



HAL
open science

Étude du transport éolien de sable cohésif: Application à la dynamique des dunes côtières

Jean-Baptiste Besnard

► **To cite this version:**

Jean-Baptiste Besnard. Étude du transport éolien de sable cohésif: Application à la dynamique des dunes côtières. Mécanique des solides [physics.class-ph]. INSA de Rennes, 2022. Français. NNT: 2022ISAR0034 . tel-04529858

HAL Id: tel-04529858

<https://theses.hal.science/tel-04529858>

Submitted on 2 Apr 2024

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'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES
APPLIQUEES RENNES

ECOLE DOCTORALE N° 602
Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : *Génie Civil*

Par

Jean-Baptiste BESNARD

Étude du transport éolien de sable cohésif: Application à la dynamique des dunes côtières.

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 01/07/2022

Unité de recherche : Laboratoire de Génie Civil et Génie Mécanique, INSA – Rennes

Thèse N° : 22ISAR 19 / D22 - 19

Rapporteurs avant soutenance :

Maxime NICOLAS

Sylvain COURRECH DU PONT

Professeur, IUSTI - Marseille

Maître de Conférences, HDR, MSC - Paris

Composition du Jury :

Président : Sylvain DUPONT

Examineurs : Stéphanie DEBOEUF

Jérôme CRASSOUS

Maxime NICOLAS

Sylvain COURRECH DU PONT

Directeur de Recherche, INRAE - Bordeaux

Chargée de Recherche, IJLRDA - Paris

Professeur, IPR – Rennes

Professeur, IUSTI - Marseille

Maître de Conférences, HDR, MSC - Paris

Dir. de thèse :

Pascal DUPONT

Maître de Conférences, HDR, INSA - Rennes

Co-dir. de thèse :

Alexandre VALANCE

Directeur de Recherche, IPR - Rennes

Co-encadrant. de thèse :

Ahmed OULD EL MOCTAR

Maître de Conférences, HDR, LTEN - Nantes

Invité(s) :

Florence NAAIM Directrice de recherche, INRAE - Grenoble

Remerciements

Chaque oeuvre revêt une à la fois une dimension individuelle et une dimension collective, du livre à la peinture, de la préparation d'un repas à l'écriture d'une thèse. C'est souvent à la fin de l'ouvrage qu'on intègre pleinement cette dimension individuelle dans toute sa profondeur. Et ce n'est pas toujours une évidence pour la dimension collective.

Il aura pourtant fallu l'appui et la compagnie de nombre de personnes pour ce travail de thèse qu'on considère souvent comme une initiation solitaire. Mais il serait bête de penser qu'on peut s'auto-initier. C'est pourquoi mes remerciements vont en premier lieu à mes encadrants, qui m'ont initié pendant presque 4 ans au travail de recherche.

Je tiens à remercier Alexandre Valance qui m'a guidé depuis maintenant 7 ans vers les milieux granulaires depuis mon premier stage de licence et qui m'a permis de découvrir toute la richesse et la magie de cette discipline pendant ce travail de thèse. Je tiens à remercier, Pascal Dupont, que j'ai rencontré avec la thèse et dont le regard imprégné de passion pour la physique et pour raconter comment s'animent les mécanismes derrière les phénomènes naturels, m'anime au moment où j'écris ces mots. Et finalement Ahmed Gueled, qui m'a apporté son calme et du recul quand nous partions tous les quatre dans tous les sens, dans notre volonté d'aller toujours plus loin.

Je remercie, bien évidemment, l'ensemble des membres du jury pour les riches discussions qui ont découlé de la soutenance donnant un relief à tout ce travail. Et particulièrement à Sylvain Dupont qui a suivi ce travail depuis le début et qui a pu me donner d'excellents conseils pour en arriver à ce résultat.

Je tiens également à remercier tous les membres du département milieux divisés qui m'ont grandement aidé dans la mise en place expérimentale, au premier rend desquels, Luc Oger et Patrick Chasles. Je tiens également à remercier Janine Emile, Philippe Boltenhagen et Hervé Tabuteau pour leurs conseils et leurs soutiens. Et les membres de l'IPR extérieur au département qui m'ont accueilli avec bienveillance : Jérôme Lambert, Axelle Amont, Laurent Courbin, Jean-Christophe Sangleboeuf, Isabelle Cantat et Marie Caroline Julien.

Table des matières

Cette thèse a aussi été menée en collaboration avec Le LTEN à Nantes où les mesures en soufflerie ont en grande partie été rendus possibles par l'appui technique de Jérôme Delmas et de Julien Aubry. Et en collaboration avec le laboratoire EPOC à Bordeaux. Avec beaucoup d'aide de la part de Stéphane Bujan pour m'accompagner sur le terrain ainsi qu'un très bon accueil de la part de l'équipe : Vincent Marieu, Bruno Castelle et Quentin Laporte-Fauret, etc... J'ai aussi pu bénéficier de l'aide et de l'expérience technique de Jean-Luc Métayer à l'INSA, Yvonnig Robert à l'IPR, Hervé Bellot et Jean-Marc Bonnefond à l'INRAE. Sorti de l'aspect scientifique, j'ai eu la chance d'avoir l'appui, l'aide et les conseils de toute l'équipe administrative : Nathalie M et Nathalie G, Valérie, Bénédicte, Amandine, Jérémy pour l'IPR et Aurore et Justine à L'INSA.

Je tiens maintenant à remercier, mes collègues thésards qui m'ont précédé, succédé et accompagné sur ces expériences : Jean-Luc pour cette initiation, pour son écoute et pour sa gentillesse et Aurore, pour sa jovialité qui m'a fait un bien fou quand elle est arrivée.

Et ceux qui ont partagé cette expérience de thèse avec moi et permis de prendre du recul et aussi de m'amuser et de passer de bons moments : Donatien, Aurélien, Charlène, Sunniva, Mounir, Maxime B, Maxime V, Theïva, Julien, Corentin, Théo, Lucas, Alexandre, Clémence, Jeanne, Ambroise, Omar, Alberto, Amélie, Solène, Raphael, Benjamin, Arthur, Rawad, Ziad, Simon.

Un remerciement particulier s'impose pour Marie qui m'a poussé dans l'aventure Pint of Science et pour Claire, pour m'avoir accompagné dans cette aventure aussi riche que difficile.

Finalement, un dernier remerciement particulier dans ma vie de thésard va à Nolwenn Delouche qui a su rester une amie fidèle et dont la présence a été précieuse dans les moments les plus difficiles.

Enfin je tiens à remercier :

Ma mère, ma grand-mère et ma marraine pour leurs soutiens indéfectibles et sans qui je n'aurais pas eu le luxe d'en arriver là.

Mes amis, les bouffées d'air qu'ils m'ont apporté, avant, pendant et après : Mathieu, Louis, Coco, Noémie, Laurent, Clémence, J-B, Alexis, Nolwenn, Félix et Quentin.

Ma famille, celle du cœur : Aurore, Benji, Audrey, Adrien, Yohann et Evanne qui depuis 10 ans m'accompagnent sur cette route sinueuse et qui m'apporter la joie, la lumière et l'amour pour que ce chemin parfois éreintant prennent des dimensions merveilleuses et légères.

Et finalement à Christian le berger qui m'a transmis ses yeux pour voir toute la magie de ce monde et à qui je dédie cet ouvrage.

Table des matières

Remerciements

Table des matières 1

Introduction 5

1 État des connaissances du transport de sable sec et humide 7

1.1 Transport éolien de sable sec 7

1.1.1 Régimes de transport et mise à l'équilibre 7

1.1.2 Profil de couche limite turbulente 9

1.1.3 Seuil aérodynamique (ou statique) 12

1.1.4 Seuil d'impact (ou dynamique) 12

1.1.5 Lois de transport 13

1.1.6 Profil de densité de flux à l'équilibre 15

1.1.7 Processus d'impact ou "splash" 15

1.1.8 Mise à l'équilibre du transport 17

1.1.9 Régime collisionnel 20

1.2 Transport du sable cohésif 21

1.2.1 Cohésion des milieux granulaires humides 21

1.2.1.1 Comportement macroscopique des matériaux granulaires en présence d'eau 21

1.2.1.2 Force capillaire à l'échelle du grain 23

1.2.2 Modification des seuils de transport en présence de cohésion 24

1.2.2.1 Seuil aérodynamique 24

1.2.2.2 Seuil d'impact 26

1.2.3 Modification du transport 27

1.2.3.1 Lois de transport à l'équilibre 27

1.2.3.2 Dynamique de mise à l'équilibre 28

1.2.4 Transport de sable sur sol rigide 29

1.2.5 Problématique expérimentale 30

2	Dispositifs et protocoles expérimentaux	33
2.1	Présentation de la soufflerie	33
2.1.1	Caractéristiques de la soufflerie	33
2.1.1.1	Partie motrice	33
2.1.1.2	Veine d'essais	34
2.1.1.3	Alimentation en grains à l'entrée de la veine . . .	35
2.1.1.4	Zone de récupération des sédiments	35
2.2	Mesure de la vitesse de l'air	36
2.3	Caractéristiques du lit granulaire	37
2.3.1	Caractéristiques du sable utilisé	37
2.3.2	Propriétés des mélanges sable/huile	37
2.3.2.1	Réalisation des mélanges	37
2.3.2.2	Stabilité des mélanges	38
2.3.2.3	Degré de cohésion des mélanges	39
2.3.2.4	Compacité des mélanges	39
2.3.3	Mise en place du lit granulaire	40
2.3.3.1	Empilement confiné dans une boîte	41
2.3.3.2	Lit de longueur variable	42
2.4	Mesure du flux de grains	42
2.4.1	Mesure du flux par pesée	42
2.4.2	Compteur de Particules	44
3	Seuils de transport pour du sédiment cohésif	45
3.1	Résumé	45
3.2	Introduction	46
3.3	Experimental setup	49
3.3.1	Wind-tunnel facility	49
3.3.2	Sand-oil mixture elaboration	50
3.3.3	Upstream conditions	50
3.4	Aerodynamic erosion	51
3.4.1	Temporal variation of the erosion rate	51
3.4.2	Erosion rate versus Wind speed	51
3.5	Impact erosion	54
3.5.1	Upstream conditions	54
3.5.2	Experimental results	56
3.6	Discussion and conclusion	58
4	Mise à l'équilibre du transport de sable et effet de la cohésion inter-grains	61
4.1	Transport de sable sec à l'équilibre	62
4.1.1	Régime de saltation	62

4.1.1.1	Mesure du flux saturé	62
4.1.1.2	Longueurs de saturation et d'amplification	63
4.1.2	Régime de suspension collisionnelle	64
4.1.2.1	Mesure du flux	64
4.1.2.2	Mesure de la longueur de saturation	65
4.2	Transport de sable cohésif	66
4.2.1	Influence de la cohésion sur la mise à l'équilibre du transport ($Q_{in} = 0$)	66
4.2.2	Influence d'un flux amont ($Q_{in} \neq 0$)	69
4.2.3	Régime de suspension collisionnelle pour du sable cohésif	71
4.2.4	Modèle empirique de relaxation du transport pour du sable cohésif	72
4.3	Fluctuation temporelle du transport	74
4.3.1	Intermittence du flux	75
4.3.2	Effet de la cohésion sur l'intermittence	79
4.4	Conclusion	82
5	Dune côtière du Truc Vert : Instrumentations	85
5.1	Introduction	85
5.2	Côte aquitaine et ses enjeux	86
5.3	Caractéristiques générales de la dune côtière du Truc vert	87
5.4	Mât météorologique	88
5.4.1	Anémométrie	88
5.4.2	Pluviométrie	91
5.4.3	Autres capteurs	91
5.5	Topographie de la dune	92
5.5.1	Mesure au théodolite	92
5.5.2	Modèle Numérique de Terrain (MNT) par drone	93
5.6	Capteurs de flux : les saltiphones	94
5.6.1	Principe de fonctionnement	94
5.6.2	Calibration	95
5.7	Stations mobiles	96
5.8	Description des différentes campagnes avec les stations mobiles	98
5.8.1	Campagne d'Octobre 2020	98
5.8.2	Campagne de Mai 2021	100
6	Dune côtière du Truc Vert : Caractérisation de l'écoulement et du transport	103
6.1	Étude aérodynamique	103
6.1.1	Sur la plage	104

6.1.1.1	Relation entre la vitesse sur la plage et la vitesse au mât : effet de l'angle d'incidence	104
6.1.1.2	Frottement aérodynamique et signature du transport	106
6.1.1.3	Effet de la longueur de plage (ou "Fetch")	109
6.1.2	Sur la dune	112
6.1.2.1	Facteur d'accélération	112
6.1.2.2	Évolution de la rugosité aérodynamique le long du transect	114
6.1.2.3	Évolution de la vitesse de frottement le long du transect	119
6.1.3	Conclusion	120
6.2	Transport de sable sur la dune	120
6.2.1	Chronique de transport de sable sur la dune blanche	121
6.2.2	Loi de transport sur la dune blanche	123
6.2.3	Paramètre d'activité	126
6.2.4	Événements qui transportent le plus	126
6.2.5	Effet de l'humidité	127
6.2.6	Effet angulaire	129
6.3	Conclusion à l'étude du transport sur la dune côtière du Truc Vert	130
	Conclusion générale	131

Introduction

Le transport éolien du sable est un phénomène observé en milieu naturel lorsque du sable est mis en mouvement par l'action du vent. Il est influencé par de nombreux phénomènes liés à la nature du sol, à la topographie et à la turbulence de l'écoulement. L'étude du transport éolien est motivée par l'ambition des sociétés humaines de contrôler et de préserver certains environnements. Ce domaine d'étude a connu un essor majeur depuis le début des années 1940 avec le travail de Ralph Alger Bagnold "The physics of blown sand and desert dunes" publié en 1941. Ce travail extrêmement complet a servi et sert encore de base à la communauté scientifique s'intéressant aux processus d'érosion. L'essor de la modélisation numérique depuis les années 2000 a permis de comprendre les processus se déroulant à l'échelle du grain et de développer des modèles donnant des prédictions quantitatives satisfaisantes.

Ces études et progrès concernent essentiellement le transport éolien du sable sec, c'est-à-dire sans cohésion. L'effet de la cohésion du sable n'a été que très partiellement étudié alors que celui-ci joue un rôle a priori non négligeable dans de nombreuses situations naturelles (transport éolien du sable en milieu côtier, transport éolien de la neige). La thèse a pour objectif de déterminer les effets majeurs de la cohésion sur le transport et de les quantifier. Deux approches complémentaires ont été développées : des expériences en soufflerie avec des conditions contrôlées et des mesures de terrain en contexte côtier.

Dans la première partie de la thèse (chapitres 1 à 4), nous étudions les effets de la cohésion sur le transport de sable par des expériences contrôlées en soufflerie.

Dans le chapitre 1, nous passons en revue les différents aspects connus du transport éolien sur un lit de sable sec. Nous présentons les différents seuils du transport, les lois de transport donnant la quantité de sable transportée en fonction de la vitesse de frottement et nous nous intéressons aux processus de mise à l'équilibre du transport. Nous exposons également les résultats connus des effets de la cohésion sur le comportement mécanique des milieux granulaires et sur les processus de transport.

Dans le chapitre 2, nous présentons notre dispositif expérimental qui est une soufflerie adaptée à l'étude du transport éolien et le milieu granulaire utilisé qui est un mélange de sable et d'huile silicone. Nous utilisons de l'huile (non volatile) à la place de l'eau pour assurer la cohésion du milieu et s'affranchir de la problématique de l'évaporation. On utilise deux configurations de disposition du lit granulaire : une première avec un lit de dimension réduite pour étudier l'influence de la cohésion sur les seuils de transport et une deuxième avec des lits de longueurs variables pour étudier les processus de mise à l'équilibre du transport dans le contexte d'un lit cohésif.

Dans le chapitre 3, nous présentons les résultats de nos mesures de l'effet de la cohésion sur les seuils de transport, en particulier le seuil aérodynamique (ou seuil statique) et le seuil par impact (ou seuil dynamique). Ce chapitre est sous la forme d'un article qui est en cours d'évaluation pour publication. La configuration avec un lit de dimension réduite nous permet de déterminer avec précision les deux seuils de transport et leur évolution avec la teneur en huile.

Dans le chapitre 4, nous intéressons aux processus de mise à l'équilibre du transport à la fois dans le contexte du sable sec et du sable cohésif. Pour cette étude, nous utilisons la configuration avec un lit de longueur variable. Nous analysons également les fluctuations temporelles du flux en fonction de l'état du système, hors équilibre et à l'équilibre.

Dans la seconde partie de la thèse, nous présentons des mesures de terrain dans le contexte d'une dune côtière sur la côte aquitaine qui met en jeu à la fois les phénomènes liés à la cohésion, à la topographie et à la végétation.

Dans le chapitre 5, nous décrivons le site d'étude (le Truc Vert) de la dune côtière au Cap Ferret ainsi que l'instrumentation que nous y avons déployée : mât météorologique de 10 m, stations anémométriques mobiles et capteurs de flux (saltiphones). Nous présentons également le protocole des campagnes de mesures que nous avons réalisées au cours de la thèse.

Dans le chapitre 6, nous présentons les résultats obtenus concernant les caractéristiques de l'écoulement et du transport de sable sur la plage et le long d'un transect de la dune côtière. Nous mettons en évidence les effets de la cohésion, de la topographie et de la végétation.

Nous terminons par présenter les conclusions et les perspectives sur les résultats importants mis en évidence par ce travail effectué sur le terrain et en soufflerie.

Chapitre 1

État des connaissances du transport de sable sec et humide

1.1 Transport éolien de sable sec

Nous présenterons dans ce chapitre les connaissances nécessaires à la description des processus de transport éolien du sable sec avant d'aborder l'effet de la cohésion.

1.1.1 Régimes de transport et mise à l'équilibre

Le transport de sable éolien constitue un domaine d'étude bien précis des processus de transport de particules dans une phase fluide. Il s'agit de mettre en évidence les processus d'interaction grain-grain et fluide-grain. Les premiers font intervenir des notions de physique des milieux granulaires, pour caractériser les interactions entre grains lors des collisions. Les deuxièmes s'intéressent aux relations entre les forces aérodynamiques exercées sur les grains et leurs trajectoires. Le couplage de ces processus rend le système difficile à décrire.

D'après Bagnold, le transport éolien peut opérer selon trois modes de transport principaux :

- La suspension turbulente
- La saltation
- Le roulement ("surface creep" selon Bagnold)

La suspension turbulente concerne les grains de petites tailles (typiquement inférieur à $80 \mu m$) et comme son nom l'indique est un mode de transport où les grains sont très sensibles aux fluctuations turbulentes de l'écoulement et restent en suspension dans l'écoulement sans interagir avec le lit granulaire. La saltation est un mode qui a été mis en évidence par Bagnold et est décrit comme une succession de sauts ponctués par des impacts sur le lit granulaire (voir figure 1.1).

Le régime de saltation s'observe pour des grains de sable d'un diamètre compris entre $D = 80$ et $800 \mu\text{m}$.

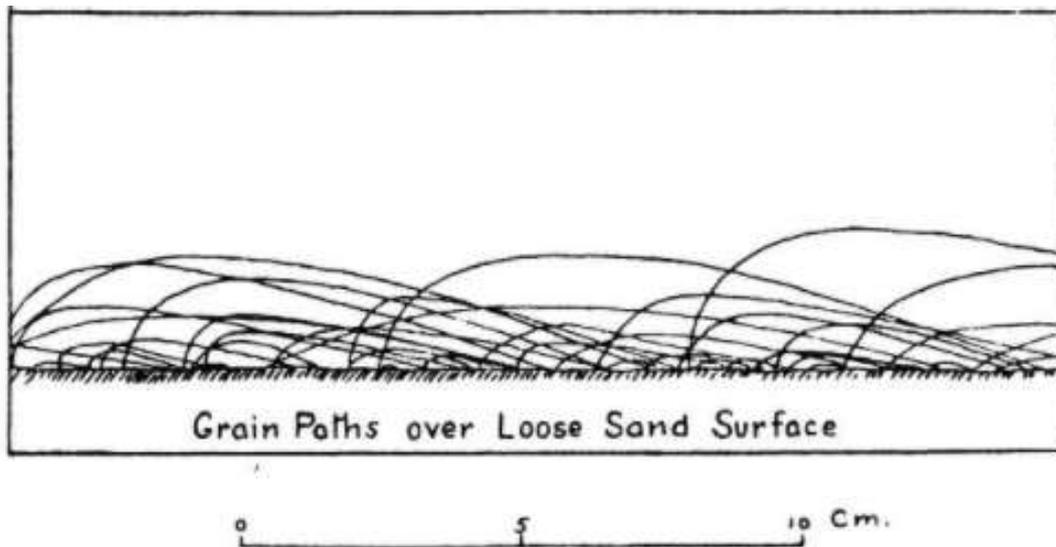


FIGURE 1.1 – Schéma des trajectoires des grains en saltation sur un lit du sable. Illustration extraite de Bagnold (1941)

Enfin, le roulement (ou "surface creep") décrit un mode de transport pour des particules plus grosses (typiquement supérieures à $800\mu\text{m}$) qui se déplacent en roulant à la surface du lit granulaire sous l'impact des grains en saltation.

Dans les conditions standard de transport et pour des grains de $200 \mu\text{m}$, c'est la saltation qui est le mode dominant du transport. Les sauts sont caractérisés par une trajectoire balistique déformée par une force de traînée dépendante de l'altitude du grain dans l'écoulement. Il faut pour cela que, dans un premier temps, quelques grains soient mis en mouvement depuis le lit où ils vont transférer l'énergie cinétique donnée par l'écoulement en une vitesse verticale lors de chocs successifs avec le lit de sable. En continuant d'accumuler cette énergie cinétique, la trajectoire des grains s'amplifie jusqu'à ce que un équilibre se crée entre l'énergie accumulée pendant la trajectoire libre et l'énergie dissipée lors de l'impact. Lors de cette dissipation, une partie de l'énergie est transférée aux particules de la zone d'impact qui peuvent ainsi aussi entrer en saltation. On a alors une amplification de la quantité de grains dans l'écoulement. Celle-ci augmente d'une telle manière que l'écoulement s'en trouve ralenti. On atteint alors un processus de saturation où le flux de grains transportés tend vers une valeur d'équilibre ou de saturation.

Nous allons maintenant décrire plus en détail ce régime de saltation en décrivant d'abord les caractéristiques de la couche limite turbulente.

1.1.2 Profil de couche limite turbulente

Dans le cadre d'études en soufflerie, on s'intéresse à un écoulement turbulent évoluant sur une surface plane. La vitesse de l'écoulement dépend de la distance au sol : proche de la surface, la vitesse tombe de facto à 0 puis augmente quand on s'éloigne du sol et finit par adopter une valeur constante. Ce profil, appelé couche limite, présente des caractéristiques bien précises.

On peut décrire l'écoulement à partir des contraintes cisailantes. La contrainte de cisaillement totale peut être exprimée comme la somme de contribution de la contrainte de cisaillement visqueuse τ_ν et de la contrainte de cisaillement turbulente τ_t .

$$\tau = \tau_\nu + \tau_t \quad (1.1)$$

La couche limite admet une certaine distance de développement, lorsque celle-ci est pleinement développée, le cisaillement fluide devient uniforme sur la hauteur de l'écoulement, on peut alors définir une vitesse caractéristique de frottement pariétal ou vitesse de frottement :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_f}} \quad (1.2)$$

où ρ_f est la densité du fluide. Il peut exister, très proche de la surface, une zone de très faible épaisseur où les effets visqueux dominent, aussi appelée sous-couche visqueuse. En dehors de cette région, les contraintes turbulentes deviennent prépondérantes. Celles-ci peuvent s'exprimer en fonction du gradient de vitesse :

$$\tau_t = \rho_a \nu_t \frac{dU}{dz}, \quad (1.3)$$

où ν_t est la viscosité turbulente qui décrit la dissipation de l'énergie turbulente et peut être exprimée comme :

$$\nu_t = u_* l_m = u_* \kappa z. \quad (1.4)$$

l_m est la longueur de mélange de Prandtl et décrit la dimension des structures de la turbulence. κ est la constante de Von Karman et vaut 0.41.

On peut réécrire le gradient de vitesse dans la couche limite turbulente à partir des équations 1.2, 1.3 et 1.4 :

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z}. \quad (1.5)$$

Par intégration, on trouve l'expression analytique du profil de vitesse fonction de la distance au sol :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (1.6)$$

où z_0 est la constante d'intégration, appelée rugosité aérodynamique. Dans le cas d'une surface lisse, elle est directement liée à la longueur visqueuse l_v , avec $z_0 \approx 9l_v = 9\nu/u_*$. Dans le cas qui nous intéresse, avec un lit de grain, z_0 est proportionnel à la rugosité géométrique du lit de sable, on a : $z_0 = D/30$. Elle correspond in fine au point virtuel où la vitesse de l'écoulement devient nulle.

