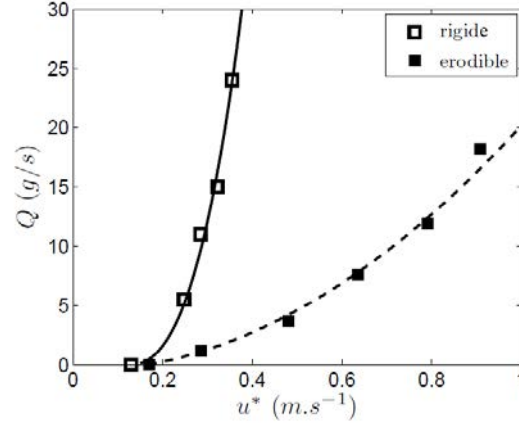


FIGURE 1.8 – Variation du flux massique saturé Q en fonction de la vitesse de frottement de l'air u^* sur un lit érodable et rigide. Figure extraite de Ho (2012).

n'est plus érodable et est donc assimilable à un lit rigide.

Le cas du transport de sable sur un sol rigide a été expérimentalement étudié par Ho (2012). Il montre que le transport et les caractéristiques de la couche en saltation sont radicalement différents du cas avec un lit érodable. Tout d'abord, il a mis en évidence que la capacité de transport est bien supérieure sur un lit rigide que sur un lit érodable. D'autre part, le flux saturé sur lit rigide suit une loi avec une dépendance cubique avec la vitesse de frottement et non plus quadratique (Eq. 1.18) (voir la figure 1.8) :

$$Q_{sat} \propto u^*(u^{*2} - u_d^{*2}) \quad (1.22)$$

Ce changement de loi entre sol érodable et sol rigide peut s'expliquer par les caractéristiques de la couche en saltation. Contrairement au cas d'un lit érodable, la vitesse des particules dans la couche de transport n'est plus constante mais augmente linéairement avec la vitesse de frottement. Ce comportement s'explique par le fait que sur un lit rigide, aucune particule n'est éjectée lors du rebond, le processus splash est inactif. L'effet de multiplication exponentielle de particules transportées induit par le splash est caduc et la rétroaction des particules sur le vent devient négligeable. Le résultat est que l'écoulement est très peu ralenti par la présence des particules. Par conséquent, les particules voyagent à peu près à la même vitesse que le vent et il s'en suit que la longueur caractéristique de saltation augmente comme u^{*2} (voir figure 1.9). Ces résultats sont confirmés par des mesures du profil de densité de flux, qui indiquent que la longueur caractéristique de décroissance des lois exponentielles augmente quadratiquement avec u^* .

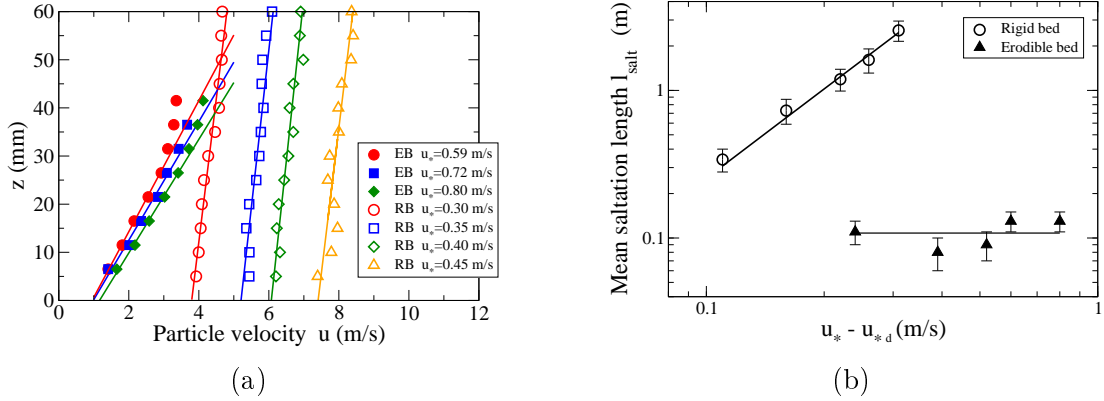


FIGURE 1.9 – (a) Comparaison des profils de vitesse des particules sur lit rigide et érodable pour différentes vitesses de frottement. (b) Comparaison des longueurs de saltation sur lit rigide et érodable. Figures extraites de Ho et al. (2011).

1.2 Transport de sable humide

En comparaison du cas sec, beaucoup moins d'études ont été consacrées sur le transport éolien en contexte humide. Nous rappellerons d'abord les propriétés des milieux granulaires humides partiellement saturés en eau et la nature des forces de cohésion mises en jeu à l'échelle des grains. Puis nous présenterons les principales études réalisées sur le transport de sable humide.

1.2.1 Degré de saturation d'un milieu granulaire humide

La proportion d'eau dans un milieu granulaire est caractérisée par le degré de saturation Sr qui exprime par le rapport entre le volume d'eau et le volume des pores dans le milieu granulaire :

$$Sr = \frac{V_{eau}}{V_v} \quad (1.23)$$

où V_{eau} est le volume d'eau et V_v est le volume des pores du milieu granulaire sec. Un milieu granulaire a un degré de saturation compris entre 0 et 1. Un milieu granulaire complètement sec a un degré de saturation égale à zéro tandis qu'un milieu granulaire complètement saturé en eau a un degré de saturation égale à 1.

Pour quantifier la quantité d'eau dans un milieu granulaire, on emploie également dans la littérature les teneurs en eau volumétrique ou massique définies respectivement par $\theta_w = V_{eau}/(V_{eau} + V_{air} + V_{grains})$ et $w = m_{eau}/m_{grains}$. Ces

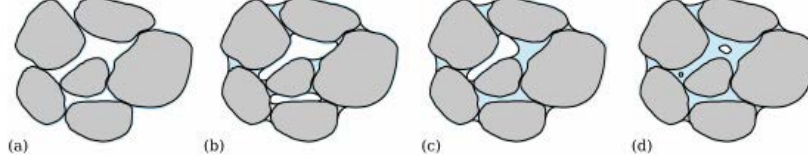


FIGURE 1.10 – Illustration des différents régimes hydriques : (a) régime hygroscopique, (b) régime pendulaire, (c) régime funiculaire et (d) régime capillaire. Figure extraite de Scholtès (2008).

deux quantités θ_w et w sont bien sûr reliées au degré de saturation :

$$Sr = \frac{1}{1 - \Phi} \theta_w \quad (1.24)$$

$$Sr = \frac{\Phi}{1 - \Phi} \frac{\rho_p}{\rho_e} w \quad (1.25)$$

où Φ est la fraction volumique du milieu granulaire, ρ_p et ρ_e sont les masses volumiques respectives de la particule et de l'eau.

Quatre régimes hydriques peuvent être distingués selon le degré de saturation (figure 1.10, Scholtès (2008)) :

- Le régime hygroscopique : l'eau est présente sous forme adsorbée. Les particules sont entourées de très fines couches d'eau. Ce régime correspond à un très faible degré de saturation ($Sr < 10^{-3}\%$) (Canot and Delannay, 2016). Certains auteurs (Scholtès, 2008; Soulié, 2005) évoquent même le fait que ce régime pourrait être quasi-inexistant dans le cas de matériaux granulaires tel que le sable.
- Le régime pendulaire : lorsqu'on augmente la teneur en eau, des ponts liquides vont se former entre les particules donnant lieu à des forces capillaires du fait de la tension de surface à l'interface air-eau. A ce stade, la phase liquide dans le milieu reste discontinue. Ce régime correspond à un degré de saturation entre $Sr \sim 10^{-3}\%$ et $Sr \sim 15\%$.
- Le régime funiculaire : à une teneur en eau plus élevée, les ponts capillaires se développent et coalescent. Il y a une continuité de la phase liquide. Ce régime correspond à un degré de saturation entre $Sr \sim 15\%$ et $Sr \sim 90\%$ (Richefeu et al., 2016).
- Le régime capillaire : il correspond au régime de saturation où les pores se remplissent d'eau et l'air est présent sous forme de bulles ($Sr > 90\%$).

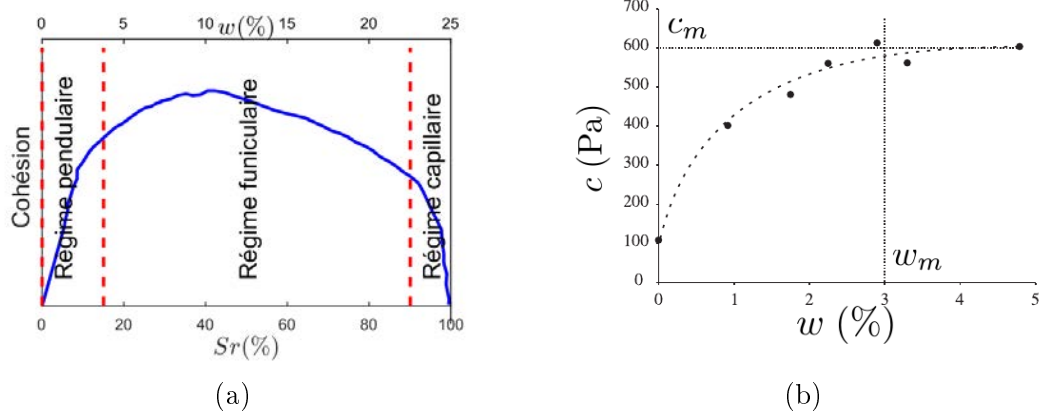


FIGURE 1.11 – (a) Illustration schématique de l'évolution de la cohésion en fonction de la teneur en eau w pour un empilement granulaire. (b) Mesure de la cohésion c par le test de Casagrande sur un échantillon granulaire de sable de diamètre median $d = 300 \mu\text{m}$ en fonction de la teneur en eau w (Richefeu et al., 2016).

1.2.2 Caractérisation de la cohésion macroscopique des milieux granulaires cohésifs

Les mécaniciens des sols se sont beaucoup intéressés aux propriétés mécaniques des milieux granulaires cohésifs. Parmi les nombreux tests utilisés en mécanique, on peut citer le test de la boîte de Casagrande qui est un essai de laboratoire pour déterminer la résistance au cisaillement d'un sol. On détermine à partir de quelle contrainte cisailante critique τ le matériau rompt en fonction de la charge normale σ . Ces couples de valeurs (τ, σ) reportées sur un graphe de Mohr-Coulomb peuvent le plus souvent être approchées par la droite de Coulomb :

$$\tau = c + \tan \phi \sigma. \quad (1.26)$$

où c est la cohésion macroscopique, et ϕ l'angle de frottement interne. La figure 1.11b illustre l'évolution de la cohésion c pour un empilement de grains de sable en fonction de la teneur en eau massique. On observe une augmentation progressive de la cohésion jusqu'à atteindre un plateau autour d'une teneur en eau entre 5% et 10%. Au-delà, la cohésion chute. La première partie de la courbe jusqu'au plateau correspond en général au régime pendulaire tandis que le début de la décroissance signale qu'on entre pleinement dans le régime funiculaire.

1.2.3 Cohésion à l'échelle des grains

Dans notre étude, nous nous intéressons à l'influence de la cohésion sur le transport de sable humide dans le cas du régime pendulaire.

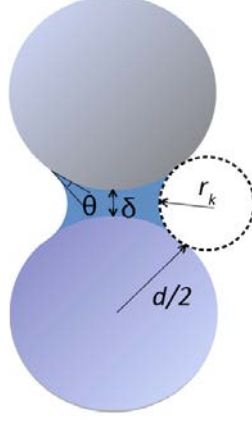


FIGURE 1.12 – Pont liquide entre deux particules de diamètre d , avec une distance interparticulaire δ ; θ est l'angle de contact et r_k est le rayon de Kelvin.

En régime pendulaire, un pont liquide entre deux particules peut se former par condensation capillaire lorsque la distance inter-particulaire $\delta < 2r_k \cos\theta$, où θ est l'angle de contact et r_k est le rayon de Kelvin défini comme le rayon de courbure à l'interface eau-air à l'équilibre thermodynamique (figure 1.12) (Charlaix and Crassous, 2005; Charlaix and Ciccotti, 2009).

À l'équilibre thermodynamique et dans le cas où les particules sont parfaitement mouillantes (i.e., $\theta = 0^\circ$), la force d'adhésion capillaire F_{cap} engendrée par un pont liquide est donnée par (Charlaix and Crassous, 2005; Butt and Kappl, 2009) :

$$F_{cap} = F_{cap}^{max} \pi \left(1 - \frac{1}{2r_k} \delta\right) \quad (1.27)$$

où $F_{cap}^{max} = \pi d \gamma$ est l'intensité maximale de la force capillaire obtenue au contact entre deux particules sphériques de diamètre identique d (γ étant la tension superficielle de l'eau). Moyennant certaines approximations sur la géométrie du pont liquide (Butt and Kappl, 2009), le volume de celui-ci peut être approché par :

$$V_l = \frac{\pi}{4} d (4r_k^2 - \delta^2) \quad (1.28)$$

Le volume du pont liquide V_l est une fonction de l'écartement entre les particules mais aussi du rayon de Kelvin qui dépend des conditions de température et d'humidité de l'air. En d'autres termes, il s'adapte à la géométrie et aux conditions thermodynamiques.

On peut également s'intéresser à des situations hors équilibre où le volume du pont liquide est fixé et où les mouvements des particules s'opèrent sur des échelles de temps beaucoup plus courtes que celles nécessaires à la condensation ou à

l'évaporation. C'est cette dernière situation qui va nous intéresser. Pour obtenir l'expression de la force capillaire dans ce cas-là, il suffit de ré-écrire l'Eq. 1.27 en fonction du volume V_l et de la distance inter-particulaire δ en tirant profit de l'Eq. 1.28. Nous obtenons ainsi (Butt and Kappl, 2009; Maugis, 1987; Pitois et al., 2000) :

$$F_{cap} = F_{cap}^{max} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V_l}{\pi d \delta^2}}} \right) \quad (1.29)$$

Au-delà d'une distance critique δ_{max} , le pont liquide entre deux particules se brise. Cette distance de rupture, dans la limite $\theta = 0^\circ$ (particules parfaitement mouillantes) , peut être approximée par (Lian et al., 1993) :

$$\delta_{max} \approx V_l^{1/3} \quad (1.30)$$

Il peut être utile de comparer cette force de cohésion à la force de gravité. Ainsi, le nombre de Bond, noté Bo , mesure le rapport entre le poids d'une particule F_{grav} et la force capillaire maximale F_{cap}^{max} et s'écrit donc :

$$Bo = \frac{F_{grav}}{F_{cap}^{max}} = \frac{\rho_p g d^2}{6\gamma} \quad (1.31)$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule et g l'accélération gravitationnelle. Si le nombre de Bond est très supérieur à 1, ce sont les effets gravitaires qui dominent et inversement, pour des nombres de Bond très inférieurs à 1, la cohésion prévaut sur la gravité.

1.2.4 Influence de la cohésion sur le transport de sable humide

Nous présentons ici la littérature sur les études de transport éolien avec du sable humide. La plupart des études reposent sur des mesures expérimentales en soufflerie. Elles se sont penchées sur la modification du seuil de transport en fonction de la teneur eau et ont aussi cherché à évaluer comment était modifié le flux de sable en présence d'humidité.

1.2.4.1 Modification du seuil aérodynamique

La détermination du seuil de transport est un enjeu fondamental. Une expression du seuil de transport u_{sw}^* en fonction de la teneur en eau peut être estimée à partir de l'équilibre des moments des forces en considérant le poids de la particule ($F_{grav} = (\pi/6)(\rho_p - \rho_a)d^3g$) et du pont liquide (wF_{grav}), de la force de cohésion

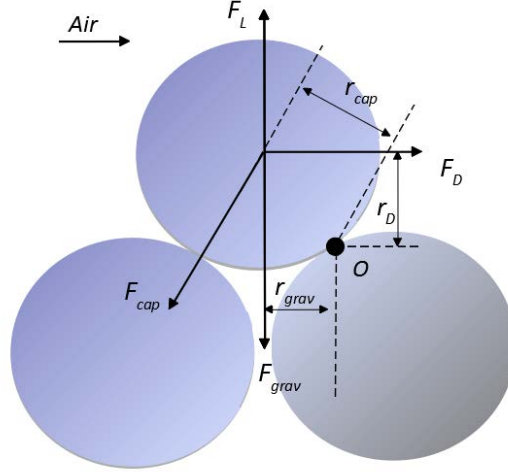


FIGURE 1.13 – Illustration des forces agissant sur la particule au repos soumis à un écoulement d'air : la force de traînée (F_D), la force de soulèvement (F_L), la force de gravité (F_{grav}) et la force de cohésion (F_{cap}). r_D , r_{grav} et r_{cap} correspondent aux bras de levier.

(F_{cap}) donnée par l'Eq. 1.29 et la force de traînée ($F_D = C_D(\pi/8)\rho_a d^2 u^{*2}$) (figure 1.13) telle que :

$$u_{sw}^* = u_s^* \sqrt{1 + 0.01w + \alpha \frac{f(w)}{Bo}} \quad (1.32)$$

où $\alpha = r_{cap}/r_{grav}$ avec r_{cap} et r_{grav} les bras de levier correspondant à F_{cap} et F_{grav} (figure 1.13), $f(w) = F_{cap}/F_{cap}^{max}$ qui peut être obtenu à partir de l'Eq. 1.29 et $u_s^* = A\sqrt{(\rho_p - \rho_a)gd/\rho_a}$. La vitesse de frottement u_s^* fait référence à la valeur seuil dans le cas sec.

Gregory and Darwish (1990) proposent une formulation théorique à partir de l'équilibre des forces :

$$u_{sw}^* = u_s^* \sqrt{1 + 0.01w + \frac{a_1}{d^2} + \frac{a_2}{d} \exp\left(\frac{-0.1w}{w_{ref}}\right) (w - 0.33 w_{ref})} \quad (1.33)$$

où $a_1 = 0.0045$, $a_2 = 1.2$ et w_{ref} une teneur en eau de référence correspondant à la teneur en eau résiduelle lorsque la pression de succion est de 15 atm. Cette teneur en eau de référence est mesurée expérimentalement. Elle varie en fonction de la nature du sol et dépend au premier ordre de la taille moyenne des particules du milieu. Pour du sable éolien, $w_{ref} \approx 1.28\%$ tandis que pour des sols limoneux ou argileux, celle-ci peut monter à plus de 20%. Les coefficients a_1 et a_2 sont obtenus à partir d'un ajustement de données expérimentales avec l'Eq. 1.33 (Gregory and

Darwish, 1990; Darwish, 1991; Gregory et al., 2004).

Nous passons à présent en revue les principales formulations empiriques de la littérature concernant le seuil aérodynamique de transport prenant en compte l'effet cohésif engendré par la présence d'eau dans le sable. La difficulté expérimentale est de travailler dans des conditions où la teneur en eau du lit de sable est d'une part uniforme le long du lit de sable et sur sa profondeur, et d'autre part constante au cours de l'expérience. Ceci nécessite donc d'une part de contrôler la qualité du mélange eau/sable et d'autre part de limiter les phénomènes d'évaporation ou de condensation au cours de l'expérience. S'ajoute à cela que les critères de détermination du seuil aérodynamique peuvent être différents d'une étude à l'autre.

La plupart des expériences de la littérature ont été réalisées à l'air ambiant (Chepil, 1956; Hotta et al., 1985; Shao et al., 1996; Han et al., 2009) Dans ces conditions, on peut s'attendre à ce que les résultats des mesures sur les seuils dépendent très fortement de la durée des expériences puisque l'écoulement d'air va avoir tendance à sécher le sable en surface. Pour minimiser cet effet de séchage, les auteurs font en sorte en général de limiter la durée des expériences et de ne pas excéder la minute. Malgré ces précautions, les lois proposées sur les seuils sont très disparates avec des variations linéaires avec la teneur en eau ou fortement non-linéaires (logarithmique ou exponentielle par exemple). Les études sont d'accord sur un point : pour une granulométrie donnée, le seuil de transport augmente avec la teneur en eau.

Nous mentionnons ici quelques lois empiriques sur le seuil de frottement en fonction de la teneur en eau w . Hotta et al. (1985) à partir de l'analyse des données expérimentales de Tanaka et al. (1954) proposent une loi linéaire pour la vitesse de frottement seuil en fonction de w :

$$u_{sw}^* = u_s^* + 0.075 w , \quad (1.34)$$

Cette loi a été établie sur la base d'expériences conduites avec différents diamètres de grains allant 0.1 à 1 mm. Celle-ci suggère que le taux d'accroissement de la vitesse de frottement seuil avec la teneur en eau est indépendant de la taille des particules.

On peut également mentionner la loi exponentielle de Shao et al. (1996)

$$u_{sw}^* = u_s^* \exp \left(22.7w \frac{\Phi \rho_p}{\rho_e} \right) . \quad (1.35)$$

où ρ_e est la masse volumique de l'eau, ρ_p la masse volumique des particules et Φ la fraction volumique du lit sable. Cette loi représente un ajustement de données expérimentales très dispersées. Un ajustement linéaire aurait été tout aussi

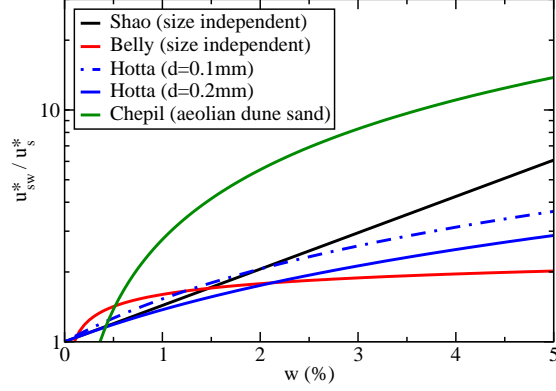


FIGURE 1.14 – Lois empiriques pour le seuil aérodynamique u_{sw}^*/u_s^* en fonction de la teneur en eau w . Ces lois ont été établies à partir d'expériences en soufflerie.

convaincant. Les auteurs voulaient surtout souligner qu'un ajustement logarithmique comme proposé par Belly (1962) (voir plus loin) ne pouvait convenir pour ajuster leurs données.

On peut aussi citer la loi établie par Chepil (1956) sur une granulométrie plus large que dans les expériences précitées, réalisées avec du sable entre 0.1 et 0.8 mm. En effet, ce dernier a mesuré l'érodabilité des différents sols allant du sable au sol limoneux. Il définit une résistance à l'érosion γ_c due à la cohésion qui peut être interprétée comme une contrainte seuil :

$$\gamma_c = \rho_a u_{sw}^{*2} = \frac{0.6w^2}{w_{ref}^2} \quad (1.36)$$

où ρ_a est la masse volumique de l'air. Rappelons que pour du sable éolien $w_{ref} \approx 1.28\%$ tandis que pour des sols limoneux ou argileux, celle-ci peut monter à plus de 20%.

Pour finir, on ne peut pas omettre de parler des expérimentations en soufflerie de Belly (1962) qui constituent à notre connaissance les seules expériences où l'humidité de l'écoulement est contrôlée pour minimiser les inévitables phénomènes d'évaporation. L'air est en l'occurrence complètement saturé en vapeur d'eau et le lit granulaire est humidifié en le laissant plus ou moins longtemps en contact avec un air saturé en eau. Pour les études à fortes teneurs en eau, l'eau est directement pulvérisé sur le lit de sable. Dans ces conditions, il trouve la loi empirique suivante pour le seuil d'érosion :

$$u_{sw}^* = u_s^* [1.8 + 0.6 \log(w)] \quad (1.37)$$

Modèle	Protocole de fabrication du mélange	Confinement	Avant l'expérience	Humidité de l'air
Hotta et al. (1985)	Lit de sable étalé et aplani en soufflerie. 1/3 de l'épaisseur du lit humidifié	10-15 jours (à l'air ambiant)	vent fort pour enlever le sable sec en surface	air ambiant
Shao et al. (1996)	Ajout d'eau ou séchage dans les conditions naturelles	-		air ambiant
Chepil (1956)	Ajout d'eau par pulvérisation sur le sable et mélange en même temps	4 - 5 semaines (boîte hermétique)	-	air ambiant
Belly (1962)	Humidification du lit humide en soufflerie par condensation de vapeur d'eau dans l'air saturé ou par pulvérisation			air saturé

TABLEAU 1.1 – Comparaison des protocoles d'humidification et de mise en place du lit de sable humide pour différents modèles.

Modèle	$d(mm)$	Longueur du lit de sable (m)	Longueur w (%)	Durée d'une mesure (s)	$U_{\infty}(m/s)$	Détermination du seuil de transport	Relation empirique
Hotta et al. (1985)	0.3	20	3 – 8	–	3 – 30	–	$u_{sw}^* = u_s^* + 0.075w$
Shao et al. (1996)	0.1 0.53	7	0.18 – 2.8	30		Détermination visuelle	$u_{sw}^* = u_s^* \exp\left(22.7w \frac{\rho_{lit}}{\rho_e}\right)$
Chepil (1956)	< 0.84	1.5	0 – 2.28	10 – 30	8 – 15	A partir d'ajustement de la loi de transport	$\rho_a u_{sw}^{*2} = \frac{0.6w^2}{w_{ref}^2}$
Belly (1962)	0.44	0.6	0.1 – 4	300 – 1800	5 – 13	Lorsque $Q \geq 0.004kg/m/s$	$u_{sw}^* = u_s^*[1.8 + 0.6\log(w)]$

TABLEAU 1.2 – Valeurs des paramètres expérimentaux utilisées par les différents auteurs et les relations empiriques proposées.

Toutes ces lois donnent des résultats très différents (voir figure 1.14). Parmi les raisons qui peuvent expliquer la dispersion des résultats, il y a la différence dans les protocoles de préparation du mélange eau/sable et aussi dans les critères pour estimer le seuil. Celles-ci sont résumées dans le tableau 1.1. Par exemple, on peut s'attendre à ce que la qualité du mélange ait une influence importante sur la mesure des seuils d'envol. S'il subsiste dans le mélange des grains secs, ceux-ci vont biaiser les mesures. L'autre point important, souvent mentionné dans les études et finalement peu documenté, est le phénomène d'évaporation et son incidence sur la détermination des seuils de transport.

1.2.4.2 Loi de transport

En comparaison aux études sur le seuil de transport, beaucoup moins de travaux ont été consacrés à la détermination de loi de transport avec du sable humide. Les tentatives pour proposer des lois de transport pour du sable humide sont le plus souvent basées sur l'utilisation des lois de transport établies pour du sable sec en remplaçant le seuil de transport en sec par celui déterminé en présence d'humidité. Nous mentionnons ci-dessous deux lois de transport empirique développées dans ce contexte.

Chepil (1956) propose une loi basée sur la loi de transport de Bagnold du flux massique :

$$Q = C \frac{\rho_a}{g} \left[\sqrt{\frac{\tau - \gamma_c}{\rho_a}} \right]^3 \quad (1.38)$$

avec C une constante, τ la contrainte de cisaillement du vent sur la surface du lit et γ_c la résistance due à la cohésion. Ce dernier paramètre est obtenu par ajustement des données de mesures de flux avec la loi ci-dessus. La variation de ce paramètre de résistance γ_c avec la teneur en eau est donnée par l'Eq.1.36. Les mesures de flux de Hotta et al. (1985) sont peut-être les plus cohérentes et convaincantes.

Ces mesures concernent des configurations avec des lits granulaires à fortes cohésions ($3\% < w < 8\%$). A partir de ces mesures, ils proposent une loi de variation du flux massique en adaptant la loi de Kawamura (Eq. 1.16) établie dans le cas sec :

$$Q = C_k \frac{\rho_a}{g} (u^* - u_{sw}^*)(u^* + u_{sw}^*)^2 \quad (1.39)$$

où u_{sw}^* est la vitesse de frottement seuil pour un sable humide de teneur w et est donnée par l'Eq. 1.34. On remarque que pour les grandes vitesses de vent, les données se mettent sur une même courbe maitresse indiquant la faible dépendance de flux à la teneur en eau (figure 1.15).

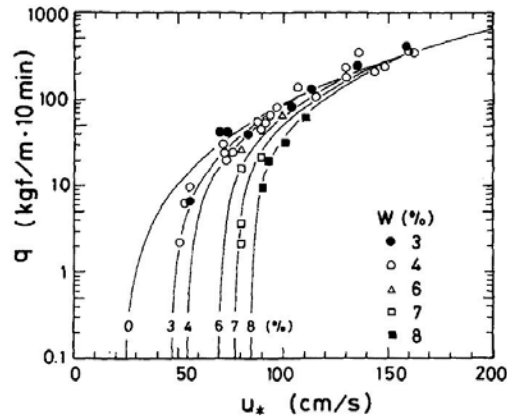


FIGURE 1.15 – Lois de flux en fonction de la teneur en eau. Figure extraite de Hotta et al. (1985).

1.2.4.3 Longueur de saturation

La difficulté pour établir des lois robustes avec du sable humide est de s'assurer que le flux a atteint sa valeur saturée. Certaines expériences montrent en effet que la longueur de saturation est susceptible d'augmenter avec la teneur en eau. Davidson-Arnott et al. (2008) propose trois hypothèses sur la variation de la

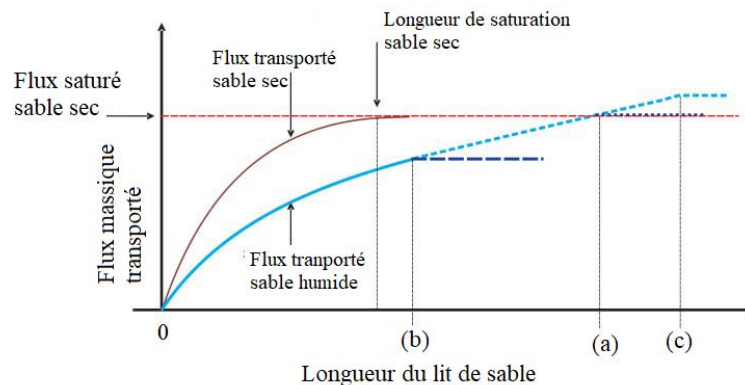


FIGURE 1.16 – Hypothèses sur la variation de la longueur de saturation et le flux massique transporté sur un lit de sable humide : (a) à faibles teneurs en eau, (b) à teneurs en eau modérées et (c) à fortes teneurs en eau. Figure extraite de Davidson-Arnott et al. (2008).

longueur de saturation sur un lit de sable humide à travers l'illustration de la figure 1.16 : (a) à de faibles teneurs en eau, le flux de sable transporté est réduit, par rapport au cas du sable sec, mais suffisant pour assurer le maintien de la saltation et atteindre le flux saturé à une longueur de lit $l_{sat}^{humide} > l_{sat}^{sec}$; (b)

lorsque la teneur en eau augmente, des grains en saltation peuvent adhérer à la surface d'impact, ce qui va réduire l'efficacité de la saltation et le flux saturé ; (c) à fortes teneurs en eau, le lit de sable va être plus compact qu'un lit de sable sec et s'apparente à un lit rigide. Les particules en saltation vont perdre moins d'énergie lors de l'impact sur le lit et le flux saturé sur du sable humide peut alors être supérieur au flux saturé sur du sable sec (Davidson-Arnott et al., 2008; McKenna Neuman and Scott, 1998).

1.3 Transport de neige

1.3.1 La neige, un matériau complexe

Le matériau neige est beaucoup plus complexe que le sable et subit de nombreuses transformations le rendant difficile à modéliser.

Les grands plans d'eau (océans, grands lacs, mers,...) génèrent par évaporation solaire une grande quantité de vapeur d'eau qui, en s'élevant dans l'atmosphère (de plus en plus froide), se refroidit et se condense en micro-gouttelettes. Ces gouttelettes peuvent rester liquides bien en dessous de zéro degré. Ce retard à la congélation appelé surfusion peut cesser à la moindre perturbation (choc, poussière, impureté). Dans les nuages, ce sont des particules en suspension, appelées noyaux de congélation et noyaux de condensation, qui rompent l'équilibre et servent de point de départ à la formation du cristal. Toutes les molécules d'eau avoisinantes viennent se condenser sur cette impureté. Ainsi grandit le cristal de neige dont la forme, la taille, les ramifications sont principalement fonction de la température et de la quantité de vapeur d'eau disponible. Le cristal initial ou germe est un cristal de forme hexagonale. Mais suivant les températures qui règnent pendant son grossissement, certaines de ses parties ont une croissance privilégiée. Cela donne naissance à des cristaux typiques (figure 1.17), (Schaefer, 1948; Goetz, 2010) :

- cristaux de type aiguilles ou colonnes (pour une croissance avec une température comprise entre $-6^{\circ} C$ et $-10^{\circ} C$).
- cristaux de type plaquettes (pour une croissance avec une température comprise entre $-10^{\circ} C$ et $-12^{\circ} C$).
- cristaux de type étoiles (pour une croissance avec une température comprise entre $-12^{\circ} C$ et $-18^{\circ} C$).

Lorsque les cristaux de neige agglomérés en flocons sont suffisamment lourds pour vaincre les courants ascendants, ils tombent pour former au sol le manteau neigeux. Avant de s'immobiliser au sol, les cristaux sont susceptibles d'être modifiés. Ce n'est cependant pas le cas en absence de vent et pour de basses températures (inférieure à $-5^{\circ} C$). Par contre, lorsque la température est proche de $0^{\circ} C$,



FIGURE 1.17 – Les différents types de neige dans l'atmosphère (Schaefer, 1948; Goetz, 2010).

les cristaux se modifient, parfois même s'humidifient. Avec le vent, une action mécanique due aux chocs entre particules va détruire l'édifice complexe des cristaux qui rapidement deviennent de petites particules, ayant toutefois une forme rappelant le cristal initial : on parle alors de particules reconnaissables.

Le manteau neigeux est un empilement de strates de neige, chaque strate correspondant à un épisode neigeux et ayant une évolution propre. Au sol, on emploie généralement le terme de grain de neige, et non plus cristal de neige. Les différentes métamorphoses de la neige sèche sont conditionnées par la valeur du gradient vertical ($GT = \text{variation verticale de température en fonction de l'épaisseur de la couche de neige}$). La métamorphose de faible gradient ($0^\circ C/cm < GT < 0.05^\circ C/cm$) permet d'obtenir des grains fins d'un diamètre de l'ordre de 0.2 à 0.4 mm. Des ponts de glace se forment entre les grains et on parle alors de frittage entre les grains. Cette évolution se traduit par le tassement de la couche de neige, sa prise de cohésion et une augmentation de la masse volumique. Les grains résultant de la métamorphose de gradient moyen ($0.05^\circ C/cm < GT < 0.2^\circ C/cm$) montrent de nombreuses facettes, dont les angles sont le plus souvent de 120° . Ils sont appelés grains à faces planes. Leur diamètre est de l'ordre de 0.3 à 0.6 mm.

Cette métamorphose s'accompagne d'un tassement de la neige et d'une perte de cohésion importante. La métamorphose de fort gradient ($GT > 0.2^\circ C/cm$) conduit à une structure de pyramide creuse et les grains sont appelés gobelets ou givre de profondeur. Ces grains sont généralement de grande dimension, de 0.5 mm pour les plus petits à près de 4 mm pour les plus gros. Ils sont sans cohésion entre eux et seule la présence d'eau liquide peut les faire évoluer. Enfin, une neige humide est une neige qui contient de l'eau liquide. Sa température est toujours de $0^\circ C$. On obtient alors des grains ronds. Le diamètre varie généralement de $0.3 - 0.4\text{ mm}$ pour les neiges fraîches humidifiées à $1 - 2\text{ mm}$ pour de vieilles neiges. La cohésion entre les grains assurée par la présence de l'eau liquide est dite cohésion capillaire. Une teneur en eau liquide forte conduira à une diminution de la cohésion. Dans le cas d'un regel, l'eau liquide entre les grains se solidifie et l'on obtient une cohésion de regel.

Cette description simplifiée de la neige au sol permet d'illustrer la variété des grains de neige susceptibles d'être transportés par le vent. Pour plus de détails et d'exhaustivité, on pourra se reporter à la classification internationale de la neige au sol (Fierz et al., 2009).

La cohésion de la neige dépend de la qualité de la liaison entre les grains. On distingue ainsi 4 types de cohésion :

- La cohésion de feutrage : les cristaux étoilés sont souvent liés les uns aux autres par leurs dendrites qui assurent une liaison fragile. Cette cohésion est de courte durée et disparaît avec la métamorphose destructive de la neige fraîche.
- La cohésion capillaire : dans les neiges humides, chaque grain est entouré d'un film d'eau liquide très fin qui unit plusieurs grains.
- La cohésion de regel : lorsque le froid pénètre dans une couche de neige humide, la pellicule d'eau regèle, soudant entre eux les grains.
- La cohésion de frittage : les parties les plus aiguës du cristal (partie convexe) ont tendance à se sublimer. Cette vapeur d'eau disponible va se diffuser puis se condenser dans les parties concaves. Il y a donc d'une part un "émoussage" progressif des grains qui étaient à l'origine dendritiques ou anguleux et d'autre part l'apparition de formes concaves au point de contact entre les grains, qui sont le lieu de condensation solide conduisant à la formation de ponts de glace. Ces ponts lient fortement les grains entre eux.

Schmidt (1980) introduit la force de cohésion de frittage en fonction du rayon du pont de glace r et de la contrainte de frittage σ_{frit} (figure 1.18) :

$$F_{frit} = \pi r^2 \sigma_{frit} \quad (1.40)$$

avec F_{frit} en N et σ_{frit} en N/m^2 .

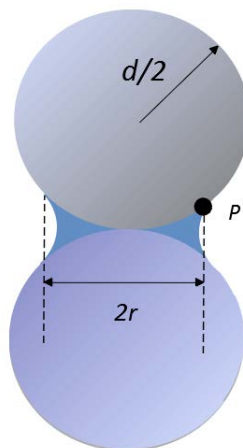


FIGURE 1.18 – Pont de glace de rayon r entre deux particules de diamètre d (Schmidt, 1980).

La cohésion de frittage dépend fortement de l'humidité relative de l'air. A faible humidité, la surface de contact entre les particules est plus petite. La force de cohésion devient négligeable dans une atmosphère sèche en dessous de $-5^{\circ}C$ (Hosler et al., 1957). La cohésion de frittage dépend également de la taille de la particule. Le tableau 1.3 montre que la force de cohésion augmentent avec le diamètre des grains.

Diamètre de la sphère d (mm)	Force de cohésion (N)		Références
	Entre deux sphères	Entre une sphère et une surface plane	
0.25		$12 - 54 \times 10^{-5}$	Yamada et Oura (1969)
0.50		$33 - 82 \times 10^{-5}$	Yamada et Oura (1969)
0.87		$65 - 454 \times 10^{-5}$	Yamada et Oura (1969)
1.70	1.5×10^{-5}		Nakaya et Matsumoto (1954)
2.30	3.3×10^{-5}		Nakaya et Matsumoto (1954)
2.50		$195 - 300 \times 10^{-5}$	Yamada et Oura (1969)
14.74	158×10^{-5}		Hosler (1957)

TABLEAU 1.3 – Cohésion mesurée à $-5^{\circ}C$ (Schmidt, 1980).

La cohésion de frittage est aussi une fonction du temps t et de la température T . Hobbs and Mason (1964) trouvent la relation :

$$\left(\frac{r}{d}\right)^5 = \frac{B(T)t}{4d^3} \quad (1.41)$$

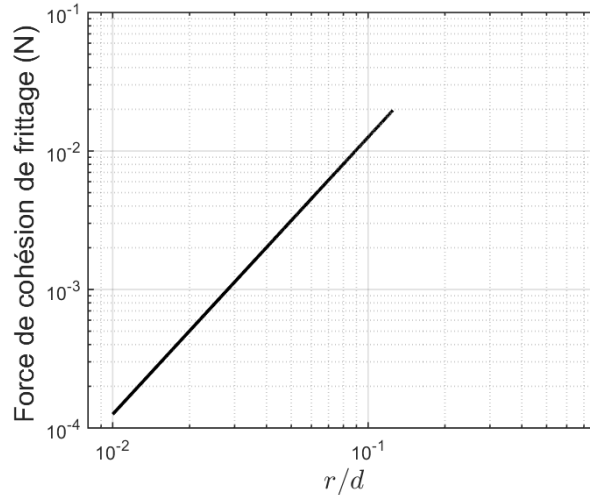


FIGURE 1.19 – Variation de la force de cohésion de frittage en fonction du rapport r/d avec $\sigma_{frit} = 10^6 \text{ N/m}^2$ (Schmidt, 1980).

où $B(T)$ est une fonction de la température. Keeler (1969) a mesuré une croissance de $r/d = 0.010$ pour une neige de 2 jours à $r/d = 0.125$, 47 jours après la précipitation.

Pour avoir un ordre de grandeur de la force de cohésion de frittage à partir de l'Eq. 1.40 dans l'intervalle de valeur $r/d = 0.010$ et $r/d = 0.125$, considérons une taille de particules $d = 0.2 \text{ mm}$. La figure 1.19 montre que la force de cohésion augmente avec le rapport r/d et varie entre 10^{-4} N et 10^{-2} N .

	Neige	Sable humide
$d \text{ (mm)}$	0.2	0.2
$\rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$	900	2650
$\sigma_{frit} \text{ (N/m}^2\text{)}$	10^6	
$r \text{ (mm)}$	$0.010d - 0.125d$	
$\gamma \text{ (N/m)}$		72×10^{-3}
Force de cohésion (N)	$10^{-4} - 10^{-2}$	10^{-5}
Bo	$10^{-4} - 10^{-6}$	10^{-3}

TABLEAU 1.4 – Comparaison de la cohésion entre la neige et le sable humidifié avec de l'eau à l'échelle de deux grains.

Lorsqu'on compare maintenant la cohésion de frittage et la cohésion du sable humide à l'échelle de deux particules pour un même diamètre de grains ($d = 0.2 \text{ mm}$), nous pouvons voir à partir du tableau 1.4 que le nombre de Bond Bo

dans le cas de la neige est beaucoup plus faible par rapport à celui du sable humide. Rappelons que plus le nombre de Bond est faible, plus la cohésion est importante.

Sur le terrain, les nivologues caractérisent la cohésion de la neige, c'est-à-dire sa capacité à supporter une contrainte mécanique, au travers de deux principaux instruments : les pénétrromètres et les scissomètres (Pilloix, 2015). Le principe d'un pénétrromètre est de mesurer la résistance mécanique à l'enfoncement d'une sonde, que l'on introduit verticalement dans le manteau neigeux. Le scissomètre mesure la résistance au cisaillement d'une strate de neige en lui appliquant un moment de torsion. Les études menées au Centre d'Etudes de la neige (Pilloix, 2015) ont montré que les valeurs issues des mesures des scissomètres disponibles dans ce laboratoire n'offraient pas de résultat satisfaisant (tant au niveau de l'étalonnage, que du fonctionnement mécanique et de l'abaque utilisée pour transcrire la graduation observée sur le scissomètre) pour les exploiter pleinement. L'estimation de la cohésion de la neige par les pénétrromètres représentait donc une alternative intéressante. Dans les différentes études traitant de l'influence de la cohésion sur le transport éolien de la neige, deux types de pénétrromètres sont utilisés :

- Le micro-pénétrromètre SMP (Snow Micro-Penetrrometer : SMP, Schneebeli et al. (1999)) est un instrument suisse, développé au SLF, permettant d'obtenir des informations micro-structurales par la mesure des forces de rupture des grains de neige à l'aide d'une pointe comportant un dynamomètre piézoélectrique qui pénètre le manteau neigeux à vitesse constante. Il est utilisé dans les récentes études en soufflerie utilisant de la neige naturelle (Sommer et al., 2017, 2018).
- Un pénétrromètre manuel digital (Takeuchi et al., 1998), ou " push-pull gauge ", permettant d'exercer une force sur différents types de surface pénétrant le manteau neigeux. Il est utilisé dans les études en soufflerie réalisées dans la soufflerie climatique de Shinjo (Sato et al., 2001, 2004; Kosugi et al., 2004, 2008).

1.3.2 Influence du transport éolien sur la cohésion

Le vent forme parfois des couches de neige dures et compactées au sommet du manteau neigeux sur lequel il s'écoule. Les processus physiques qui conduisent à cette modification de la cohésion sous l'effet du vent ne sont pas encore complètement élucidés. Plusieurs théories co-existent (Sommer et al., 2017). Certains auteurs considèrent que la formation de ces couches est liée à la fragmentation mécanique des cristaux sous l'effet de la saltation et le frittage plus rapide qui en résulte, les grains s'arrondissant et devenant plus petits. D'autres, au contraire,

considèrent que le vent contribue à une augmentation du flux de vapeur qui conduit également à un frittage plus rapide des grains. Dans ce cas, seul le vent est suffisant et il n’y a pas besoin de transport éolien pour initier le phénomène. Des expériences réalisées avec de la neige fraîche dans une soufflerie annulaire permettant de simuler un fetch infini couplées à l’utilisation d’un SMP ont permis de montrer que la saltation est nécessaire pour induire ce phénomène (Sommer et al., 2017) mais pas suffisante. Des expériences complémentaires (Sommer et al., 2018) identifiant zones de dépôt et d’érosion montrent qu’il n’y a pas d’augmentation de la cohésion dans les zones d’érosion et que l’augmentation de la cohésion n’est pas systématique dans les zones de dépôts. Cette augmentation sera d’autant plus grande que le taux de déposition est faible.

1.3.3 Influence de la cohésion sur le transport éolien de neige

Les articles scientifiques relatifs au transport de la neige par le vent se sont tout d’abord appuyés sur des études in situ en analysant souvent les résultats à la lumière des théories développées pour le transport éolien de sable, le sable étant considéré comme un matériau modèle. Il n’est donc pas rare de voir des références aux travaux de Bagnold, d’Owen, d’Anderson et Haff, de Mac Ewan et Willets, qui par leurs travaux ont marqué la communauté du transport éolien de sable (voir à titre d’exemple Pomeroy and Gray (1990)). Cette approche est inhérente à la difficulté expérimentale rendant par exemple une étude minutieuse de la saltation et de la fonction splash difficile in-situ (Aksamit and Pomeroy, 2016). La fin des années 90 a vu la publication des premiers articles traitant d’études fines en soufflerie, notamment au Japon en Suisse, et en France. Plus récemment les modélisations DEM (Comola et al., 2019) permettent également d’oeuvrer pour une meilleure connaissance des processus physiques en jeu.

1.3.3.1 Modification du seuil aérodynamique

Comme pour le cas de du sable humide, les recherches ont tout d’abord cherché à caractériser l’influence de la cohésion sur la modification du seuil aérodynamique.

De façon théorique, une expression du seuil aérodynamique u_s^* peut être obtenu à partir d’un bilan des moments des forces à l’équilibre, en considérant le poids de la particule, la force de cohésion de frittage F_{frit} , de la force de traînée F_D et la force de soulèvement F_L (figure 1.20).

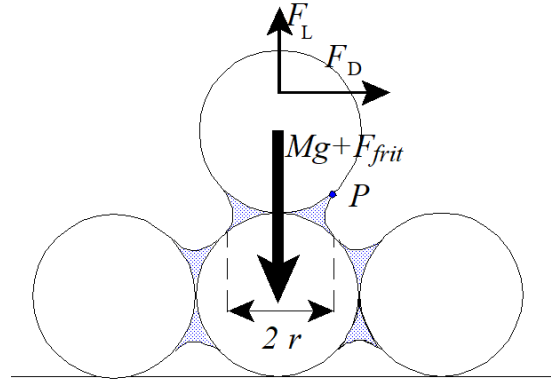


FIGURE 1.20 – Bilan des forces (Schmidt (1980), figure extraite de Bouvet and Naaim (2002)).

Schmidt (1980) obtient la relation :

$$u_s^* = \sqrt{\frac{[0.66d(\rho_p - \rho_a)g - (4r/d)^2\sigma_{frit}]\eta}{\Upsilon\rho_a[0.85 + (d/1.4r)]}} \quad (1.42)$$

où d est le diamètre de la particule de neige (en m), r le rayon du pont de glace (en m), ρ_p et ρ_a sont respectivement les masses volumiques de la particule et de l'air (en kg/m^3), σ_{frit} est la contrainte de frittage (en N/m^2), Υ est le rapport maximal entre contrainte moyenne à la paroi et contrainte instantanée à la paroi et η est le rapport entre la contrainte seuil à la paroi et la force de traînée seuil ($\eta = 0.21$).

De façon expérimentale, dès 1961, Kotlyakov a montré que la vitesse seuil d'arrachement augmentait linéairement avec la dureté de la surface neigeuse, qui semble donc un paramètre tout à fait pertinent pour caractériser la cohésion (figure 1.21). On note ainsi une très grande variabilité de cette vitesse seuil sur une gamme de 5 à 30 m/s . Cette grande variabilité se retrouve également dans les travaux de Guyomarc'h and Mérindol (1998). Ces derniers ont développé un modèle déterministe PROTEON (PRévision de l'Occurrence du Transport Eolien de la Neige) afin de tenir compte de l'influence des forces de cohésion inter-particules sur l'occurrence du transport de neige sans avoir pour autant à déterminer les différents paramètres de l'équation (Eq. 1.42) proposée par Schmidt. Des particules de neige au sol et dans le flux de transport ont été prélevées sur un site d'altitude dans des flacons d'iso-octane inhibant pendant plusieurs semaines toutes métamorphoses des grains, à condition de maintenir l'échantillon à une température négative. Dans le même temps, une station automatique enregistrait la vitesse moyenne

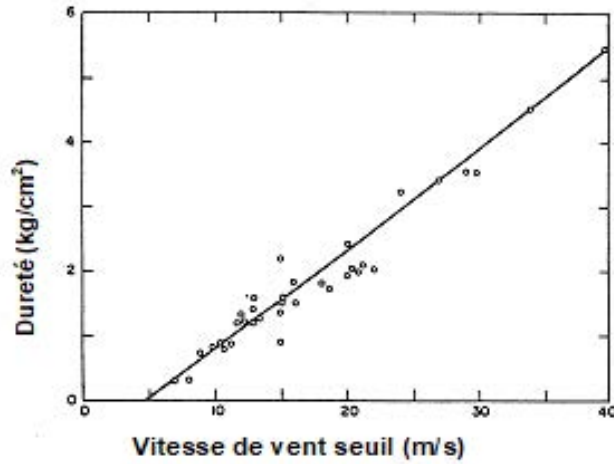


FIGURE 1.21 – Relation entre la dureté de la surface et la vitesse seuil de transport (Kotlyakov (1961), figure extraite de Bouvet and Naaim (2002)).

horaire à 10 *m* d'altitude. Les échantillons, conservés en chambre froide dès le retour du terrain, ont été étudiés afin de déterminer leurs paramètres morphologiques à savoir la sphéricité s (variant de 0 à 1 et correspondant au rapport entre la forme arrondie et la forme anguleuse), la dendricité \bar{d} (variant de 1 pour de la neige fraîche à 0 pour de la neige type grains fins ou faces planes) et la taille des particules gs (variant de 0.4 *mm* à 1.5 *mm*). Il est alors possible de déterminer un indice de mobilité m_i . Pour une neige à dendricité non nulle (neige fraîche) :

$$m_i = 0.75\bar{d} - 0.5s + 0.5 \quad (1.43)$$

Pour une neige à dendricité nulle (neige ayant subi des métamorphoses par effet de gradient ou par humidification) :

$$m_i = -0.583gs - 0.833s + 0.833 \quad (1.44)$$

Une couche de neige ayant subi une phase liquide est considérée comme impossible à éroder, soit parce qu'elle comporte encore de l'eau sous forme liquide, soit parce que cette eau est regelé (croûte de regel).

Ceci permet de déterminer la vitesse d'arrachement seuil (à une altitude de 10 *m* et pour une moyenne horaire) pour différents types de grains (figure 1.22).

$$U_{s10} = -\frac{1}{0.085} \ln \left(\frac{m_i + 1}{2.68} \right) \quad (1.45)$$

avec U_{s10} la vitesse moyenne horaire du vent seuil d'arrachement à 10 mètres de haut. La même gamme de vitesse seuil d'arrachement mesurée est observée. Le

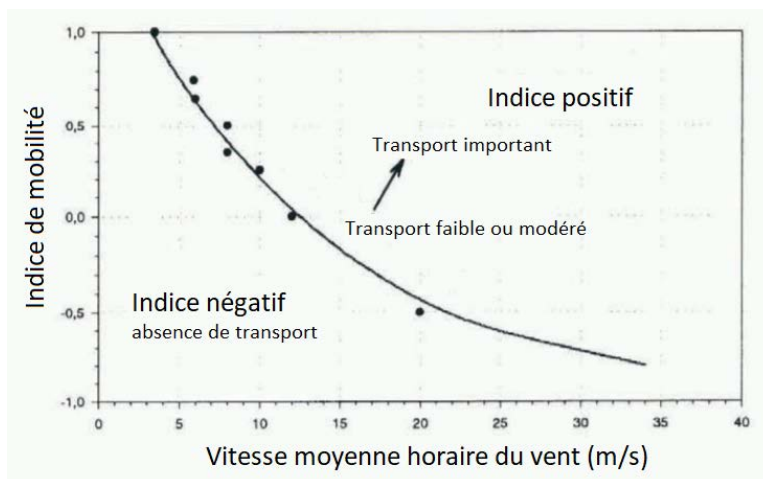


FIGURE 1.22 – Variation de la vitesse seuil d'arrachement (moyenne horaire à 10 m de haut) en fonction de l'indice de mobilité. Figure extraite de Guyomarc'h and Mérindol (1998).

couplage avec un modèle d'évolution du manteau neigeux permet de faire de la prévision opérationnelle d'occurrence de transport.

1.3.3.2 Loi de transport dans la couche de saltation

Sans surprise et tout comme dans le cas du sable humide, les lois de transport sont basées sur l'utilisation des lois de transport établies pour de la neige (parfois même directement des formulations établies pour le sable) en faisant varier le seuil de transport qui est fonction de la cohésion. Il est difficile dans le cas de la neige cohésive d'avoir directement accès à la loi de transport dans la couche saltation car elle nécessiterait de faire des mesures dans une soufflerie d'une longueur supérieure à la longueur de saturation (voir la section 1.3.5). On dispose cependant pour de la neige sans cohésion¹ de mesures obtenues en soufflerie par Nishimura and Hunt (2000) qui ont souvent servis à tester ou calibrer des modèles (Doorschot and Lehning, 2002; Vionnet et al., 2014). Les mesures de flux qui sont faites sur le terrain concernent principalement la couche de suspension (Nishimura and Nemoto, 2005; Doorschot et al., 2004; Gordon and Taylor, 2009; Naaim-Bouvet et al., 2010) et la détermination de la loi de transport dans la couche de saltation est faite de façon indirecte via les mesures dans la couche de diffusion en considérant la couche de saltation comme une condition aux limites. Les lois de transport pour la neige sont souvent basées sur les lois de transport de Bagnold et font apparaître une dépendance cubique à la vitesse de frottement

1. Dans cette étude, le terme "neige sans cohésion" ou "neige non cohésive" fait référence à de la neige faiblement cohésive (ou "loose snow").

(Komarov, 1954; Takeuchi, 1980). Par exemple, Schmidt (1986) prend en compte les propriétés physiques du manteau neigeux (densité, cohésion, température) et propose une loi cubique du flux massique Q en fonction de la vitesse de frottement u^* :

$$Q = B \frac{\rho_a}{g} (u^* - u_s^*) (u^{*2} - u_s^{*2}) \quad (1.46)$$

où u_s^* est la vitesse de frottement seuil de transport (en m/s). Sørensen (2004) a proposé la formulation pour le sable :

$$Q = \frac{\rho_a u^{*3}}{g} (1 - V^{-2}) [a + bV^{-2} + cV^{-1}] \quad (1.47)$$

où $V = u^*/u_s^*$ avec des valeurs de a , b et c devant être déterminés à partir des observations.

Vionnet et al. (2014) ont utilisé les données acquises en soufflerie par Nishimura and Hunt (2000) pour calibrer les paramètres et ont trouvé : $a = 2.6$, $b = 2.5$ et $c = 2$. Cette approche avait déjà été proposée par Doorschot and Lehning (2002) à partir d'une version plus ancienne de la formulation de Sørensen (1991) :

$$Q = 0.0014 \rho_a u^* (u^* - u_s^*) (u^* + 7.6 u_s^* + 205) \quad (1.48)$$

D'une façon générale, les mesures convergent vers une loi cubique (Sato et al. (2004), figure 1.23).

Cependant, ces formulations diffèrent de l'approche de Pomeroy and Gray (1990), très largement cité, qui propose une loi de transport de neige variant linéairement avec la vitesse de frottement :

$$Q = \frac{0.68 \rho_a u_s^*}{g u^*} (u^{*2} - u_s^{*2}) \quad (1.49)$$

Les lois de transport dans la couche de saltation sont largement utilisées dans les modèles eulériens à vocation opérationnelle considérant la couche de saltation comme condition aux limites de la couche de suspension (Naaim et al., 1998; Vionnet et al., 2014).

1.3.4 Fonction splash

Comme dans le cas du sable, le splash est au coeur des processus de transport éolien de la neige. Il est intéressant de souligner que les rides éoliennes (ou "ripples") de neige ne se forment que pour de la neige froide sans cohésion (Mellor, 1965). Sachant que le processus de formation des ripples est lié à l'existence des processus d'éjection (Anderson, 1987), ceci suggère que le processus splash est prédominant pour de la neige fraîche et sans cohésion alors que l'entraînement

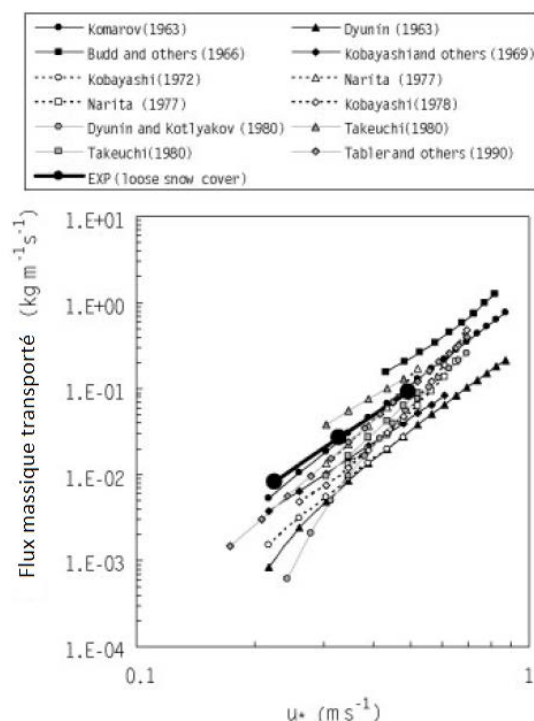


FIGURE 1.23 – Relations entre Q et u^* obtenues in situ par différents auteurs d'après Sato et al. (2004). La courbe en gras correspond à des mesures obtenues en soufflerie $Q = 0.84u^{*3.1}$. Figure extraite de Sato et al. (2004).

aérodynamique reste un processus important pour les neiges cohésives (Naaim et al., 1998). Plusieurs tentatives ont été réalisées pour déterminer la fonction splash de la neige à partir d'essais en soufflerie (Sugiura and Maeno, 2000; McElwaine et al., 2004). Il a ainsi été montré que le processus splash pour de la neige dendritique était moins efficace que pour des particules reconnaissables ou grains ronds laissant supposer que la majeure partie de l'énergie est dissipée dans la destruction des dendrites. Cependant, il y a un manque crucial de données pour quantifier correctement la fonction splash en fonction des propriétés de surface de la neige et des particules de neige. Néanmoins des approches lagrangiennes (Doorschot and Lehning, 2002; Clifton and Lehning, 2008) permettant de modéliser explicitement la fonction splash ont été développées y compris pour de la neige à partir des rares données disponibles (Nishimura and Hunt, 2000; Clifton et al., 2006). Ces modèles ont par exemple montré que l'entraînement aérodynamique était prépondérant aux faibles vitesses alors que l'arrachement par rebond était prépondérant aux fortes vitesses. Ils montrent également que la variation linéaire de Q en fonction de u^* n'est pas adaptée (figure 1.24).

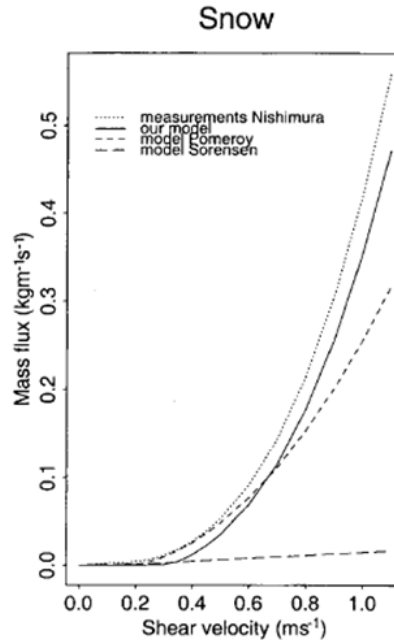


FIGURE 1.24 – Comparaison entre les flux calculés (Pomeroy and Gray (1990); Sørensen (1991), Doorschot et al. (2004) ("our model")) et les mesures expérimentales obtenues par Nishimura and Hunt (2000).

Si le cadre théorique est posé, le point faible de ces modèles restent quand même la paramétrisation des processus de rebond et splash du fait de l'absence de données expérimentales notamment pour des neiges cohésives.

1.3.5 Longueur de saturation

La longueur de saturation est définie comme la longueur nécessaire au flux de particules pour s'adapter aux modifications d'écoulement. On rappelle qu'elle est de l'ordre du mètre pour du sable non cohésif. Via des expérimentations in situ, Kobayashi (1972) estime que cette longueur peut atteindre 30 à 60 m alors que Takeuchi (1980) montre que la longueur de saturation peut atteindre 350 m . À partir d'expériences en soufflerie climatique, Okaze et al. (2012) évaluent la longueur de saturation à quelques mètres. Ces grandes variations de gamme de valeur s'expliquent sans doute par des conditions expérimentales différentes dont une des principales est la cohésion. Sato et al. (2004) développent une première approche couplant théorie et mesures expérimentales en soufflerie sur des neiges présentant des cohésions variables. Ils montrent ainsi que la gamme varie sur trois ordres de grandeur (du mètre à plusieurs centaines de mètres) en fonction de la

vitesse de vent, de la cohésion mais également de l'intensité de la chute de neige.

1.3.6 Vers une vision unifiée de l'influence de la cohésion de la neige au travers d'une modélisation DEM

Etant donné qu'il est délicat de contrôler la cohésion dans les milieux naturels, voire même en soufflerie, la DEM a toute sa place pour explorer les processus physiques en jeu permettant de relier la cohésion à des paramètres macroscopiques (longueur de saturation, seuil statique et dynamique, fonction splash). Telle est l'approche développée par Comola et al. (2019). Les auteurs ont ainsi étudié l'influence de la cohésion sur le processus splash pour des nombres de Bond Bo allant de 10^{-1} (faible cohésion) à 10^{-5} (forte cohésion) correspondant à des particules de diamètre $d = 200 \mu m$ et de masse volumique $\rho_p = 910 kg/m^3$. Ils montrent deux effets de la cohésion sur le processus splash : lorsque la cohésion augmente, le nombre de particules éjectées \bar{N}_{ej} diminue tandis que la vitesse des particules éjectées V_e ainsi que le coefficient de restitution \bar{e} de la particule impactante augmentent. Cette augmentation du coefficient de restitution \bar{e} peut être expliquée par une élasticité plus importante d'un lit cohésif. L'augmentation de la vitesse des particules éjectées V_e est liée à un mécanisme d'éjection particulière au lit cohésif qui est dû à un déséquilibre des forces générées par la rupture du pont de glace. Ce mécanisme d'éjection est analogue à un tir à la corde où deux joueurs (deux particules) tirent une corde (la cohésion) avec des forces équivalentes : les joueurs peuvent casser une corde fine (faible cohésion) plus facilement mais vont avoir un recul plus important s'ils cassent une corde plus épaisse (forte cohésion). Les auteurs notent également une augmentation de la longueur de saturation d'autant plus forte que la cohésion est élevée. Cette augmentation de la longueur de saturation s'accompagne également d'une augmentation du flux massique à saturation du fait de l'augmentation des vitesses de particules. On trouve ainsi sur la gamme testée des variations de 2 ordres de grandeur sur la valeur de la longueur de saturation qui néanmoins ne dépasse pas les deux mètres. Enfin, l'écart entre la vitesse seuil statique et la vitesse seuil dynamique s'accroît avec la cohésion, la vitesse seuil dynamique pouvant être jusqu'à 10 fois plus petite que la vitesse seuil statique.

Chapitre 2

Effet de la cohésion sur le processus splash

Dans ce chapitre, nous étudions l'effet de la cohésion sur le processus d'érosion par impact. Nous souhaitons analyser comment le processus Splash est modifié quand un grain vient impacter un empilement granulaire cohésif. Pour cela, nous avons adopté une approche expérimentale complétée par une approche numérique. L'approche expérimentale consiste à envoyer une particule sur un empilement granulaire cohésif avec un angle et une vitesse d'impact contrôlés et d'analyser le résultat de cette collision en utilisant de l'imagerie rapide. Les contraintes expérimentales ne nous ont pas permis de travailler avec des empilements suffisamment cohésifs pour observer un effet de la cohésion sur le processus Splash. Nous nous sommes donc rapidement tournés vers une solution alternative qui est la simulation numérique. L'approche numérique a consisté quant à elle à simuler l'expérience en utilisant la méthode des éléments discrets. L'avantage de cette dernière approche est qu'elle permet de s'affranchir des contraintes expérimentales et ainsi de pouvoir faire varier la cohésion du lit granulaire sur une gamme beaucoup plus large que dans l'expérience.

2.1 Expériences

Nous commencerons d'abord par présenter le dispositif expérimental et le processus de fabrication d'un empilement cohésif. Le parti pris a été de travailler avec des empilements rendus cohésifs par adjonction d'eau. Nous présentons ensuite le résultat de nos expériences de collision sur un empilement non-cohésif (i.e., sec) et sur un empilement cohésif (i.e., humide).

2.1.1 Dispositif expérimental et mode opératoire

2.1.1.1 Dispositif expérimental

Nous réalisons des expériences à partir du dispositif expérimental développé par Beladjine (2007) au cours de sa thèse pour étudier le processus de collision sur un empilement de grains secs. Il permet de propulser à vitesse et angle donnés des particules sphériques de 6 mm de diamètre. Le dispositif de propulsion est assez contraignant puisqu'il impose de travailler avec des particules de grande taille. Il aurait été intéressant de pouvoir faire varier la taille de particules pour jouer sur la force de cohésion, mais cela n'a été possible faute de temps.

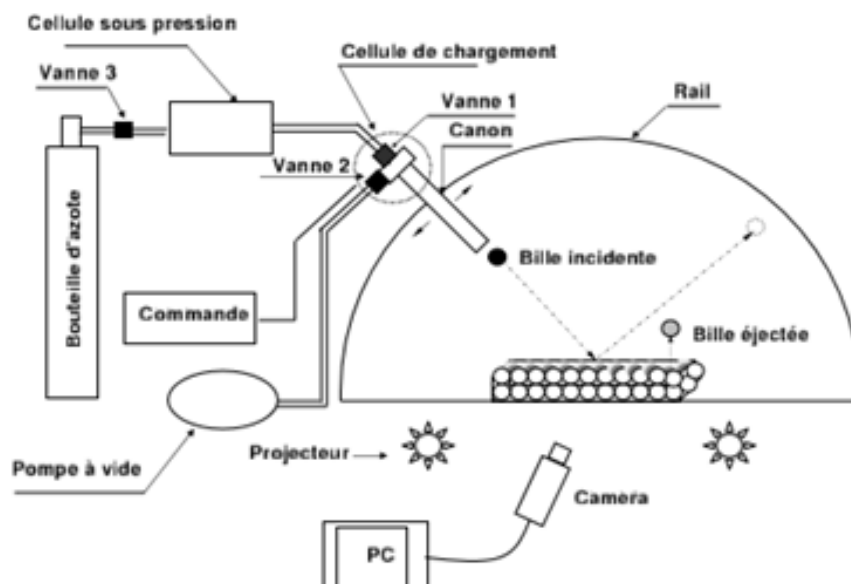


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental pour étudier le processus de collision d'un grain sur un empilement granulaire (figure extraite de Beladjine (2007)).