L'équation 1.6 est la plupart du temps un modèle robuste pour décrire les profils de vitesse dans une couche limite turbulente. On nuancera cependant cette conclusion, car deux points peuvent impacter cette description.

- **Le gradient de température** : Il est provoqué par une différence de température entre le sol et l'écoulement et va influencer sur la longueur de mélange. Dans le cas où la température du sol est plus importante que l'écoulement, les structures turbulentes vont s'amplifier près du sol et ainsi contribuer à une augmentation du gradient de vitesse. On dit qu'on est en situation instable. Dans la configuration inverse, le transfert de chaleur de l'écoulement va constituer un puits pour l'énergie turbulente et accélérer la diminution des structures turbulentes près du sol, réduisant ainsi le gradient de vitesse près du sol. On dit alors qu'on est en situation stable.
- **La présence de grains dans la couche limite** : Sur un lit érodable, Bagnold montre que la présence des grains dans l'écoulement modifie le profil du vent. Il trouve des profils de vent toujours logarithmiques, mais dont la rugosité aérodynamique est modifiée et augmente avec l'intensité du vent.

Les profils obtenus pour différentes intensités du vent se croisent en un point focal pour une altitude et une vitesse finie, notées respectivement z_f et U_f (voir figure 1.2). Ceux-ci s'expriment simplement comme suit :

$$U(z) = U_f + \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_f} \quad (1.7)$$

Le résultat remarquable est qu'à l'altitude du point focal, la vitesse du vent est indépendante de l'intensité du cisaillement. Cette hauteur délimite en fait la limite supérieure de la couche en saltation. Au-dessous de celle-ci, le profil n'est plus logarithmique, mais est fortement influencé par la présence des grains. Il est important de noter que l'équation 1.7 peut être ré-écrite sous la même forme que l'éq. 1.6 avec une rugosité aérodynamique z_0 ,

$$z_0 = z_f \exp(-\kappa U_f / u_*) \quad (1.8)$$

On remarque que la rugosité augmente avec l'intensité du cisaillement, contrairement au cas d'un écoulement turbulent sur une surface rugueuse non-érodable où z_0 est constant.

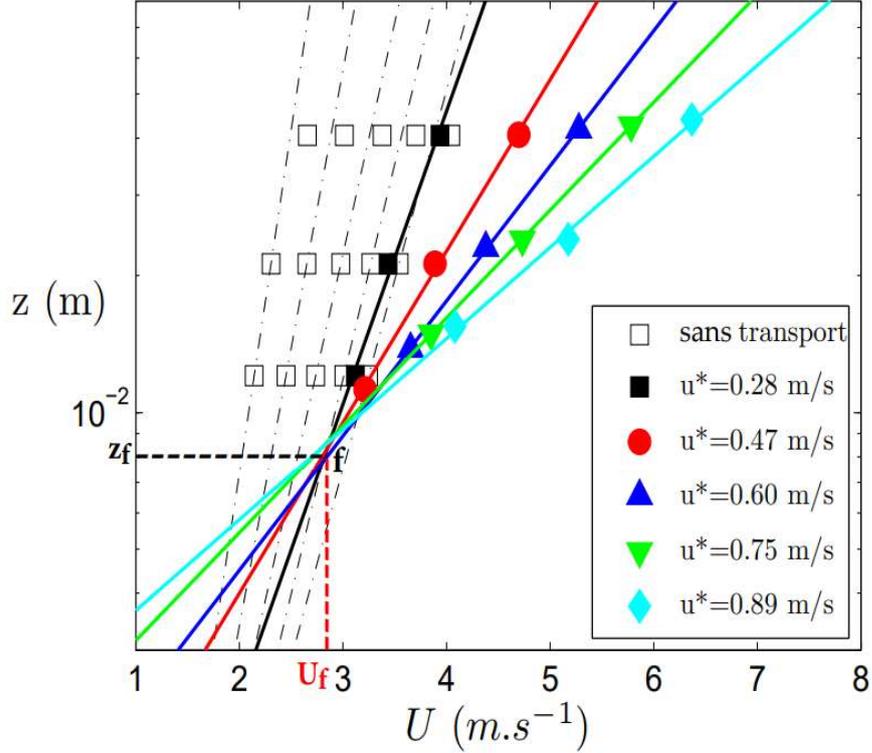


FIGURE 1.2 – Profils de vitesses en échelle semi-logarithmique sur un lit érodable : en lignes pointillées les profils sous le seuil de transport et en lignes continues, les profils au-dessus du seuil transport. Figure extraite de Ho (2012)

Pour résumer, dans des conditions idéales, c.-à-d. sans gradient de température, on peut retenir qu'un écoulement turbulent chargé ou non en particules est décrit par un profil logarithmique caractérisé par deux paramètres : la vitesse de frottement u_* et la rugosité aérodynamique z_0 . z_0 diffère selon que l'on ait ou non du transport. Dans une situation d'écoulement sur une surface érodable sous le seuil de transport, $z_0 \approx D/30$, tandis qu'au-dessus du seuil, $z_0 \approx z_f \exp(-\kappa U_f/u_*)$, z_f et U_f étant les coordonnées du point focal. Les valeurs de ces derniers dépendent essentiellement de la taille des grains.

La vitesse de cisaillement est liée à l'intensité du cisaillement. Il est d'usage d'utiliser un nombre sans dimension pour caractériser ce dernier : c'est le nombre de Shields S^* qui exprime le rapport entre la force du cisaillement fluide sur une particule et son poids déjaugé :

$$S^* = \frac{\tau}{(\rho_p - \rho_a)gD} = \frac{\rho_a u_*^2}{(\rho_p - \rho_a)gD}. \quad (1.9)$$

1.1.3 Seuil aérodynamique (ou statique)

On a déjà évoqué la notion de seuil de transport. Nous allons ici la préciser.

Il faut un certain niveau de cisaillement pour que l'écoulement soit capable d'arracher des grains à un lit de sable au repos (i.e., statique). Ce seuil, appelé seuil aérodynamique ou seuil statique, peut être estimé à partir d'un équilibre de force entre les forces aérodynamiques de traînée sur un grain en surface et son poids déjaugé. Cet équilibre conduit à une expression simple pour le seuil aérodynamique u_{*s} :

$$u_{*s} = A_s \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} g D}, \quad (1.10)$$

où A_s est un paramètre sans dimension de l'ordre de 0.1 qui dépend à la fois de l'agencement des grains en surface et du coefficient de traînée. Ce dernier peut avoir une légère dépendance avec le nombre de Reynolds particulaire $Re_p = u_* D / \nu$. En reprenant l'expression du nombre de Shields (Eq 1.9) et l'équation 1.10, on trouve alors $S_{s*} = A_s^2$. A titre d'exemple, pour des grains de diamètre $D = 230 \mu m$ et de densité $\rho_p = 2650 kg.m^{-3}$, le seuil statique est évalué à $u_{*s} = 0.21 m.s^{-1}$ (Ho et al. (2014)).

Il existe plusieurs estimations de ce seuil statique et de sa variation avec le diamètre (Bagnold (1941); Shao and Lu (2000)). Pour des grains de tailles supérieures à $100 \mu m$, l'expression 1.10 donne au premier ordre une très bonne approximation. Pour des grains plus petits, il est nécessaire de prendre en compte les forces électro-statiques qui deviennent alors prépondérantes par rapport au poids.

1.1.4 Seuil d'impact (ou dynamique)

Dans certaines conditions, le transport peut persister en dessous du seuil aérodynamique. Par exemple, en imposant un flux de grains en amont, on peut observer en dessous du seuil statique une persistance du transport. En diminuant suffisamment u_* , on atteint tout de même un point critique où le transport s'éteint et l'écoulement ne permet plus de compenser l'énergie perdue par les grains lors des impacts avec le sol. On atteint alors un deuxième seuil, appelé seuil dynamique ou seuil d'impact u_{*d} .

Bagnold montre que ce deuxième seuil exprimé en termes de vitesse de frottement dépend également de D avec la même loi de dépendance (voir figure 1.3) :

$$u_{*d} = A_d \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} g D}, \quad (1.11)$$

avec $A_d \approx 0.08$, ce qui nous donne un rapport entre le seuil statique et le seuil dynamique constant : $u_{*d}/u_{*s} \approx 0.8$. Ce résultat a été confirmé par des expériences

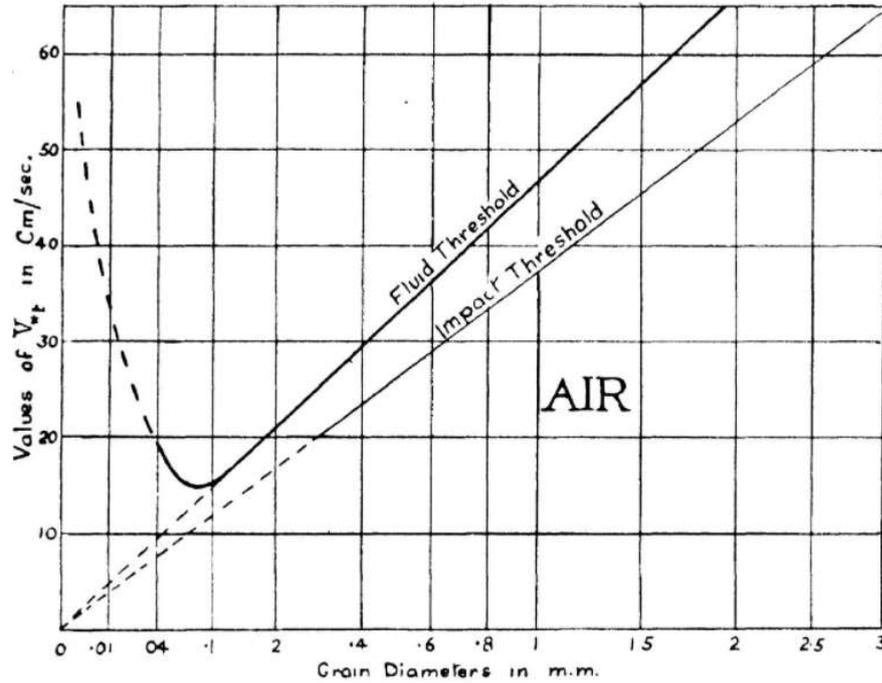


FIGURE 1.3 – Évolution des seuils statique u_{*s} et dynamique u_{*d} en fonction du diamètre des grains estimé par Bagnold (1941)

en soufflerie récentes avec des grains de sable de l'ordre de $200\ \mu m$ (Ho et al. (2014); Carneiro et al. (2015)).

1.1.5 Lois de transport

Nous avons vu dans la section 1.1.1 que pour une intensité donnée du cisaillement, un écoulement chargé de grains finit par atteindre un équilibre où le flux de grains atteint une valeur bien définie, appelée flux d'équilibre ou flux saturé. La relation qui existe entre le flux saturé et la vitesse de frottement est communément appelée loi de transport. On trouve dans la littérature de nombreuses expressions empiriques ou semi-empiriques de cette loi de transport, la première ayant été proposée par Bagnold (1941) avec une dépendance cubique en u_* :

$$Q = C_b \sqrt{\frac{D}{D_b}} \frac{\rho_a}{g} u_*^3 \quad (1.12)$$

où Q est le flux massique par unité de largeur, $D_b = 250\ \mu m$ est un diamètre de référence et C_b est un coefficient empirique rattaché à la polydispersité des grains variant entre 1,5 et 2,8 (faible pour les faibles polydispersités et fort pour de fortes polydispersités). Cette loi peut être justifiée à partir d'un certain nombre

d'hypothèses. Si l'on suppose que les trajectoires sont toutes identiques, en exprimant le bilan de quantité de mouvement, on peut écrire le cisaillement basal porté par les grains :

$$\tau_p(z=0) = \Phi_0(u_{0\downarrow} - u_{0\uparrow}) \quad (1.13)$$

où Φ_0 est la densité de flux impactant le lit et $u_{0\downarrow}$ et $u_{0\uparrow}$ sont les vitesses horizontales des grains juste avant l'impact et juste après. Le flux massique Q est relié à la densité de flux Φ_0 qui impacte la surface par la relation suivante :

$$Q = L_{salt} \times \Phi_0 = L_{salt} \frac{\tau_p(z=0)}{u_{0\downarrow} - u_{0\uparrow}} \quad (1.14)$$

où L_{salt} est la longueur des sauts des particules en saltation. Bagnold suppose que le cisaillement basal porté par les grains est exactement égal au cisaillement fluide en l'absence de grains (i.e., $\tau_p(z=0) = \rho_f u_*^2$). D'autre part, par simple

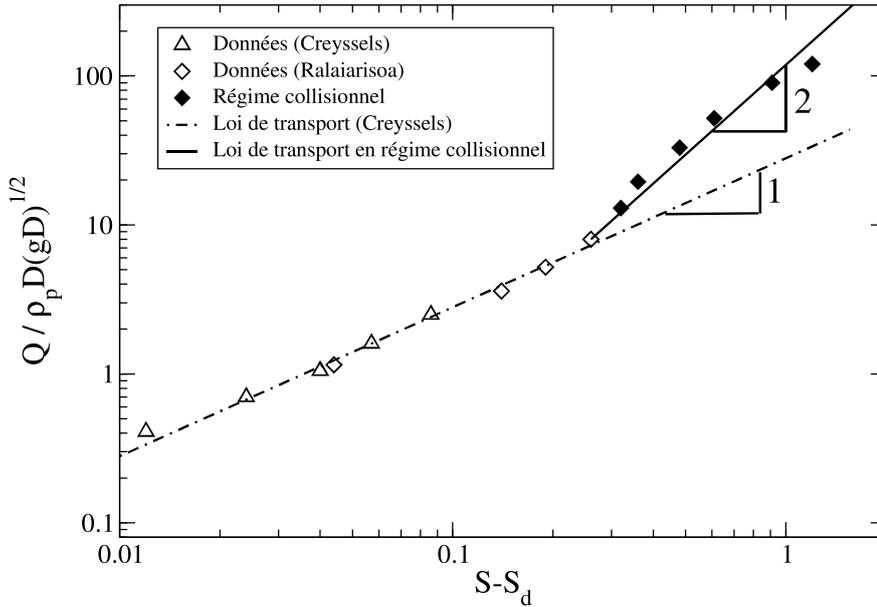


FIGURE 1.4 – Évolution du flux massique renormalisé en fonction de l'écart au Shields critique S_d : Loi de transport suggérée par Creyssels et al. (2009) (ligne pointillée) ; Données expérimentales de Ralaïarisoa et al. (2020) couvrant une plus large gamme de nombre de Shields. A grand nombre de Shields, on s'écarte de la loi de Creyssels.

analyse dimensionnelle, il suggère que la longueur de saltation et la vitesse des particules au niveau du sol varient respectivement comme u_*^2/g and u_* . Avec ses hypothèses, l'expression 1.14 conduit à la loi de transport de Bagnold avec une dépendance cubique avec u_* .

Kawamura (1951) et plus tard Lettau (1978) ont proposé des corrections à la loi de Bagnold pour prendre en compte l'effet du seuil :

$$Q = C_l \sqrt{\frac{D}{D_b}} \frac{\rho_a}{g} (u_* - u_{*d}) u_*^2 \quad (1.15)$$

où u_{*d} est le seuil dynamique. C_l est un coefficient numérique et vaut selon Lettau : $C_l = 6.7$.

Les hypothèses de Bagnold sur la dépendance en u_* de la longueur saltation et de la vitesse des grains à l'intérieur de la couche de saltation ont récemment été invalidées par les mesures expérimentales de Creyssels et al. (2009) et Ho et al. (2014), qui suggèrent que ces dernières sont indépendantes de la force de cisaillement du vent. On obtient alors une nouvelle relation quadratique proposée par Creyssels et al. (2009) :

$$Q = C_c \sqrt{gD} \frac{\rho_a}{g} (u_*^2 - u_{*d}^2) \quad (1.16)$$

avec $C_c = 28$ et pour $D = 242 \mu\text{m}$. On se retrouve donc avec une loi linéaire en termes du nombre de Shields (voir Figure 1.4).

1.1.6 Profil de densité de flux à l'équilibre

La densité de flux $q(z)$ à l'altitude z est le produit de la vitesse des grains $u(z)$ et la fraction volumique de grains $c(z)$ calculées à la hauteur z : $q = \rho_p c(z) u(z)$. Expérimentalement, ce profil de densité de flux peut être extrait à partir de méthodes de suivi des particules (PIV ou PTV). Williams (1964), White (1982) et plus récemment Creyssels et al. (2009) ont ainsi montré à partir de mesures en soufflerie que la densité de flux décroît avec l'altitude selon une loi exponentielle :

$$q(z) = q_0 e^{-\frac{z}{l_q}} \quad (1.17)$$

où l_q est la longueur caractéristique de décroissance et q_0 est la densité flux extrapolée au sol. D'après Ho (2012), la longueur de décroissance est invariante avec u_* , alors que la densité de flux au sol q_0 croit quadratiquement avec u_* . Si on intègre la densité de flux dans l'épaisseur, on retrouve bien une dépendance quadratique en u_* pour Q : $Q = \int_0^\infty q(z) dz = l_q \times q_0$.

1.1.7 Processus d'impact ou "splash"

Pour comprendre la pertinence des lois de transport, il est nécessaire de s'attarder un peu sur les processus qui opèrent à l'échelle du grain. Nous avons vu que dans le régime de saltation, les grains se déplacent par sauts successifs. On

peut distinguer dans ce mouvement deux phases : la phase de vol (trajectoire balistique) et la phase d'impact.

Décrivons plus en détail le processus d'impact, appelé processus "splash" (voir figure 1.5). Le processus splash décrit à la fois la dynamique du rebond de la particule impactante et la dynamique d'éjection des particules du lit. Les nombreuses simulations numériques (Werner and Haff (1988); Anderson and Haff (1988); Oger et al. (2005)) et les expériences modèles de collision (Mitha et al. (1986); Rice et al. (1996); Beladjine et al. (2007)) ont permis d'en avoir une description relativement précise.

Ce processus dépend principalement des paramètres suivants :

- la vitesse d'impact, V_i
- l'angle incident, θ_i
- le coefficient de restitution des particules

Le rebond est caractérisé par un coefficient de restitution e défini par

$$e = \frac{V_r}{V_i}, \quad (1.18)$$

où V_r est la vitesse de rebond, et un angle de rebond θ_r . e et θ_r sont indépendants

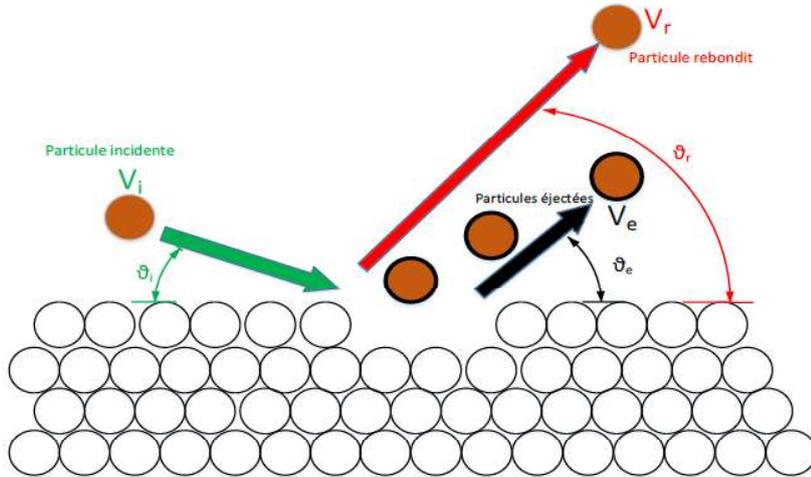


FIGURE 1.5 – Illustration du processus d'impact extraite de Selmani (2018)

de la vitesse d'impact, mais dépendent fortement de l'angle d'impact θ_i :

$$e = A - B \sin \theta_i \quad (1.19)$$

$$\sin \theta_r = \frac{A_z - B_z \sin \theta_i}{A - B \sin \theta_i} \quad (1.20)$$

Les coefficients A_z , B_z , A et B sont des paramètres d'ajustement empiriques proposés par Beladjine et al. (2007) et tirés d'expériences modèles de collision réalisées avec des particules sphériques de PVC de 6 mm de diamètre.

Le processus d'éjection est quant à lui caractérisé par le nombre de particules éjectées, appelées éjectats. Celui-ci est donné par la loi empirique suivante :

$$n_{ej}(\theta_i, V_i) = \beta(\theta_i) \left(\frac{V_i}{V_{ic}} - 1 \right) \quad (1.21)$$

où $\beta(\theta_i)$ est une fonction de θ_i et est proportionnel à $(1 - e^2)$ qui représente la proportion d'énergie cinétique transférée à la zone d'impact. V_{ic} correspond à la vitesse critique d'impact au-dessous de laquelle aucune particule n'est éjectée. D'après Beladjine et al. (2007), V_{ic} ne présente pas de dépendance significative à l'angle d'impact : $V_{ic} \approx 40\sqrt{gD}$. Il existe donc une limite au-dessous de laquelle la saltation est vouée à perdre sa dynamique d'amplification. Ce seuil pour l'éjection est directement lié au seuil dynamique du transport.

1.1.8 Mise à l'équilibre du transport

Une question importante est de savoir décrire le régime transitoire qui amène au flux saturé (ou flux d'équilibre). Ce processus de développement du flux vers la saturation est décrit par un temps ou une longueur de relaxation. Si on considère une situation où on impose un cisaillement du vent uniforme le long de l'écoulement (i.e., pour $x > 0$) et indépendant du temps ainsi qu'une condition de flux fini Q_0 en $x = 0$ (inférieur au flux saturé Q_{sat}), le flux va augmenter le long de x pour finir par atteindre la valeur saturée. Cette mise à l'équilibre nécessite une certaine longueur que l'on appellera longueur de relaxation L_{relax} . Un exemple d'évolution du flux le long de l'écoulement est illustré sur la figure 1.6. On peut distinguer clairement deux phases de développement, une première où la dérivée spatiale du flux, $\partial Q/\partial x$, augmente avec x (on parlera de phase d'amplification) et une deuxième où la dérivée diminue avec x que l'on nommera phase de saturation. Ainsi la longueur caractéristique de relaxation peut être décomposée comme la somme d'une longueur d'amplification et de saturation :

$$L_{relax} = L_{amp} + L_{sat} . \quad (1.22)$$

Sauermann et al. (2001) ont proposé un modèle non-linéaire qui permet de décrire ces deux phases de développement. Celui-ci s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{Q}{L_{sat}} \left(1 - \frac{Q}{Q_{sat}} \right) \quad (1.23)$$

où L_{sat} caractérise l'échelle spatiale sur laquelle se fait la saturation. Le terme quadratique en Q permet d'avoir une phase d'amplification (i.e., $\partial^2 Q/\partial x^2 > 0$) puis une phase de saturation (i.e., $\partial^2 Q/\partial x^2 < 0$). Cette transition s'opère pour

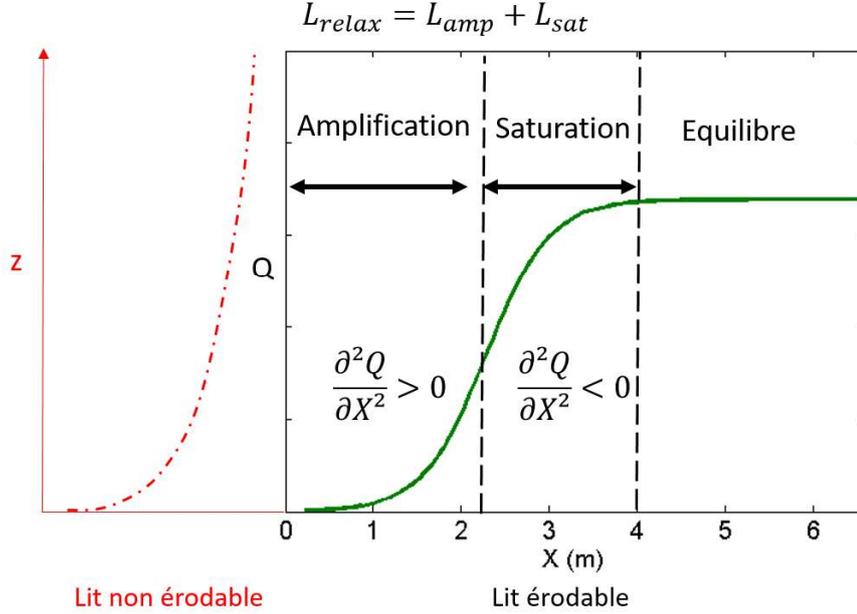


FIGURE 1.6 – Évolution spatiale du flux le long x de l'écoulement avec des conditions d'entrée de flux nulle $Q_0 \approx 0$. En rouge, le profil de couche limite sur la partie non érodable.