Le schéma du dispositif expérimental est illustré sur la figure 2.1. Le propulseur est un canon à air comprimé, constitué d'un tube métallique de 15 cm de long et de 6 mm de diamètre intérieur. La bille impactante est introduite dans le canon à partir d'une cellule de chargement placée en amont du tube métallique. La cellule de chargement est reliée à une cellule sous pression par le biais d'une électrovanne. La pression est ajustée de manière à moduler la vitesse de la bille incidente. Un rail métallique de 806 mm de rayon permet de déplacer le canon pour le positionner à un angle incident compris entre 0° et 90°. L'empilement granulaire est constitué de billes sphériques en poly-propylène de 6 mm de diamètre et de densité 863 kg/m³. Pour adapter le dispositif au cas d'un empilement

cohésif humide, une boîte étanche a été conçue : celle-ci a une section carrée de $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ et une hauteur de 17 cm (contre une section de $43\text{ cm} \times 43\text{ cm}$ et une hauteur de 23 cm pour l'empilement de Beladjine).

La visualisation de la collision est réalisée à l'aide de deux caméras rapides FASTCAM MC2-10K à une fréquence d'échantillonnage de 2000 Hz . Les deux caméras sont placées à 4 m du dispositif de collision. Une caméra filme dans le plan incident et la deuxième caméra filme dans la direction transversale. Deux projecteurs permettent d'éclairer le dispositif lors de l'acquisition d'image du processus de collision. Pour une configuration donnée, c'est-à-dire pour un angle et une vitesse d'impact fixés, un jeu de 25 collisions sont réalisées pour s'assurer d'une statistique suffisante.

2.1.1.2 Analyse d'image

Une fois les images de collision acquises, nous procédons à l'analyse d'image. La figure 2.2 résume les différentes étapes d'analyse. Les images de collision obtenues sont traitées avec ImageJ pour extraire le centre de masse de la bille incidente et des billes éjectées. À partir des images traitées, nous pouvons reconstituer la trajectoire de chaque bille. Pour cela, les positions de chaque bille sur la série d'images sont appariées. Les trajectoires sont reconstituées en considérant d'abord les dernières images de la collision puis en remontant dans le temps. Cette stratégie permet d'identifier plus facilement les billes car elles sont suffisamment séparées à la fin de la collision. L'appariement des billes sur deux images successives est réalisé par la recherche du plus proche voisin à partir de l'image à l'instant $t - dt$ par rapport à la position de la bille considérée à l'instant t (Beladjine, 2007). À partir de la reconstitution de la trajectoire des billes, nous tirons les caractéristiques cinématiques des billes éjectées.

2.1.1.3 Fabrication d'un empilement cohésif

Comme signalé plus haut, nous avons choisi de travailler avec un empilement rendu cohésif par la présence de ponts capillaires. L'intensité relative de la force de cohésion entre deux particules engendrée par un pont capillaire est généralement caractérisée par le nombre de Bond qui exprime le rapport entre le poids d'un grain et la force capillaire :

$$Bo = \frac{\rho_p d^2 g}{6\gamma}, \quad (2.1)$$

où d est le diamètre de la particule et γ la tension superficielle de l'eau. Le nombre de Bond est relativement élevé du fait du grand diamètre des particules utilisées avec $Bo = 2.8$. Un nombre de $Bo > 1$ indique que la cohésion engendrée par les ponts liquides est faible pour des billes de 6 mm de diamètre.

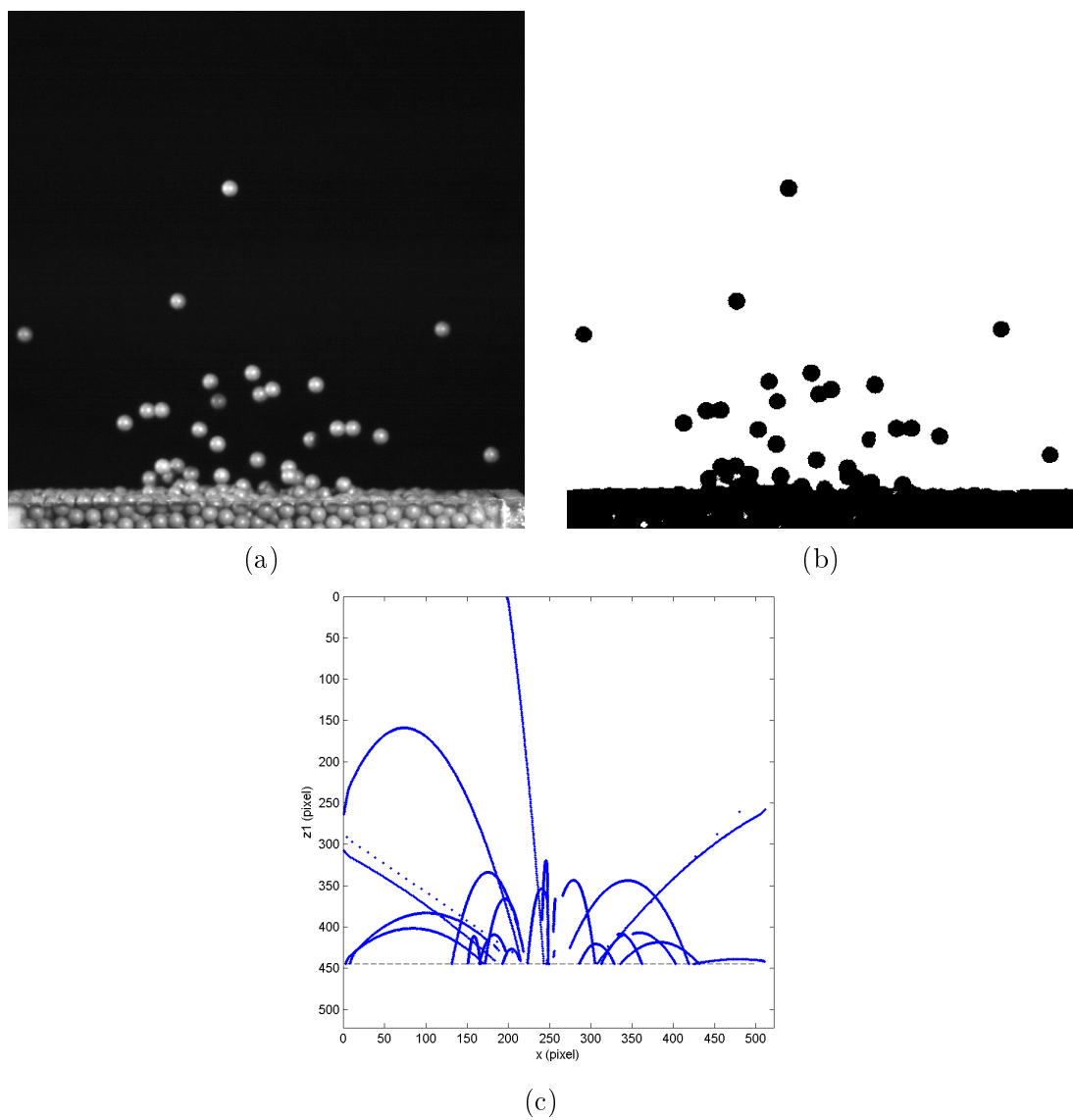


FIGURE 2.2 – (a) Image prise après l'impact de la bille incidente par caméra rapide; (b) image seuillée et segmentée avec ImageJ et (c) reconstitution des trajectoires des billes éjectées de l'empilement.

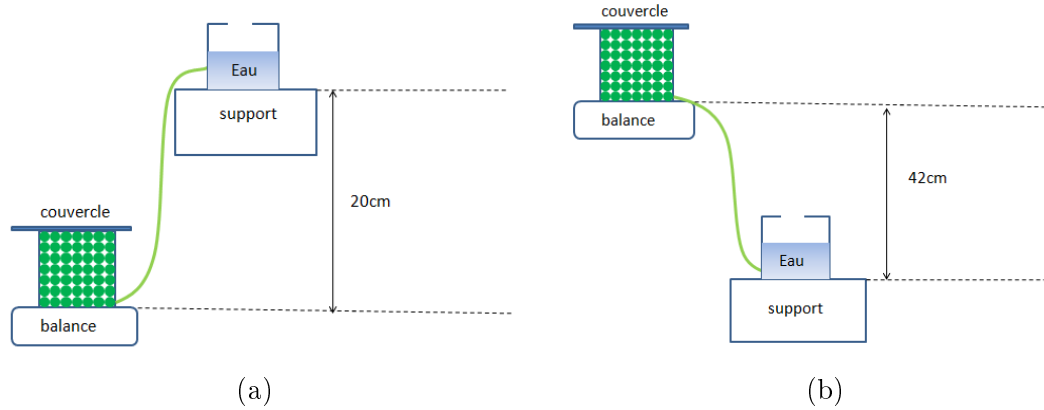


FIGURE 2.3 – L’humidification de l’empilement granulaire est réalisée en deux étapes : (a) une phase d’imbibition suivie (b) d’un drainage par gravité.

L’humidification de l’empilement granulaire est réalisée en deux étapes (figure 2.3). Une première phase d’imbibition où un récipient contenant de l’eau déminéralisée est placée en hauteur par rapport à la boîte contenant l’empilement granulaire. L’eau est ensuite introduite dans l’empilement à l’aide d’un tuyau relié à une vanne se trouvant sur la partie inférieure de la boîte. Une fois l’empilement granulaire saturé en eau, nous procédons à une phase de drainage. Avec cette méthode, la teneur en eau massique (définie comme la masse d’eau rapportée à la masse totale de l’empilement) est reproductible et s’approche de $w = 4\%$.

L’expérience consiste ensuite à venir bombarder l’empilement avec une particule à une vitesse et un angle d’incidence fixés. Le mélange est reconstitué après chaque impact. Notre objectif est de quantifier les effets que peuvent avoir la cohésion :

- sur la bille incidente à travers le coefficient de restitution global $\bar{e} = V_r/V_i$ et le coefficient de restitution vertical $\bar{e}_z = V_{rz}/V_{iz}$ (où V_r et V_{rz} sont respectivement la norme et la composante verticale de la vitesse de rebond, et V_i et V_{iz} sont respectivement la norme et la composante verticale de la vitesse incidente) ;
- sur le nombre de billes éjectées en fonction de la vitesse d’impact et de l’angle incident ;
- sur la vitesse critique seuil d’éjection.

Au préalable, nous avons réalisé une série d’expériences sur un empilement sec de billes de polypropylène de 6 mm que nous présentons ci-dessous et qui serviront de référence pour l’étude avec un empilement cohésif réalisé avec les mêmes billes et une teneur en eau $w = 4\%$.

2.1.2 Processus Splash sur un empilement sec

Dans nos expériences, nous avons fixé l'angle d'impact à $\theta_i = 46^\circ$ et les vitesses d'impact V_i varient entre 8 m/s et 30 m/s correspondant à un nombre de Froude $Fr = V_i/\sqrt{gd}$ entre 34 et 131 respectivement. La figure 2.4a présente la variation du coefficient de restitution moyen \bar{e} et vertical \bar{e}_z en fonction du nombre de Froude de la bille incidente. Nos résultats confirment que les coefficients de restitution sont invariants avec la vitesse incidente. Nous obtenons pour $\theta_i = 46^\circ$, $\bar{e} \approx 0.38$ et $\bar{e}_z \approx 0.25$. Ces valeurs sont proches des celles obtenues à partir des lois empiriques proposées par Beladjine (2007), que nous rappelons ci-dessous :

$$\begin{cases} \bar{e} = A - B \sin \theta_i \\ \bar{e}_z = \frac{A_z}{\sin \theta_i} - B_z \end{cases} \quad (2.2)$$

avec $A = 0.87$, $B = 0.72$, $A_z = 0.30$ et $B_z = 0.15$. Ces lois donnent $\bar{e} = 0.35$ et $\bar{e}_z = 0.27$ pour $\theta_i = 46^\circ$, ce qui est comparable à nos valeurs. Les petites différences dans les résultats peuvent sans doute s'expliquer par le fait que nous avons utilisé un empilement plus petit que celui de Beladjine. Ainsi les effets de confinement peuvent induire des valeurs de coefficient de restitution légèrement plus grande.

Le nombre de billes éjectées en fonction du nombre de Froude est présenté sur la figure 2.4b. Nos résultats confirment encore une fois les résultats de Beladjine, à savoir une variation linéaire du nombre de billes éjectées \bar{N}_{ej} avec le nombre de Froude Fr . On peut ainsi écrire nos résultats selon la loi de Beladjine (2007) :

$$\bar{N}_{ej} = \zeta(1 - \bar{e}^2)(Fr - Fr_c) \quad (2.3)$$

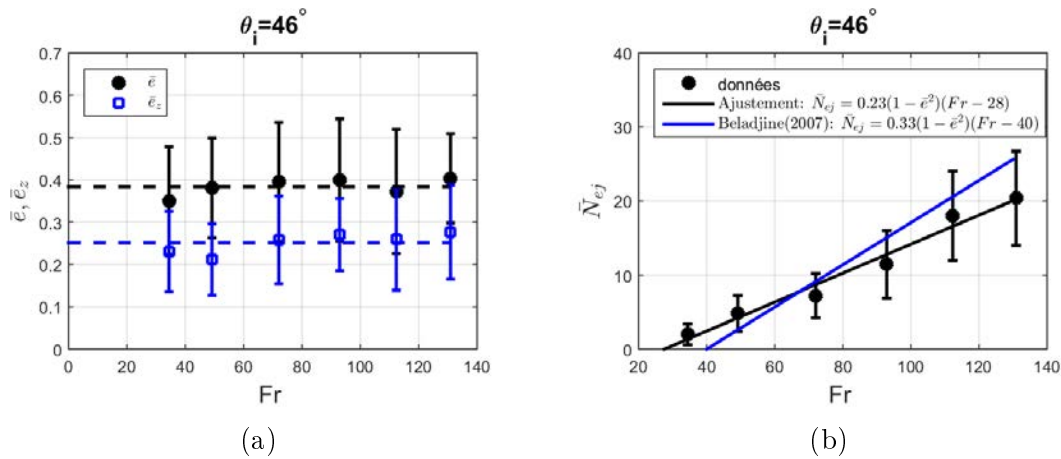


FIGURE 2.4 – (a) Variation du coefficient de restitution global \bar{e} et du coefficient de restitution vertical \bar{e}_z pour la la bille incidente en fonction de sa vitesse d'impact ; (b) variation du nombre de billes éjectées en fonction de la vitesse d'impact à un angle incident $\theta_i = 46^\circ$.

où ζ est une constante d'ajustement et Fr_c est le nombre de Froude critique pour le seuil d'éjection. Un ajustement de nos données avec cette loi nous donne $\zeta = 0.23$ et $Fr_c = 27$ (ou une vitesse critique d'impact $V_{ic} = 6.7 \text{ m/s}$). Ces valeurs diffèrent de celles de Beladjine (2007) qui trouve pour ses expériences $\zeta = 0.32$ et $Fr_c = 40$. Nous obtenons en particulier un Froude critique beaucoup plus petit que celui trouvé par Beladjine, ce qui se traduit par un nombre plus important de billes éjectées pour une vitesse donnée. Nous interprétons cette différence par un effet de confinement de notre empilement qui est plus petit que celui de Beladjine. Ainsi on s'attend à une dissipation moindre car l'onde générée par l'impact peut se réfléchir sur les parois de l'empilement avant qu'elle ne soit atténuée et contribuer ainsi à augmenter le nombre de billes éjectées.

2.1.3 Processus splash sur un empilement cohésif

Nous avons réalisé des expériences similaires que les précédentes mais avec un empilement granulaire cohésif, avec une teneur en eau $w = 4\%$. Nous conservons le même angle d'impact à $\theta_i = 46^\circ$ et nous faisons varier les vitesses d'impact entre $V_i = 8 \text{ m/s}$ et $V_i = 18 \text{ m/s}$ correspondant à un nombre de Froude variant entre $Fr = 34$ et $Fr = 73$.

Nous comparons sur la figure 2.5 les résultats des expériences réalisées sur un empilement granulaire sec ($w = 0\%$) et sur un empilement humide ($w = 4\%$). Nous n'obtenons aucun écart significatif avec le cas sec. La vitesse critique d'éjection reste inchangée et le nombre de billes éjectées varie linéairement avec

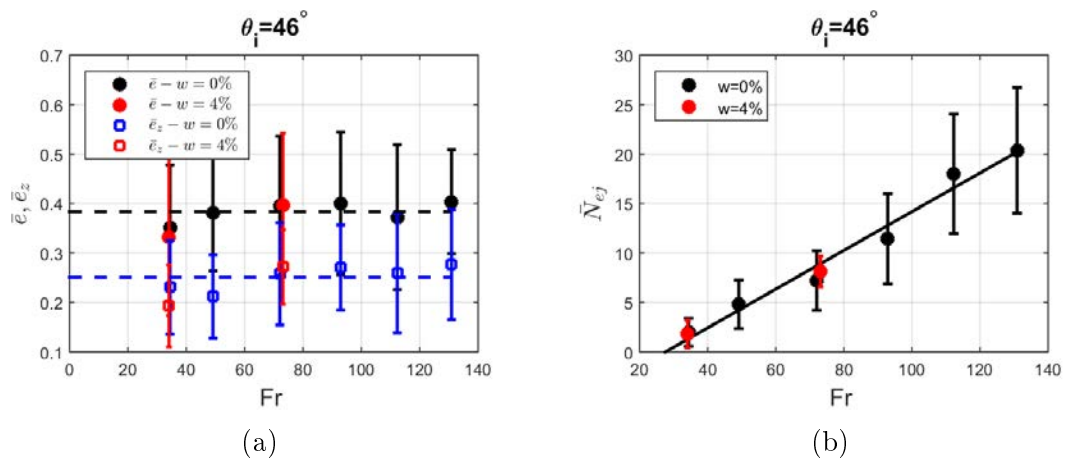


FIGURE 2.5 – Comparaison des caractéristiques du processus Splash sur un empilement sec et un empilement humide : (a) Variation du coefficient de restitution moyen \bar{e} et du coefficient de restitution vertical \bar{e}_z de la bille incidente en fonction de la vitesse d'impact et (b) le nombre de billes éjectées en fonction de la vitesse d'impact à un angle incident $\theta_i = 46^\circ$.

la vitesse d'incidence avec la même pente que dans le cas sec. Le constat est que la cohésion introduite dans notre empilement est trop faible pour voir un effet significatif sur le processus d'éjection.

Pour augmenter la cohésion, et donc diminuer le nombre de Bond, deux possibilités s'ouvrent à nous : (i) baisser drastiquement la taille des grains à quelques centaines de microns, ou (ii) augmenter la cohésion en travaillant par exemple avec des ponts solides. Avant de faire un choix expérimental, nous avons choisi de développer une approche numérique pour estimer la valeur critique du nombre de Bond à partir de laquelle la cohésion modifie le splash.

2.2 Simulations numériques discrètes

Pour évaluer le degré de cohésion nécessaire pour observer un effet de la cohésion sur l'efficacité du processus splash, nous adoptons une approche numérique $2D$ pour simuler la collision d'une particule incidente sur un empilement granulaire cohésif en utilisant la méthode des éléments discrets (DEM). Nous aborderons d'abord la méthode numérique utilisée. Puis, nous tenterons de valider le modèle et nous présenterons ensuite les effets de la cohésion en variant différents paramètres de contrôle, notamment le nombre de Bond (Bo), de la teneur en eau et l'angle d'impact de la particule incidente.

2.2.1 Implémentation de la méthode des éléments discrets

La méthode des éléments discrets consiste à considérer toutes les particules de notre système physique et les forces qui sont mises en jeu, puis de résoudre les équations du mouvement pour chaque particule. Chaque particule modélisée par une sphère est soumise à la gravité et aux forces de contact avec les particules voisines. La force normale de contact est modélisée par Cundall and Strack (1979); J. Schäfer et al. (1996) :

$$F_n = \begin{cases} (k_n \delta + b_n v_n) & \text{for } \delta < 0 \\ 0 & \text{for } \delta > 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

où k_n est la constante de raideur normale, δ la distance inter-particule, b_n le coefficient d'amortissement visqueux (fixé par le coefficient de restitution normale e_n) et v_n la composante normale de la vitesse relative des particules. La composante tangentielle est, quant à elle, décrite par Cundall and Strack (1979); J. Schäfer et al. (1996) :

$$F_t = -\min(|b_t v_t|, |\mu_f F_n|) \quad (2.5)$$

où b_t est le coefficient d'amortissement visqueux, v_t est la composante tangentielle de la vitesse relative des particules et μ_f est le coefficient de frottement.

En présence d'eau dans le régime hygroscopique, les particules peuvent être liées par des ponts capillaires donnant lieu à des forces de cohésion entre les particules. En considérant que les particules sont complètement mouillantes (l'angle de contact $\theta = 0$), cette force capillaire est donnée par (Pitois et al., 2000) :

$$F_{cap} = F_{cap}^{max} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V_l}{\pi d \delta^2}}}\right) \quad (2.6)$$

où V_l est le volume du pont capillaire, d le diamètre des particules, et F_{cap}^{max} est la force capillaire au contact (i.e., $\delta = 0$) et est donnée par :

$$F_{cap}^{max} = \pi d \gamma \quad (2.7)$$

où γ est la tension superficielle du liquide.

La force capillaire est donc modélisée de la façon suivante :

$$F_{cap} = \begin{cases} F_{cap}^{max} & \text{pour } \delta < 0 \\ F_{cap} & \text{pour } 0 < \delta < \delta_{max} \\ 0 & \text{pour } \delta > \delta_{max} \end{cases} \quad (2.8)$$

où δ_{max} est la distance inter-particule au-delà de laquelle le pont liquide est rompu. Cette distance est communément donnée par $\delta_{max} = V_l^{1/3}$ (Lian et al., 1993).

Les paramètres principaux qui contrôlent la force capillaire sont la taille des particules, la tension de surface du liquide et le volume du pont liquide. Ceci nous amène à introduire deux nombres sans dimension, (i) le nombre de Bond Bo que nous avons déjà évoqué et qui traduit le rapport entre la force de gravité et la force capillaire au contact et qui s'écrit :

$$Bo = \frac{F_{grav}}{F_{cap}^{max}} = \frac{\rho_p d^2 g}{6\gamma}, \quad (2.9)$$

où ρ_p est la densité des particules et g l'accélération gravitationnelle, et (ii) la teneur en eau massique w qui s'exprime comme :

$$w = \frac{\text{Masse de l'eau dans l'empilement}}{\text{Masse des billes de l'empilement}} = \frac{(N_p/2)\rho_e V_l}{(\pi/6)\rho_p d^3} \quad (2.10)$$

où N_p est le nombre de ponts capillaires moyen attaché à une particule et ρ_e est la densité de liquide. On fait l'hypothèse implicite que tous les ponts capillaires ont la même volume V_l . D'autre part, on suppose que le nombre N_p de ponts capillaires lié à une particule est égal à son nombre de contact¹(Kohonen et al.,

1. En réalité, il n'est pas nécessaire que les particules soient strictement en contact pour qu'un pont capillaire se forme à l'équilibre thermodynamique en présence d'air partiellement saturé en vapeur d'eau. Il faut que leur distance soit inférieure à deux fois le rayon de Kelvin r_k donné par $r_k = \gamma/(\rho_e k_B T \ln(P_{sat}/P_v))$. r_k est de l'ordre du nanomètre de telle sorte qu'on l'assimile à zéro.

Paramètre	Valeur
Particule	
k_n	$2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^7$ (mg/d)
e_n	0.88
b_n	$25.71 - 257.13$ ($m\sqrt{g/d}$)
b_n/b_t	1
μ_f	0.5
dt	$10^{-4} - 10^{-5}$ ($\sqrt{d/g}$)
Cohésion	
Bo	$10^{-3} - 10$
w	0 - 5%

TABLEAU 2.1 – Paramètres de simulation utilisé pour les modèles d’interaction et de cohésion.

2004). Dans un empilement 3D désordonné, le nombre de contact moyen est 6, dans un empilement 2D, c’est 4.

Un troisième nombre sans dimension peut jouer un rôle important : c’est le rapport entre la tension de surface γ et la raideur des particules caractérisée par le paramètre k_n : $\Gamma = \gamma/k_n$. Si les particules sont molles (i.e., $\Gamma \gg 1$), on peut s’attendre à ce que les forces capillaires rendent le milieu granulaire compressible et modifient les caractéristiques de celui-ci. Nous reviendrons sur ce point un peu tard.

L’équation du mouvement de chaque particule est calculée en utilisant la deuxième loi de Newton et l’algorithme de Verlet-vitesse (Cundall and Strack, 1979) est utilisé pour l’intégration numérique avec un pas d’intégration dt . Le tableau 2.1 donne les valeurs des paramètres de simulation et de cohésion utilisées.

Les simulations sont réalisées dans un espace à 2 dimensions. Pour constituer l’empilement granulaire, nous considérons une boîte carrée de dimensions $40d \times 40d$ remplie de $N = 1600$ particules de diamètre d . Pour éviter la cristallisation, nous utilisons une polydispersité de 20% et des parois rugueuses constitués de particules mono-disperses de diamètre $2d$. L’empilement granulaire est construit par pluviation avec des particules non-cohésives. Une fois que l’empilement est relaxé et à l’équilibre mécanique, les ponts liquides entre particules sont mis en place lorsqu’elles sont en contact. L’ajout de cette force cohésive peut entraîner, quand la force de cohésion est élevée, une réorganisation de l’empilement comme on le verra par la suite. Une fois que l’empilement cohésif a atteint son nouvel état d’équilibre mécanique, nous procédons au processus de collision. Une particule est envoyée sur l’empilement granulaire avec un angle incidence θ_i et une vitesse

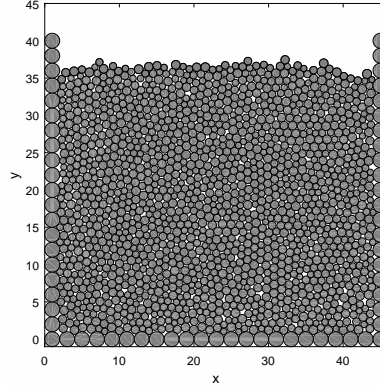


FIGURE 2.6 – Empilement numérique 2D réalisé par pluviation dans un boîte carrée de dimensions $40d \times 40d$ avec 1600 particules de taille moyenne d avec une polydispersité de 20%. Les parois de la boîte sont constituées de particules de diamètre $2d$ pour éviter la cristallisation. La compacité obtenue est $\Phi = 0.8$.

d'impact V_i .

2.2.2 Validation du modèle numérique sur un empilement non cohésif

Pour valider notre modèle numérique, nous réalisons des simulations du processus Splash sur un lit granulaire non-cohésif. Celles-ci sont comparées aux résultats expérimentaux de Beladjine et al. (2007). Les figures 2.7 présentent la variation du coefficient de restitution \bar{e} et \bar{e}_z de la particule incidente en fonction de l'angle d'incidence θ_i pour différents nombres de Froude variant entre 20 et 80. Les résultats de nos simulations sont en accord avec les résultats expérimentaux de Beladjine. Nous retrouvons que les coefficients de restitution \bar{e} et \bar{e}_z sont indépendants du nombre de Froude Fr et qu'ils décroissent lorsque l'angle d'incidence θ_i augmente. En plus de cet accord qualitatif, nous obtenons un accord quantitatif remarquable. Nos résultats numériques sont remarquablement approchés par les lois empiriques de Beladjine et al. (2007)

$$\bar{e} = A - B \sin \theta_i, \quad (2.11)$$

$$\bar{e}_z = \frac{A_z}{\sin \theta_i} - B_z, \quad (2.12)$$

en prenant les mêmes valeurs numériques des paramètres A , B , A_z et B_z que celles proposées par ce dernier, à savoir $A = 0.87$, $B = 0.72$, $A_z = 0.30$ et $B_z = 0.15$.

La figure 2.8 montre le nombre moyen de particules éjectées (appelées plus loin "éjectats") en fonction du nombre de Froude pour plusieurs angles d'incidence

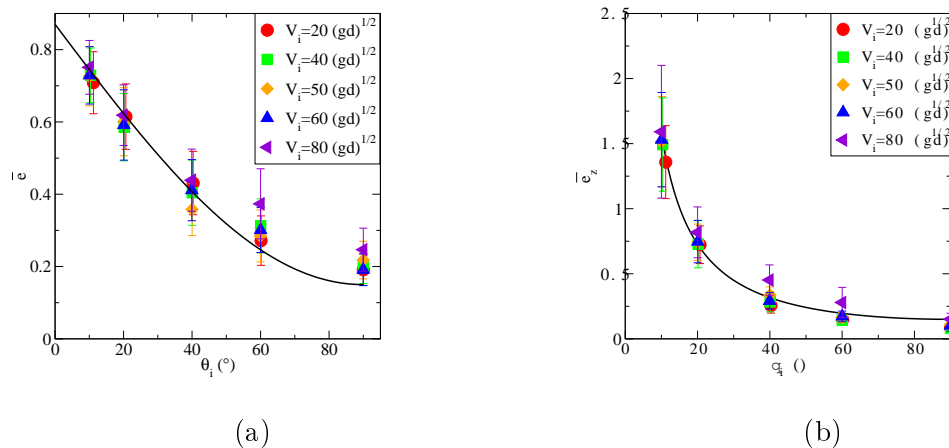


FIGURE 2.7 – Variation (a) du coefficient de restitution \bar{e} et (b) du coefficient de restitution vertical \bar{e}_z en fonction de l'angle d'incidence θ_i pour différents nombres de Froude allant de $Fr = 20$ à $Fr = 80$. Les courbes en traits continus représentent les lois empiriques trouvées par Beladjine et al. (2007).

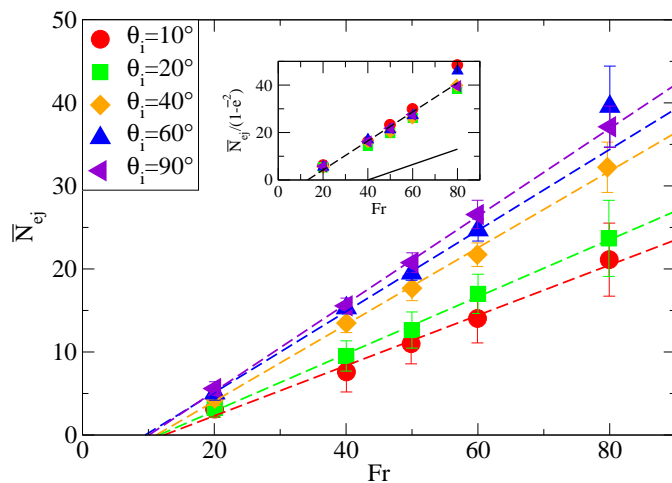


FIGURE 2.8 – Variation du nombre moyen de particules éjectées \bar{N}_{ej} pour plusieurs angles d'incidence θ_i allant de 10° à 90° . Les droites discontinues représentent l'ajustement linéaire des données avec l'Eq. 2.13. L'insert représente le nombre moyen d'éjectats renormalisé $\bar{N}_{ej}/(1-\bar{e}^2)$ en fonction de Fr . La droite en trait continu représente la loi empirique de Beladjine et al. (2007) tandis que celle en trait discontinu représente l'ajustement linéaire de nos données.

allant de 10° à 90° . Le nombre d'éjectats augmente avec le nombre de Froude Fr et peut être ajusté linéairement avec une loi similaire à celle proposée par Beladjine et al. (2007) :

$$\bar{N}_{ej} = \alpha(\theta_i)(Fr - Fr_c) \quad (2.13)$$

où α est un paramètre qui dépend de l'angle d'incidence θ_i et Fr_c est le nombre de Froude critique à partir duquel des particules peuvent être éjectées.

Nous trouvons que $Fr_c = 12$ et que le paramètre α est proportionnel à la fraction d'énergie cédée à l'empilement par la particule incidente, à savoir $(1 - \bar{e}^2)$, comme mise en évidence expérimentalement par Beladjine et al. (2007) :

$$\alpha(\theta_i) \approx \zeta \{ (1 - [\bar{e}(\theta_i)]^2) \} \quad (2.14)$$

avec le paramètre d'ajustement $\zeta = 0.61$. Dans leur étude expérimentale, Beladjine et al. (2007) ont trouvé une valeur du Froude critique plus élevée avec $Fr_c = 40$ et une valeur de $\zeta = 0.32$. Cela signifie d'une part que notre modèle numérique produit des éjectats à des vitesses d'impact plus faible que dans l'expérience de Beladjine et al. (2007) et d'autre part que pour une vitesse donnée, il y a plus de particules éjectées. Nous pouvons légitimement interpréter cette différence par le fait que notre simulation numérique est faite en 2 dimensions et que de fait, la dissipation de l'énergie transmise au lit granulaire lors de l'impact de la particule incidente est moins efficace que dans un empilement à 3 dimensions. En conséquence, la production d'éjectats est plus efficace.

2.2.3 Splash avec un lit cohésif

2.2.3.1 Propriétés et caractéristiques des empilements cohésifs numériques

Nous revenons ici sur le procédé numérique pour construire des empilements cohésifs. Nous rappelons que nous partons d'un empilement 2D non cohésif construit par pluviation. Nous introduisons ensuite les forces capillaires et attendons que l'empilement relaxe vers sa nouvelle structure d'équilibre. Nous présentons ici pour une teneur en eau donnée ($w = 1\%$) l'effet de l'introduction des forces cohésives sur la structure de l'empilement en fonction de la force de cohésion par rapport à la raideur des particules k_n .

On s'attend à ce que la structure de l'empilement soit d'autant plus altérée que les forces de cohésion sont importantes et que les particules ont une faible rigidité k_n , c'est-à-dire lorsque le nombre sans dimension $\Gamma = \gamma/k_n$ est grand. Nous avons, en autres, étudié la fraction volumique de l'empilement cohésif relaxé en fonction du nombre sans dimension Γ . La figure 2.9 montre comment la compacité de l'empilement granulaire cohésif varie avec la valeur du rapport γ/k_n . Pour un empilement non-cohésif, le mode de construction de l'empilement par

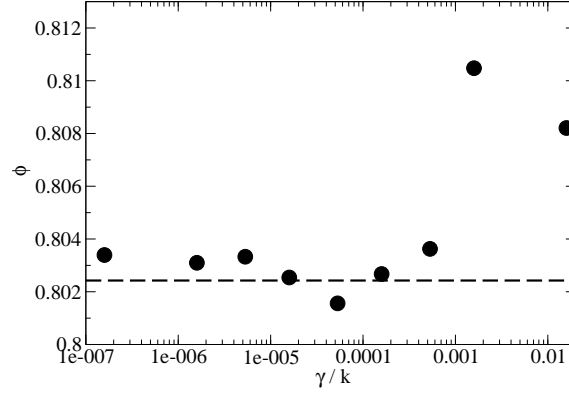


FIGURE 2.9 – Fraction volumique Φ de l’empilement granulaire cohésif en fonction du rapport γ/k_n . La droite horizontale en trait discontinu représente la compacité de l’empilement granulaire non-cohésif.

pluviation fournit un empilement dont la fraction volumique est de $\Phi_{sec} = 0.802$. On observe que quand $\Gamma < 10^{-3}$, l’introduction des forces capillaires n’altère la compacité de l’empilement. Au contraire, lorsque $\Gamma > 10^{-3}$, la fraction volumique de l’empilement commence à augmenter de manière significative. Cette augmentation de la compacité traduit un changement structural de l’empilement comme l’illustre la figure 2.10. Apparaissent alors des amas denses dans l’empilement séparés par des zones fracturées. L’empilement ne présente plus alors une structure homogène. Pour la suite, nous nous placerons toujours dans une situation où l’empilement cohésif garde sur une structure uniforme sans fracture et avec une compacité similaire à l’empilement non-cohésif. Pour cela, nous faisons en sorte que Γ reste toujours inférieur à 10^{-3} . En conséquence, pour les fortes cohésions, nous augmentons la rigidité des particules afin que Γ soit inférieur à 10^{-3} .

2.2.3.2 Influence du nombre du Bond sur le Splash

Nous étudions à présent l’effet de la cohésion de l’empilement sur le processus Splash. Nous étudions d’abord l’influence de la force capillaire de cohésion en faisant varier la force de cohésion à travers le nombre de Bond Bo mais nous maintenons la teneur massique en eau fixée à une valeur $w = 1\%$.

Nous avons réalisé 7 séries d’expériences numériques de collision correspondant à différents nombres de Bond compris entre 10 et 10^{-3} . Nous rappelons qu’une petite valeur du Bond correspond à une force capillaire importante par rapport à la gravité. Pour chaque série, nous fixons dans un premier temps l’angle incident à

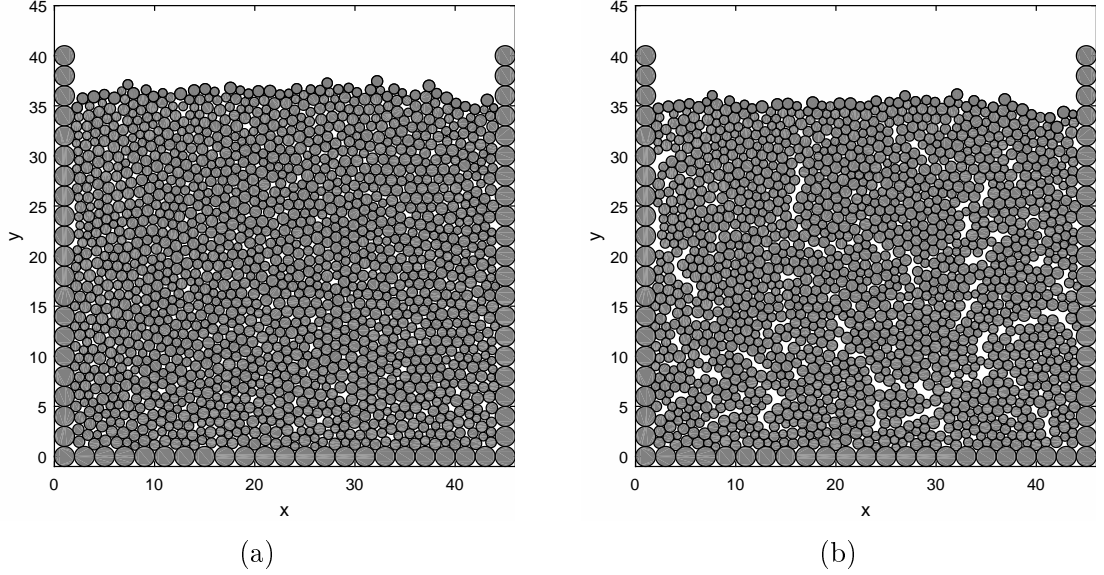


FIGURE 2.10 – Structures des empilements numériques : (a) cas non-cohésif et (b) cas cohésif avec $\Gamma = 1.6 \times 10^{-2}$ et $w = 1\%$. Lorsque Γ excède 10^{-3} des amas plus denses séparés par des fractures apparaissent dans l'empilement.

une valeur $\theta_i = 10^\circ$ et faisons varier la vitesse incidente entre 20 et $120\sqrt{gd}$. Dans un second temps, nous faisons varier l'angle incident et maintenons la vitesse d'impact fixée.

Nos résultats montrent que le rebond de la particule incidente présente les mêmes caractéristiques que dans le cas d'un empilement non-cohésif et ce quelque soit la valeur du nombre de Bond dans la gamme étudiée. Les coefficients de restitution \bar{e} et \bar{e}_z restent inchangés par rapport au cas non-cohésif (voir la figure 2.11).

Concernant les éjectats, nous observons un effet significatif de la cohésion dès lors que le nombre de Bond est plus petit que 1 (voir la figure 2.12). Quelque soit le nombre de Bond, le nombre de particules éjectés présente toujours une variation linéaire avec la vitesse incidente comme dans le cas non-cohésif :

$$\bar{N}_{ej} = \alpha (Fr - Fr_c) \quad (2.15)$$

mais la pente de la droite α diminue et le nombre de Froude critique d'éjection Fr_c croît lorsque la cohésion augmente.

Nous avons représenté sur la figure 2.13 la variation du nombre de Froude critique Fr_c et de la pente α avec le nombre de Bond Bo . Le nombre de Froude critique Fr_c décroît avec le nombre de Bond Bo pour atteindre un plateau à partir d'un nombre de Bond critique $Bo_c \simeq 0.2$. Le plateau se trouve à un nombre de

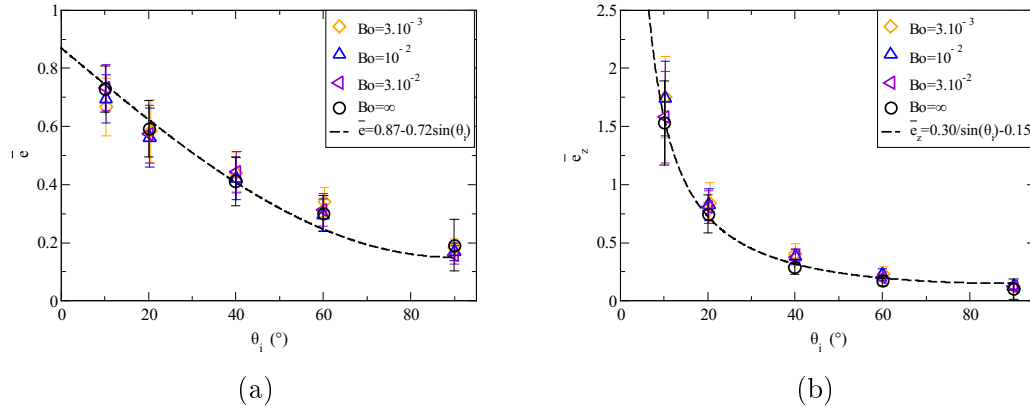


FIGURE 2.11 – Variation du coefficient de restitution (a) \bar{e} et (b) \bar{e}_z en fonction de l'angle dans le cas d'un empilement cohésif pour différents nombres de Bond, pour un nombre de Froude $Fr = 60$ et une teneur en eau $w = 1\%$.

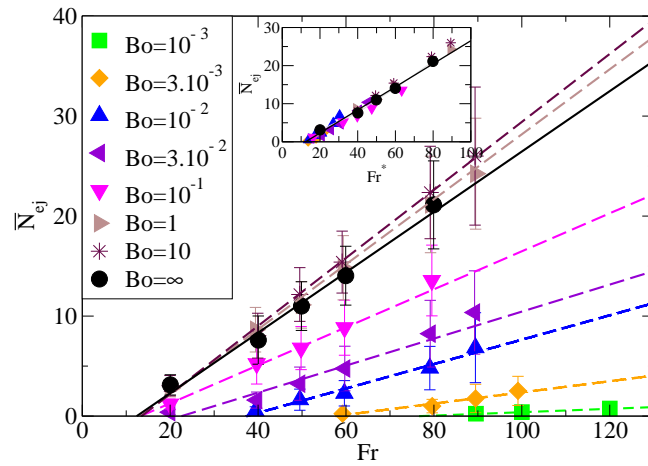


FIGURE 2.12 – Variation du nombre moyen d'éjecta \bar{N}_{ej} en fonction du nombre de Froude Fr à un angle incident $\theta_i = 10^\circ$ pour différents nombres de Bond Bo . En insert, le nombre d'éjectats \bar{N}_{ej} en fonction du nombre de Froude modifié Fr^* (cf. Eq. 2.19).

Froude critique $Fr_c \approx Fr_c^{sec} \approx 12$ correspondant au nombre de Froude critique sec. La pente α augmente avec le nombre de Bond Bo et atteint également un

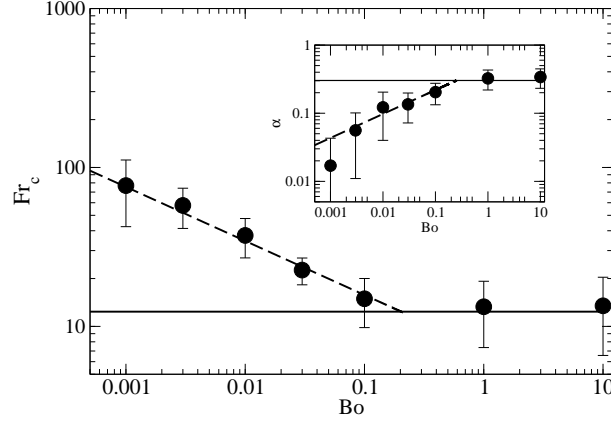


FIGURE 2.13 – Variation du nombre de Froude critique Fr_c et de la pente α (en insert) en fonction du nombre de Bond. Les droites horizontales en trait continu correspondent à la limite non-cohésive tandis les droites en trait discontinu représentent un ajustement des données par des lois d'échelles du type $Fr \propto (1/Bo)^{\beta_1}$ et $\alpha \propto Bo^{\beta_2}$.

plateau à partir de $Bo_c \simeq 0.2$. L'ajustement de nos données par des lois de puissance nous donne :

$$Fr_c = \begin{cases} Fr_c^{sec} \left(\frac{Bo}{Bo_c} \right)^{\beta_1} & \text{pour } Bo < Bo_c \\ Fr_c^{sec} & \text{pour } Bo \geq Bo_c \end{cases} \quad (2.16)$$

et

$$\alpha = \begin{cases} \alpha^{sec} \left(\frac{Bo}{Bo_c} \right)^{\beta_2} & \text{for } Bo < Bo_c \\ \alpha^{sec} & \text{for } Bo \geq Bo_c \end{cases} \quad (2.17)$$

avec $\beta \approx \beta_1 \approx \beta_2 \approx 0.35$ et $Bo_c \approx 0.2$. On s'attend a priori que la valeur critique du nombre de Bond dépende de la teneur en eau w . La valeur de 0.2 a été obtenue pour $w = 1\%$ et nous la nommerons pour la suite Bo_c^* . Concernant les exposants β_1 et β_2 , on trouve qu'ils sont similaires. La question est de savoir si c'est fortuit ou si cela résulte de contraintes physiques. Comme on le verra plus tard quand on étudierons la dépendance du processus Splash avec la teneur en eau, il semblerait plutôt que cela n'est pas le fruit du hasard.

A partir de ces résultats, nous pouvons ré-écrire la loi du nombre d'éjectats comme suit :

$$\bar{N}_{ej} = \alpha^{sec} (Fr^* - Fr_c^{sec}) \quad (2.18)$$

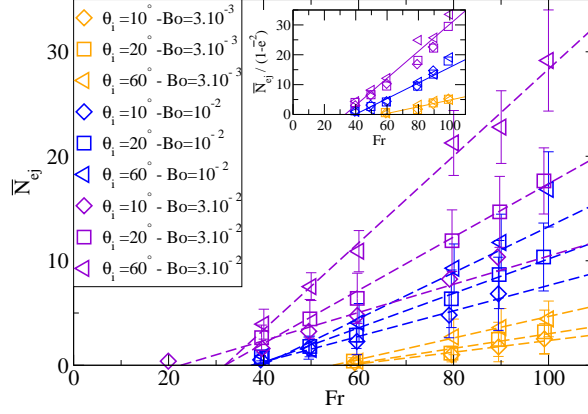


FIGURE 2.14 – Variation du nombre de particules éjectées en fonction du nombre de Froude Fr pour différentes valeurs de θ_i et Bo . En insert, la variation du nombre d'éjectats \bar{N}_{ej} renormalisée par $(1 - \bar{e}^2)$ avec le nombre de Froude Fr .

avec $\alpha^{sec} = 0.3$ et $Fr_c^{sec} = 12$ et où Fr^* est un nombre Froude modifié défini par :

$$Fr^* = \begin{cases} \left(\frac{Bo}{Bo_c^*}\right)^\beta Fr & \text{pour } Bo < Bo_c^* \\ Fr & \text{pour } Bo \geq Bo_c^* \end{cases} \quad (2.19)$$

Cette loi a été établie pour une teneur en eau $w = 1\%$ et le nombre de Bond critique pour cette teneur en eau est $Bo^* = 0.2$. L'insert de la figure 2.12 montre la variation du nombre d'éjectats en fonction du nombre de Froude modifié Fr^* . On peut voir que les données s'ajustent sur la courbe maîtresse donnée par l'Eq. 2.18.

Ces expériences numériques de collision ont été réalisées avec un angle incident $\theta_i = 10^\circ$. Nous avons complété ces jeux de données par d'autres simulations faites à d'autres angles d'impact compris entre $\theta_i = 10^\circ$ et 60° . L'effet de l'angle sur le nombre d'éjectats dans le cas d'un empilement cohésif est le même que dans le cas non-cohésif. La figure 2.14 représente le nombre d'éjectats en fonction du nombre de Froude Fr pour différentes valeurs de l'angle incident θ_i et du nombre de Bond Bo . Pour un nombre de Bond et un nombre de Froude donnés, le nombre d'éjectats augmente avec l'angle d'impact comme dans le cas sec. L'insert de la figure 2.14 montre que pour un nombre de Bond Bo donné, le nombre d'éjectats renormalisé par $(1 - \bar{e}^2)$ en fonction du nombre de Froude Fr se regroupe sur une même droite et peut donc s'écrire comme :

$$\bar{N}_{ej} = \zeta_{sec}(1 - \bar{e}_{sec}^2)(Fr^* - Fr_c^{sec}) \quad (2.20)$$

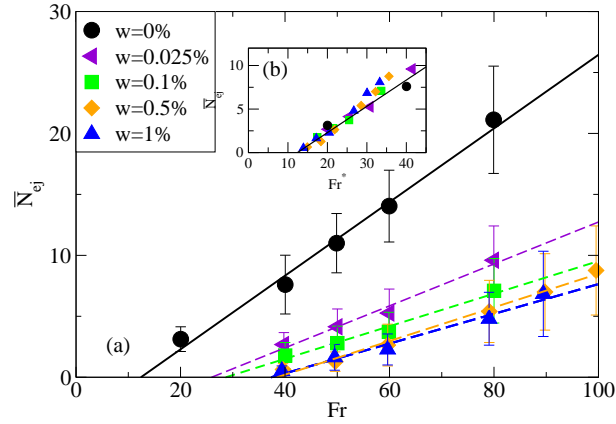


FIGURE 2.15 – \bar{N}_{ej} en fonction du nombre de Froude Fr pour différents teneurs en eau w allant de 0% à 1%. $\theta_i = 10^\circ$ et $Bo = 0.01$. Les droites en trait discontinu représentent le meilleur ajustement de nos résultats. En insert, le nombre d'éjectats en fonction du nombre de Froude modifié Fr^* .

où Fr^* est le Froude généralisé donné par l'Eq. 2.19. Cette loi constitue une généralisation de la loi de Beladjine et al. (2007) au cas des empilements cohésifs pour une gamme de nombre de Bond allant de 10^{-3} à l'infini ayant une teneur en eau fixée à $w = 1\%$. Il reste à généraliser cette loi pour une teneur en eau quelconque.

2.2.3.3 Influence de la teneur en eau de l'empilement sur le Splash

Nous venons d'étudier l'effet de la force capillaire sur le Splash en faisant varier le nombre de Bond et en fixant la teneur en eau. Nous avons montré qu'il existe un nombre de Bond critique au-dessous duquel le processus Splash est modifié par la cohésion de l'empilement et donc l'effet principal est de réduire le nombre d'éjectats et d'augmenter le seuil critique d'éjection Fr_c . Nous souhaitons maintenant étudier l'effet de la teneur en eau pour un nombre de Bond fixé. Nous choisissons un nombre de Bond $Bo = 0.01$ et un angle d'impact $\theta_i = 10^\circ$ et nous faisons varier la teneur en eau w entre 0.025% et 1%. La figure 2.15 représente la variation du nombre de particules éjectées en fonction du nombre de Froude Fr pour différentes teneurs en eau massique. Pour un nombre de Froude donnée, le nombre d'éjectats diminue lorsque la teneur en eau augmente. Le nombre de Froude critique Fr_c tend à augmenter avec la teneur en eau tandis que la pente α décroît (figure 2.16). Les variations de Fr_c et α avec w peuvent être approchées

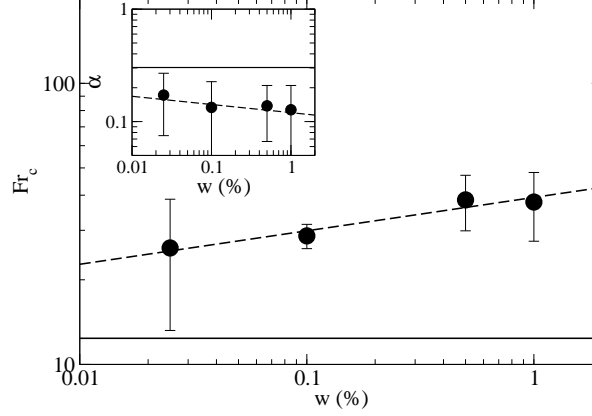


FIGURE 2.16 – Variation (a) du nombre de Froude critique Fr_c et (b) de la pente α en fonction de la teneur en eau w . Les droites horizontales correspondent au cas sec.

par les lois d'échelles suivantes :

$$Fr_c = Fr_c^{sec} \left(\frac{w}{w_c} \right)^{\delta_1} \quad \text{pour } w > w_c \quad (2.21)$$

$$\alpha = \alpha_{sec} \left(\frac{w}{w_c} \right)^{-\delta_2} \quad \text{pour } w > w_c \quad (2.22)$$

avec $\delta \equiv \delta_1 \approx \delta_2 \approx 0.1$ et $w_c \approx 10^{-4}\%$. On s'attend à ce que la valeur critique w_c dépende du nombre de Bond. Comme pour la dépendance avec le nombre de Froude, nous trouverons que les exposants des lois d'échelle pour le nombre de Froude critique et la pente sont identiques. On constate par ailleurs que l'influence de la teneur en eau sur le Splash est plus faible que celui du nombre de Bond. Nous avons en effet une loi d'échelle avec un exposant $\tau \approx 0.1$ relativement modeste comparé à l'exposant $\beta \approx 0.35$ trouvé pour la dépendance avec le nombre de Bond.

Au vu des résultats trouvés sur le nombre d'éjectats et de sa dépendance avec le nombre de Bond et de la teneur en eau, il est peut être tentant de combiner les deux lois d'échelles que nous avons établies et de conjecturer que le nombre de Bond critique Fr_c et la pente α suivent les lois suivantes :

$$Fr_c = \begin{cases} Fr_c^{sec} \left(\frac{Bo}{Bo_c^*} \right)^{-\beta} w^\delta & \text{pour } Bo < Bo_c^* w^{2/7} \\ Fr_c^{sec} & \text{for } Bo \geq Bo_c^* w^{2/7} \end{cases} \quad (2.23)$$

et

$$\alpha = \begin{cases} \alpha_{sec} \left(\frac{Bo}{Bo_c^*} \right)^\beta w^{-\delta} & \text{pour } Bo < Bo_c^* w^{2/7} \\ \alpha_{sec} & \text{pour } Bo \geq Bo_c^* w^{2/7} \end{cases} \quad (2.24)$$

où Bo_c^* est le nombre de Bond critique pour $w = 1\%$. Pour une teneur en eau quelconque, on conjecture que le nombre de Bond critique dépend de la teneur en eau et s'écrit : $Bo_c \approx Bo_c^* w^{2/7}$ (l'exposant $2/7$ correspond au rapport δ/β).

Si ces lois sont vérifiées, on peut alors exprimer la loi donnant le nombre d'éjectats pour un nombre de Bond et une teneur en eau quelconque comme :

$$\bar{N}_{ej} = \zeta_{sec} (1 - \bar{e}_{sec}^2) (Fr^* - Fr_c^{sec}) \quad (2.25)$$

où Fr^* est le nombre de Froude généralisé donné par

$$Fr^* = \begin{cases} Fr \left(\frac{Bo}{Bo_c^*} \right)^\beta w^{-\delta} & \text{pour } Bo < Bo_c \\ Fr & \text{pour } Bo > Bo_c \end{cases} \quad (2.26)$$

avec $Bo_c \approx 0.2w^{2/7}$, $\beta \approx 0.3$ et $\delta \approx 0.1$.

Pour valider cette loi, nous avons réalisé des simulations du processus Splash avec une teneur en eau de $w = 5\%$ et pour un nombre de Bond $Bo = 0.1$ et un angle d'impact $\theta_i = 10^\circ$ dont les résultats en termes de nombre d'éjectats sont présentés sur la figure 2.17. Nos données s'alignent sur la droite correspondant à l'Eq. 2.25 où le Froude généralisé suit la loi donnée par l'Eq. 2.26. Ceci montre que la loi d'échelle que nous avons conjecturé pour le nombre de Froude généralisé semble pertinente. Par contre, nous n'avons pas vérifié la dépendance du nombre de Bond critique en fonction de la teneur en eau.

2.3 Conclusion

Grâce aux simulations numériques, nous avons montré qu'il existe un nombre de Bond critique qui dépend de la teneur en eau au-dessus duquel le Splash reste inchangé par rapport au cas non-cohésif. Au-dessous de ce seuil, la cohésion de l'empilement modifie de façon significative le nombre d'éjectats. Par contre, aucun effet significatif n'est observé sur la loi de rebond quelque soit le nombre de Bond. Nous avons pu établir une loi sur le nombre d'éjectats qui prend en compte la cohésion d'un empilement à travers le nombre de Bond et la teneur en eau. Cette loi s'écrit de la façon suivante :

$$\bar{N}_{ej} = \zeta (1 - \bar{e}_{sec}^2) (Fr - Fr_c) \quad (2.27)$$

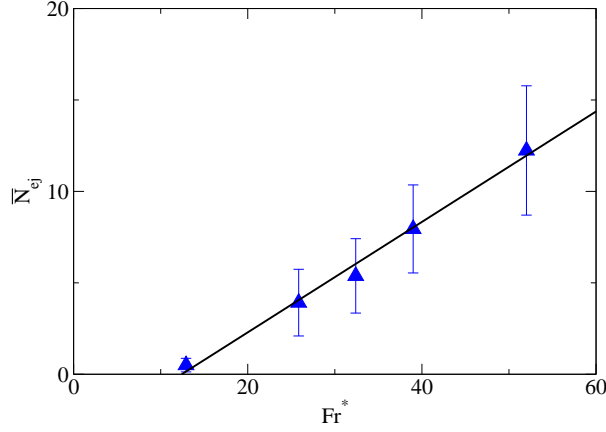


FIGURE 2.17 – Variation du nombre d'éjectats en fonction du Froude modifié Fr^* pour une teneur en eau $w = 5\%$, un nombre de Bond $Bo = 0.1$ et un angle d'impact $\theta_i = 10^\circ$. La droite en trait continu représente l'Eq. 2.26 correspondant aux paramètres de contrôle utilisés.

où le Froude critique et le paramètre ζ sont données par

$$Fr_c = \begin{cases} Fr_c^{sec} \left(\frac{Bo}{Bo_c^*} \right)^{-\beta} w^\delta & \text{pour } Bo < Bo_c \\ Fr_c^{sec} & \text{for } Bo \geq Bo_c \end{cases} \quad (2.28)$$

et

$$\zeta = \begin{cases} \zeta_{sec} \left(\frac{Bo}{Bo_c^*} \right)^\beta w^{-\delta} & \text{pour } Bo < Bo_c \\ \zeta_{sec} & \text{pour } Bo \geq Bo_c \end{cases} \quad (2.29)$$

avec $\beta \approx 0.35$, $\delta \approx 0.1$ et $Bo_c = Bo_c^* w^{2/7}$ où $Bo_c^* = 0.2$ est le nombre de Bond critique pour $w = 1\%$. Rappelons que cette loi a été établie à partir de simulations 2D et d'un modèle de cohésion simplifié. Il serait donc indispensable de valider cette loi par des expériences de Splash. Notre tentative expérimentale a échoué car nous avons travaillé avec un nombre de Bond trop élevé de 2.8 pour observer un effet de la cohésion sur le Splash. Si l'on utilise la loi que nous avons trouvée numériquement pour le nombre de Bond critique, nous obtenons une valeur critique de 0.3 pour les conditions expérimentales (i.e., $w = 4\%$). Selon notre prédiction numérique, il aurait fallu travailler avec un nombre de Bond 10 fois plus petit.

Chapitre 3

Transport de sable sec

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons au transport de sable sec. Les mesures dans une gamme de vitesses relativement faibles ($< 10 \text{ m/s}$) devraient confirmer les résultats assez nombreux dans la littérature concernant le transport de particules sphériques dans un régime établi de saltation (Creyssels et al., 2009; Ho, 2012). Dans ce travail, nous essayerons d’investiguer le transport de ces particules avec des vitesses de vent plus fortes. Le régime de saltation correspond à une concentration de particules dans l’air assez faible correspondant à un système dilué où les chocs entre particules peuvent être négligés. Alors que pour des vitesses de vent très élevées, on peut s’attendre à ce que cette concentration soit plus forte et que les collisions inter-particules ne soient plus négligeables. En effet, plusieurs études numériques récentes (Carneiro et al., 2013; Pähz and Durán, 2017) ont révélé l’existence d’une transition entre ce régime de saltation et un régime de collision qui se développe proche de la paroi pour des taux de cisaillement très élevés. C’est cette transition entre les régimes de saltation et de collision que nous nous appliquerons à montrer expérimentalement (Ralaiarisoa et al., 2020).

3.1 Dispositifs et protocole expérimentaux

3.1.1 Présentation de la soufflerie

Les expériences portant sur le transport éolien de sable ont été réalisées en soufflerie au Laboratoire de Thermique et d’Energie de Nantes (LTeN). La soufflerie (figure 3.1) fonctionne à circuit ouvert et comprend trois parties.

- La première partie du système, un moteur DELTALAB EA 130, est constituée :
- d’un ventilateur centrifuge entraîné par un moteur à induction. La vitesse de rotation du ventilateur est réglée à partir d’un variateur électronique de fréquence.

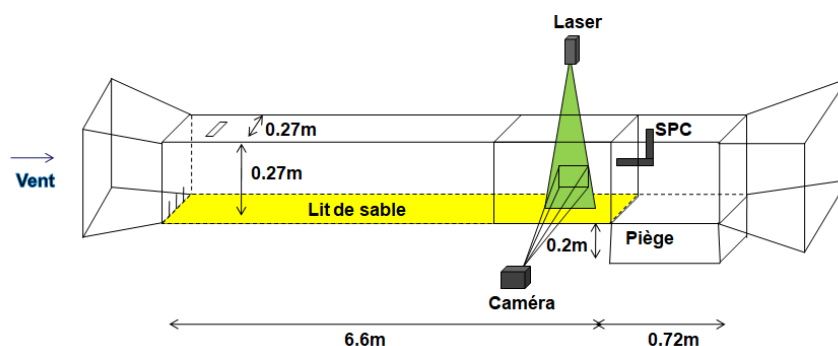


FIGURE 3.1 – Illustration de la soufflerie à Nantes.



FIGURE 3.2 – Soufflerie à Nantes.

- d'une chambre de tranquillisation qui permet de réduire la turbulence de l'écoulement d'air avant le passage dans la chambre de contraction. La chambre a une section carrée de $1.5 \times 1.5 m^2$ et comporte un filtre à poches, une structure en nid d'abeille d'une épaisseur de $90 mm$, de diamètre de maille de $8 mm$ ainsi que 3 grillages en tissu bronze.
- d'une chambre de contraction qui permet d'accélérer l'air vers la veine d'essais à une vitesse homogène. Ce segment convergent a une section carrée à la sortie de $0.30 \times 0.30 m^2$. La soufflerie peut générer une vitesse nominale d'écoulement d'air U_∞ pouvant varier de 0 à $30 m/s$.

La deuxième partie du système est constituée d'une veine d'essais de $6.60 m$ de long, de section $0.27 \times 0.27 m^2$ comprenant :

- une partie en plaque métallique de $2 mm$ d'épaisseur et faisant $5 m$ de long. Des spires de $0.15 m$ de hauteur sont placées en amont de la veine d'essais pour augmenter la turbulence. L'accès à l'intérieur de la zone se fait par la partie supérieure de la veine d'essais. En amont de la soufflerie, une fente est installée sur la veine d'essais permettant d'introduire des sondes de mesure ainsi que d'injecter un flux massique de sable imposé à l'aide d'une trémie entonnoir.
- une partie en verre de $1.60 m$ de long constituant la section d'étude. Ce segment transparent permet de visualiser l'écoulement et d'effectuer des

mesures par techniques optiques. L'accès à l'intérieur de la zone se fait par une ouverture latérale. Des appareils de mesure peuvent également être fixés dans la zone d'essais à l'aide d'une fente sur la partie supérieure de veine.

La première et la deuxième partie du système sont séparées de 1 *cm* pour placer une porte guillotine pour laisser passer ou empêcher l'écoulement de l'air à l'intérieur de la veine d'essai. La troisième partie du système fait 2 *m* de long et est constituée :

- d'un piège de 0.75 *m* de long et de 0.4 *m* de profondeur ;
- d'un divergent de $1.30 \times 1.30 \text{ m}^2$ de section en sortie avec un filtre pour éviter une perte de sable.

Cette dernière partie du système permet de récupérer le sable transporté au cours de l'expérience.

Réglage de la vitesse de rotation du ventilateur La mesure de la vitesse du vent a été faite avec un lit rigide (ou non-érodable) à l'aide d'un manomètre portable (FCO560). Le tube de Pitot est placé au centre de la veine, par rapport aux parois latérales, en $x_d = 5 \text{ m}$ à une hauteur $z_i = 12 \text{ cm}$. La variation de la vitesse de rotation du ventilateur (*RPM*) est pilotée manuellement. La vitesse de rotation du ventilateur peut être varié jusqu'à 80 *RPM* ($U_\infty \approx 30 \text{ m/s}$). La figure 3.3 montre une relation linéaire entre la vitesse du vent dans la veine d'essais et la vitesse de rotation du ventilateur :

$$U_\infty = 0.389 \text{ RPM} - 0.748 \quad (3.1)$$

L'incertitude absolue de mesure sur la manipulation du potentiomètre est de $\Delta \text{RPM} \approx 0.5$. La vitesse du vent évoluant linéairement avec la vitesse de rotation du ventilateur, l'incertitude relative sur la vitesse du vent est de $\Delta U_\infty / U_\infty = \Delta \text{RPM} / \text{RPM} < 3\%$.

Cette relation linéaire simplifie la procédure de mesure expérimentale. Elle évite de faire varier la vitesse de rotation du ventilateur par tâtonnement jusqu'à atteindre la vitesse de vent souhaitée au cours d'une mesure. Nous l'utilisons donc pour calculer la vitesse du vent U_∞ correspondant à une vitesse de rotation fixée du ventilateur.

3.1.2 Qualification de la couche limite turbulente dans la soufflerie

La calibration de la soufflerie a été effectuée par Franck Pajot (Pajot, 2001) au cours de sa thèse. Pour mesurer les profils de vitesse du vent et l'intensité de la turbulence pour différents régimes d'écoulement et rugosités du lit, il a utilisé

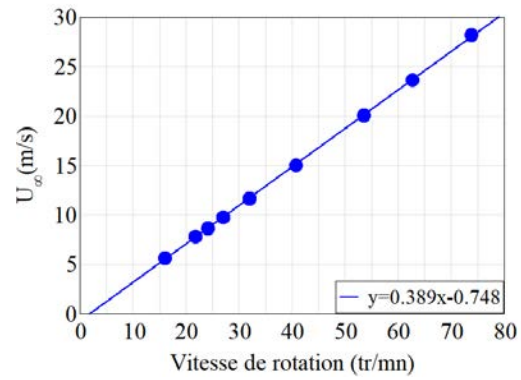


FIGURE 3.3 – Relation entre la vitesse du vent et la vitesse rotation du ventilateur.

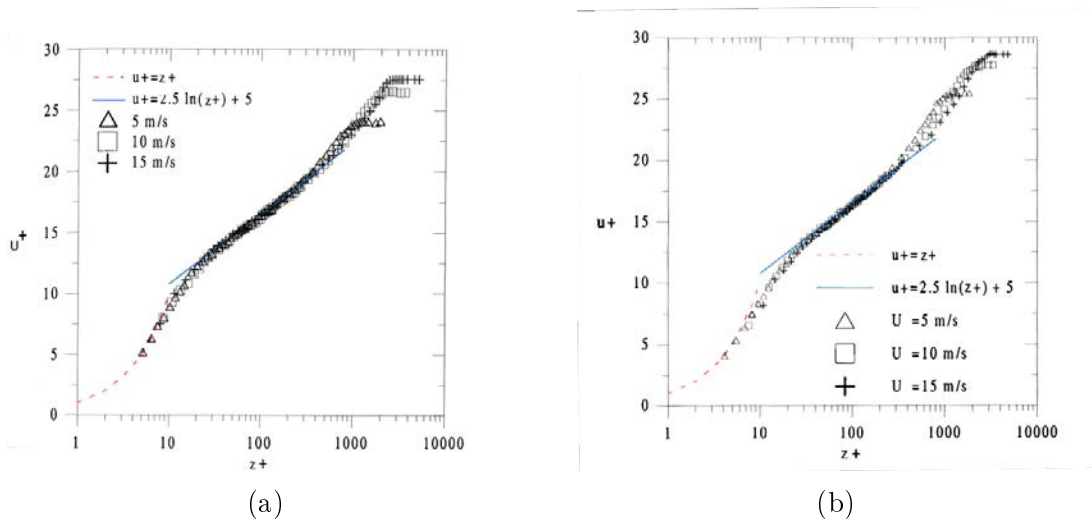


FIGURE 3.4 – Profil de vitesse moyenne U^+ en fonction de la hauteur z^+ (a) au-dessus d'une surface lisse et (b) d'une surface rugueuse. Figure extraite de Pajot (2001).

un anémomètre à fils chauds (EV 240-DeltaLab). L'anémomètre était placé en aval de la veine d'essais, à $x_d = 6 \text{ m}$.