$Q = Q_{sat}/2$. Par intégration, nous obtenons la solution de cette équation qui s'écrit :

$$Q(x) = \frac{Q_0}{Q_0/Q_{sat} + (1 - Q_0/Q_{sat}) e^{-x/L_{sat}}} \quad (1.24)$$

Dans ce modèle, le flux Q_0 en $x = 0$ doit avoir une valeur finie, sinon le flux reste nul pour tout $x > 0$. Cette valeur peut être cependant aussi petite que l'on souhaite et peut être interprétée comme le degré de bruits ou de fluctuations dans le système. On peut avec ce modèle en déduire l'échelle spatiale sur laquelle se fait l'amplification définie par : $Q(x = L_{amp}) = Q_{sat}/2$. On trouve :

$$L_{amp} = L_{sat} \ln \left(\frac{Q_{sat} - Q_0}{Q_0} \right) \quad (1.25)$$

On retrouve à partir de cette expression que si $Q_0 = Q_{sat}/2$, la longueur d'amplification est nulle, ce qui signifie que si $Q_0 > Q_{sat}/2$, il n'y a pas de phase d'amplification, mais seulement une phase de saturation. Si l'on suppose que $Q_0 \ll Q_{sat}/2$, on peut obtenir des solutions approchées dans chacune des phases :

$$Q(x) \approx Q_0 e^{x/L_{sat}} \quad \text{pour } x \leq L_{amp}, \quad (1.26)$$

$$Q(x) \approx Q_{sat} - \frac{Q_{sat}}{2} e^{-(x-L_{amp})/L_{sat}} \quad \text{pour } x \geq L_{amp}. \quad (1.27)$$

Celles-ci correspondent aux solutions des équations suivantes :

$$\frac{\partial Q}{\partial x} \approx \frac{Q}{L_{sat}} \quad \text{pour } x \leq L_{amp} \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial x} \approx \frac{Q - Q_{sat}}{L_{sat}} \quad \text{pour } x \geq L_{amp} \quad (1.29)$$

Ce modèle donne ainsi une estimation de la longueur de relaxation

$$L_{relax} = L_{amp} + L_{sat} = L_{sat} \left[1 + \ln \left(\frac{Q_{sat} - Q_0}{Q_0} \right) \right]. \quad (1.30)$$

On peut trouver dans la littérature d'autres critères pour les longueurs caractéristiques d'amplification et de saturation. Par exemple, Andreotti et al. (2010) définissent la transition entre le régime d'amplification et de saturation lorsque le flux a atteint le quart de la valeur saturée (i.e., $Q(x = L_{amp}) = Q_{sat}/4$). Cela ne change pas fondamentalement les choses. Si on utilise ce critère, le modèle de Sauermann et al. (2001) donne alors une expression pour la longueur amplification légèrement différente :

$$L_{amp} = L_{sat} \ln \left(\frac{Q_{sat} - Q_0}{3Q_0} \right) \quad (1.31)$$

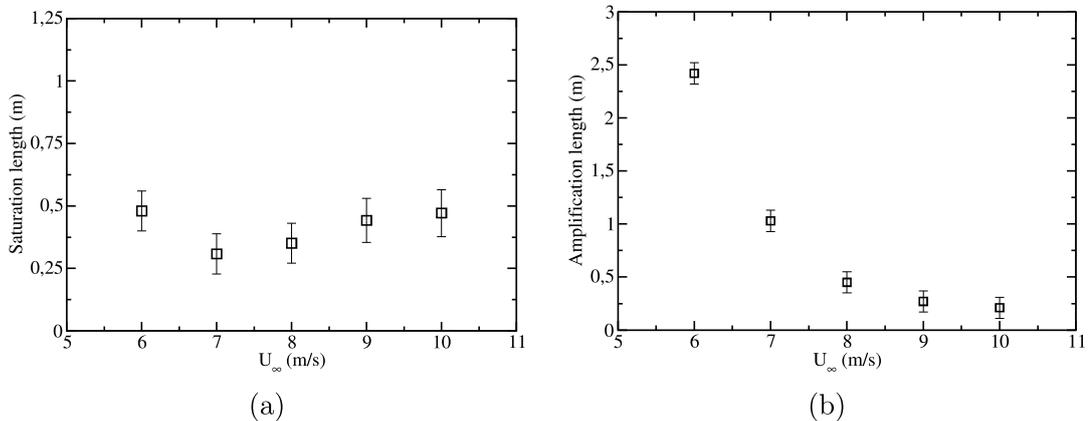


FIGURE 1.7 – Évaluation expérimentale de L_{sat} (a) et L_{amp} (b) en utilisant le critère proposé par Andreotti et al. (2010) pour définir la transition entre l'amplification et la saturation (i.e., $Q(x = L_{amp}) = Q_{sat}/4$). Données extraites de Selmani et al. (2018).

Grâce à ces définitions, il est possible d'extraire des valeurs de longueurs de saturation et d'amplification à partir d'expériences en soufflerie (voir figure 1.6). Les expériences (Andreotti et al. (2010); Selmani et al. (2018) montrent que la

longueur de saturation est indépendante de la vitesse alors que la longueur d'amplification augmente quand on s'approche du seuil de transport (voir Figure 1.7b). On s'attend à ce que cette dernière diverge au voisinage du seuil.

1.1.9 Régime collisionnel

Une limite mise en évidence par le travail de Sørensen and McEwan (1996) montre un changement de comportement lorsque le flux de grains devient important et que la probabilité de collisions entre les particules transportées devient non négligeable. Pasini and Jenkins (2005) indique grâce à un modèle théorique que cette transition modifie les caractéristiques du transport. Ce régime, appelé suspension collisionnelle, a été mis en évidence expérimentalement en soufflerie par Ralaïarisoa et al. (2020) (voir figure 1.4). Ces expériences montrent que pour les forts vents ($S^* > 0.3$), la loi de transport s'écarte d'un comportement linéaire par rapport au nombre de Shields et suit une loi non-linéaire : $Q \propto S^{*2}$. Cette

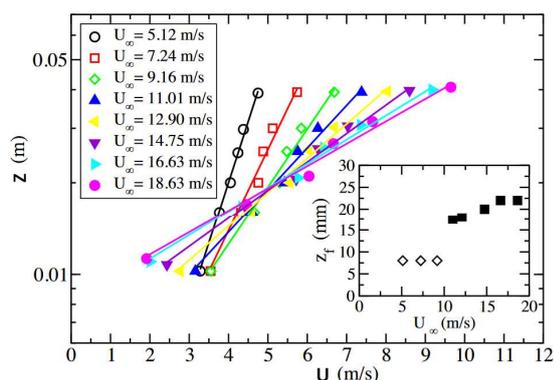


FIGURE 1.8 – Profils de vitesse obtenus en soufflerie (Ralaïarisoa et al. (2020)). Dans l'encart est présenté l'évolution de l'altitude du point focal en fonction de la vitesse de l'écoulement.

évolution de la loi de transport s'accompagne par de changements notables dans la dynamique du transport. On voit notamment évoluer la position du point focal de Bagnold (figure 1.8). On constate également une augmentation significative de la vitesse de glissement des particules au sol et une évolution du profil de densité de flux (figure 1.9) avec une augmentation de la longueur caractéristique de décroissance de la densité de flux. Ces évolutions nous informent qu'il y a un changement dans la physique du transport. Dans le régime de saltation, nous avons vu que la vitesse moyenne des particules et la longueur moyenne des sauts étaient indépendantes de l'intensité du vent, ce qui nous permettait de comprendre que le flux de grains Q variait comme u_*^2 . Ces deux propriétés devenant caduc dans le régime collisionnel, on s'attend à un changement concernant la variation du flux Q avec la vitesse de frottement de l'écoulement et qu'on perde la dépendance quadratique u_* . C'est bien ce qu'on observe sur l'évolution de flux avec u_* (voir la figure 1.4).

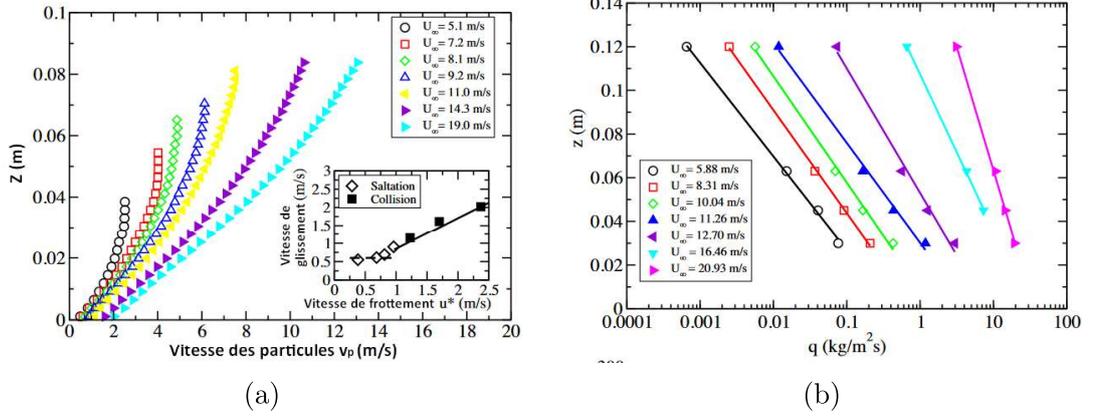


FIGURE 1.9 – (a) Vitesses horizontales des particules en fonction de la hauteur. Insert : évolution en fonction de u_* de la vitesse de glissement des particules à la surface du lit. (b) Profils de densité de flux en fonction de la hauteur. Figures extraites de Ralaiarisoa et al. (2020)

1.2 Transport du sable cohésif

Comme nous l'avons vu, la description des mécanismes du transport de sable sec est bien renseignée dans la littérature. Cependant, en milieux naturels, il existe des contextes où on trouve du transport éolien en présence de sable cohésif. La cohésion peut être engendrée par différents phénomènes physiques. Nous nous intéresserons exclusivement à la cohésion liée à la présence d'eau dans un milieu granulaire (Charlaix and Crassous (2005)). Cependant, il peut y avoir d'autres origines à la cohésion, comme la présence de particules fines comme le sel (Delenne et al. (2011)).

1.2.1 Cohésion des milieux granulaires humides

1.2.1.1 Comportement macroscopique des matériaux granulaires en présence d'eau

On distingue plusieurs régimes de cohésion possibles selon la quantité d'eau dans le milieu granulaire. Une première manière de quantifier la quantité de liquide est de mesurer le pourcentage massique de la phase liquide dans le milieu granulaire, aussi appelée teneur en liquide massique ω :

$$\omega = \frac{m_{liq}}{m_{grains}} = S_r \frac{\rho_{liq}}{\rho_p} \frac{1 - \phi}{\phi} \quad (1.32)$$

où S_r est le degré de saturation défini comme le rapport du volume de liquide sur celui des pores (i.e., V_{liq}/V_{pores} , ρ_{liq} est la masse volumique du liquide et ϕ la

compacité du milieu granulaire ($\phi = V_{grains}/V_{tot}$, où $V_{tot} = V_{grains} + V_{pores}$).

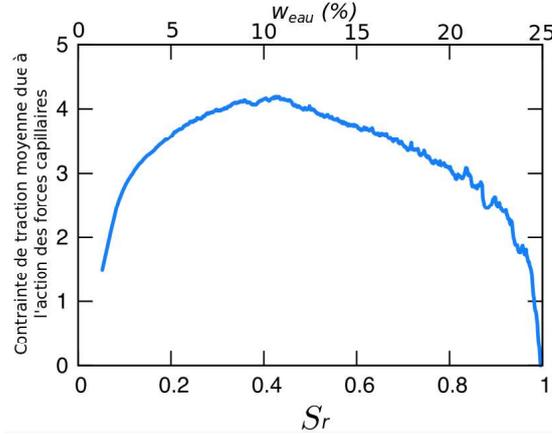


FIGURE 1.10 – Évaluation de la cohésion dans le milieu granulaire 2D à partir de simulation par méthode de Boltzmann sur réseau par Richefeu et al. (2016)

On peut distinguer 4 régimes selon la teneur en eau ω ou le degré de saturation S_r (voir 1.10) :

- Le régime hygroscopique : il correspond à la limite où il existe une très fine couche de liquide qui entoure les grains, constituant un volume de liquide extrêmement faible ($S_r < 10^{-3}\%$ ou $\omega = 2.5 \cdot 10^{-4}\%$) ; Il est assez mal décrit et caractérisé dans la littérature.
- Le régime pendulaire : il correspond au régime où se forme les premiers ponts capillaires, mais où la phase liquide demeure discontinue dans le système. On a alors apparition d'un réseau de forces cohésives capillaires au sein du milieu granulaire ($10^{-3}\% < S_r < 15\%$ ou $2.5 \cdot 10^{-4}\% < \omega < 3.8\%$).
- Le régime funiculaire : en augmentant encore le degré de saturation, la phase liquide devient continue ; On ne peut plus créer de nouveaux ponts capillaires, le degré de cohésion est alors voué à se stabiliser à une valeur maximum ($15\% < S_r < 90\%$ ou $3.8\% < \omega < 22.6\%$).
- Le régime capillaire : la saturation se rapproche de 1 ($S_r > 90\%$ ou $\omega > 22.6\%$), on ne parle plus de pont capillaire, la cohésion s'effondre rapidement vers 0.

Richefeu et al. (2016) a calculé à partir de simulations numériques l'évolution de la cohésion pour un milieu granulaire 2D en fonction de degré de saturation. Ils montrent que la contrainte de traction due à l'action des forces capillaires

augmente dans le régime pendulaire, atteint un plateau dans le régime funiculaire, puis chute dans le régime capillaire (voir figure 1.10).

Pour déterminer expérimentalement une cohésion macroscopique, on utilise des tests de mécanique des sols en évaluant la réponse à une compression tri-axiale. Dans le cas d'un milieu cohésif, la contrainte de cisaillement τ selon le plan de rupture peut se modéliser par :

$$\tau = \mu\sigma + C \quad (1.33)$$

où μ est le coefficient frottement interne du matériau, σ la contrainte normale et C la contrainte de cohésion. La figure 1.11a illustre dans la représentation de Mohr-Coulomb les droites de Coulomb obtenues pour du sable avec différents teneurs en eau tandis que la figure 1.11b montre l'évolution de la cohésion C du même sable en fonction de la teneur en eau.

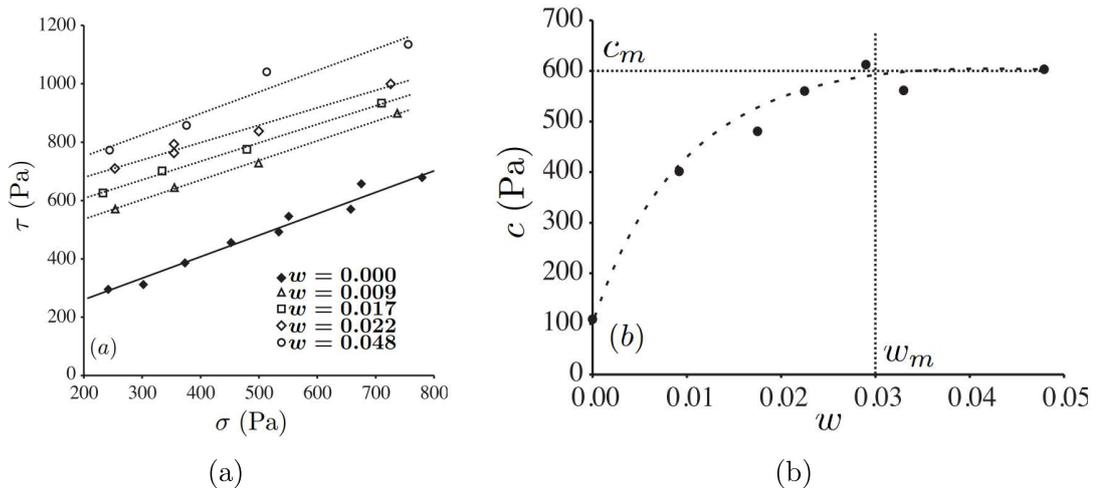


FIGURE 1.11 – (a) Droites de Coulomb obtenues pour différentes teneurs en liquide pour du sable ($D = 160\mu m$). (b) Cohésion macroscopique en fonction de la teneur en liquide. Figure extraite de Richefeu et al. (2006)

1.2.1.2 Force capillaire à l'échelle du grain

La description de la cohésion à l'échelle du grain dans le régime hygroscopique est compliquée, car celle-ci est extrêmement dépendante de la rugosité de surface des grains. Dans le régime capillaire, la situation est un peu plus simple. La cohésion est gouvernée par la tension capillaire générée par les ponts liquides reliant les grains.

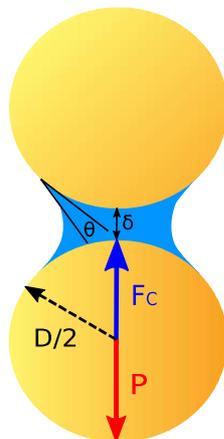


FIGURE 1.12 – Schéma d'un pont capillaire formé par l'eau entre deux sphères solides de diamètre D espacées d'une distance δ avec un angle de contact θ .

Sur la figure 1.12, nous montrons un pont liquide formé entre deux grains. La force engendrée par la présence du pont liquide de volume V_l fixé peut s'écrire :

$$F_{cap} = F_{cap}^{max} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V_l}{\pi D \delta^2}}} \right) \quad (1.34)$$

avec

$$F_{cap}^{max} = \pi D \gamma \cos \theta \quad (1.35)$$

γ est la tension de surface du liquide, θ est l'angle de contact et δ est la distance entre les particules. La force capillaire est maximum au point de contact (i.e., $\delta = 0$) et vaut F_{cap}^{max} . Lorsque que les deux sphères s'éloignent, la force capillaire diminue selon l'équation 1.34 (Butt and Kappl (2009); Pitois et al. (2000)).

Quand l'écartement δ devient trop important, il y a rupture du pont. Cette rupture intervient pour une distance limite de rupture donnée approximativement par (Lian et al. (1993)) :

$$\delta_{max} \approx \sqrt[3]{V_l} \quad (1.36)$$

1.2.2 Modification des seuils de transport en présence de cohésion

1.2.2.1 Seuil aérodynamique

En ajoutant une force cohésive, on s'attend à une augmentation du seuil aérodynamique (ou statique) du transport. Dans la littérature, la plupart des modèles proposent des relations empiriques entre l'augmentation du seuil statique et la

teneur en eau w . Il existe peu d'expressions théoriques donnant une relation directe entre la cohésion microscopique et l'augmentation du seuil. On peut citer le travail de McKenna-Neuman and Nickling (1989) qui propose une relation directe entre la force cohésive entre les grains et le seuil :

$$u_{*sw} = u_{*s} \sqrt{\frac{F_c}{P} \frac{2 \sin 2\beta \cos \beta}{\sin \beta} + 1} \quad (1.37)$$

où β est l'angle entre la verticale et l'axe passant par le centre de gravité de la particule et le point de contact avec les particules sur lesquelles elle repose (voir figure 1.13). Pour un empilement naturel $\beta \approx 30^\circ$, soit $\frac{2 \sin 2\beta \cos \beta}{\sin \beta} = 3$.

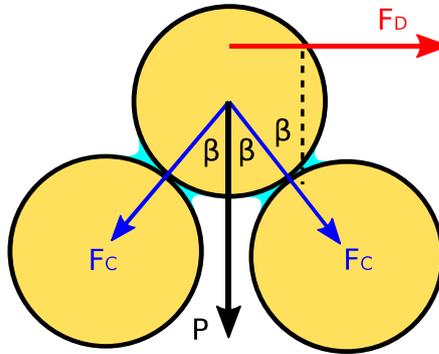


FIGURE 1.13 – Illustration des forces agissantes sur un grain à la surface d'un lit granulaire cohésif

On introduit en général un nombre sans dimension caractérisant le rapport entre la force cohésive et le poids des grains que l'on appelle nombre cohésif Co :

$$Co = \frac{F_c}{P} \quad (1.38)$$

Le nombre de cohésion n'est rien d'autre que l'inverse du nombre de Bond $Bo = 1/Co$.

Expérimentalement, la force de cohésion microscopique est difficilement mesurable. Il est plus aisé d'étudier l'évolution du seuil statique en fonction de la teneur en liquide du milieu, qui est une grandeur macroscopique plus facilement mesurable. On trouve ainsi de nombreuses formulations pour l'expression du seuil statique en fonction de w .

Une des premières expériences en soufflerie ayant pour but de quantifier cette évolution a été conduite par Belly (1962) avec un protocole rigoureux pour minimiser l'évaporation. Celui-ci consiste à maintenir un écoulement d'air saturé en eau de façon à limiter le risque de séchage du lit granulaire au cours des expériences. Belly (1962) parvient à la relation empirique suivante pour des grains de

sable de diamètre médian $D = 440 \mu m$:

$$u_{*sw} = u_{*s} (1.8 + 0.6 \log w) \quad (1.39)$$

On trouve également d'autres types de lois visant à décrire cette évolution du seuil. On citera notamment les travaux de Hotta et al. proposant une loi linéaire à partir des résultats expérimentaux de Tanaka et al. (1954) :

$$u_{*sw} = u_{*s} + 0.075w = u_{*s} \left(1 + \frac{0.075}{u_{*s}} w \right) \quad (1.40)$$

Cette loi a été établie pour différents diamètres de sable allant de 200 à 800 μm . Il met ainsi en évidence que l'augmentation relative du seuil de transport u_{*sw}/u_{*s} pour une teneur en eau donnée est plus faible pour des grains de grandes tailles. En effet, le rapport $0,075/u_{*s}$ décroît avec D puisque le seuil statique sans cohésion croît avec la taille des grains. On trouve enfin une loi exponentielle chez Shao et al. (1996). Comme on peut le voir, la littérature présente un large panel de lois pour l'évolution du seuil statique en fonction de la teneur en liquide. Cette dispersion n'est pas étonnante en soi, car il est très difficile de contrôler la teneur en eau d'un milieu soumis à un écoulement d'air. Pour qu'il n'y ait ni évaporation ni condensation, il faut que l'eau au sein du milieu granulaire soit en équilibre avec sa vapeur saturante, ce qui est très difficile à réaliser si l'on ne fait pas les expériences avec un écoulement à humidité contrôlée.

Une autre source de difficulté réside dans la détermination du seuil statique de transport et des critères utilisés. Comme on le verra plus en détail dans le chapitre 2 et 3, l'estimation du seuil statique peut s'avérer dépendante du temps de mesures et aussi de la longueur du lit considéré.

1.2.2.2 Seuil d'impact

A notre connaissance, il n'existe pas d'estimation du seuil d'impact dans les études du transport éolien de sable cohésif. On trouve tout de même des études s'intéressant à la dynamique de l'impact pour un milieu granulaire cohésif.

Ralaiarisoa (2020) a étudié à partir de simulations numériques "splash" 2D l'influence de la cohésion sur le seuil de déclenchement du processus d'éjection et sur le nombre d'éjectats produit par l'impact. Les résultats sont illustrés sur la figure 1.14a. Ceux-ci indiquent tout d'abord que le nombre de Froude critique $Fr_c = V_{ic}/\sqrt{gD}$ pour déclencher le splash n'est pas modifié quand le nombre de cohésion reste au-dessous de 5 (voir figure 1.14b). Au-delà, celui-ci augmente avec le nombre de cohésion selon une loi d'échelle simple. Concernant, le nombre d'éjectats (voir figure 1.14a), il reste également inchangé pour des nombres de cohésion inférieurs à 5 mais subit une baisse drastique pour des cohésions plus fortes. D'après ces résultats, on peut penser que le seuil de transport par impact

qui est relié au seuil de déclenchement du splash ne sera modifié que pour des cohésions très fortes.