Les profils de vitesse moyenne du vent ont été mesurés sur un lit lisse (en plaque d'acier) et sur un lit rugueux non-érodable (des particules fixées de $232 \mu\text{m}$ de diamètre) (figure 3.4). Soient :

$$U^+ = \frac{U}{u^*}$$

et

$$z^+ = \frac{u^*}{\nu} z$$

où U^+ et z^+ sont respectivement la vitesse et la hauteur adimensionnées, u^* la vitesse de frottement et ν la viscosité cinématique de l'air ($\nu = 1.43 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ à température ambiante). Les profils de vitesse de l'écoulement montrent quatre couches distinctes estimées comme suit :

- $z^+ < 10$: une sous-couche visqueuse proche du lit où le profil de vitesse suit une loi linéaire : $U^+ = z^+$;
- $10 < z^+ < 20$: une couche transitoire vers une couche logarithmique ;
- $20 < z^+ < 300$: une couche logarithmique où la vitesse du vent augmente avec la hauteur telle que : $U^+ = 2.5 \ln(z^+) + 5$;
- $z^+ > 300$: une couche influencée par le gradient de pression.

L'épaisseur de la couche limite δ dans la section d'étude peut être estimée comme étant la hauteur à laquelle la vitesse de l'écoulement d'air U est égale à 99% de la vitesse nominale de l'air U_∞ ($U = 99\% U_\infty$). Les mesures de Pajot donnent $\delta \approx 10 \text{ cm}$ pour $U_\infty = 5 \text{ m/s}$ et $\delta \approx 8 \text{ cm}$ pour $U_\infty = 15 \text{ m/s}$. Ces valeurs sont proches des valeurs théoriques obtenues à partir de la relation empirique :

$$\delta = 0.37 \frac{x_d}{Re_x^{1/5}} = 0.37 x_d^{4/5} \left(\frac{\nu}{U_\infty} \right)^{1/5}$$

où le nombre de Reynolds local à x_d est égal à $Re_x = U_\infty x_d / \nu$.

3.1.3 Matériau granulaire

Le sable utilisé dans cette étude est du sable de Fontainebleau (Sibelco NE 34). La figure 3.6 montre la distribution granulométrique du sable mesurée par diffraction laser (granulomètre laser CILAS 1180). Le diamètre médian des grains de sable est de $d = 200 \mu\text{m}$, de masse volumique $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$. Nous considérons dans notre étude la granulométrie réalisée par diffraction laser comme granulométrie de référence.

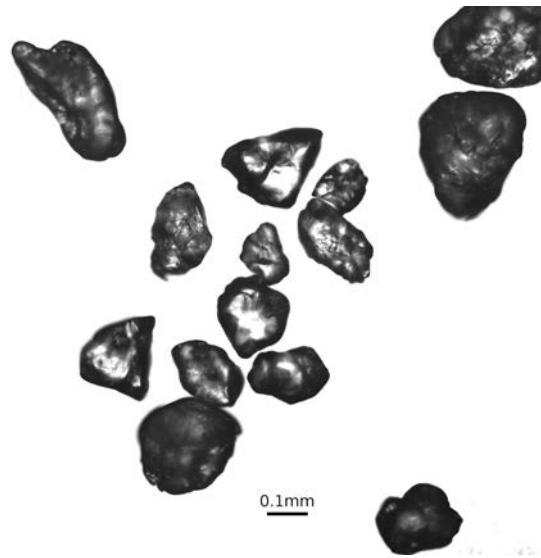


FIGURE 3.5 – Echantillon de sable utilisé dans les expériences ($\bar{d} = 200\mu m$).

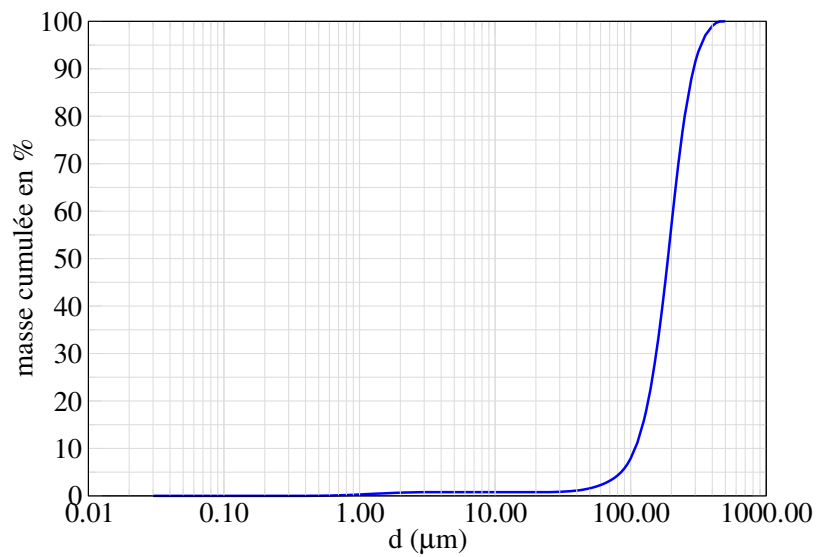


FIGURE 3.6 – Analyse granulométrique.

3.1.4 Mesure de la vitesse de l'air

Pour réaliser les mesures de profil de vitesse de vent, nous avons utilisé une série d'aiguilles placée en amont de la veine d'essais, à la position $x_d = 5 m$. Chaque aiguille est reliée à une jauge de pression (MKS Baratron) pour mesurer la pression de l'air à une hauteur donnée. Nous disposons de trois jauges de pression permettant de mesurer simultanément la pression de l'air sur trois différentes hauteurs (figure 3.7). Les jauges de pression mesurent avec une précision de $\pm 0.15\%$ et une résolution de 0.01% . Chaque mesure de profil de vitesse

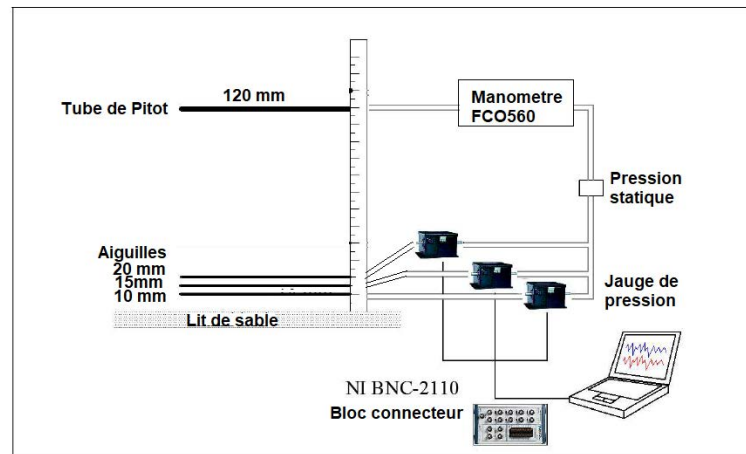


FIGURE 3.7 – Dispositif de mesure de profil de vitesse (figure extraire et modifiée de Ho (2012)).

est effectuée en deux étapes : (i) Trois aiguilles, fixées à une règle graduée, sont placées à l'intérieur de la couche limite en $z = 10, 15, 20 mm$. (ii) Les aiguilles sont ensuite déplacées à $z = 25, 30, 40 mm$ afin d'avoir six hauteurs de mesure en totalité. Un tube de Pitot est fixé à l'extérieur de la couche limite, à une hauteur de $z = 120 mm$ du lit. Les signaux numériques de pression sont transmis à un ordinateur par le biais d'un bloc de connexion "National Instrument" (BNC 2110) et sont traités avec le logiciel Labview. La pression de l'air mesurée est la pression dynamique locale P_d qui est la différence entre la pression totale de l'écoulement au point de stagnation et la pression statique mesurée par le tube de Pitot placé dans la même section et à l'extérieur de la couche limite. La vitesse de l'écoulement peut alors être estimée à partir de la relation :

$$P_d = \frac{1}{2} \rho_a U^2 \quad (3.2)$$

où ρ_a est la densité de l'air égale à $\rho_a = 1.204 kg/m^3$ à $20^\circ C$. Les jauges de pression ont une gamme de mesure allant jusqu'à $133 Pa$, soit une vitesse d'écou-

lement de 18 m/s .

Les vitesses d'écoulement mesurées à différentes hauteurs nous permettent de déterminer le profil de vitesse et les caractéristiques de la couche logarithmique à partir de la loi :

$$U(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3.3)$$

où la vitesse de frottement u^* et la rugosité aérodynamique z_0 sont obtenues par ajustement logarithmique.

Pour réaliser les mesures de la vitesse nominale de l'air (U_∞) supérieure à la limite des jauges de pression, le tube de Pitot est fixé à la hauteur $z = 12 \text{ cm}$ du lit et est relié à un manomètre portable (FCO560) permettant de mesurer jusqu'à une pression différentielle de 2000 Pa équivaut à $U = 70 \text{ m/s}$.

Incertitude de mesure Le calcul d'incertitude sur la mesure de la vitesse du vent a été réalisé par Ho (2012). A partir de l'Eq. 3.2, l'incertitude relative sur la vitesse du vent U est donnée par :

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta P_d}{P_d} + \frac{\Delta \rho_a}{\rho_a} \right) \quad (3.4)$$

L'incertitude absolue de la mesure de pression est de 0.5 Pa et l'incertitude sur la densité de l'air dépend de la variation de température. Pour une variation de la température ambiante de 5° C , l'incertitude absolue $\Delta \rho_a \approx 0.02 \text{ kg/m}^3$. Ainsi, pour une vitesse nominale de vent $U_\infty = 5 \text{ m/s}$, l'incertitude relative de la mesure de la vitesse du vent est de 5% pour les mesures en $z_i = 10 \text{ mm}$ et de 2% pour les mesures en $z_i = 40 \text{ mm}$. Pour des mesures à des vitesses nominales plus élevées, l'incertitude de mesure diminue.

A partir de l'Eq. 3.3, l'incertitude relative sur la vitesse de frottement de l'air u^* et la rugosité aérodynamique z_0 peut être calculée à partir de l'expression :

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\Delta u^*}{u^*} + \frac{\Delta z}{z \ln(z/z_0)} + \frac{\Delta z}{z \ln(z/z_0)} \quad (3.5)$$

L'incertitude sur la position de z est de $\Delta z \approx 0.2 \text{ mm}$, ce qui donne $\Delta z/z < 2\%$. En négligeant l'incertitude sur la position z et en supposant que les incertitudes sur u^* et z_0 sont indépendantes :

$$\begin{cases} \frac{\Delta u^*}{u^*} \approx \max \left[\frac{\Delta U_i}{U_i} \right] \\ \frac{\Delta z_0}{z_0} \approx \max \left[\frac{\Delta U_i}{U_i} \ln(z_i/z_0) \right] \end{cases} \quad (3.6)$$

avec U_i la vitesse du vent mesurée à l'altitude z_i . Le tableau 3.1 indique les incertitudes de mesures sur u^* et z_0 pour des vitesses nominales de 5 et 10 m/s . A noter que ces incertitudes ne tiennent pas compte de l'incertitude sur la position z .

U_∞ (m/s)	$\Delta u^*/u^*$	$\Delta z_0/z_0$
5	5%	13%
10	3%	8%

TABLEAU 3.1 – Incertitude sur u^* et z_0

3.1.5 Mesure du Flux massique transporté

3.1.5.1 Mesure de flux par pesée

La quantité de sable transporté au cours d'une mesure est récupérée dans le piège et le divergent situés à la sortie de la veine d'essais et ensuite pesée. Le piège, se situant en aval de la veine d'essais fait 750 mm de long et 270 mm de large. Le piège seul n'est pas totalement efficace, particulièrement à vitesse de vent fort où la longueur de saltation peut être supérieure à la longueur du piège (figure 3.8). En effet, une partie du sable est également collectée dans la divergente.

Nous obtenons alors le flux massique Q par pesée :

$$Q = \frac{M}{W_{eff} \times t} \quad (3.7)$$

où M est la masse totale de sable récupéré, W_{eff} la largeur effective de la soufflerie et t la durée de la mesure. La largeur effective est égale par :

$$W_{eff} = \frac{W}{2.3} \quad (3.8)$$

où W est la largeur de la soufflerie.

La relation donnée par l'Eq. 3.8 a été déterminée par Ho (2012) afin de prendre

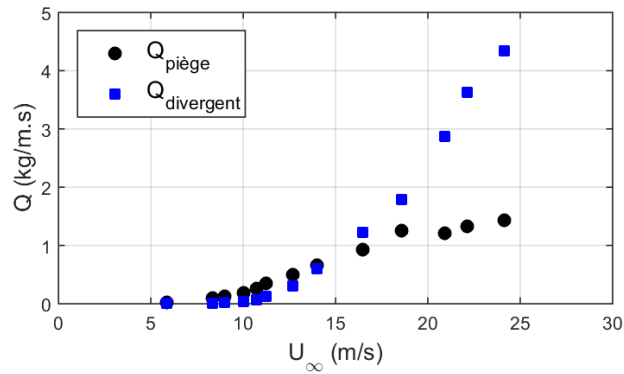


FIGURE 3.8 – Flux issu du piège et du divergent

en compte la réduction du flux massique due à la présence de couche limite latérale générée par les parois de la soufflerie pour des vitesses nominales de vent $U_\infty < 10 \text{ m/s}$. Pour quantifier cette variation du flux dans la direction transverse, Ho (2012) a mené des mesures de flux en soufflerie avec un piège à sable constitué de 45×19 mailles verticales de $16 \times 14 \text{ mm}^2$ de section chacune. A l'aide de ce dispositif, il peut calculer le flux transporté Q_0 au centre de l'écoulement, où le sable transporté n'est pas altéré par la couche limite latérale :

$$Q_0 = \frac{M_0}{W_0 \times t} \quad (3.9)$$

avec W_0 la largeur latérale des mailles et M_0 la masse de sable récupérée sur W_0 . Le flux massique Q_0 est comparé avec le flux massique Q^* :

$$Q^* = \frac{M}{W \times t} \quad (3.10)$$

Ho (2012) a trouvé que Q_0 est près de deux fois plus grande que Q^* tel que :

$$f_Q = \frac{Q_0}{Q^*} \approx 2.3 \pm 0.2 \quad (3.11)$$

Il retrouve également que le rapport f_Q est invariant avec l'intensité du vent et la taille des particules (figure 3.9). Il introduit alors la largeur effective :

$$W_{eff} = \frac{W}{f_Q} \quad (3.12)$$

La durée de nos mesures varie entre 10 et 300 secondes. La durée est choisie de manière à ce qu'à la fin de la mesure :

- la surface du lit granulaire dans la veine ne change pas de manière significative soit par une érosion nette du lit à forte vitesse de vent soit par la formation de rides de sable.
- la quantité de sable récupérée soit raisonnable et mesurable.

Incertitude de mesure Nous évaluons l'incertitude de mesure du flux Q en utilisant l'Eq. 3.7 :

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta W_{eff}}{W_{eff}} + \frac{\Delta t}{t} < 20\% \quad (3.13)$$

avec l'estimation de l'incertitude sur :

- la masse M , $\Delta M/M \approx 1\%$ qui résulte essentiellement de la perte de sable lors du processus de collecte du sable dans la piège et le divergent ;
- le temps t , $\Delta t/t \approx 10\%$;
- la largeur efficace W_{eff} , $\Delta W_{eff}/W_{eff} = \Delta f_Q/f_Q \approx 10\%$.

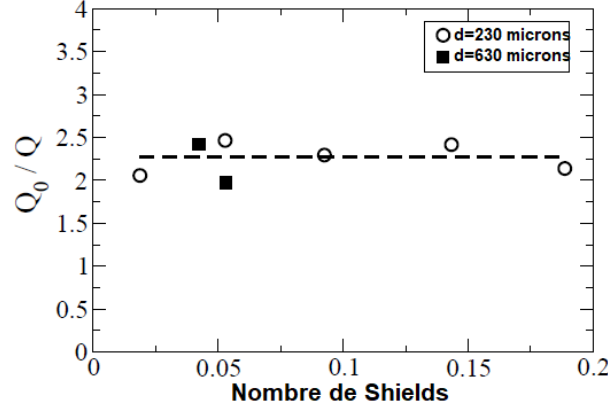


FIGURE 3.9 – Rapport du flux transporté Q_0/Q en fonction du nombre de Shields. Figure extraite de Ho (2012).

3.1.5.2 Mesure de flux massique par compteur de particules (SPC)

Pour déterminer la densité de flux massique q à la hauteur z , nous avons utilisé un *Snow Particle Counter* (SPC) qui repose sur une méthode optique. Le SPC est placé à la sortie de la veine, à la position $x = 6.6 \text{ m}$. Les mesures optiques sont réalisées sur quatre hauteurs différentes de la veine d'essais ($z = 30, 40, 63, 120 \text{ mm}$)(figure 3.10a). Les particules transportées traversent un faisceau optique de section $2 \times 25 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur $e = 0.5 \text{ mm}$ centré à la hauteur de mesure z .

Le SPC mesure la surface de l'ombre portée par la particule quand elle croise le faisceau (figure 3.10b). Cette surface d'obturation génère un pic sur le signal de la photo diode dont le maximum est proportionnel à la surface d'obturation maximale générée par le passage de la particule. Sur cette base de mesure, on fait l'hypothèse que la particule est sphérique. Ainsi, le capteur nous retourne le diamètre équivalent d'une particule sphérique ayant la même surface d'obturation. Le capteur discrétise ce signal et nous retourne le nombre de particules par classe de tailles (32 classes allant de 40 à 500 μm de diamètre) toutes les secondes.

Le SPC permet ainsi d'accéder à :

- la granulométrie des particules transportées ;
- l'évolution temporelle du flux telle que la densité de flux instantanée q_t est obtenue à partir de la relation suivante :

$$q_t = \frac{1}{S \times T_e} \sum_{n=1}^{32} x_n \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_n}{2} \right)^3 \rho_p \quad (3.14)$$

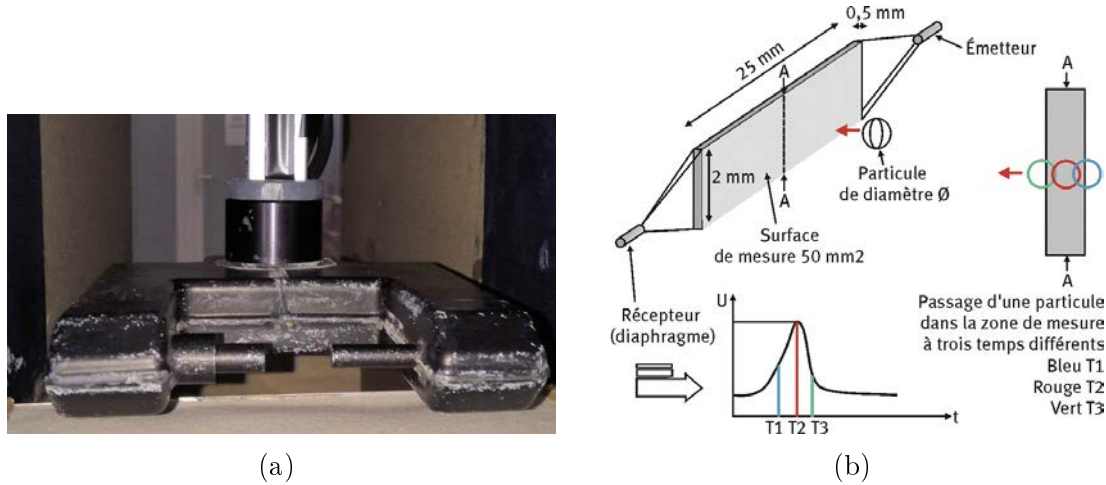


FIGURE 3.10 – (a) SPC à $z = 30\text{mm}$ du lit. (b) Principe de mesure du SPC (figure extraite de Bellot and Bouvet (2010)).

où x_n est le nombre de particules détectées dans la classe de taille n , d_n le diamètre moyen des particules de la classe n , ρ_p la masse volumique de la particule, S la section du faisceau, T_e la période d'échantillonnage correspondant à 1 seconde. Remarquons que le fait de pouvoir suivre la variation temporelle du flux au cours du transport a un intérêt majeur dans notre étude ;

- la densité de flux moyenne $q(z)$ à la hauteur z au cours d'une mesure qui est donnée par la relation :

$$q(z) = \frac{1}{t} \sum_1^t q_t \quad (3.15)$$

où t est la durée de la mesure.

Flux massique par intégration Le flux massique Q_{SPC} peut être calculé en intégrant la densité de flux massique obtenu par SPC suivant la hauteur tel que :

$$Q_{SPC} = \int_0^\infty q(z) dz = \sum q(z) dz \quad (3.16)$$

On s'attend à ce que la valeur de Q_{SPC} soit la même que le flux massique Q obtenu par pesée :

$$Q_{SPC} = Q \quad (3.17)$$

Qualification du SPC Le SPC que nous avons utilisé dans nos mesures expérimentales en soufflerie au LTeN Nantes a été utilisé de nombreuses années auparavant pour des mesures de transport éolien de neige in-situ, en Antarctique. Par ailleurs, il se trouve que nous n'avions pas effectué des mesures de calibration avant notre première utilisation de ce SPC sur le transport éolien de sable sec et humide en soufflerie. Des mesures expérimentales en soufflerie ont donc été réalisées avant d'avoir fait des mesures de calibration du SPC.

Nous effectuons des tests de calibration. Les mesures de calibration et de qualification du SPC sont détaillées dans l'Annexe A. Nous observons qu'il y a un décalage entre le diamètre de particule attendu et mesuré par le SPC. Un décalage peut être observé lorsque le SPC est soumis à un changement de température. En Antarctique, le SPC était calibré et utilisé pour des conditions de température négative. En soufflerie, à Nantes, il est utilisé dans des conditions de température positive. Une recalibration du SPC est réalisé pour ajuster ce décalage.

Nous observons ensuite que les petites tailles de particules sont comptées double. Ce double comptage observé est spécifique au SPC que nous utilisons du fait de son ancienneté. Nous assimilons ce double comptage comme étant un bruit électronique des signaux émis affectant les données à des plus petites particules (Mikami et al., 2005). Nous réalisons des expérience-tests avec le SPC pour requalifier l'intervalle d'utilisation de l'appareil. A l'issue de la requalification, nous considérons uniquement les tailles de particules supérieures à $170 \mu m$.

La comparaison entre la granulométrie laser, qui est la granulométrie de référence, et la granulométrie obtenue à partir du SPC requalifié (figure 3.11) montre une allure similaire, avec un diamètre médian de la granulométrie SPC un peu plus grand que celui de référence.

Etant donné que des mesures expérimentales ont été réalisées avec le SPC avant sa recalibration, nous prenons en compte la qualification du SPC dans le traitement des données acquises avant la recalibration. La figure 3.12 compare les flux massiques Q_{SPC} , obtenus par intégration des données de SPC avant et après la recalibration, avec les flux massiques Q obtenus par pesée, à des vitesses nominales variant de 5 à 11 m/s . La qualification du SPC a été considérée dans les traitements de données. Les flux massiques Q_{SPC} mesurés avant la recalibration sont cohérents avec les flux Q_{SPC} mesurés après la recalibration. Le flux Q et Q_{SPC} montre une linéarité avec un rapport $b = Q/Q_{SPC} \approx 6$.

Ho (2012) trouve un rapport similaire ($Q/Q_{PTV} \approx 5$) pour des particules de diamètre $d = 230 \mu m$, où le flux massique Q_{PTV} est calculé en intégrant la densité de flux obtenue par la méthode d'imagerie PTV. Ho (2012) lie ce rapport avec la largeur du volume de mesure. Notons également que le flux intégré ne prend pas en compte les particules transportées par reptation.

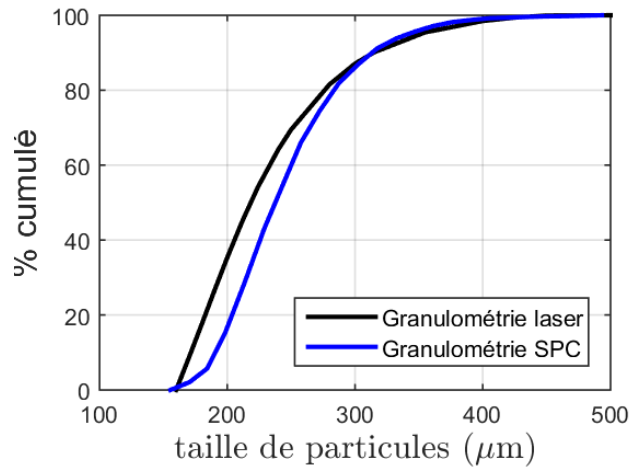


FIGURE 3.11 – Comparaison entre la granulométrie laser (en noir), qui est la granulométrie de référence, et la granulométrie obtenue à partir du SPC requalifié (en bleu).

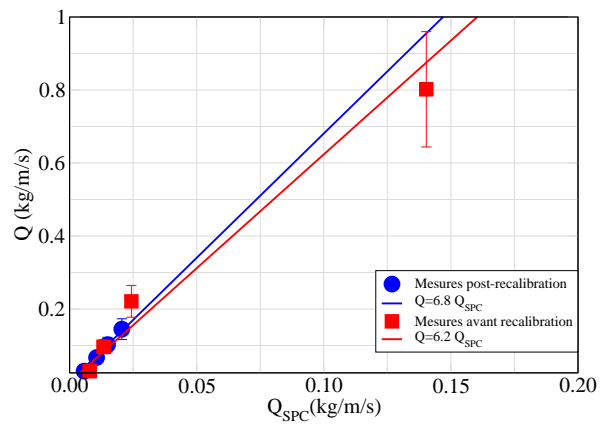


FIGURE 3.12 – Comparaison entre les flux massiques obtenus par pesée Q et obtenus par SPC Q_{SPC} .

Effet de superposition des particules Lorsque les particules qui traversent le volume de mesure sont extrêmement denses, il peut y avoir une superposition des particules détectées. Il en résulte que le nombre de particules va être sous-estimé et la taille des particules vont être sur-estimée (Mikami et al., 2005). Pour vérifier cette possibilité, nous traitons les mêmes données SPC que celles utilisées dans la figure 3.12 avant la recalibration. La figure 3.13 montre les flux massiques Q et Q_{SPC} pour des vitesses de vent U_∞ variant de 5.5 m/s à 24.2 m/s . Le rapport Q/Q_{SPC} passe de 6.2 à 4.4 à partir d'une vitesse de vent de 13.3 m/s . Cette diminution du rapport Q/Q_{SPC} pourrait indiquer, qu'au-delà d'une vitesse de vent donnée, le SPC sur-estime le flux massique transporté par effet de superposition. Par conséquent, un coefficient de correction $a = 4.4/6.2 = 0.7$ est porté sur les flux massiques intégrés Q_{SPC} à partir de $U_\infty = 13.3 \text{ m/s}$.

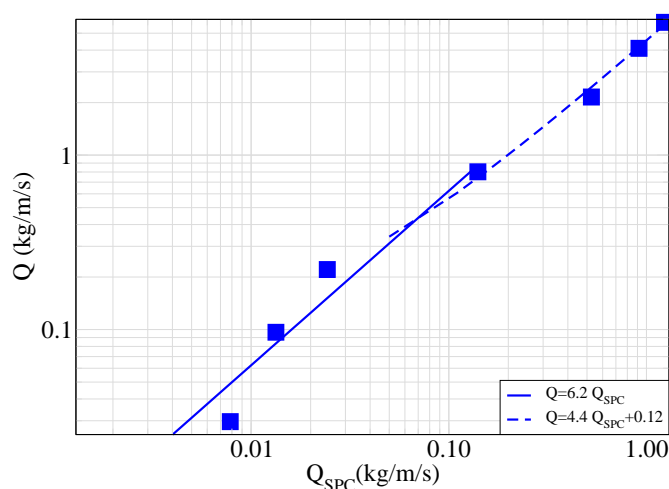


FIGURE 3.13 – Effet de superposition des particules par comparaison entre flux massiques obtenus par pesée Q et obtenus par SPC Q_{SPC} .

Incertitude de mesure L'incertitude de mesure de flux par SPC porte sur la discrétisation des classes de particules. Elle est calculée en utilisant une méthode de propagation d'incertitudes basée sur l'approximation de Taylor (Bellot et al., 2011) :

$$\Delta^2 V = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial V}{\partial V_i} \Delta V_i \right)^2 \quad (3.18)$$

$$\Delta^2 V = \sum_{i=1}^N (n_i \cdot 4\pi r_i^2 \cdot \Delta r_i)^2 \quad (3.19)$$

$$\Delta^2 V = \sum_{i=1}^N (n_i \cdot 4\pi r_i^2 \cdot \Delta r_i)^2 \quad (3.20)$$

$$\Delta V = \sqrt{\sum_{i=1}^N n_i \cdot (4\pi r_i^2 \cdot \Delta r_i)^2} \quad (3.21)$$

$$\frac{\Delta q_{SPC}}{q_{SPC}} \approx \frac{\Delta V}{V} \quad (3.22)$$

avec N le nombre de classes de particules, ΔV_i l'incertitude sur le volume des particules de la classe i , Δr_i l'incertitude sur le rayon des particules de la classe i .

L'incertitude sur le rayon des particules de la classe i est évaluée suivant une loi uniforme : avec A_i l'amplitude de la classe i .

3.1.6 Mesures optiques

Système d'acquisition d'image Les particules se déplacent principalement dans le plan, les déplacements latéraux sont limités. Nous effectuons donc des mesures à 2 dimensions. Pour cela, les dispositifs de mesure sont placés à 5.6 m de l'entrée de la soufflerie, au niveau de la partie vitrée. Nous utilisons un laser double-impulsion (Dual Power TR) comme source lumineuse et une caméra rapide (FASTCAM Mini UX100) qui fait 1280×1024 pixels pour l'acquisition d'images. Le faisceau laser est transformé en nappe laser. L'épaisseur de la nappe laser est d'environ $W_{laser} \approx 2$ mm. La nappe laser est placée à mi-distance entre les parois latérales de la veine d'essais. La caméra est placée perpendiculairement au laser. La résolution spatiale de la caméra est de 78 pixels/mm. Le pas d'échantillonnage dt est choisi de manière à voir un déplacement des particules d'environ $1d$ ($d = 200$ μm , soit 15 pixels). A faible vitesse de vent, avec une vitesse de particules estimée à 1 m/s, nous choisissons $dt = 200$ μs . A forte vitesse, nous choisissons $dt = 50$ μs .

Traitement d'image Les images sont traitées pour extraire la position du centre de masse des particules pour chaque image. Le traitement d'images est effectué sur ImageJ. Dans un premier temps, les images sont binarisées. Pour cela, les images sont d'abord transformées en échelle de gris. Ensuite, nous essayons de définir un niveau de seuillage qui consiste à choisir l'intensité maximale du niveau de gris permettant d'isoler les particules du fond de l'image. Pour

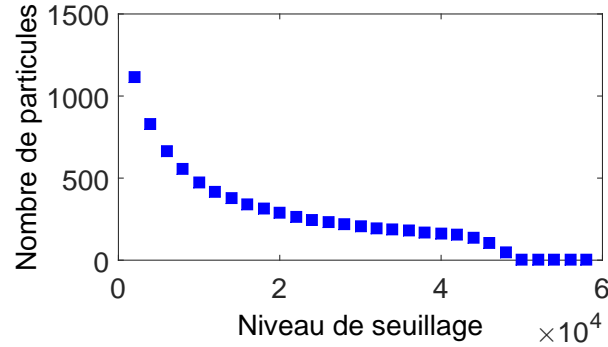


FIGURE 3.14 – Nombre de particules détectées en fonction du niveau de seuillage pour une vitesse de vent $U_\infty = 7 \text{ m/s}$.

évaluer cette valeur seuil, nous devons prendre en compte le fait qu’une valeur trop faible (ou trop élevée) du seuil peut entraîner une sur-estimation (ou une sous-estimation) du nombre de particules détectées. Nous représentons dans la figure 3.14 la variation du nombre de particules détectées en fonction de la valeur seuil. Nous pouvons observer une décroissance du nombre de particules avec la valeur seuil, suivie d’un plateau et de nouveau une décroissance. Nous définissons ainsi la valeur seuil dans la gamme de valeur où le nombre de particules est constant.

Vitesse des particules La vitesse moyenne des particules est calculée par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). La PIV est une technique optique permettant de déterminer le champ de vecteurs vitesses des particules (Dantec-Dynamics). Les images sont traitées avec le logiciel *DynamicStudio*. L’idée de base du traitement d’images consiste à découper chaque paire d’images en plusieurs sous-images appelées fenêtres d’interrogation. Le champ de vitesse instantanée est ensuite déduit par inter-corrélation entre les deux images de chaque paire.

3.1.7 Protocole expérimental

Pour réaliser nos mesures expérimentales, nous avons adopté le protocole suivant : Un lit de sable d’une épaisseur de 2 cm est mis en place. Le sable est étalé et aplani sur la longueur de la veine d’essais. L’entrée de la veine d’essais est ensuite fermée à l’aide d’une porte à guillotine. Le moteur de la soufflerie est mis en marche et la porte à guillotine est ré-ouverte. Selon la variable mesurée, sont enregistrés au cours d’expériences indépendantes :

- les signaux de pression d’air pour déterminer la vitesse de l’air ;

- les images par caméra vidéo pour déterminer la vitesse des particules et le profil de concentration ;
- le nombre et la taille des particules transportées par SPC pour mesurer la densité de flux massique à une hauteur z donnée ;

A la fin du temps de mesure, la porte à guillotine est refermée et le moteur mis à l'arrêt. Une autre variable mesurée est le flux massique par pesée dont le sable transporté est récupéré à la fin du temps de mesure.

Le tableau 3.2 présente la durée et la fréquence d'échantillonnage choisies au cours des mesures expérimentales.

Mesure	Durée (s)	Fréquence d'échantillonnage(Hz)
Pression de l'air	15 - 60	1
Images par caméra vidéo	15 - 60	5000 - 20 000
SPC	15 - 300	1
Flux par pesée	15 - 300	-

TABLEAU 3.2 – Durée et fréquence d'échantillonnage

3.2 Résultats et discussions

Dans cette section, nous utiliserons les différents outils décrits précédemment pour caractériser le transport de sable sec dans une large gamme de vitesse de vent. Ceci devrait nous permettre de détecter éventuellement la présence de transition entre différents régimes de transport. Nous mesurerons en particulier les profils de vitesse de l'air et des particules et le profil de concentration de celles-ci. Une mesure de flux massique global permettrait de déterminer les lois de transport.

3.2.1 Vitesse de l'air

La figure 3.15 montre les profils de vitesse du vent pour des vitesses nominales de vent U_∞ variant de 5 à 19 m/s . Les profils de vitesse sont mesurés en présence de lit érodable (donc en présence de transport). Dans notre étude, la vitesse nominale du vent correspond à la vitesse de l'écoulement de l'air mesurée à la hauteur $z = 12\text{ cm}$.

Rappelons que le profil de vitesse du vent peut-être approximé par une loi logarithmique :

$$U(z) = \frac{u^*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (3.23)$$

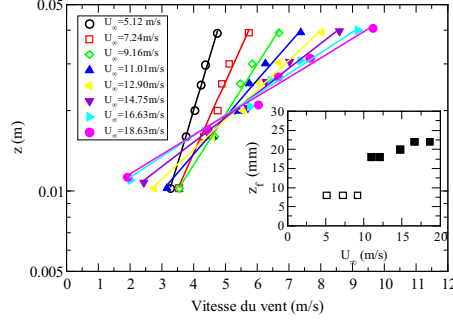


FIGURE 3.15 – Profils de vitesse à différentes vitesses nominales de vent U_∞ : Les données s’ajustent avec la loi logarithmique donnée par l’Eq. 3.23 . Dans l’insert, nous présentons la variation de la hauteur du point focal en fonction de U_∞ .

avec u^* la vitesse de frottement de l’air, z_0 la longueur de la rugosité aérodynamique et k la constante de Von Karman. A partir du profil de vitesse, l’Eq. 3.23 permet de déterminer u^* et z_0 par ajustement logarithmique. L’évolution de u^* et z_0 est représentée par la figure 3.16. Pour des vitesses de vent inférieures à $U_\infty = 10 \text{ m/s}$, Ho (2012) a indiqué que la vitesse de frottement de l’air u^* évolue linéairement avec la vitesse nominale de l’air U_∞ :

$$u^* = \alpha U_\infty + \beta \quad (3.24)$$

avec $\alpha = 0.130$ et $\beta = -0.320$. Nos données, pour une gamme de vitesse plus élargie, peuvent être ajustées avec l’Eq. 3.24. Nous trouvons $\alpha = 0.143$ et $\beta = -0.347$. La figure 3.16b montre que la rugosité aérodynamique augmente avec la vitesse du vent sous l’effet de transport.

Le point focal Dans le régime de saltation $U_\infty \leq 10 \text{ m/s}$, les profils de vitesse convergent vers un point focal (figure 3.15) (Bagnold, 1936). En considérant le point focal, le profil logarithmique de vitesse peut être exprimé par :

$$U(z) = U_f + \frac{u^*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_f} \right) \quad (3.25)$$

avec U_f la vitesse du vent au point focal à la hauteur z_f . A partir des équations Eq. 3.23 et Eq. 3.25, la hauteur de la rugosité aérodynamique z_0 est exprimée en fonction de la vitesse de frottement u^* et des paramètres U_f et z_f du point focal :

$$z_0 = z_f \exp \left(\frac{-kU_f}{u^*} \right) \quad (3.26)$$

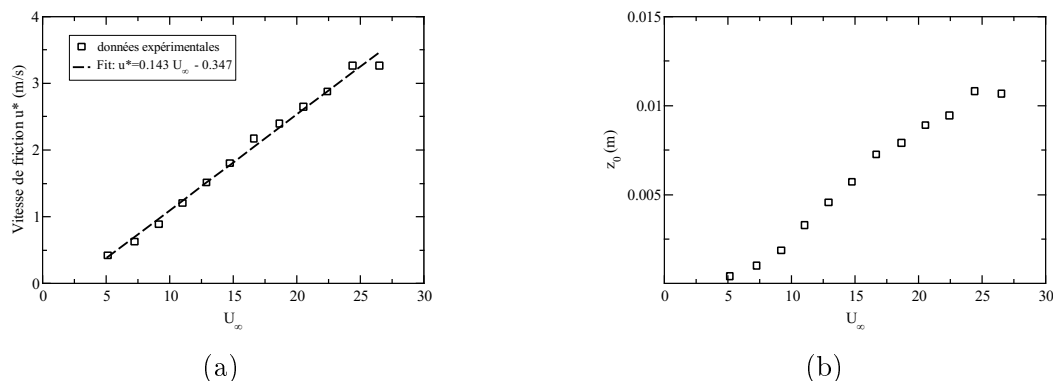


FIGURE 3.16 – (a) L'évolution de la vitesse de frottement du vent u^* et (b) de la longueur de la rugosité aérodynamique z_0 en fonction de la vitesse nominale du vent U_∞ .

Ho (2012) a obtenu des valeurs de $U_f = 60 \sqrt{gd}$ et $z_f = 35d$. L'ajustement de nos données avec l'Eq. 3.26 donne $U_f = 3 \text{ m/s}$ ($68 \sqrt{gd}$) et $z_f = 8 \text{ mm}$ ($40d$).

L'insert de la figure 3.15 met en évidence le fait qu'au-delà d'une vitesse de vent ($U_\infty \approx 10 \text{ m/s}$ correspondant à $S_c^* \approx 0.3$), les profils ne convergent plus vers ce même point focal. Nous pouvons par ailleurs observer l'apparition de points pseudo-focaux correspondant à l'intersection de deux profils de vitesse successifs. La transition du point focal vers des points pseudo-focaux constitue un premier signe d'une éventuelle transition du régime de saltation vers un régime collisionnel. Il apparaît que dans ce régime collisionnel, l'altitude z_f des points pseudo-focaux augmente avec l'intensité du vent. Cette augmentation de z_f indique que, dans ce régime à fortes vitesses, l'épaisseur de la couche de transport va augmenter avec la vitesse du vent.

3.2.2 Vitesse de particules

Les mesures de PIV ont permis d'extraire les profils de vitesse moyenne des particules (figure 3.17). On note que la vitesse horizontale de particules augmente avec la hauteur pour toutes les valeurs de vitesse de vent. Comme cela a été montré par Ho et al. (2011), pour des vitesses de vent relativement faibles (régime de saltation), nos mesures confirment le fait que la vitesse de particules dans la zone de couche de saltation ($z < z_f = 40d$) reste presque insensible à la variation de l'intensité de la vitesse du vent. Par contre, pour des vitesses de vent plus importantes (régime collisionnel), la vitesse de particules, dans cette zone, augmente sensiblement quand la vitesse du vent augmente. Ce comportement différent dans les deux régimes se manifeste aussi à travers la vitesse de frottement

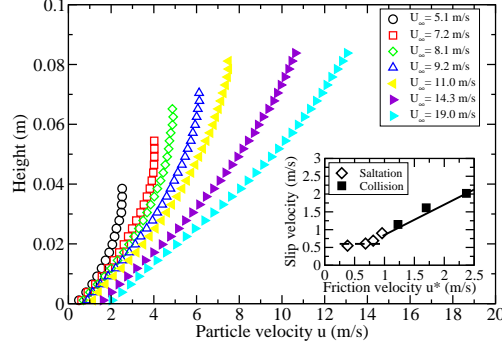


FIGURE 3.17 – Vitesse horizontale moyenne des particules suivant la hauteur pour différentes vitesses d’écoulement. En insert, la variation de la vitesse de frottement basal en fonction de la vitesse de frottement u^* .

basal (vitesse de frottement extrapolée au niveau du lit de sable). L’insert de la figure 3.17 montre que cette vitesse de frottement reste invariante dans le régime de saltation alors qu’elle évolue linéairement dans le régime collisionnel selon la loi $u_{slip} = 0.85u^*$.

3.2.3 Flux massique transporté

Profil de densité de flux La figure 3.18 représente les profils de densité de flux massique mesurés à partir du SPC. Pour toutes les vitesses de vent explorées, la densité de flux massique décroît exponentiellement avec l’altitude suivant la loi :

$$q(z) = q_0 \exp\left(\frac{-z}{l_q}\right) \quad (3.27)$$

avec q_0 la densité de flux massique à la surface du lit ($z = 0$) et l_q la longueur caractéristique de la décroissance exponentielle.

Cette tendance a été confirmée par des mesures issues de la PIV. Si l’on s’intéresse à l’évolution de la longueur caractéristique l_q , on remarque qu’elle se comporte différemment pour les faibles et fortes valeurs de vitesse de vent (ou nombre de Shields). En effet, la longueur caractéristique de décroissance l_q est constante ($l_q^{salt} \approx 95d$) pour les faibles valeurs du nombre de Shields (en régime de saltation) ce qui est conforme au résultat obtenu par Ho et al. (2011). Cette longueur caractéristique cesse d’être constante pour les vitesses de vent plus élevées (en régime collisionnel) et augmente avec le nombre de Shields (figure 3.19a). Dans ce régime collisionnel, l_q varie linéairement avec le nombre de Shields selon la loi : $l_q - l_q^{salt} \approx 108d(S^* - S_c^*)$. Cette augmentation de l_q indique que la hauteur de la couche de transport augmente quand le nombre de Shields augmente et fournit ainsi une explication naturelle de la disparition du point focal pour les

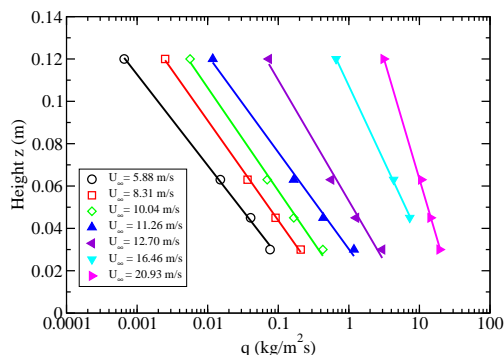


FIGURE 3.18 – Profil de densité de flux massique $q(z)$ pour différentes vitesses nominales de vent U_∞ .

profils de vitesse à forts nombres de Shields.

Contrairement à l_q , l'évolution de la densité de flux au niveau du lit q_0 avec le nombre de Shields ne montre aucune transition entre les faibles et fortes valeurs du nombre de Shields (figure 3.19b). En effet, q_0 suit une même loi linéaire en fonction du nombre de Shields pour toutes les vitesses de vent : $q_0 \approx 0.18\rho_p\sqrt{gd}(S^* - S_d^*)$.

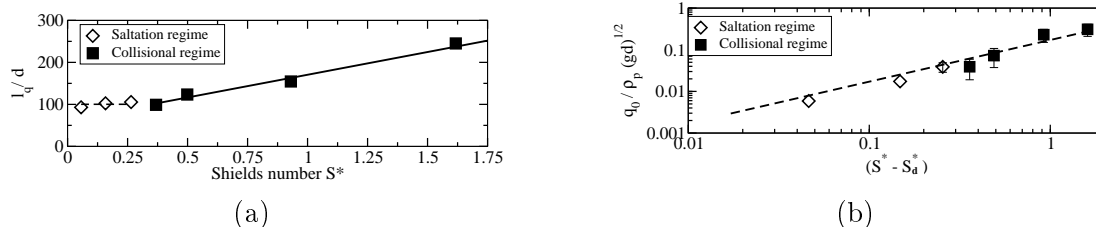


FIGURE 3.19 – Evolution (a) de la longueur caractéristique de décroissance l_q et (b) de la densité de flux massique q_0 en fonction du nombre de Shields.

Loi de transport La transition du régime de saltation vers un régime collisionnel est encore illustrée de façon plus claire par la variation du flux massique, mesuré par pesée, en fonction du nombre de Shields (figure 3.20). La figure 3.20 montre clairement un changement de comportement qui se produit à un nombre de Shields critique de $S_c^* \approx 0.3$ (correspondant à une vitesse nominale de vent de $U_\infty \approx 10.4 \text{ m/s}$). En effet, pour $S^* < S_c^*$, le flux massique Q évolue linéairement avec $(S^* - S_d^*)$ (où $S_d^* = 0.008$ est le nombre de Shields pour lequel il n'y a plus de transport), alors que pour $S^* > S_c^*$, l'évolution de Q dévie fortement de la tendance linéaire. Dans ce dernier régime, la variation du flux massique suit clairement une fonction non-linéaire du nombre de Shields : $Q \propto S^{*n}$ avec $n > 1$. Le meilleur ajustement des données aboutit à une valeur du coefficient $n = 1.8$ qui

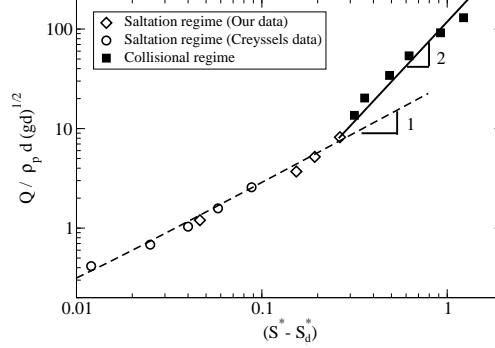


FIGURE 3.20 – Flux massique adimensionnée en fonction du nombre de Shields. Les données de Creysseles et al. (2009) en régime de saltation sont ajoutées dans la figure.

est proche de 2. Il est important de se rappeler que ce régime de transport à très forts nombres de Shields ($S^* > 0.7$) correspond à un nombre de Rouse inférieur à 2 (Julien, 1995), ce qui invite à prendre des précautions dans l’interprétation de ce régime dans la mesure où les fluctuations de vitesse liées à la turbulence commencent à être importantes et les particules peuvent éventuellement se trouver en suspension.

Les résultats exposés précédemment concernant les profils de vitesse de particules et de concentration de particules ont été confortés par ceux issus d’une étude numérique (Ralaiarisoa et al., 2020). L’évolution du flux massique, mesuré par pesée, avec le nombre de Shields a été comparée avec les résultats de cette étude numérique ainsi que d’autres références (Creysseles et al., 2009; Pasini and Jenkins, 2005). L’évolution du flux massique présenté sur la figure 3.21 montre aussi l’existence d’une transition entre les deux régimes différents. Les données numériques montrent une transition autour d’un nombre de Shields critique de $S_c^* = 0.1$. Au-delà de cette valeur, l’évolution du flux en fonction du nombre de Shields dévie de la tendance linéaire pour varier de façon quadratique avec le nombre de Shields ($Q \propto S^{*2}$).

Bien que le type de transition observée par l’étude numérique soit le même que celui étudié expérimentalement, on doit noter que l’accord entre les simulations et l’expérience n’est pas complet au niveau quantitatif. En effet, les simulations semblent surestimer de façon importante le flux massique et prédit une transition vers le régime collisionnel à un nombre de Shields critique faible comparé à celui trouvé expérimentalement ($S_c^{*simu} = 0.1$ et $S_c^{*exp} = 0.3$). Ceci dit, il est important de noter que la transition arrive au même flux massique $Q_c \approx 10\rho_p d\sqrt{gd}$ que ce soit en numérique ou en expérimental. Ceci consolide l’hypothèse que la transition est bien pilotée par les collisions interparticulaires dans l’air. On sait que, dans le régime de saltation, le flux massique est directement proportionnel à la concen-

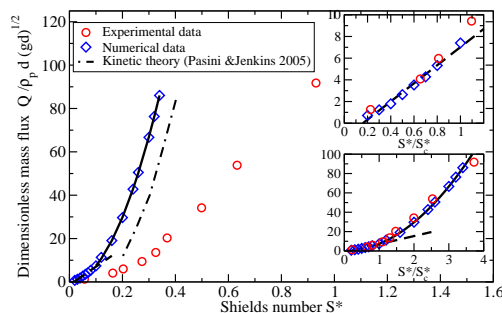


FIGURE 3.21 – Flux massique obtenu par simulation numérique : Une linéarité avec le nombre de Shields est observé jusqu'à une valeur critique $S_c^* \approx 0.1$, ensuite on observe une évolution quadratique. Le seuil de transport S_d^* obtenu à partir des simulations est de 0.01. Les résultats expérimentaux sont cohérents avec la prédiction du modèle de transport éolien de Pasini and Jenkins (2005) basé sur la théorie cinétique. En inserts, les données expérimentales et numériques sont présentées en fonction du nombre de Shields réduit S^*/S_c^* . L'insert du haut montre le régime de saltation.

tration de particules dans la mesure où la vitesse de particules et l'épaisseur de la couche de transport restent constantes par rapport au nombre de Shields. Il devient alors prévisible que cette concentration contrôle le déclenchement des collisions interparticules dans la couche de transport. La sous-estimation du nombre de Shields critique S_c^* par les simulations numériques semble découler de la sur-estimation du flux massique simulé.

Par contre on remarque que si on représente le flux massique en fonction nombre de Shields normalisé par le nombre de Shields critique (insert de la figure 3.21), tous les résultats expérimentaux et numériques collapsent sur une seule et même courbe maîtresse.

Une explication possible à la sous-estimation du flux massique simulé résiderait dans les simplifications du milieu granulaire considéré (particules sphériques et modèle visco-élastique simple pour les interactions interparticules). On sait, en particulier, que la forme des particules peut avoir un effet sensible sur le flux massique comme indiqué par Pähntz and Durán (2018); Chen et al. (2019). Ajouté à ceci, le fait que le modèle d'écoulement turbulent utilisé dans ces simulations est basé sur un modèle classique de longueur de mélange. Ce modèle pourra être amélioré pour éventuellement tenir compte de possible dissipation de la turbulence par l'interaction entre le fluide et les particules transportées.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les dispositifs et les méthodes utilisés pour la caractérisation du transport de sable sec par un écoulement d'air dans une couche limite turbulente.

Les résultats ont confirmé ceux de la littérature pour ce qui concerne le régime de saltation correspondant à des nombres de Shields $S^* < 0.3$. Nous avons pu montrer expérimentalement qu'à partir d'un certain nombre de Shields critique $S_c^* \approx 0.3$ une transition vers un régime collisionnel apparaît. Cette transition se traduit en particulier par un changement de loi de transport. En effet, en régime de saltation le flux massique évolue linéairement avec le nombre de Shields alors qu'en régime collisionnel cette évolution suit une loi plutôt quadratique.

Chapitre 4

Transport de sable humide

Les différents éléments de complexité des systèmes naturels, comme la présence d'humidité ou de végétation, ont été assez peu étudiés. Dans ce chapitre, nous étudions l'influence de la cohésion induite par l'humidité sur le transport éolien. La cohésion du sable est un paramètre important notamment en contexte côtier.

L'étude que nous présentons s'appuie sur des expériences en soufflerie réalisées avec du sable humide obtenu par mélange avec de l'eau. Nous décrivons dans un premier temps le protocole expérimental spécifique que nous avons adopté d'une part pour réaliser les mélanges sable/eau et d'autre part pour conduire les expériences de transport en soufflerie. Dans un deuxième temps, nous présentons les caractéristiques générales du transport avec du sable humide et ses différences fondamentales avec le transport du sable sec. Nous montrons entre autres que le transport avec du sable humide est caractérisé par des fluctuations importantes du flux qui peuvent être mises en corrélation avec des phénomènes de séchage. Malgré ces fluctuations, nous arrivons à proposer des lois de transport pour le sable humide en fonction de la teneur en eau du mélange et à déterminer comment évolue le seuil de transport avec celle-ci. Une dernière partie est consacrée à l'étude de l'influence des conditions aux limites et notamment celle d'un apport massique de sable sec en amont de la soufflerie. Nous montrons que le fait d'injecter du sable en amont modifie le flux transporté mais également le seuil de transport.

4.1 Méthode expérimentale spécifique au transport du sable humide

Pour l'étude du transport de sable humide, les expérimentations sont réalisées dans la même soufflerie, au LTeN Nantes, qu'au chapitre 3. Le sable humide est un mélange de sable et d'eau. Une des difficultés expérimentales est d'une part de réaliser un mélange uniforme et d'autre part de minimiser l'évaporation durant les expériences. Nous présenterons d'abord la méthode de fabrication du mélange eau/sable puis le dispositif permettant d'humidifier l'air de la soufflerie et enfin la mise en place du sable humide dans la soufflerie.

4.1.1 Fabrication et mise en place du sable humide

Nous travaillons dans le régime pendulaire (Richefeu et al. (2016), Delenne et al. (2015)) avec des teneurs en eau massiques inférieures ou égales à 4%. Pour fabriquer le mélange de sable et d'eau, nous utilisons une bétonnière électrique (Altrad B 165). La bétonnière a une capacité maximale de malaxage de 130 litres. Pour le mélange, 60 kg de sable est versé dans le malaxeur. Une quantité d'eau connue est ajoutée par pulvérisation. La bétonnière est couverte pendant le mélange qui dure 1 h. A la fin du mélange, un échantillon de sable humide



FIGURE 4.1 – Mélange à la bétonnière : (a) après avoir ajouté l'eau au sable, la bétonnière est couverte puis mise en fonctionnement pendant une heure. (b) Photo du sable humide après le mélange.

est prélevé pour une mesure de la teneur en eau massique par gravimétrie. Le mélange de sable-eau est ensuite placé dans des enceintes hermétiques pour un confinement pendant 35 h. Cette étape est importante car elle permet de parfaire l'homogénéité du mélange par le processus de diffusion. Après confinement, le

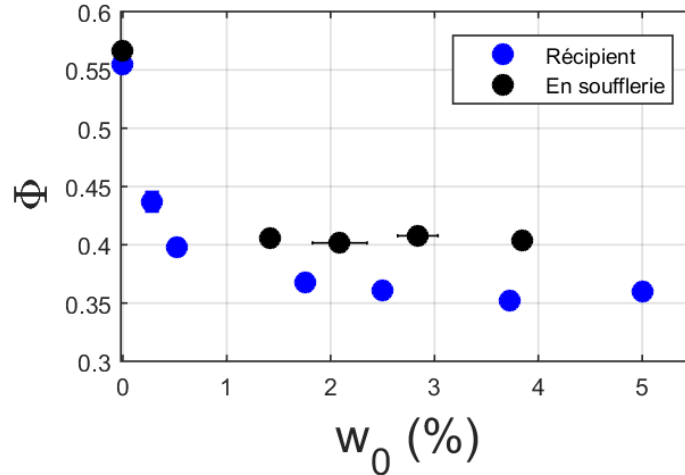


FIGURE 4.2 – Compacité du lit granulaire une fois mis en place en fonction de la teneur en eau w_0 .

sable est étalé le long de la soufflerie et ensuite aplani avec une règle. La mise en place est d'autant plus difficile que la teneur en eau est élevée. Le protocole d'étalement bien qu'il soit identique d'une expérience à l'autre génère des lits granulaires dont la compacité est dépendante de la teneur en eau. Les mesures de la masse du lit du sable et de son volume ont mis en évidence une diminution de la compacité Φ du lit de sable avec la teneur en eau w_0 . Le lit granulaire humide est plus lâche ($\Phi = 0.4$) qu'un lit granulaire sec ($\Phi = 0.56$). La figure 4.2 illustre cette variation. Des expériences complémentaires qui ont été réalisées sur des volumes de sable plus petits confirment cette évolution. Celles-ci ont consisté à mettre en place du sable humide de différentes teneurs en eau entre 0 et 5% dans un cristalliseur de section rectangulaire $16\text{ cm} \times 11\text{ cm}$ et de 8 cm de profondeur, en procédant avec le même protocole d'étalement. Les mesures de compacité (voir la figure 4.2) montre une diminution significative de la compacité entre $w = 0\%$ et $w \sim 1\%$ puis ensuite une décroissance plus douce au-delà.

4.1.2 Humidification de l'air

Pour humidifier l'air à l'intérieur de la soufflerie, nous avons mis en place un système d'humidification d'air par ultrasons (voir figure 4.3a) qui permet d'augmenter la quantité de vapeur d'eau dans l'air circulant dans la veine d'essais.

Le principe de l'humidificateur à ultrasons est basé sur l'atomisation de l'eau par vibration d'un transducteur piézoélectrique. Le transducteur piézoélectrique permet de convertir l'énergie électrique en énergie mécanique de vibrations à

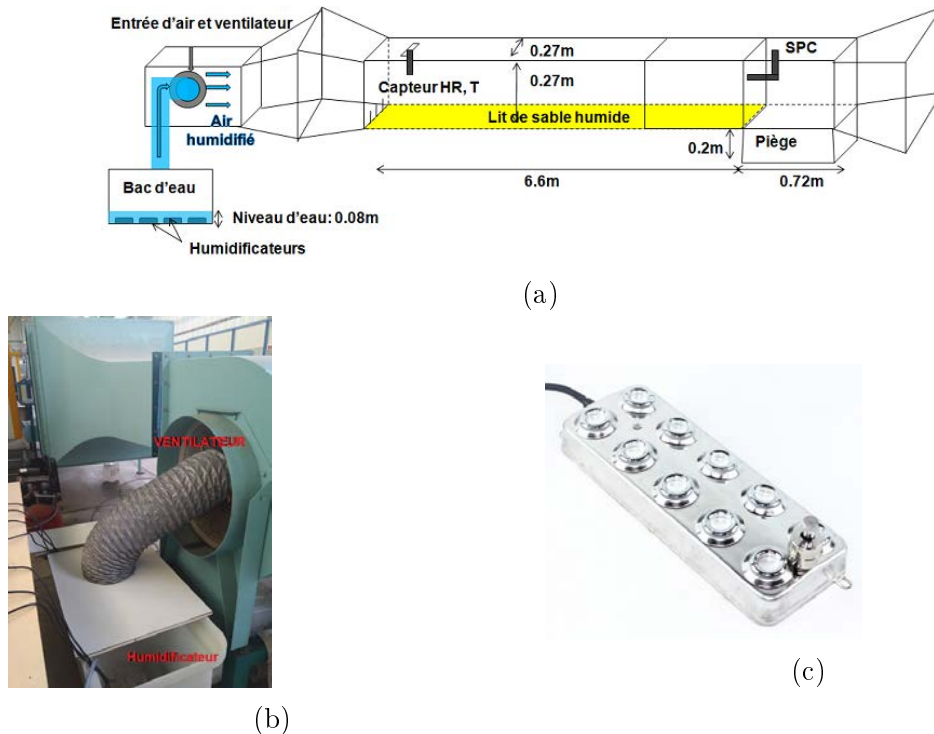


FIGURE 4.3 – Schéma de la veine d'écoulement avec son système d'humidification de l'air : (a) vue d'ensemble de la soufflerie, (b) photo du système d'humidification au niveau de la prise d'air de la soufflerie, et (c) humidificateur à ultrasons.

haute fréquence. Des bulles d'air sont générées par le phénomène de cavitation. Les bulles montent ensuite à la surface et éjectent de très fines particules d'eau qui sont aspirées par le flux d'air entrant dans la soufflerie. Un humidificateur à ultrasons (RIMEI) est capable d'atomiser $4.5 - 6 \text{ kg/h}$ d'eau en très fines gouttelettes d'eau de $0.1 - 0.5 \mu\text{m}$ de diamètre. Les humidificateurs à ultrasons sont placés dans un bac d'eau à l'entrée de la prise d'air de la soufflerie (voir la figure 4.3b). Le niveau d'eau dans la cuve est contrôlé et maintenu à une valeur constante de $80 \text{ mm} \pm 5 \text{ mm}$. La vapeur d'eau sortant de la cuve est dirigée vers l'entrée d'air de la soufflerie par le biais d'un tuyau flexible.

L'humidité de l'air et la température sont mesurées dans la veine d'écoulement, au début de celle-ci. Nous mesurons également l'humidité et la température dans la halle d'essai où se trouve la soufflerie, que nous appelons le milieu environnant. Les conditions climatiques affectant celles de la halle, nous avons relevé les données de Météofrance au moment des expériences.

Les capteurs utilisés sont des capteurs d'humidité et de température Vaisala HUMICAP - HMT 337 comportant chacun une sonde d'humidité et une sonde de

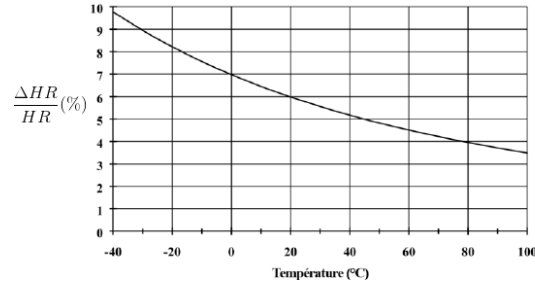


FIGURE 4.4 – Incertitude relative de mesure de l’humidité en fonction de la température proche de la saturation $HR > 90\%$. (Source : Vaisala)

température. L’incertitude absolue de mesure de la température est $\Delta T \approx 1^\circ C$. Concernant l’humidité relative, l’erreur la plus importante est commise quand on approche de la saturation (voir la figure 4.4). A $T = 20^\circ C$, quand on est proche de la saturation, l’incertitude relative de mesure sur l’humidité $\Delta HR/HR$ est de 6%.

Nous souhaitons avec notre dispositif produire un air saturé en vapeur d’eau. Pour cela, nous devons estimer le nombre d’humidificateur nécessaire pour atteindre la saturation en fonction de la température et l’humidité du milieu environnant. en vapeur d’eau de l’air dans la veine d’essais. Pour calculer le nombre d’humidificateur nécessaire, un abaque a été développé par Kumar et al. (2017) (voir Annexe B). Le nombre d’humidificateur n pour obtenir la saturation dépend non seulement de la température et humidité du milieu environnant mais aussi du débit d’air dans la veine d’essais (voir Annexe B) :

$$n = n(T, HR, U_\infty) \quad (4.1)$$

où U_∞ est la vitesse nominale dans la soufflerie.

Nous illustrons sur la figure 4.5 l’utilisation des humidificateurs à partir de notre abaque à partir d’expériences effectuées sans sable avec des vitesses d’écoulement d’air qui varie entre 25 m/s et 5 m/s . La figure montre la chronique d’humidité et la température lors de ces expériences. Pour chaque palier de vitesse, nous ajustons le nombre d’humidificateurs en fonction notre abaque.

Nous commençons l’expérience avec une vitesse d’écoulement $U_\infty = 25\text{ m/s}$. A cette vitesse, les calculs à partir de l’abaque estiment à 5 le nombre d’humidificateurs nécessaires. Cependant, les 5 humidificateurs ne suffisent pas pour obtenir la saturation. Nous augmentons progressivement le nombre d’humidificateurs utilisés. Avec l’utilisation des 7 humidificateurs dont nous disposons, nous n’arrivons pas à atteindre la saturation : le capteur d’humidité indique une humidité relative notée HR^* égale à 96%. Nous passons ensuite à une vitesse $U_\infty = 20\text{ m/s}$. Les calculs de l’abaque indiquent qu’il faut 4 humidificateurs. A cette vitesse, 4 hu-

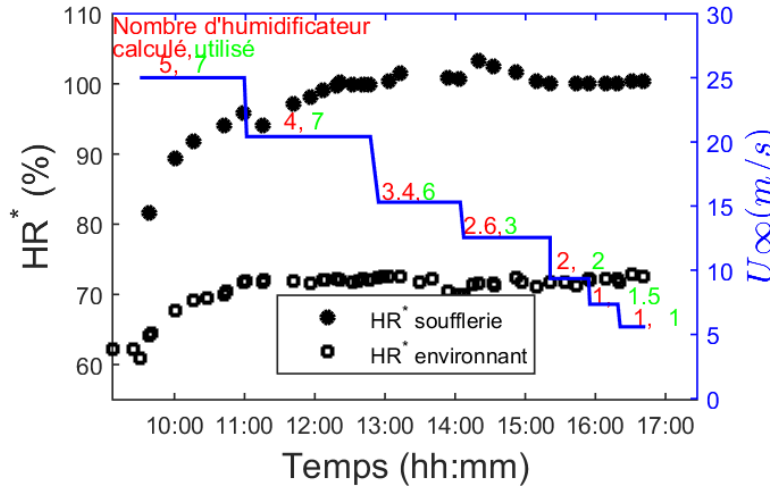


FIGURE 4.5 – Evolution temporelle de l'humidité relative de l'air du milieu environnant (○), dans la soufflerie (●) et la variation de la vitesse d'écoulement (en bleu).

midificateurs ne suffisent pas donc nous augmentons progressivement le nombre d'humidificateurs. Avec 7 humidificateurs, nous arrivons à atteindre la saturation.

Nous réalisons la même démarche pour des paliers avec des vitesses décroissantes. De façon générale, l'abaque sous-estime le nombre d'humidificateurs à utiliser pour atteindre la saturation pour les grandes vitesses alors que l'estimation est très satisfaisante pour les vitesses inférieures à 12 m/s . Cette sous-estimation pour les grandes vitesses résulte sans doute du fait que le tuyau qui relie le système d'humidification à l'entrée du ventilateur de la soufflerie ne couvre pas toute la surface d'entrée du ventilateur. Par conséquent, à des vitesses élevées, le ventilateur aspire une partie de l'air environnant qui n'est pas saturé.

Ce procédé est cependant efficace et nous permet de saturer l'air de la soufflerie. Plus la vitesse de l'écoulement est élevée, plus le nombre d'humidificateurs requis est important. Au-delà de 20 m/s , le nombre limité d'humidificateurs ne permet pas de saturer l'air efficacement. Gardons toujours à l'esprit qu'au voisinage de la saturation, l'incertitude sur HR^* est de 6%. Une mesure de $HR^* = 100\%$ ne garantit donc pas d'avoir un air complètement saturé en vapeur d'eau.

4.1.3 Caractérisation du flux

4.1.3.1 Mesures du flux par pesée et par SPC

Comme nous le verrons dans la section 4.2 puis 4.4, le transport de sable humide est caractérisé par de nombreuses fluctuations d'amplitude beaucoup plus importante que pour le sable sec. Les techniques utilisées pour la mesure du

flux du sable humide sont les mêmes que celles présentées dans le chapitre 3 pour le sable sec, avec une utilisation plus systématique du SPC qui permet la mesure de la densité de flux toutes les secondes à une altitude donnée et avec des interruptions régulières de la soufflerie pour effectuer des pesées intermédiaires sur quelques minutes (cf. paragraphe 4.1.4).

Dans ce chapitre 4, nous utiliserons comme dans le chapitre 3, les mesures de flux par pesée pour construire une loi de transport en fonction de la vitesse de l'écoulement et la teneur en eau du lit de sable, et nous utiliserons les signaux temporels du SPC pour analyser les phénomènes transitoires et les fluctuations présentes dans le transport.

4.1.3.2 Influence de l'accélération au démarrage de la soufflerie

Nous avons analysé l'influence de l'accélération brutale de l'air suite à l'ouverture de la porte guillotine à partir des mesures SPC du flux de particules q_t en fonction du temps.

La figure 4.6 présente ces mesures du flux pour une série à $w_0 = 2.8\%$ pour $U_\infty = 20, 25, 27$ et 30 m/s avec un excès de flux dans les 10 premières secondes, qui n'est cependant pas systématique. Afin d'analyser l'influence de ces 10 premières secondes, la figure 4.7 compare le flux particulaire moyen avec et sans ces 10 premières secondes sur la série notés respectivement q et q' . La différence entre

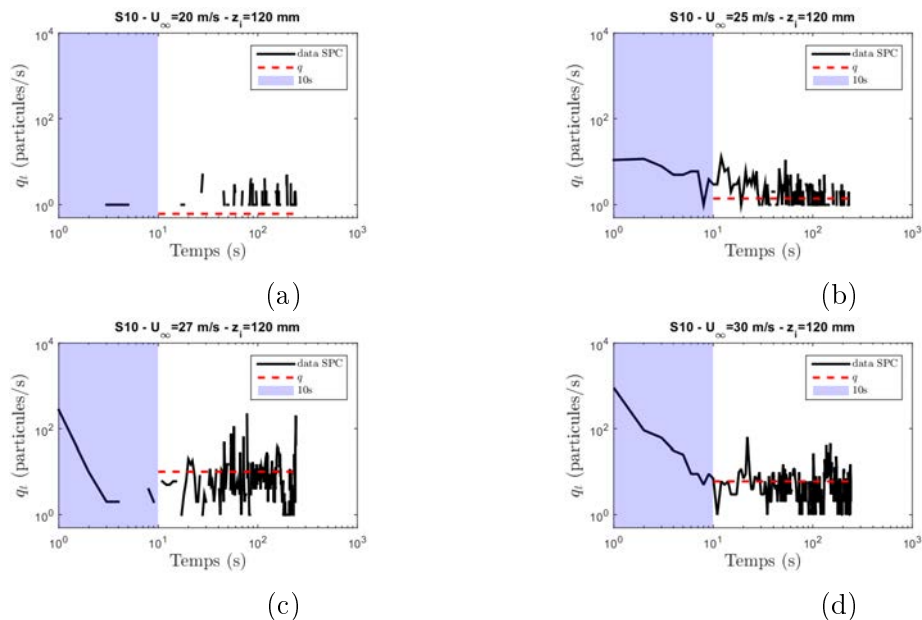


FIGURE 4.6 – Chroniques du flux pour différentes vitesses d'écoulement : (a) $U_\infty = 20$ m/s, (b) $U_\infty = 25$ m/s, (c) $U_\infty = 27$ m/s, (d) $U_\infty = 30$ m/s.

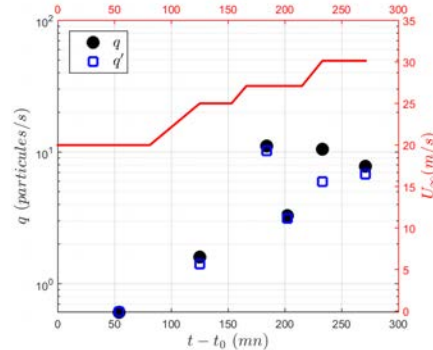


FIGURE 4.7 – Moyennes du flux prises sur différentes chroniques avec (q) et sans les 10 premières secondes (q').

les deux flux moyens est réduite sauf dans un cas. Nous estimons donc que l'influence de l'ouverture de la porte guillotine pourra être négligée sur les mesures de flux de plusieurs minutes.

4.1.4 Protocole expérimental

Nous décrivons à présent le protocole utilisé pour nos expériences sur le transport du sable humide. Pour cela, nous présentons ici la mise en place et le déroulement d'une série typique d'expériences réalisée sur une journée.

(i) On commence par la mise en place du lit granulaire dans la soufflerie. Le sable humide préalablement préparé selon le protocole décrit dans le paragraphe précédent est étalé dans la soufflerie. Dans la série d'expériences $S11$ prise en exemple dans la figure 4.8, la teneur en eau initiale du mélange est $w_0 = 2.9\%$. Durant l'étape d'étalement du sable dans la soufflerie, l'air circule dans la soufflerie à faible vitesse, de l'ordre de 4 m/s , au-dessous du seuil d'érosion. Celui-ci est complètement saturé en eau à l'aide des humidificateurs à ultrasons pour minimiser l'évaporation pendant la mise en place du sable.

(ii) Une fois le lit mis en place, nous réalisons une série d'expériences de transport pour différentes vitesses d'écoulement. Pour chaque expérience, nous effectuons des mesures en continu du flux avec le SPC et nous piégeons le sable en sortie de la soufflerie pour une mesure du flux intégré sur la durée de l'expérience.

(iii) Une expérience à vitesse donnée est souvent répétée plusieurs fois selon les besoins avec des durées plus ou moins longues. Après une expérience, un temps de pause est nécessaire pour la sauvegarde des données du SPC et pour la collecte et la pesée du sable humide dans le piège à sable. Durant ce temps de pause, la vitesse nominale dans la soufflerie est réduite à $U_\infty = 4 \text{ m/s}$ pour stopper le transport mais maintenir un air saturé. Pour cette série $S11$, l'humidité

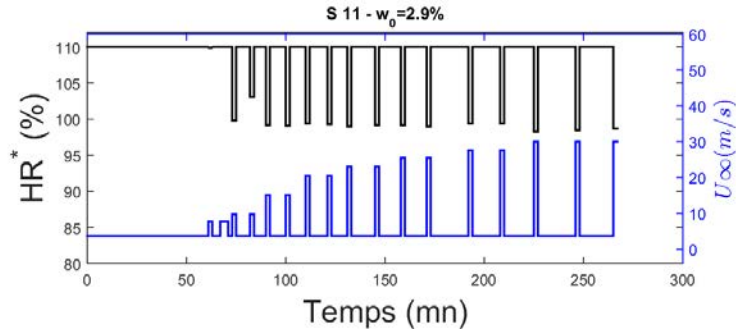


FIGURE 4.8 – Variation temporelle de l’humidité d’humidité relative HR^* (en trait noir) et variation de la vitesse d’écoulement U_∞ (en trait bleu) au cours de la série d’expérience $S11$.

relative est de 106% pour les vitesses d’écoulement entre 8 m/s et 10 m/s , et de $HR^* = 99.1\%$ pour les vitesses entre 15 m/s et 30 m/s . Pendant les temps de pause, l’humidité est de 110%.

(iv) A la fin de la série, des échantillons sont prélevés sur le lit de sable humide le long de la veine d’essais, en surface sur une épaisseur de 3 mm , et sur toute l’épaisseur du lit en trois positions $x = 100\text{ cm}$ (en amont), $x = 400\text{ cm}$ (au milieu) et $x = 540\text{ cm}$ (en aval). Lors de cette étape de prélèvement, l’air dans la soufflerie est maintenu à une vitesse de 4 m/s et saturé en vapeur d’eau.

Nous avons réalisé 11 séries différentes d’expériences (voir le tableau 4.1). Les expériences des séries $S8$ à $S15$ ont été effectuées sur des durées relativement courtes entre 1 mn à 4 mn . Nous avons choisi cette durée en se référant au cas sec pour éviter la déformation du lit observée sur des temps longs due à la formation des rides. Cependant, l’observation de grandes fluctuations du flux pour le transport de sable humide nous a amené à réaliser des expériences de plus longues durées de 10 mn à 60 mn ($S5$ à $S7$).

\tilde{w}_0 (%)	Série	w_0 (%)	Nombre de générateurs disponibles	Q_{in} (kg/m.s)	U_∞ (m/s)	Durée d'une expérience (mn)	HR^* (%)	Résultats
1.4	S5	1.4	7	0	6 – 10	10 – 30	101.4	Fluctuation du flux à HF
2.1 ± 0.3	S6	1.9	7	0	6 – 10	15 – 50	100.3	Oscillation du flux à BF
	S7	2.3	7	0	5 – 10	10 – 60	100.5	Seuil de transport
2.8 ± 0.2	S8	2.6	4	0	8 – 15	2	108.4	Fluctuation du flux à HF
					20 – 27	2	103.7	Seuil de transport
					30	2	99.8	
	S9	2.7	6	0	27	4	–	
	S10	2.8	6	0	20 – 27	4	98.8	
					30	4	98.6	
	S11	2.9	4	0	8 – 15	2	103.5	
					20 – 27	2	99.2	
					30	2	98.5	
	S12	3.1	6	0	25 – 27	1 – 2	108.1	
					30	2	98.7	
				0.014	10 – 18	0.5 – 1	108.1	Seuil d'impact
	S12b	2.7	6	0.014	6 – 8	2 – 5	–	Saturation du flux
	S14	2.8	6	0.007	6 – 20	0.5 – 3	106.7	
	S15	3.0	6	0.034	6 – 20	0.25 – 3	109.3	
3.8	S13	3.8	6	0	25 – 30	4	98.3	Fluctuation du flux - Seuil de transport
				0.014	6 – 12	2	102.1	Seuil d'impact - Saturation du flux

TABLEAU 4.1 – Description des différentes séries d'expérience réalisées (S5 à S15) avec \tilde{w}_0 la teneur en eau moyenne et w_0 la teneur en eau pour une série donnée, Q_{in} le flux entrant, U_∞ la vitesse d'écoulement du vent et HR^* l'humidité relative de l'air mesurée.

4.2 Caractéristiques du transport de sable humide

4.2.1 Augmentation des instationnarités

Les mesures de transport de sable humide sont délicates à analyser du fait des nombreuses variations temporelles présentes à différentes échelles de temps :

- excès de transport à l'ouverture de la porte guillotine sur 10 secondes qui cependant ne perturbe pas le calcul du flux moyen sur plusieurs minutes.
- transport plus important pendant plusieurs minutes en régime transitoire au début d'une expérience, surtout après la mise en place du lit humide.
- fortes fluctuations à hautes et basses fréquences allant jusqu'à une intermittence avec une extinction périodique du flux.

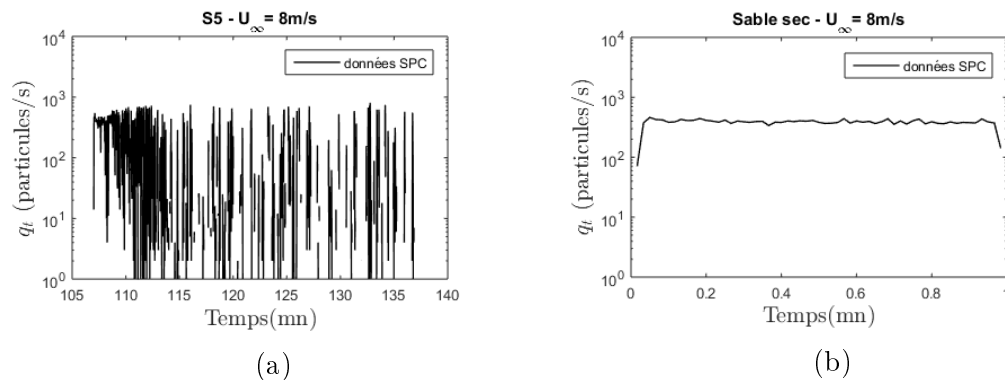


FIGURE 4.9 – Chronique du flux de sable à partir des données SPC pour une vitesse d'écoulement $U_\infty = 8 \text{ m/s}$: (a) avec du sable humide avec une teneur en eau $w_0 = 1.4\%$; (b) avec du sable sec.

Pour illustrer cette modification drastique du régime de transport dans le cas humide, la figure 4.9 montrent deux signaux temporels enregistrés avec le SPC à 8 m/s avec du sable humide et avec du sable sec. Hormis les quelques secondes au démarrage et à l'arrêt de la soufflerie, le flux dans le cas du transport du sable sec est quasi-stationnaire comparé au transport du sable humide où le flux instantané peut varier entre 0 et le flux sec. Nous interprétons cette intermittence comme étant relié au séchage de la surface du lit qui, lorsqu'elle est sèche, peut créer un flux proche du flux sec et qui, lorsqu'elle est humide, a une cohésion suffisante interdisant toute érosion et transport.

Notons également l'existence d'une période transitoire initiale : l'excès de transport pendant les 5 premières minutes est interprété comme étant lié à un lit de sable portant les traces de la mise en place et d'un séchage partiel de la couche de surface.

4.2.2 Estimation d'un flux stationnaire

Comme indiqué plus haut, la présence d'instationnarités impose d'effectuer des mesures sur des temps assez longs pour obtenir des valeurs moyennes stables. Tout d'abord, la période transitoire peut biaiser les mesures de flux si la durée de la mesure est du même ordre de grandeur que la durée du transitoire. Pour s'en rendre compte, la figure 4.10 reprend le signal précédent à $U_\infty = 8 \text{ m/s}$ et $w_0 = 1.4\%$ sur lequel nous avons appliqué une moyenne glissante sur 120 secondes. Ainsi le signal filtré met en évidence une période transitoire de 5 mn au cours de laquelle le flux est plus de 10 fois plus grand que le flux moyen qui suit. Après ces 5 premières minutes le flux moyen peut être considéré comme quasi-stationnaire avec des variations basses fréquences de grande amplitude que nous étudierons plus tard à la section 4.4.

La figure 4.10b montre un autre exemple de mesure de flux sur une durée beaucoup plus longue (série S12) avec une teneur en eau $w_0 = 3.1\%$ avec trois paliers de vitesse. Le premier palier à 25 m/s dure 60 mn avec 8 interruptions pour mesurer le flux par pesée. Les mesures de flux se font donc toutes les 7 à 8 minutes. Pour ce premier palier, le lit de sable venant d'être mis en place, l'excès de transport semble durer 30 mn puis le niveau de mesure semble se stabiliser à une valeur que nous jugeons quasi-stationnaire. Pour les paliers suivants, l'intensité et la durée de cette période transitoire est beaucoup plus courte.

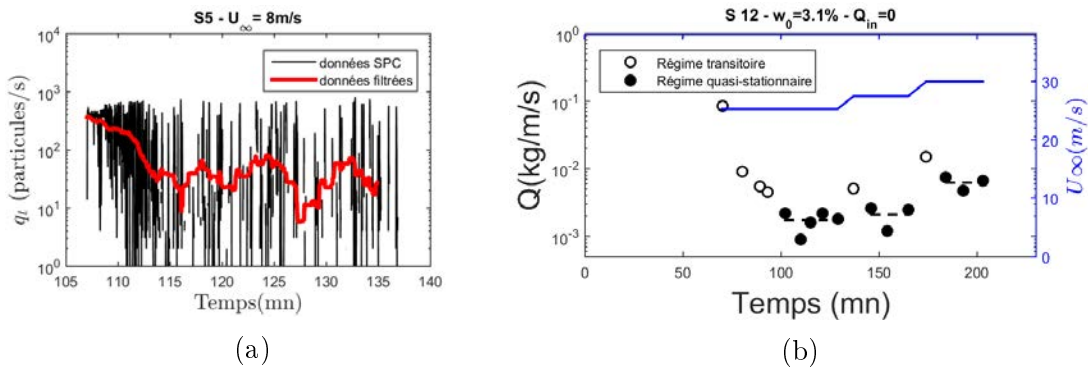


FIGURE 4.10 – Evolution du flux lors d'expériences issues des séries S5 et S12 réalisées respectivement avec un lit humide de teneur en eau initiale $w_0 = 1.4\%$ et $w_0 = 3.1\%$. (a) Expérience de la série S5 à 8 m/s : mesure du flux par SPC; (b) Expériences successives de la série S5 à $25, 27$ et 30 m/s : flux moyen mesuré par pesée toutes les 7 à 8 minutes.

Ainsi pour ces mesures, nous considérons uniquement les données de flux après cette période transitoire notamment pour les expériences après la mise en place du lit de sable humide qui présente une surface avec de nombreux grains en situation de stabilité précaire et soumis à un séchage pendant l'intervalle de temps parfois

important entre la mise en place et le début de l'expérience.

4.2.3 Analyse de l'influence de l'humidité et du séchage sur le transport

Comme les analyses précédentes l'ont montré, les signaux de transport de sable humide sont beaucoup moins réguliers que dans le cas sec. Il est nécessaire de valider ces mesures pour une étude de répétabilité.

Le phénomène majeur dans le cas du sable humide est la présence de fluctuations très importantes. Si leur analyse détaillée est repoussée à la section 4.4, nous pouvons déjà distinguer trois régimes de transport assez différents selon la teneur en eau du sable :

- (i) le cas sec pour lequel le transport a lieu pour une vitesse d'écoulement supérieure à un seuil bien défini et présente un signal continu et régulier.
- (ii) le cas très humide (i.e., $w_0 \geq 3\%$) où le sable n'a pas le temps de sécher sur les 10 mn d'une expérience et dont le transport n'est possible que pour des vitesses supérieures à un seuil (comme pour le cas sec) mais avec des valeurs augmentées par la force de cohésion capillaire.
- (iii) le cas du sable d'humidité modérée dont le seuil de transport est également élevé mais dont le séchage a le temps d'opérer et permet un transport de manière intermittente.

4.2.3.1 Influence du séchage sur l'intermittence de transport

Afin d'analyser les phénomènes responsables des grandes fluctuations observées sur le transport, nous comparons l'amplitude des fluctuations σ en fonction du flux moyen q (voir la figure 4.11). Le choix de l'échelle logarithmique permet de reporter des valeurs qui varient sur une très large gamme de flux (variation de 1 à 1000 entre le flux sec et le flux avec du sable à forte teneur en eau moyenne $\tilde{w}_0 = 3-4\%$). Dans le cas sec et très humide, nous ne distinguons pas de régime de fluctuations très différentes avec un écart-type σ inférieur ou égal au flux moyen q et une continuité d'évolution des fortes humidités au sable sec. En revanche, les expériences avec du sable d'humidité intermédiaire (i.e., $1\% < \tilde{w}_0 < 2.5\%$) montrent des fluctuations 2 fois supérieures au flux moyen, suggérant fortement la présence d'intermittence dans le flux. Comme nous l'avons observé sur la figure 4.10a, les fluctuations observées pour $\tilde{w}_0 = 1.4\%$ correspondent en effet à une alternance entre un flux voisin du flux sec et une extinction transitoire du transport que nous qualifions d'intermittent.

L'étude des maximums de transport observés sur les signaux du SPC pour des humidités intermédiaires montre bien qu'ils ont une intensité qui correspond au

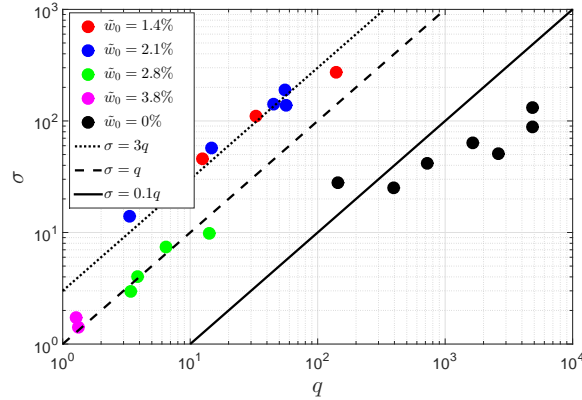


FIGURE 4.11 – Fluctuations σ en fonction du flux moyen q pour différentes valeurs de teneur en eau obtenues par des signaux SPC.

niveau du flux sec obtenu à une vitesse d'écoulement similaire (voir figure 4.12a) Dans ce cas (i.e., $\tilde{w}_0 = 1 - 2\%$), les fluctuations importantes du transport correspondent bien à une intermittence entre un niveau de transport similaire au sec et des périodes sans transport.

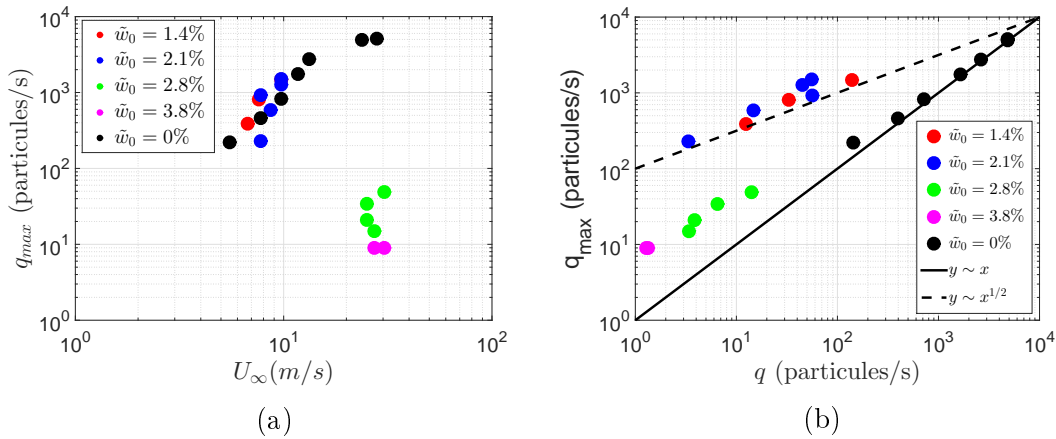


FIGURE 4.12 – Evolution des maximums de flux q_{max} en fonction de la vitesse de l'écoulement et du flux moyen q pour différentes teneurs en eau.

Une autre représentation permet de se rendre compte de la présence d'un phénomène supplémentaire dans le transport de sable pour des humidités modérées (i.e., $\tilde{w}_0 = 1 - 2\%$) est la variation du maximum de flux en fonction du flux moyen qui démontre que si la relation entre q_{max} et q est identique entre le sable sec et le sable très humide, les niveaux de fluctuations à flux moyen identique sont très

supérieurs pour les humidités modérées. Nous interprétons donc ce régime très différent de fluctuations comme la conséquence d'un séchage. Nous ne pouvons observer cette intermittence à plus forte humidité en raison de la durée limitée des expériences qui ne permet pas un séchage suffisant de la couche superficielle.

4.2.3.2 Première discussion sur le seuil et la loi de transport pour du sable humide

Nous venons de voir que les analyses des fluctuations suggèrent deux régimes de transport très différents à faible et forte teneur en eau. Nous reprenons les éléments d'analyses discutés ci-dessus pour dégager les lois de flux.

A faible teneur en eau (i.e., $\tilde{w}_0 \leq 2\%$), le transport est fortement intermittent alternant des périodes de transport avec des intensités du même ordre de grandeur qu'en sec et des périodes sans transport. Les données montrent que dans ce régime les pics de transport q_{max} sont du même niveau que le flux sec qu'on obtiendrait dans les mêmes conditions d'écoulement (i.e., même force de vent) :

$$q_{max}^{humide} \approx q^{sec}. \quad (4.2)$$

Dans ce régime, les fluctuations de flux sont très fortes. Elles peuvent être interprétées par un assèchement local du lit de sable qui crée des événements de transport localisés dans le temps et dans l'espace. On peut donc penser que le flux moyen q est gouverné par les phénomènes de séchage et d'évaporation et que le flux ne présente qu'une fraction du flux sec correspondant :

$$q^{humide} = (1 - f)q^{sec}. \quad (4.3)$$

où f correspond à la fraction du temps pendant laquelle il n'y a pas de transport. On s'attend à ce que cette fraction dépende de l'efficacité du séchage et donc de l'intensité du vent. On s'attend aussi à ce que le seuil de transport dans ce régime ne soit pas fondamentalement modifié par rapport au cas sec car l'évaporation permet de créer des zones superficielles sèches prêtes à être érodées.

Par ailleurs, les données montrent que le flux moyen est très bien corrélé au pic de flux avec une relation du type pour une teneur en eau donnée :

$$q^{humide} \approx (0.01 q_{max}^{humide})^2. \quad (4.4)$$

Le coefficient de proportionnalité est sans doute légèrement dépendant de la teneur en eau. En combinant les deux résultats ci-dessous, on obtient que $(1 - f) \propto q^{sec} \propto U_\infty^2$ et que :

$$q^{humide} \propto (q^{sec})^2. \quad (4.5)$$

Les données de flux massique semblent indiquer en effet qu'elles peuvent être approchées par une loi en $Q \propto (U_\infty^2 - U_{\infty,d}^2)^2 \propto (Q^{sec})^2$ si l'on prend un seuil très proche du flux sec (voir figure 4.13).

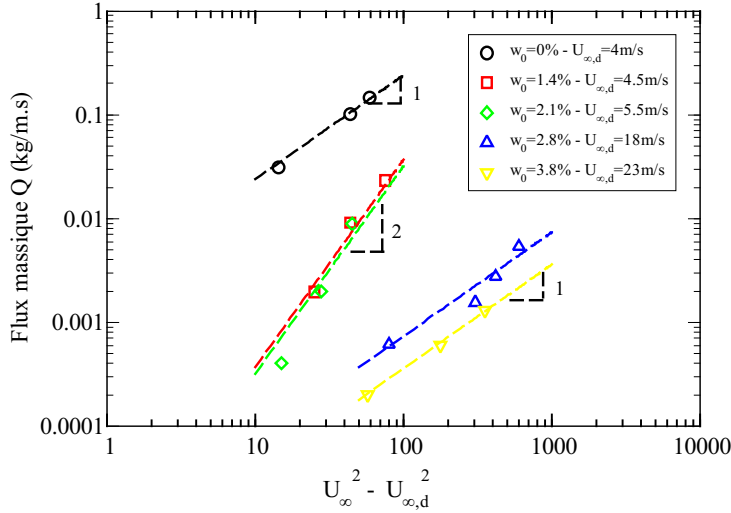


FIGURE 4.13 – Une loi proche de $(U_\infty^2 - U_{\infty,d}^2)^2$ et en imposant que ces derniers restent proche du seuil sec avec une marge de $\pm 30\%$. Pour les fortes teneurs en eau, le seuil est ajusté de manière à obtenir une loi similaire au cas sec, c'est-à-dire linéaire en $(U_\infty^2 - U_{\infty,d}^2)$.

Dans le second régime à forte teneur en eau, les fluctuations sont beaucoup moins fortes et les pics de flux n'atteignent pas les niveaux du flux en sec. Les seuils de transport sont bien plus élevés que pour le cas sec. On peut ajuster les données de flux massique par une loi similaire au cas sec, c'est-à-dire en $Q \propto (U_\infty^2 - U_{\infty,d}^2)$ mais avec un seuil de transport bien plus grand que le cas sec (voir figure 4.13). Nous reviendrons plus en détails sur ces questions dans la section 4.5

4.3 Phénomène du séchage du lit de sable

4.3.1 Observation du séchage

Malgré les conditions proche de la saturation, nous allons montrer qu'il existe bien des phénomènes de séchage du lit de sable en quantifiant les échanges de masse dans notre système.

A partir des échantillons prélevés sur le lit granulaire, nous pouvons déterminer la masse d'eau qui s'est évaporée du lit de sable par unité de volume \tilde{M}_{evap} entre le début et la fin d'une série d'expériences (voir la figure 4.14a). Deux types de prélèvement sont effectués en surface (c'est-à-dire sur les 2 à 3 premiers

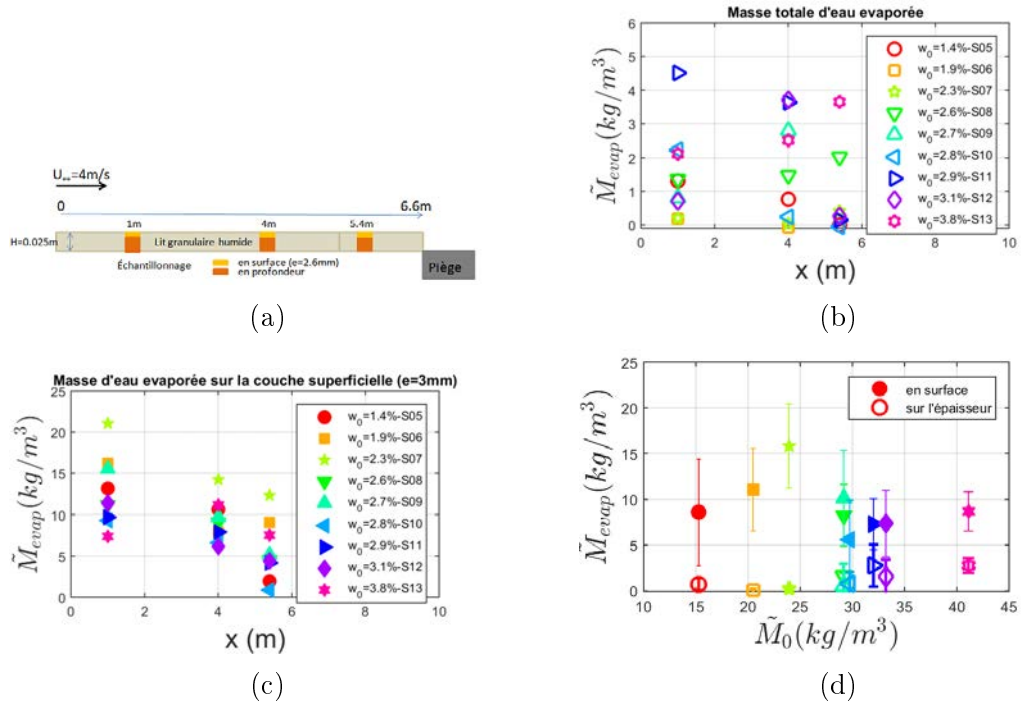


FIGURE 4.14 – (a) Illustration du lieu de prélèvement des échantillons pour les mesures d'évaporation à la fin d'une série d'expériences. (b) et (c) : Masse d'eau évaporée par unité de volume \tilde{M}_{evap} en fonction de la position le long du lit de sable respectivement pour les prélèvements sur toute la profondeur et en surface. (d) Masse évaporée moyennée sur l'ensemble des prélèvements en fonction de la masse d'eau initiale.

millimètres) et sur toute la profondeur.

La figure 4.14b montre la masse d'eau évaporée en fonction de la position x le long du lit de sable lors de séries d'expériences réalisées avec différentes teneur en eau. Celle-ci a été évaluée par des prélèvements sur toute la profondeur du lit. La masse d'eau évaporée est inférieure à $3 \text{ kg}/\text{m}^3$ équivalant à une perte de teneur en eau w_{perte} inférieure à 0.3% . L'eau évaporée est donc relativement faible par rapport aux teneurs en eau initiales toutes supérieures à $w_0 = 1.4\%$.

Néanmoins, si on examine la masse d'eau évaporée dans la couche superficielle (voir la figure 4.14c), on obtient des valeurs beaucoup plus importantes confirmant un séchage substantiel en surface du lit de sable. Par ailleurs, nous observons un net gradient de séchage le long de la soufflerie : la couche superficielle en amont de la soufflerie a vu une évaporation plus importante que celle en aval. La figure 4.14d fait le bilan de la moyenne de la masse d'eau évaporée le long de la soufflerie pour les prélèvements en surface et sur toute la profondeur. Ce graphe confirme que le séchage se fait principalement dans la couche superficielle du lit de sable

et que les quantités d'eau évaporées dans la couche superficielles varient entre 6 kg/m^3 et 15 kg/m^3 équivalant à une perte de teneur en eau w_{perte} entre 0.5% et 1.5%, loin d'être marginales comparées aux teneurs en eau initiales. Le niveau de séchage est en particulier de l'ordre de grandeur de la teneur en eau initiale pour les lits de sable modérément humides ($\tilde{w}_0 = 1 - 2\%$), ce qui confirme que, pour ces conditions, le séchage a une incidence sur l'humidité de la couche superficielle, la cohésion et donc sur le transport.

En conclusion, nos résultats montrent que malgré des conditions très proches de la saturation, il y a bien un assèchement de la couche superficielle de notre lit granulaire. Cet assèchement a un rôle d'autant plus important que la teneur en eau initiale est modérée.

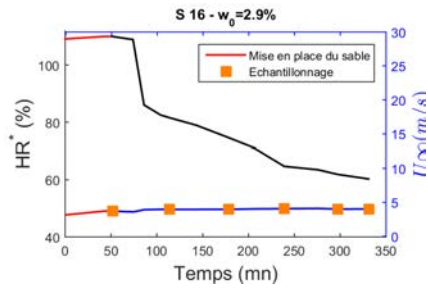
4.3.2 Modèle de séchage

Il est difficile de quantifier les échanges d'eau lors du transport car si la couche superficielle est érodée, elle laisse place à une couche plus humide en profondeur. Pour essayer de quantifier plus précisément les échanges, nous avons réalisé des expériences complémentaires avec des vitesses d'écoulement inférieures au seuil de transport. Nous nous plaçons ainsi dans une situation plus simple où il n'y pas d'érosion au cours de l'expérience et qui permettra de valider le modèle de séchage que nous présentons par la suite.

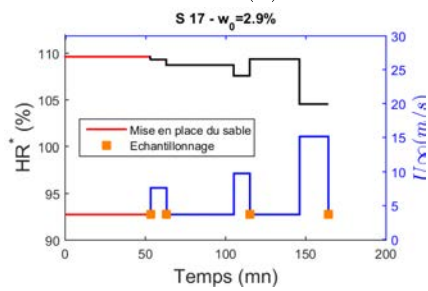
Nous avons réalisé 3 séries d'expériences. Une première série a été réalisée avec un écoulement d'air sous-saturé permettant d'augmenter les échanges et de regarder ce qui se passe. Les 2 autres séries ont été conduites dans une configuration d'écoulement proche de la saturation en vapeur d'eau :

(i) La série *S16* a été réalisée à une vitesse de l'écoulement constante de $U_\infty \approx 4 \text{ m/s}$. La teneur en eau initiale du sable est de $w_0 = 2.9\%$. Lors de la mise en place du sable humide dans la soufflerie, l'air est saturé en vapeur d'eau comme dans les expériences de transport. Une fois le lit granulaire mis en place, l'humidificateur d'air est arrêté et la soufflerie est soumise à l'air ambiant (voir la figure 4.15a). L'humidité relative moyenne dans la soufflerie est de $HR^* = 72\%$. Au cours de l'expérience, nous prélevons des échantillons de sable humide sur toute l'épaisseur du lit toutes les 30 mn à 1 h en amont et en aval de la veine d'essais (voir la figure 4.15b).

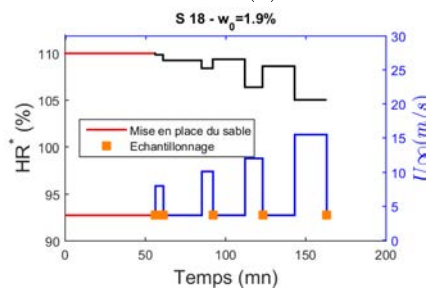
(ii) Les deux autres séries d'expériences *S17* et *S18* ont été réalisées avec une incrémentation de la vitesse de l'écoulement U_∞ . La teneur en eau initiale du sable est respectivement de $w_0 = 2.9\%$ et $w_0 = 1.9\%$. Avant la mise en place du lit de sable jusqu'à la fin de la série, l'air dans la soufflerie est humidifié en utilisant les humidificateurs à ultrasons (voir les figures 4.15c et 4.15e). L'humidité relative moyenne dans la soufflerie est de $HR^* = 108\%$. Au cours de l'expérience, nous



(a)



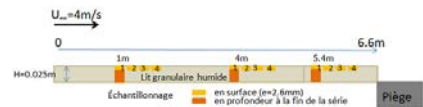
(c)



(e)



(b)



(d)



(f)

FIGURE 4.15 – Déroulement des séries de mesure sans transport (a) S16, (c) S17, (e) S18. Échantillonnage pour mesurer variation de la teneur en eau en fonction du temps pour les séries (b) S16, (d) S17, (f) S18.

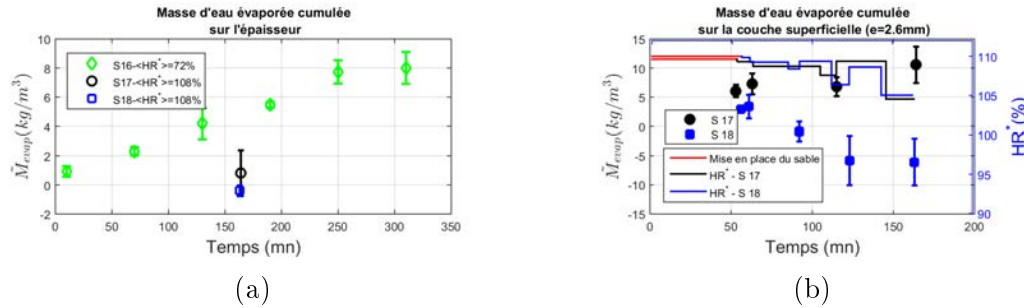


FIGURE 4.16 – Evolution temporelle de la masse d'eau évaporée cumulée par unité de volume \tilde{M}_{evap} (a) sur toute la profondeur et (b) sur la couche superficielle avec la série S16 : vitesse d'écoulement constante et humidité relative $HR^* = 72\%$ (\diamond), S17 (\circ) et S18 (\square) : augmentation par palier de la vitesse d'écoulement et humidité relative $HR^* = 108\%$.

mesurons la teneur en eau en surface. A la fin de la série, nous mesurons la teneur en eau en surface et sur toute l'épaisseur du lit (voir les figures 4.15d et 4.15f).

Les mesures sur l'épaisseur du lit sont reportées sur la figure 4.16a qui compare la masse d'eau évaporée cumulée avec un écoulement d'air sous-saturé (série S16) et un écoulement saturé (séries S17 et S18) en fonction du temps. La masse d'eau évaporée est calculée à partir d'une moyenne sur les différents prélèvements le long du lit. Comme attendu, nous observons que la masse d'eau évaporée est plus importante avec un écoulement sous-saturé : Au bout de 130 mn à 165 mn, elle est 4 fois plus importante. On voit donc que quand l'air est proche de la saturation, on réduit drastiquement l'évaporation sans pour autant la supprimer complètement.

Regardons ce qui se passe sur la couche superficielle avec un écoulement d'air saturé. Pour la série S17, la figure 4.16b montre qu'il y a un assèchement à la fin de la mise en place du lit granulaire bien que l'écoulement d'air soit saturé lors de cet étape. La mise en place du sable dans la soufflerie nécessite néanmoins l'ouverture de la soufflerie, ce qui expose l'intérieur de la soufflerie à l'air ambiant beaucoup plus sec. La masse d'eau évaporée est de 6 kg/m³, soit une perte de teneur en eau $w_{perte} = 0.6\%$. Après l'étape de la mise en place, nous observons que l'assèchement de la couche superficielle n'augmente que très faiblement. La masse d'eau évaporée cumulée est de 7 kg/m³ soit une perte $w_{perte} = 0.7\%$. La fin de la série est réalisée avec une plus forte vitesse d'écoulement (15 m/s). La masse d'eau évaporée cumulée ré-augmente de manière significative et atteint 10 kg/m³ (soit une perte $w_{perte} = 1\%$). Cette augmentation correspond à une diminution de l'humidité de l'air dans la soufflerie.

Pour la série S18, on observe également un assèchement de la couche superficielle à la fin de la mise en place (voir la figure 4.16b). Ensuite, la masse d'eau

éaporée varie peu puis décroît. Cette décroissance indique donc qu'il y a eu un dépôt de gouttelettes d'eau sur le lit de sable après la deuxième expérience. L'évolution de la teneur en eau est ici différente de celle observée dans la série *S17* bien que réalisée dans des conditions à peu près similaires. Nous expliquons cette différence par le fait que proche de la saturation, la précision des capteurs d'humidité ne permet pas de savoir si l'on a un air légèrement sur-saturé ou sous-saturé. Les résultats laissent penser que l'air était légèrement sur-saturé pour la série *S18* et sous-saturé pour la série *S17*.

Pour interpréter nos résultats, nous avons développé un modèle simplifié de séchage convecto-diffusif (voir Annexe C) qui permet d'évaluer le flux de vapeur d'eau évaporée ϕ_{evap} (en masse par unité de temps) au cours du temps :

$$\phi_{evap} = \Phi w_0 \rho_p \left[\frac{D_{eff}}{h} \left(-1 + \sqrt{\left(\frac{h}{D_{eff}} \delta_0 + 1 \right)^2 + \frac{2h^2 (\rho_v - \rho_{v,\infty}) t}{\Phi w_0 \rho_p D_{eff}}} \right) - \delta_0 \right] \quad (4.6)$$

où ρ_p est la masse volumique des grains de sable, ρ_v celle de la vapeur d'eau au front de séchage, $\rho_{v,\infty}$ la masse volumique de la vapeur d'eau dans l'air, w_0 la teneur en eau initiale du sable humide, e l'épaisseur de l'empilement granulaire, δ_0 l'épaisseur de la couche sèche à l'instant initial $t = 0$, D_{eff} le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans le milieu poreux, et enfin h le coefficient de transfert de masse convectif entre le milieu poreux et l'air.

Le coefficient de diffusion D_{eff} dépend du coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air $D_{v,a}$ et de la porosité du milieu : $D_{eff} = 2(1 - \Phi)D_{v,a}/(2 + \Phi)$ (Kolitcheff, 2017; Petersen, 1958) où $D_{v,a} = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ et Φ est la compacité de l'empilement granulaire. Le coefficient de transfert convectif h est une fonction du nombre de Sherwood Sh qui caractérise le transfert de masse à l'interface air-empilement granulaire. Pour un écoulement turbulent, le Sherwood suit la corrélation suivante :

$$Sh = \frac{hL_c}{D_{v,a}} = a_T Re^{4/5} Sc^{1/3} \quad (4.7)$$

où L_c est une longueur caractéristique de l'écoulement, Re le nombre de Reynolds, Sc le nombre de Schmidt de la vapeur d'eau et a_T une constante (voir détails en Annexe C).

Pour caler le modèle de séchage, nous ajustons par moindres carrées les données expérimentales de la série *S16* avec l'Eq. 4.6, avec une humidité relative moyenne $HR^* = 72\%$. Nous déduisons le coefficient de transfert convectif $h = 0.009 \text{ m/s}$. Avec la relation empirique de Sherwood (cf Eq. 4.7), nous obtenons la valeur de $a_T = 0.028 \pm 0.014$ (voir la figure 4.17a) que nous utiliserons dans la suite de ce chapitre. La valeur obtenue pour le coefficient a_T est cohérent avec les données de la littérature ($a_T = 0.023$ (McAdams, 1933)).

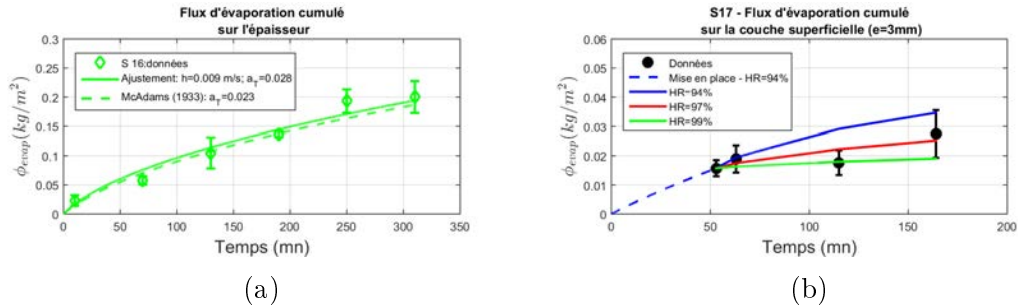


FIGURE 4.17 – Ajustement des données expérimentales par un modèle convecto-diffusif. (a) Série S16; (b) série S17 : les courbes continues représentent les prédictions du modèle pour différentes humidités relatives.

La comparaison de la prédiction du modèle de séchage avec la série S17 est présentée sur la figure 4.17b. L'ajustement du modèle sur les premières données obtenues au bout de 50 mn (correspondant au temps de mise en place du lit de sable) permet d'estimer l'humidité relative de l'écoulement pendant cette phase. Nous obtenons une humidité relative $HR = 94\%$. Nous observons que le flux d'évaporation estimé à partir du modèle est supérieur aux mesures effectuées aux temps ultérieurs. Cela indique que l'humidité relative de l'air dans la soufflerie a probablement augmenté au cours de l'expérience sans que notre sonde d'humidité n'ait pu la mesurer avec certitude du fait de son manque de précision proche de la saturation.

À partir du modèle de séchage que nous avons développé, nous avons pu modéliser le phénomène d'assèchement du lit granulaire dans une situation où il n'y a pas d'érosion. La validation du modèle de séchage va nous permettre par la suite de mieux comprendre la dynamique du transport sur un lit granulaire humide où il y a un assèchement superficielle du lit.

4.4 Analyse des fluctuations temporelles du flux

Suite à la présentation des instationnarités dans la section 4.2, nous avons constaté :

- la présence d'un période transitoire sur une dizaine de secondes avec un excès de transport
- des fluctuations rapides et de grandes amplitudes allant jusqu'à l'intermittence du transport à l'échelle de la fréquence d'échantillonnage de 1Hz du SPC
- des oscillations du transport moyen à basses fréquences dans le signal quasi-stationnaire du transport.

Nous allons dans cette section développer une analyse de ces fluctuations à travers

leur amplitude et contenu fréquentiel, puis en nous concentrant sur les fluctuations rapides et lentes séparément.

4.4.1 Intensité et contenu fréquentiel

Une analyse classique des fluctuations d'un signal temporel est de mesurer leur amplitude avec l'écart-type et le contenu fréquentiel avec le spectre. La figure 4.18a explicite déjà comment varie l'écart-type des fluctuations avec le vent pour les différents teneurs en eau et le graphique exhibe les mêmes dépendances que celui du flux moyen. La figure 4.18b trace ainsi l'écart-type en fonction du flux moyen avec deux évolutions distinctes, celle du transport de sable très humide en continuité avec le transport de sable sec et celle du transport de sable faiblement humide avec des niveaux de fluctuations plus importants pour un flux moyen identique. Notons de plus dans cette figure, la très grande variabilité de l'écart-type qui varie sur 4 décades entre le sable très humide et le sable sec qui ne doit jamais être oublié dans les analyses suivantes.

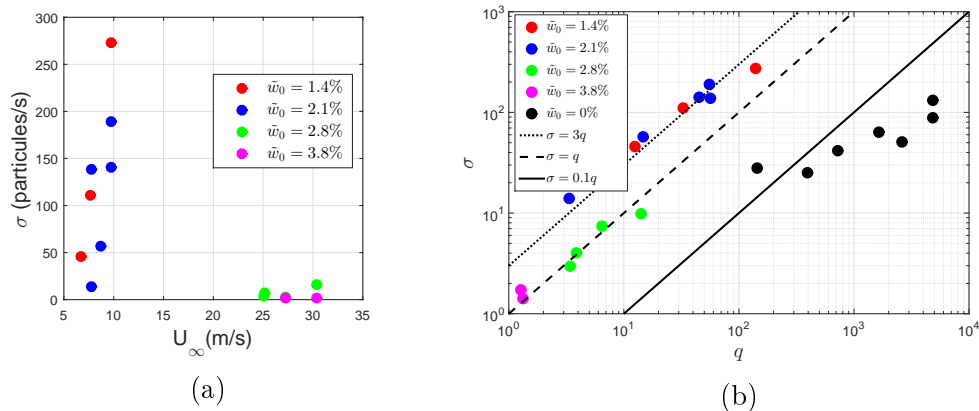


FIGURE 4.18 – (a) Ecart-type σ du flux en fonction de la vitesse d'écoulement pour différents teneurs en eau. (b) Ecart-type σ en fonction du flux moyen q .

Pour comprendre comment varie le contenu fréquentiel de ces signaux SPC de transport instantané, nous avons calculer les spectres des signaux dont nous traçons quelques exemples dans la figure 4.19. Pour des niveaux de fluctuations comparables, nous présentons des signaux obtenus à des vitesses de vent très différentes. Les contenus fréquentiels ne paraissent pas très différents d'une teneur en eau à une autre avec néanmoins une présence plus forte des basses fréquences pour les fortes teneur en eau. Dans les faits, ces basses fréquences ne correspondent pas à beaucoup d'énergie de fluctuation et elles seront plutôt analysées à l'aide de fonction d'auto-corrélation dans les sous sections suivantes.

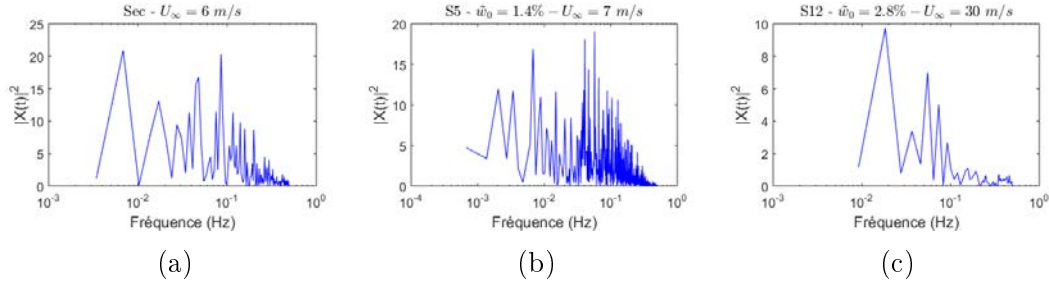


FIGURE 4.19 – Transformée de Fourier du signal de flux : (a) Cas sec ; (b) et (c) Cas humides avec une teneur en eau respective $\tilde{w}_0 = 1.4\%$ et $\tilde{w}_0 = 2.8\%$.

4.4.2 Fluctuations du flux à haute fréquence

Afin de bien visualiser ces variations à hautes fréquences et de comprendre comment elles varient avec la vitesse du vent et avec la teneur en eau, la figure 4.20 juxtapose des signaux SPC en fonction de ces deux paramètres en identifiant en violet les parties transitoires des signaux. Pour une teneur en eau donnée, l'augmentation de la vitesse induit une augmentation de q_{max} et le flux sans réelle disparition de valeurs inférieures ou égales à 1 *particule/s* (événements sans transport). Si pour les fortes teneurs en eau (3% à 4%), le flux reste faible (inférieur à 10 *particules/s*) permettant de comprendre que les fluctuations instantanées entraînent des valeurs nulles, l'existence de ces événements sans transport à faible teneur en eau induit des amplitudes de variations du signal sur 3 décades à des vitesses éloignées du seuil.

Comme nous l'avons déjà décrit à la section 4.2.3, ces grandes fluctuations doivent être dues à un phénomène supplémentaire : la variation de la teneur en eau de la couche superficielle de grains, alternativement séchés, transportés. Une comparaison de ces signaux à vitesses éloignées du seuil montre ainsi, la réduction de q_{max} et q avec le taux d'humidité, et deux régimes de fluctuations bien distincts : très grandes fluctuations pour les faibles teneurs en eau ($\tilde{w}_0 = 1 - 2\%$) et des fluctuations de l'ordre de q pour les fortes teneurs en eau ($\tilde{w}_0 = 3 - 4\%$). Les données sur les fluctuations σ et les maximums q_{max} ont démontré que les grandes fluctuations du flux à $\tilde{w}_0 = 1 - 2\%$ correspondent à une intermittence du transport entre celui du sable sec à $q_{max} = q^{sec}$ et celui d'un sable humide non-érodable à ces conditions de frottement. Dans cette section, nous allons analyser cette intermittence à travers :

- la durée des événements sans transport ;
- la distribution des événements de transport ;
- les spectres des signaux de transport.

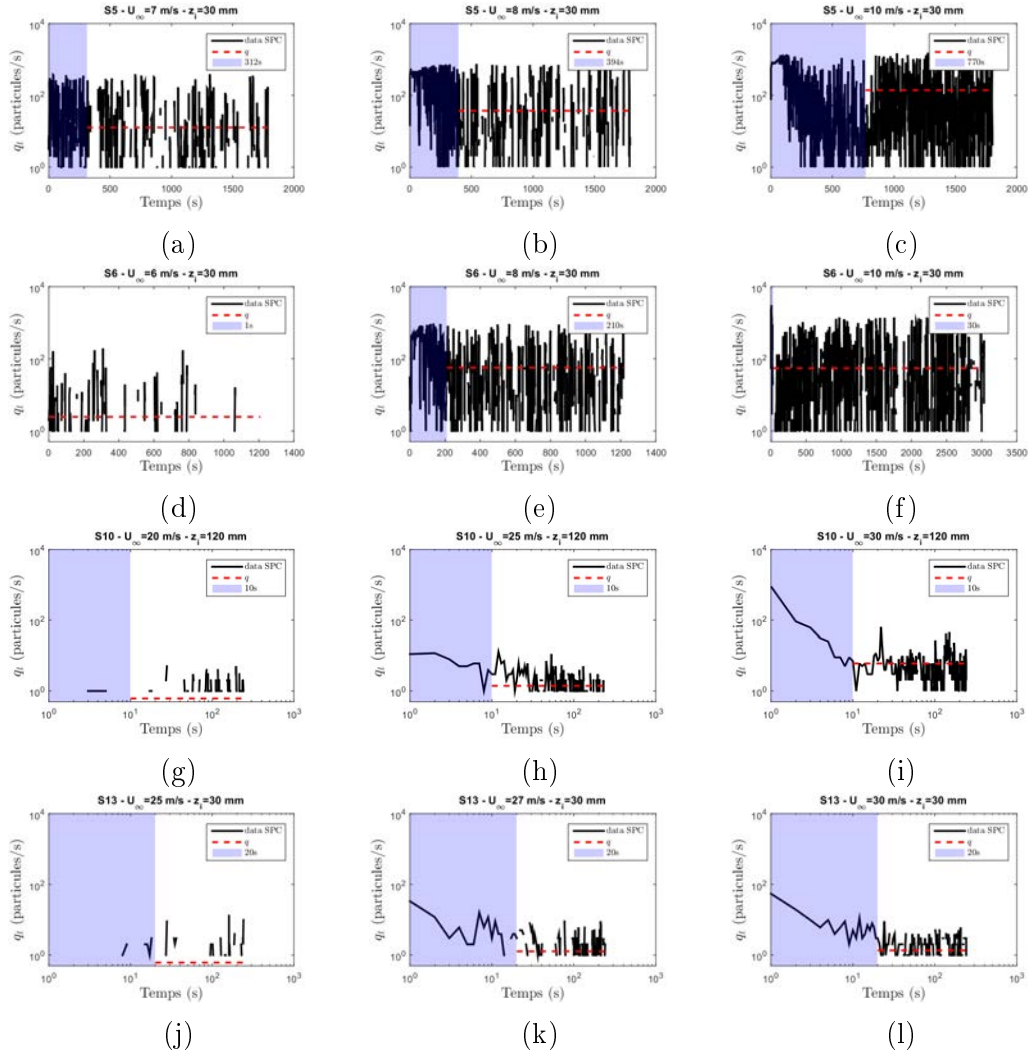


FIGURE 4.20 – Chronique temporelle du flux mesuré par SPC pour différentes teneurs en eau et vitesses d'écoulement : (a, b, c) : $\tilde{w}_0 = 1.4\%$; (d, e, f) : $\tilde{w}_0 = 2.1\%$; (g, h, i) : $\tilde{w}_0 = 2.8\%$; (j, k, l) : $\tilde{w}_0 = 3.8\%$.

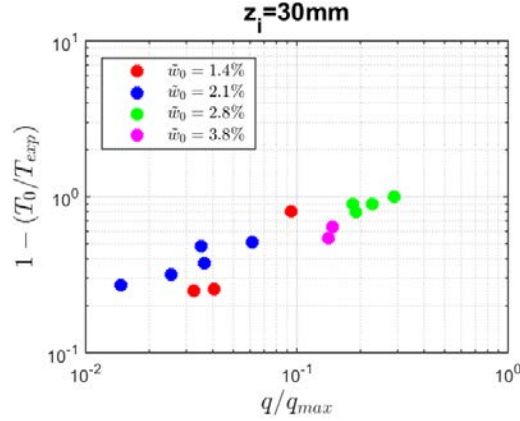


FIGURE 4.21 – Intermittence du transport $I = 1 - T_0/T_{exp}$ en fonction de q/q_{max} pour différents teneurs en eau.

En effet pour analyser l'intermittence, nous pouvons directement cumuler les durées sans transport T_0 puis estimer l'intermittence du transport I par $1 - T_0/T_{exp}$ et le comparer à q/q_{max} qui serait aussi une mesure de I si le signal oscillait entre une valeur q_{max} et une valeur 0. La figure 4.21 montre que pour $\tilde{w}_0 = 1.4\%$ et 2.1% à la limite de $I = 100\%$, le flux moyen q est 10 fois plus faible que q_{max} par l'influence des fluctuations temporelles importantes, puis l'intermittence est directement proportionnelle à q/q_{max} démontrant que la variation du flux moyen par rapport au flux maximal pour du sable sec peut se comprendre par ce phénomène d'intermittence du transport. Pour $\tilde{w}_0 = 2.8\%$ et 3.8% , la même proportionnalité se retrouve mais avec une valeur de q/q_{max} de 0.3 pour une intermittence de 100%. Ce rapport 3 fois plus grand peut être directement interprété par la réduction de q_{max} pour les fortes teneurs en eau avec un transport qui n'atteint jamais celui du transport de sable sec (cf section 4.2).

Pour analyser encore plus finement cette intermittence, la figure 4.22 montre les histogrammes cumulés des durées d'événements sans transport inférieures à t . Pour les faibles humidités ($\tilde{w}_0 = 1 - 2\%$), les événements sont distribués sur une large gamme de temps entre 1 s (la fréquence d'échantillonnage) et 20 – 30 s de manière peu dépendante du temps (excepté pour $U_\infty = 10$ m/s et $w_0 = 1,4\%$) et la durée médiane d'un événement sans transport est autour de 3 à 6 secondes. A contrario, dans le cas des grandes teneurs en eau ($\tilde{w}_0 = 3 - 4\%$), la moitié des événements est sans transport avec des durées inférieures à 10 s qui est facilement interprétable par le faible taux de transport ne permettant pas d'avoir plus d'une particule chaque seconde.

Si l'histogramme est développé sur une large gamme de période avec des flux moyens importants cela indique qu'il y a un vrai mécanisme d'intermittence in-

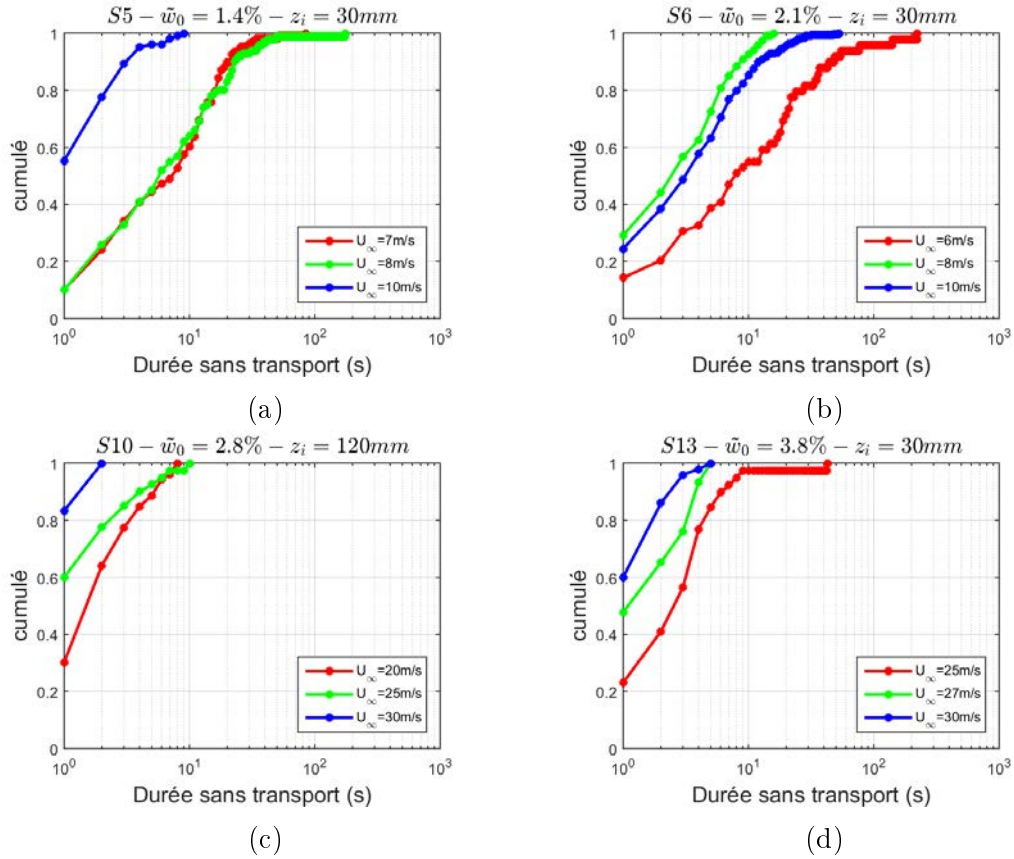


FIGURE 4.22 – Histogrammes cumulés des durées d'événements sans transport inférieures à t pour différents teneurs en eau : (a) $\tilde{w}_0 = 1.4\%$; (b) $\tilde{w}_0 = 2.1\%$; (c) $\tilde{w}_0 = 2.8\%$; (d) $\tilde{w}_0 = 3.8\%$.

interprété par la présence du séchage, alors que des événements fréquents et courts d'absence de particule dans un flux faible correspondent simplement à une caractéristique de flux granulaire faible.

Notons le cas pour $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ et $\tilde{w}_0 = 1.4\%$, dont l'histogramme ressemble à celui des fortes teneurs en eau qui pourrait correspondre à un vent supérieur au seuil du sable humide à $\tilde{w}_0 = 1.4\%$ sans besoin d'attendre que le sable sèche pour être mis en mouvement et donc avec une absence de cette dynamique de séchage-transport.

4.4.3 Oscillation du flux à basse fréquence

Si nous observons des fluctuations à l'échelle de la seconde, il apparaît également des oscillations du flux sur une échelle de temps plus longue. Nous analysons les variations du flux sur trois séries d'expériences $S5$, $S6$ et $S7$ réalisées

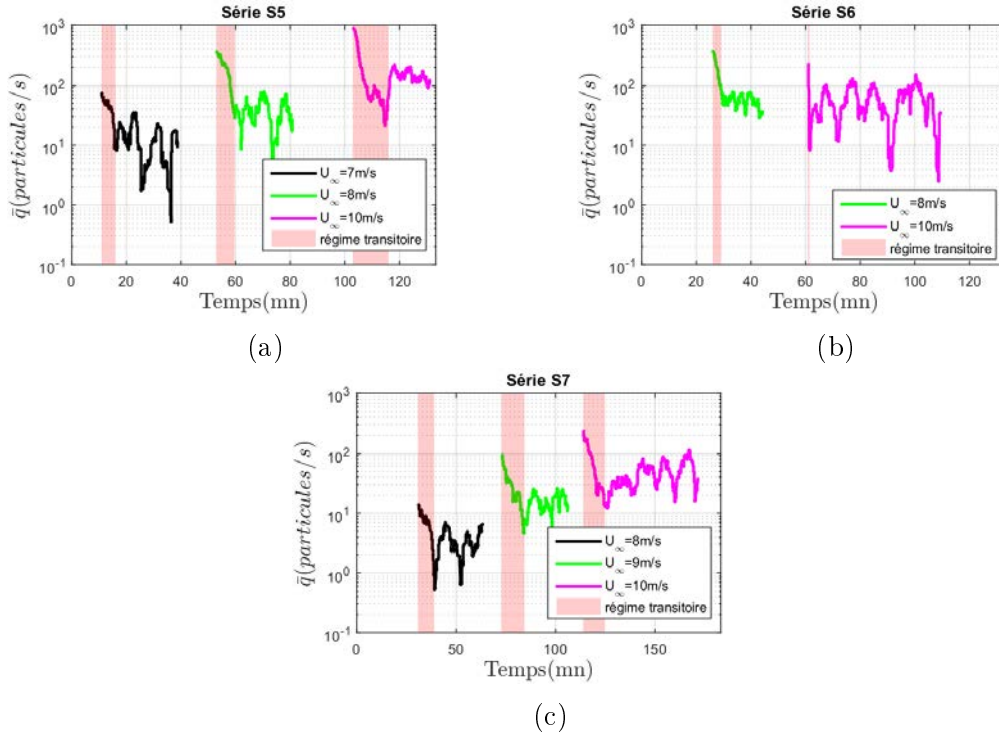


FIGURE 4.23 – Evolution temporelle du flux filtré \bar{q} par moyenne glissante des séries à longue durée : (a) *S5*, (b) *S6*, (c) *S7*.

sur de longues durées entre 10 *mn* et 1 *h* et pour des teneurs en eau modérées ($\tilde{w}_0 = 1 - 2\%$).

Les expériences ont été réalisées avec le SPC placé à $z_i = 30\text{ mm}$. Pour souligner les tendances aux grandes échelles de temps par rapport aux fluctuations à haute fréquence que nous avons vus précédemment, nous traitons les données obtenues par SPC en effectuant une moyenne glissante sur une intervalle de temps $dt = 120\text{ s}$. La figure 4.23 illustre la variation temporelle du flux particulaire filtré \bar{q} en fonction du temps pour les 3 séries. Nous pouvons observer que pour chaque expérience, il y a d'abord un régime transitoire, ensuite le flux particulaire montre une oscillation du flux. Nous nous intéressons au phénomène d'oscillation du flux.

Les séries *S5*, *S6* et *S7* ont été réalisées pour différents paliers de vitesse (voir la figure 4.23). On retrouve bien que le flux moyen augmente avec la vitesse de l'écoulement sauf pour la série *S6* où l'augmentation est plus ténue. Pour caractériser les oscillations du flux, nous déterminons l'amplitude et la périodicité des oscillations. Pour estimer la périodicité, nous calculons la fonction

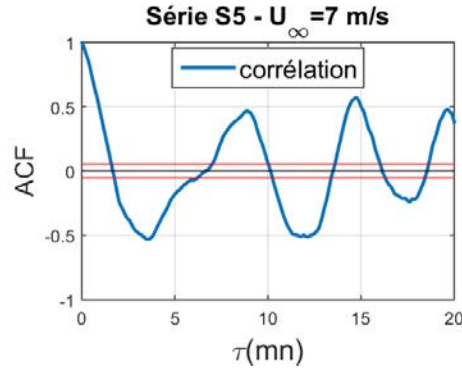


FIGURE 4.24 – Auto-corrélation du signal du flux de la série $S5$ pour $U_\infty = 7 \text{ m/s}$. Le trait bleu représente l’auto-corrélation, le trait noir représente la corrélation nulle et les traits rouges les limites de signification.

d’auto-corrélation du signal :

$$ACF(\tau) = \frac{1}{\sigma^2 T_s} \sum (\bar{q}(t) - \mu)(\bar{q}(t + \tau) - \mu) \quad (4.8)$$

avec T_s la durée du signal, μ la moyenne du flux filtré \bar{q} et σ^2 sa variance. La figure 4.24 illustre l’auto-corrélation du signal de la série $S5$ pour $U_\infty = 7 \text{ m/s}$ en fonction du décalage temporel (τ). Le décalage temporel correspondant au premier pic indique la périodicité du signal. Les pics secondaires représentent les harmoniques. Nous avons reporté dans le tableau 4.2 les valeurs de l’amplitude A et de la périodicité T_f du signal obtenues pour les différentes séries. Les données montrent que de manière générale l’amplitude A du signal augmente avec la vitesse d’écoulement alors que la période diminue avec la vitesse. La série $S6$ montre des périodes anormalement petites par rapport aux autres séries.

L’hypothèse est que cette oscillation du flux est liée au phénomène de séchage qui a lieu sur la couche en surface du lit granulaire. Nous savons qu’il y a un séchage de la couche superficielle. Une fois la couche superficielle séchée, elle est plus facilement sujette à l’érosion. Une fois érodée, elle laisse place à une nouvelle couche plus humide. La nouvelle couche s’assèche ensuite et est transportée par le vent une fois séchée. Le phénomène se répète ainsi au cours d’une expérience.