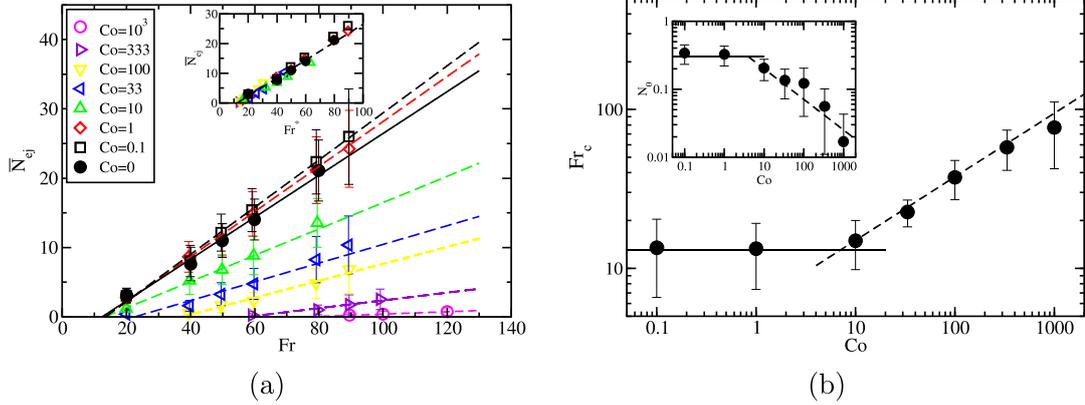


FIGURE 1.14 – (a) Nombre de particules éjectées en fonction du nombre Froude Fr pour différentes cohésions. (b) Évolution du nombre de Froude critique pour déclencher l'éjection en fonction du nombre de cohésion. Figures extraites de Ralaiarisoa (2020)

1.2.3 Modification du transport

1.2.3.1 Lois de transport à l'équilibre

De même que pour le seuil dynamique, la littérature présente peu d'études concernant la loi de transport pour du sable humide. On notera tout de même les travaux de Chepil (1956) en soufflerie qui propose une relation dépendante de la résistance au cisaillement induite par la cohésion γ_c en reprenant la loi proposée par Bagnold (1941) :

$$Q = A_C \left(\sqrt{\frac{\tau - \gamma_c}{\rho_a}} \right)^3 \quad (1.41)$$

où A_C est un coefficient numérique dépendant de la taille des grains. Les expériences de Chepil (1956) suggèrent également que la cohésion dépend quadratiquement de la teneur en eau : $\gamma_c \propto \omega^2$.

On peut également citer Hotta et al. qui dans son analyse des mesures de Tanaka et al. (1954) propose de reprendre la loi de Kawamura (1951) en remplaçant le seuil utilisé en sec par le seuil statique en humide :

$$Q = C_K \frac{\rho_a}{g} (u_* - u_{*sw})(u_* + u_{*sw})^2 \quad (1.42)$$

avec $C_K = 2.78$. On remarquera dans cette formulation le choix de prendre un seuil statique plutôt qu'un seuil dynamique pour l'expression de la loi de transport. C'est une approximation relativement justifiée pour le sable sec puisque le seuil dynamique et statique sont voisins, mais qui peut être questionnée dans le contexte humide, ne connaissant pas la relation entre u_{*dw} et u_{*sw} en fonction de ω .

1.2.3.2 Dynamique de mise à l'équilibre

Une des raisons du manque de propositions sur les lois de transport en contexte humide vient du fait qu'il faut s'assurer que le flux a atteint sa valeur d'équilibre ou de saturation. Il est donc nécessaire de connaître la longueur de relaxation dans un contexte humide.

Les études menées pour le transport de la neige peuvent nous renseigner sur la variation de longueur de relaxation. En effet, le transport de neige partage beaucoup de similarités avec le transport du sable humide, notamment par son mode de transport par saltation et la présence de cohésion. Bien sûr, le matériau "neige" est beaucoup plus complexe que le sable humide, car les particules de neige peuvent subir de nombreuses variations de leurs propriétés (fragmentation, changement de densité, etc.). Les études in-situ sur la neige indiquent que la longueur nécessaire pour obtenir un flux saturé augmente fortement avec la cohésion, pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres (Sato et al. (2004)). Récemment, des simulations numériques sur le transport de neige (Comola et al. (2019)) confirment l'augmentation de la longueur de relaxation avec le degré de cohésion. Elles indiquent également que le flux saturé semble augmenter légère-

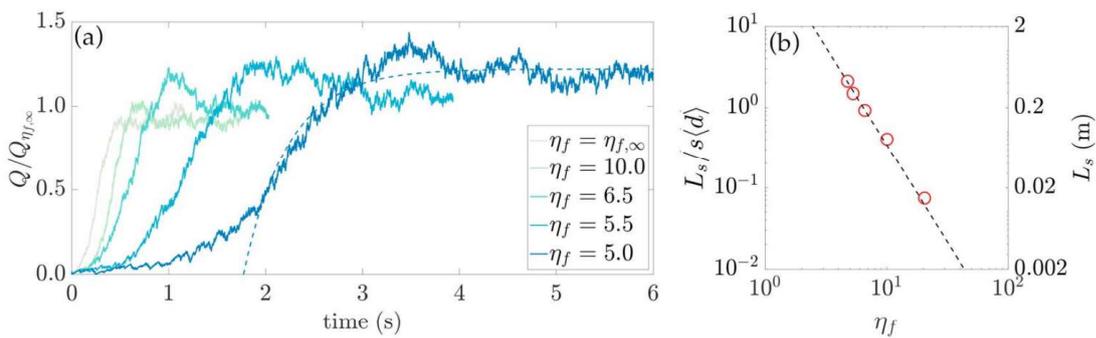


FIGURE 1.15 – ((a) Évolution temporelle du flux pour différents degrés de cohésion d'après les simulations de Comola et al. (2019). Le flux est normalisé par le flux sec et la cohésion est exprimée en fonction d'un nombre de fragmentation qui est inversement proportionnel à la cohésion (Steinkogler et al. (2015)). (b) Évolution de la longueur de relaxation en fonction du nombre de fragmentation (figure extraite de Comola et al. (2019)).

ment avec le degré de cohésion.

Pour le transport éolien de sable humide, il n'existe pas de mesures quantitatives fiables et robustes sur l'évolution de la longueur de relaxation avec le degré de cohésion. Cependant, différentes mesures in-situ (Jackson and Nordstrom (1997); Davidson-Arnott et al. (2005, 2008)) semblent confirmer, comme pour le cas de la neige, que la longueur de relaxation augmente avec le degré de cohésion.

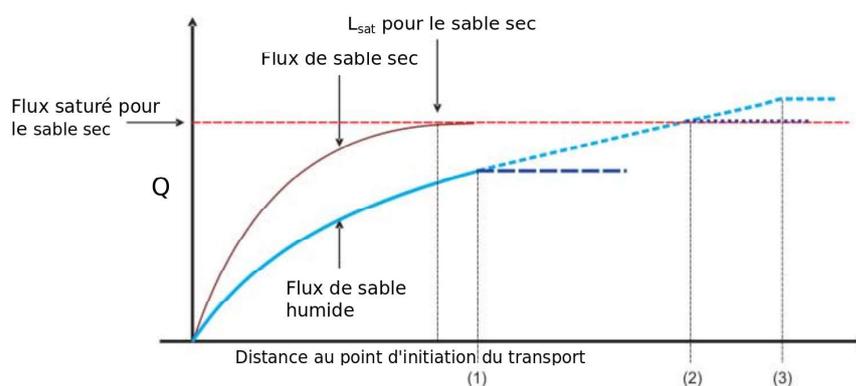


FIGURE 1.16 – Hypothèse sur la mise à l'équilibre du flux entre le cas sec et le cas humide : (1) Hypothèse d'un flux saturé plus faible que pour le sable sec, (2) Hypothèse d'un flux saturé équivalant au sable sec, (3) Hypothèse d'un flux saturé plus importante que pour le sable sec. Figure extraite de Davidson-Arnott et al. (2008).

Par contre, la question du niveau du flux saturé pour du sable humide en comparaison du sable sec n'est pas tranchée. Davidson-Arnott et al. (2008) suggèrent que les trois scénarios possibles, à savoir un flux inférieur au sec, un flux égal ou un flux supérieur, doivent être considérés comme hypothèses possibles. Cependant, on peut s'avancer sur le fait que pour de très fortes cohésions, on doit se rapprocher d'un comportement similaire au cas du transport sur un sol rigide.

1.2.4 Transport de sable sur sol rigide

Dans le cas d'un milieu extrêmement cohésif, on peut assimiler le transport à un transport sur un lit rigide non érodable. Ho et al. (2011) a montré par des expériences en soufflerie qu'un lit rigide a une capacité de transport bien plus élevée qu'un lit érodable (voir la figure 1.17). En plus d'une plus grande capacité de transport, la loi de transport est différente sur un sol rigide. Elle suit une évolution cubique avec la vitesse de frottement au lieu d'une loi quadratique.

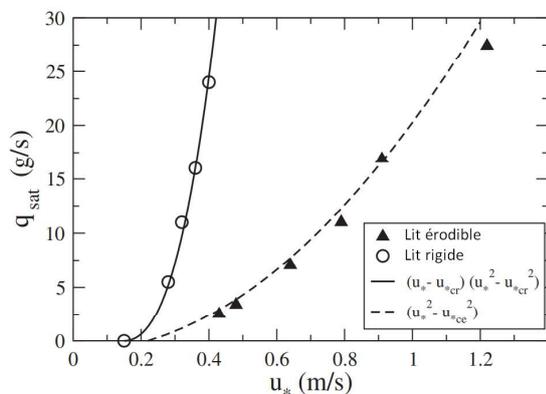


FIGURE 1.17 – Transport saturé en fonction de u_* pour un lit érodable et pour un lit rigide. Les courbes en trait plein et en pointillés représentent respectivement la loi de transport sur un lit rigide et érodable.

Enfin, le seuil dynamique de transport est réduit par rapport à un lit érodable. Ces différences se reflètent également dans les caractéristiques de la couche en saltation.

Pour des lits érodables avec un forte cohésion, on peut s'attendre à ce que le transport se rapproche de la situation du transport sur lit rigide. C'est notamment le cas pour le transport de neige en saltation où la rigidité du lit neigeux a une influence importante sur le transport (Sato et al. (2004)). On trouve par exemple que la rigidité du manteau neigeux a un effet mesurable et significatif sur l'épaisseur de la couche en saltation : plus la rigidité est importante, plus la couche en saltation est épaisse.

1.2.5 Problématique expérimentale

La principale difficulté expérimentale pour mener des expériences avec du sable humide est de pouvoir contrôler et/ou mesurer la teneur en eau du lit de sable au cours du temps. In-situ ou en soufflerie, la teneur en eau d'un lit de sable humide exposé à un écoulement d'air peut varier dans l'espace et dans le temps. Les échanges de masse entre l'air et le milieu granulaire partiellement saturé vont être fortement dépendant de la teneur en eau dans le lit granulaire en surface et de l'humidité de l'air. Ces échanges seront d'autant plus rapides que les gradients en teneur en eau sont importants.

Si l'on veut documenter l'évolution de la teneur en eau du lit, il est nécessaire de disposer d'instruments capables de mesurer la teneur en eau à l'échelle de quelques grains pour pouvoir résoudre les variations spatiales en fonction de la profondeur du lit dans les premiers centimètres. Les sondes existantes pour mesurer l'humidité d'un sol ont des résolutions spatiales très limitées (supérieures au décimètre) et sont donc inopérantes pour résoudre les gradients d'humidité dans la profondeur à l'échelle désirée.

Une stratégie pour s'affranchir de la problématique du transport de masse est de conduire des expériences sur des courtes échelles de temps pour pouvoir faire

l'hypothèse que la teneur en eau dans le lit reste inchangée entre le début et la fin de l'expérience. C'est ce qui est fait en général dans la plupart des expériences réalisées en soufflerie (Hotta et al.; McKenna-Neuman and Nickling (1989); Shao et al. (1996)). Cependant, les mesures de teneurs en eau n'ont pas souvent la précision nécessaire pour percevoir les évolutions temporelles de teneur en eau à la surface du lit granulaire, là où se font les échanges.

Une stratégie complémentaire pour limiter les échanges de masse est de travailler avec un écoulement d'air saturé en vapeur d'eau (i.e., $HR \approx 100\%$) comme dans les travaux de Belly (1962) et Ralaia-risoa (2020). Si l'on travaille avec un air à l'humidité ambiante (i.e., $HR \approx 30 - 40\%$), le processus de séchage de la couche superficielle de grains (i.e., à la surface du lit de sable) peut s'assécher sur des temps relativement courts inférieurs à la minute, comme l'a montré Ralaia-risoa (2020) à partir d'un modèle convecto-diffusif (voir figure 1.18). Ce séchage entraîne des oscillations temporelles du flux qui sont liées au cycle de séchage de la couche superficielle.

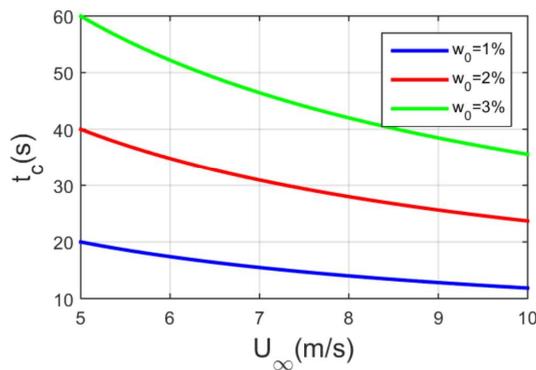


FIGURE 1.18 – Estimation du temps du séchage de la première couche de grains en fonction de la teneur en liquide initiale et de la vitesse de l'écoulement pour des conditions d'humidité de l'air standard ($HR = 32.5\%$ et $T^\circ = 29^\circ C$).

Enfin, il faut aussi s'assurer que les conditions initiales soient bien contrôlées, c'est-à-dire que la teneur en eau du sable soit uniforme sur la longueur et dans la profondeur. Ceci n'est réalisable que pour des expériences en soufflerie où l'on peut contrôler dans une certaine mesure les conditions initiales des expériences.

Chapitre 2

Dispositifs et protocoles expérimentaux

Dans ce chapitre, nous présenterons nos protocoles expérimentaux en soufflerie et les dispositifs mis en place pour étudier l'influence de la cohésion sur les différents aspects du transport éolien.

2.1 Présentation de la soufflerie

Les expériences présentées dans cette première partie ont été menées au sein du Laboratoire de Thermique et d'Énergie de Nantes. Nous avons utilisé pour étudier le transport éolien une soufflerie avec une veine d'essais de près de 7 m de long. Deux configurations différentes ont été choisies pour la disposition du lit granulaire : (i) un lit granulaire sur toute la largeur de la soufflerie, mais de longueur variable, et (ii) un lit granulaire de dimension réduite sous la forme d'une boîte remplie de sable qui peut être pesée en continu.

2.1.1 Caractéristiques de la soufflerie

2.1.1.1 Partie motrice

La première partie de la soufflerie est constituée d'un moteur DELTALAB EA 130 couplé à un ventilateur centrifuge imposant un écoulement dirigé dans une chambre de tranquillisation de dimension $1,5 \times 1,5\text{ m}^2$ composée successivement d'un filtre, d'une structure maillée en nids d'abeilles d'épaisseur 9 cm et de largeur de mailles, 8 mm , suivi de 3 grillages en bronze. Cette structure complexe a pour but de réduire les grandes échelles de la turbulence et d'empêcher l'apparition d'écoulements secondaires. Une fois passé la chambre de tranquillisation,

l'écoulement est contracté dans un segment convergent où la section est réduite à $0,3 \times 0,3 m^2$. Tout ce dispositif se présente en un seul bloc (voir la figure 2.1).

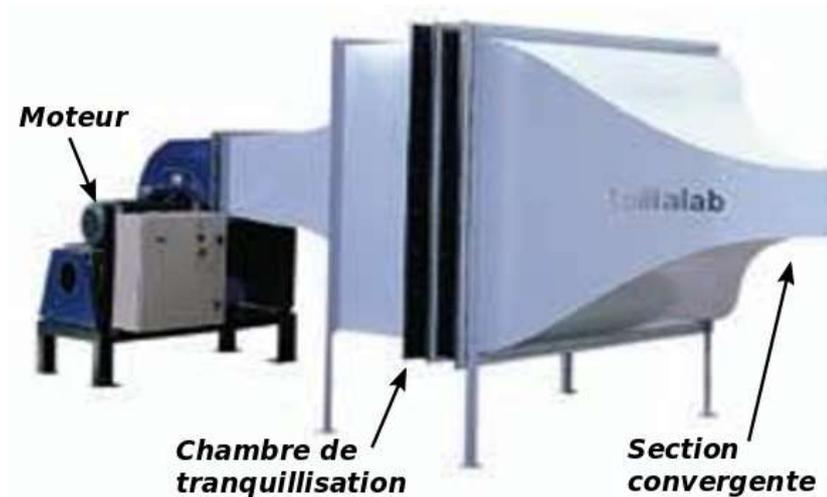


FIGURE 2.1 – Photo de la partie motrice de la soufflerie DELTALAB EA 130

2.1.1.2 Veine d'essais



FIGURE 2.2 – Photo de la veine d'essais

Alignée sur l'axe de la partie motrice, on trouve la veine d'écoulement constituée d'un tunnel de longueur $6,6 m$ de section carrée de $27 \times 27 cm^2$. Les parois des 5 premiers mètres de la veine sont en métal de $2 mm$ d'épaisseur tandis que les parois latérales de la partie finale sont constituées de plaques de verre de $1,4 m$ de long pour permettre de visualiser le transport. La paroi supérieure de cette dernière partie est également constituée d'une plaque de verre pour la visualisation ou l'éclairage.

Sur les premiers centimètres de la veine d'essai, on a disposé une série de 5 pointes verticales sur une petite plate-forme placée au sol. Ces pointes de hauteur 5 cm alignées perpendiculairement à l'axe de la veine permettent d'accélérer le processus de développement de la couche limite turbulente sur le sol de la veine d'essai.

Sur le reste de la veine d'essai, on a disposé au sol le long des parois latérales des tasseaux de section rectangulaire, de hauteur 2,5 cm et de largeur 1,5 cm. Ces derniers seront utilisés comme référence pour s'assurer la planéité du lit de sable quand il est étalé sur toute la longueur de la veine.

2.1.1.3 Alimentation en grains à l'entrée de la veine

Il est possible d'imposer un flux de grains en entrée de veine si nécessaire. Pour cela, nous disposons d'une trémie placée sur la paroi supérieure de la veine qui nous permet d'imposer un flux constant de grains. Le flux d'entrée Q_{in} peut être varié entre quelques grammes et à quelques dizaines de grammes par seconde.

2.1.1.4 Zone de récupération des sédiments



FIGURE 2.3 – Photo de la partie terminale de la soufflerie, avec le piège à sable et la section convergente.

Dans la continuité de la veine d'essai se trouve la partie finale dédiée à la récupération du sable (voir la figure 2.3). On trouve d'abord un piège à sable de 0,75 m de long et d'une profondeur de 0,4 m. Plus loin, la veine s'élargit sous la forme d'un divergent sur une distance de 1,3 m. La fin de la veine a ainsi une section $1,3 \times 1,3 m^2$ fermée par un filtre qui permet d'arrêter les grains résiduels qui n'ont pas été capturés par le piège à sable.

2.2 Mesure de la vitesse de l'air

La vitesse dans la soufflerie est imposée par la vitesse de rotation des pales dans la partie motrice. Nous avons accès à la vitesse de rotation via un afficheur numérique placé sur le boîtier électronique de la partie motrice. Cette vitesse est affichée en rotations par seconde (rps) et peut atteindre une limite haute de 80 *rps*. A l'aide d'un manomètre (FCO560) connecté à un tube de Pitot placé à la fin de la veine (avant le piège à sable) et à 12 *cm* du sol, nous avons établi la relation entre la vitesse moteur et la vitesse U_∞ dans la veine. Pour ces mesures, le sol de la veine était recouverte de plaques rigides rugueuses par collage du sable de diamètre médian de 230 μm . Nous obtenons une relation linéaire (voir la figure 2.4) :

$$U_\infty = 0,389\Omega - 0,748 \quad (2.1)$$

où Ω est la vitesse de rotation du moteur exprimée en rps. L'incertitude relative sur la vitesse, $\Delta U_\infty/U_\infty$ est de quelques pourcents. Comme nous le verrons dans la section 2.4.2, nous avons fait des expériences dans une configuration où nous utilisons un compteur de particules placé dans la veine. Celui-ci du fait son encombrement introduit une perte de charge conséquente et réduit la vitesse dans la veine. Dans cette configuration, la relation établie ci-dessus est donc modifiée. Elle reste linéaire, mais avec des paramètres différents :

$$U_\infty = 0,367\Omega - 0,374 \quad (2.2)$$

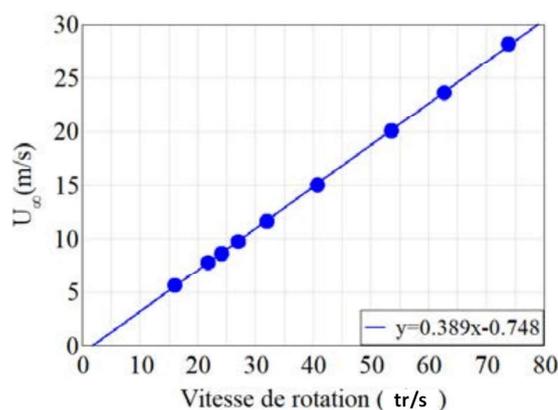


FIGURE 2.4 – Relation entre la vitesse de rotation du moteur et la vitesse de l'air au centre de la veine d'essai. Figure extraite de Ralairisoa (2020).

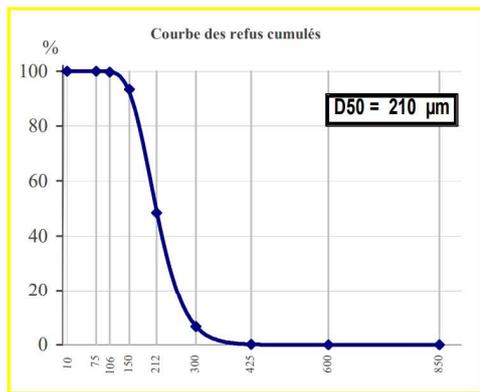
En plus du manomètre relié au Pitot, nous disposons de 3 jauges de pression (MKS Baratron) interfacées à un ordinateur (via un boîtier de connexion BNC 2010 NI) qui sont reliées à 3 aiguilles placées à 3 hauteurs différentes nous

permettant de mesurer simultanément les vitesses proches du sol. Pour enrichir nos profils de vitesse, nous faisons en général deux acquisitions avec des hauteurs différentes, ce qui permet d’avoir un profil à 6 points de mesures comme illustré sur la figure 1.8.

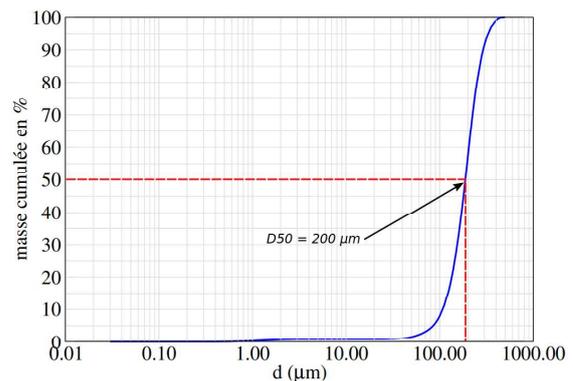
2.3 Caractéristiques du lit granulaire

2.3.1 Caractéristiques du sable utilisé

Pour nos expériences, nous avons utilisé du sable de quartz naturel de Nemours (Sibelco NE34) de diamètre médian $D_{50} = 210 \mu m$ (voir figure 2.5a) et de densité $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$. Après un tamisage pour enlever les poussières et les gros résidus, nous obtenons un nouveau diamètre médian $D_{50} = 200 \mu m$ (voir figure 2.5b)



(a)



(b)

FIGURE 2.5 – (a) Courbe granulométrique donnée par le fournisseur : Courbe de refus cumulé ($D_{50} = 210 \mu m$). (b) Courbe granulométrique obtenue par diffraction (CILAS 1180) après tamisage : $D_{50} = 200 \mu m$. Figures extraites de Ralairisoa (2020)

2.3.2 Propriétés des mélanges sable/huile

2.3.2.1 Réalisation des mélanges

Connaissant les difficultés inhérentes à l’utilisation du sable humide, nous avons souhaité dans le cadre de notre étude nous affranchir des problèmes liés à l’évaporation. Pour cela, nous avons choisi de travailler avec un liquide non volatil. Nous avons utilisé une huile silicone Sigma-Aldrich AR 20 qui a une

densité $\rho_h =_{eau} = 1 \text{ g/ml}$, une viscosité dynamique $\eta_h = 10 \text{ mPa.s}$ et une tension de surface 4 fois plus faible que celle de l'eau soit $\gamma_h = 20 \text{ mN/m}$.

Pour les tests préliminaires, nous avons effectué des mélanges avec des petites quantités de sable de l'ordre de 1 kg . Ces mélanges ont été effectués dans un cristalliseur en les malaxant à l'aide d'une spatule.

Pour obtenir des mélanges avec des teneurs en huile supérieures à $\omega = 0,1\%$, l'homogénéisation et la dispersion de la phase liquide dans la phase granulaire se font sans trop de difficultés par malaxage pendant 5 minutes. Pour des teneurs inférieures, on utilise un procédé de dilution : nous construisons d'abord un mélange avec une teneur en huile de $0,1\%$ puis nous ajoutons une nouvelle quantité de sable sec et homogénéisons le nouveau mélange pendant 5 minutes. L'opération est répétée autant de fois que nécessaire pour obtenir la teneur en huile désirée.

Les mélanges utilisés pour fabriquer les lits granulaires destinés aux expériences en soufflerie ont nécessité des quantités plus importantes de sable ($M_{sable} > 1 \text{ kg}$). Pour ces derniers, nous avons utilisé une bétonnière pour réaliser l'homogénéisation.

2.3.2.2 Stabilité des mélanges

Les premiers tests effectués sur les mélanges ont eu pour but de s'assurer que la teneur en huile de ces derniers reste stable et n'évolue pas dans le temps, c'est à dire que l'évaporation est négligeable.

Après préparation de plusieurs mélanges (voir le tableau 2.1), nous avons laissé ces derniers au repos pendant 9 jours consécutifs et avons mesuré leurs masses initiales et finales. Le premier échantillon est un échantillon témoin scellé hermétiquement qui a servi à établir l'incertitude de mesures sur la masse. Elle est de l'ordre de 5 millièmes de grammes. Les deux autres échantillons (un mélange cohésif et sec respectivement) ont été laissé à l'air libre à température et humidité contrôlées.

Échantillons	T = 0 h	T = 216 h
Ech1 témoin fermé hermétiquement : $w = 1.41\%$, $T^\circ = 21^\circ\text{c}$, $HR = 55\%$	$M_i = 36.947\text{g}$	$M_f = 36.942\text{g}$
Ech2 ouvert : $w = 1.41\%$, $T^\circ = 21^\circ\text{c}$, $HR = 55\%$	$M_i = 36.792\text{g}$	$M_f = 36.790\text{g}$
Ech3 ouvert : $w = 0\%$, $T^\circ = 21^\circ\text{c}$, $HR = 55\%$	$M_i = 36.205\text{g}$	$M_f = 36.201\text{g}$

TABLE 2.1 – Mesure sur une semaine des variations de masses du mélange dans des conditions contrôlées ou libres pour un mélange de l'huile de silicone avec du sable sec

Les résultats indiquent que la variation de la masse est inférieure à la précision de la mesure. On peut donc conclure que dans des conditions standards de température et d'humidité, la quantité de liquide dans le mélange n'évolue pas dans le temps.

2.3.2.3 Degré de cohésion des mélanges

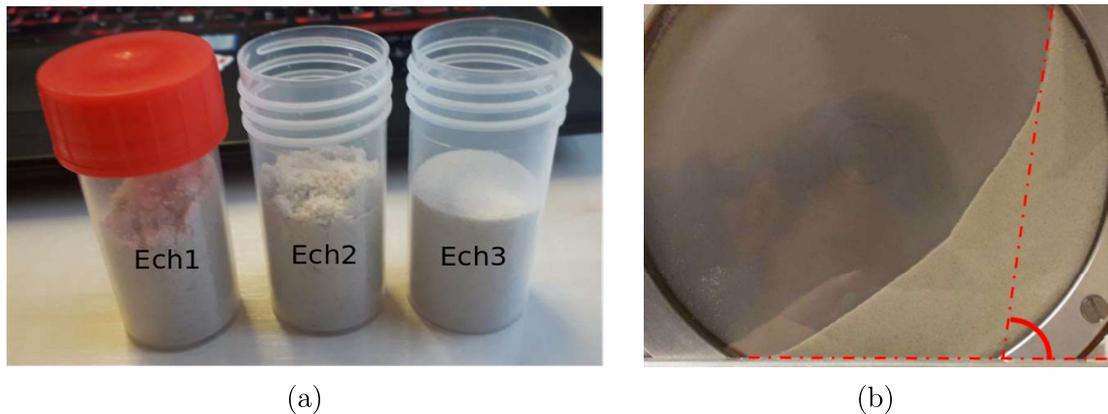


FIGURE 2.6 – (a) Photo des mélanges correspondant aux échantillons Ech1, Ech2 et Ech3 présentés dans le tableau 2.1 et de teneurs en huile respectives $\omega = 1,4; 1,4$ et 0% . (b) Expérience en tambour tournant pour un mélange avec une teneur $\omega = 0,03\%$ donnant un angle maximum de stabilité à $\theta_{max} \approx 82^\circ$.

Nous n'avons pas fait de mesures pour quantifier la cohésion macroscopique de nos mélanges. Nous donnons ici juste une description très qualitative de la variation de la cohésion avec la teneur en huile.

Pour les mélanges avec une teneur de $w = 1,41\%$, la cohésion est déjà très importante. On peut noter la texture particulière du mélange avec des grains regroupés en amas donnant un aspect très désorganisé de la surface de l'empilement comparé au cas sec (voir figure 2.6a). Ces mélanges ont des angles maximum de stabilité supérieurs à 90° .

Pour avoir des angles de stabilité inférieurs à 90° , il faut abaisser significativement la teneur en huile. Pour des mélanges de teneur $w = 0,03\%$, on observe des angles de stabilité de l'ordre de 80° , valeur à comparer avec le cas sec de l'ordre de 35° . Ces derniers ont été mesurés dans un tambour tournant en géométrie confinée (voir figure 2.6b).

2.3.2.4 Compacité des mélanges

Une des difficultés des mélanges cohésifs est de construire des empilements avec une compacité contrôlée. Plus le mélange est cohésif, plus il est difficile de

l'étaler et le compacter.

Nous avons donc fait des tests préliminaires pour savoir s'il est possible de contrôler la compacité des empilements de grains cohésifs lors de leur mise en place. Pour cela, nous réalisons des empilements avec des teneurs en huile diffé-

$\omega(\%)$	0	0.025	0.05	0.075	0.1	0.2	0.3	0.4
ϕ sans compaction	0.558	0.559	0.556	0.551	0.551	0.545	0.520	0.500
ϕ avec compaction	0.592					0.562		

TABLE 2.2 – Compacité d'empilements avec différentes teneurs en huile réalisés selon deux protocoles différents : (i) déposition couche par couche sans compaction et (ii) déposition couche par couche avec compaction. La compaction est réalisée après le dépôt de chaque couche avec un poids exerçant une pression de 1.2 KPa .

rentes dans une boîte de section carrée ($0,15 \times 0,15 \text{ m}^2$) et de 2 cm de profondeur. On a testé deux protocoles de fabrication de l'empilement :

— Sans compaction :

On réalise l'empilement le mélange dans la boîte par couches successives de $0,5 \text{ cm}$ d'épaisseur. Chaque dépôt est aplani à l'aide de mini-râtaeux spécialement dimensionnés pour l'opération. 4 couches sont nécessaires pour remplir la boîte.

— Avec compaction :

On reprend la procédure utilisée précédemment, mais en appliquant après chaque dépôt une pression de $1,2 \text{ KPa}$. Cette pression est réalisée avec un poids de $2,7 \text{ kg}$ réparti sur toute la surface de l'empilement.

La compacité obtenue pour les mélanges avec des teneurs en huile croissantes construits avec les deux protocoles est donné dans le tableau 2.2. On observe que la compacité obtenue avec le protocole sans compaction varie de manière significative (plus de 1%) quand la teneur en huile dépasse $\omega = 0,2\%$. Le protocole avec compaction permet d'atténuer cette baisse de la compacité.

Dans les expériences réalisées en soufflerie, nous avons adopté le protocole le simple à mettre en place, à savoir celui sans compaction. Il faudra retenir que pour les grandes teneurs en huile, c'est-à-dire au-delà de $0,2\%$ les empilements obtenus ont une compacité significativement plus faible que les empilements secs.

2.3.3 Mise en place du lit granulaire

Lors de nos expériences en soufflerie, nous avons utilisé deux configurations pour le lit de sable : (i) un empilement confiné dans une boîte et (ii) un empilement étalé sur toute la largeur de la soufflerie et de longueur variable. La première nous

a permis d'étudier l'effet de la cohésion sur les seuils de transport (statique et dynamique) et la deuxième de caractériser l'influence de la cohésion sur la mise à l'équilibre du transport.

2.3.3.1 Empilement confiné dans une boîte

Pour l'étude des seuils, nous avons opté pour un dispositif qui permet de quantifier précisément l'érosion par un système de pesée. Pour cela, nous utilisons une boîte dans laquelle on place le mélange sable-huile à étudier. Cette boîte est posée à l'intérieur d'un dispositif conçu pour que la surface supérieure de la boîte soit en continuité avec le sol de la soufflerie. Pour cette configuration, le sol est entièrement recouvert de plaques rigides sur lesquelles sont collés des grains de sable de diamètre médian $D = 232\mu m$. La boîte est placée à $5,4 m$ du début de la veine d'essais (voir la figure 2.7) et présente une section carrée de dimension $0,15 \times 0,15 m^2$.

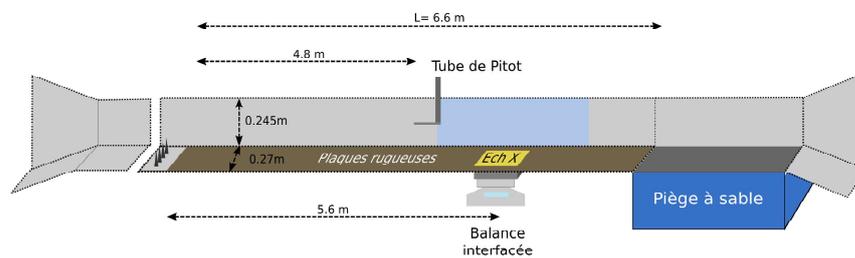


FIGURE 2.7 – Schéma de la veine d'essais dans la configuration où la boîte a été placée à l'intérieur.

En dessous de la boîte, la veine d'essais a été aménagée pour placer une balance interfacée. Nous pouvons ainsi mesurer dans le temps l'évolution de la masse de l'empilement et en déduire un taux d'érosion.

Cette configuration a été utilisée pour étudier les seuils de transport aérodynamique et par impact. Dans le premier cas, l'érosion est produite par un écoulement qui n'est pas chargé en grains (pas d'approvisionnement de grains en amont de la boîte) tandis que dans le second cas, l'érosion est produite par l'impact des grains introduits à l'entrée de la soufflerie et advecté par l'écoulement. Le détail du second protocole est détaillé dans le chapitre 3.

2.3.3.2 Lit de longueur variable

Pour étudier la mise à l'équilibre du transport, nous avons opté pour une seconde configuration. Dans cette configuration, le sol est recouvert d'un lit granulaire de $2,5\text{ cm}$ d'épaisseur sur toute la longueur de la veine. Néanmoins, nous pouvons faire varier la longueur du lit granulaire en recouvrant partiellement celui-ci avec les plaques rigides et rugueuses. Comme illustré sur la figure 2.8, le lit granulaire soumis à l'érosion de l'écoulement est disposé en début de veine. C'est la partie aval qui est protégée par les plaques rigides.

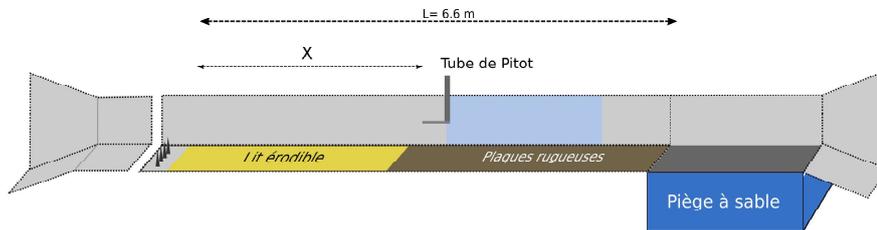


FIGURE 2.8 – Veine d'essais dans la configuration où un lit granulaire de longueur variable est mis en place. La partie amont est soumise à l'érosion par l'écoulement tandis que la partie aval est protégée par des plaques rigides de longueurs variables.

2.4 Mesure du flux de grains

2.4.1 Mesure du flux par pesée

Dans la configuration où nous utilisons la boîte, la masse de l'empilement est mesurée en continu grâce à une balance de précision. La mesure de l'évolution de la masse $M(t)$ de l'empilement en fonction du temps nous permet de calculer le taux d'érosion E à chaque instant défini par :

$$E = \frac{1}{S} \frac{dM(t)}{dt} \quad (2.3)$$

où $S = 2.21 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$ est la section de la boîte. Cette méthode nous permet d'estimer des taux d'érosion moyen sur la durée d'une expérience avec une précision de 10^{-4} g/s . On peut ainsi étudier le taux d'érosion en fonction de la vitesse d'écoulement pour des empilements avec différents teneurs en huile. Les mesures des taux d'érosion nous permettent d'identifier de façon précise les seuils d'érosion comme expliqué en détail dans le chapitre 3.

Les durées typiques des expériences pour cette configuration sont de l'ordre de 10 min en l'absence de flux entrant et plus courte de l'ordre de quelques minutes lorsqu'il y a un flux entrant. Dans le dernier cas, l'érosion est beaucoup plus efficace et nécessite une durée d'expérience réduite.

Dans la configuration avec des longueurs du lit variables, nous piégeons le sable en fin de la veine. La masse de sable piégé sur la durée d'une expérience nous permet de mesurer un flux massique moyen Q^* en fin de veine :

$$Q^* = \frac{M}{T} \quad (2.4)$$

où M est la masse totale de sédiment récupérée en aval de la veine d'essais et T est la durée de l'expérience. La précision sur le flux avec cette méthode de pesée est de l'ordre de 0,01 g/s.

Il est en général utile de se ramener à un flux par unité de la largeur. Il faut donc diviser ce flux par la largeur de la soufflerie. Les travaux antérieurs sur cette même soufflerie ont montré que le flux n'est pas homogène sur la largeur en raison des effets de paroi (Ho (2012)). Pour corriger les effets de paroi, on introduit une largeur effective W_{eff} qui est plus petite que la largeur réelle de la soufflerie. Le flux par unité de largeur, Q est calculé à partir de cette largeur effective :

$$Q = \frac{M}{W_{eff}T} \quad (2.5)$$

où $W_{eff} \approx 0,43W \approx 12,5 \text{ cm}$. Cette valeur de la largeur effective est tirée des expériences de Ho (2012) avec du sable sec. On suppose que cette valeur reste inchangée pour du sable cohésif.

La durée des expériences dans cette dernière configuration est typiquement de 5 à 10 min pour les régimes à basse vitesse (entre 6 et 10 m/s) et un temps plus réduit entre 30 et 150 s pour les régimes haute vitesse (entre 10 et 20 m/s). Cette durée est choisie de manière à éviter qu'une partie du lit soit totalement érodée.

Ces expériences avec un lit de longueur variable nous permettent de déterminer comment évolue le flux en fonction de la longueur du lit et donc d'étudier comment le flux atteint sa valeur d'équilibre. A partir de ces mesures, nous pouvons estimer les longueurs d'amplification et de saturation qui caractérisent respectivement la phase d'amplification et de saturation (cf. chapitre 1) et étudier comment ces dernières varient avec la vitesse de l'écoulement et le degré de cohésion du lit granulaire. C'est l'objet du chapitre 4.

2.4.2 Compteur de Particules

En complément des mesures de flux par pesée, nous avons utilisé un compteur de particules basé sur des méthodes optiques. Le compteur de particules utilisé (voir la figure 2.9a) est un compteur originellement développé pour le transport de neige. Le capteur détecte le passage des grains dans un faisceau de section $2 \times 0.5 \text{ mm}^2$ sur une largeur de $2,5 \text{ cm}$ (voir figure 2.9b). Lorsqu'un grain passe dans le faisceau, il vient partiellement occulter celui-ci. L'atténuation du signal permet d'estimer le diamètre de la particule grâce une loi d'étalonnage. Le SPC permet de mesurer 32 classes de tailles de grains entre 50 et $500 \mu\text{m}$. Le capteur permet d'extraire chaque seconde les informations suivantes :

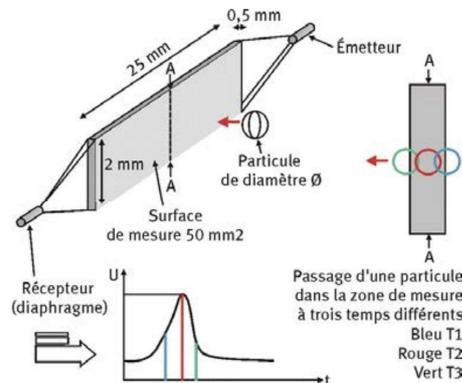
- La distribution granulométrique des particules qui traversent le faisceau.
- La densité de flux q :

$$q = \frac{1}{S_{SPC} T_{ech}} \sum_{n=1}^{32} x_n \frac{\pi}{6} D_n^3 \rho_p \quad (2.6)$$

où $S_{SPC} = 1 \text{ mm}^2$ est la section du faisceau, $T_{ech} = 1 \text{ s}$ est le temps d'échantillonnage du capteur, n est l'indice de classe granulométrique, D_n le diamètre relatif à la classe n et x_n le nombre de particules comptabilisées dans la classe.



(a)



(b)

FIGURE 2.9 – (a). Photo du compteur de particules (b). Schéma de principe du fonctionnement extrait de Bellot and Bouvet-Naaim (2010)

Dans nos expériences, le compteur de particules est placé à la fin de la veine d'essais (i.e., $x = 6,6 \text{ m}$). Le faisceau du capteur est placé à une hauteur $z = 2,5 \text{ cm}$ au-dessus de la surface du lit rigide ou érodable selon les configurations.

Chapitre 3

Seuils de transport pour du sédiment cohésif

3.1 Résumé

Ce chapitre est consacré à l'étude des seuils aérodynamiques et d'impacts pour des lits granulaires cohésifs constitués de mélanges de sable et d'huile de silicone. Il est rédigé en anglais et sous la forme d'un article soumis pour publication.

L'article est reproduit ci-dessous. Nous donnons en préambule un résumé en français. L'humidité est connue pour affecter la cohésion du sable et donc le seuil et le taux de transport. Le transport de sable éolien a été largement documenté pour les lits de sable sec, mais beaucoup moins dans le contexte des lits de sable humide. Un défi majeur pour obtenir des résultats fiables sur le terrain ou en laboratoire dans ce contexte est d'avoir un contrôle précis du niveau d'humidité dans le lit de sable qui est susceptible de fortement varier dans le temps et dans l'espace en raison de l'évaporation. Pour supprimer la variabilité de la teneur en humidité due à l'évaporation, nous employons une approche inédite basée sur l'utilisation de liquide non volatil, à savoir l'huile de silicone au lieu de l'eau, qui assure un bon contrôle de teneur en liquide.

Pour déterminer les seuils de transport, nous avons mis en place la méthode dite de la boîte qui permet de mesurer précisément la masse de l'empilement granulaire au cours de son érosion et d'en déduire les seuils de transport. Les protocoles utilisés pour la détermination des seuils aérodynamiques et d'impacts sont ré-précisés dans les sections 3.4.2 et 3.5.1 . Les expériences menées en soufflerie selon cette approche nous ont permis de mettre en évidence que la vitesse de frottement correspondant au seuil aérodynamique augmente linéairement avec la teneur en liquide tandis que le seuil d'impact s'avère inchangé pour les mélanges cohésifs étudiés. Ces résultats mettent ainsi en exergue que la différence entre le seuil statique et le seuil dynamique augmente avec la cohésion.

Une conséquence pratique de ce résultat est le développement de comportements hystérétiques dans la dynamique du transport dû à la bi-stabilité du système quand la vitesse de frottement est comprise entre le seuil dynamique et le seuil statique. Cela peut expliquer la grande dispersion des mesures du débit massique avec des lits granulaires humides. Pour une évaluation pertinente du débit massique dans ces conditions, il est nécessaire de bien documenter les conditions aux limites en amont comme l'éventuel séchage du lit de sable.

3.2 Introduction

The transport of solid particles by the shearing of a turbulent air flow over particulate beds occurs in many geophysical processes (e.g., wind-blown sand, snow drift, aeolian soil erosion, dust emission). Particle transport involves actually a myriad of challenging physical mechanisms, including particle-particle, bed-particle and fluid-particle interactions. A comprehensive quantification of these interactions in the context of cohesive particulate beds remains a scientific challenge. Aeolian sand transport with non-cohesive particles can be regarded as one of the simplest air-particulate flows, while the transport of moist sand or snow exhibit a much greater complexity.

The complexity of the aforementioned real cohesive systems arises from the fact that the strength of the cohesion may strongly evolve in course of time and spatially. Monitoring these variations in situ at the relevant time and spatial scales is out of the present instrumental capabilities. Also, the potential effects of inter-particle cohesion on transfer of mass, momentum and energy between the moving particles and the static bed remain poorly documented (Namikas and Sherman (1995)). Thus, predicting mass transport rates for these complex systems is very uncertain.

An important issue in wind-blown sand concerns the critical air flow velocity at which transport starts and ceases. These thresholds are referred to as the aerodynamic and impact thresholds, respectively (Bagnold (1941); Kok and Rennó (2009); Durán et al. (2011); Valance et al. (2015)). For dry sand, the impact threshold is significantly smaller (20% less (Bagnold (1941); Ho (2012))) than the aerodynamic one and this is due to the fact that once transport has been initiated, erosion induced by the impact of grains onto the bed is a very efficient mechanism to sustain the saltation transport (Beladjine et al. (2007); Creyssels et al. (2009)). This hysteretic effect between initiation and cessation is expected to be drastically modified for cohesive beds and has not been investigated so far.

Most of studies dedicated to transport of moist sand focused on the modification of the aerodynamic threshold with the moisture level (Chepil (1956); Belly (1962); Bisal and Hsieh (1966); Hotta et al.; McKenna-Neuman and Nickling

(1989)). Presence of moisture in sand is known to create cohesive forces between grains and has thus a strong influence on the initiation of sand transport which requires higher wind strengths. The aerodynamic threshold, also referred to as the static threshold, is defined as the minimum wind friction velocity to set grains into motion from a resting situation (Bagnold (1941)). For a cohesion-less sand bed, the transport is initiated when the friction velocity overpasses a critical value u_s^* given by

$$u_s^* = A \sqrt{\frac{(\rho_p - \rho_f)}{\rho_f} g D}, \quad (3.1)$$

where D is the mean grain diameter, ρ_p and ρ_f are the particle and fluid density, respectively, and A is an empirical coefficient of order of 0.1 (Bagnold (1941)). This relationship can be inferred from a simple force balance between the aerodynamic force and the weight exerted on a grain at the sand bed surface. A typical value of the aerodynamic threshold for dry sand is $u_s^* = 0.21 \text{ m/s}$ for sand grains with mean diameter $D = 0.2 \text{ mm}$ (Ho et al. (2011)).

For moist sand, the aerodynamic threshold is an increasing function of the water content but the literature presents a large spectrum of results regarding the magnitude of moisture effects on the aerodynamic threshold. From wind-tunnel experiments with 0.44 mm sand grains, Belly (1962) reported a logarithmic evolution of the static threshold friction velocity with the water content ω (expressed in percent) from $\omega \approx 0.046\%$ to $\omega = 4\%$:

$$u_{sw}^* = u_s^* (1.8 + 0.6 \log \omega), \quad (3.2)$$

while more recently Hotta et al. proposed also on the basis of wind-tunnel experiments a linear relationship of the static threshold friction velocity with water content which is verified up to $\omega = 8\%$:

$$u_{sw}^* = u_s^* (1 + a_H \omega). \quad (3.3)$$

The authors found that the slope a_H decreases with increasing grain diameter D : $a_H \approx 0.94, 0.30$ and 0.22 for $D = 0.2, 0.5$ and 0.8 mm , respectively. As highlighted by Hotta et al., the great diversity in the experimental data regarding the effect of the moisture on the aerodynamic threshold illustrates the difficulty to control the moisture levels within the bed due to evaporation. To mitigate evaporation process, some of the wind-tunnel experiments were conducted with a saturated air flow, as done by Belly (1962), McKenna-Neuman and Nickling (1989) and Ralairisoa (2020). However, it is quite difficult to maintain an air flow at saturation (i.e., $RH = 100\%$). As a consequence, the water content of the sand bed and in particular within the first layers of the surface is rapidly varying in space and time either through evaporation (under-saturated air) or

condensation (over-saturated air), resulting in an erroneous estimation of the actual water content of the sand surface at the precise instant when sand transport is triggered. Recent experiments (Ralaiarisoa (2020)) reported on intermittent transport regime completely controlled by cyclic evaporation of the superficial layers of the sand bed.

Very few theoretical models were developed to predict the modification of the static threshold due to cohesion. McKenna-Neuman and Nickling (1989) derived an expression for the critical shear velocity using a force balance between the grain weight P_g , the cohesive force F_c and the wind shear stress :

$$u_{sw}^* = u_s^* \sqrt{1 + \alpha Co}, \quad (3.4)$$

where $Co = F_c/P_g$ is the dimensionless cohesion number and α is a constant geometrical parameter ($\alpha \approx 3$). To take benefit of the above relationship, the knowledge of the cohesive force F_c and its dependence with the water content is required, which is a challenge as well. This equation is however useful to infer the strength of the cohesion from the assessment of the static threshold friction velocity u_{sw}^* .