Pour vérifier cette hypothèse, nous exploitons notre modèle de séchage convecto-diffusif pour tirer le temps caractéristique t_c nécessaire pour sécher une couche de grains correspondant à un diamètre de particule d :

$$t_c = \frac{\Phi w_0 \rho_p}{h(\rho_v - \rho_{v,\infty})} \frac{D_{eff}}{2h} \left[\left(\frac{hd}{D_{eff}} + 1 \right)^2 - 1 \right] \quad (4.9)$$

Série	T (°C)	w_0 (%)	U_∞ (m/s)	HR* (%)	T_f (mn)	A (particules/s)
S5	13	1.4	7	100.5	8.9	17.4
			8	100.9	7.3	36.9
			10	100.9	5.7	45.1
S6	10	1.90	8	100.2	3.1	25.8
			10	100.2	9.0	64.8
S7	13	2.27	8	100.2	12.5	3.3
			9	101.1	12.3	10.9
			10	100.4	11.2	52.3

TABLEAU 4.2 – La température moyenne (T), la teneur en eau initiale (w_0), la vitesse d'écoulement de l'air (U_∞), l'humidité relative moyenne (HR) de l'air dans la soufflerie, la période du signal (T_f) et l'amplitude (A) des signaux pour les séries $S5$, $S6$ et $S7$.

Nous pouvons donc estimer ce temps caractéristique t_c pour sécher une couche de grains en fonction de la vitesse de l'écoulement U_∞ pour des humidités relatives de l'air proche de la saturation (typiquement entre 85% et 97%). La figure 4.25 montre la variation du temps caractéristique de séchage t_c en fonction de la vitesse du vent pour des humidités de l'air entre 85% et 97%. Nous comparons ces temps caractéristiques t_c avec la périodicité des signaux que nous avons trouvée. Nos calculs montrent que pour les signaux des séries $S5$ et $S7$, la périodicité correspond à un temps caractéristique de séchage d'une couche de grains à une humidité relative de l'air entre 95% et 97% (voir les figures 4.25a et 4.25c). Pour la série $S6$ à $U_\infty = 8 \text{ m/s}$ dont nous avons évoqué une différence par rapport aux autres signaux étudiés, la périodicité correspond à un temps de séchage avec une humidité relative $HR \approx 85\%$ (voir la figure 4.25b).

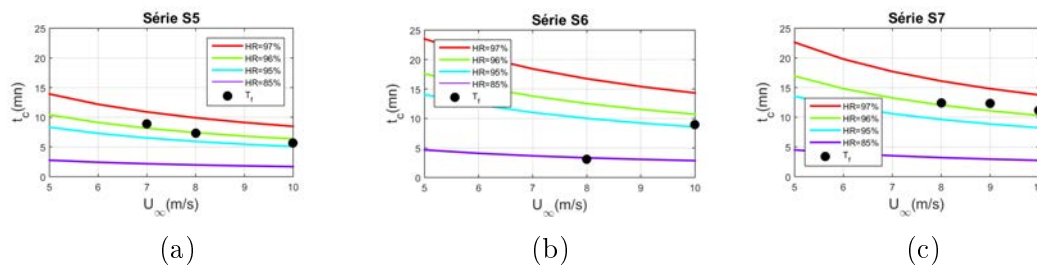


FIGURE 4.25 – Temps caractéristiques pour sécher une couche de grains en fonction de la vitesse de vent pour des humidités relatives entre 85% et 97% pour les différentes séries : (a) $S5$, (b) $S6$ et (c) $S7$.

Nous ne sommes pas les premiers à observer de tels signaux périodiques dans le flux. Cornelis and Gabriels (2003) au cours de leurs expériences ont également observé des oscillations du flux particulaire à des humidités relatives de l'air plus faible, entre 31% et 34%. Ils observent une alternance de maximums et minimums de transport visible à partir d'une teneur en eau de $w_0 \approx 1\%$ ($w \approx 0.01 \text{ kg.kg}^{-1}$), (voir la figure 4.26). Les périodes observées dans les expériences de Cornelis and

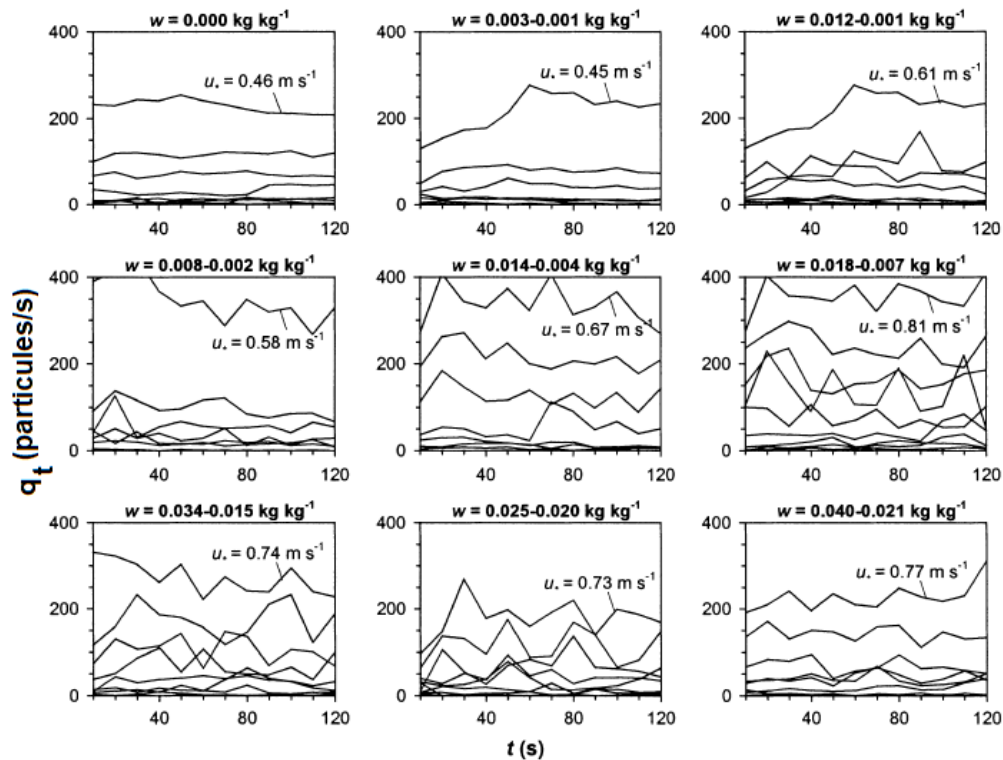


FIGURE 4.26 – Evolution temporelle du flux particulaire en fonction du temps. Les expériences ont été effectuées avec différentes teneurs en eau massiques w et différentes vitesses de frottement de l'air u_* . Les valeurs de w données se réfèrent à la teneur en eau initiale w_0 et la teneur en eau final w_f à la fin d'une expérience. Figure extraite et modifiée issue de Cornelis and Gabriels (2003).

Gabriels (2003) sont bien plus petites que dans les nôtres et sont de l'ordre de 20 s à 30 s. Ce résultat n'est pas surprenant puisque ces derniers ont travaillé avec des humidités beaucoup plus faibles. Cette différence peut en effet s'expliquer par un temps caractéristique de séchage plus court dans leurs expériences. Pour voir si cette différence du temps caractéristique de séchage est bien un effet de l'humidité de l'air, nous appliquons notre modèle de séchage aux conditions d'expériences de Cornelis and Gabriels (2003), à savoir : $T = 29^\circ\text{C}$ et $HR = 32.5\%$ pour des teneurs en eau initiales $w_0 = 1\%$, 2% et 3% , et des vitesses d'écoulement variant

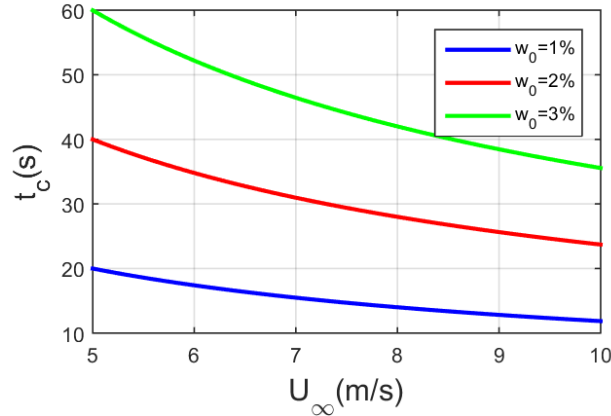


FIGURE 4.27 – Estimation du temps caractéristique de séchage de la couche superficielle de sable (sur une épaisseur correspondant au diamètre de grains) pour $T = 29^\circ C$, $HR = 32.5\%$ et $w_0 = 1\%$ à $w_0 = 3\%$.

de 5 à 10 m/s . Les résultats de notre modèle indiquent des temps de séchage tout à fait compatibles avec les périodicités observées dans les expériences de Cornelis and Gabriels (2003) (voir la figure 4.27).

4.4.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons montré qu'il y a une fluctuation du flux à haute fréquence et à basse fréquence. L'étude des fluctuations à haute fréquence indique qu'il y a des événements sans transport qui diminuent lorsqu'on augmente la vitesse du vent. A basse fréquence, nous observons des oscillations périodiques du flux. La caractérisation des oscillations du flux à basse fréquence nous a permis de déterminer l'amplitude et la périodicité du signal obtenu. A partir de notre modèle de séchage, nous avons pu déterminer que ces oscillations sont liées au phénomène de séchage de la couche superficielle du lit granulaire humide. La variation de la périodicité du signal correspond à la variation du temps caractéristique d'assèchement d'une mono-couche de grains à la surface du lit.

4.5 Seuil et loi de transport pour du sable humide

Nous revenons ici de manière plus quantitative sur le seuil et la loi de transport du sable humide. Nous rappelons que nous avons identifié deux régimes différents de transport à faible et forte teneur en eau. Pour les faibles teneurs en eau ($w_0 = 1 - 2\%$), nous avons des niveaux de transport certes inférieurs mais pas très éloignés des flux obtenus avec du sable sec tandis qu'à plus fortes teneurs en eau

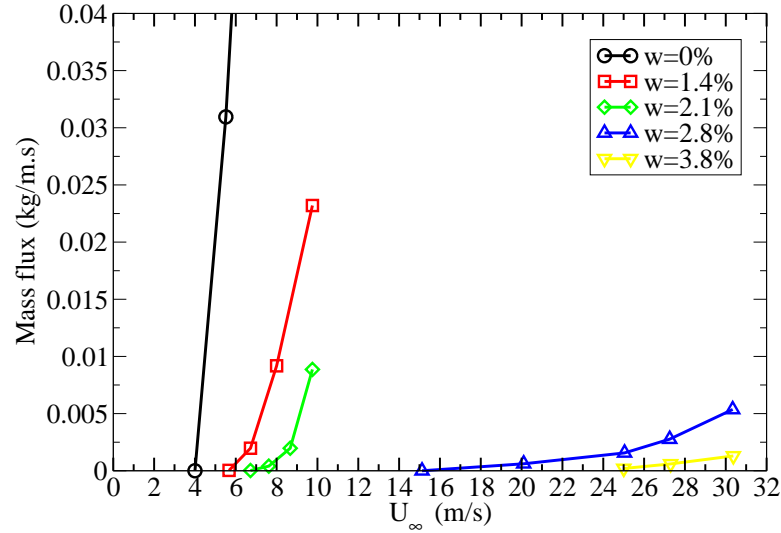


FIGURE 4.28 – Flux massique en fonction de la vitesse de l'écoulement U_∞ pour différents teneurs en eau.

($w_0 = 3 - 4\%$), l'intensité du transport est très faible et les seuils très élevés (voir la figure 4.28).

L'objectif ici est de proposer des lois pour le flux du sable humide et le seuil en termes de nombre de Shields. Pour cela, il faut établir la relation entre la vitesse nominale U_∞ dans la soufflerie et la vitesse de frottement u^* . C'est ce que nous faisons dans la section suivante avant de proposer des lois de transport pour le sable humide.

4.5.1 Estimation de la vitesse de frottement

Pour quantifier le flux transporté sur du sable humide, nous avons besoin d'estimer la vitesse de frottement et le nombre de Shields, $S^* = \rho_a u^{*2} / \rho_p g d$, dans chacune de nos expériences. En l'absence de mesures directes de frottement, nous utilisons la procédure décrite ci-dessous pour estimer la vitesse de frottement u^* .

Pour le transport de sable sec et dans des conditions où le flux est saturé, la relation entre la vitesse de frottement u^* et la vitesse d'écoulement U_∞ que nous avons déterminé dans le chapitre 2 est donnée par :

$$u^* = 0.143U_\infty - 0.347 \quad (4.10)$$

Pour le transport de sable humide, le flux reste en moyenne très inférieur au flux du sable sec. On peut donc supposer légitimement que vu les niveaux de flux, l'écoulement est très peu modifié par la présence de la couche de transport.

Partant de cette hypothèse, nous utiliserons la relation entre U_∞ et u^* établie en l'absence de transport (Ho, 2012) :

$$u^* = 0.045U_\infty \quad (4.11)$$

Cette relation nous permet d'avoir une évaluation approchée de la vitesse de frottement et donc d'en déduire le nombre de Shields équivalent.

4.5.2 Loi de transport et seuil

Pour déterminer une loi de transport sur du sable humide, nous réalisons un ajustement de nos données de flux en fonction du nombre de Shields S^* après avoir retiré au préalable la valeur seuil de mise en transport S_d^* . Comme nous l'avons déjà vu, nous confirmons l'existence de 2 régimes distincts de transport selon la teneur en eau (voir la figure 4.29). Pour les fortes teneurs en eau, nous retrouvons une loi similaire au cas sec, à savoir linéaire avec le nombre de Shields :

$$Q = \alpha_Q \rho_p d \sqrt{gd} (S^* - S_d^*) \quad (4.12)$$

où α_Q est un paramètre d'ajustement. Nous trouvons $\alpha_Q \approx 0.6$ pour $w_0 = 2.9\%$ et $\alpha_Q \approx 0.3$ pour $w_0 = 3.8\%$. Ces valeurs sont deux ordres de grandeur au-dessous comparées au cas sec où $\alpha_Q \approx 35$.

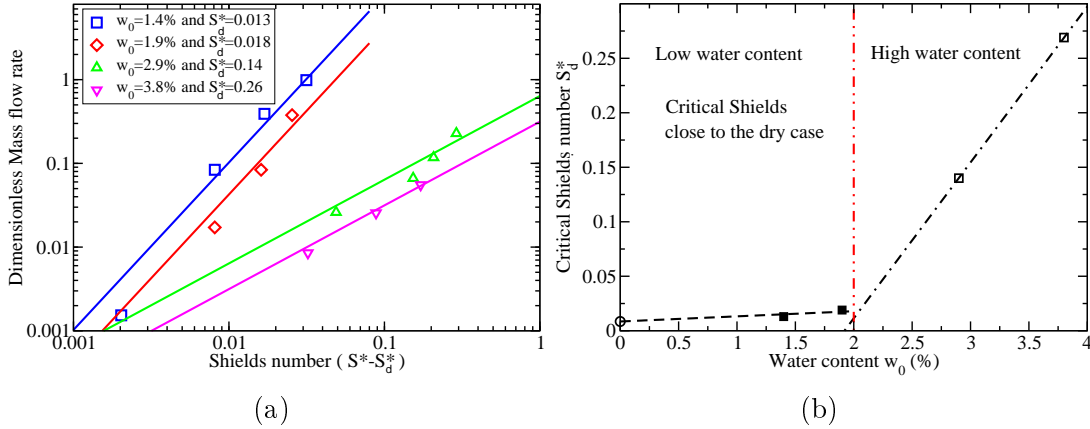


FIGURE 4.29 – (a) Flux massique en fonction du nombre de Shields à différentes teneurs en eau. (b) Seuil de transport S_d^* en fonction de la teneur en eau.

Pour les cas à faibles teneurs en eau où le transport est intermittent, la loi de transport est radicalement différente du cas sec. On obtient une loi non-linéaire avec le nombre de Shields avec un exposant de 2 :

$$Q = \alpha_Q \rho_p d \sqrt{gd} (S^* - S_d^*)^2 \quad (4.13)$$

où α_Q est un paramètre d'ajustement ($\alpha_Q \approx 1000$ pour $w_0 = 1.4\%$ et $\alpha_Q \approx 500$ pour $w_0 = 1.9\%$). Cette loi quadratique n'est forcément valable que dans une gamme limitée de vitesse car sinon on finirait par dépasser le flux sec. On peut penser qu'à plus fortes vitesses on doit rejoindre asymptotiquement la loi de transport obtenue en sec.

Concernant les valeurs des seuils de transport, on observe également deux comportements distincts. Pour les faibles teneurs en eau, le seuil n'est que très légèrement supérieur au sec avec des valeurs pour S_d^* de l'ordre 0.015 contre 0.01 pour le cas sec (voir la figure 4.29). Pour les plus fortes teneurs en eau, le nombre de Shields critique est d'un ordre de grandeur supérieur. On peut approcher nos données sur les seuils de transport en fonction de la teneur en eau par deux régimes affines avec des pentes différentes :

$$S_d^* = S_d^{*sec}(1 + 0.6 w_0) \quad \text{pour } w_0 \leq 2\% \quad (4.14)$$

$$S_d^* = S_d^{*sec} [1.2 + 15. (w_0 - 2)] \quad \text{pour } w_0 \geq 2\% \quad (4.15)$$

où S_d^{*sec} correspond au seuil dans le cas sec ($S_d^{*sec} \approx 0.008$). Cette dichotomie confirme à nouveau la différence entre les deux régimes de transport à faible et forte teneur en eau. Pour le régime à faible teneur en eau, les faibles écarts avec le seuil en sec peuvent s'interpréter comme une conséquence du séchage qui permet de réduire la cohésion, ce qui n'est pas le cas à plus forte teneur en eau.

4.6 Influence d'un flux massique en amont sur le transport

Nous avons également mené des expériences de transport de sable humide en injectant un flux massique de sable sec Q_{in} en amont de la soufflerie. Nous regardons en premier lieu la variation temporelle de la densité de flux à partir des données SPC à une hauteur $z_i = 120mm$ afin de voir s'il y a des fluctuations temporelles comme celles observées sur un lit granulaire humide sans apport de flux en amont de la soufflerie. Nous verrons ensuite comment varie le flux massique avec la vitesse du vent à partir des données de flux obtenues par pesée. Nous tentons par la suite de montrer que le flux transporté n'est pas saturé sur la longueur de la soufflerie. Pour cela, nous réalisons des expériences qui durent entre 15 s et 5 mn pour différentes valeurs de flux d'entrée ($Q_{in} = 0.007 kg/m.s$, $0.014 kg/m.s$ et $0.034 kg/m.s$). Les teneurs en eau initiales de sable humide sont de $\tilde{w}_0 = 2.8\%$ et 3.8% (séries S12 à S15). Le déroulement des séries expérimentales est le même que les séries de transport de sable humide avec un apport massique nul.

4.6.1 Stabilité du flux

Pour étudier la variation du transport au cours du temps, nous observons le flux particulaire mesuré à $z_i = 120 \text{ mm}$ à partir du SPC sur un lit de sable humide $\tilde{w}_0 = 2.8\%$ (S14) avec un flux d'entrée $Q_{in} = 0.007 \text{ kg/m.s}$ à une vitesse de vent $U_\infty = 8 \text{ m/s}$ (voir la figure 4.30a). On observe que la densité de flux particulaire instantané q_t est continue à la différence du sable humide sans flux entrant où on a pu observer des fortes fluctuations. Lorsqu'on compare la variation de l'écart-type σ en fonction du flux particulaire moyen q illustré par la figure 4.30b, nous pouvons voir que σ augmente avec le flux moyen de façon similaire au cas du transport sec sans flux entrant. Cette stabilité du flux particulaire sur du sable humide résulte du fait que l'érosion est provoquée par le bombardement de particules en amont. Cette érosion par impact est beaucoup plus efficace que l'érosion aérodynamique, c'est pourquoi nous avons du transport pour des vitesses d'écoulement beaucoup plus faible que sans flux entrant.

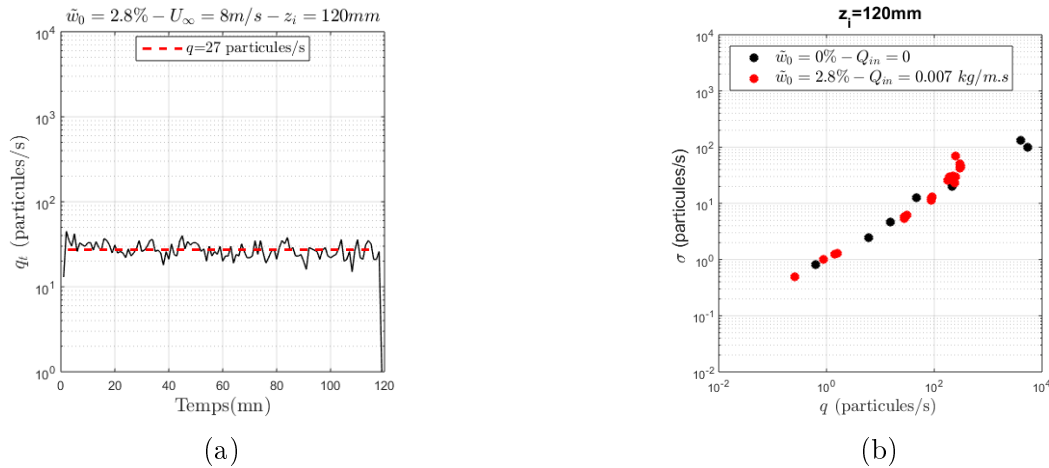


FIGURE 4.30 – (a) Variation temporelle du flux particulaire instantané q_t à une vitesse du vent $U_\infty = 8 \text{ m/s}$ sur du sable humide avec une teneur en eau initiale $\tilde{w}_0 = 2.8\%$ (S14) et un flux entrant $Q_{in} = 0.007 \text{ kg/m.s}$. (b) Variation de l'écart-type en fonction du flux particulaire moyen q .

4.6.2 Variation du flux massique avec la vitesse de l'écoulement dans le cas d'un flux entrant non-nul

Nous avons vu que le fait d'injecter des particules en amont entraîne la stabilité du flux. Nous allons également montrer que la vitesse seuil d'érosion par impact est largement inférieure au seuil de transport.

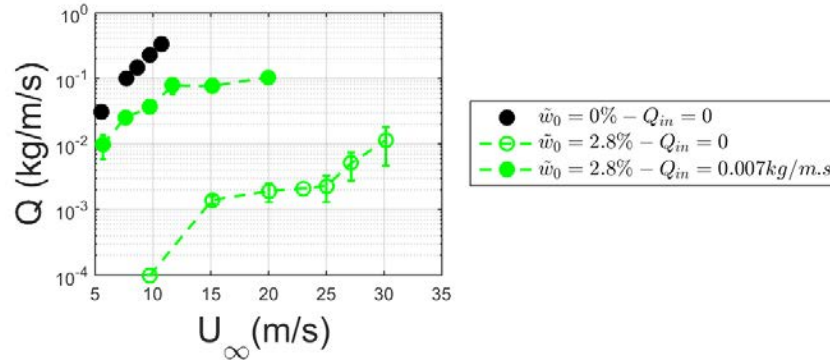


FIGURE 4.31 – Variation du flux massique Q en fonction de la vitesse du vent U_∞ avec du sable humide avec une teneur en eau $\tilde{w}_0 = 2.8\%$, avec flux entrant ($Q_{in} = 0.007 \text{ kg/m.s}$) et sans flux entrant.

Pour cela, nous observons la variation du flux massique Q avec la vitesse du vent. La figure 4.31 compare la variation du flux massique en fonction de la vitesse du vent avec du sable humide avec une teneur en eau $\tilde{w}_0 = 2.8\%$, avec et sans flux entrant. Avec un flux entrant $Q_{in} = 0.007 \text{ kg/m.s}$, le flux massique est un à deux ordres de grandeur plus élevés que sans flux entrant. Nous observons également qu'avec un flux entrant, le flux massique sortant Q est supérieur au flux entrant, ce qui signifie qu'il y a une érosion nette.

Les données indiquent aussi qu'en initiant le transport avec un flux, même faible, le transport sur sable humide est maintenu à des vitesses très faibles de $U_\infty = 6 \text{ m/s}$ ($u^* = 0.27 \text{ m/s}$). La vitesse seuil d'impact est proche de la vitesse seuil de transport du sable sec alors qu'à cette teneur en eau avec un flux entrant nul, comme nous l'avons vu dans la sous-section 4.5.2, le seuil de transport est de l'ordre de $U_\infty = 18 \text{ m/s}$ ($u_d^* = 0.8 \text{ m/s}$, $S_d^* = 0.14$). Ceci s'explique par l'efficacité du processus d'érosion par impact.

On constate enfin que le flux massique avec un flux entrant sur du sable humide reste inférieur au flux massique obtenu avec du sable sec pour la même vitesse d'écoulement. Nous savons que pour le transport du sable sec, le flux transporté est saturé en fin de soufflerie. En effet, pour le transport de sable sec, la longueur de saturation l_{sat} est de l'ordre du mètre, bien inférieure aux 6m de long de la soufflerie. Deux questions se posent : (i) Est-on capable dans cette configuration avec flux entrant d'atteindre le flux saturé sec et (ii) si oui, au bout de quelle distance ? Pour l'instant, nous ne pouvons pas répondre à ces questions mais nous y reviendrons par la suite.

Regardons maintenant ce qui se passe lorsqu'on augmente le flux entrant. La figure 4.32 indique que le flux massique sortant augmente avec le flux entrant Q_{in} . Pour un flux entrant $Q_{in} = 0.034 \text{ kg/m.s}$, le flux sortant correspond au flux saturé

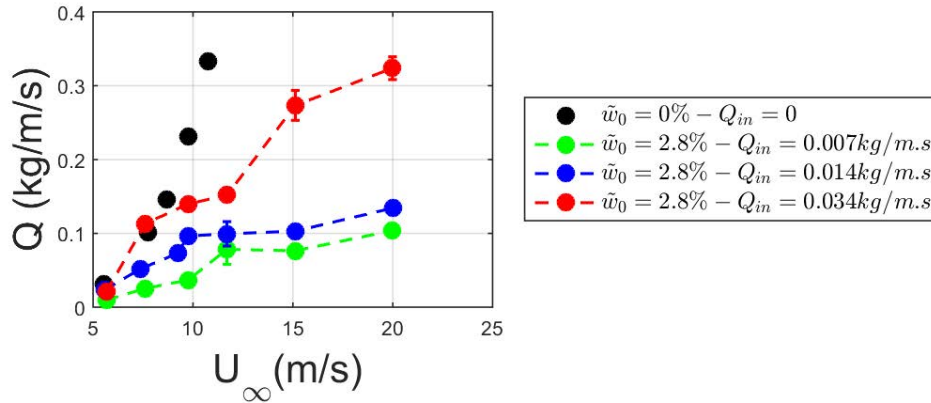


FIGURE 4.32 – Variation du flux massique Q en fonction de la vitesse du vent U_∞ avec une teneur en eau $\tilde{w}_0 = 2.8\%$ pour différents flux entrants Q_{in} .

sec lorsque la vitesse du vent est inférieure à $U_\infty = 10 \text{ m/s}$. Ce résultat indique que nous pouvons atteindre le flux saturé sec. Nous pouvons aussi voir qu'il y a une inflexion de la croissance du flux avec la vitesse de vent à $U_\infty = 10 \text{ m/s}$. Au delà de $U_\infty = 10 \text{ m/s}$, la croissance du flux massique est plus lente.

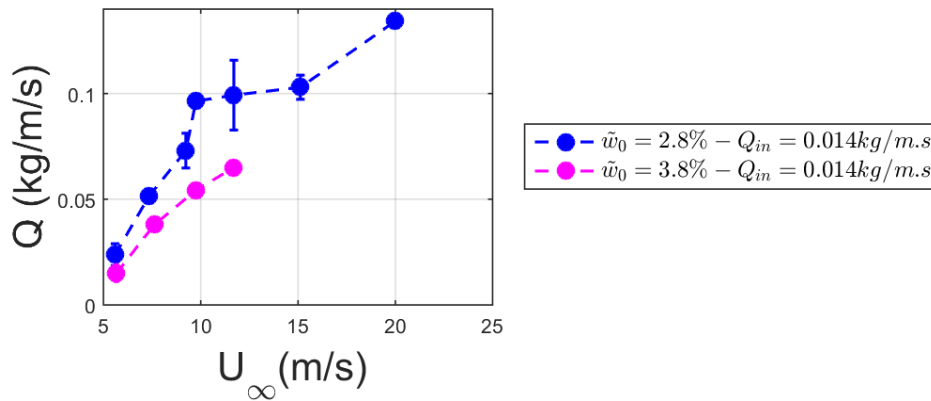


FIGURE 4.33 – Variation du flux massique Q avec la vitesse de l'écoulement U_∞ pour différentes teneurs en eau $\tilde{w}_0 = 2.8\%$ et $\tilde{w}_0 = 3.8\%$. Flux entrant : $Q_{in} = 0.014 \text{ kg/m.s}$.

Lorsqu'on fixe le flux entrant et que l'on fait varier la teneur en eau de $\tilde{w}_0 = 2.8\%$ à $\tilde{w}_0 = 3.8\%$, nous pouvons voir que la variation du flux sortant avec la vitesse du vent est relativement similaire. Le flux massique semble donc peu varier avec la teneur en eau.

En résumé, nous venons de voir que la présence d'un flux entrant a une in-

fluence importante sur le seuil de transport du sable humide. Dans ces conditions, nous abaissons le seuil de transport à des valeurs comparables au seuil du sable sec. Par ailleurs, il semble possible d'atteindre des niveaux de flux comparables au sable sec pour des conditions d'écoulement identique.

4.6.3 Longueur de saturation

Nous avons donc vu que le flux transporté sur du sable humide n'atteint pas en général le flux saturé du sable sec. A partir de nos résultats, nous allons discuter des scénarios possibles de l'évolution de la longueur de saturation sur du sable humide. Rappelons cependant que nos arguments sont basés sur l'hypothèse que le flux saturé sec Q_{sat} constitue la valeur limite du flux avec du sable humide.

La figure 4.34a représente la variation du flux massique de sable humide Q renormalisé par le flux saturé en sec Q_{sat} en fonction de la vitesse du vent U_∞ pour une teneur en eau $\tilde{w}_0 = 2.8\%$ et différentes valeurs de flux entrant. Nous

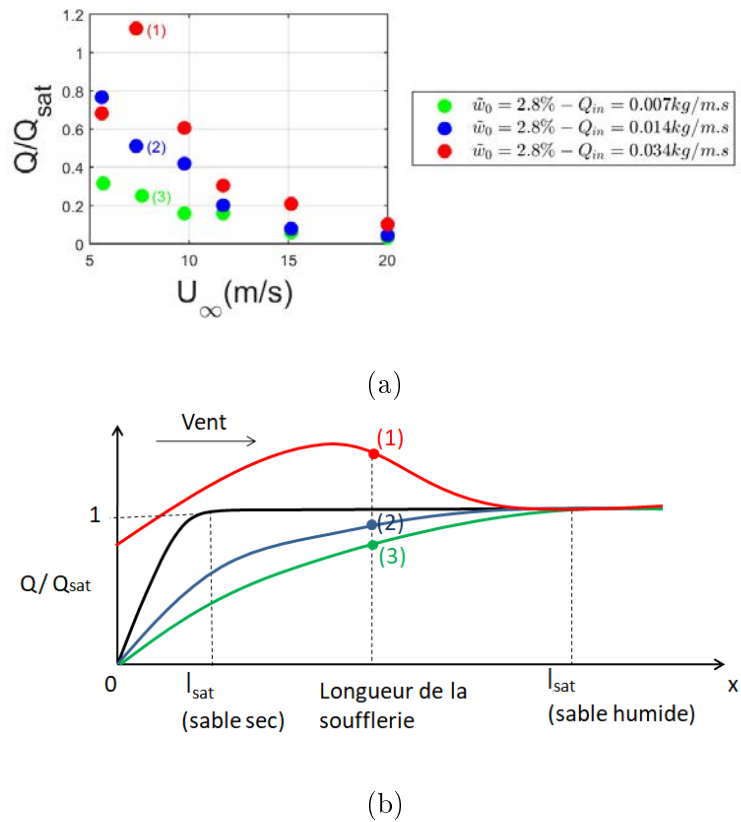


FIGURE 4.34 – (a) Rapport Q/Q_{sat} en fonction de la vitesse d'écoulement. (b) Illustration de l'évolution de la longueur de saturation.

pouvons observer qu'à des vitesses faibles ($U_\infty = 6 - 7 \text{ m/s}$) pour $Q_{in} = 0.007 - 0.014 \text{ kg/m.s}$, le flux massique de sable humide transporté se rapproche du flux saturé Q_{sat} . Pour un flux entrant $Q_{in} = 0.034 \text{ kg/m.s}$, nous pouvons même voir que le flux de sable humide dépasse le flux saturé Q_{sat} pour $U_\infty = 7 \text{ m/s}$. Les données montrent également que pour une vitesse donnée, le rapport Q/Q_{sat} augmente avec Q_{in} . Enfin, le rapport Q/Q_{sat} diminue lorsque la vitesse de vent augmente.

Nous pouvons interpréter ces résultats à partir de l'illustration sur la figure 4.34b qui montre l'évolution du flux le long de la soufflerie pour une vitesse correspondant à $U_\infty = 7 \text{ m/s}$. Avec un flux entrant faible, nos résultats laissent penser que le flux croît de manière monotone le long de la soufflerie mais n'atteint pas le flux saturé au bout des 6 m de la soufflerie. Pour un flux entrant plus grand ($Q_{in} = 0.034 \text{ kg/m.s}$), on est probablement dans une situation où l'on atteint un pic d'amplitude transitoire supérieur au flux saturé avant les 6 m de la soufflerie pour ensuite décroître vers le flux saturé. Cette évolution complexe avec un pic d'amplitude avant d'atteindre la saturation est obtenu pour le transport avec du sable sec avec des flux entrants non-nuls (Selmani et al., 2018). En termes de longueur de saturation, nos résultats suggèrent que dans une situation avec un flux entrant celle-ci est significativement plus grande que dans le cas sec et qu'elle augmente avec la vitesse du vent et diminue quand le flux entrant augmente.

4.6.4 Conclusion

Nous avons vu qu'une source de sable en amont du lit granulaire humide permet d'atteindre des niveaux de flux similaire au cas sec et d'obtenir des seuils de transport significativement abaissés et proche du cas sec. Nos résultats indiquent également que la longueur de saturation est significativement augmenté par rapport au cas sec.

Chapitre 5

Transport de neige

Les articles scientifiques traitant du transport éolien de la neige concerne essentiellement la neige sans cohésion qui a été plus largement étudiée. Ces articles font d'ailleurs souvent référence au transport éolien du sable, les deux phénomènes présentant de nombreuses similarités dans le cas non cohésif. L'essentiel de la bibliographie concernant le transport de neige cohésif s'est focalisé sur la modification de la vitesse seuil d'arrachement. Nous rappelons que dans cette étude, le terme "neige sans cohésion" ou "neige non cohésive" fait référence à de la neige faiblement cohésive (ou "loose snow").

Dans le cadre de cette thèse, et dans le même esprit que ce qui a été fait pour le transport de sable cohésif, nous avons voulu nous concentrer sur la modification des processus physiques dans la couche de saltation liée à la cohésion du lit. Pour ce faire, des outils similaires ont été utilisés. Nous avons ainsi concentré nos efforts sur une campagne expérimentale réalisée dans une soufflerie climatique au CES (Cryospheric Environment Simulator), à Shinjo, au Japon. Du fait des coûts engagés, cette campagne a été plus courte que pour le sable (15 jours) mais a été réalisée en fin de thèse de sorte à bénéficier des connaissances acquises avec le sable cohésif. Nous avons ainsi étudié le transport éolien de la neige sur un lit rigide correspondant à un cas limite de cohésion avant de faire varier la cohésion du lit. Le présent chapitre s'organise donc autour de 3 parties. Après une présentation du dispositif et des protocoles expérimentaux, les résultats concernant le transport sur lit de neige rigide puis sur lit de neige cohésif seront présentés.

5.1 Dispositifs et protocole expérimentaux

5.1.1 Présentation de la soufflerie

La soufflerie (figure 5.1) fonctionne à circuit fermé avec une veine d'essais qui fait 14 m de long et une section de 1 m × 1 m. Un ventilateur permet de générer l'écoulement d'air dans la soufflerie à une vitesse nominale U_∞ imposée, correspondant à une vitesse de référence, mesurée au préalable par l'équipe du CES à l'aide d'un tube de Pitot placé à 14 cm du plafond, en amont de la veine. On peut faire varier la vitesse du vent de 0 à 20 m/s. Au cours de cette campagne, nous faisons varier la vitesse U_∞ entre 0 à 15 m/s. La température moyenne est de $T = -10^\circ\text{C}$ et l'humidité relative moyenne de l'air est de $HR = 80\%$.

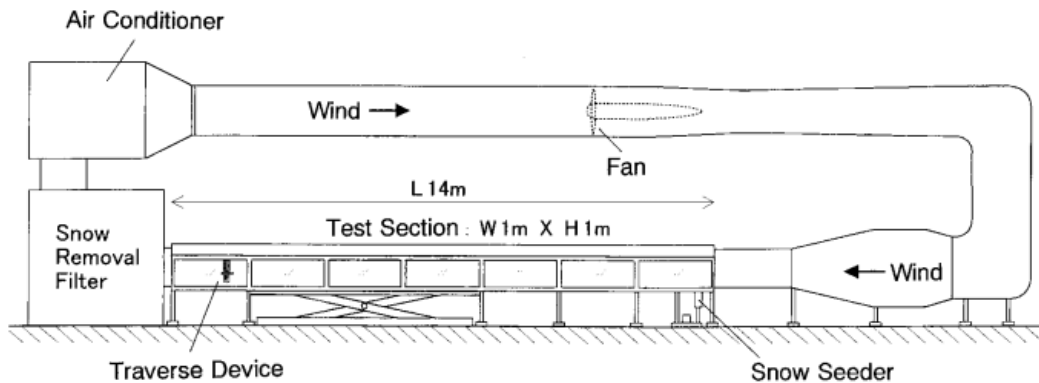


FIGURE 5.1 – Illustration de la soufflerie climatique au Japon. Figure extraite de Sato et al. (2001).

Un système d'alimentation fermé ("snow seeder", en anglais) permet de générer un flux entrant (figure 5.2), composé de deux parties :

- un réservoir, de 20 cm × 77 cm de section et 30 cm de profondeur contenant de la neige, qui monte progressivement à vitesse constante, permettant d'alimenter la surface en particules de neige avec une vitesse de déplacement maximale de 60 mm/mn ;
- un système de grille oscillante à la surface et permettant de détruire la cohésion et donc d'injecter les particules dans le fluide.

5.1.2 Matériau granulaire

La neige utilisée est de la neige artificielle réalisée dans le même laboratoire du CES au Japon. Au cours des mesures, trois types de neige, que nous noterons

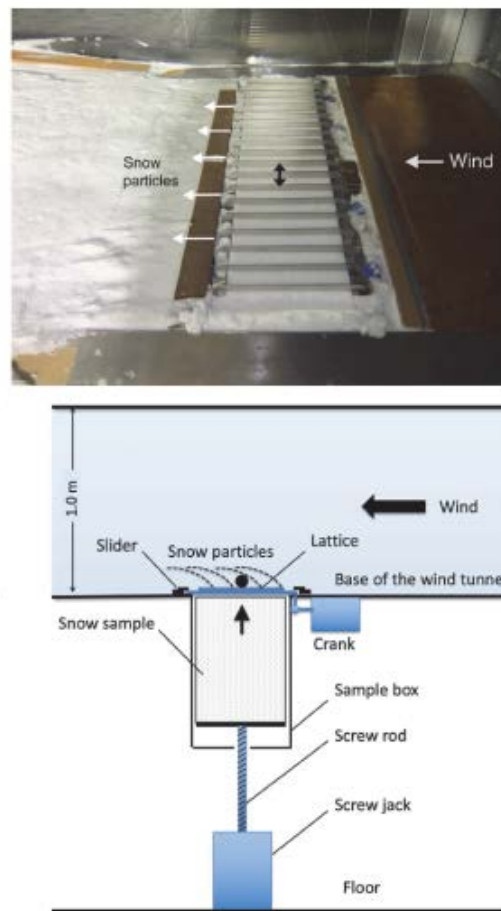


FIGURE 5.2 – Dispositif générateur de flux entrant, le "snow seeder". Figure extraite de Abe and Kosugi (2019).

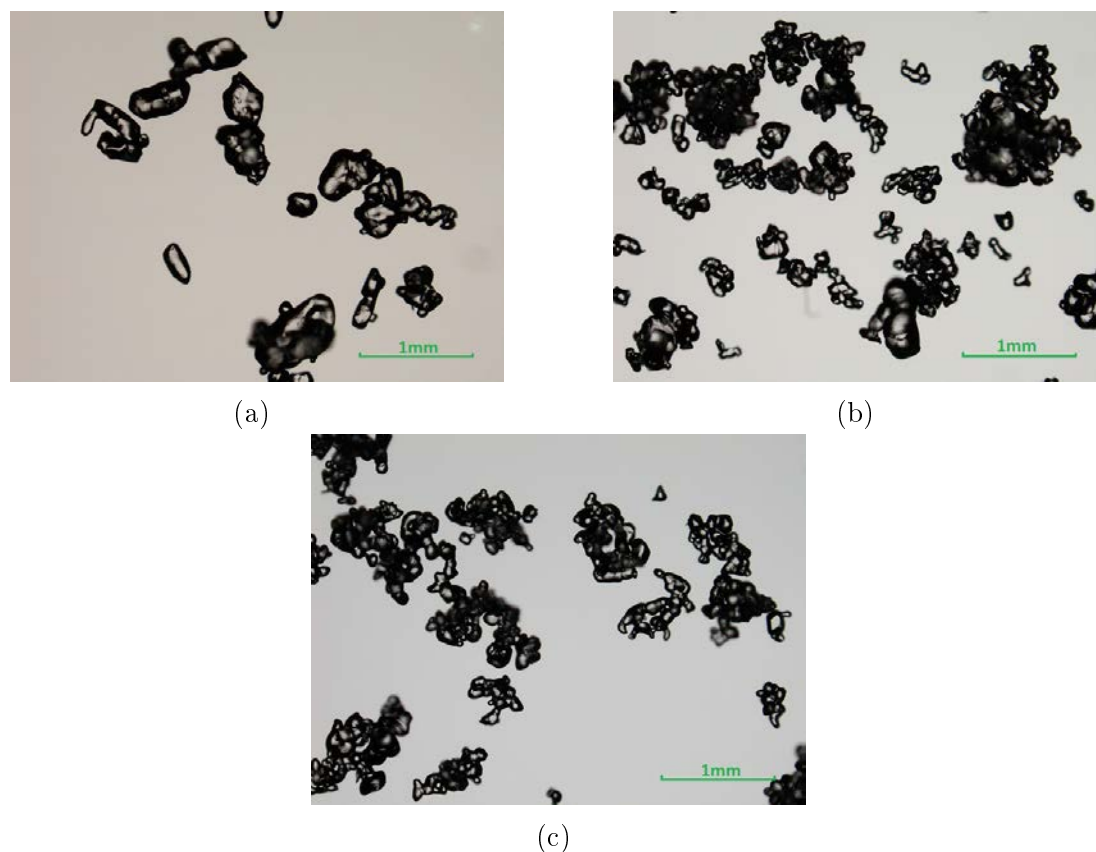
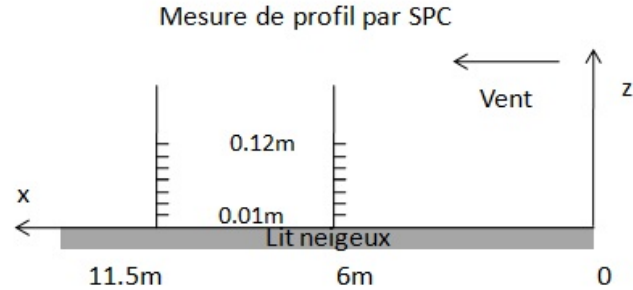


FIGURE 5.3 – (a) Neige A, (b) neige B et (c) neige C utilisées au cours des expérimentations.

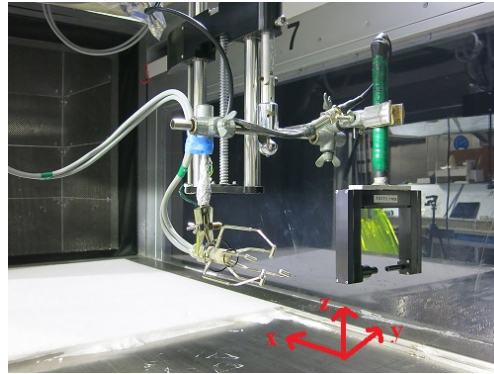
type A, B et C, sont utilisées (figure 5.3). Notons que ces trois types de neige sont issus du même processus de fabrication. Leurs distinctions résultent du fait qu'ils n'ont pas été fabriqués en même temps, avec des durées de stockage différentes. Le diamètre médian de particules de neige est de $d = 175 \mu m$ et de masse volumique $\rho_p = 917 kg/m^3$. La taille de particules de neige est obtenue à partir des mesures SPC réalisées à une hauteur $z_{SPC} = 0.01 cm$ et une vitesse d'écoulement $U_\infty = 9 m/s$.

5.1.3 Mesure de la vitesse de l'air et du flux de neige transporté

Au cours de nos expérimentations, les mesures de profil de vitesses et de densité de flux sont réalisées simultanément. Nous avons réalisé 25 séries de mesures (noté Mesure ou M 1 à 25). Les conditions expérimentales de ces différentes expériences sont décrites dans l'Annexe D.



(a)



(b)

FIGURE 5.4 – (a) Illustration de la mesure de profil de vitesse et de densité de flux, (b) respectivement à l'aide d'un anémomètre ultrasonique et d'un compteur de particules SPC.

Les mesures de vitesse sont faites à l'aide d'un anémomètre ultrasonique à 3 axes et la densité de flux est mesurée avec un compteur de particules SPC (figure 5.4). Les mesures sont effectuées en deux positions de la soufflerie ($x_d = 6\text{ m}$ et $x_d = 11.5\text{ m}$) dans la direction de l'écoulement. Les mesures de densité de flux sont effectuées sur 7 hauteurs au-dessus du lit de neige ($z = z_{SPC} = 0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 0.1, 0.12\text{ m}$) de manière successive. Les profils de vitesse sont réalisés à des hauteurs $z = z_{SPC} + 0.02\text{ m}$. En effet, la hauteur minimale de la mesure de la vitesse est limitée à 0.02 m au-dessus du lit de neige du fait de la forme de la tête de la sonde (figure 5.4b). Dans la direction transverse à l'écoulement du vent, le SPC et l'anémomètre ultrasonique sont placés symétriquement par rapport au centre ($y = 0$) à $y_{SPC} = 0.07\text{ m}$ et $y_{anemometre} = -0.07\text{ m}$ respectivement.

5.1.3.1 Mesure de la vitesse d'écoulement de l'air

Pour caractériser la vitesse d'écoulement de l'air dans la soufflerie, des profils de vitesse verticale et transversale sont effectués en présence d'un lit de neige rigide. Le lit rigide est obtenu en pulvérisant de l'eau sur le lit de neige qu'on laisse regeler pendant la nuit.

La vitesse de frottement de l'air A partir des mesures de l'écoulement de l'air à différentes hauteurs, nous obtenons un profil de vitesse du vent qui est alors ajusté par une loi logarithmique (figure 5.5a) :

$$U(z) = \frac{u^*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (5.1)$$

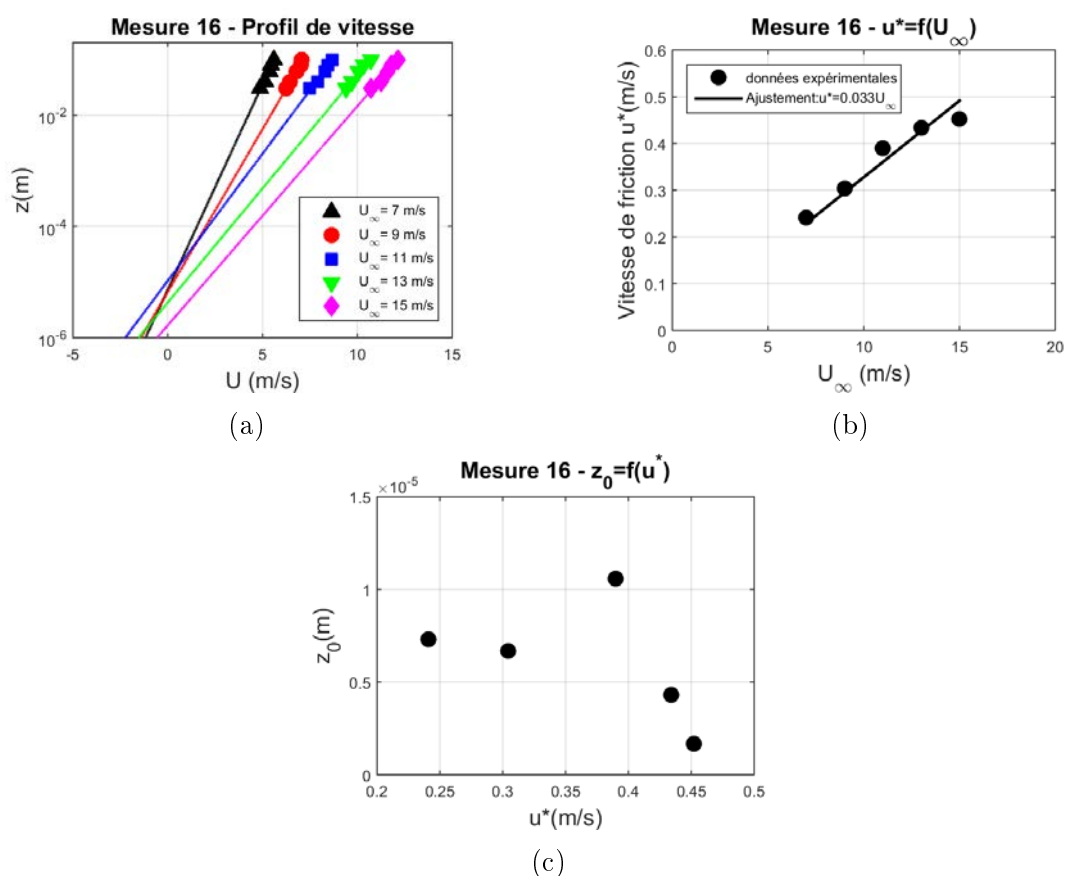


FIGURE 5.5 – (a) Profils de vitesse du vent sur un lit de neige rigide. (b) L'évolution de la vitesse de frottement du vent u^* en fonction de la vitesse nominale du vent U_∞ et (c) de la longueur de la rugosité aérodynamique z_0 en fonction de la vitesse de frottement du vent u^* .

où u^* la vitesse de frottement de l'air (m/s), z_0 la longueur de la rugosité aérodynamique (m) et k la constante de Von Karman égale à 0.41. La relation entre la vitesse de frottement de l'air u^* et la vitesse nominale de l'air U_∞ (figure 5.5b) est donnée par :

$$u^* = 0.033U_\infty \quad (5.2)$$

Profil transversal de la vitesse de vent Dans une soufflerie classique, une couche limite se développe sur les parois latérales de veine d'essais, ce qui entraîne une vitesse d'écoulement du vent plus faible proche des parois. La soufflerie climatique au CES présente une caractéristique différente, du fait sans doute du positionnement des ventilateurs. Ces caractéristiques ne sont jamais discutées dans les publications relatives au CES, mais méritent cependant que nous nous y attardions. La figure 5.6 représente le profil transversal de la vitesse réalisé dans la soufflerie climatique en $x = 11.5 m$ à une hauteur $z = 0.05 m$. La composante U_x de la vitesse du vent suivant la direction de l'écoulement montre un gradient de vitesse qui est maximale proche des parois et minimale au centre de la soufflerie. La variation transverse de U_x est symétrique de part et d'autre du centre vers la paroi. Cette caractéristique n'affecte que marginalement nos mesures car le SPC et l'anémomètre à ultra-sons sont placés de manière symétrique et à très faible distance du centre ($y = 0$) de la soufflerie suivant la direction transverse de l'écoulement respectivement en $y_{SPC} = 0.07 m$ et $y_{anemometre} = -0.07 m$.

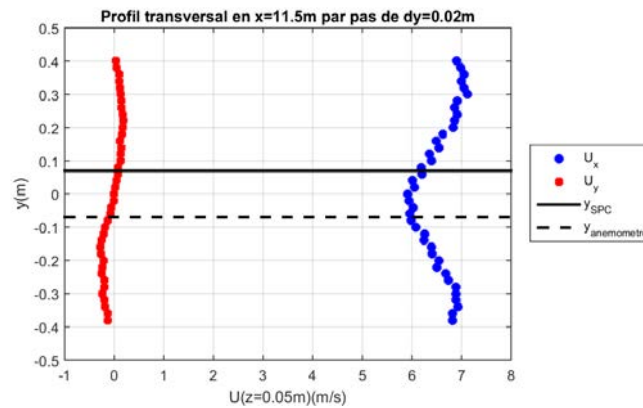


FIGURE 5.6 – Profil transversal de la vitesse dans la soufflerie. Le SPC et l'anémomètre à ultra-sons sont placés de manière symétrique par rapport au centre de la soufflerie suivant la direction transverse de l'écoulement respectivement en y_{SPC} et $y_{anemometre}$.

5.1.3.2 Mesure du flux

La densité de flux massique La densité de flux massique est mesurée à l'aide d'un compteur de particules SPC. La densité de flux massique moyenne q à la hauteur z est obtenue à partir de la relation :

$$q = \frac{1}{S \times t} \sum_{n=1}^{32} x_n \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_n}{2} \right)^3 \rho_p \quad (5.3)$$

où x_n est le nombre de particules détectées dans la classe de taille n pendant de la durée de la mesure t (s), d_n le diamètre moyen des particules de la classe n (m), ρ_p la masse volumique de la particule égale à 917 kg/m^3 et S la section du faisceau (m^2).

Nous avons vu dans les chapitres précédents que la densité de flux massique décroît exponentiellement dans la couche de saltation avec l'altitude suivant la loi :

$$q = q_0 \exp\left(\frac{-z}{l_q}\right) \quad (5.4)$$

avec q_0 la densité de flux massique à la surface du lit ($z = 0$) et l_q la longueur caractéristique de la décroissance exponentielle. q_0 et l_q sont obtenues par ajustement exponentiel des données avec l'Eq. (5.4).

Le flux massique total Q dans la couche de saltation est calculé par intégration de la densité de flux massique suivant la hauteur, à partir de l'Eq. (5.4) :

$$Q = \int_0^{h_{sal}} q(z) dz = q_0 \cdot l_q \quad (5.5)$$

où h_{sal} est la hauteur de la couche de saltation (m) caractérisée expérimentalement par la hauteur à laquelle le profil de densité de flux dévie de l'Eq. 5.4. Au-delà de cette hauteur, nous nous retrouvons dans la couche de suspension.

La densité de flux par taille de particules La densité de flux par taille de particules q_d est obtenue en calculant la densité de flux pour chaque diamètre de particules à partir de la distribution de tailles de particules mesurée par le SPC. La décroissance exponentielle de q_d avec l'altitude est exprimée similairement à l'Eq. 5.4 :

$$q_d = A_d \exp\left(\frac{-z}{l_{qd}}\right) \quad (5.6)$$

avec A_d la densité de flux massique à la surface du lit ($z = 0$) et l_{qd} la longueur caractéristique de la décroissance exponentielle pour une taille de particule donnée. A_d et l_{qd} sont obtenues par ajustement exponentiel des données avec l'Eq.

(5.6).

Par analogie, le flux massique total Q_d dû à la présence de particules d'un diamètre d donné est donné par :

$$Q_d = A_d \cdot l_{qd} \quad (5.7)$$

5.1.4 Protocole de mise en place du lit de neige

La mise en place de la neige se fait en 2 étapes (figure 5.7) :

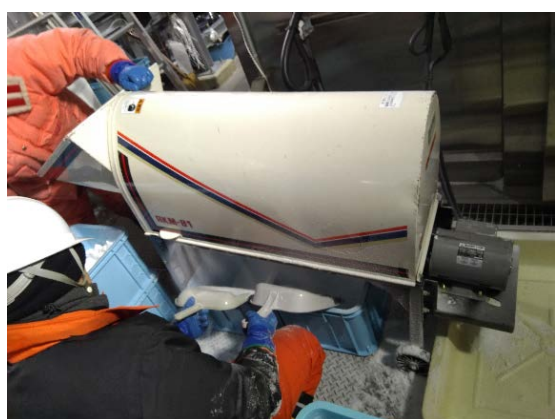
- La neige est concassée dans un dispositif que nous appellerons ultérieurement poudreuse, et ce, afin de rompre la cohésion entre les particules.
- Ensuite la neige est tamisée sur le sol de la soufflerie pour ne pas laisser passer les agrégats de grains de plus de 4 mm de diamètre, puis raclée pour obtenir une surface plane de hauteur constante le long de la soufflerie.

Le lit de neige fait une épaisseur de 20 mm. En amont de la soufflerie, un lit de neige rigide est mise en place sur une longueur de 50 cm, se situant avant la position $x = 0$ m pour que le vent soit soumis à la rugosité de la neige avant de traverser le lit de neige étudié. En aval de la soufflerie, à partir de $x = 12$ m, sous le vent des appareils de mesures, le lit de neige est également rigide pour éviter d'avoir à reconstruire cette partie du lit après chaque expérimentation. Pour avoir un lit de neige rigide, de l'eau fraîche est pulvérisée sur le lit permettant la formation d'une croûte de regel.

Pour avoir différents degrés de cohésion, le lit de neige est laissé au repos pendant une durée déterminée variant de 1 h, 2 h ou une nuit avant de procéder aux différentes mesures expérimentales.

5.2 Transport sur un lit de neige rigide avec flux entrant

Nous commençons l'étude du transport de neige par des expérimentations sur un lit de neige rigide afin de comparer nos résultats avec ceux des chercheurs ayant utilisé le même dispositif expérimental sur un sujet similaire (Sato et al., 2004; Kosugi et al., 2004, 2008) et de poursuivre ainsi l'étude des processus physiques en jeu. L'étude du transport sur un lit de neige rigide est réalisé en injectant un flux entrant en amont de la soufflerie à l'aide du "snow seeder".



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5.7 – Protocole de mis en place du lit de neige : (a) Concassage de la neige dans la poudreuse, ensuite (b) tamisage de la neige et (c) surface ayant été égalisée en passant une lame s'appuyant sur des guides latéraux pour permettre d'obtenir une hauteur constante.

5.2.1 Flux massique total

Rappelons que le flux massique total Q est obtenu par l'intégration de la densité de flux suivant la hauteur (Eq. 5.5). Les expérimentations sont menées avec un flux entrant Q_{in} correspondant à 2% et à 5% de la capacité maximale de flux injecté par le "snow seeder". La capacité maximale de flux injecté correspond à environ 0.355 kg/m.s (Sato et al., 2001) sachant que la valeur exacte dépend de la densité de la neige mise en place dans le "snow seeder".

La figure 5.8 représente la variation du flux massique total Q mesuré à $x = 6 \text{ m}$ et $x = 11.5 \text{ m}$ en fonction de la vitesse de frottement u^* avec 2% et 5% de flux entrant. La figure 5.8 nous montre que pour un flux entrant de 2%, le flux massique

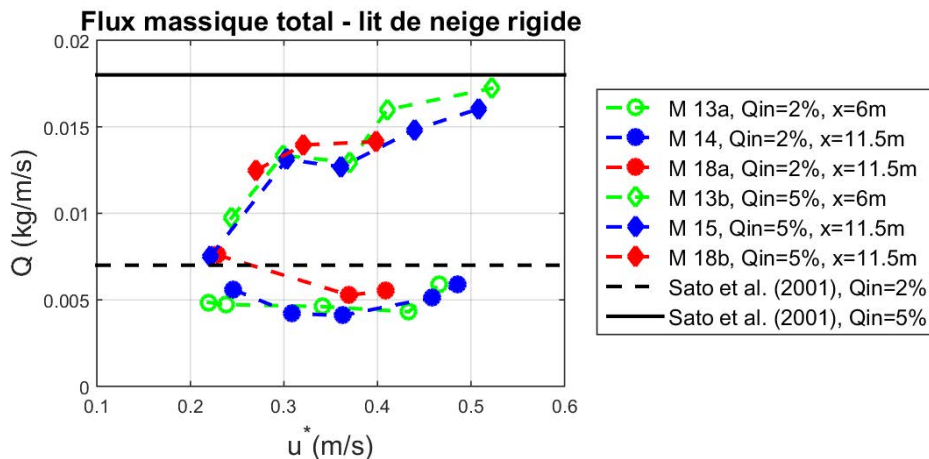


FIGURE 5.8 – Flux massique total Q en fonction de la vitesse de frottement u^* sur lit de neige rigide avec un flux entrant de 2% et 5%. Les mesures sont effectuées en $x = 6 \text{ m}$ et $x = 11.5 \text{ m}$.

total Q mesuré à $x = 6 \text{ m}$ et $x = 11.5 \text{ m}$ est relativement stable avec des valeurs de flux du même ordre de grandeur ($Q \approx Q_{in}$) et similaire à celui mesuré par Sato et al. (2001). Nous pouvons cependant observer une légère variation du flux massique. Deux aspects sont à considérer pour expliquer cette légère variation du flux Q :

- Le flux massique total Q est calculé à partir de l'Eq. 5.5. Q est donc obtenu de manière indirecte.
- Pour des vitesses de vent élevées, il y a une érosion sur le lit de neige rigide sans flux entrant. Des flux non-nuls sur un lit rigide, sans flux entrant, pourraient expliquer l'augmentation du flux massique total à fortes vitesses (figure 5.9).

À un flux entrant de 5% (figure 5.8), le flux augmente en fonction de la vitesse du vent. Ceci signifie que l'on dépasse ici la capacité de transport du fluide, ce qui

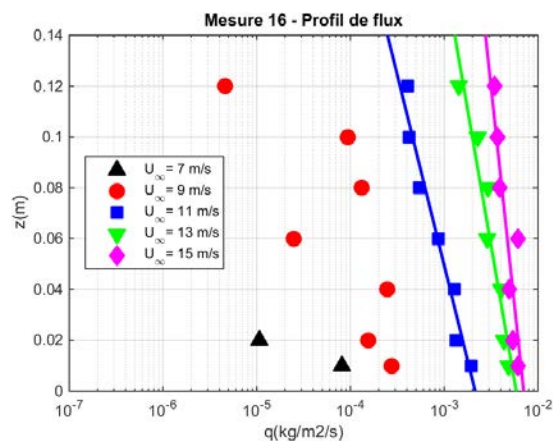


FIGURE 5.9 – Densité de flux massique sur un lit de neige rigide sans flux entrant en $x = 11.5 \text{ m}$.

génère des dépôts de particules. Le phénomène est plus particulièrement marqué en-dessous de $u^* = 0.3 \text{ m/s}$ (correspondant à $U_\infty \approx 10 \text{ m/s}$).

5.2.2 Profil de densité de flux massique

Nous analysons maintenant les profils de densité de flux massique sur un lit de neige rigide avec un flux entrant non-nul. La figure 5.10 illustre le déroulement d'une expérience. L'expérience commence par une vitesse d'écoulement de 7 m/s

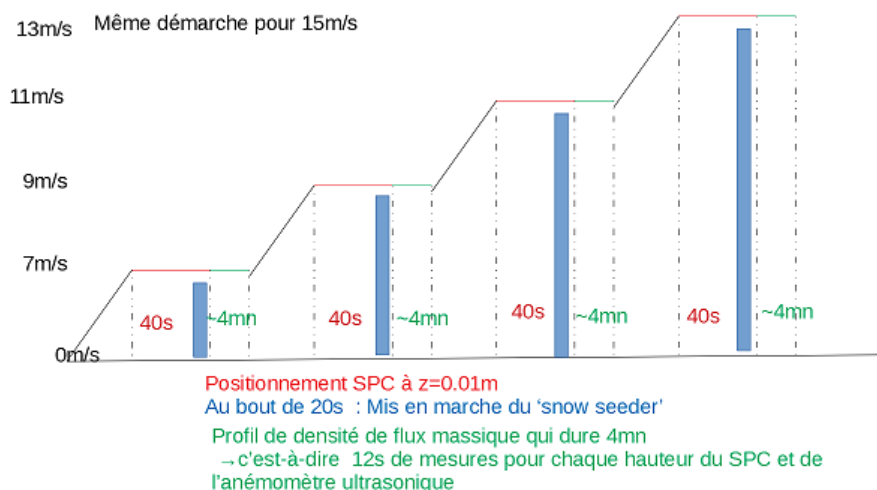


FIGURE 5.10 – Déroulement d'une expérience sur un lit rigide avec flux entrant.

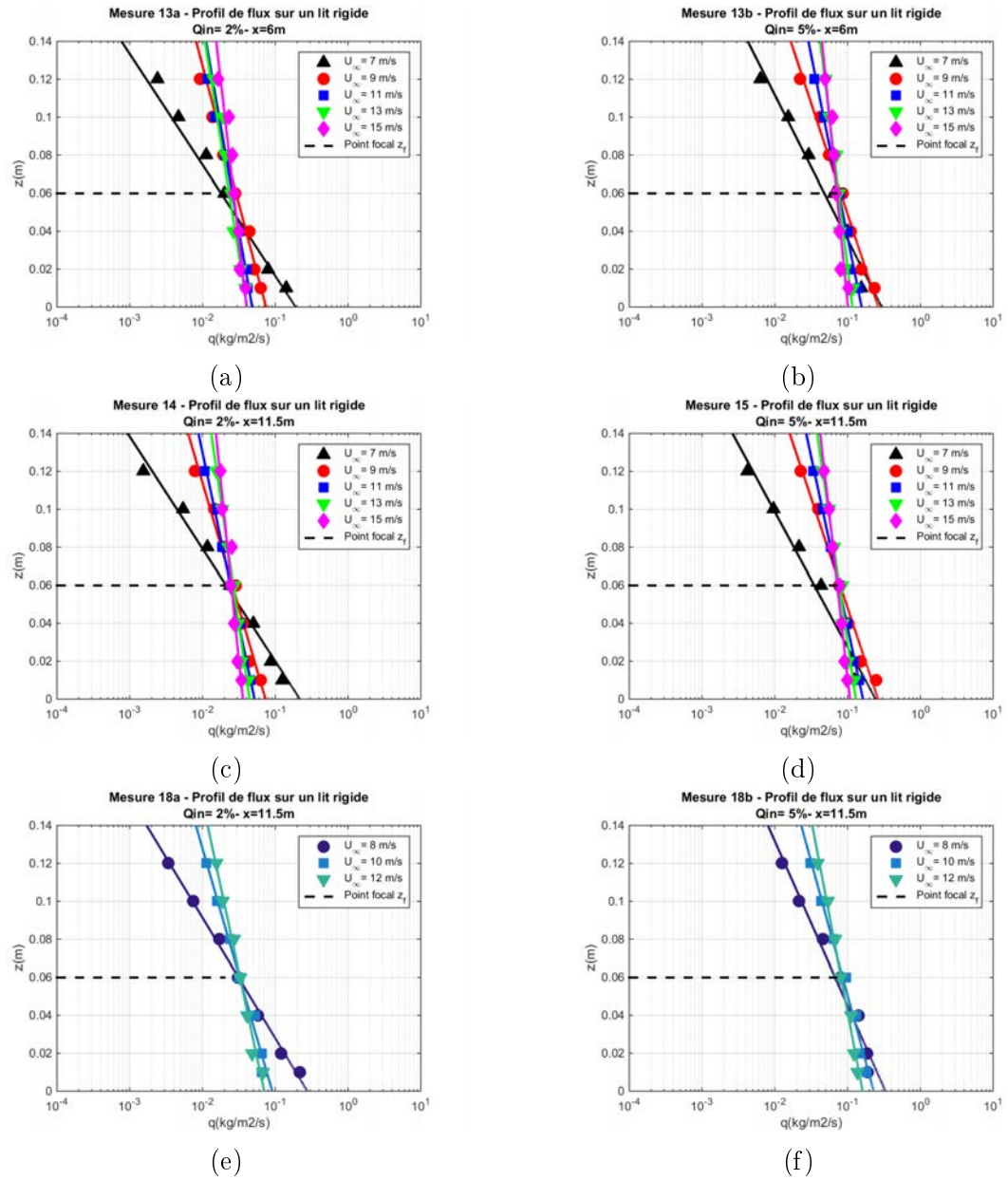


FIGURE 5.11 – Profils de densité de flux sur un lit de neige rigide : (i) avec un flux entrant de 2% en (a) $x = 6\text{ m}$ et en (c, e) $x = 11.5\text{ m}$ et (ii) avec un flux entrant de 5% en (b) $x = 6\text{ m}$ et en (d,f) $x = 11.5\text{ m}$.

(mesures 13a et 13b, 14 et 15) ou de 8 m/s (mesures 18a et 18b). Le SPC est placé à la première hauteur du profil $z = 0.01$ m. Au bout de 20 s, le "snow seeder" est mis en marche pour l'injection du flux entrant ($Q_{in} = 2\%$ ou 5%). 20 s après la mise en marche du "snow seeder", la mesure de profil commence. La durée de mesure pour chaque hauteur de SPC est de 12 s. Les données de vitesse sont enregistrées en parallèle avec l'anémomètre ultrasonique. Les mesures de profil sont réalisées à une hauteur de $z = 0.01 - 0.02 - 0.04 - 0.06 - 0.08$ et 0.12 m.

La figure 5.11 illustre les profils de densité de flux massique obtenus. Les mesures sont réalisées avec le même type de neige (neige B) à des vitesses du vent allant de $U_\infty = 7$ m/s à 15 m/s pour les mesures 13a et 13b, 14 et 15 et de $U_\infty = 8$ m/s à 12 m/s pour les mesures 18a et 18b. Pour étudier les caractéristiques du profil de densité, nous allons d'abord étudier la variation de la longueur de décroissance l_q et de la densité de flux massique q_0 à la surface du lit. La figure 5.11 semble montrer également la présence d'un point focal à $z = 0.06$ m qui n'a jamais été évoqué dans la littérature et qui sera discuté par la suite.

5.2.2.1 Variation de la longueur caractéristique de décroissance l_q

La figure 5.12 illustre la variation de la longueur caractéristique de décroissance en fonction de la vitesse de frottement sur un lit de neige rigide avec un flux entrant non-nul ($Q_{in} = 2\%$ et $Q_{in} = 5\%$) issue de nos expérimentations, qui est comparée à des expérimentations similaires sur lit de neige non cohésif (Sugiura et al., 1998). Dans le cas d'un lit de neige rigide, nous pouvons voir qu'il n'y a pas d'effet significatif du taux de flux entrant injecté en amont de la soufflerie sur la

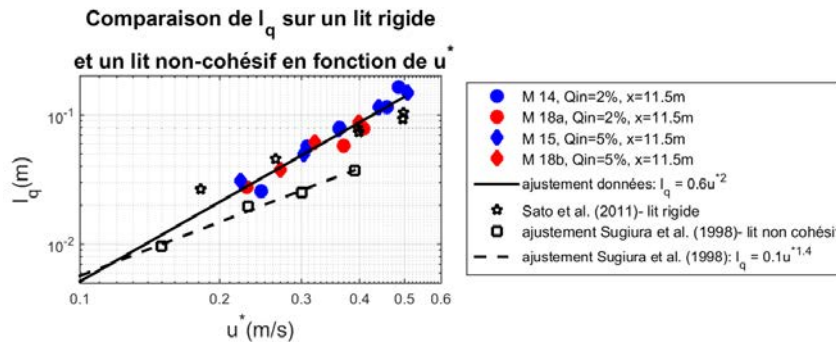


FIGURE 5.12 – Variation de l_q en fonction de la vitesse de frottement u^* à partir de nos données expérimentales mesurées en $x = 11.5$ m en comparaison avec Sato et al. (2001) sur un lit de neige rigide à une température $T = -15^\circ\text{C}$ et sur un lit de neige non cohésif tiré de l'étude de Sugiura et al. (1998).

variation de l_q . Un ajustement linéaire de la longueur caractéristique de décroissance en fonction de la vitesse de frottement montre que nos données s'ajustent avec une loi de puissance telle que $l_q \propto u^{*2}$. Nos résultats sont cohérents avec les données expérimentales de Sato et al. (2001) (figure 5.12) obtenues dans la même soufflerie.

Sugiura et al. (1998) qui ont eux aussi réalisé des expériences dans la même soufflerie, sur un lit non-cohésif, expriment la variation de la longueur de décroissance l_q en fonction de la vitesse de frottement en cherchant à ajuster leurs données avec la relation de Nalpanis et al. (1993) telle que l_q augmente avec u^{*2} :

$$l_q = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{u^{*2}}{g} \right) \quad (5.8)$$

avec λ un paramètre sans dimension et g l'accélération gravitationnelle. En ajustant les données, nous trouvons en fait une loi de puissance $l_q \propto u^{*1.4}$.

Nous comparons maintenant la variation de la longueur caractéristique l_q normalisée par la taille de particules d avec le nombre de Shields $S^* = \rho_a u^{*2} / \rho_p g d$ sur du sable et sur de la neige (figure 5.13). Nous avons vu que sur du sable sec (voir la section 3.2.3), donc non-cohésif, lorsque $S^* < 0.3$, la longueur caractéristique de décroissance est invariant avec S^* . Sur un lit rigide, avec un flux entrant Q_{in} de sable en amont de la soufflerie, nous utilisons la relation trouvée par Ho (2012) exprimée par :

$$\frac{l_q}{d} = \beta_q \frac{S^* - S_d^*}{\tilde{Q}_{in}} \quad (5.9)$$

où $\beta_q \sim 1.10^5$ est un paramètre d'ajustement, $S_d^* = 0.005$ est le seuil dynamique et \tilde{Q}_{in} est le flux massique entrant adimensionné tel que $\tilde{Q}_{in} = Q_{in} / \rho_p d \sqrt{g d}$ avec Q_{in} en $kg/m.s$. Nous prenons $Q_{in} = 0.005 kg/m.s$ correspondant à $Q_{in} = 2\%$. La figure 5.13 montre que la variation de l_q sur de la neige se situe entre le cas du sable non-cohésif et le cas sur un lit rigide.

Dans le cas du lit rigide, nous pouvons observer que la pente est beaucoup plus forte pour le sable que pour la neige, ceci laisse donc à penser que pour un nombre de Shields donné, la particule de sable à une hauteur de saut plus élevée que la particule de neige. Cette différence peut être expliquée en partie par l'injection du flux entrant dans la soufflerie. Dans le cas du sable, le flux est injecté par le haut de la soufflerie, ce qui fait que la particule de sable a une énergie plus importante que la particule de neige où l'injection du flux entrant se fait au même niveau que le lit de neige.

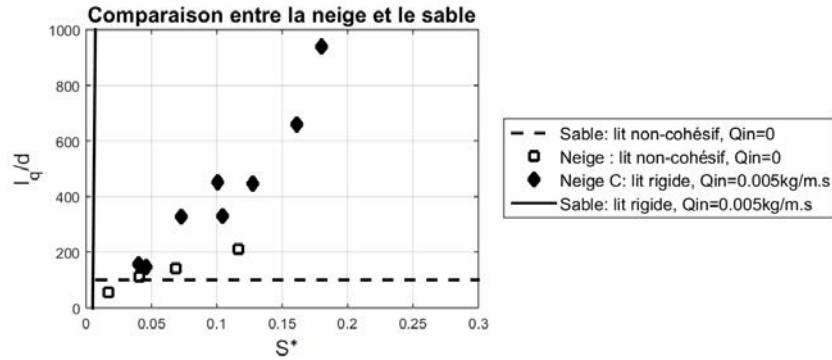


FIGURE 5.13 – Comparaison de la longueur caractéristique entre le transport de neige et le transport de sable en fonction du nombre de Shields.

5.2.2.2 Variation de la densité de flux massique à la surface du lit rigide q_0

Sur un lit de neige non-cohésif, la densité de flux massique à la surface q_0 augmente avec la vitesse de frottement u^* (figure 5.14a, Sugiura et al. (1998)) tandis que sur un lit de neige, Sato et al. (2001) montrent que q_0 décroît lorsque u^* augmente (figure 5.14b).

Nos résultats confirment les observations de Sato et al. (2001). Un ajustement linéaire de q_0 en fonction de la vitesse de frottement montre que nos données s'ajustent avec une loi de puissance telle que $q_0 \propto Q_{in}/u^{*2}$ (figure 5.15).

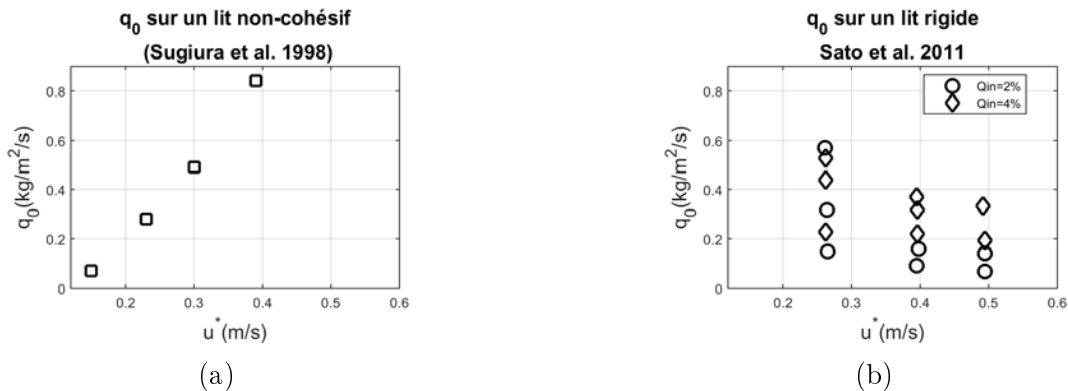


FIGURE 5.14 – Variation de q_0 en fonction de la vitesse de frottement u^* : (a) sur un lit de neige non cohésif tiré de l'étude de Sugiura et al. (1998) et (b) sur un lit de neige rigide (Sato et al., 2001).

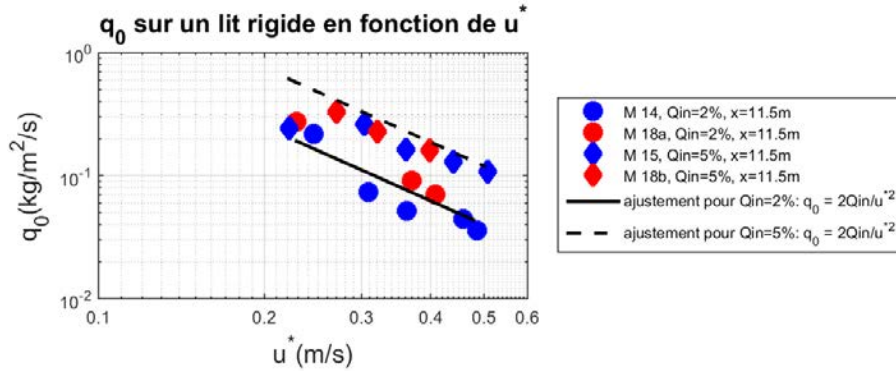


FIGURE 5.15 – Variation de q_0 en fonction de la vitesse de frottement u^* à partir de nos données expérimentales mesurées en $x = 11.5 m$. Un ajustement linéaire de nos données montre que $q_0 = 2Q_{in}/u^{*2}$ avec un $Q_{in} = 0.005 kg/m.s$ à 2% et $Q_{in} = 0.014 kg/m.s$ à 5%.

Cette différence de comportement de q_0 sur lit non-cohésif et sur lit rigide s'explique par le fait que (Sato et al., 2001) :

- Sur un lit de neige rigide, l_q augmente de manière significative avec la vitesse du vent. Cela signifie que l'épaisseur de la couche de saltation augmente avec la vitesse de vent. En considérant que sur un lit rigide le flux massique sortant est égal à un flux massique entrant fixé, la conservation du flux implique que la densité de flux à la surface du lit rigide diminue lorsque l_q augmente car le flux se répartit sur une épaisseur plus importante ;
- Sur un lit de neige non-cohésif les particules impactant le lit ont une énergie cinétique plus importante à des vitesses de vent plus élevées. Les particules impactantes peuvent donc éjecter plus de particules en surface. Par conséquent, la valeur de q_0 augmente avec la vitesse du vent.

5.2.2.3 Point focal observé sur les profils de densité

Les profils de densité de flux globaux illustrés par la figure 5.11 semblent mettre en évidence l'existence d'un point focal, plus marqué pour un flux entrant de 2% que pour 5%. Nous pouvons observer que pour un flux entrant de 5%, le profil de densité de flux ne converge pas vers le point focal à des vitesses de vent faibles ($U_\infty \leq 8 m/s$). Rappelons que sur les vitesses de vent faibles, le flux sortant est inférieur au flux entrant de 5%. Ce point focal se situe à une hauteur $z_f = 0.06 m$ pour les flux entrants de 2% et de 5%. On observerait donc une hauteur à laquelle le flux est indépendant de la vitesse.

Notons par ailleurs que ce que nous appelons ici point focal est en réalité un point

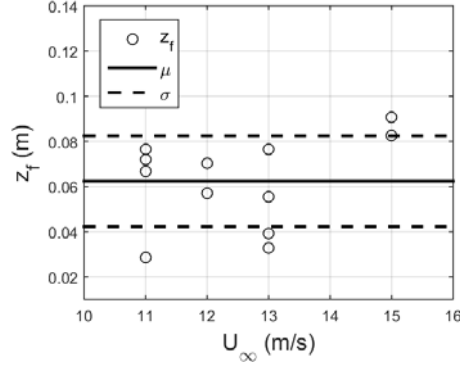


FIGURE 5.16 – Variation de la hauteur z_f du point pseudo-focal en fonction de la vitesse du vent. La valeur moyenne μ de z_f est de 0.06 m avec un écart-type $\sigma = 0.02 \text{ m}$.

pseudo-focal, c'est-à-dire qu'en étudiant plus finement les profils de densité, ils s'intersectent deux-à-deux, non pas à une même hauteur égale à 0.06 m mais autour de $z_f = 0.06 \pm 0.02 \text{ m}$ (figure 5.16).

L'existence de cette "zone focale" est liée au fait que le flux est constant quelque soit la vitesse alors que dans le même temps l_q et donc la hauteur de saltation augmente. On peut calculer théoriquement la hauteur du point d'intersection entre deux profils caractérisés par l_{q1} et l_{q2} , à partir de l'Eq. 5.4, à savoir :

$$z_f = \frac{\ln(q_{01}/q_{02})}{1/l_{q1} - 1/l_{q2}} \quad (5.10)$$

Dans leurs études portant sur le transport éolien sur un lit de neige rigide, Sato et al. (2001) et Kosugi et al. (2004) n'ont pas fait état de l'existence de cette zone focale.

La figure 5.11 montre que les profils de densité de flux s'ajustent avec l'Eq. 5.4 sur un lit de neige rigide et qu'il n'y a pas de déviation du profil de densité de flux. On peut en conclure que seule la couche de saltation est observée et ceci est en accord avec les études menées par Sato et al. (2001).

5.2.3 Profil de densité de flux par taille de particules

Sugiura et al. (1998) ont montré que sur un lit de neige non-cohésif, la hauteur de saltation (directement liée à l_q) décroît avec la taille des particules. En réalisant des expériences dans la même soufflerie mais sur un lit de neige rigide, Kosugi et al. (2008) au contraire montrent que la hauteur de saltation augmente sensiblement avec la taille des particules (figure 5.17).

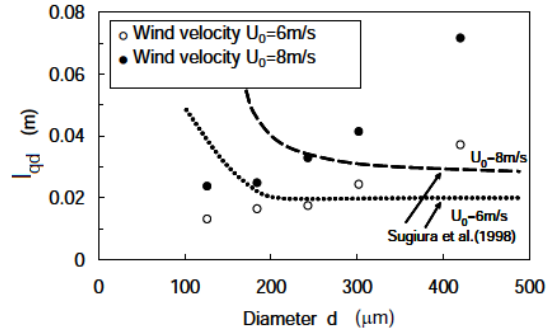


FIGURE 5.17 – Variation de la hauteur de saut en fonction de la taille des particules. Figure extraite de Kosugi et al. (2008)

Kosugi et al. (2008) supposent que ces comportements divergents pourraient être liés à la différence dans le processus de collision sur un lit non-cohésif et sur un lit rigide. Pour tenter de mieux comprendre cette augmentation de la hauteur de saut avec la taille des particules, nous menons une analyse complémentaire aux résultats de Kosugi et al. (2008) sur les profils de densité de flux par taille de particules sur un lit de neige rigide (figure 5.18) pour une gamme de valeurs de vitesses plus étendue, en affinant la taille de particules à observer. Les différents profils présentés sur la figure 5.18 nous permettent d'une part de vérifier la validité de l'Eq. 5.4 pour chaque classe de particules puis de calculer l_q également pour chaque classe de particules. On observe également sur ces graphiques l'existence d'une "zone focale".

5.2.3.1 Variation de la longueur caractéristique de décroissance l_{qd}

Dans l'Eq. 5.6, une plus grande valeur du paramètre l_{qd} indique que la particule en saut atteint une hauteur plus élevée (Kosugi et al., 2008). La figure 5.19 illustre l'évolution de l_{qd} en fonction de la taille des particules. Nos résultats avec un flux entrant de 2% (figure 5.19a) et avec un flux entrant de 5% (figure 5.19b) sont cohérents avec Kosugi et al. (2008). Ils montrent une augmentation du paramètre l_{qd} en fonction de la taille des particules.

Nous expliquons la dépendance de la hauteur de saut avec la taille des particules par le fait que, dans le cas de la neige, le coefficient de restitution de la particule qui impacte le lit est dépendant de la taille de la particule. Or cette augmentation du coefficient de restitution avec la taille des particules est assez contre-intuitive, pourtant les résultats sont là et ils sont consistants. Ce n'est d'ailleurs pas en accord avec les résultats numériques de Comola et al. (2019) qui montrent que le coefficient de restitution de la particule impactant un empilement

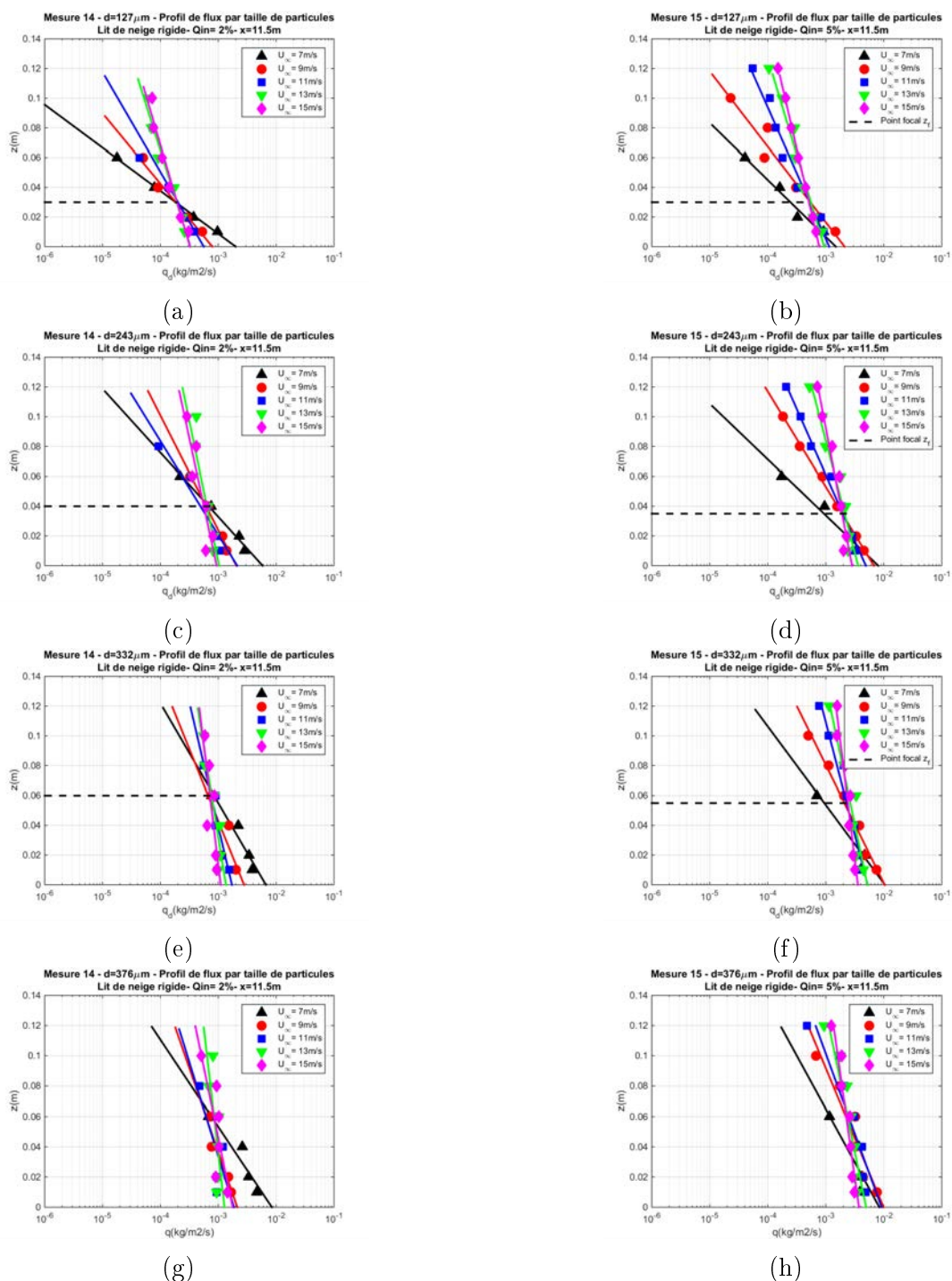


FIGURE 5.18 – Profils de densité de flux par taille de particules sur un lit de neige rigide pour des vitesses variant de 7m/s à 15m/s en $x = 11.5\text{m}$: (a, c, e, f) avec un flux entrant de 2% et (b, d, f, h) avec un flux entrant de 5%.

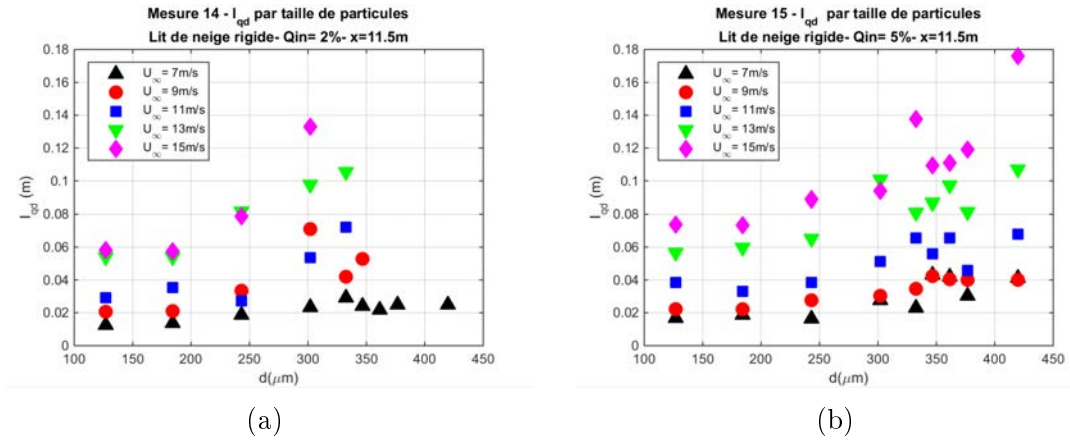


FIGURE 5.19 – l_{qd} en fonction de la taille des particules sur un lit de neige rigide pour des vitesses variant de 7 m/s à 15 m/s en $x = 11.5 \text{ m}$: (a) avec un flux entrant de 2% et (b) avec un flux entrant de 5%. Avec un flux entrant de 2% (figure de gauche), pour des tailles de particules $d > 332 \mu\text{m}$, le nombre de particules par tailles est faible, une moyenne inférieure à 3 particules/s entre $z_i = 0.01 \text{ m}$ et $z_i = 0.06 \text{ m}$, qui ne permet pas d’avoir une statistique assez fiable. Ces points ne sont donc pas représentés.

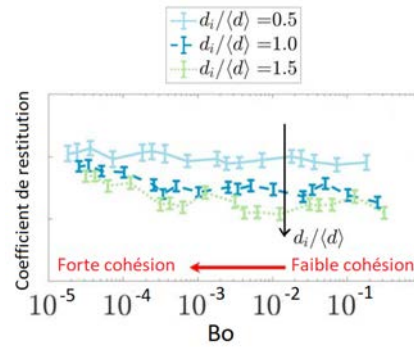


FIGURE 5.20 – Coefficient de restitution d’une particule impactant un empilement cohésif par des ponts solides dépendant de la taille de la particule impactante de diamètre d_i adimensionné par le diamètre moyen $\langle d \rangle = 200 \mu\text{m}$. Le coefficient de restitution diminue lorsque la taille de la particule augmente. Figure extraite de Comola et al. (2019).

granulaire, dont la cohésion est assurée par des ponts solides, diminue lorsqu’on augmente la taille de la particule (figure 5.20).

Nos observations sont plutôt cohérentes avec les études de Hatzes et al. (1988); Dilley (1993); Dilley and Crawford (1996). En effet, Dilley and Crawford (1996) montrent expérimentalement que lorsqu’une particule de glace impacte une surface givrée, le coefficient de restitution augmente avec la taille de la particule

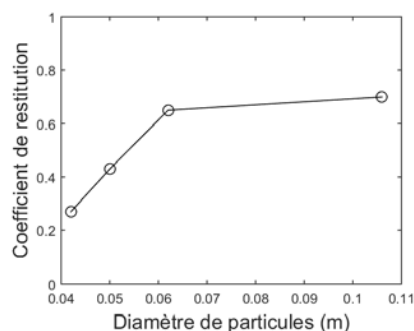


FIGURE 5.21 – Variation du coefficient de restitution d’une particule de glace impactant une surface givrée en fonction de la taille de la particule (Dilley and Crawford, 1996).

(figure 5.21).

5.2.3.2 Pseudo-point focal

La figure 5.22 montre que, sur un lit de neige non-cohésif, les profils de flux par taille de particules ne présentent pas de pseudo-point focal (Kosugi et al., 2008). Dans le cas d’un lit de neige rigide, la figure 5.18 illustre l’existence d’un

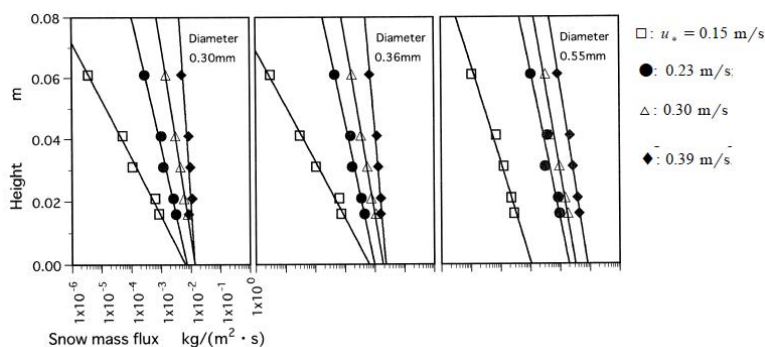


FIGURE 5.22 – Profil de flux par taille de particules sur un lit de neige non-cohésif. Figure extraite de Kosugi et al. (2008).

pseudo-point focal sur les profils de flux par taille de particules. Nous pouvons également observer que la zone focale z_f augmente de 0.03 à 0.06 m avec la taille des particules. Ceci s’explique tout simplement par le fait que la hauteur de l’intersection entre les deux profils de flux est d’autant plus faible que les l_q sont faibles, donc que les diamètres sont petits. Le fait que la zone focale sur le profil global (tout diamètre confondu) soit de l’ordre de 0.06 m, donc correspondant

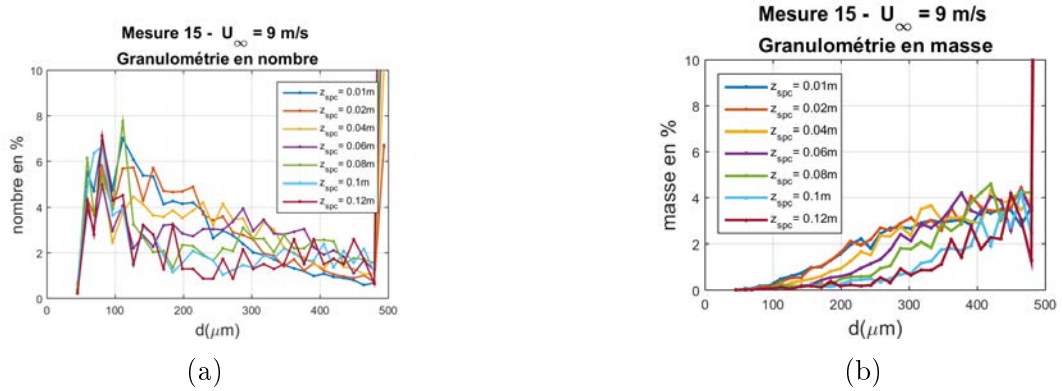


FIGURE 5.23 – Granulométrie (a) en nombre et (b) en masse de particules à différentes hauteurs du SPC à $U_{\infty} = 9 \text{ m/s}$.

à celle observée pour les grosses particules, s'explique par le poids des grosses particules dans le profil de flux massique (cf figure 5.23).

5.3 Transport sur un lit de neige cohésif

Après avoir étudié le transport éolien sur un lit de neige rigide, nous allons aborder dans cette section le transport sur un lit de neige cohésif qui est un état intermédiaire entre un lit sans cohésion et un lit rigide. Il s'agira in fine de comparer les profils de neige transportée sur un lit cohésif en soufflerie avec et sans flux entrant.

5.3.1 Protocole expérimental

Le protocole de mise en place du lit cohésif est le même que celui présenté dans la sous-section 5.1.4. Mais dans ce cas, le lit de neige mis en place est laissé au repos pendant une durée déterminée avant de procéder aux mesures expérimentales. Au cours de notre campagne sur le transport éolien de neige, nous avons fixé la durée de cette attente à une heure, deux heures et une nuit. Ce temps d'attente permet à la cohésion de frittage de se mettre en place. La vitesse de formation d'un pont de glace dépend entre autres de la taille des particules. Plus les particules sont petites, plus la vitesse de frittage augmente. Ce phénomène de frittage contribue à la formation de gros blocs de neige que nous constatons à la fin d'une série d'expérience lorsqu'on retire la neige de la soufflerie (figure 5.24a). On retrouve en soufflerie une similarité avec les formations de plaques à

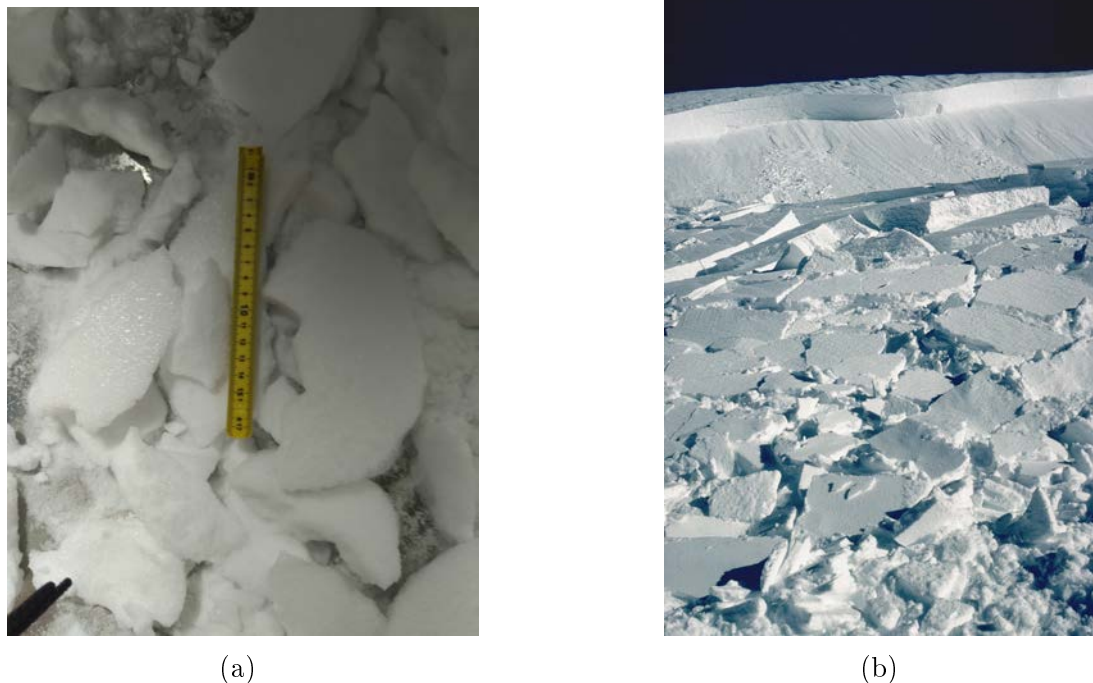


FIGURE 5.24 – Cohésion à l'échelle macroscopique. Formation de plaque de neige que l'on retrouve (a) en soufflerie lorsqu'on retire la neige du lit à la fin d'une expérience, similaire avec ce qui peut être observé (b) sur terrain lors d'un avalanche de plaque.

vent visibles sur le terrain, dont la rupture peut entraîner une avalanche de plaque (figure 5.24b).

5.3.2 Cohésion à l'échelle macroscopique

A l'échelle macroscopique, le degré de cohésion du lit de neige est caractérisé par la dureté du lit de neige (cf Chapitre 1). Pour le mesurer, nous utilisons un pénétromètre AIKOH-RZ-5. L'utilisation du pénétromètre consiste ici à enfoncer une pointe de 1.5 cm de diamètre sur une épaisseur de 0.5 cm du lit et établir par la suite la résistance du lit de neige (figure 5.25a). Les mesures sont réalisées à différentes positions suivant la direction principale du vent en $x = 1 - 2 - 4 - 6 - 8 - 10 - 11.5 \text{ m}$, à $y = 5 \text{ cm}$ du bord suivant la direction transversale du vent. La figure 5.25b illustre la variation spatiale de la cohésion ou de la dureté du lit de neige : (i) une fois le lit mis en place au temps T_0 , (ii) après le temps de repos du lit, juste avant de commencer une série expérimentale à T_1 et (iii) une fois la série expérimentale terminée à T_2 . La figure 5.25b n'indique pas de variation spatiale monotone significative de la cohésion. Cependant, il semble

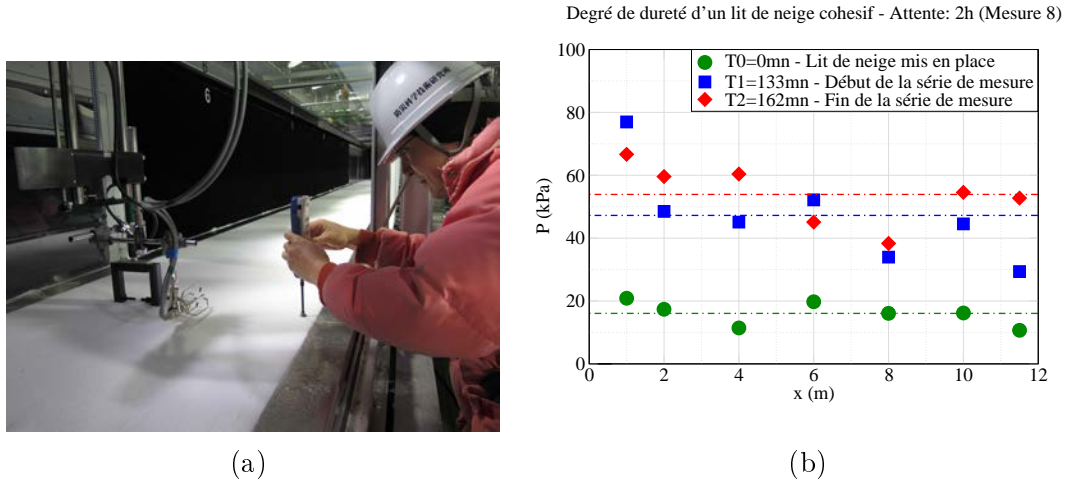


FIGURE 5.25 – Illustration de mesure de la dureté du lit (a) à l'aide d'un pénétromètre (b) à différentes positions du lit de neige dans le sens de l'écoulement du vent.

y avoir une évolution temporelle du degré de cohésion.

Pour mieux observer cette évolution temporelle du degré de cohésion, nous représentons dans la figure 5.26 la variation moyenne de la dureté du lit de neige en fonction du temps. La mesure 21 (figure 5.26) correspond à une durée de repos d'une nuit tandis que les autres mesures correspondent à une durée d'attente moyenne de deux heures. Nous pouvons voir que le degré de cohésion augmente entre la mise en place du lit de neige (à T_0) et le début de la série de mesure (à T_1).

Sommer et al. (2017), dans leur étude, proposent également que la saltation des particules de neige contribue à la cohésion du manteau neigeux. Dans notre cas, ceci devrait se traduire par une augmentation de la dureté du lit fonction de l'intensité de la saltation et donc de la quantité de neige transportée. Afin de vérifier si les mesures de cohésion du lit à partir du pénétromètre permettent d'observer cette augmentation de la dureté du lit du fait de la saltation, nous représentons dans la figure 5.27 la variation de la dureté du lit en fonction du temps pour trois mesures expérimentales. Ces trois mesures ont été sélectionnées du fait que les données de profils de densité de flux sont disponibles pour ces mesures et permettent ainsi de remonter au flux total (ΣQ) transporté pour chaque série de mesures. Ces mesures ont été réalisées suivant un protocole expérimental similaire et avec le même type de neige. Notons par ailleurs que la mesure 24 a été faite avec un flux entrant de 2% tandis que les mesures 22 (mesure de flux en $x = 11.5 m$) et 23 (mesure de flux en $x = 6 m$) ont été faites avec un flux entrant nul. La figure 5.27 montre que :

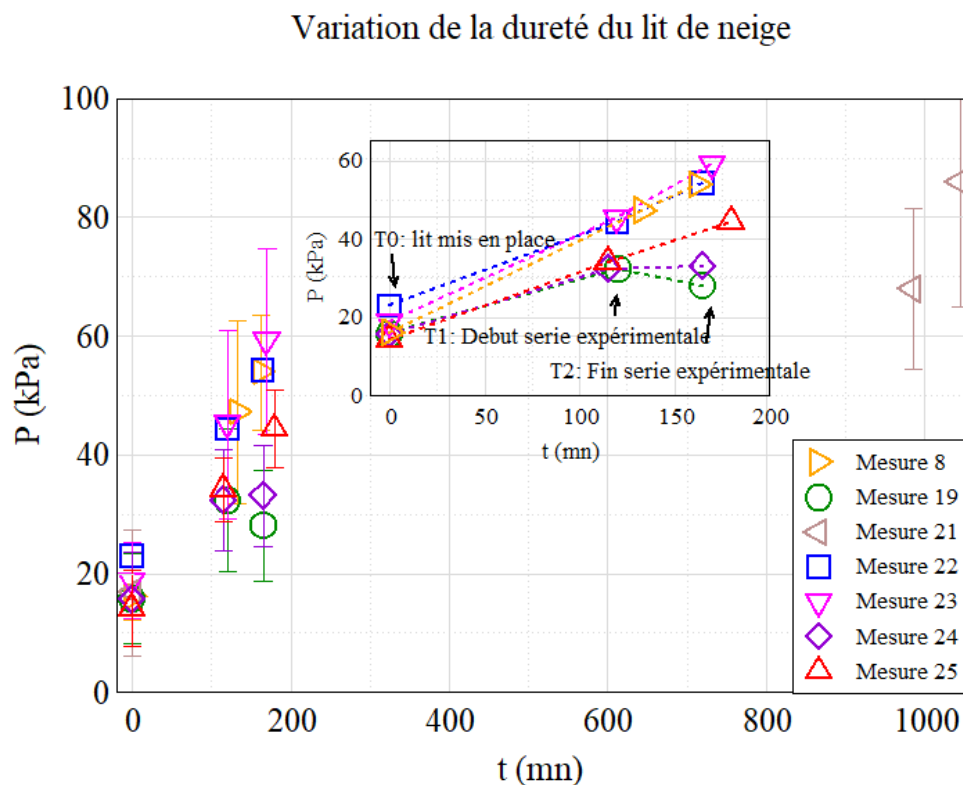


FIGURE 5.26 – Variation de la cohésion en fonction du temps.

- pour les mesures 22 et 23, il y a une augmentation de la pente ($\Delta P/\Delta t$) entre le début (T_1) et la fin (T_2) de la série de mesures par rapport à la pente entre la mise en place du lit (T_0) et le début de la série de mesure (T_1). Cependant, cette augmentation n'est pas significative par rapport à l'écart-type des mesures de cohésion présenté dans la figure 5.26 ;
- pour la mesure 24, la pente ($\Delta P/\Delta t$) est plus faible entre T_1 et (T_2) par rapport à la pente entre (T_0) et (T_1) bien que le flux total (ΣQ) soit plus élevé que pour les mesures 22 et 23.

Nos résultats ne montrent donc pas de différence significative dans la variation temporelle de la cohésion entre un lit laissé au repos et un lit soumis à un transport éolien de particules.

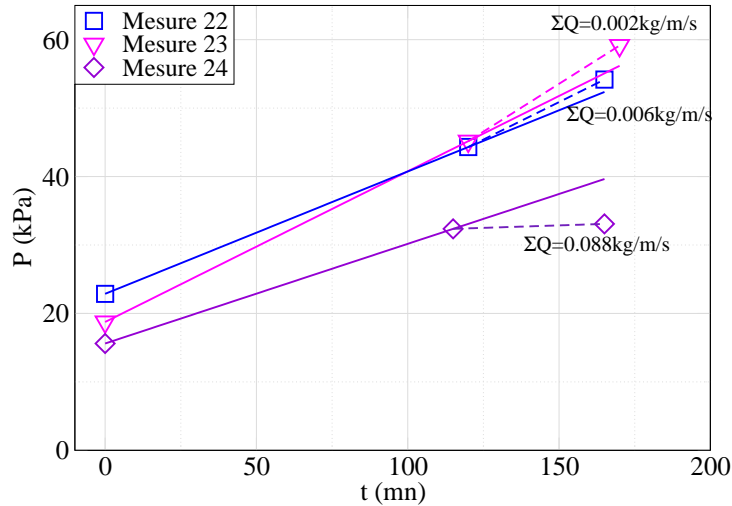


FIGURE 5.27 – Effet de la saltation sur la variation de la dureté du lit.

5.3.3 Variation de la cohésion à l'échelle microscopique

Le pénétromètre permet d'estimer la cohésion du lit de neige à l'échelle macroscopique. Toutefois, à l'échelle microscopique, il ne permet pas de mesurer l'homogénéité de la cohésion dans le lit de neige. Pour illustrer cette variation de la cohésion à l'échelle de la particule, nous réalisons une expérience (mesure 2) réalisée sur un lit de neige (neige A) après deux heures d'attente. Le SPC est placé à $x = 11.5 \text{ m}$ et $z = 0.01 \text{ m}$, à une vitesse de vent $U_\infty = 9 \text{ m/s}$, l'anémomètre est placé à $z = 0.03 \text{ m}$. La durée de l'expérience est de 250 s . La figure 5.28a montre la variation de la densité de flux massique et de la vitesse de vent de la mesure 2.

Nous pouvons voir qu'au début du transport, sur une durée de 150 s , le flux varie peu. Le flux transporté est du même ordre de grandeur que le flux obtenu par Okaze et al. (2012) qui a été mesuré sur un lit non cohésif à la même vitesse de vent et à la même hauteur. Le flux transporté chute ensuite brutalement indépendamment de la vitesse de vent. Cette variation du flux peut être expliquée par la variation de la cohésion à l'échelle microscopique. En effet, lorsqu'on regarde la distribution granulométrique au début du transport (figure 5.28b), entre $t = 30 \text{ s} - 42 \text{ s}$, on observe qu'il y a plus de grosses particules qui sont transportées que de petites particules. Après la chute du flux transporté, entre $t = 220 \text{ s} - 232 \text{ s}$, il y a plus de petites particules qui sont transportées que de

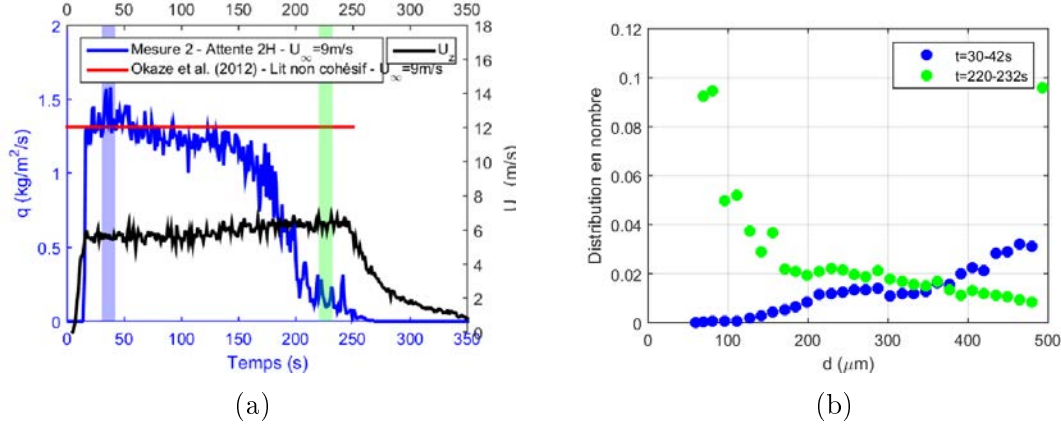


FIGURE 5.28 – (a) Variation temporelle de la densité de flux mesurée en $x = 11.5 \text{ m}$ à une vitesse de vent $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ après deux heures d'attente avant le début de l'expérience. (b) Distribution granulométrique.

grosses particules. Notre hypothèse est que les grosses particules sont transportées au début du transport car la cohésion de frittage n'a pas eu le temps de se faire entre les grosses particules tandis que des ponts de glace peuvent se former entre les petites particules car la vitesse de formation des ponts est plus grande (tableau 5.1). Nous avons également remarqué lors de nos expériences la formation

Température	-20°C	-10°C	0°C
Diamètre			
0.1 mm	20 s	10 s	7 s
0.5 mm	42 mn	22 mn	14 mn
1 mm	5.6 h	3 h	1.8 h

TABLEAU 5.1 – Temps de frittage en fonction de la température et du diamètre (rapport entre le rayon du pont de glace et du rayon de la particule de $1/10$) d'après Hobbs and Mason (1964).

de rides éoliennes qui se forment dans la première partie du transport. Les formes éoliennes disparaissent simultanément à la diminution du flux de transport. Nous distinguons ces deux comportements du transport avec un premier régime, non-cohésif, où la fonction splash est active et un régime cohésif où le flux transporté chute et le transport est prédominé par l'entraînement aérodynamique.

Ces observations sont confirmées par des mesures de flux à vitesse en montée-descente que nous abordons dans la prochaine sous-section.

5.3.4 Mesure de la vitesse seuil statique et dynamique

Nous réalisons des expériences dans le but d'estimer la vitesse seuil statique et dynamique de transport.

Nous observons d'abord la mesure 4 (figure 5.29). La mesure 4 (neige A) est

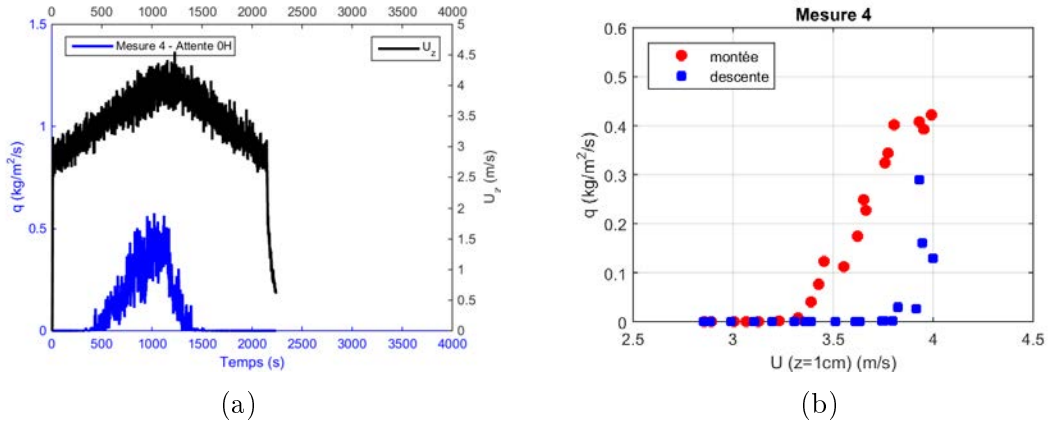


FIGURE 5.29 – (a) Variation temporelle de la densité de flux mesurée en $x = 11.5$ m avec une variation de la vitesse en montée-descente sans temps d'attente. (b) Variation de densité de flux en fonction de la vitesse.

réalisé sans temps d'attente entre la mise en place du lit et le début de l'expérience. Le SPC est placé à $x = 11.5$ m et à une hauteur $z = 0.01$ m et l'anémomètre à $z = 0.03$ m. La vitesse de l'écoulement est augmentée de $U_\infty = 4$ m/s à $U_\infty = 6$ m/s par intervalle de 0.1 m/s. Ensuite, la vitesse est diminuée de $U_\infty = 6$ m/s à $U_\infty = 4$ m/s toujours par intervalle de 0.1 m/s. La durée de mesure pour chaque vitesse est de 30 s. Les données sont ensuite moyennées sur 30 s.

La figure 5.29 illustre la variation temporelle de la densité de flux correspondant à la variation de la vitesse en montée-descente. Nous observons que les flux en montée et en descente ne sont pas symétriques. Il y a un effet d'hystérésis avec une vitesse seuil dynamique supérieure à la vitesse seuil statique ce qui est contraire à toutes les observations et ne correspond pas, en effet, à une réalité physique : l'expérience dure 40 minutes ce qui permet à la cohésion de frittage de s'installer.

Pour aller plus loin dans ces observations, nous réalisons une deuxième expérience (mesure 25, neige C) en suivant la même démarche expérimentale que la mesure 8 mais en réalisant l'expérience après 2 h d'attente et en faisant deux mesures successives de vitesse en montée-descente. La figure 5.30a montre que pour la première vitesse en montée-descente, on retrouve les mêmes caractéristiques

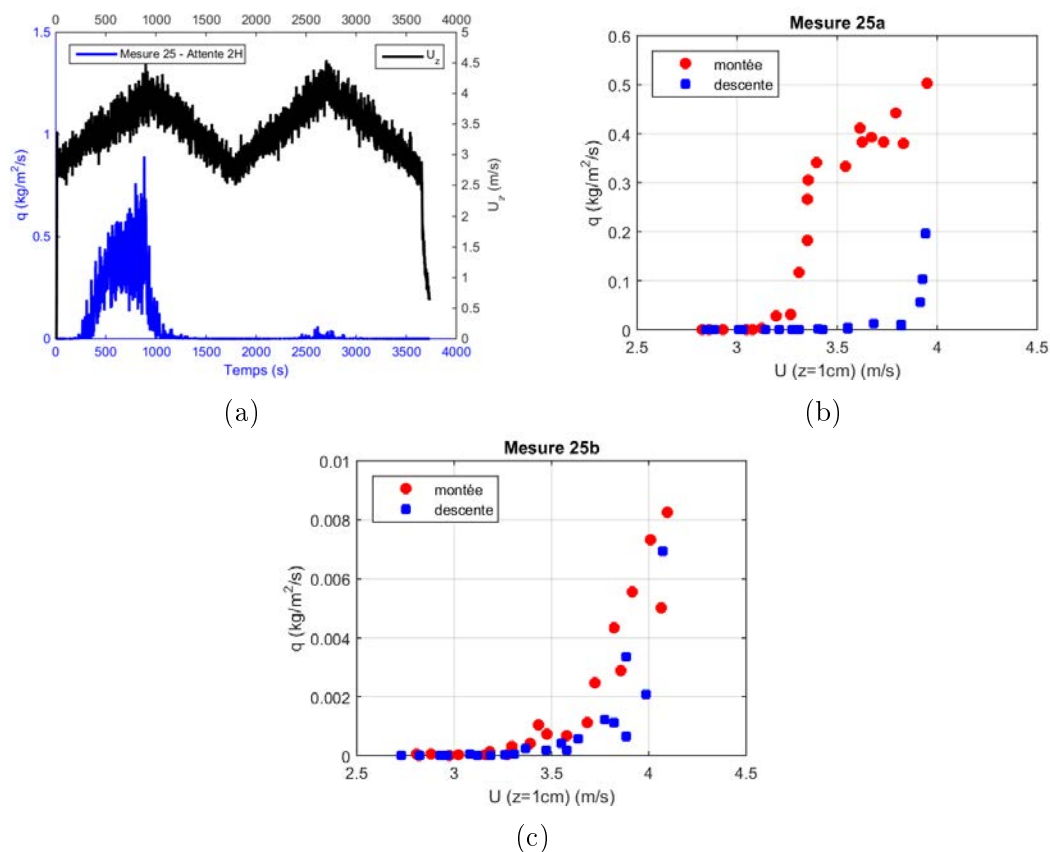


FIGURE 5.30 – (a) Variation de densité de flux en fonction de la vitesse en montée-descente après deux heures d’attente avant le début de l’expérience. Variation du flux en fonction de la vitesse (b) pour la première vitesse en montée-descente et (c) pour la deuxième vitesse en montée-descente

que pour la mesure 8, c’est-à-dire une asymétrie de la variation du flux et une densité de flux du même ordre de grandeur. La figure 5.30b montre également la même tendance que pour la mesure 8 avec une vitesse d’arrachement dynamique plus élevée que la vitesse d’arrachement statique.

La deuxième mesure de vitesse en montée-descente (figure 5.30c, mesure 25b) montre une allure différente de la première avec un flux très faible. La variation du flux est sensiblement la même à la montée et la descente ce qui impliquerait des vitesses seuil dynamique et statique similaires. Ces deux expériences illustrent :

- d’une part la difficulté d’estimer les vitesses seuil statique et dynamique du fait de la variabilité spatiale et temporelle de la cohésion (figure 5.30b) ;
- d’autre part les limites du dispositif expérimental pour déterminer ces

vitesse : même lorsque la cohésion est plus ou moins uniforme (figure 5.30c), les vitesses seuil statique et dynamique sont similaires. La soufflerie n'est pas suffisamment longue pour permettre l'observation d'un transport maintenu par impact. Seule une soufflerie circulaire permettrait de retrouver des résultats similaires aux résultats numériques obtenus par Comola et al. (2019) à savoir une vitesse seuil dynamique d'un ordre grandeur plus faible que la vitesse seuil statique.

À l'issue de ces analyses, nous pouvons identifier les difficultés expérimentales qui nous permettront de mettre en place un protocole de mesure. Ces difficultés engendrées par la variation temporelle et spatiale de la cohésion n'ont pas été évoquées dans la littérature jusqu'à présent (Sato et al., 2001, 2004; Okaze et al., 2012).

5.3.5 Protocole de mesure

Afin de mettre en place le protocole de mesure, nous réalisons des tests pour estimer le temps nécessaire, sous un régime de vent donné, pour évacuer les grosses particules faiblement cohésives. A cet effet, nous effectuons des séries de mesures après avoir laissé le lit de neige au repos (i) 1h et (ii) 2h après sa mise en place. Chaque série de mesure est réalisée avec une séquence de vitesses $U_\infty = 9 - 9 - 11 - 15 \text{ m/s}$ avec un flux entrant nul. Les mesures sont faites en $x = 11.5 \text{ m}$ et le SPC se trouve à une hauteur $z = 1 \text{ cm}$ (neige A).

La figure 5.31 compare la variation temporelle du flux sur un lit de neige avec

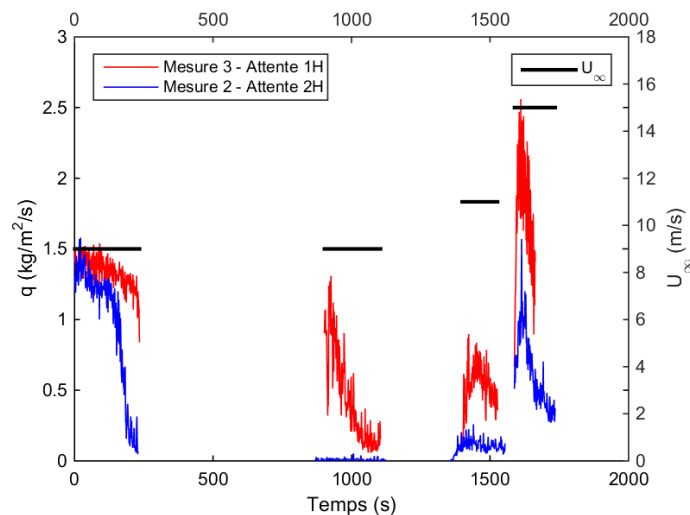


FIGURE 5.31 – Comparaison de la variation temporelle du flux sur un lit cohésif avec 1h et 2h d'attente avant le début de la série de mesure. Les mesures sont réalisées en $x = 11.5 \text{ m}$.

1h et 2h d'attente avant le début de la série de mesure. Nous pouvons voir la différence entre un lit de neige laissé au repos 1h et 2h. Il faut plus de temps pour observer la chute brutale du flux avec 1h d'attente. A la première vitesse de $U_\infty = 9 \text{ m/s}$, nous pouvons voir qu'avec 2h d'attente, le flux a chuté sur une durée de $\sim 200 \text{ s}$ tandis qu'avec 1h d'attente le flux ne chute qu'au cours de la deuxième vitesse de $U_\infty = 9 \text{ m/s}$. Nous pouvons ainsi observer ici une différence de la cohésion sur 1h et 2h d'attente. Nous nous focalisons par la suite sur des mesures avec un lit laissé 2h au repos.

5.3.5.1 Reproductibilité des mesures

Les expériences qui vont suivre visent à comparer les profils de neige transportée sur un lit cohésif en soufflerie avec et sans flux entrant. Il est donc important de pouvoir s'assurer de la reproductibilité des mesures en effectuant les mesures lorsque le flux est relativement stable. Nous effectuons ainsi des expériences pour vérifier la reproductibilité des mesures. Pour ce faire, nous comparons trois expériences (mesures 2, 5 et 6) réalisées sur un lit de neige avec le même type de neige *A* après 2h d'attente. Le SPC est placé à une hauteur $z = 1 \text{ cm}$. Nous commençons l'expérience avec une première vitesse de vent $U_\infty = 9 \text{ m/s}$. Nous observons la densité de flux mesuré sur une durée de 230 s.

La figure 5.32a montre qu'au bout de 230 s, la pente raide caractérisant la transition d'un régime "non cohésif" (ou tout au moins d'un régime à forte hétérogénéité générant des variations de flux important sous un même régime de vitesse) à un régime "cohésif" (avec un flux plus ou moins stable) est atteinte.

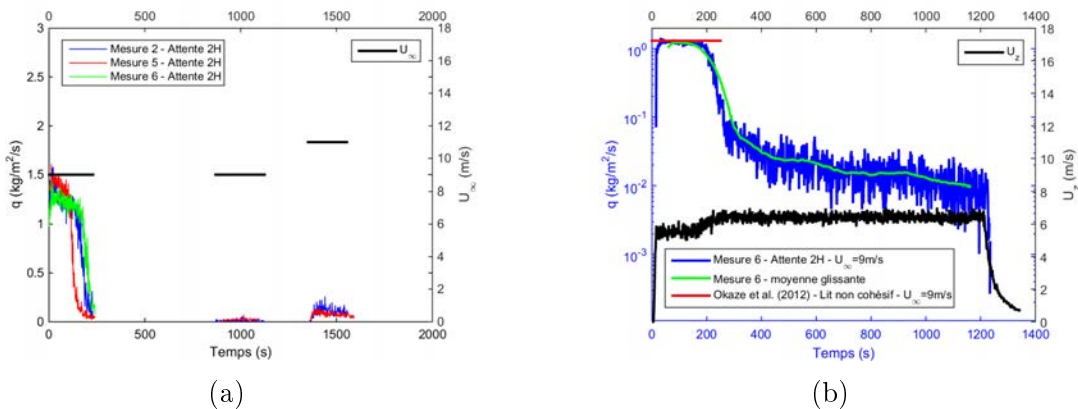


FIGURE 5.32 – (a) Mesures de reproductibilité pour déterminer le protocole à adopter. (b) Variation de la densité de flux massique à une hauteur de SPC $z = 1 \text{ cm}$ et une vitesse de vent $U_\infty = 9 \text{ m/s}$.

Nous poursuivons ensuite l'expérience (mesures 2 et 5) avec la même vitesse de vent ($U_\infty = 9 \text{ m/s}$) et nous observons que, sur une durée de 240 s, nous nous situons dans le régime cohésif avec un flux relativement stable. A partir de ces observations, nous considérons donc qu'une durée d'environ 420 s (soit 7 mn) est suffisante pour laisser tourner la soufflerie à une première vitesse de vent donnée, c'est-à-dire au tout début d'une expérience, avant de réaliser des mesures de profil. Nous augmentons ensuite la vitesse de vent à $U_\infty = 11 \text{ m/s}$ et nous observons que le flux reste relativement stable sur une durée de 200 s. Nous considérons alors que lorsqu'on augmente la vitesse du vent, une durée d'environ 240 s (soit 4 mn) est suffisante pour laisser tourner la soufflerie avant de réaliser les mesures de profil.

Nous avons considéré que le flux est relativement stable dans le régime cohésif. Pour observer plus en avant la variation du flux dans le régime cohésif, nous présentons la mesure 6 (figure 5.32b) qui a été réalisée sur une durée de 1200 s (20 mn). La figure 5.32b représente la variation temporelle de la densité de flux de la mesure 6 et de la vitesse du vent U_z à une hauteur de SPC de $z = 1 \text{ cm}$ (et l'anémomètre ultrasonique à $z = 3 \text{ cm}$) à $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ après une attente de 2h. Nous observons le régime non-cohésif où le transport des grosses particules et le processus splash prédominant, on peut voir que la densité de flux est du même de grandeur que celle trouvé par Okaze et al. (2012) sur un lit non-cohésif. Nous observons la transition du régime non-cohésif vers le régime cohésif vers 230 s. Nous pouvons voir ensuite à partir de $t = 260 \text{ s}$ la variation temporelle du flux en régime cohésif. On observe finalement que dans ce régime cohésif, qu'il y a quand même une diminution du flux transporté au cours du temps. Une moyenne glissante des données de densité de flux massique sur une intervalle de temps $dt = 120 \text{ s}$ permet de voir clairement cette diminution du flux avec le temps. Dans le transport de sable humide, nous avons observé qu'il y a une variation temporelle du flux caractérisée par des oscillations du flux à basse fréquence et par la présence d'événements sans transport à haute fréquence. Dans le transport de neige cohésif, à partir de la mesure 6, nous remarquons qu'il n'y a pas d'oscillation du flux et le flux est continu, c'est-à-dire qu'il n'y pas d'événements sans transport. A partir de ces mesures, nous mettons en place notre protocole de mesure.

5.3.5.2 Mise en place du protocole de mesure

Pour réaliser les profils de densité de flux, nous avons adopté le protocole suivant après un temps d'attente une fois le lit de neige mis en place (figure 5.33) :

- le SPC est placé à une hauteur de $z = 12 \text{ cm}$ au départ pour éviter toute érosion en-dessous de l'appareil avant le début de chaque mesure ;

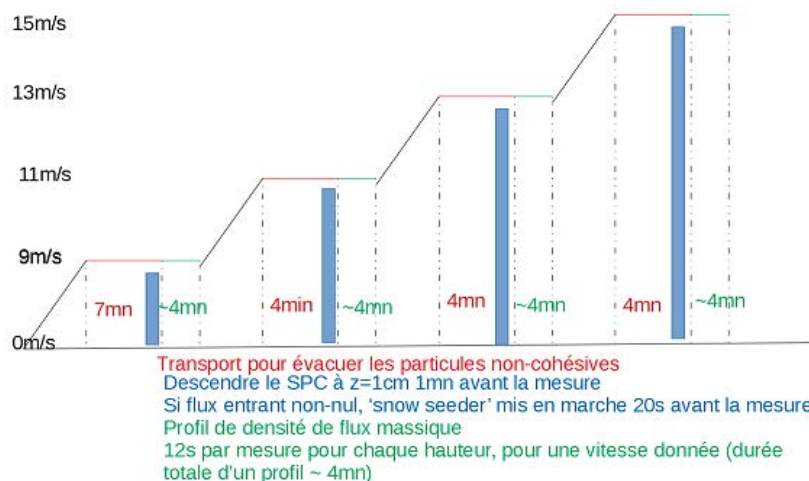


FIGURE 5.33 – Protocole de mesure de profil de flux.

- nous laissons tourner la soufflerie à la vitesse que nous souhaitons étudier pendant 7 mn pour la première vitesse utilisée et pendant 4 mn pour les suivantes pour permettre d'atteindre un régime relativement stable ;
- une minute avant le début d'une mesure, le SPC est descendu à la première hauteur du profil, c'est-à-dire à $z = 1\text{ cm}$;
- lorsque nous travaillons avec un flux entrant non-nul, le "snow seeder" est mis en marche 20 s avant le début de chaque mesure ;
- Après les 7 mn ou 4 mn destinées à obtenir un régime de flux plus ou moins stable, la mesure de profil de densité de flux commence. La durée de chaque mesure à une altitude donnée est de 12 s, le temps de déplacement vertical du SPC (et simultanément de l'anémomètre ultrasonique) entre deux hauteurs est d'environ 20 s. Ainsi, la durée totale pour réaliser un profil est d'environ 4 mn. Les mesures de profil de densité de flux massique sont réalisées sur une hauteur de $z = 1 - 2 - 4 - 6 - 8 - 10 - 12\text{ cm}$.

5.3.6 Lit de neige cohésif avec un flux entrant nul

Nous réalisons des profils de flux massiques globaux sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul. Nous analysons d'abord le flux massique total obtenu par intégration de la densité de flux suivant z . Ensuite, nous étudions les caractéristiques des profils de densité de flux massiques globaux. De même, nous étudions les caractéristiques des profils de densité de flux par taille de particules.

5.3.6.1 Flux massique total

La figure 5.34a représente la variation du flux massique total Q en fonction de la vitesse de frottement u^* obtenue en $x = 6 \text{ m}$ et en $x = 11.5 \text{ m}$ (neige A et neige C). Nous pouvons observer une variation du flux transporté avec le type de

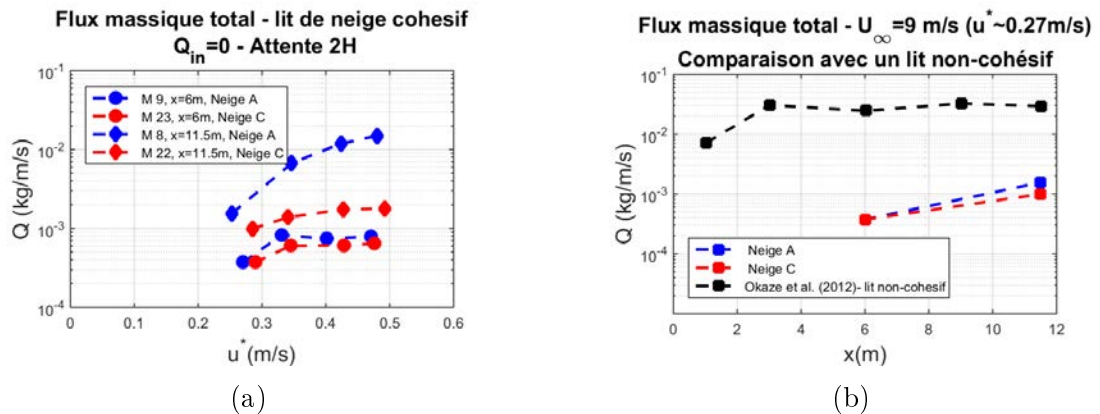


FIGURE 5.34 – (a) Flux massique total sur un lit cohésif. (b) Comparaison du flux massique transporté sur un lit cohésif et non-cohésif suivant x à une vitesse de vent $U_\infty = 9 \text{ m/s}$.

neige. En effet, pour une position donnée du SPC ($x = 6 \text{ m}$ ou $x = 11.5 \text{ m}$) le flux massique total est plus faible avec de la neige C par rapport au flux massique obtenu avec de la neige A. La figure 5.34a montre aussi une augmentation du flux massique avec la vitesse de frottement pour tendre ensuite vers un plateau. Nous pouvons voir également que le flux transporté n'est pas saturé. En effet, le flux augmente avec la position longitudinale du SPC (suivant x).