The other important threshold in wind-blown sand is the impact or dynamic threshold and is defined as the critical shear velocity u_d^* at which the transport ceases starting from a situation where the transport is already set. This dynamic threshold is smaller than the static one and is about 80% of the latter (Bagnold (1941); Ho (2012)). The difference between these thresholds leads to bi-stability and hysteric behaviors when the wind friction velocity lies between the dynamic and static threshold. Importantly, the dynamic threshold is a key parameter of the transport law (Valance et al. (2015)) and is thus crucial to determine whether it is altered or not with cohesive sand bed. In contrast to the static threshold, the modification of the dynamic threshold in presence of cohesion has not received a lot of attention. We are only aware of a numerical study (?) which investigates the modification of the splash process with a cohesive bed. One of the salient result of this work is that the impact threshold is expected to be modified when the cohesion number overpasses a critical value of order 5. Experimental evidences are however lacking.

We propose here an original experimental approach to determine both the static and dynamic threshold in the context of cohesive sand beds in an unprecedented controlled manner. This approach allows to get rid of the evaporation process and to control with accuracy the cohesion strength of the sand bed. It is based on the use of silicon oil instead of water to make the sand cohesive. This non-volatile liquid offers the great advantage to suppress evaporation. We conducted wind-tunnel experiments based on this approach and quantify how the aerodynamic and static threshold vary with the liquid content.

The article is organized as follows. Section 2 describes the experimental facility and the approach employed to determine both the aerodynamic and impact erosion threshold. In section 3 and 4 we present the results on aerodynamic and impact erosion rate, respectively, and discuss the influence of the cohesion strength of the sand bed on the respective erosion thresholds. Section 5 summarizes the outcome results and presents outlooks.

3.3 Experimental setup

3.3.1 Wind-tunnel facility

The experiments were carried out in a wind tunnel with a 6.6 m length working section and a 0.245 m × 0.27 m cross section (see Figure 1). We used as a cohesive sand bed a mixture of 0.2 mm sand and silicone oil (AR 20) with a surface tension $\Gamma = 20.6 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$. The sand bed is reduced to a square surface area S of dimensions 0.15 m × 0.15 m. The depth of the sand bed 0.02 m. The sand bed is actually confined in a box placed 5.4 m downstream the entrance of the wind tunnel and its surface is at the same level as the wind-tunnel floor so that there is no discontinuity. The floor of the wind tunnel (i.e., upstream and downstream the sand bed) is made rough with glued sand particles of about the same size of the mixture. The sand bed is weighed continuously during the experiment by means of a scale with a milligram accuracy. This allows to record the erosion rate in course of time (see details further below).

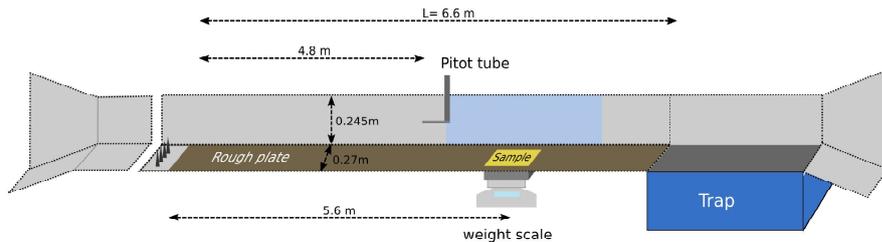


FIGURE 3.1 – Wind-tunnel facility

The air flow velocity profile upstream the sand bed was characterized with Pitot tubes displayed at 10, 15, 20, 25, 30 and 40 mm above the tunnel floor. The profile obeys a classical logarithmic law

$$U(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (3.5)$$

while the friction velocity u^* follows a linear trend with the free stream velocity

U_∞

$$u^* = 0.0388 U_\infty \quad (3.6)$$

and the aerodynamic roughness length z_0 is roughly constant and equal to $z_0 \approx 4.10^{-6} \text{ m} \approx D/50$.

3.3.2 Sand-oil mixture elaboration

Several sand-oil mixtures of about 1 *kg* were elaborated with various liquid content ranging from $w = 0.025\%$ to $w = 0.4\%$. Each mixture was prepared in a larger container and homogenized manually using a metal rode. The mixture is poured layer by layer in the dedicated box. Each layer is about 5 *mm* height and is smoothed out by a level rake before pouring the next layer. The particle volume fraction of the obtained packing slightly decreases with increasing liquid content (see Table 3.1). However, the decrease is relatively weak except for the two largest liquid contents ($\omega = 0.3\%$ and 0.4%). For $\omega = 0$, we obtained a volume fraction of $\phi = 0.558$ while for $\omega = 0.2\%$, we get $\phi = 0.545$.

$\omega(\%)$	0	0.025	0.05	0.075	0.1	0.2	0.3	0.4
ϕ	0.558	0.559	0.556	0.551	0.551	0.545	0.520	0.500

TABLE 3.1 – Mixtures used in the experiments and corresponding volume fractions of the sand packings.

3.3.3 Upstream conditions

We used two different protocols to determine the static and dynamic threshold described below. For the assessment of the static threshold, the upstream air flow is free of particle and the air flow velocity is increased by successive incremental steps. A prescribed air flow velocity is set for a duration of 10 minutes and the mass of the packing is recorded in real time during the run. If the run led to a finite erosion of the sand bed, the packing is rebuilt entirely for the next run. If not, the air flow velocity is incremented using the same packing. When a packing is newly built, the first process is to raise the wind speed above the transport threshold for a short time in order to remove the unstable grains lying at the surface of the packing (McKenna-Neuman and Nickling (1989)).

For assessing the dynamic threshold, similar experiments were conducted but with modified upwind conditions. We prescribed a given incoming particle flux at the entrance of the wind-tunnel. To do this, a hopper filled with dry sand was placed on the roof of the tunnel at 0.5 *m* downstream the entrance. The hopper

was designed to feed the air flow with a constant and small incoming sand flux Q_{in} . The sand bed is then subject to a finite impacting flux Φ which can be augmented progressively via an increase of the wind speed. This procedure allows to assess the erosion rate by impact as explained in details in Section 4.

3.4 Aerodynamic erosion

3.4.1 Temporal variation of the erosion rate

The continuous recording of the mass of the sand bed allows to determine the erosion rate during a given experiment achieved with a prescribed wind speed. Our measurements reveals that the erosion rate $E = (dM/dt)/S$ is constant during the first stage of the erosion process. This means that the mass of the bed is decreasing linearly with time. In a second stage, the erosion decreases with time. This corresponds to the moment where the bed surface is no longer flat due to scouring effects at the downwind of the bed. The second stage occurs when the cumulative mass loss exceeds $\Delta M = 5 g$. In the following, we disregard the second stage of the erosion and infer the erosion rate only from measurements taken in the first stage of the erosion process. The erosion rate is thus calculated via the slope of the curve $M(t)$ in the linear regime :

$$E = \frac{\Delta M}{S\Delta T} \quad (3.7)$$

where ΔM is the cumulative mass loss during the duration linear regime ΔT . Depending of the wind and cohesion strength, the linear regime lasts between a single minute up to more than 10 minutes.

3.4.2 Erosion rate versus Wind speed

We have measured the erosion rate as a function of the wind strength for sand beds with various liquid contents ω ranging from 0.025% to 0.2%. The results are plotted in Fig. 3.2.a. Those indicate that for a given liquid content the erosion rate follows an exponential growth with the wind friction speed u^* :

$$E = A_e \exp\left(\frac{u^*}{u_e^*}\right), \quad (3.8)$$

where u_e^* is the characteristic friction velocity of the exponential growth (see Fig. 3.2.b).

The exponential behavior suggests that transport could be initiated at a vanishing friction velocity if one waits for an infinite time.

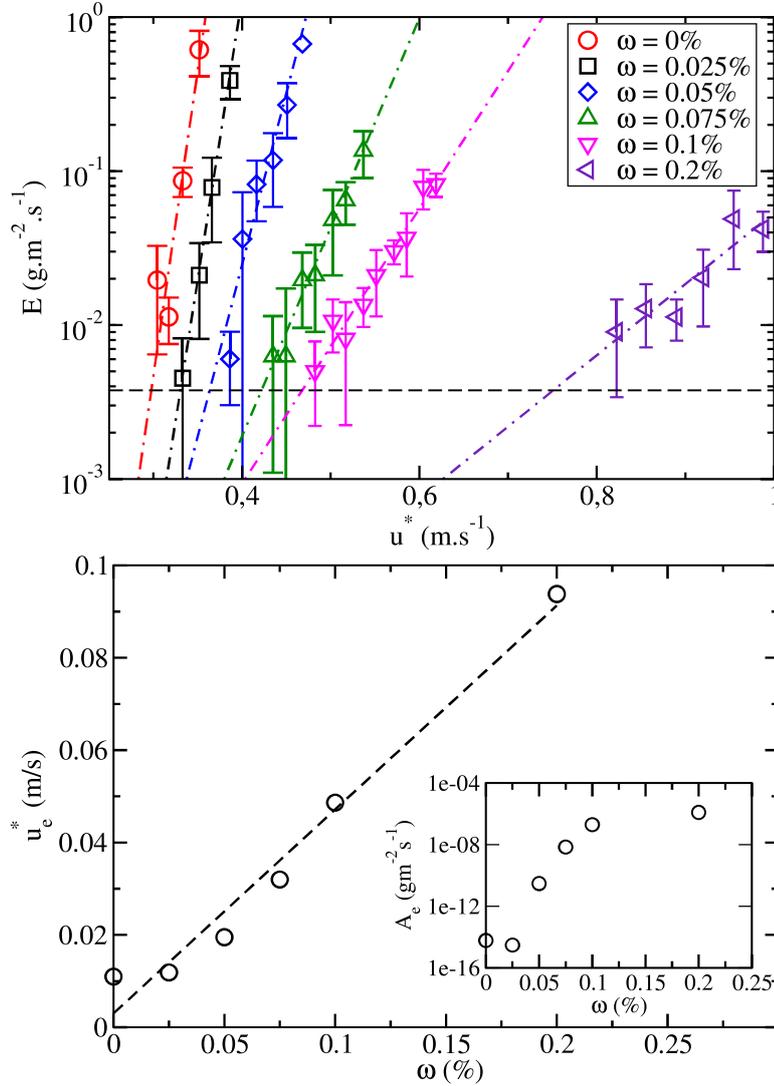


FIGURE 3.2 – (a) Erosion rate E as a function of the friction speed u^* for different liquid content w . The dash-dotted lines represent exponential fits to the data. The horizontal dash line stands for the critical value of the erosion rate E_c used to determine the threshold friction velocity to initiate transport. (b) Characteristic friction velocity u_e^* (see Eq. 3.8) as a function of ω . Inset : Amplitude A_e of the exponential growth as a function ω .

Thus, the existence of a finite threshold for incipient motion can be questioned. Stout and Zobeck (1996) indeed emphasized that the determination of a threshold is dependent of the time of the measure. However, Stout and Zobeck (1996) showed also that although the threshold is sensitive to the time of the mea-

sure, it remains finite. Furthermore, the static impact threshold is bounded by the impact threshold. These arguments suggest that a finite threshold does exist but the experimental assessment is difficult since it depends on the experimental procedure. To circumvent these experimental difficulties, we define the threshold as the erosion rate E overcomes a definite critical value E_c . We chose a critical value $E_c = 4.10^{-3} g/m^2s$, that corresponds roughly to a mass loss $\Delta M \approx 5.10^{-2} g$ within $10 mn$ (which is the typical experiment duration). We selected this value because it is just above the accuracy of the weigh scale. A different choice for the critical value would of course change the results quantitatively but not qualitatively. Using the above criterion, we determine the aerodynamic threshold for our various cohesive sand beds (see Fig. 3.3). We find that the static threshold friction velocity increases linearly with the liquid content :

$$u_{sw}^* = u_s^* (1 + a_\omega \omega) , \quad (3.9)$$

with $a_\omega \approx 7 \pm 0.5$. The static threshold for cohesion-less sand (i.e., $\omega = 0$) is rather large ($u_s^* = 0.3 m/s$) in comparison with the values of the literature ($u_s^* \approx 0.21 m/s$ (Ho et al. (2011))).

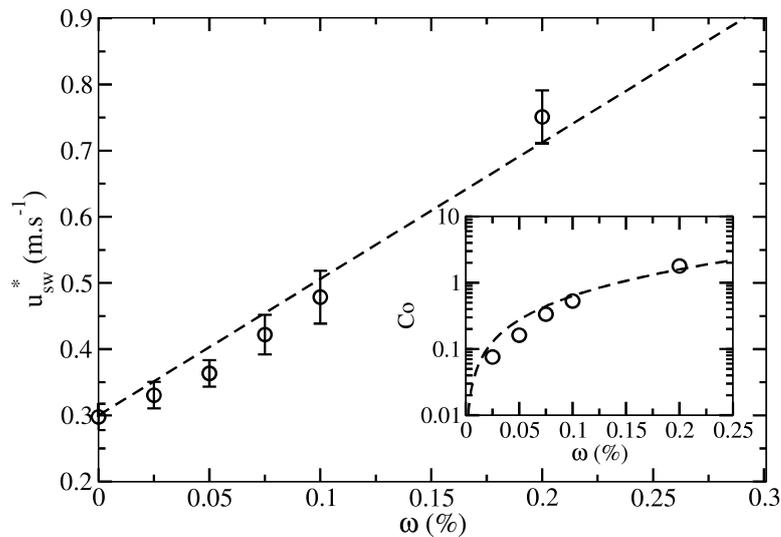


FIGURE 3.3 – Static threshold u_{sw}^* as a function of the liquid content ω . The dash line corresponds to a linear fit to the data (see Eq. 3.9). Inset : The cohesion number Co as a function of the liquid content. The cohesion number Co is obtained from Eq. 3.4. The dash line corresponds to the predicted cohesion strength computed from the linear relationship between the threshold friction velocity and the liquid content : $Co = (a_\omega \omega/3)(2 + a_\omega \omega)$.

We strongly believe that this is due to the finite size of the sand bed. Indeed, the length of the sand bed is expected to play a significant role in the initiation of

the transport since the latter is triggered by events of low probability. A long bed will thus make the occurrence of such events more likely than for a short bed. This issue is of significant importance but is out of the scope of the article. Besides this, our results are in lines with those from Hotta et al. concerning the linear increase with ω . However, the coefficient a_ω is about 10 times greater than that found by Hotta et al. for a sand bed with similar grain size (i.e., $D = 0.2 \text{ mm}$) but mixed with water. These results thus suggest that the oil modifies quantitatively the cohesion strength but not qualitatively, indicating that the cohesion created by liquid oil and water is probably driven by the same physical processes.

Interestingly, we can take advantage of the relationship from McKenna-Neuman and Nickling (1989) (cf Eq. 3.4) to get an estimation of the strength of the cohesion force in terms of the cohesion number. Plugging Eq. 3.9 in Eq. 3.4 yields :

$$Co \approx \frac{a_\omega \omega}{3} (2 + a_\omega w) \quad (3.10)$$

The cohesion number varies between 0.01 to 2 (see the inset of Fig. 3.3). The magnitude of the cohesive strength can be compared with that produced by the capillary force : $Co_{cap} = \pi D \Gamma / mgD \approx 120$ (with $D = 0.2 \text{ mm}$, $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$ and $\Gamma = 20.610^{-3} \text{ N/m}$). The estimated cohesion strength of the investigated sand beds is thus two order of magnitude less than the capillary force which indicates that cohesion is probably driven by very thin films adsorbed on the grains rather than liquid capillary bridges.

3.5 Impact erosion

3.5.1 Upstream conditions

To investigate the erosion by impact, we modified the upstream condition by prescribing a finite incoming particle flow rate $Q_{in} = 0.48 \text{ g/s}$ at the entrance of the wind-tunnel. This value of the flow rate corresponds to the maximum transport capacity of a turbulent air flow over a rigid and bumpy bed at a friction velocity $u^* \approx 0.15 \text{ m/s}$ (Ho et al. (2011)). Experiments should then be operated at a shear velocity greater than 0.15 m/s in order that the prescribed particle mass flow rate remains uniform along the wind-tunnel until approaching the sand bed. For smaller values of the shear velocity, the flow is not able to transport the prescribed mass flux and deposition occurs resulting in a decreasing mass flux with downstream distance.

The grains released at the entrance of the wind tunnel experience a saltation motion and are expected to be quickly in equilibrium with the flow. Their equilibrium downstream velocity as well as their mean saltation height and length, are governed by the strength of the flow. It is thus necessary to characterize the

properties of the saltating grains when they impact the sand. Two important properties should be determined : the vertical flux Φ (i.e., the number of particles impacting per unit area) and their impacting velocity V_i . According to the experimental and numerical studies on the impact process (Oger et al. (2005); Beladjine et al. (2007)) we expect that the impact erosion rate E depends on both quantities and is expressed as

$$E = \Phi \times N_{ej}(V_i, Co\dots), \quad (3.11)$$

where N_{ej} is the number of ejected grains produced by a single impact that depends on the velocity V_i of the impact particle but also on the mechanical properties of the bed such as the cohesion strength.

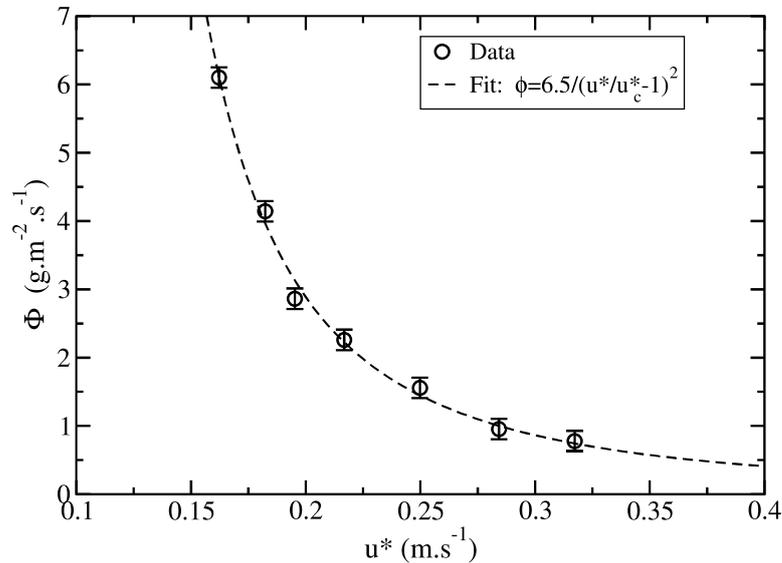


FIGURE 3.4 – Impact flux Φ as a function of the shear velocity u^* for a given incoming flux $Q_{in} = 0.48 \text{ g/s}$.

The impact velocity is directly inferred from measurements made by Ho (2012). They reported that the equilibrium velocity of saltating particles over a rigid bed is completely determined by the flow strength and proposed the following empirical relationship for 0.2 mm sand grains

$$\frac{V_{imp}}{\sqrt{gd}} \approx 80 (u^*/u_{dr}^* - 1), \quad (3.12)$$

where u_{dr}^* is the critical shear velocity to sustain saltation transport on a rigid bed with $u_{dr}^* \approx 0.128 \text{ m/s}$. The relation holds as long as the flow is far from being saturated, that is when the grains are so dilute that they do not have any feed-back effect on the flow.

The impact flux Φ was directly measured by trapping the impacting grains at the location of the sand bed. To do so, we replace the sand bed by an equivalent surface acting as a sand trap. The container used for the sand bed was filled instead by a viscous liquid (sunflower oil). Doing so, we avoid both evaporation of the liquid and ensure an efficient trapping. The flux is assessed by the same system of weighing used to determine the erosion rate. Fig. 3.4 presents the variation of the vertical flux Φ as a function of the shear velocity u^* for a prescribed incoming mass flux $Q_{in} = 0.48 \text{ g/s}$. As expected, the latter decreases with increasing shear velocity and the decreasing trend is well captured by $\Phi \propto Q_{in}/(u^*/u_{dr}^* - 1)^2$. This is in agreement with the findings from Ho et al. (2011). In a steady and fully developed state of transport, the impact flux is given by $\Phi = Q/l_{salt}$ where l_{salt} is the mean saltation length and Q the mass flow rate. Ho et al. (2011) showed that on a rigid and bumpy bed, the mean saltation length scales as $(u^*/u_{dr}^* - 1)^2$, which is fully compatible with our results on Φ .

3.5.2 Experimental results

As the impacting flux is varying in our experiments, the impact erosion rate E is rescaled by the impacting flux Φ and can be interpreted as the mean number of particles ejected by a single impact. The experimental data are reported in Fig. 3.5 where we display the rescaled erosion rate E/Φ as a function of the friction velocity for 4 different cohesion strengths. We can clearly identify a critical friction velocity u_d^* for impact erosion.

The first salient result is that the impact threshold friction velocity is insensitive to the level of cohesion of the bed : $u_d^* \approx 0.16 \text{ m/s}$. This threshold value is consistent with those founded in the literature in the context of cohesion-less sand beds. For example, Ho et al. (2011) reported a dynamical threshold $u_d^* \approx 0.17 \text{ m/s}$ for 0.2 mm cohesion-less sand, consistent with our value. Interestingly, the value of the dynamic threshold corresponds to a critical impact velocity $V_{i,c} \approx 20\sqrt{gd}$. This value is about twice smaller than that found from model collision experiments with 6 mm plastic beads (Beladjine et al. (2007)) where $V_{i,c} \approx 40\sqrt{gd}$.

The second salient result is that close to the threshold, the rescaled impact erosion rate E/Φ obeys an linear law

$$\frac{E}{\Phi} \approx N_0 \left(\frac{u^*}{u_d^*} - 1 \right), \quad (3.13)$$

where N_0 is a fitting parameter which is found to decrease with increasing cohesion strength (see Fig. 3.5.b). Two important comments follow. Using the relationship between the impact velocity and the friction velocity (cf Eq. 3.12), the rescaled

impact erosion rate E/Φ can be expressed in terms of the impact velocity as :

$$\frac{E}{\Phi} \approx \frac{N_0(\omega)}{5} \left(\frac{V_i}{V_{i,c}} - 1 \right). \quad (3.14)$$

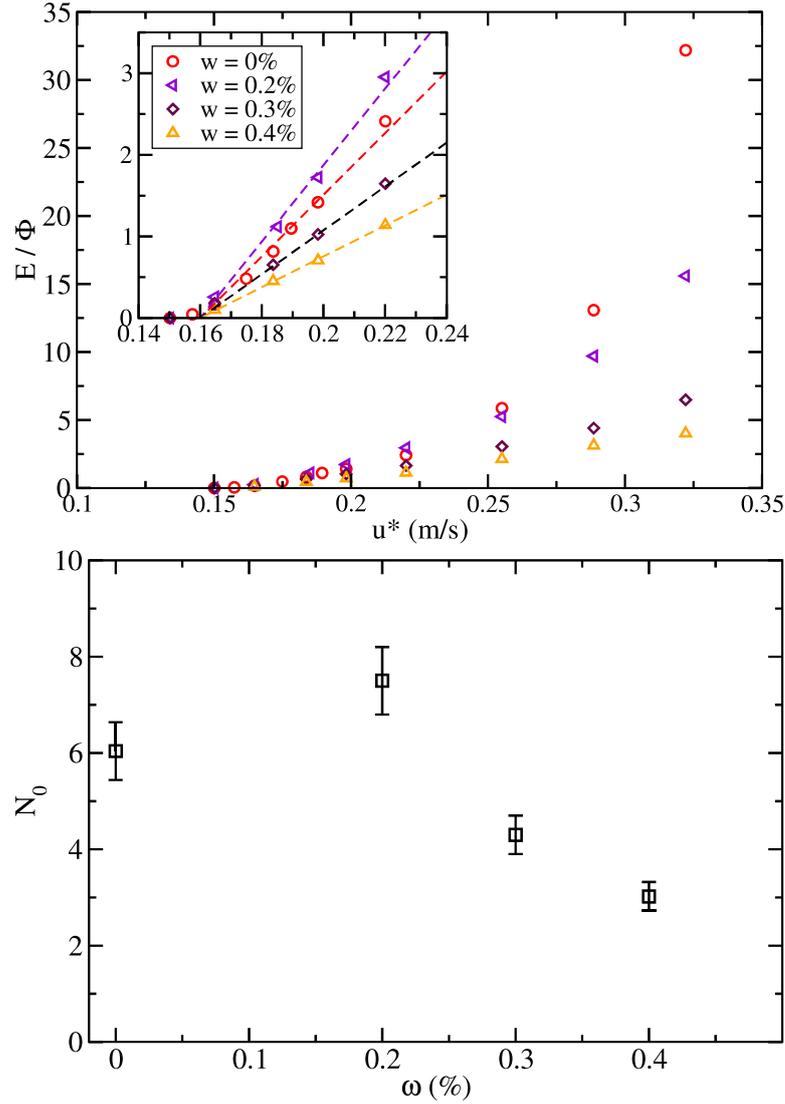


FIGURE 3.5 – (a) Rescaled impact erosion rate E/Φ as a function of the friction velocity for different cohesion strengths. Inset : Magnification of the region close to the threshold underlining the linear trends of the impact erosion rate. (b) N_0 as a function of the liquid content ω (see Eq. 3.13).

To derive this relationship, we used that $u_d^*/u_{dr}^* \approx 5/4$. The latter expression

is compatible to that proposed by Beladjine et al. (2007) for the number of grains ejected after an impact in the context of model collision experiments with a cohesion-less packing. We emphasize here that the critical impact velocity to trigger particle ejection is not modified by the cohesion of the packing. Only, the efficiency of the ejection process, encoded through the quantity N_0 , is altered by the cohesion.

The second important point to mention is that the linear behavior of the impact erosion rate E with the friction velocity or impact particle velocity is observed only close to the impact erosion threshold (i.e., $0.16 \text{ m/s} < u^* < 0.22 \text{ m/s}$). Far above the threshold, the increase becomes non-linear with a power-law greater than 1. Several plausible additional physical mechanisms may act in concert to increase the efficiency of the measured erosion rate at high friction velocity. An additional contribution may result from the direct aerodynamic erosion but also from a chain reaction process. Indeed, as the bed has a finite size, the ejected grains may rebound several times before leaving the bed. If the latter are sufficiently accelerated by the wind, we may trigger other ejection events as they hit the bed as in a chain reaction process. We believe that this process is responsible for the non-linear behavior of the erosion rate at high friction velocity.

3.6 Discussion and conclusion

With our original experimental set-up, we were able to assess the aerodynamic and impact thresholds in the context of the cohesive sand beds. Importantly, we used oil silicone instead of water to make the sand bed cohesive. This allows to get rid of the issue of water evaporation which makes difficult to control the cohesion properties of the bed in course of time.

The first major and new result is that the aerodynamic threshold friction velocity increases linearly with the liquid content, while the dynamic threshold remains unchanged with increasing cohesion strength, in the range of cohesion investigated so far (i.e., up to cohesion number $Co \approx 2$). It thus results that the critical impact velocity $V_{i,c}$ to trigger impact erosion is unaffected by cohesion in this range. A similar result was reported in numerical simulations of the impact process on cohesive granular packings by Ralaïarisoa et al. (2022). Their numerical outcomes indicate that the critical particle impact velocity is unchanged as long as the cohesion number is less than 5. According to that prediction, an effect is expected to appear for liquid content ω greater than 0.4%, which was not reached in our experiments.

The second important result is that aerodynamic erosion rate shows an exponential increase with the friction velocity both for cohesion-less and cohesive beds. This raises the question to set an appropriate criterion to define a mea-

ningful aerodynamic threshold. To circumvent this difficulty, we used a criterion based on a critical value of the erosion rate in compliance with the weigh scale accuracy. In contrast, the impact erosion rate obeys a linear law with the friction velocity.

The most impressive effect of the cohesion is to increase the difference between the static and dynamic threshold. A practical consequence of this outcome is the development of strong hysteretic behaviors due to bi-stability if the wind friction velocity lies between the static and dynamic threshold. This may explain the large dispersion in the mass flow rate measurements in the context of cohesive beds. For a relevant assessment of the mass flow rate in these conditions, it is necessary to document carefully the upstream boundary conditions as well as the recent past history of the transport.

An important forthcoming issue is to determine the maximum transport capacity of the wind in the context of cohesive sand beds (McKenna-Neuman and Maljaars (1998); Davidson-Arnott et al. (2005)). For cohesion-less sand bed, the intensity of the saturated mass flow rate (i.e., in steady and fully developed state) is governed by the shear stress excess, that is the difference between the actual friction velocity u^* and the dynamic threshold friction velocity u_d^* . As the dynamic threshold is insensitive to cohesion (at least in a definite range of cohesion strength), our expectation is that the saturated flow rate should remain independent of the bed cohesion. The experimental verification of this conjecture is currently under investigation.

Chapitre 4

Mise à l'équilibre du transport de sable et effet de la cohésion inter-grains

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à la variation des seuils du transport éolien pour un lit de sable cohésif de longueur réduite (quelques centimètres). Cette méthodologie nous a montré une augmentation du seuil aérodynamique avec la cohésion tout en suggérant que la mesure de ce seuil était probablement dépendant de la longueur du lit érodable. Dans ce chapitre, nous étudions l'influence de la cohésion sur la mise à l'équilibre du transport avec des mélanges sable-huile. Nous utilisons la méthodologie expliquée dans la section 2.4 avec des lits de longueurs variables. Nous mesurons le flux du sable transporté à la fin de la veine en fonction de la longueur du lit érodable. Cette méthode a déjà été employée et éprouvée par Selmani et al. (2018) pour étudier la relaxation vers le flux d'équilibre avec du sable sec dans le régime de transport par saltation.

Nous présentons d'abord les résultats avec du sable sec sur un lit de longueur variable de $0,2\text{ m}$ à $6,6\text{ m}$ dans une gamme de vitesse étendue au régime de transport par suspension collisionnelle. Nous étudions ensuite ce phénomène de relaxation pour du sable de cohésion croissante et nous analysons comment les longueurs d'amplification et de saturation, qui caractérisent les 2 phases de la mise à l'équilibre, varie avec la cohésion et la vitesse de l'écoulement. Enfin, l'utilisation d'un compteur de particules capable de mesurer la densité de flux à la fréquence du Hz apporte une vision nouvelle de la couche de transport dans des états non saturés qui ne sont pas à l'équilibre. Nous étudions en particulier les fluctuations temporelles du flux et son caractère intermittent.

4.1 Transport de sable sec à l'équilibre

Dans cette première section, nous présentons les résultats de mise à l'équilibre du flux avec du sable sec dans une configuration où il n'y pas d'apport de grains en amont de la soufflerie (condition de flux nul en entrée).

4.1.1 Régime de saltation

4.1.1.1 Mesure du flux saturé

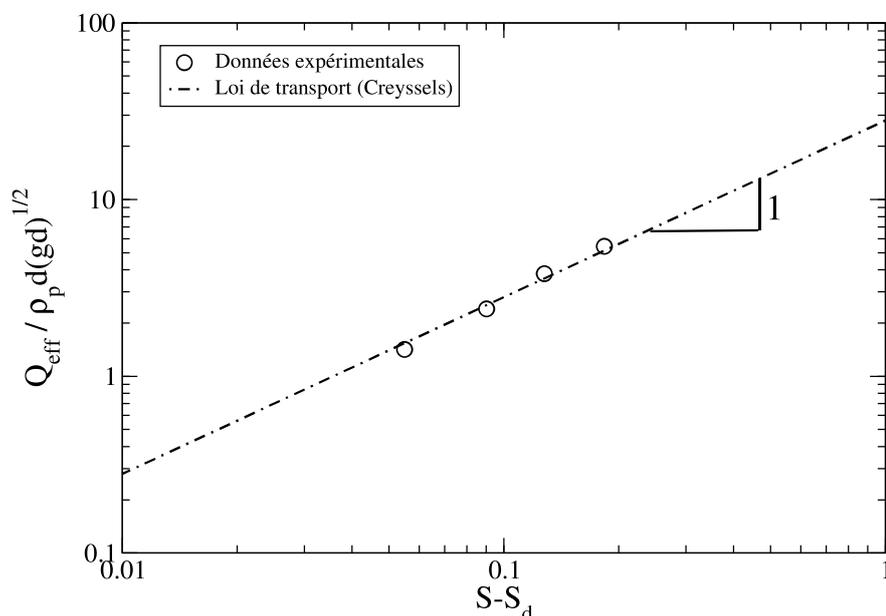


FIGURE 4.1 – Flux efficace mesuré en fin de soufflerie pour un lit complet de 6,6 m en fonction de l'intensité de l'écoulement dans le régime de transport par saltation. Le flux est adimensionné et l'intensité de l'écoulement est donnée en termes de l'écart au nombre de Shields critique.

Nous avons estimé le flux saturé dans le régime de saltation (voir figure 4.1). Les mesures ont été réalisées avec un lit complet pour être sûr que le flux soit saturé en fin de soufflerie. Nous confirmons que dans un régime de vent modéré le flux suit une loi linéaire avec le nombre de Shields :

$$Q_{\text{sat}} \propto (S - S_d) , \quad (4.1)$$

où $S_d \approx 0,008$ est le nombre de Shields critique correspondant au seuil dynamique en sec. Nous retrouvons la même valeur que celle obtenue par (Ho (2012)). Ce

comportement linéaire est observé jusque pour des nombres de Shields de l'ordre 0,3 (équivalent à des vitesses U_∞ de l'ordre 11 m/s). La déviation au comportement linéaire signe la fin de régime de saltation et l'entrée dans le régime collisionnel (Ralaiarisoa et al. (2020)).

4.1.1.2 Longueurs de saturation et d'amplification

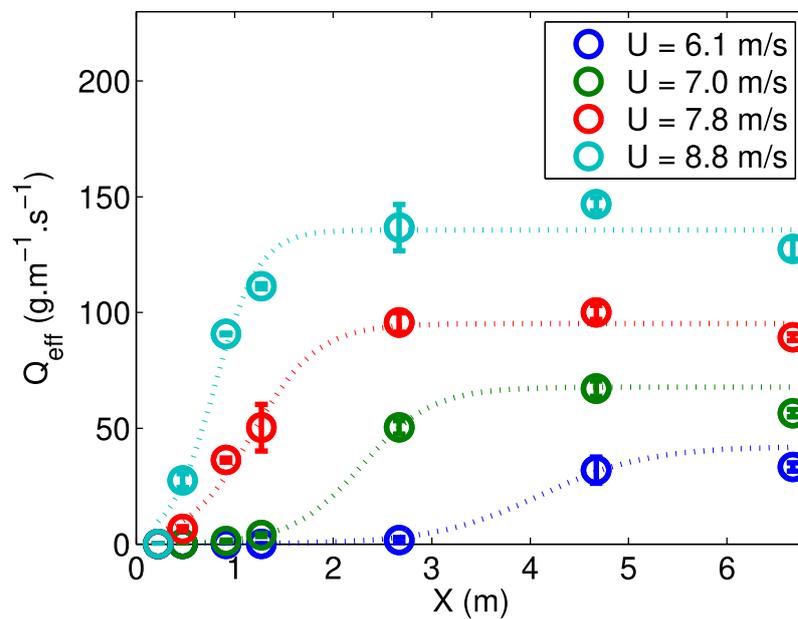


FIGURE 4.2 – Variation du flux efficace en fonction de la longueur x du lit érodable dans le régime de saltation pour différentes vitesses : $U_\infty = 6,1 m.s^{-1}$, $U_\infty = 7,0 m.s^{-1}$, $U_\infty = 7,8 m.s^{-1}$ et $U_\infty = 8,8 m.s^{-1}$.

A partir des mesures de flux en fonction de la longueur du lit érodable, nous pouvons reconstruire l'évolution du transport vers la saturation (voir la figure 4.2). Nous avons tracé également des courbes d'ajustement en utilisant le modèle de relaxation non-linéaire. A partir de ce modèle, nous pouvons estimer les longueurs de saturation et d'amplification définies en section 1.1.8. Nous obtenons ainsi l'évolution de ces deux grandeurs en fonction de la vitesse U_∞ (voir sur la figure 4.3). Comme cela avait déjà été observé par Andreotti et al. (2010) et Selmani et al. (2018), nous confirmons que la longueur de saturation est approximativement indépendante de la vitesse du vent avec une valeur de $L_{sat} \approx 0,3m$ (on notera un écart pour la vitesse la plus faible) et que la longueur d'amplification diminue avec l'écart au seuil aérodynamique.

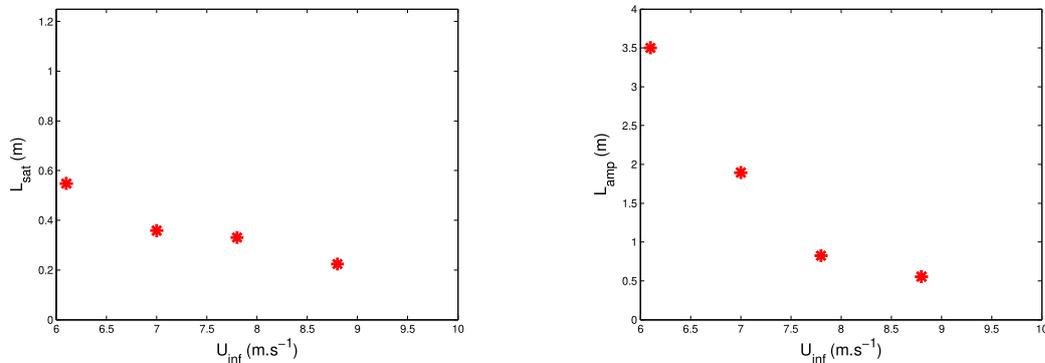


FIGURE 4.3 – Longueur de saturation (a) et longueur d'amplification (b) en fonction de la vitesse U_{inf} pour une gamme correspondante au régime de saltation.

4.1.2 Régime de suspension collisionnelle

4.1.2.1 Mesure du flux

Nous avons poursuivi les mesures dans le régime collisionnel. Nous présentons sur la figure 4.4 les résultats de ces mesures de flux avec un lit complet.

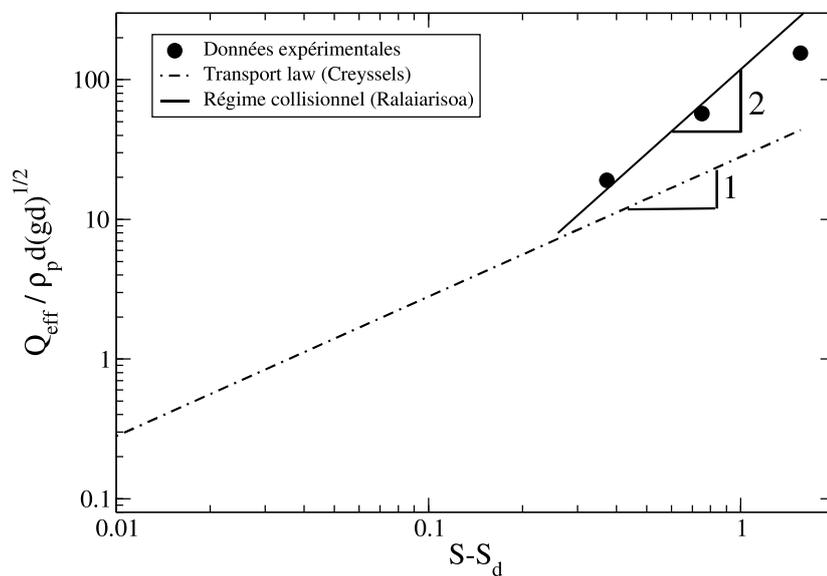


FIGURE 4.4 – Flux efficace avec un lit complet en fonction de l'écart au Shields critique dynamique dans le régime collisionnel

Nous observons que le flux mesuré s'écarte de l'évolution linéaire en Shields

(Ralaiarisoa et al. (2020)). Ce second régime peut être approché approximativement par une loi quadratique en Shields. On remarque que les deux premiers points de mesure semblent bien suivre une loi quadratique tandis que pour le dernier point s'en écarte. Nous verrons dans le paragraphe suivant que pour ce dernier point de mesure le flux n'est pas complètement saturé.

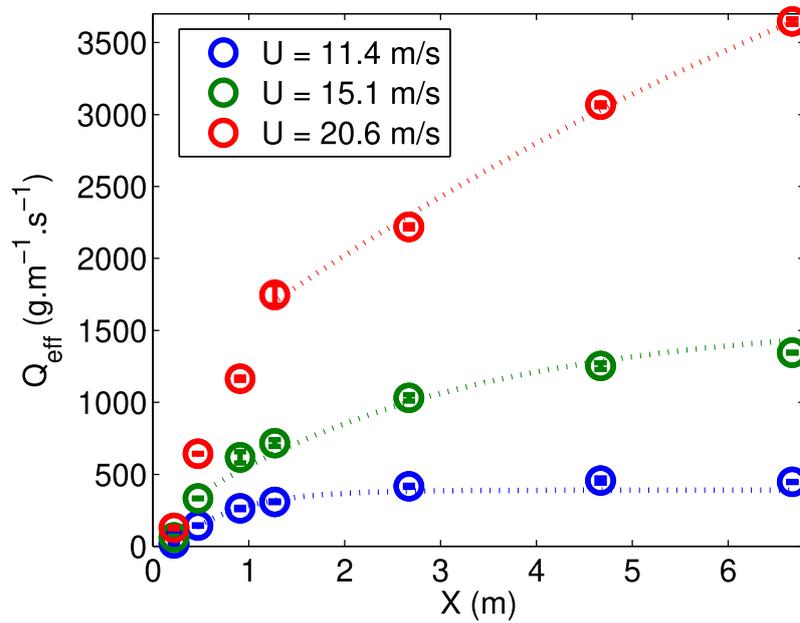


FIGURE 4.5 – Flux efficace en fonction de la longueur x du lit érodable dans le régime collisionnel pour différentes vitesses d'écoulement : $U = 11,4 \text{ m.s}^{-1}$, $U = 15,1 \text{ m.s}^{-1}$ et $U = 20,6 \text{ m.s}^{-1}$

4.1.2.2 Mesure de la longueur de saturation

Nous avons cherché à caractériser la mise à l'équilibre du flux dans le régime collisionnel et nous avons déterminé les longueurs d'amplification et de saturation dans ce régime.

Les profils d'évolution du flux en fonction de la longueur du lit érodable sont tracés sur la figure 4.5 pour les trois vitesses étudiées dans ce régime. Ceux-ci indiquent que pour la plus forte vitesse, le flux continue d'augmenter et n'a pas donc toujours pas atteint sa valeur saturée avec un lit complet de $6,6 \text{ m}$.

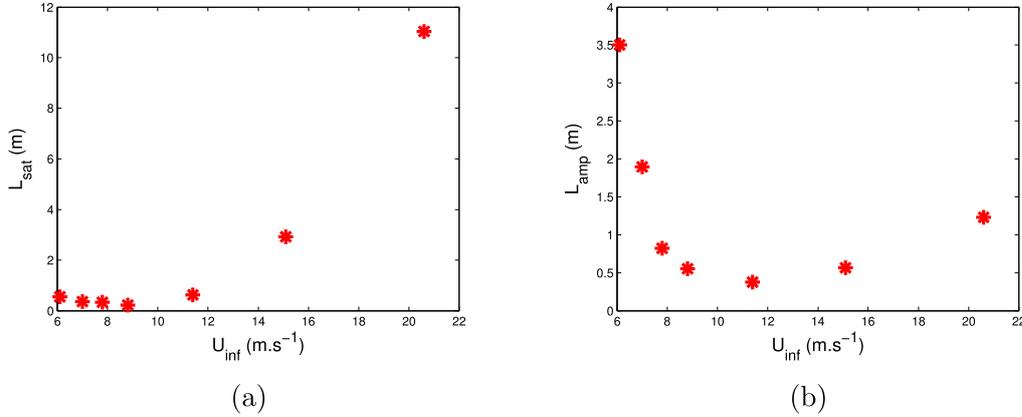


FIGURE 4.6 – Longueur de saturation (a) et longueur d’amplification (b) en fonction de la vitesse U_{inf} dans le régime de saltation et dans le régime collisionnel.

A partir des profils d’évolution des flux, nous pouvons extraire les longueurs d’amplification et de saturation (voir la figure 4.6a). Nous trouvons que dans le régime collisionnel la longueur de saturation augmente très significativement avec la vitesse de l’écoulement tandis que la longueur d’amplification reste globalement invariante. On rappelle que le processus de saturation correspond à la phase de rétroaction des grains sur l’écoulement. Le résultat est que la longueur de relaxation (qui est la somme de la longueur d’amplification et de la longueur de relaxation) augmente avec la vitesse de l’écoulement dans le régime de suspension collisionnelle et peut ainsi dépasser les dimensions de la soufflerie.

4.2 Transport de sable cohésif

4.2.1 Influence de la cohésion sur la mise à l’équilibre du transport ($Q_{in} = 0$)

Nous avons vu dans le chapitre 3 que l’initiation du transport par le vent était fortement impacté par la teneur en liquide avec une augmentation du seuil aérodynamique (figure 3.3). Nous pouvons nous attendre à voir également un effet de la cohésion sur l’ensemble du processus de mise à l’équilibre, depuis l’initiation du transport jusqu’au processus de saturation. Nous étudions dans cette section l’ensemble du processus de relaxation dans le contexte de mélanges cohésifs.

Nous avons utilisé des mélanges cohésifs avec deux teneurs en liquide de $w = 0.05\%$ et $w = 0.1\%$. Nous trouvons un développement du transport vers l’équilibre très différent du cas "sable sec" pour une même vitesse imposée dans la soufflerie (voir voir figure 4.7). La figure 4.7 présente les flux de sable transpor-

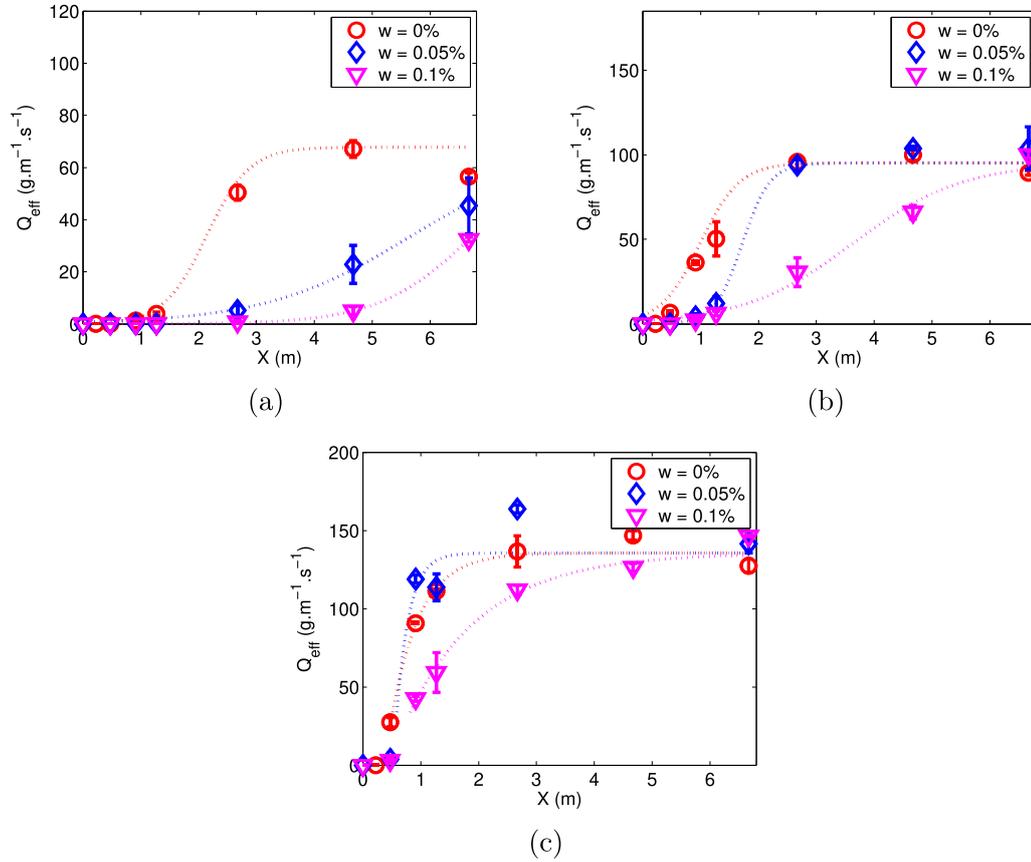


FIGURE 4.7 – Flux efficace en fonction de la longueur du lit érodable pour différentes teneurs en liquide et différentes vitesses : (a) $U_{\infty} = 7 \text{ m.s}^{-1}$, (b) $U_{\infty} = 7,8 \text{ m.s}^{-1}$, (c) $U_{\infty} = 8,8 \text{ m.s}^{-1}$

tés en fonction de la longueur x de lit érodable pour le cas sec et deux mélanges cohésifs. Pour la vitesse la plus faible (figure 4.7a), nous observons un décalage vers les x croissants de la fin de la phase d'amplification et donc une augmentation globale de la longueur de relaxation. Nous voyons également que le flux n'a pas atteint l'équilibre même avec un lit érodable complet de $6,6 \text{ m}$ de long et ceci pour les deux mélanges cohésifs.