Pour mieux observer cette variation du flux suivant x , nous comparons le flux transporté à $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ ($u^* \approx 0.27 \text{ m/s}$) sur un lit cohésif que nous avons obtenu et le flux transporté sur un lit non-cohésif à partir de l'étude de Okaze et al. (2012) le long de la soufflerie (figure 5.34b). La figure 5.34b montre un flux beaucoup plus faible sur un lit cohésif que sur un lit non-cohésif, de deux ordres de grandeur à $x = 6 \text{ m}$. Nous pouvons également noter que sur un lit non-cohésif, la saturation du flux est atteinte vers $x = 3 \text{ m}$ alors que sur un lit cohésif, de $x = 6 \text{ m}$ à $x = 11.5 \text{ m}$, le flux augmente encore.

5.3.6.2 Profil de densité de flux massique

Nous analysons ici les profils de densité de flux global sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul à des vitesses de vent variant de 9 m/s à 15 m/s (figure 5.35).

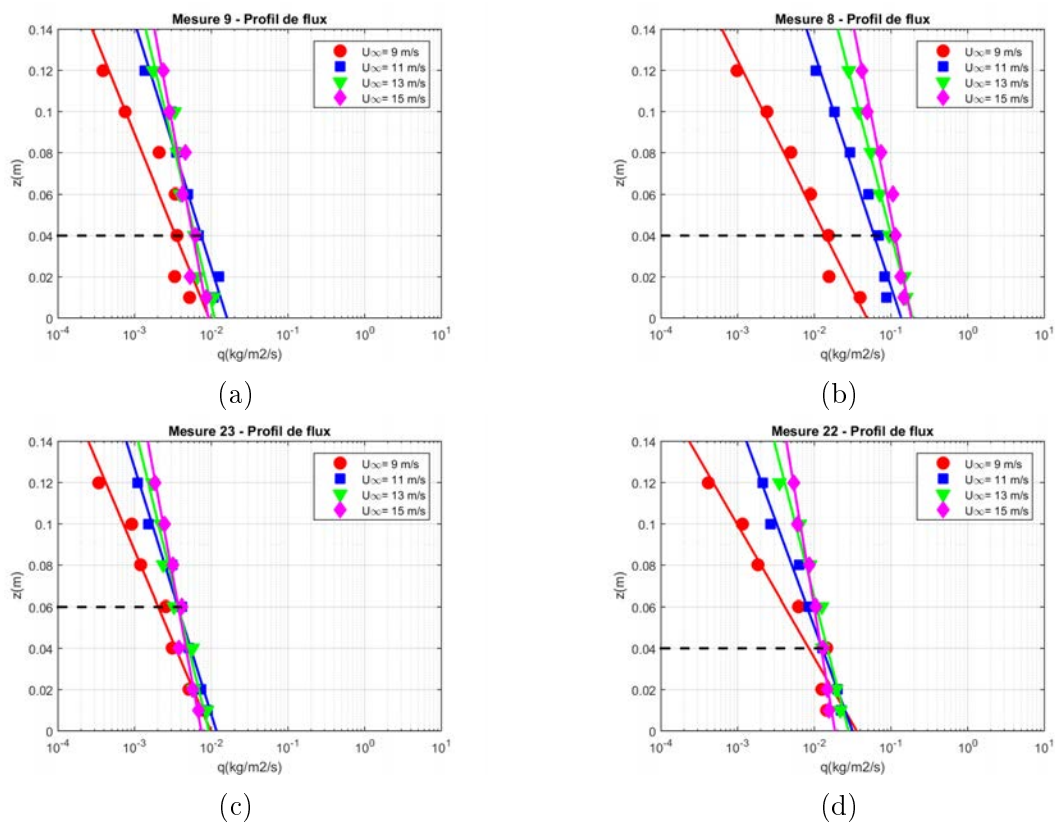


FIGURE 5.35 – Profils de densité de flux sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul : (a : type de neige A, c : type C) $x = 6$ m et (b : type A, d : type C) en $x = 11.5$ m.

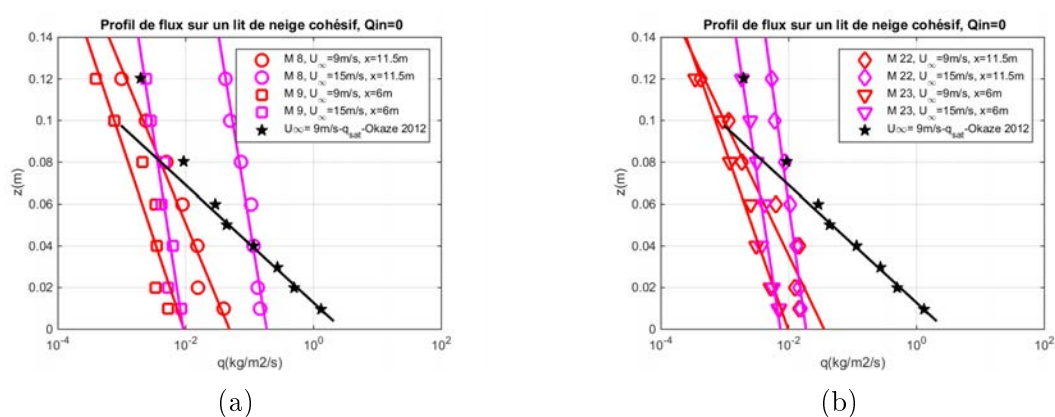


FIGURE 5.36 – Comparaison du profil de densité de flux sur un lit de neige cohésif avec un lit de neige non-cohésif (Okaze et al., 2012).

Nous comparons les profils de densité de flux massique réalisés à $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ et $U_\infty = 15 \text{ m/s}$ sur un lit de neige cohésif et le profil de flux à $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ sur un lit de neige non-cohésif tiré de l'étude de Okaze et al. (2012) (figure 5.36). Cette comparaison permet de voir que le flux transporté sur un lit de neige cohésif est inférieur au flux transporté sur un lit non-cohésif. Le flux n'est donc pas saturé sur un lit de neige cohésif. Il n'y a pas de déviation du profil de densité de flux comme dans le cas d'un lit de neige non cohésif où cette déviation est caractéristique de la hauteur de la couche de saltation (à $z = 0.06 \text{ m}$ dans les expériences de Okaze et al. (2012)).

Variation de la longueur caractéristique de décroissance l_q La figure 5.37 montre la variation de la longueur caractéristique de décroissance l_q avec la vitesse de frottement u^* . Nous pouvons voir qu'il n'y a pas de différence significative de

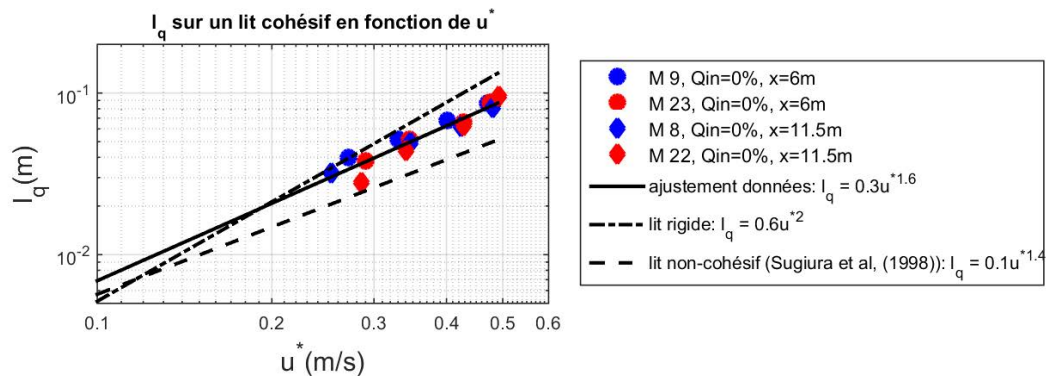


FIGURE 5.37 – Variation de l_q en fonction de la vitesse de frottement u^* sur un lit cohésif avec un flux entrant nul.

l_q suivant x (à $x = 6 \text{ m}$ et $x = 11.5 \text{ m}$). Un ajustement linéaire de la longueur caractéristique de décroissance en fonction de la vitesse de frottement montre que nos données s'ajustent avec une loi de puissance telle que $l_q \propto u^{*1.6}$. Nous avons un exposant qui se situe entre celui d'un lit non-cohésif (égal à 1.4) et d'un lit rigide (égal à 2).

Variation de la densité de flux massique à la surface du lit cohésif q_0

La figure 5.38 représente la variation de q_0 avec u^* . Nous observons que pour $u^* < 0.35 \text{ m/s}$ ($U_\infty < 11 \text{ m/s}$), q_0 augmente avec u^* , similaire au comportement sur un lit de neige non-cohésif. Ensuite, q_0 décroît avec u^* correspondant

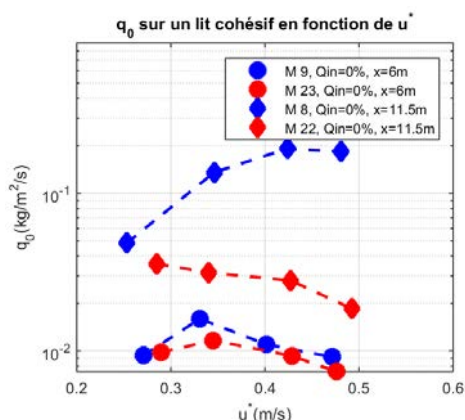


FIGURE 5.38 – Variation de q_0 en fonction de la vitesse de frottement u^* sur un lit cohésif avec un flux entrant nul.

à un comportement observé sur un lit de neige rigide. Ceci est lié au fait que Q augmente très faiblement alors l_q reste proportionnelle à la puissance 1.6 de u^* .

5.3.6.3 Profil de densité de flux par taille de particules

Les profils de densité de flux par taille de particules ont été étudiés pour observer la variation de la longueur caractéristique de décroissance l_{qd} . La figure 5.39 semble ne pas montrer une présence nette de pseudo-point focal.

Variation de la longueur caractéristique de décroissance l_{qd} La figure 5.40 illustre l'évolution de l_{qd} en fonction de la taille des particules à $x = 11.5 m$. Pour $U_\infty = 9 m/s$, la figure 5.40 montre que le paramètre l_{qd} ne varie pas en fonction de la taille des particules. Ce comportement est similaire à ce que l'on retrouve dans le cas d'un lit de neige non-cohésif. Au-delà de cette vitesse de vent, l_{qd} augmente avec la taille des particules. Par conséquent, nous avons dans ce cas un comportement que l'on retrouve sur un lit de neige rigide.

5.3.6.4 Conclusion

Nous avons donc vu que sur un lit de neige cohésif, la saturation du flux n'est pas atteinte, avec des flux massiques transportés Q de deux ordres de grandeur inférieurs à ceux observés sur de la neige non cohésive. Nous observons également une longueur caractéristique de décroissance qui est une fonction de u^* avec un comportement entre un lit de neige sans cohésion et sol rigide et un coefficient de restitution qui semble plus élevé pour les grosses particules.

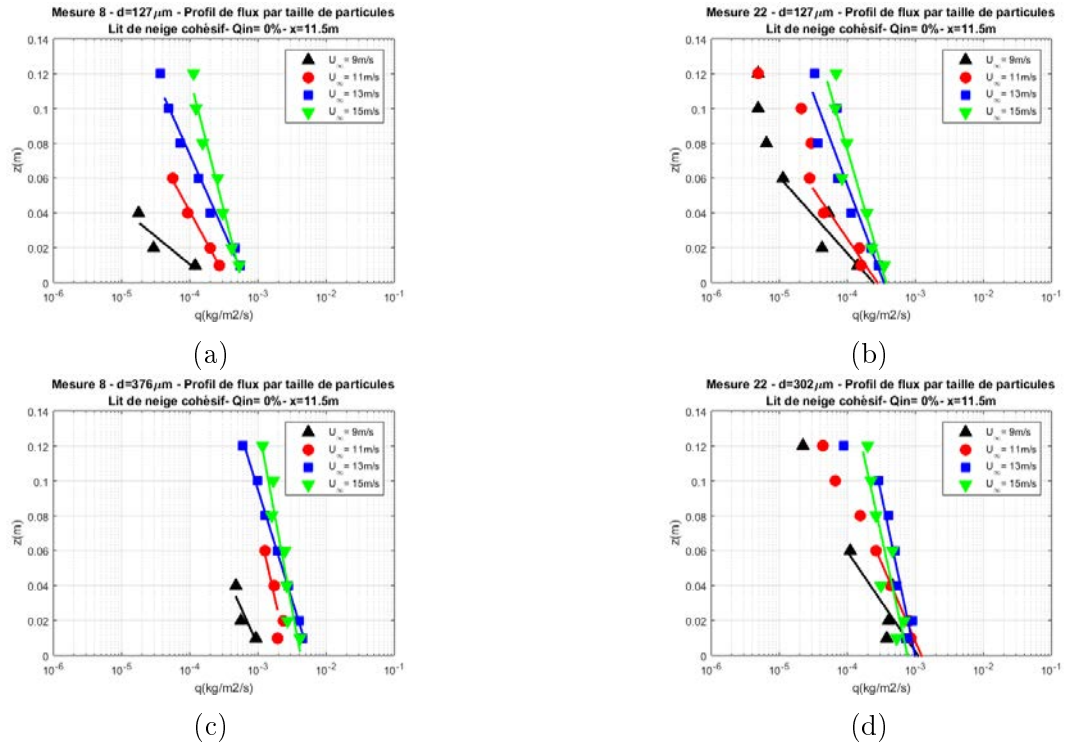


FIGURE 5.39 – Profils de densité de flux par taille de particules sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul pour des vitesses variant de 9 m/s à 15 m/s en $x = 11.5\text{ m}$: (a, c) avec de la neige de type A et (b, d) avec de la neige de type C.

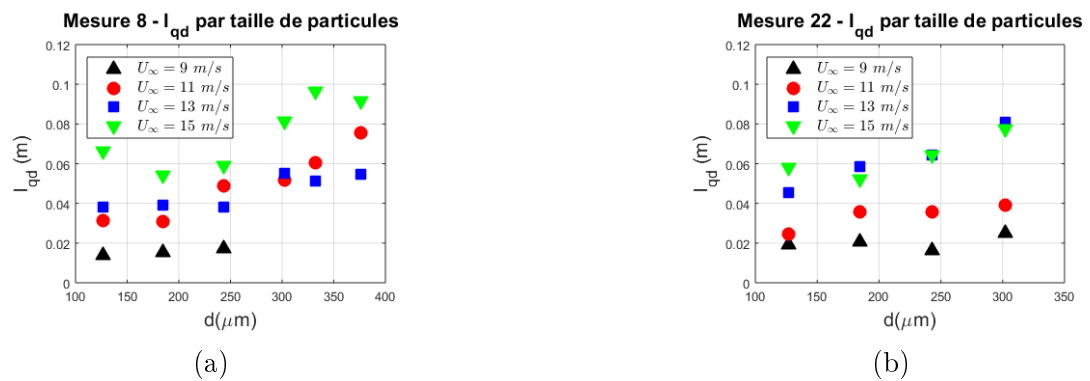


FIGURE 5.40 – l_{qd} en fonction de la taille des particules sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul pour des vitesses variant de 9 m/s à 15 m/s en $x = 11.5\text{ m}$: (a) avec de la neige de type A et (b) avec de la neige de type C.

5.3.7 Lit de neige cohésif avec un flux entrant non-nul

Nous effectuons maintenant des expériences sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant non-nul. Nous commençons par des mesures de profil de flux sur un lit de neige A à une vitesse de $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ à $x = 11.5 \text{ m}$ avec un flux entrant de $Q_{in} = 5\%$ après une attente de $2h$. À ce taux de flux entrant, le transport est très efficace entraînant une érosion très importante du lit jusqu'à transporter toute la neige du lit comme l'illustre la figure 5.41. La figure 5.41

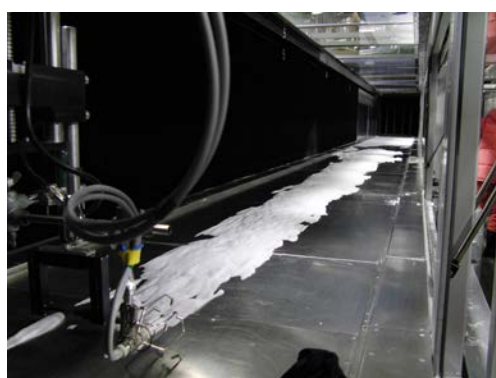


FIGURE 5.41 – Etat du lit cohésif avec un flux entrant $Q_{in} = 5\%$.

montre qu'il reste très peu de neige au centre de la soufflerie et qu'il n'y a plus rien sur les côtés. Cette différence que l'on observe suivant y est dû au gradient de vitesse suivant la direction transverse de l'écoulement qui est maximale proche des parois et minimale au centre de la soufflerie. Compte tenu de cette forte érosion, nous décidons donc de réaliser nos expériences avec un flux entrant plus faible, à $Q_{in} = 2\%$, à une position $x = 6 \text{ m}$, afin de pouvoir quantifier cet effet érosif qui n'apparaît que qualitativement sur la figure 5.41. La vitesse du vent varie de 9 m/s à 15 m/s .

5.3.7.1 Flux massique total

La figure 5.42a représente la variation du flux massique total Q en fonction de la vitesse de frottement u^* (neige B et neige C). Nous observons que le flux massique total Q décroît d'abord avec u^* pour atteindre ensuite une certaine stabilité. Notre hypothèse est qu'à la première vitesse d'une série expérimentale, avec un flux entrant non-nul en amont, nous ne sommes pas encore dans un régime cohésif. Pour la neige C, nous pouvons observer qu'à la première vitesse ($U_\infty = 9 \text{ m/s}$), les grosses particules prédominent, caractéristique d'un régime à forte hétérogénéité de cohésion générant des variations de flux importantes sous un même régime de vitesse, tandis qu'à partir de $U_\infty = 11 \text{ m/s}$, les petites particules sont

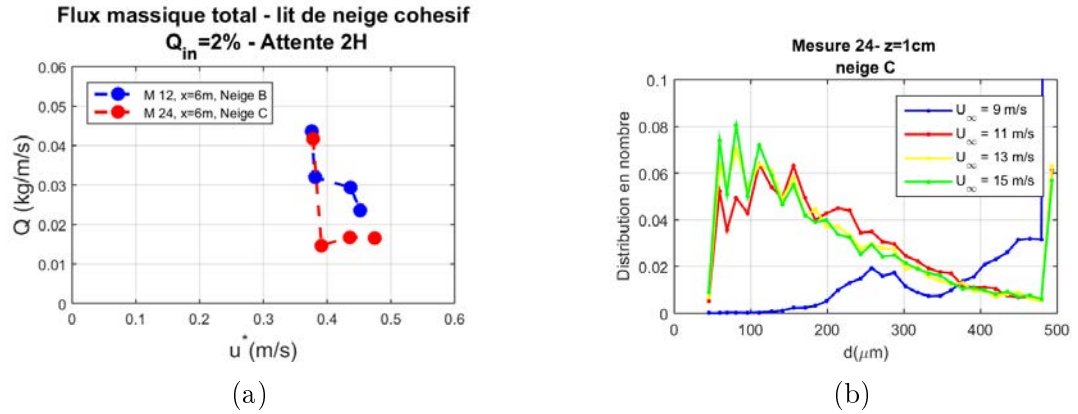


FIGURE 5.42 – (a) Flux massique total sur un lit cohésif avec $Q_{in} = 2\%$ en fonction de u^* . (b) Granulométrie en nombre de particules à différentes vitesses à $z = 1\text{ cm}$ sur un lit cohésif avec flux entrant.

majoritaires, caractéristique du régime cohésif plus établi (figure 5.42b). Le flux observé à 9 m/s (figure 5.43) est d'ailleurs similaire à celui observé pour du non cohésif (Okaze et al., 2012) en conséquence de quoi, les mesures à 9 m/s seront supprimées. En conduisant les mêmes analyses, nous supprimerons également les mesures à 9 m/s pour la neige B.

Nous comparons maintenant la variation du flux massique en fonction de u^* avec un flux entrant en amont $Q_{in} = 2\%$ (mesure 24) et sans flux entrant $Q_{in} = 0$ (mesure 23) dans une même configuration, c'est-à-dire un transport sur de la neige

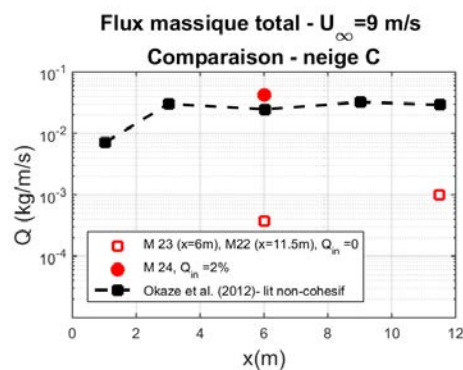


FIGURE 5.43 – Comparaison du flux massique transporté sur un lit cohésif avec flux entrant (M 24), sans flux entrant (M 23) avec de la neige C et sur un lit non-cohésif suivant x à une vitesse de vent $U_{\infty} = 9\text{ m/s}$.

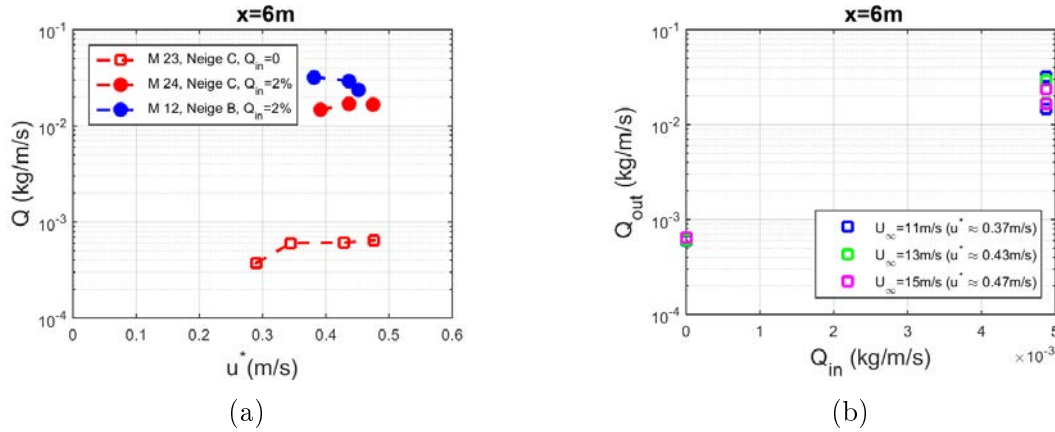


FIGURE 5.44 – (a) Comparaison du flux massique transporté sur un lit cohésif avec flux entrant (M 24), sans flux entrant (M 23) en fonction de u^* . (b) Comparaison du flux massique sortant (Q_{out}) en fonction du flux massique entrant (Q_{in}) sur le lit cohésif.

C mesuré en $x = 6\text{ m}$ (figure 5.44a). Nous pouvons constater que le flux transporté est plus important avec un flux entrant en amont. Pour déterminer l'effet du flux entrant en amont, nous représentons dans la figure 5.44b la variation du flux massique sortant en fonction du flux massique entrant. Sans flux entrant, le flux sortant est de $6 \cdot 10^{-4}\text{ kg/m.s}$. Avec un flux entrant de 0.005 kg/m.s , le flux sortant lui est trois fois supérieur. Le gain est donc de $(0.01 - 0.0006) = 0.0094\text{ kg/m.s}$ par rapport à la situation sans flux entrant (0.0006 kg/m.s) et donc une multiplication par 16 de l'efficacité du transport. Ceci ne signifie pas bien sûr qu'à l'équilibre on transportera 16 fois plus de particules mais tout simplement que la longueur de saturation sera notablement réduite.

5.3.7.2 Profil de densité de flux massique

Nous analysons ici les profils de densité de flux global sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant non-nul à des vitesses de vent variant de 11 m/s à 15 m/s . La figure 5.45 illustre le profil de densité de flux global de la mesure 24 à $x = 6\text{ m}$. Similairement aux profils de densité de flux global sur un lit de neige cohésif sans flux entrant, nous observons également une zone d'intersection des profils.

Variation de la longueur caractéristique de décroissance l_q La figure 5.46 compare la variation de la longueur caractéristique de décroissance l_q en fonction de la vitesse de frottement u^* avec un flux entrant non-nul et avec un flux entrant nul. Dans le cas d'un lit de neige cohésif avec un flux entrant $Q_{in} = 2\%$, la figure

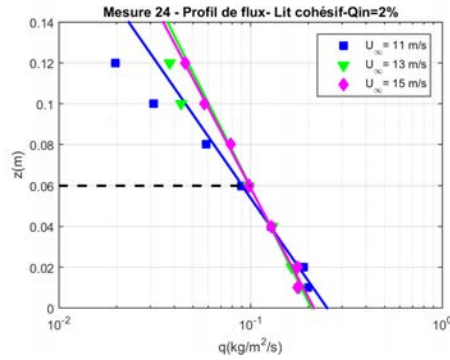


FIGURE 5.45 – Profils de densité de flux sur un lit de neige cohésif (neige *C*) avec un flux entrant non-nul à $x = 6 \text{ m}$ (mesure 24).

5.46 montre que la longueur caractéristique de décroissance l_q augmente avec la vitesse de frottement u^* de la même manière que sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul $Q_{in} = 0\%$.

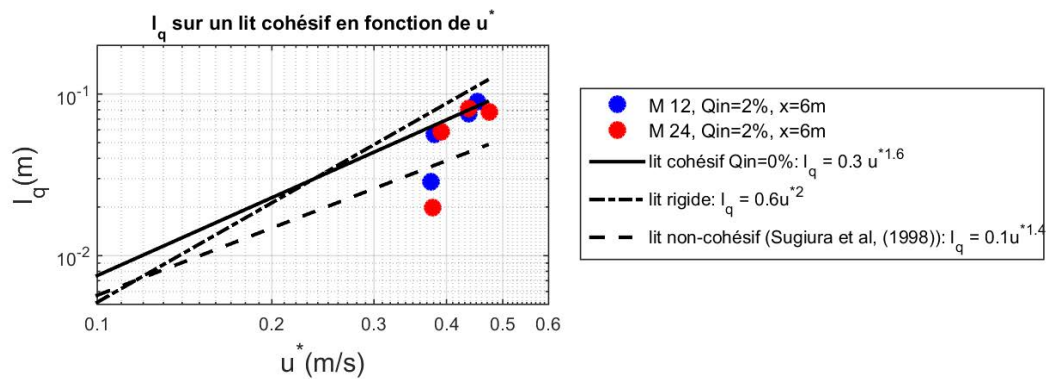


FIGURE 5.46 – Variation de l_q en fonction de la vitesse de frottement u^* sur un lit cohésif avec un flux entrant $Q_{in} = 2\%$.

Variation de la densité de flux massique q_0 La figure 5.47 montre que la valeur de q_0 décroît avec la vitesse de frottement. Nous retrouvons donc ici un comportement similaire à celui sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul et à celui sur un lit de neige rigide.

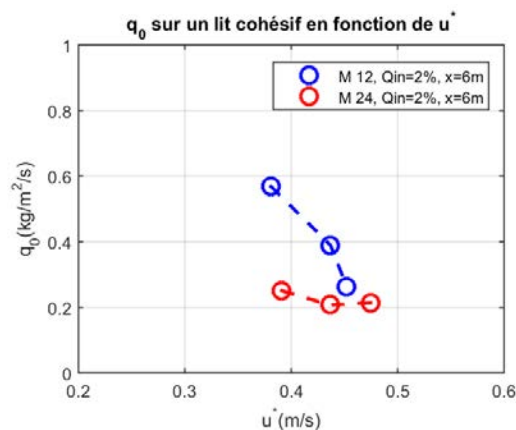


FIGURE 5.47 – Variation de q_0 en fonction de la vitesse de frottement u^* sur un lit cohésif avec un flux entrant $Q_{in} = 2\%$.

Pseudo-point focal observé sur les profils de densité Les profils de densité de flux illustrés par la figure 5.45 montrent la présence d'une zone focale à une altitude de $z = 0.06m$. Nous retrouvons ici également un comportement similaire à celui sur un lit de neige rigide.

5.3.7.3 Profil de densité de flux par taille de particules

La figure 5.48 présente les profils de densité de flux par taille de particules sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant non-nul. A première vue, nous avons des profils qui ressemblent à ce que nous avons vu sur un lit rigide et sur un lit cohésif avec un flux entrant nul.

Variation de la longueur caractéristique de décroissance l_{qd} La figure 5.49 illustre l'évolution de l_{qd} en fonction de la taille des particules. La figure 5.49 montre que l_{qd} augmente avec la taille des particules. Par conséquent, nous avons un comportement que l'on retrouve sur un lit de neige rigide et sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul.

Pseudo-point focal Dans le cas d'un lit de neige cohésif avec un flux entrant non-nul, la figure 5.48 semble indiquer l'existence d'une zone focale sur les profils de flux par taille de particules similairement au cas d'un lit de neige cohésif avec un flux entrant nul. Les figures 5.48a et 5.48c montrent que pour la mesure 12, il y a une zone focale qui se trouve à $z = 0.06 m$ indépendamment de la taille

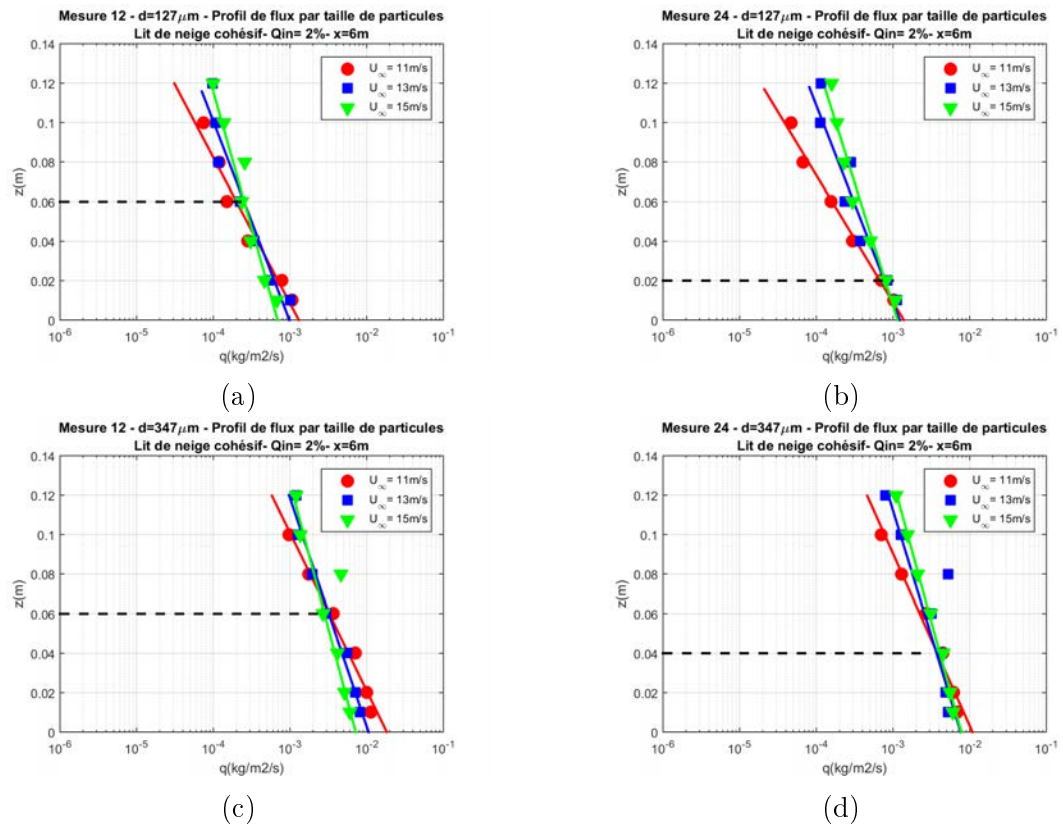


FIGURE 5.48 – Profils de densité de flux par taille de particules sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant non-nul pour des vitesses variant de 11 m/s à 15 m/s en $x = 6$ m : (a, c) avec de la neige de type B et (b, d) avec de la neige de type C.

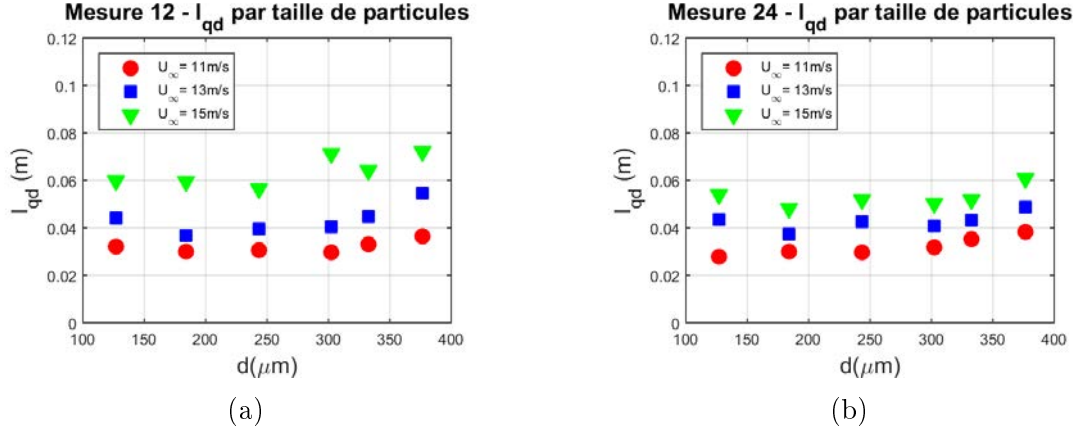


FIGURE 5.49 – l_{qd} en fonction de la taille des particules sur un lit de neige cohésif avec un flux entrant non-nul pour des vitesses variant de 11 m/s à 15 m/s en $x = 6 \text{ m}$: (a) avec de la neige B et (b) avec de la neige C.

des particules. Pour les profils de densité par taille de particules de la mesure 24 (figures 5.48b et 5.48d), nous pouvons voir que la zone focale se trouve entre $z = 0.02 \text{ m}$ et $z = 0.06 \text{ m}$ en fonction de la taille des particules.

5.3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats expérimentaux issus d'une campagne de 15 jours dans la soufflerie climatique du NIED à Shinjo et visant à étudier l'influence de la cohésion la neige sur le transport éolien de la neige.

On retiendra tout d'abord qu'il est délicat d'obtenir une cohésion uniforme du fait de la variabilité granulométrique des grains au sol rendant ainsi difficile la reproductibilité des mesures. L'analyse fine de la granulométrie des particules via un SPC permet cependant de contrôler la qualité des mesures.

Sur un lit rigide de neige, la longueur caractéristique de décroissance l_q augmente quadratiquement avec u^* , ce qui est en accord avec les résultats obtenus sur un lit rigide de sable (Ho, 2012). $Q = q_0 \cdot l_q$ étant constant, tout comme dans le cas du sable q_0 devient proportionnel à $1/u^{*2}$ (tableau 5.2). l_q augmente également avec le diamètre des particules ce qui signifierait que le coefficient de restitution de la neige sur un sol de neige rigide augmente avec le diamètre des particules.

Pour de la neige non cohésive, l'analyse des données de Sugiura et al. (1998) montre que l_q augmente avec u^* (est proportionnel à la puissance 1.4) contraire-

ment au sable non cohésif pour lequel l_q est indépendant de u^* . Il est vraisemblable qu'une neige ne peut jamais être véritablement considérée comme sans cohésion. Ces données montrent également que l_q diminue avec le diamètre des particules.

	Transport de neige			Transport de sable	
	Lit non-cohésif (Sugiura et al., 1998)	Lit cohésif	Lit rigide	Lit érodable	Lit rigide (Ho, 2012)
l_q	$\propto u^{*1.4}$	$\propto u^{*1.6}$	$\propto u^{*2}$	constante	$\propto u^{*2}$
q_0	augmente avec u^*	diminue quand u^* augmente	$\propto 1/u^{*2}$	$\propto u^{*2}$	$\propto 1/u^{*2}$
l_{qd}	diminue quand d augmente	augmente avec d	augmente avec d		

TABLEAU 5.2 – Comparaison des caractéristiques de la couche en saltation : la variation de la longueur caractéristique de décroissance l_q et la densité de flux à la surface du lit q_0 avec la vitesse de frottement u^* ainsi que la variation de la longueur caractéristique de décroissance par taille de particules l_{qd} avec d .

Pour de la neige cohésive, nos expériences montrent que les comportements vont se situer entre ces deux extrêmes (neige non cohésive et lit rigide) à savoir :

- l_q proportionnelle à u^* à la puissance 1.6, une augmentation de l_q avec le diamètre des particules et une diminution de q_0 avec l_q .
- Lorsque l'arrachement est initié par les contraintes aérodynamiques, les quantités de neige transportées dans la soufflerie sont bien moindres (deux ordres de grandeur inférieures) ce qui signifie entre autres que l'on est bien loin de la saturation en particules.
- L'arrachement par impact (cas d'un flux entrant sur une couche cohésive) est particulièrement efficace puisque dans les configurations testées, ceci contribue d'un ordre de grandeur le flux de particules arrachées. Ceci pourrait conduire à réduire significativement la longueur de saturation. Tout comme Comola et al. (2019), mais pas rigoureusement pour les mêmes raisons, on peut conclure que l'histoire de l'épisode éolien va avoir une

influence sur le flux transporté et conduire à des phénomènes d'hystérésis.

On note ainsi des tendances similaires entre les simulations (Comola et al., 2019) et les résultats expérimentaux avec cependant de différences sur certains points (longueur de saturation, coefficient de restitution) incitant à poursuivre conjointement les deux approches. Les expérimentations dans la soufflerie de Shinjo ont été réalisées sur une durée limitée et relativement courte et nécessiteraient d'être poursuivies pour obtenir plus de jeux de données sur différents types de neige cohésive et être couplées avec une approche DEM reproduisant une expérimentation particulièrement bien documentée.

Conclusion

Nous avons étudié expérimentalement l'effet de la cohésion sur le transport de particules en soufflerie et numériquement l'effet de la cohésion sur l'éjection de particules suite à l'impact d'une particule incidente.

Pour le transport du sable humide, nous avons mis en lumière le rôle crucial du séchage. Celui-ci semble à l'origine des grandes fluctuations observées sur le flux de grains. En particulier, pour les faibles teneurs en eau, nous avons montré que le transport est intermittent, alternant entre des périodes sans transport et des périodes de transport aussi intenses que dans le cas sec. Pour les plus fortes teneurs en eau, ces fluctuations subsistent mais sont de moins grandes amplitudes (tableau 5.3).

Concernant le phénomène d'éjection ("Splash") de particules du lit par une particule impactante, deux approches ont été menées : la première, indirecte, en soufflerie en faisant varier la quantité de particules incidentes en entrée de souff-

	Sable humide	Neige
Fluctuations temporelles	Faible humidité : Forte fluctuation due au séchage Forte humidité : Fluctuations réduites mais supérieures au cas sec	Pas de fluctuations significatives
Seuil d'érosion par impact	Expérimentation : Pas modifié jusqu'à $w < 4\%$ DEM : $Bo < 0.2$	– –
Longueur de saturation	Augmente	Augmente
	Réduite avec un flux entrant	Réduite avec un flux entrant

TABLEAU 5.3 – Caractéristiques du transport sur un lit granulaire cohésif.

flerie et la deuxième, directe, en simulation numérique DEM bi-dimensionnelle. En alimentant la soufflerie avec un flux entrant, le seuil d'impact (ou d'érosion par impact) a été mesuré avec une valeur identique avec ou sans cohésion contrairement au seuil d'érosion aérodynamique.

L'étude numérique du processus Splash sur un empilement granulaire humide nous permet de mieux comprendre cette invariance de la vitesse seuil d'impact avec la cohésion. D'abord, la cohésion n'a pas d'effet sur le rebond de la particule impactante. Ensuite, une fois que le transport est initié, il peut être maintenu par impact de la même manière sur un lit granulaire humide et sur un lit granulaire sec.

Pour déterminer le seuil d'impact sur un lit de neige cohésif, il serait intéressant de mettre en oeuvre des expériences similaires à celles du sable humide avec un flux entrant en entrée de la soufflerie.

Finalement, nous avons montré que la longueur de saturation augmente avec la cohésion mais qu'elle peut être réduite par une alimentation en flux entrant en amont de la soufflerie.

A la lumière de nos résultats, nous pouvons synthétiser les effets de la cohésion sur deux caractéristiques importantes du transport : la hauteur h_{sal} de la couche en saltation et le flux à saturation Q_{sat} (tableau 5.4). Basé sur la conservation de la quantité de mouvement, le flux saturé peut être exprimé par :

$$Q_{sat} \propto \sqrt{gh_{sal}} (u^{*2} - u_d^{*2}) \quad (5.11)$$

Si la hauteur de couche de saltation varie avec la vitesse de frottement comme $h_{sal} \propto u^{*\alpha}$, le flux saturé prend la forme suivante :

$$Q_{sat} \propto u^{*\alpha/2} (u^{*2} - u_d^{*2}) \quad (5.12)$$

Lit	Sable	Neige
Non cohésif ou faiblement cohésif	$h_{sal} \propto u^{*\alpha}$, $\alpha = 0$	$h_{sal} \propto u^{*\alpha}$, $\alpha = 1.4$
Infiniment cohésif	$h_{sal} \propto u^{*\alpha}$, $\alpha = 2$	$h_{sal} \propto u^{*\alpha}$, $\alpha = 2$
Cohésif	–	$h_{sal} \propto u^{*\alpha}$, $\alpha = 1.6$
	–	$Q_{sat} \propto u^{*0.8} (u^{*2} - u_d^{*2})$

TABLEAU 5.4 – Comparaison de la hauteur de saltation et de la loi de transport sur du sable et de la neige dans différents régimes de cohésion.

Dans le cas du sable sec, Ho (2012) a montré que la hauteur de saltation est indépendante de la vitesse de frottement de l'air u^* . L'Eq. 5.12 donne alors un dépendance quadratique avec la vitesse de frottement qui est vérifiée expérimentalement.

Sur un lit de neige faiblement cohésif, les données expérimentales de Sugiura et al. (1998) montre que h_{sal} varie comme $u^{*1.4}$. L'Eq. 5.12 prédit alors un flux saturé, $Q_{sat} \propto u^{*0.7} (u^{*2} - u_d^{*2})$, qui est en accord avec les résultats expérimentaux de la littérature.

Sur un lit infiniment cohésif de sable ou de neige, la hauteur de saltation augmente de manière quadratique avec la vitesse de frottement. A partir l'Eq. 5.12, on s'attend donc à avoir un flux saturé qui augmente de manière cubique avec la vitesse de frottement. Cette loi a été validée par Ho (2012) avec du sable mais doit être confirmée expérimentalement avec de la neige.

Sur un lit de neige cohésif, la hauteur de saltation suit une loi de puissance avec un exposant intermédiaire entre le cas faiblement cohésif et infiniment cohésif, $h_{sal} \propto u^{*1.6}$, qui conduit selon l'Eq. 5.12 à la prédiction suivante : $Q_{sat} \propto u^{*0.8} (u^{*2} - u_d^{*2})$.

Ces prédictions du flux saturé demandent à être confirmées expérimentalement mais elles se heurtent à la contrainte expérimentale de disposer d'une soufflerie de longueur suffisamment grande permettant d'atteindre un flux saturé.

A l'issue de cette thèse, nous pouvons dégager quelques pistes pour les recherches futures. Nous pensons qu'une étude expérimentale du processus "Splash" sur un empilement cohésif permettrait de valider les lois que nous avons trouvé numériquement. Pour cela, il faudrait utiliser des particules inférieures au millimètre de façon à se trouver dans une gamme du nombre de Bond, où l'on s'attend à observer un effet de la cohésion sur le "Splash".

Concernant les études en soufflerie, il serait nécessaire de documenter plus précisément la couche en saltation (profils de vitesse, de densité et de densité de flux) en fonction des degrés de cohésion du lit granulaire. Aussi, la caractérisation de l'état saturé de transport serait une avancée importante. La difficulté est que les longueurs caractéristiques de saturation attendues sont grandes, pouvant aller jusqu'à la centaine de mètre. Deux types d'approches peuvent être envisagées : l'une, expérimentale au moyen de soufflerie circulaire comme celle au SLF à Davos Dorf (Sommer et al., 2017) et l'autre, numérique.

Le dernier élément important est le rôle du séchage et du transport de masse dans le contexte du transport du sable humide. Il paraît nécessaire de progresser dans l'instrumentation pour pouvoir documenter et quantifier de manière précise la dynamique spatiale et temporelle du séchage et de son impact sur le transport.

Annexe A

Calibration et qualification du compteur de particules (SPC) utilisé dans l'étude du transport de sable

Mesure de calibration Des tests de calibration du SPC peuvent être réalisés à partir de fils de calibration de diamètres connus que l'on fait passer dans la zone de mesure. Le SPC est placé de telle manière que les fils traversent le centre de la zone de mesure perpendiculairement au faisceau optique (figure A.1a). Les fils qui traversent la zone de mesure sont au nombre de 8 avec 4 bras qui soutiennent le disque (figure A.1b). Les fils détectés par le capteur correspondent à des diamètres

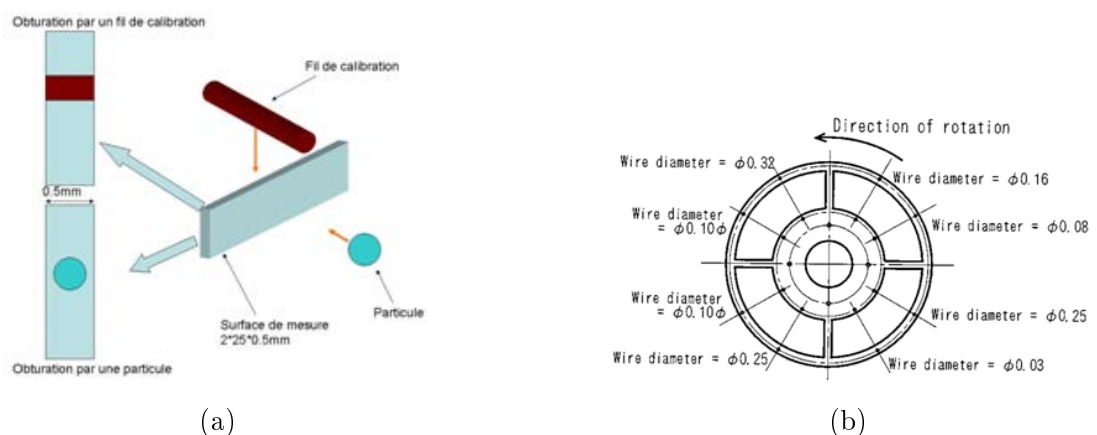


FIGURE A.1 – Tests de calibration du SPC : (a) principe de calibration, (b) fils de calibration de diamètres connus en μm .

de particules équivalents d_e définis par :

$$d_e = 2(A_w/\pi)^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

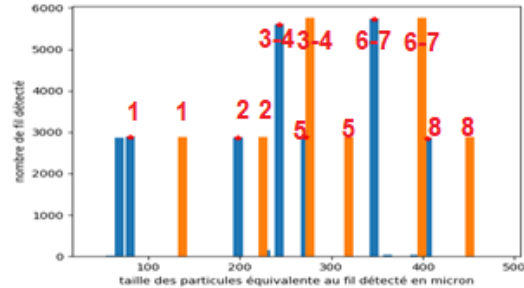
où A_w est la surface projetée du fil telle que $A_w = e \times d_w$ avec e l'épaisseur du faisceau optique et d_w le diamètre connu du fil. Les diamètres des fils d_w et des diamètres de particules équivalents d_e sont synthétisés dans le tableau A.1.

Diamètre (μm)	du	fil	Nombre de fils	Diamètre de particule équivalente(μm)
320			1	451
250			2	398
160			1	319
100			2	252
80			1	225
30			1	138

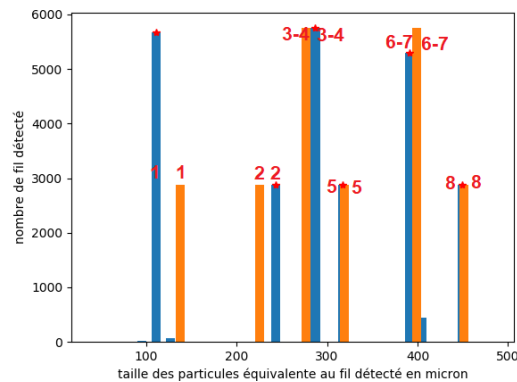
TABLEAU A.1 – Diamètres des fils de calibration

Le SPC que nous avons utilisé dans nos mesures expérimentales en soufflerie au LTeN Nantes a été utilisé de nombreuses années auparavant pour des mesures de transport éolien de neige in-situ, en Antarctique. Par ailleurs, il se trouve que nous n'avions pas effectué des mesures de calibration avant notre première utilisation de ce SPC sur le transport éolien de sable sec et humide en soufflerie. Des mesures expérimentales en soufflerie ont donc été réalisées avant d'avoir fait des mesures de calibration du SPC. Nous effectuons les mesures de calibration du SPC à partir des fils de calibration. Les mesures de calibration montrent que l'appareil de mesure que nous utilisons sous-estime la taille des fils (figure A.2a). Il y a un décalage de $44\mu m$ entre le diamètre de particule équivalent d_e attendu et mesuré par le SPC. Un décalage peut être observé lorsque le SPC est soumis à un changement de température. En Antarctique, le SPC était calibré et utilisé pour des conditions de température négative. En soufflerie, à Nantes, il est utilisé dans des conditions de température positive. La figure A.2a montre également que pour la plus petite taille de fil ($d_e = 130\mu m$), le fil est compté double alors qu'il n'y a qu'un seul fil de diamètre équivalent $d_e = 130\mu m$.

Une recalibration du SPC est donc réalisée en agissant sur un potentiomètre de réglage à l'intérieur du boîtier d'acquisition de manière à se rapprocher des valeurs de référence. La recalibration (figure A.2b) a permis d'avoir un meilleur ajustement des tailles de particules équivalentes mesurées par le SPC par rapport aux valeurs attendues. La figure A.2b indique également que la plus petite



(a)



(b)

FIGURE A.2 – Mesure de calibration : Taille de particules équivalents attendus (en orange) et mesurés (en bleu) : (a) avant recalibration, (b) après recalibration.

taille de fils ($de = 130\mu m$) peut encore être comptée double. Nous assimilons ce double comptage comme étant un bruit électronique des signaux émis affectant les données à des plus faibles particules (Mikami et al., 2005).

Qualification du SPC Il est important de souligner que ce double comptage observé lors des mesures des calibrations est spécifique au SPC que nous utilisons du fait de son ancienneté. Après la recalibration, nous réalisons des expérience-tests avec le SPC pour requalifier l'intervalle d'utilisation de l'appareil. L'expérience consiste à placer le SPC verticalement et à lâcher les particules en chute libre pour traverser le faisceau laser du SPC (figure A.3a).

La figure A.3b illustre la distribution de la taille des particules obtenue à partir des mesures SPC par lâché de particules. La granulométrie obtenue montre une distribution bimodale. La première mode correspond à des tailles de particules

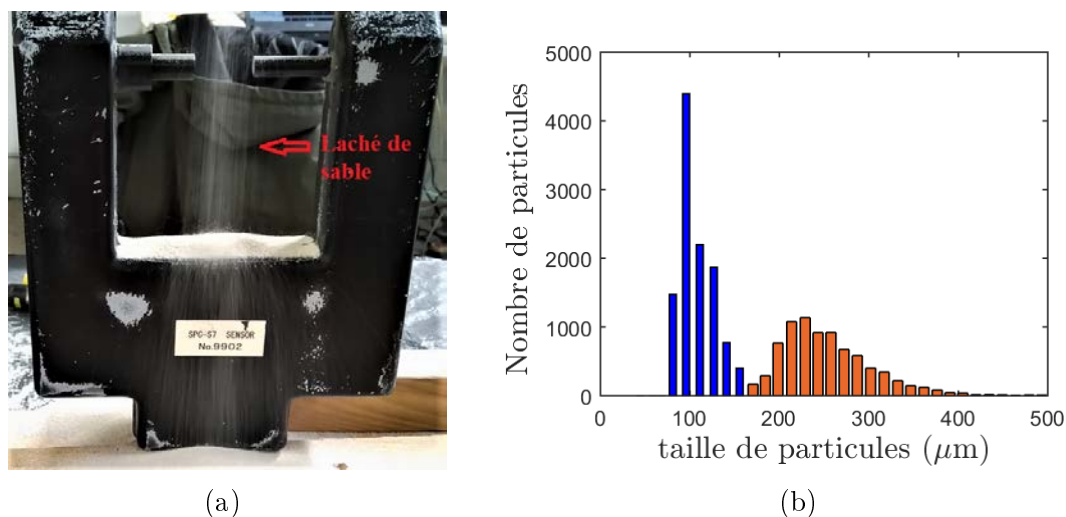


FIGURE A.3 – (a) Expérience-test de lâché de particules avec le SPC pour la requalification du SPC. (b) On observe une distribution bimodale : En orange ce que l'on pense être due au passage des particules, en bleu ce que l'on pense être liée au bruit électronique observé lors de la calibration.

inférieures à $170\mu\text{m}$ et pourrait être liée au bruit électronique observé lors de la calibration. Le fait de ne pas avoir cette bimodalité avant la recalibration pourrait être dû au fait qu'avant la recalibration, le décalage vu en calibration (de $44\mu\text{m}$) a fait qu'une partie des classes était noyé dans la zone de bruit électronique. Ainsi, nous considérons uniquement les tailles de particules supérieures à $170\mu\text{m}$ pour s'affranchir de l'effet du bruit électronique à plus faibles tailles de particules.

Etant donné que des mesures expérimentales ont été réalisées avec le SPC avant sa recalibration, nous prenons en compte la qualification du SPC dans le traitement des données acquises avant la recalibration.

Annexe B

Calibration du système d'humidification de l'air

L'humidité dans l'air est l'eau à l'état gazeux, ou vapeur d'eau, contenue dans l'air. L'humidité relative HR de l'air est le rapport entre la pression partielle de vapeur d'eau contenue dans l'air P_v et la pression de vapeur saturante $P_{sat}(T)$ pour une température donnée T :

$$HR(\%) = \frac{P_v}{P_{sat}(T)} \times 100 \quad (\text{B.1})$$

L'humidité relative mesure la quantité de vapeur d'eau dans l'air par rapport à la quantité maximale de vapeur d'eau que l'air peut contenir. Pour une température donnée, l'humidité relative peut donc également être exprimée par :

$$HR(\%) = \frac{d_v}{d_{sat}} \times 100 \quad (\text{B.2})$$

avec d_v la densité de vapeur d'eau dans l'air environnant en g/m^3 et d_{sat} la densité de vapeur d'eau dans l'air saturé à la même température T .

L'Eq. B.1 et la figure B.1 montrent que l'humidité relative est dépendante de la température de l'air. L'humidité relative diminue lorsque la température augmente, et inversement.

Lorsque $HR = 100\%$ dans la veine d'essais, l'air est saturé en vapeur d'eau et il n'y a pas d'échange à l'interface entre l'air et le lit de sable humide. Quand $HR < 100\%$, il va y avoir de l'évaporation. L'évaporation est le processus physique par lequel l'eau à l'interface sable humide-air se vaporise et va entraîner progressivement l'assèchement du lit de sable humide. Pour réaliser des mesures expérimentales avec le sable humide, il est donc important de minimiser l'évaporation afin d'éviter le séchage du lit granulaire. Pour avoir un air saturé, il faut soit diminuer la pression de vapeur saturante P_{sat} en diminuant la température T ,

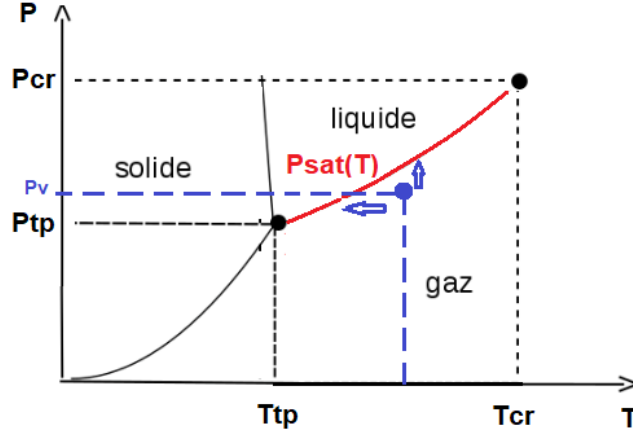


FIGURE B.1 – Diagramme de phase de l'eau.

soit augmenter la pression partielle de vapeur d'eau P_v en augmentant la quantité de vapeur d'eau dans l'air.

L'idée de base consiste à calculer le nombre d'humidificateurs nécessaire pour avoir $HR = 100\%$ connaissant la température et l'humidité relative du milieu environnant la soufflerie ainsi que la vitesse d'écoulement de l'air imposée à l'intérieur de la veine d'essais.

La densité de vapeur d'eau dans l'air saturé pour une température T donnée peut être calculée à partir d'un ajustement empirique (Clarelli et al., 2014) :

$$d_{sat} = 5.018 + 0.32321 T + 8.1847 \cdot 10^{-3} T^2 + 3.1243 \cdot 10^{-4} T^3 \quad (\text{B.3})$$

L'Eq. B.2 donne : $d_v = HR \cdot d_{sat}$. La densité de vapeur d'eau à rajouter d_{vf} pour être à saturation est égale à :

$$d_{vf} = d_{sat} - d_v \quad (\text{B.4})$$

La quantité de vapeur d'eau à rajouter q_{vf} à un flux d'air ϕ_a traversant la soufflerie à une vitesse nominale U_∞ donnée est égale à :

$$q_{vf} = d_{vf} \cdot \phi_a \quad (\text{B.5})$$

avec $\phi_a = S \cdot U_\infty$ où S est la section de la veine d'essais. Un humidificateur à ultrasons peut fournir une quantité de vapeur d'eau $q_{hu} \approx 4.5 \text{ kg/h}$. Le nombre d'humidificateur à mettre en marche pour avoir un air saturé en vapeur d'eau est donné par :

$$n = \frac{q_{vf}}{q_{hu}} \quad (\text{B.6})$$

Annexe C

Cinétique du séchage

C.1 Mesures expérimentales

Nous réalisons deux séries de mesures expérimentales $S01$ et $S02$ sans écoulement forcé (figure C.1). L'empilement granulaire est placé dans une boîte de Pétri en verre de $0.135m$ de diamètre et de hauteur $H = 0.022m$. La mesure de la variation temporelle de la masse d'eau évaporé est déduite à partir de la pesée de l'empilement granulaire.



FIGURE C.1 – Illustration des mesures expérimentales de séchage : mesure (a) $S01$ et (b) $S02$.

- Dans la première configuration $S01$ (figure C.1a), l'empilement est constitué de sable humide sur toute l'épaisseur de la boîte avec une teneur en eau initiale $w_0 = 2.8\%$. L'humidité relative de l'air ambiant est de $HR = 65\%$;
- Dans la deuxième configuration $S02$ (figure C.1b), l'empilement est constitué : (i) d'une épaisseur $\delta_0 = 0.013m$ de sable sec en surface et (ii) d'une épaisseur de $0.009m$ de sable humide en profondeur avec une teneur en eau initiale $w_0 = 2.9\%$. L'humidité relative de l'air ambiant est de $HR = 55\%$. Le fait d'avoir un empilement bi-couche avec du sable sec sur l'épaisseur δ_0 permet de se trouver dans une configuration de séchage par diffusion de la vapeur d'eau dans la couche sèche de l'empilement ;

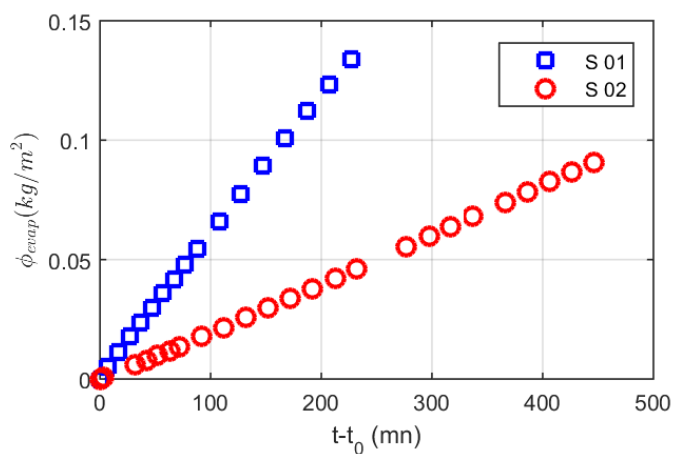


FIGURE C.2 – Variation temporelle de la masse d'eau évaporée avec les configurations *S01* et *S02*.

<i>Mesure</i>	<i>T</i> ($^{\circ}\text{C}$)	<i>HR</i> (%)	<i>w</i> ₀ (%)	Φ	<i>H</i> (<i>m</i>)	<i>Surface</i> (m^2)
<i>S01</i>	19	65	2.8	0.34	0.022	0.014
<i>S02</i>	18	55	2.9	0.52	0.022	0.014

TABLEAU C.1 – Conditions expérimentales de mesure de séchage d'empilement granulaire

Les conditions expérimentales des mesures sont décrites dans le tableau C.1.

La figure C.2 montre la variation de la masse d'eau évaporée cumulée par unité de surface en fonction temps pour les deux expériences $S01$ et $S02$. Nous pouvons observer qu'à chaque instant, $\phi_{evap}(S01, t) > \phi_{evap}(S02, t)$.

C.2 Modèle de séchage

Pour caractériser le séchage, nous avons développé un modèle approché à une dimension, suivant l'épaisseur du lit granulaire (figure C.3). Le modèle est basé sur les équations de transport convecto-diffusif. Pour simplifier le modèle de séchage, nous faisons les hypothèses suivantes :

- Il n'y a pas de gradient de séchage dans le sens de l'écoulement (suivant x). Le séchage est uniforme suivant x ;
- Les conditions de température et d'humidité relative de l'air imposées à la surface sont constantes et indépendantes de x ;
- La température à l'intérieur du milieu granulaire est la même que la température de l'air en surface.

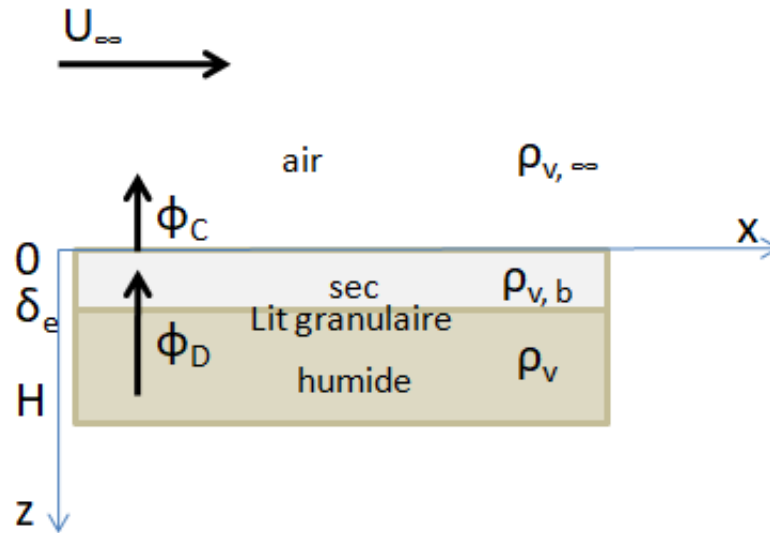


FIGURE C.3 – Illustration du modèle de séchage.

Flux convectif Le flux convectif de vapeur d'eau ϕ_C proche de l'interface air-lit granulaire est exprimé par :

$$\phi_c = h(\rho_{v,\infty} - \rho_{v,b}) \quad (\text{C.1})$$

où :

- h le coefficient de transfert convectif entre le milieu poreux et l'air, exprimé en m/s ;
- $\rho_{v,\infty}$ désigne la masse volumique de vapeur d'eau dans l'air ;
- $\rho_{v,b}$ la masse volumique de vapeur d'eau dans la partie du lit granulaire asséché.

Le coefficient de transfert convectif h s'exprime en fonction du nombre de Sherwood qui caractérise le transfert de masse à l'interface air-milieu poreux :

$$\begin{cases} \text{Écoulement laminaire : } Sh = \frac{hL_c}{D_{v,a}} = a_L Re^{1/2} Sc^{1/3} \\ \text{Écoulement turbulent : } Sh = \frac{hL_c}{D_{v,a}} = a_T Re^{4/5} Sc^{1/3} \end{cases} \quad (C.2)$$

où a_L et a_T sont des coefficients qui dépendent de la géométrie du dispositif ($a_L = 0.664$ (Friedlander and Litt, 1958), $a_T = 0.023$ (McAdams, 1933)), L_c une longueur caractéristique correspondant au diamètre de la boîte de Pétri, $D_{v,a} = 2.5 \cdot 10^{-5} m^2/s$ le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air. Le nombre de Schmidt Sc est un nombre sans dimension qui caractérise l'écoulement de l'air dans lequel intervient la viscosité cinématique ν et la diffusivité massique $D_{v,a}$:

$$Sc = \frac{\nu}{D_{v,a}} \quad (C.3)$$

Le nombre de Reynolds Re :

$$Re = \frac{UL_c}{\nu} \quad (C.4)$$

Pour calculer $\rho_{v,\infty}$, la masse volumique de vapeur d'eau au front de séchage, nous considérons que la vapeur d'eau est un gaz parfait :

$$\rho_{v,\infty} = \frac{M_v}{RT} P_{v,\infty} = \frac{M_v}{RT} HR \times P_{sat}(T) \quad (C.5)$$

où $P_{v,\infty}$ est la pression partielle de vapeur d'eau, M_v la masse molaire de l'eau égale à $18 \cdot 10^{-3} kg/mol$, R la constante universelle des gaz parfaits égale à $8.314 J/mol/K$, HR l'humidité relative de l'air, $P_{sat}(T)$ est la pression de vapeur saturante dans l'air à la température T .

$P_{sat}(T)$ est calculée à partir du modèle de Rankine :

$$P_{sat}(T) = \exp\left(13.7 - \frac{5120}{T}\right) \quad (C.6)$$

avec T en K et $P_{sat}(T)$ en atm .

Flux diffusif Le flux de diffusion de vapeur d'eau ϕ_D dans le milieu granulaire à l'interface sable sec-sable humide est exprimé par :

$$\phi_D = -D_{eff} \frac{\rho_v - \rho_{v,b}}{\delta_e} \quad (C.7)$$

avec :

- ρ_v la masse volumique de la vapeur d'eau dans le milieu granulaire humide ;
- δ_e l'épaisseur de la couche de sable asséché ou front de séchage ;
- D_{eff} le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans le milieu poreux.

La masse volumique de la vapeur d'eau dans le milieu granulaire humide ρ_v est obtenue à partir de l'équation de Kelvin qui tient compte de la courbure des ménisques liquides :

$$\rho_v = \frac{M_v}{RT} P_{sat}(T) \exp\left(\frac{V_{m,e} \kappa_l \gamma}{RT}\right) \quad (C.8)$$

avec $V_{m,e}$ le volume molaire de l'eau en m^3/mol , γ la tension superficielle de l'eau égale à $73.10^{-3} N/m$ à $20^\circ C$.

κ_l exprime la courbure du ménisque du pont liquide entre les particules à l'interface eau-air et est obtenue par (Canot, 2019) :

$$\kappa_l = \frac{-5.06}{\sqrt{\Phi w_0 \rho_p / \rho_e} (d/2)} \quad (C.9)$$

où $(\Phi w_0 \rho_p / \rho_e)$ est la fraction liquide de masse volumique ρ_e dans le milieu granulaire humide avec une teneur en eau initiale w_0 et ρ_p la masse volumique d'une particule de sable, d est le diamètre moyen de la particule en m .

Le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans le milieu poreux est donné par :

$$D_{eff} = \alpha_T D_{v,a} \quad (C.10)$$

avec $D_{v,a}$ le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air et α_T un coefficient lié à la topologie du réseau poreux (Kolitcheff, 2017; Petersen, 1958) :

$$\alpha_T = \frac{1 - \Phi}{\tau_b} \quad (C.11)$$

avec $1 - \Phi$ la porosité de l'empilement granulaire et Φ la compacité, τ_b est la tortuosité obtenue à partir de l'expression (Petersen, 1958) :

$$\tau_b = 1 + \frac{\Phi}{2} \quad (C.12)$$

Conservation du flux A partir de l'Eq. C.1 et l'Eq. C.7, la conservation du flux nous donne :

$$\phi = \phi_C = \phi_D \quad (\text{C.13})$$

$$h(\rho_{v,\infty} - \rho_{v,b}) = -D_{eff} \frac{\rho_v - \rho_{v,b}}{\delta_e} \quad (\text{C.14})$$

$$\rho_{v,b} = \frac{\delta_e}{h\delta_e + D_{eff}} \left(h\rho_{v,\infty} + \frac{D_{eff}}{\delta_e} \rho_v \right) \quad (\text{C.15})$$

En remplaçant $\rho_{v,b}$ de l'Eq. C.15 dans l'Eq. C.1, et en utilisant l'Eq. C.13, nous obtenons :

$$\phi = -\frac{h}{1 + (h\delta_e/D_{eff})} (\rho_v - \rho_{v,\infty}) \quad (\text{C.16})$$

Conservation de la masse A partir de la conservation de la masse, le flux diffusif ϕ_D peut être exprimé en fonction de la variation du front de séchage $d\delta_e$ au cours du temps dt :

$$\phi_D = -\rho_e \left(\Phi w_0 \frac{\rho_p}{\rho_e} \right) \frac{d\delta_e}{dt} \quad (\text{C.17})$$

Finalement, à partir de l'Eq. C.17 et de l'Eq. C.13 :

$$\phi = -\Phi w_0 \rho_p \frac{d\delta_e}{dt} \quad (\text{C.18})$$

Modèle convecto-diffusif de séchage A partir de l'Eq. C.18 et de l'Eq. C.16, nous obtenons l'expression de la variation du front de séchage δ_e en fonction du temps t :

$$\delta_e = \frac{D_{eff}}{h} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{2h}{D_{eff}} \left(\frac{h}{2D_{eff}} \delta_0^2 + \delta_0 + \frac{h(\rho_v - \rho_{v,\infty})}{\Phi w_0 \rho_p} (t - t_0) \right)} \right] \quad (\text{C.19})$$

où δ_0 est l'épaisseur de la couche sèche à l'instant initial t_0 . En vertu de la conservation de la masse, on a une relation entre δ_e et ϕ_{evap} , la masse d'eau évaporée par unité de surface :

$$\delta_e - \delta_0 = \frac{\phi_{evap}}{\Phi w_0 \rho_p} \quad (\text{C.20})$$

Nous obtenons l'expression du flux d'évaporation au cours du temps t :

$$\phi_{evap} = \Phi w_0 \rho_p \left[\frac{D_{eff}}{h} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{2h}{D_{eff}} \left(\frac{h}{2D_{eff}} \delta_0^2 + \delta_0 + \frac{h(\rho_v - \rho_{v,\infty})}{\Phi w_0 \rho_p} (t - t_0) \right)} \right) - \delta_0 \right] \quad (\text{C.21})$$

Expérience S02 La mesure de séchage S02 est réalisée avec, en surface, une épaisseur de couche de sable sec $\delta_0 = 0.013m$ et du sable humide en profondeur avec une teneur en eau w_0 . Cette configuration permet d'avoir un processus de séchage loin de la surface libre et d'avoir par conséquent un séchage diffusif simple. Dans l'hypothèse où le séchage est piloté par la diffusion ($h \gg D_{eff}/\delta_e$), le modèle donne :

$$\phi_{evap} = \delta_0 \Phi w_0 \rho_p \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{2D_{eff}(\rho_v - \rho_{v,\infty})}{\delta_0^2 \Phi w_0 \rho_p} (t - t_0)} \right) \quad (C.22)$$

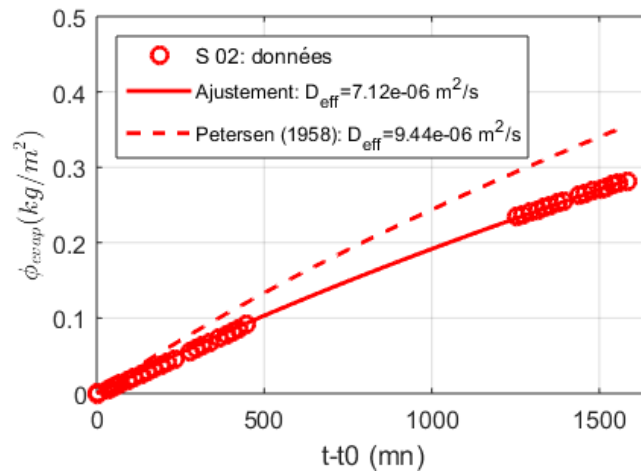


FIGURE C.4 – Variation de masse d'eau évaporée en fonction du temps de la mesure S02. Ajustement des données expérimentales avec l'Eq. C.22 de diffusion simple.

L'ajustement des données expérimentales à partir de l'équation C.22 nous permet de déterminer la valeur du coefficient de diffusion effectif D_{eff} (figure C.4). Nous obtenons un coefficient de diffusion effectif $D_{eff} = (7.12 \pm 0.04) \cdot 10^{-6} m^2/s$. Nous comparons le coefficient de diffusion effectif obtenu avec celui donné dans la littérature (Petersen, 1958) (Eq. C.10) où $D_{eff} = 9.44 \cdot 10^{-6} m^2/s$ pour une compacité $\Phi = 0.52$ et $D_{v,a} = 2.5 \cdot 10^{-5} m^2/s$, le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air. Nous pouvons voir que la valeur de D_{eff} que nous obtenons est du même ordre de grandeur que celle calculée à partir de la littérature (Petersen, 1958).

Expérience S01 L'ajustement des données expérimentales à partir de l'équation C.21 (écoulement laminaire) nous permet de déterminer le coefficient de transfert convectif h (figure C.5). Puis avec les corrélations de h et le nombre

de Sherwood Sh (Eq. C.2), on peut tirer la vitesse caractéristique U_∞ de la convection naturelle à la surface de l'empilement milieu granulaire. Nous obtenons $h = (1.95 \pm 0.06) \cdot 10^{-3} m/s$. Ce qui nous donne $Re = 366$ et $U_\infty = 0.04 m/s$. La vitesse de l'écoulement d'air obtenue semble réaliste par rapport à la vitesse caractéristique de l'air dans une salle donnée par la littérature qui est inférieure ou égale à $0.1 m/s$ (Höppe and Martinac, 1998; Olesen, 2006; Baldwin and Maynard, 1998).

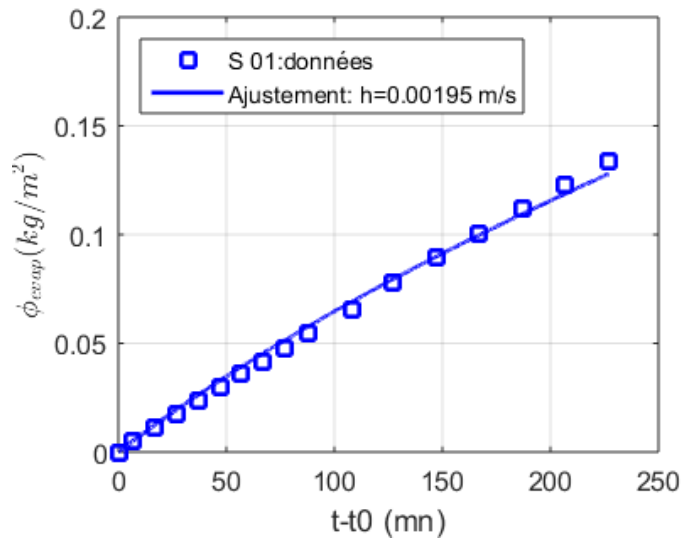


FIGURE C.5 – Variation de masse d'eau évaporée en fonction du temps pour l'expérience S01. Ajustement des données expérimentales avec l'Eq. C.21 du modèle de séchage convecto-diffusif.

Annexe D

Synthèse des séries expérimentales sur le transport de neige

Mesure	Type neige	Durée d' attente (h)	x_{SPC} (m)	z_{SPC} (m)	Q_{in} (%)	U_{∞} (m/s)	Utilisation
1	A	1	11.5	-	0	9	Mise en place
2	A	2	11.5	0.01	0	9 – 15	du protocole
3	A	1	11.5	-	0	9 – 15	expérimental
4	A	0	11.5	0.01	0	4 – 6	Seuil de transport
5	A	2	11.5	0.01	0	9 – 15	Reproductibilité
6	A	2	11.5	0.01	0	9 – 15	
7	A	-	-	-	-	-	-
8	A	2	11.5	Profil	0	9 – 15	Lit cohésif
9	A	2	6	Profil	0	9 – 15	
10	A	2	11.5	Profil	5	9	Forte érosion
11	B	2	11.5	Profil	2	9	Forte érosion
12	B	2	6	Profil	2	9 – 15	Lit cohésif
13a	B	16h	6	Profil	2	7 – 15	Lit rigide
13b	B	+	6	Profil	5	7 – 15	
14	B	pulvé- risation	11.5	Profil	2	7 – 15	
15	B		11.5	Profil	5	7 – 15	
16	B		11.5	Profil	0	7 – 15	
17	B		11.5	-	0	9	Profil de vitesse
18a	B		11.5	Profil	2	8 – 12	Lit rigide
18b	B		11.5	Profil	5	8 – 12	
19	C	2	11.5	0.04	0	7 – 15	Lit cohésif
20	C	0	11.5	0.04	0	7	Lit non cohésif
21	C	16	11.5	0.04	0	7 – 15	Lit cohésif
22	C	2	11.5	Profil	0	9 – 15	Lit cohésif
23	C	2	6	Profil	0	9 – 15	
24	C	2	6	Profil	2	9 – 15	
25	C	2	11.5	0.01	0	4 – 6	Seuil de transport

TABLEAU D.1 – Séries expérimentales sur le transport de neige

Publication

Transition from Saltation to Collisional Regime in Windblown Sand

J.-L. Ralaiarisoa,^{1,2} J.-B. Besnard,^{1,3} B. Furieri,⁴ P. Dupont,³ A. Ould El Moctar,⁵ F. Naaim-Bouvet,² and A. Valance^{1,*}

¹Univ Rennes, CNRS, Institut de Physique de Rennes, UMR 6251, 35 042 Rennes, France

²Univ. Grenoble Alpes, INRAE, UR ETNA, 38000 Grenoble, France

³Univ Rennes, INSA Rennes, LGCGM, 35 043 Rennes, France

⁴Universidade Federal do Espírito Santo, DEA, 29060-970 Vitória, ES, Brazil

⁵Univ Nantes, Laboratoire Thermique et Energie, UMR 6607, 44306 Nantes Cedex, France



(Received 31 October 2019; revised manuscript received 18 February 2020; accepted 20 April 2020; published 12 May 2020)

We report experiments on windblown sand that highlight a transition from saltation to collisional regime above a critical dimensionless mass flux or Shields number. The transition is first seen through the mass flow rate Q , which deviates from a linear trend with the Shields number and seems to follow a quadratic law. Other physical evidences confirm the change of the transport properties. In particular, the particle velocity and the height of the transport layer increases with increasing Shields number in the collisional regime while the latter are invariant with the wind strength in the saltation regime. Discrete numerical simulations support the experimental findings and ascertain that mid-air collisions are responsible for the change of transport regime.

DOI: [10.1103/PhysRevLett.124.198501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.198501)

Introduction.—The study of windblown sand started seventy years ago with the seminal work of Bagnold [1]. He was the first to identify the dominant mode of sand transport, termed saltation, which consists of grains traveling in a sequence of ballistic trajectories and producing a splash of new ejected grains when colliding back onto the soil. The saltating particles do not undergo any mid-air collision. This is the peculiarity of the saltation regime of transport that is now well documented either experimentally or theoretically [2–4].

The saltation regime is expected to break down at high wind speed when the particle concentration within the transport layer is so high such that mid-air collisions are likely to occur. Several recent numerical studies [5,6] revealed indeed that at high fluid shear stress a highly collisional regime develops close to the bed surface. This collisional layer was referred to as a “soft” bed in Ref. [5]. Duran *et al.* [2] also identified through numerical simulations a change of transport regime at high wind speed. In the present Letter, we provide for the first time experimental evidences that windblown sand undergoes a transition from the saltation regime to a collisional regime at high Shields number. We also developed discrete numerical simulations that give credit that the transition is driven by mid-air collisions.

Wind tunnel experiments.—The experiments reported here were performed in a 6 m long wind tunnel with a cross section of dimensions 0.27 m \times 0.27 m [7]. The floor of the tunnel is covered with a 2.5 cm thick layer of sand composed of quartz grains with a median diameter $d = 190 \mu\text{m}$ and a density $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$. The nominal air velocity U_∞ (i.e., the air speed outside from the boundary

layer) in the wind tunnel was varied between 5 and 20 m/s, corresponding to Shields number S^* ranging from 0.03 to 1.5. A typical experimental run lasts several minutes at a constant nominal velocity U_∞ during which air and grain velocity profiles were measured by Pitot tubes and particle imaging velocimetry [7,8]. Particle flux density profiles were also assessed via a particle counter probe (SPC-S7, Niigata Electric [9,10]). At the end of each run, the sand collected at the exit of the tunnel was weighed and the resulting outgoing transport rate Q estimated [11].

The transition from saltation to collisional regime is clearly evidenced through the variation of the mass flow rate as a function of the Shields number S^* (see Fig. 1). Figure 1 shows clearly a change of behavior at a critical Shields number $S_c^* \approx 0.3$ (corresponding to a free stream velocity $U_\infty \approx 10.4 \text{ m/s}$). For $S^* < S_c^*$, the mass flow rate Q scales linearly with $(S^* - S_s^*)$ (where $S_s^* = 0.008$ is the Shields number at which transport ceases), whereas for $S^* > S_c^*$, it strongly deviates from a linear regime. In the latter regime, the variation of the flow rate is clearly a nonlinear function of the Shields number: $Q \propto S^{*n}$ with $n > 1$. The best fit to the data gives $n = 1.8$, which is close to 2. Importantly, the transport regime at very high Shields number (i.e., $S^* > 0.7$ corresponding to a Rouse number below 2 [14]) should be interpreted with caution since turbulence velocity fluctuations start to become important and particles may enter in suspension.

Another evidence of the regime change is seen in the vertical air velocity profile (see Fig. 2). The vertical air velocity profile $U(z)$ above the transport layer is well described by a logarithmic law as shown by Bagnold [1]: $U(z) = U_f + (u_* / \kappa) \ln(z/z_f)$, where z_f and U_f are,

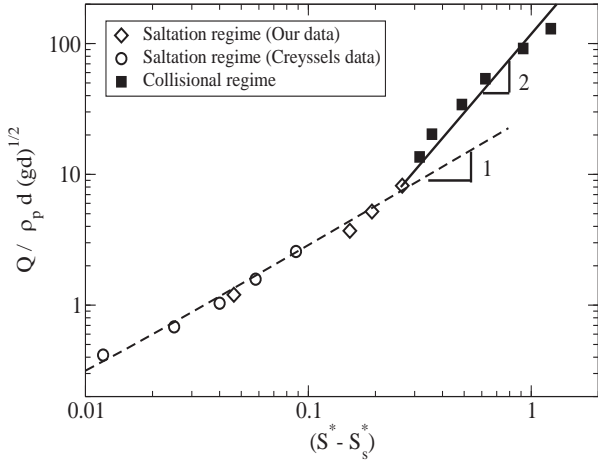


FIG. 1. Dimensionless mass flow rate versus the excess Shields number ($S^* - S_s^*$). The Shields number S^* is a dimensionless number that compares the turbulent shear stress to the grain weight: $S^* = \rho_{\text{air}} u^{*2} / (\rho_p g d)$, where u^* is the friction velocity (extracted from the air profiles as explained in the caption of Fig. 2). S_s^* is the critical Shields number below which saltation ceases. Data by Creysseis *et al.* [8] obtained in a longer wind tunnel and corresponding to the saltation regime have been added to the graph.

respectively, the height and velocity of the focus point defined as the locus where the air speed is independent of the wind strength, and $\kappa = 0.41$ is von Kármán's constant. This focus height z_f can be interpreted as the height of the transport layer which is found to be independent of the wind strength [7] in the saltation regime. Our measurements confirm the existence of a focus point as long as $S^* < S_c^*$. We find $z_f = 40d = 8$ mm and $U_f = 3$ m/s. However, above the critical Shields number S_c^* , the velocity profiles do not converge any more at a unique point. We can, however,

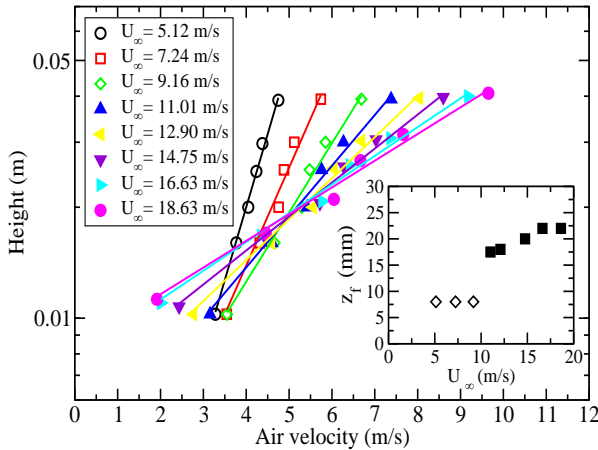


FIG. 2. Air velocity profiles for different flow strengths: They exhibit a logarithmic increase and are well approximated by $U(z) = (u^* / \kappa) \ln(z/z_0)$. The relationship between the friction velocity u^* and the free stream velocity U_∞ is found to obey an affine function for the entire range of investigated velocities: $u^* = 0.143U_\infty - 0.347$. Inset: Focus height as a function of the free stream velocity U_∞ .

still define a pseudofocus point as the intersection point of two successive wind profiles. This pseudofocus point is found to increase with increasing Shields number greater than S_c^* , suggesting that the transport layer thickens with increasing wind strength in the collisional regime (see the inset of Fig. 2).

From PIV measurements, we extracted particle velocity profiles (see Fig. 3). The horizontal particle velocity increases with increasing height for all wind strengths. In the saltation regime, we confirm that the particle velocity within the saltation layer (i.e., $z < z_f = 40d$) is almost insensitive to an increase of the wind strength, as shown by Ho *et al.* [7]. In contrast, in the collisional regime, the particle velocity increases dramatically with increasing wind strength. This contrasting behavior is also evidenced through the slip velocity (i.e., the velocity extrapolated at the bed [15]) which is invariant with the friction velocity in the saltation regime, but increases linearly with it in the collisional regime ($u_{\text{slip}} \approx 0.85u^*$; see the inset of Fig. 3).

The last feature drawn from the experiments concerns the mass flux density profile assessed via a particle counter probe [10]. For all wind strengths investigated so far, the mass flux density was found to decrease with height at an exponential rate $q(z) = q_0 \exp(-z/l_q)$, where q_0 is the flux density extrapolated at the bed surface and l_q the characteristic decay length [see Fig. 4(a)].

Interestingly, the characteristic decay length l_q exhibits a contrasting behavior at low and large Shields number. The characteristic decay length l_q is invariant with the Shields number in the saltation regime (i.e., $l_q^{\text{salt}} \approx 95d$) as shown by Ho *et al.* [7]. However, this invariance of the decay length breaks down at large wind strengths: the latter increases with increasing Shields number in the collisional regime [Fig. 4(b)]. The increase of l_q is found to follow a linear trend with the Shields number: $l_q - l_q^{\text{salt}} \approx 108d(S^* - S_c^*)$. This increase indicates that the height of the transport layer

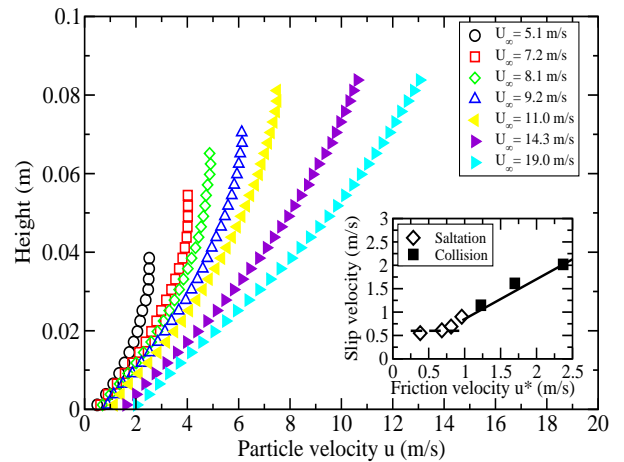


FIG. 3. Mean horizontal particle velocity versus height for various flow velocity. Inset: Particle slip velocity versus the friction velocity u^* .

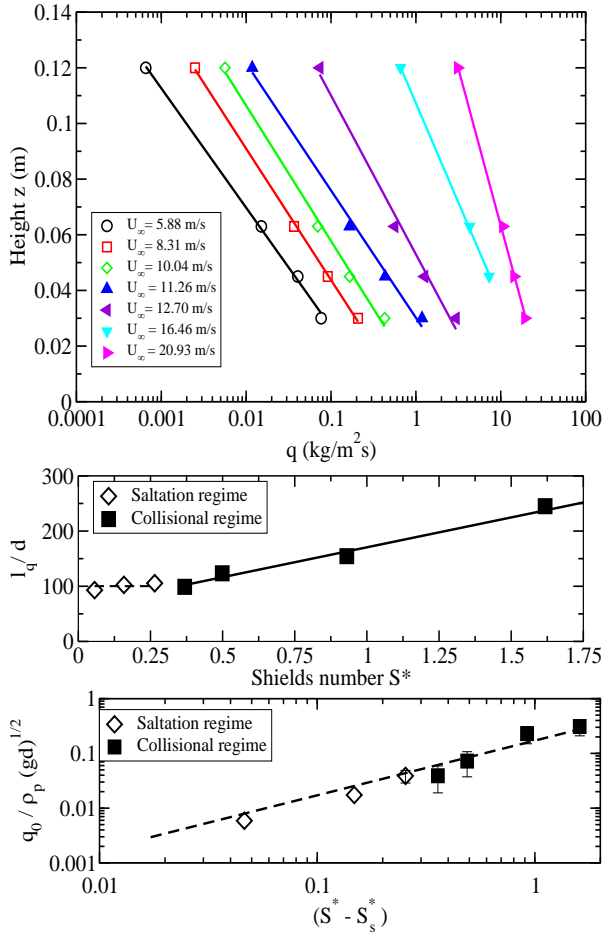


FIG. 4. (a) Mass flux density profile $q(z)$ for different wind strengths. (b) Characteristic decay length l_q versus the Shields number. (c) Flux density q_0 at the bed versus the Shields number.

increases with increasing Shields number and provides a natural explanation for the disappearance of the focus point for the air velocity profiles at high Shields number.

In contrast with l_q , the variation of the flux density q_0 with the Shields number does not show any transition between low and large Shields number [see Fig. 4(c)]. It follows a linear variation with the Shields number both at low and high wind strengths with the same rate: $q_0 \approx 0.18\rho_p\sqrt{gd}(S^* - S_s^*)$.

Discrete numerical simulations.—We completed our experimental investigation by the development of two-phase numerical simulations based on a discrete element method for particle dynamics coupled to a continuum Reynolds averaged description of hydrodynamics. We used the same approach as that developed by Duran *et al.* [16] (see further details in the Supplemental Material [11]).

The simulated system is two-dimensional (i.e., the center of mass of the particles is confined within a vertical plane). We employed periodic boundary conditions in the stream-wise direction and considered spherical particles with similar properties as those in the experiments (i.e., $d = 200 \mu\text{m}$ and $\rho_p = 2650 \text{ kg}/\text{m}^3$). We used typical values for the normal restitution and friction coefficient, $e_n = 0.9$ and $\mu = 0.5$, respectively (See the Supplemental Material [11]

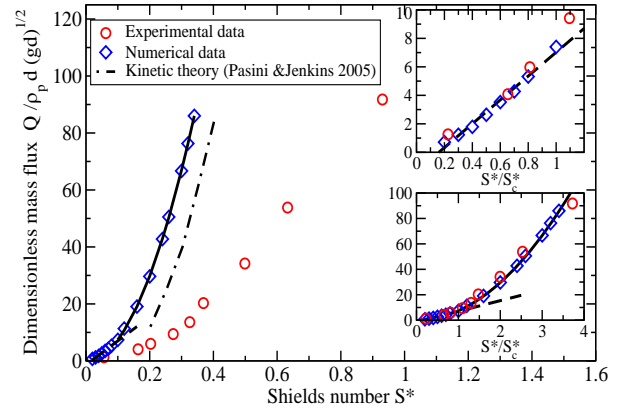


FIG. 5. Mass flow rate obtained from the discrete simulations: A linear trend with the Shields number is observed up a critical $S_c^* \approx 0.1$ and a quadratic behavior above. The saltation threshold S_s^* obtained from the simulations is 0.01. Experiments and prediction from the Aeolian transport model of Pasini *et al.* [17] based on kinetic theory are displayed as well. Insets: Experimental and numerical data replotted as a function the reduced Shields number S^*/S_c^* . In the upper inset, we show a close-up view of the saltation regime.

for further details). For these parameters, the density ratio is $\sigma = 2208$ and the particle Reynolds number $R = 0.5$.

The outcomes of the simulations confirm the existence of a transition between two different transport regimes at low and high Shields number. We reported on Fig. 5 the mass flow rate as a function of the Shields number obtained from the simulations which supports the change of transport regime. The numerical data indicate that the mass flow rate varies linearly with the Shields number at low wind strength up to a critical Shields number $S_c^* = 0.1$. Above this critical value, the mass flow rate clearly deviates from a linear trend and its variation is compatible with a quadratic increase with the Shields number ($Q \propto S^{*2}$). We thus obtain the same type of transition as that observed in the experiments. However, we can note that the agreement between simulations and experiments is not quantitative. The simulations greatly overestimate the mass flow rate and predict a transition towards the collisional regime at a lower critical Shields number in comparison with that found in the experiments ($S_c^{*\text{simu}} = 0.1$ against $S_c^{*\text{exp}} = 0.3$). However, it is important to note that the transition occurs at the same critical mass flow rate $Q_c \approx 10\rho_p d\sqrt{gd}$. We will come back to that point and the possible causes of the discrepancy later on.

Additionally, the mass flux density profiles obtained from the simulations exhibit the same trends as those seen in the experiments (see Fig. 6). The latter decreases at an exponential rate as a function of the distance from the bed surface. The mass flux density q_0 extrapolated at the bed surface (see the Supplemental Material [11] for the precise definition of the bed surface) increases linearly with the Shields number at low and high wind strength but the characteristic decay length indicates a change of behavior

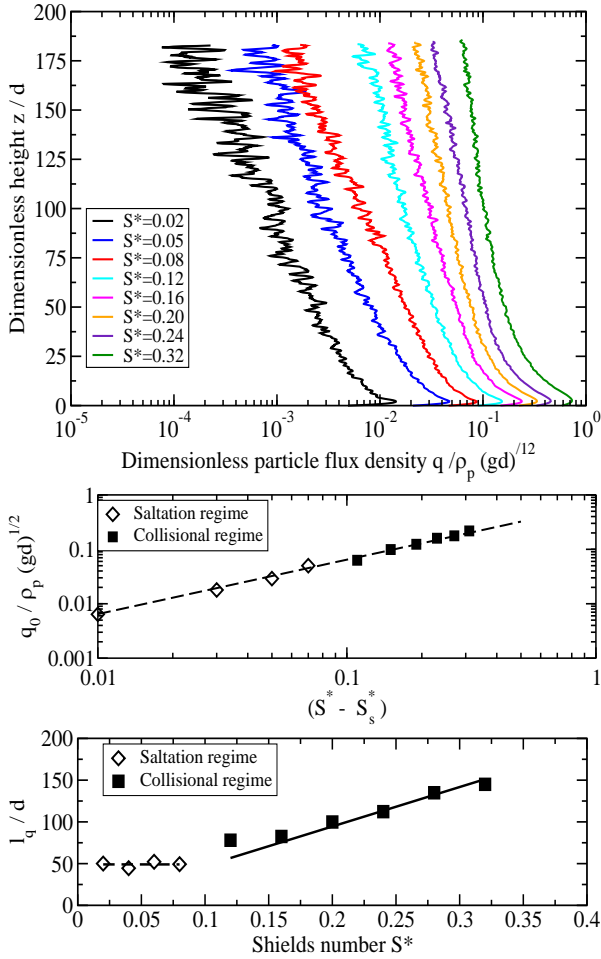


FIG. 6. Simulation outcomes. (a) Mass flux density profiles for various Shields number. (b) Mass flux density q_0 at the bed versus the Shields number: $q_0 \approx 0.62(S^* - S_s^*)$. (c) Characteristic decay length l_q versus the Shields number: In the saltation regime $l_q/d \approx 50$ and in the collisional regime $l_q/d \approx 425S^*$.

at a critical Shields number $S_c^* = 0.1$: Below this value, l_q is almost constant and of order of $50d$, and above it, l_q increases linearly with the Shields number. These features are in agreement with the experiments.

Figure 7 displays the particle velocity profiles for increasing Shields number obtained from the simulations. Interestingly, the variation of the depth-averaged particle velocity (see the Supplemental Material [11] for its computation) with wind strength also highlights a transition at critical Shields number $S_c^* = 0.1$, which corresponds to critical friction velocity $u^* \approx 4u_s^*$ ($u_s^* \approx 0.2$ m/s). Below it, the depth-averaged particle velocity is invariant with the wind strength as expected for saltation transport but above it, the latter increases with increasing friction velocity (see the inset of Fig. 7). The increase is linear with the friction velocity. These features corroborate the experimental results (see Fig. 3).

The last important point is to check whether the transition observed at high Shields number can be

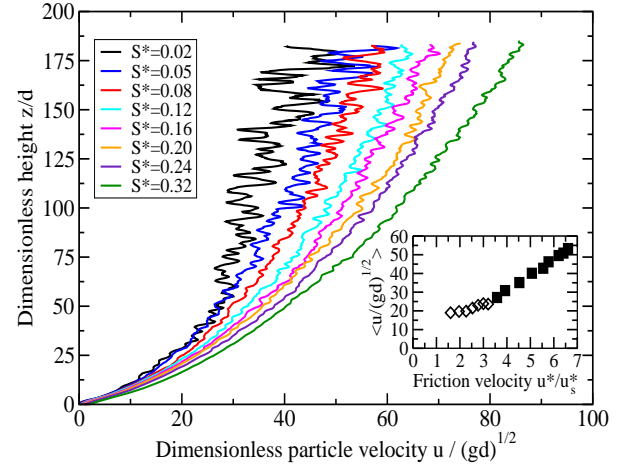


FIG. 7. Particle velocity profiles obtained from the numerical simulations. Inset: Depth-averaged particle velocity versus the friction velocity.

associated to a change of transport regime from saltation to collisional regime. Our hypothesis is that at large Shields number the saltation regime breaks down because mid-air collisions become predominant within the transport layer. To check the validity of this hypothesis, we determined the mean free path of the particles via the two-phase numerical simulations (see Supplemental Material [11]). In the saltation regime, the mean free path is expected to be twice the maximum elevation height of the particle trajectory whereas it is expected to be smaller in the collisional regime [18]. This is precisely what we found (see Fig. 8). It is also important to stress that the collisional layer remains confined close to the bed and is topped by a ballistic region free of mid-air collisions.

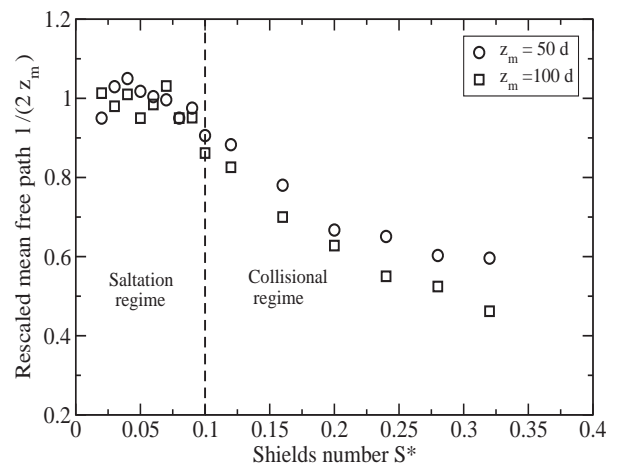


FIG. 8. Rescaled mean free path $l/(2z_m)$ of the saltating particles versus the Shields number. The mean free path depends on the maximum elevation height z_m of the particle trajectory (see Supplemental Material [11]). We computed it for two different elevations $z_m = 50d$ and $100d$.

Conclusion.—We have seen that the transition in experiments and simulations occurs at the same critical flow rate Q_c but at different critical Shields number S_c^* . This calls for several concluding remarks. (i) First, the fact that Q_c is similar in experiments and simulations gives credit to the hypothesis that the transition is driven by mid-air collisions. The mass flow rate is, in the saltation regime, directly proportional to the depth-averaged particle volume (since the particle velocity and transport layer thickness remain constant), and is thus expected to control the onset of particle collisions within the transport layer. (ii) Second, the underestimation of S_c in the simulations seems to originate from a general overestimation of the simulated mass flow rate. As a result, the transition predicted by the simulations is expected to occur at a lower critical Shields number, which is indeed observed. Interestingly, if we replot the mass flow rate curves rescaling the Shields number by the critical value S_c , we get a nice collapse between the experimental data and the simulations (see the inset in Fig. 5). One plausible explanation for the overestimation of the simulated mass flow rate may be found in the simplified description of the granular phase (e.g., spherical shape, simple viscoelastic model for particle-particle interactions). In particular, the particle shape can significantly affect the mass flow rate as mentioned in Refs. [19,20]. Additionally, the turbulent flow model employed in the simulations which is based on classical mixing turbulent length could be eventually improved to account for the possible damping of the turbulence by the saltating particles.

This work has been supported by the French National Agency for Research (Grant No. ANR-17-CE01-0014).

*alexandre.valance@univ-rennes1.fr

- [1] R. A. Bagnold, *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes* (Methuen, New York, 1941).
 [2] O. Duran, P. Claudin, and A. Andreotti, *Aoel. Res.* **3**, 243 (2011).

- [3] J. F. Kok, E. J. R. Parteli, T. I. Michael, and D. B. Karam, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 106901 (2012).
 [4] A. Valance, K. R. Rasmussen, A. O. El Moctar, and P. Dupont, *C. R. Phys.* **16**, 105 (2015).
 [5] M. V. Carneiro, N. A. M. Araujo, T. Pächtz, and H. J. Herrmann, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 058001 (2013).
 [6] T. Pächtz and O. Duran, *Phys. Rev. Fluids* **2**, 074303 (2017).
 [7] T. D. Ho, A. Valance, P. Dupont, and A. O. El Moctar, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 094501 (2011).
 [8] M. Creyssels, P. Dupont, A. O. El Moctar, A. Valance, I. Cantat, J. T. Jenkins, J. M. Pasini, and K. R. Rasmussen, *J. Fluid Mech.* **625**, 47 (2009).
 [9] T. Sato, T. Kimura, T. Ishimaru, and T. Maruyama, *Annals of Glaciology* **18**, 149 (1993).
 [10] K. Nishimura and M. Nemoto, *Antarct. Phil. Trans. R. Soc. A* **363**, 1647 (2005).
 [11] See Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.124.198501> for further details, which includes Refs. [12,13].
 [12] T. D. Ho, Ph.D. thesis, University of Rennes, France, 2012.
 [13] H. Selmani, A. Valance, A. O. El Moctar, P. Dupont, and R. Zegadi, *Geophys. Res. Lett.* **45**, 1838 (2018).
 [14] P. Y. Julien, *Erosion and Sedimentation* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2010), <https://doi.org/10.1017/CBO9780511806049>.
 [15] The slip velocity is determined via a linear extrapolation of the velocity profile down to the bed surface. The profile is measured with a good accuracy down to a height $z = 2$ mm above the bed surface.
 [16] O. Duran, B. Andreotti, and P. Claudin, *Phys. Fluids* **24**, 103306 (2012).
 [17] J. M. Pasini and J. T. Jenkins, *Phil. Trans. R. Soc. A* **363**, 1625 (2005).
 [18] D. Berzi, J. T. Jenkins, and A. Valance, *J. Fluid Mech.* **786**, 190 (2016).
 [19] T. Pächtz and O. Duran, *Phys. Rev. Fluids* **3**, 104302 (2018).
 [20] Y. Chen, J. Zhang, N. Huang, and B. Xu, *J. Geophys. Res.* **124**, 7226 (2019).

Nomenclature

A_d	Densité de flux massique à la surface du lit par taille de particules ($kg/m^2.s$)
b_n	Coefficient d'amortissement visqueux (kg/s)
Bo	Nombre de Bond
Bo_c	Nombre de Bond critique
d	Diamètre d'une particule (m)
\bar{d}	Dendricité
D_{eff}	Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans le milieu poreux (m^2/s)
$D_{v,a}$	Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air ($2.5.10^{-5} m^2/s$)
\bar{e}	Coefficient de restitution
\bar{e}_z	Coefficient de restitution vertical
e_n	Coefficient de restitution normale
F_{cap}	Force capillaire entre deux particules (N)
F_{frit}	Force de cohésion de frittage (N)
F_{grav}	Poids de la particule (N)
Fr	Nombre de Froude
Fr_c	Nombre de Froude critique
g	Accélération gravitationnelle (m/s^2)
gs	Taille de particule (mm)
h	Coefficient de transfert de masse convectif entre le milieu poreux et l'air (m/s)
h_{sal}	Hauteur de la couche de saltation (m)
HR	Humidité relative (%)

k_n	Constante de raideur normale (kg/s^2)
L_c	Longueur caractéristique (m)
l_m	Longueur de mélange (m)
l_q	Longueur caractéristique de décroissance (m)
l_{qd}	Longueur caractéristique de décroissance par taille de particules (m)
l_{sat}	Longueur de saturation (m)
\tilde{M}_{evap}	Masse d'eau évaporée du lit granulaire humide par unité de volume (kg/m^3)
m_i	Indice de mobilité
M	Masse totale de sable (kg)
M_v	Masse molaire de l'eau ($18.10^{-3} kg/mol$)
N_p	Nombre de ponts capillaires liés à une particule
\bar{N}_{ej}	Nombre moyen de particules éjectées du lit granulaire
P_d	Pression dynamique locale (Pa)
P_{sat}	Pression de vapeur saturante (atm)
P_v	Pression partielle de vapeur d'eau dans l'air (atm)
Q	Flux massique ($kg/m.s$)
Q_d	Flux massique par taille de particules ($kg/m.s$)
Q_{in}	Flux d'alimentation (ou flux entrant) en amont de la soufflerie ($kg/m.s$)
Q_{pesee}	Flux massique obtenu par pesée ($kg/m.s$)
Q_{sat}	Flux massique saturé ($kg/m.s$)
q_0	Densité de flux massique à la surface du lit granulaire ($kg/m^2.s$)
\bar{q}	Flux particulaire filtré ($particules/s$)
$q_d(z)$	Densité de flux massique à la hauteur z par taille de particules ($kg/m^2.s$)
q_{spc}	Densité de flux massique obtenue par SPC ($kg/m^2.s$)
q_t	Densité de flux massique ou particulaire instantanée ($kg/m^2.s$ ou $particules/s$ respectivement)
$q(z)$	Densité de flux massique ou particulaire moyen à la hauteur z ($kg/m^2.s$ ou $particules/s$ respectivement)
r	Rayon du pont de glace (m)

r_k	Rayon de Kelvin (m)
Re	Nombre de Reynolds
Sc	Nombre de Schmidt
Sh	Nombre de Sherwood
Sr	Degré de saturation d'un milieu granulaire (%)
S^*	Nombre de Shields
S_d^*	Nombre de Shields seuil dynamique
S_s^*	Nombre de Shields seuil statique
S_c^*	Nombre de Shields critique
s	Sphéricité
t	Temps (s)
t_c	Temps caractéristique de séchage d'une couche de grains (s)
T_d	Décalage temporel (s)
T_f	Périodicité du signal (s)
T_s	Durée du signal (s)
T	Température ($^{\circ}C$)
U_f	Vitesse du vent au point focal (m/s)
U_{∞}	Vitesse nominale de l'air (m/s)
u_{slip}	Vitesse de frottement basal (m/s)
u^*	Vitesse de frottement de l'air (m/s)
u_d^*	Vitesse seuil dynamique (m/s)
u_s^*	Vitesse seuil statique (m/s)
u_{sw}^*	Vitesse seuil statique en présence de pont liquide (m/s)
V_l	Volume de pont liquide (m^3)
$V_{m,e}$	Volume molaire de l'eau (m^3/mol)
v_n	Composante normale de la vitesse relative des particules (m/s)
V_e	Vitesse des particules éjectées du lit granulaire (m/s)
V_i	Vitesse incidente de la particule impactante (m/s)

V_{ic}	Vitesse critique d'impact (m/s)
V_r	Vitesse de rebond de la particule impactante (m/s)
w	Teneur en eau massique d'un milieu granulaire (%)
w_0	Teneur en eau massique initiale (%)
\tilde{w}_0	Teneur en eau massique initiale moyenne (%)
w_{ref}	Teneur en eau massique résiduelle lorsque la pression de succion est de 15 atm (%)
W	Largeur de la soufflerie (m)
W_{eff}	Largeur effective de la soufflerie (m)
x_n	Nombre de particules détectées dans la classe de taille n
z_0	Rugosité aérodynamique (m)
z_f	Hauteur du point focal (m)
δ	Distance inter-particulaire (m)
δ_e	Front de séchage (m)
γ	Tension superficielle de l'eau ($73 \cdot 10^{-3} N/m$)
κ	Constante de Von Karman (0.41)
κ_l	Courbure du ménisque du pont liquide (m^{-1})
μ	Viscosité dynamique de l'air ($kg/m \cdot s$)
μ_f	Coefficient de frottement
ν	Viscosité cinématique de l'air (m^2/s)
ϕ_a	Flux d'air (m^3/s)
ϕ_C	Flux convectif de vapeur d'eau ($kg/m^2 \cdot s$)
ϕ_D	Flux diffusif de vapeur d'eau ($kg/m^2 \cdot s$)
ϕ_{evap}	Flux d'évaporation (kg/m^2)
Φ	Fraction volumique du milieu granulaire
ρ_a	Masse volumique de l'air ($1.204 kg/m^3$)
ρ_e	Masse volumique de l'eau (kg/m^3)
ρ_p	Masse volumique de la particule (kg/m^3)

ρ_v	Masse volumique de la vapeur d'eau au front de séchage (kg/m^3)
$\rho_{v,b}$	Masse volumique de la vapeur d'eau dans le lit asséché (kg/m^3)
$\rho_{v,\infty}$	Masse volumique de la vapeur d'eau dans l'air (kg/m^3)
σ_{frit}	Contrainte de frittage (N/m^2)
τ	Contrainte de cisaillement du fluide ($kg/m.s^2$)
τ_b	Tortuosité
θ	Angle de contact à l'interface solide-liquide ($^\circ$)
θ_e	Angle de décollage des particules éjectées du lit granulaire ($^\circ$)
θ_i	Angle d'impact de la particule incidente ($^\circ$)
θ_w	Teneur en eau volumétrique (%)

Bibliographie

- O. Abe and K. Kosugi. Twenty-year operation of the cryospheric environment simulator. *Bulletin of Glaciological Research*, 37 :53–65, 2019. 137
- N. O. Aksamit and J. W. Pomeroy. Near-surface snow particle dynamics from particle tracking velocimetry and turbulence measurements during alpine blowing snow storms. *The Cryosphere*, 10(6) :3043–3062, 2016. 39
- M. Almeida, J. Andrade, and H. J. Herrmann. Aeolian transport of sand. *The European Physical Journal E*, 22(3) :195–200, 2007. 16
- R. S. Anderson. A theoretical model for aeolian impact ripples. *Sedimentology*, 34(5) :943–956, 1987. 43
- B. Andreotti, P. Claudin, and O. Pouliquen. Measurements of the aeolian sand transport saturation length. *Geomorphology*, 123(3-4) :343–348, 2010. 19
- R. A. Bagnold. The movement of desert sand. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 157(892) :594–620, 1936. 13, 15, 87
- R. A. Bagnold. *The physics of blown sand and desert dunes*. Methuen, New York, 1941. 7, 9, 13, 14, 16, 19
- P. E. Baldwin and A. D. Maynard. A survey of wind speeds in indoor workplaces. *The Annals of occupational hygiene*, 42(5) :303–313, 1998. 200
- D. Beladjine. *Étude expérimentale du processus de collision d'une bille sur un empilement granulaire : application au mécanisme de saltation dans le transport éolien*. PhD thesis, Rennes 1, 2007. 48, 49, 52, 53
- D. Beladjine, M. Ammi, L. Oger, and A. Valance. Collision process between an incident bead and a three-dimensional granular packing. *Physical Review E*, 75(6) :061305, 2007. 11, 12, 57, 58, 59, 65

- H. Bellot and F. N. Bouvet. Les capteurs de transport de neige par le vent au banc d'essai. *Sciences Eaux and Territoires : la Revue du IRSTEA*, (2) :p-66, 2010. 80
- H. Bellot, A. Trouvilliez, F. Naaim-Bouvet, C. Genthon, and H. Gallée. Present weather-sensor tests for measuring drifting snow. *Annals of Glaciology*, 52(58) : 176–184, 2011. 83
- P.-Y. Belly. Sand movement by wind. Technical report, California Univ. Berkeley Inst. of Engineering Research, 1962. 28, 29, 30
- F. N. Bouvet and M. Naaim. *Transport éolien de la neige : processus physiques et modélisations*. Cemagref Editions, 2002. 40, 41
- H.-J. Butt and M. Kappl. Normal capillary forces. *Advances in Colloid and Interface Science*, 146(1) :48 – 60, 2009. 24, 25
- E. Canot. Communication privée, 2019. 197
- E. Canot and R. Delannay. Liquid menisci equilibrium in a wet granular medium in pendular regime—cohesive strength estimation for random smooth spheres packings. 2016. 22
- M. V. Carneiro, N. A. Araújo, T. Pächtz, and H. J. Herrmann. Midair collisions enhance saltation. *Physical review letters*, 111(5) :058001, 2013. 69
- E. Charlaix and M. Ciccotti. Capillary condensation in confined media. *arXiv preprint arXiv :0910.4626*, 2009. 24
- E. Charlaix and J. Crassous. Adhesion forces between wetted solid surfaces. *The Journal of Chemical Physics*, 122(18) :184701, 2005. 24
- Y. Chen, J. Zhang, N. Huang, and B. Xu. An experimental study on splash functions of natural sand-bed collision. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 124(13) :7226–7235, 2019. 92
- W. Chepil. Dynamics of wind erosion. *Soil Science*, 60(4) :305–320, 1945. 16
- W. Chepil. Influence of moisture on erodibility of soil by wind 1. *Soil Science Society of America Journal*, 20(2) :288–292, 1956. 27, 28, 29, 30, 31
- F. Clarelli, B. De Filippo, and R. Natalini. Mathematical model of copper corrosion. *Applied mathematical modelling*, 38(19-20) :4804–4816, 2014. 192

- A. Clifton and M. Lehning. Improvement and validation of a snow saltation model using wind tunnel measurements. *Earth Surface Processes and Landforms*, 33(14) :2156–2173, 2008. 44
- A. Clifton, J.-D. Rüedi, and M. Lehning. Snow saltation threshold measurements in a drifting-snow wind tunnel. *Journal of Glaciology*, 52(179) :585–596, 2006. 44
- F. Comola, J. Gaume, J. Kok, and M. Lehning. Cohesion-induced enhancement of aeolian saltation. *Geophysical Research Letters*, 46(10) :5566–5574, 2019. 39, 46, 153, 155, 165, 181, 182
- W. Cornelis and D. Gabriels. The effect of surface moisture on the entrainment of dune sand by wind : an evaluation of selected models. *Sedimentology*, 50(4) : 771–790, 2003. 125, 126
- M. Creyssels, P. Dupont, A. O. El Moctar, A. Valance, I. Cantat, J. T. Jenkins, J. M. Pasini, and K. R. Rasmussen. Saltating particles in a turbulent boundary layer : experiment and theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 625 :47–74, 2009. 15, 16, 69, 91
- P. A. Cundall and O. D. L. Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, 29(1) :47–65, 1979. 54, 56
- DantecDynamics. Measurement principles of piv. <https://www.dantecdynamics.com/solutions-applications/solutions/fluid-mechanics/particle-image-velocimetry-piv/measurement-principles-of-piv/>. Accessed : 2020-09-21. 85
- M. Darwish. *Threshold friction velocity : moisture and particle size effects*. PhD thesis, 1991. 27
- R. G. Davidson-Arnott, Y. Yang, J. Ollerhead, P. A. Hesp, and I. J. Walker. The effects of surface moisture on aeolian sediment transport threshold and mass flux on a beach. *Earth Surface Processes and Landforms : The Journal of the British Geomorphological Research Group*, 33(1) :55–74, 2008. 32, 33
- J.-Y. Delenne, V. Richefeu, and F. Radjai. Liquid clustering and capillary pressure in granular media. *Journal of Fluid Mechanics*, 762, 2015. 96
- J. Dillely and D. Crawford. Mass dependence of energy loss in collisions of icy spheres : An experimental study. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 101(E4) :9267–9270, 1996. 155, 156

- J. P. Dilley. Energy loss in collisions of icy spheres : Loss mechanism and size-mass dependence. *Icarus*, 105(1) :225–234, 1993. 155
- J. J. Doorschot and M. Lehning. Equilibrium saltation : mass fluxes, aerodynamic entrainment, and dependence on grain properties. *Boundary-Layer Meteorology*, 104(1) :111–130, 2002. 42, 43, 44
- J. J. Doorschot, M. Lehning, and A. Vrouwe. Field measurements of snow-drift threshold and mass fluxes, and related model simulations. *Boundary-Layer Meteorology*, 113(3) :347–368, 2004. 42, 45
- O. Durán, P. Claudin, and B. Andreotti. Direct numerical simulations of aeolian sand ripples. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111(44) :15665–15668, 2014. 16
- C. Fierz, R. L. Armstrong, Y. Durand, P. Etchevers, E. Greene, D. M. McClung, K. Nishimura, P. K. Satyawali, and S. A. Sokratov. *The International Classification for Seasonal Snow on the Ground*. UNESCO/IHP, 2009. 35
- S. Friedlander and M. Litt. Diffusion controlled reaction in a laminar boundary layer. *Chemical Engineering Science*, 7(4) :229–234, 1958. 196
- D. Goetz. Rappels de nivologie. université européenne d’été avalanches : du risque à la gestion de crise. <http://www.obs.ujf-grenoble.fr/risknat/pages/universites/UEE2010/modules/UEE2010-Module2.pdf>, 2010. 33, 34
- M. Gordon and P. A. Taylor. Measurements of blowing snow, part i : Particle shape, size distribution, velocity, and number flux at churchill, manitoba, canada. *Cold Regions Science and Technology*, 55(1) :63–74, 2009. 42
- J. Gregory and M. Darwish. Threshold friction velocity prediction considering water content. *Paper-American Society of Agricultural Engineers (USA)*, 1990. 26
- J. M. Gregory, G. R. Wilson, U. B. Singh, and M. M. Darwish. Team : integrated, process-based wind-erosion model. *Environmental Modelling & Software*, 19(2) :205–215, 2004. 27
- G. Guyomarc’h and L. Mérindol. Validation of an application for forecasting blowing snow. *Annals of Glaciology*, 26 :138–143, 1998. 40, 42
- Q. Han, J. Qu, K. Zhang, R. Zu, Q. Niu, and K. Liao. Wind tunnel investigation of the influence of surface moisture content on the entrainment and erosion of beach sand by wind using sands from tropical humid coastal southern china. *Geomorphology*, 104(3-4) :230–237, 2009. 27

- A. P. Hatzes, F. G. Bridges, and D. Lin. Collisional properties of ice spheres at low impact velocities. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 231 (4) :1091–1115, 1988. 155
- T.-D. Ho. *Etude expérimentale du transport de particules dans une couche limite turbulente*. PhD thesis, Rennes 1, 2012. 10, 13, 14, 15, 16, 17, 20, 69, 75, 76, 77, 78, 79, 81, 87, 88, 128, 149, 180, 181, 185
- T. D. Ho, A. Valance, P. Dupont, and A. O. El Moctar. Scaling laws in aeolian sand transport. *Physical Review Letters*, 106(9) :094501, 2011. 10, 21, 88, 89
- P. V. Hobbs and B. Mason. The sintering and adhesion of ice. *Philosophical Magazine*, 9(98) :181–197, 1964. 36, 162
- P. Höpfe and I. Martinac. Indoor climate and air quality. *International journal of biometeorology*, 42(1) :1–7, 1998. 200
- C. L. Hosler, D. Jensen, and L. Goldshlak. On the aggregation of ice crystals to form snow. *Journal of Meteorology*, 14(5) :415–420, 1957. 36
- S. Hotta, S. Kubota, S. Katori, and K. Horikawa. Sand transport by wind on a wet sand surface. In *Coastal Engineering 1984*, pages 1265–1281. 1985. 27, 29, 30, 31, 32
- J. Schäfer, S. Dippel, and D. E. Wolf. Force schemes in simulations of granular materials. *J. Phys. I France*, 6(1) :5–20, 1996. 54
- P. Julien. Erosion and sedimentation. 1995. 91
- R. Kawamura. Study on sand movement by wind. *Rept. Inst. Sci. Technol.*, 5 : 95–112, 1951. 15
- C. M. Keeler. The growth of bonds and the increase of mechanical strength in a dry seasonal snow-pack. *Journal of Glaciology*, 8(54) :441–450, 1969. 37
- D. Kobayashi. Studies of snow transport in low-level drifting snow. *Contributions from the Institute of Low Temperature Science*, 24 :1–58, 1972. 45
- M. M. Kohonen, D. Geromichalos, M. Scheel, C. Schier, and S. Herminghaus. On capillary bridges in wet granular materials. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, 339(1) :7 – 15, 2004. Proceedings of the International Conference New Materials and Complexity. 55
- S. Kolitcheff. *Approche multitechnique des phénomènes de diffusion en hydrotraitement de distillats*. PhD thesis, 2017. 115, 197

- A. Komarov. Some rules on the migration and deposition of snow in western siberia and their application to control measures. *Trudy transportno-energeticheskogo instituta*, 4 :89–97, 1954. 43
- K. Kosugi, T. Sato, and A. Sato. Dependence of drifting snow saltation lengths on snow surface hardness. *Cold Regions Science and Technology*, 39(2-3) :133–139, 2004. 38, 143, 152
- K. Kosugi, T. Sato, M. Nemoto, S. Mochizuki, A. Sato, and D. Prevention. Vertical profiles of mass flux for different particle diameters in drifting snow over hard snow surfaces. *Proceeding of the ISSW*, 2008. 38, 143, 152, 153, 156
- V. Kotlyakov. Results of a study of the processes of formation and structure of the upper layer of the ice sheet in eastern antarctica. *IASH Publ*, 55 :88–99, 1961. 41
- A. Kumar, A. Ould El Moctar, A. Valance, and P. Dupont. Study of particle transport in turbulent boundary layer. Master’s thesis, Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes, 07 2017. 99
- K. Lettau. Experimental and micrometeorological field studies of dune migration. *Exploring in the World’s driest climate*, pages 110–147, 1978. 15
- G. Lian, C. Thornton, and M. J. Adams. A theoretical study of the liquid bridge forces between two rigid spherical bodies. *Journal of Colloid and Interface Science*, 161(1) :138 – 147, 1993. 25, 55
- D. Maugis. Adherence of elastomers : Fracture mechanics aspects. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 1(1) :105–134, 1987. 25
- W. H. McAdams. Heat transmission, p. ill, 1933. 115, 196
- J. N. McElwaine, N. Maeno, and K. Sugiura. The splash function for snow from wind-tunnel measurements. *Annals of Glaciology*, 38 :71–78, 2004. 44
- C. McKenna Neuman and M. M. Scott. A wind tunnel study of the influence of pore water on aeolian sediment transport. *Journal of Arid Environments*, 39 (3) :403–419, 1998. 33
- M. Mellor. Blowing snow. 1965. 43
- M. Mikami, Y. Yamada, M. Ishizuka, T. Ishimaru, W. Gao, and F. Zeng. Measurement of saltation process over gobi and sand dunes in the taklimakan desert, china, with newly developed sand particle counter. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D18), 2005. 81, 83, 189

- S. Mitha, M. Tran, B. Werner, and P. Haff. The grain-bed impact process in aeolian saltation. *Acta Mechanica*, 63(1-4) :267–278, 1986. 11
- M. Naaim, F. Naaim-Bouvet, and H. Martinez. Numerical simulation of drifting snow : erosion and deposition models. *Annals of glaciology*, 26 :191–196, 1998. 43, 44
- F. Naaim-Bouvet, H. Bellot, and M. Naaim. Back analysis of drifting-snow measurements over an instrumented mountainous site. *Annals of Glaciology*, 51 (54) :207–217, 2010. 42
- P. Nalpanis, J. Hunt, and C. Barrett. Saltating particles over flat beds. *Journal of Fluid Mechanics*, 251 :661–685, 1993. 16, 149
- K. Nishimura and J. Hunt. Saltation and incipient suspension above a flat particle bed below a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 417 :77–102, 2000. 42, 43, 44, 45
- K. Nishimura and M. Nemoto. Blowing snow at mizuho station, antarctica. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 363(1832) :1647–1662, 2005. 42
- T. Okaze, A. Mochida, Y. Tominaga, M. Nemoto, T. Sato, Y. Sasaki, and K. Ichinohe. Wind tunnel investigation of drifting snow development in a boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 104 :532–539, 2012. 45, 161, 165, 167, 169, 170, 171, 175
- B. W. Olesen. International standards for the indoor environment. where are we and do they apply worldwide. *ASHRAE Distinguished Lecturer Talk, ASHRAE Singapore Chapter*, 2006. 200
- T. Pähtz and O. Durán. Fluid forces or impacts : What governs the entrainment of soil particles in sediment transport mediated by a newtonian fluid ? *Physical Review Fluids*, 2(7) :074303, 2017. 69
- T. Pähtz and O. Durán. Universal friction law at granular solid-gas transition explains scaling of sediment transport load with excess fluid shear stress. *Physical Review Fluids*, 3(10) :104302, 2018. 92
- F. Pajot. *Etude expérimentale de l'effet du rayonnement solaire sur le seuil d'envol de particules dans une couche limite turbulente*. PhD thesis, Nantes, 2001. 71, 72

- J. M. Pasini and J. T. Jenkins. Aeolian transport with collisional suspension. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 363(1832) :1625–1646, 2005. 91, 92
- E. Petersen. Diffusion in a pore of varying cross section. *AIChE Journal*, 4(3) : 343–345, 1958. 115, 197, 199
- T. Pilloix. *Évaluation des méthodes in-situ des mesures de résistance à l'enfoncement et de résistance au cisaillement de la neige*. PhD thesis, Centre d'Étude de la Neige, CNRM-GAME-Météo-France, Domaine universitaire à Å, 2015. 38
- O. Pitois, P. Moucheron, and X. Chateau. Liquid bridge between two moving spheres : An experimental study of viscosity effects. *Journal of Colloid and Interface Science*, 231(1) :26 – 31, 2000. 25, 55
- J. Pomeroy and D. Gray. Saltation of snow. *Water resources research*, 26(7) : 1583–1594, 1990. 39, 43, 45
- J. Ralaiarisoa, J. Besnard, B. Furieri, P. Dupont, A. O. El Moctar, F. Naaim-Bouvet, and A. Valance. Transition from saltation to collisional regime in windblown sand. *Physical Review Letters*, 124(19) :198501, 2020. 69, 91
- V. Richefeu, F. Radjai, and J.-Y. Delenne. Lattice boltzmann modelling of liquid distribution in unsaturated granular media. *Computers and Geotechnics*, 80 : 353–359, 2016. 22, 23, 96
- F. Rioual, A. Valance, and D. Bideau. Experimental study of the collision process of a grain on a two-dimensional granular bed. *Physical Review E*, 62(2) :2450, 2000. 11
- T. Sato, K. Kosugi, and A. Sato. Saltation-layer structure of drifting snow observed in wind tunnel. *Annals of Glaciology*, 32 :203–208, 2001. 38, 136, 145, 148, 149, 150, 151, 152, 165
- T. Sato, K. Kosugi, and A. Sato. Development of saltation layer of drifting snow. *Annals of Glaciology*, 38 :35–38, 2004. 38, 43, 44, 45, 143, 165
- V. J. Schaefer. The development of a snow classification system, in travaux de la commission de la neige et des glaciers. *International Association of Hydrological Sciences, Oslo, Norway*, 30 :157–159, 1948. 33, 34
- R. Schmidt. Threshold wind-speeds and elastic impact in snow transport. *Journal of Glaciology*, 26(94) :453–467, 1980. 35, 36, 37, 39, 40

- R. Schmidt. Transport rate of drifting snow and the mean wind speed profile. *Boundary-Layer Meteorology*, 34(3) :213–241, 1986. 43
- M. Schneebeli, C. Pielmeier, and J. B. Johnson. Measuring snow microstructure and hardness using a high resolution penetrometer. *Cold Regions Science and Technology*, 30(1-3) :101–114, 1999. 38
- L. Scholtès. *Modélisation micromécanique des milieux granulaires partiellement saturés*. PhD thesis, 2008. 22
- H. Selmani. *Etude et simulation du transport éolien*. PhD thesis, 2018. 19
- H. Selmani, A. Valance, A. Ould El Moctar, P. Dupont, and R. Zegadi. Aeolian sand transport in out-of-equilibrium regimes. *Geophysical Research Letters*, 45(4) :1838–1844, 2018. 11, 18, 19, 134
- Y. Shao, M. R. Raupach, and J. F. Leys. A model for predicting aeolian sand drift and dust entrainment on scales from paddock to region. *Soil Research*, 34(3) :309–342, 1996. 27, 29, 30
- C. G. Sommer, M. Lehning, and C. Fierz. Wind tunnel experiments : saltation is necessary for wind-packing. *Journal of Glaciology*, 63(242) :950–958, 2017. 38, 39, 159, 185
- C. G. Sommer, M. Lehning, and C. Fierz. Wind tunnel experiments : influence of erosion and deposition on wind-packing of new snow. *Frontiers in Earth Science*, 6 :4, 2018. 38, 39
- M. Sørensen. An analytic model of wind-blown sand transport. In *Aeolian Grain Transport 1*, pages 67–81. Springer, 1991. 43, 45
- M. Sørensen. On the rate of aeolian sand transport. *Geomorphology*, 59(1-4) :53–62, 2004. 43
- F. Soulié. *Cohésion par capillarité et comportement mécanique de milieux granulaires*. PhD thesis, Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc, 2005. 22
- K. Sugiura and N. Maeno. Wind-tunnel measurements of restitution coefficients and ejection number of snow particles in drifting snow : determination of splash functions. *Boundary-layer meteorology*, 95(1) :123–143, 2000. 44
- K. Sugiura, K. Nishimura, N. Maeno, and T. Kimura. Measurements of snow mass flux and transport rate at different particle diameters in drifting snow. *Cold Regions Science and Technology*, 27(2) :83–89, 1998. 148, 149, 150, 152, 180, 181, 185

- M. Takeuchi. Vertical profile and horizontal increase of drift-snow transport. *Journal of Glaciology*, 26(94) :481–492, 1980. 43, 45
- Y. Takeuchi, Y. Nohguchi, K. Kawashima, and K. Izumi. Measurement of snow-hardness distribution. *Annals of Glaciology*, 26 :27–30, 1998. 38
- T. Tanaka, H. Sano, and S. Kakinuma. Study on the control of the wind erosion. *Agricultural Meteorology*, 10(1-2) :24–30, 1954. 27
- A. Valance, K. R. Rasmussen, A. O. El Moctar, and P. Dupont. The physics of aeolian sand transport. *Comptes Rendus Physique*, 16(1) :105–117, 2015. 18
- V. Vionnet, E. Martin, V. Masson, G. Guyomarc'h, F. N. Bouvet, A. Prokop, Y. Durand, and C. Lac. Simulation of wind-induced snow transport and sublimation in alpine terrain using a fully coupled snowpack/atmosphere model. 2014. 42, 43
- B. Werner. A steady-state model of wind-blown sand transport. *The Journal of Geology*, 98(1) :1–17, 1990. 11
- B. White. Two-phase measurements of saltating turbulent boundary layer flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 8(5) :459–473, 1982. 16
- B. Willetts and M. Rice. Collisions in aeolian saltation. *Acta Mechanica*, 63(1-4) : 255–265, 1986. 11
- B. Willetts and M. Rice. Collisions of quartz grains with a sand bed : the influence of incident angle. *Earth Surface Processes and Landforms*, 14(8) :719–730, 1989. 11
- G. Williams. Some aspects of the eolian saltation load. *Sedimentology*, 3(4) : 257–287, 1964. 16

Titre : Influence de la cohésion sur le transport éolien de particules : Application au sable humide et à la neige

Mots clés : régime collisionnel, lit granulaire humide, intermittence, séchage, lit de neige cohésif, seuil de transport, longueur de saturation.

Résumé : Pour comprendre comment la cohésion entre les grains d'un lit granulaire modifie le transport éolien, deux approches complémentaires ont été utilisées: la simulation numérique de l'érosion d'un milieu granulaire cohésif par l'impact d'un grain incident, et la conduite d'expériences en souffleries pour documenter le transport de sable et de neige en fonction de leur degré de cohésion.

L'approche numérique a montré que la cohésion ne réduit l'efficacité de l'érosion par impact que pour des valeurs du nombre de Bond inférieures à 0,2. L'étude du transport en soufflerie a permis de répondre à trois questions distinctes: déterminer la nature du régime de transport de sable sec dans des conditions de forts vents; caractériser la réduction du transport éolien du sable pour des lits humides; documenter le transport de neige de cohésions variables en allant du très faiblement cohésive au rigide (cohésion infinie). Les mesures de transport ont révélé que la

vitesse seuil de l'écoulement pour arracher aérodynamiquement les grains du lit augmente non-linéairement avec la teneur en eau, alors que le seuil d'érosion par impact est très peu sensible au degré de cohésion du lit granulaire. L'humidité du sol induit une intermittence du transport en raison du phénomène de séchage de la couche superficielle. Les expériences sur le transport de la neige en soufflerie climatique montrent que dans le cas limite d'une cohésion infinie, le transport de neige présente les mêmes caractéristiques que celles de particules de sable sur un lit rigide. Nous montrons que la hauteur de la couche de transport augmente quadratiquement avec la vitesse de frottement de l'air. Enfin, les résultats expérimentaux aussi bien avec le sable humide que la neige suggèrent que la longueur nécessaire pour atteindre un flux saturé augmente fortement avec la cohésion du milieu granulaire et dépasse rapidement les dimensions des souffleries actuelles.

Title : Aeolian transport of cohesive particles : Application to wet sand and snow

Keywords : collisional regime, wet sand bed, cohesive snow bed, intermittency, threshold of transport, saturation length

Abstract : To understand how the cohesion between grains of a granular bed modifies the wind transport, two complementary approaches were employed: i) numerical simulations of the erosion by impact of an incident grain, and ii) wind-tunnel measurements of aeolian transport of sand and snow with varying cohesion.

The numerical approach shows that cohesion reduces the efficiency of the erosion by impact for values of the Bond number less than 0.2.

The wind-tunnel studies allowed us to address three distinct issues: the determination of the nature of the regime of transport for dry sand at high wind speed; characterize the reduction of sand transport for moist bed; document snow transport for varying cohesive snow cover, from very weak to infinite cohesion (i.e., rigid bed).

The transport measurements indicate that the threshold speed of the flow to aerodynamically tear the grains from the bed increases non-

linearly with the water content, while the threshold for impact erosion is insensitive to the degree of cohesion of the granular bed in the range of water content. The soil moisture induces intermittent transport due to the drying phenomenon allowing the tearing of the surface grain layer once dried. Experiments on snow transport in a climatic wind tunnel show that in the limiting case of infinite cohesion, the transport of snow has the same characteristics as those of sand particles on a rigid bed. In particular, we show that the height of the transport layer increases quadratically with the friction velocity of the air. Finally, the experimental outcomes obtained both with wet sand or snow suggest that the characteristic distance needed to achieve a saturated flow strongly increases with the cohesion of the granular media and quickly exceeds the length of current wind tunnels.