Pour les vitesses un peu plus élevées (voir figures 4.7b et 4.7c), nous faisons les observations suivantes :

- nous confirmons d'un part les résultats obtenus à plus faible vitesse, à savoir que la longueur de relaxation augmente avec la cohésion.
- d'autre part, les flux saturés ne semblent pas dépendre de la cohésion. On

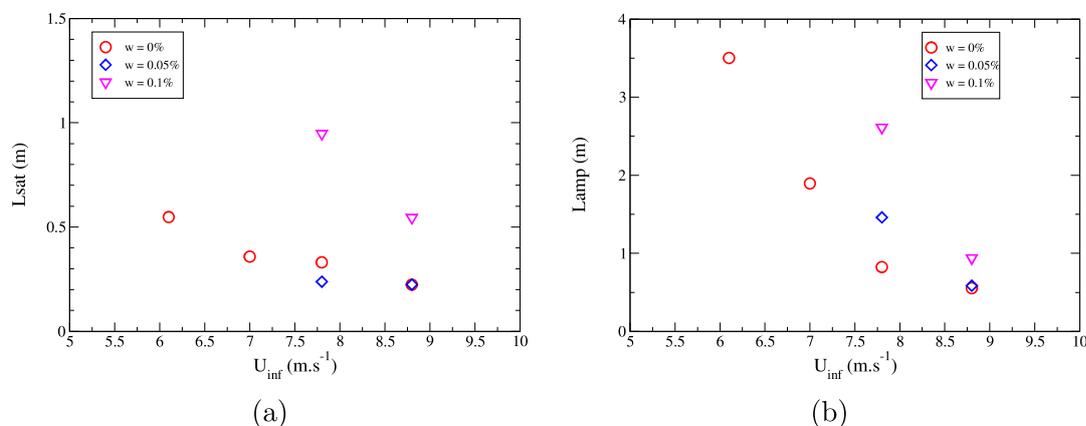


FIGURE 4.8 – Longueur de saturation (a) et longueur d'amplification (b) en fonction de la vitesse U_{∞} pour différentes teneurs en huile.

obtient en effet des valeurs saturées très proches du cas de référence sec.

Les courbes de la figure 4.7 mettent aussi clairement en évidence l'effet de la vitesse de l'écoulement : la longueur de relaxation diminue avec la vitesse du vent et inversement, augmente quand la vitesse décroît vers sa valeur seuil jusqu'à ne plus pouvoir atteindre le flux saturé pour des vitesses modérées et des cohésions fortes (voir figure 4.7.a).

A partir de ces courbes de relaxation du flux, nous pouvons évaluer des longueurs de saturation et d'amplification (Section 1.1.8) pour les deux mélanges cohésifs en fonction de la vitesse. Sur la figure 4.8a, nous montrons l'évolution de L_{sat} avec la vitesse pour les deux mélanges cohésifs et la référence avec du sable sec. Elle dépend peu de la vitesse quand elle est "nettement" supérieur à sa valeur critique. Le fait qu'elle semble augmenter pour $w = 0, 1\%$ pourrait être simplement expliqué par l'augmentation de la vitesse seuil d'érosion aérodynamique qui a été observée dans le cas des expériences sur des petites boites dans le chapitre 3.

Concernant les longueurs d'amplification (voir la figure 4.8b), nous trouvons, comme pour le cas sec, une diminution plus importante de L_{amp} avec la vitesse pour toutes les cohésions. En effet, le phénomène d'amplification est beaucoup plus sensible au mécanisme d'initiation du transport par le vent que le mécanisme de saturation, vu surtout comme une conséquence de la rétroaction des grains sur le vent. Comme avancé par Andreotti et al. (2010), cette longueur devrait présenter une divergence lorsque la vitesse tend vers le seuil aérodynamique dont nous avons démontré la forte dépendance vis-à-vis de la cohésion dans le chapitre 3.

4.2.2 Influence d'un flux amont ($Q_{in} \neq 0$)

Comme nous l'avons vu, la cohésion a tendance à retarder la mise à l'équilibre et dans certaines configurations, nous n'atteignons pas la saturation du transport avec un lit complet de 6,6 m. Dans ces cas, le forçage de la mise en transport par un flux amont $Q_{in} \neq 0$ permet d'obtenir un flux à l'équilibre plus rapidement en court-circuitant le mécanisme d'amplification.

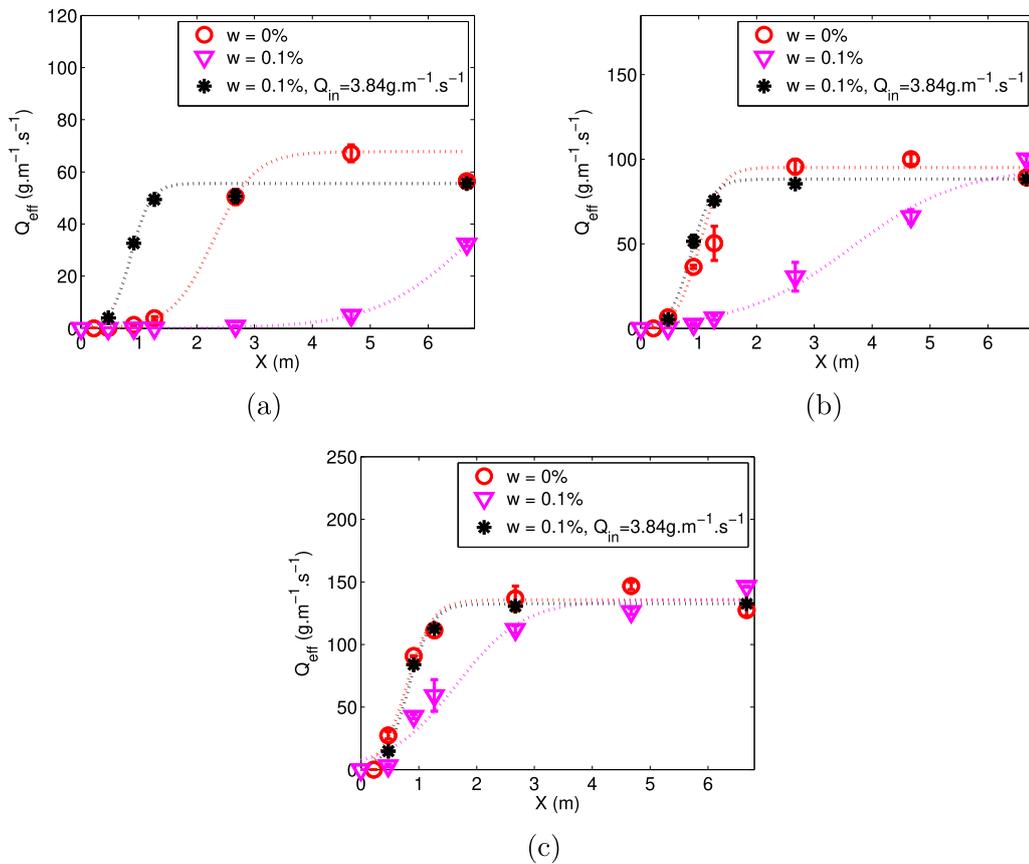


FIGURE 4.9 – Flux efficace en fonction de la longueur du lit érodable dans le régime de saltation pour un mélange cohésif ($w = 0.1\%$) avec un flux entrant : (a) $U_{\infty} = 7 m \cdot s^{-1}$, (b) $U_{\infty} = 7,8 m \cdot s^{-1}$, (c) $U_{\infty} = 8,8 m \cdot s^{-1}$

Pour s'affranchir de la problématique d'obtention d'un flux saturé qui nécessite une longueur de soufflerie supérieure à une longueur de relaxation, il est possible de partir d'un état de transport non nul. Nous avons modifié les conditions de flux au début de la soufflerie en imposant un flux entrant Q_{in} selon la méthode présentée en 2.1.1.3. Sur la figure 4.9, nous présentons l'évolution du flux en fonction de la longueur du lit érodable que pour un mélange cohésif avec un flux

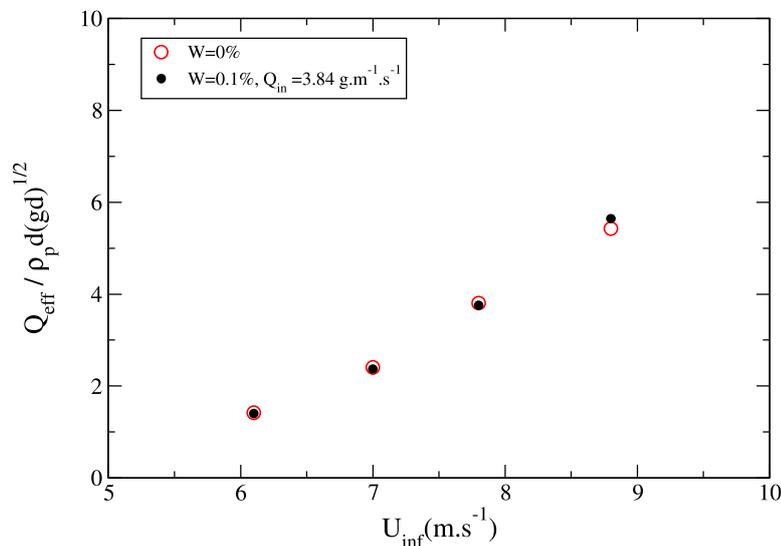


FIGURE 4.10 – Flux saturé en fonction de U_{∞} pour un mélange cohésif ($w = 0, 1\%$) et du sable sec

entrant non-nul. On voit que le processus d'amplification est totalement shunt  et que nous arrivons très vite à la saturation. Seule persiste la phase de saturation. Ces nouvelles expériences suggèrent également que le processus de saturation est le même que pour le sable sec.

Cette méthode permet d'atteindre le flux saturé sur une distance plus courte et de nous affranchir de la contrainte liée à la longueur de la soufflerie. Ainsi, nous pouvons avoir accès aux valeurs de flux saturés que nous n'avions pas pu déterminer sans flux en entrant, notamment dans les conditions de faibles vitesses et fortes cohésions.

La figure 4.9 permet également d'obtenir l'évolution du flux dans sa relaxation vers l'équilibre, et si le processus d'amplification a disparu, ces nouvelles expériences semblent nous suggérer que le processus de saturation est le même que pour le sable sec.

Nous pouvons ainsi estimer les flux saturés pour toutes les situations étudiées avec les mélanges cohésifs et les comparer aux flux saturés obtenus dans le cas sec (voir la figure 4.10). Nous voyons clairement que les flux saturés avec des mélanges cohésifs sont identiques au cas sec pour la gamme de vitesse étudiée dans le régime de saltation.

Ce résultat est nouveau et important pour la communauté. Cette indépendance du flux saturé avec la cohésion peut être interprétée par la capacité de transport du vent qui correspond surtout à une concentration maximale de grains et non pas à des conditions de rebond (splash) qui pourrait être modifiées pour

des fortes cohésions (supérieures à celles utilisées dans nos expériences). En effet, le chapitre 3 (Section ??) a montré que le seuil d'impact n'était pas modifié par les niveaux de cohésion dans nos expériences. Notons le cas extrême étudié par J.-L. Ralaiarisoa (Ralaiarisoa (2020)) du transport sur sol rigide pour lequel la capacité de transport est nettement augmentée avec un nuage de grains plus dilué avec des rebonds plus hauts.

4.2.3 Régime de suspension collisionnelle pour du sable cohésif

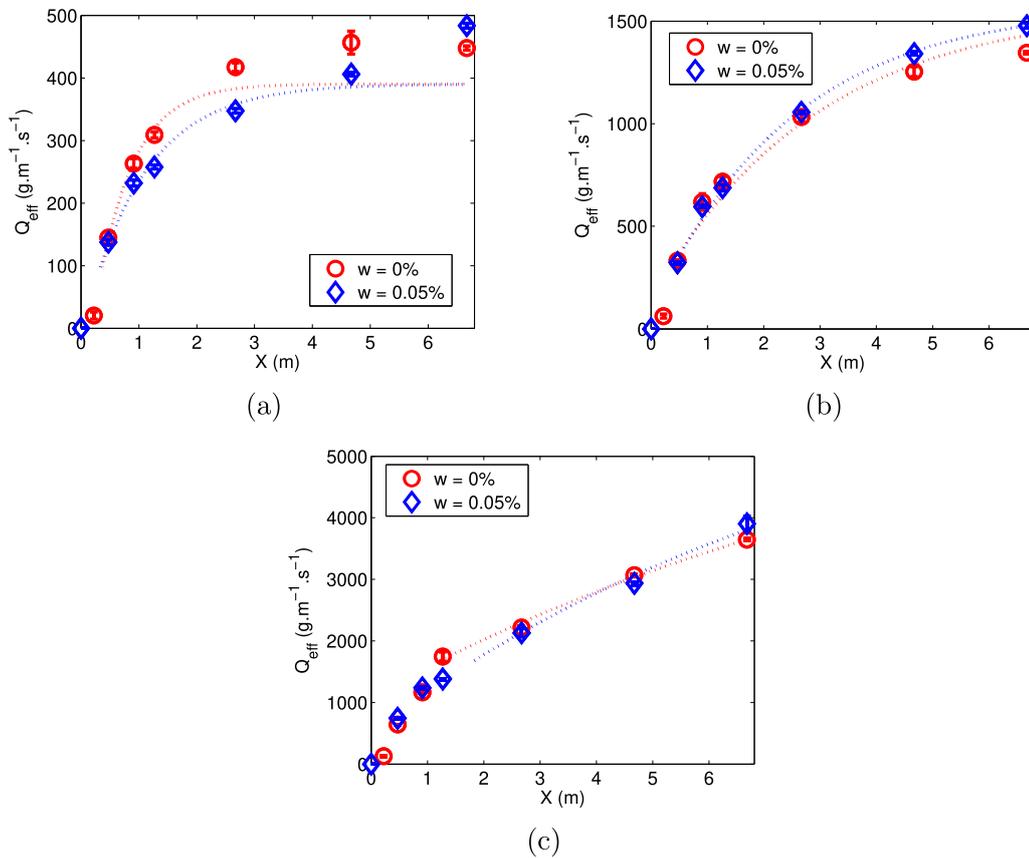


FIGURE 4.11 – Flux efficace en fonction de la longueur du lit érodable dans le régime collisionnel pour un mélange cohésif à $w = 0.05\%$: (a) $U_{\infty} = 11.4 \text{ m.s}^{-1}$, (b) $U_{\infty} = 15.1 \text{ m.s}^{-1}$, (c) $U_{\infty} = 20.6 \text{ m.s}^{-1}$

Comme nous l'avons vu dans la section 4.1.2 avec le sable sec, le régime de transport change pour les fortes vitesses d'écoulement. La vitesse critique pour le passage du régime de saltation au régime collisionnel est estimée autour de

11 m.s^{-1} . De plus, ce régime entraîne pour le sable sec une augmentation de la longueur de saturation. Nous avons voulu voir si la cohésion modifie ce régime collisionnel ainsi que la valeur de la longueur de saturation.

Les mesures présentées sur la figure 4.11 comparent les courbes de mise à l'équilibre $Q(x)$ à fortes vitesses ($U_\infty = 11,5; 15,1$ et $20,6 \text{ m.s}^{-1}$) pour du sable sec et du sable cohésif. Ainsi, pour les trois vitesses étudiées la cohésion ne semble pas avoir d'influence ni sur le processus de relaxation vers le flux saturé ni sur la valeur du flux saturé. Ce résultat confirme que la cohésion modifie le transport de sable cohésif essentiellement à travers l'étape d'initiation du transport (phase d'amplification). Pour les faibles teneurs en huile étudiées ici, l'influence de la cohésion ne se voit que pour des vitesses proches du seuil de transport.

4.2.4 Modèle empirique de relaxation du transport pour du sable cohésif

Nous avons vu dans le chapitre 1.1.8 que la relaxation du flux peut être décrite par la loi phénoménologique suivante :

$$Q(x) = \frac{Q_0}{Q_0/Q_{sat} + (1 - Q_0/Q_{sat}) e^{-x/L_{sat}}}, \quad (4.2)$$

où Q_0 est le niveau de "bruit de transport", Q_{sat} le flux saturé et L_{sat} la longueur de saturation. Dans ce modèle, Q_0 est relié à la phase d'initiation du transport (i.e., l'étape d'amplification) et donc à la longueur d'amplification L_{amp} donné par : $L_{amp} = L_{sat} \ln[(Q_{sat} - Q_0)/Q_0]$.

A partir de l'ensemble de ces mesures de flux pour différentes longueurs de lit érodable, de vitesse de vent et de cohésion, nous pouvons tirer des lois empiriques pour L_{amp} et L_{sat} . La dépendance de L_{amp} avec la vitesse du vent et le degré de cohésion peut être capturée au premier ordre par la loi empirique suivante :

$$L_{amp} \propto \frac{1}{(U - U_{seuil}(w))} \quad (4.3)$$

avec

$$U_{seuil}(w) = U_{seuil,sec} (1 + 7.w). \quad (4.4)$$

et $U = U_\infty$

En ce qui concerne la longueur de saturation, nous avons vu que celle-ci est dans le régime de saltation peu influencée par la cohésion et dépend principalement de la vitesse de l'écoulement. Son évolution observée expérimentalement peut être approchée par la loi empirique suivante :

$$L_{sat} \approx \frac{2,7 \text{ m}^2/\text{s}}{U}, \quad (4.5)$$

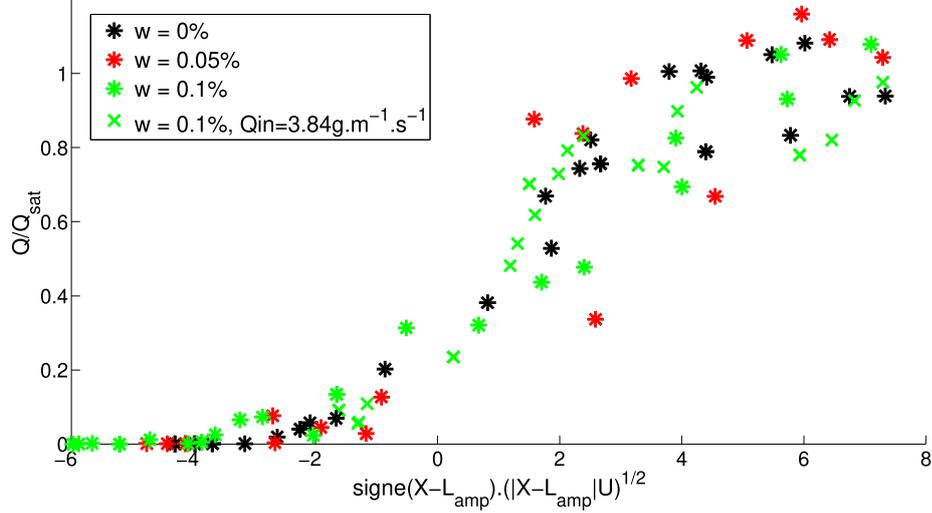


FIGURE 4.12 – Évolution du flux renormalisé $Q(x)/Q_{sat}$ en fonction $\sqrt{|x - L_{amp}|U}$ pour toutes les configurations : On obtient une courbe maîtresse.

avec $U = U_\infty$. Le choix de la vitesse $U = U_\infty$ dans l'expression des lois empiriques proposées pour L_{sat} et L_{amp} est rendu nécessaire par la non-connaissance de u_* hors équilibre. Ainsi la description de l'évolution de u_* en fonction du rapport $Q(x)/Q_{sat}$ serait un point essentiel de la compréhension du processus de saturation permettant son application aux couches limites atmosphériques sur le terrain.

La question qui émerge de ces lois empiriques est de savoir si on est en mesure de donner des explications physiques à ces évolutions. Comme l'illustre la figure 4.12, l'ensemble des courbes de relaxation pour du sable sec ou cohésif, avec ou sans flux amont, semblent pouvoir se regrouper autour d'une courbe maîtresse unique quand on trace Q/Q_{sat} en fonction de $(|x - L_{amp}|U)$. En effet, une fois le processus d'initiation du transport terminé (en $x = L_{amp}$), le processus de saturation qui se déroule sur des distances L_{sat} variables, suit une courbe maîtresse en $(|x - L_{amp}|U)$. En effet, cette saturation est d'autant plus rapide en x que la vitesse U est grande.

Les résultats de la figure 4.12 prenant comme paramètre U_∞ peuvent être interprétés comme un processus diffusif dans la couche limite avec une longueur de diffusion reliée à un coefficient de diffusion D_{sat} :

$$L_{diff} = \sqrt{D_{sat} \frac{x - L_{amp}}{U}}. \quad (4.6)$$

Ainsi la réduction de la distance $x - L_{amp}$ par L_{diff} fait apparaître la variable sans dimension :

$$\frac{x - L_{amp}}{L_{diff}} = \sqrt{\frac{(x - L_{amp})U}{D_{sat}}} \quad (4.7)$$

A partir de la figure 4.12, on peut estimer la valeur numérique du coefficient de diffusion D_{sat} . On trouve approximativement $D_{sat} \approx 4 \text{ m}^2/\text{s}$. Cette loi diffusive permet d'obtenir une loi donnant L_{sat} :

$$L_{sat} \approx \frac{D_{sat}}{U} \approx \frac{4 \text{ m}^2/\text{s}}{U} \quad (4.8)$$

qui est compatible avec notre loi empirique donnée par l'équation 4.5.

4.3 Fluctuation temporelle du transport

Les mesures de flux de sable Q précédentes sont basées sur des pesées du sable piégé sur des durées T de plusieurs minutes à plusieurs dizaines de minutes et elles ne rendent pas compte du phénomène d'intermittence du transport visible par tous les observateurs. Pour étudier les fluctuations temporelles du transport, nous avons utilisé un compteur de particule (SPC) placé à la sortie de la veine d'essai suivant la méthode indiquée dans la section 2.4.2. Ce capteur SPC fournit la densité de flux $q(z, t)$ à une hauteur donnée z au-dessus du sol en fonction du temps t . Nous n'avons fait des mesures qu'à une seule hauteur. Elle a été fixée à $z = 2,5 \text{ cm}$ pour toutes les expériences.

Les deux mesures obtenues respectivement par pesée et SPC ne sont pas indépendantes puisqu'elles sont reliées par l'équation suivante :

$$Q = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_0^\infty dz q(z, t). \quad (4.9)$$

On ne peut pas comparer directement les mesures par pesée et par SPC car il aurait fallu pour cela avoir des points de mesures SPC pour différentes hauteurs. Cependant on trouve que la densité de flux à une hauteur donnée lorsqu'elle est moyennée sur la durée de l'expérience est proportionnelle au flux obtenu par pesée. On retrouve ainsi avec les mesures SPC la même évolution que celle obtenue par pesée lorsque l'on fait varier la longueur du lit érodable. Nous montrons sur la figure 4.13 l'évolution de la densité de flux moyenne \bar{q} ($\bar{q} = (1/T) \int_0^T dt q(z, t)$) mesurée par SPC pour des longueurs variables de lit érodable. On retrouve des processus de relaxation similaires à ceux déjà observés sur les mesures de flux par pesée (voir la figure 4.2).

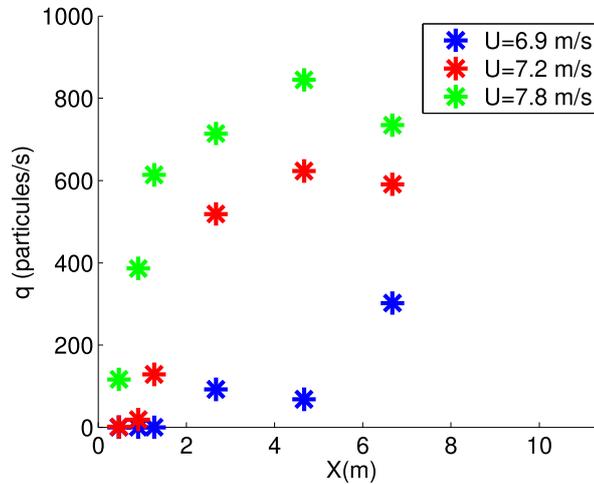


FIGURE 4.13 – Densité de flux moyen \bar{q} mesurée par SPC en fonction de la longueur du lit érodable x pour $U_\infty = 7.8 m.s^{-1}$, $U_\infty = 7.2 m.s^{-1}$, $U_\infty = 6.9 m.s^{-1}$.

4.3.1 Intermittence du flux

Nous étudions d'abord les signaux temporels de densité de flux obtenus avec le SPC pour le cas du sable sec. La figure 4.14 montre différents types de signaux obtenus pour un lit de $6,5m$ qui mettent en évidence le caractère intermittent du flux de sable instantané. Le niveau d'intermittence évolue de quelques pics de transport pour une vitesse proche du seuil à un signal continu pour les plus fortes vitesses.

A partir de l'observation de ces signaux, nous proposons une description simple avec deux paramètres :

- l'intensité des pics de transport, représenté par q_{max} correspondant à la moyenne des maximums locaux du signal,
- le paramètre d'activité PA correspondant au pourcentage du temps avec transport.

Pour estimer PA , nous considérerons qu'il y a transport à partir du moment où plus d'une particule est détectée dans la seconde de mesure du SPC.

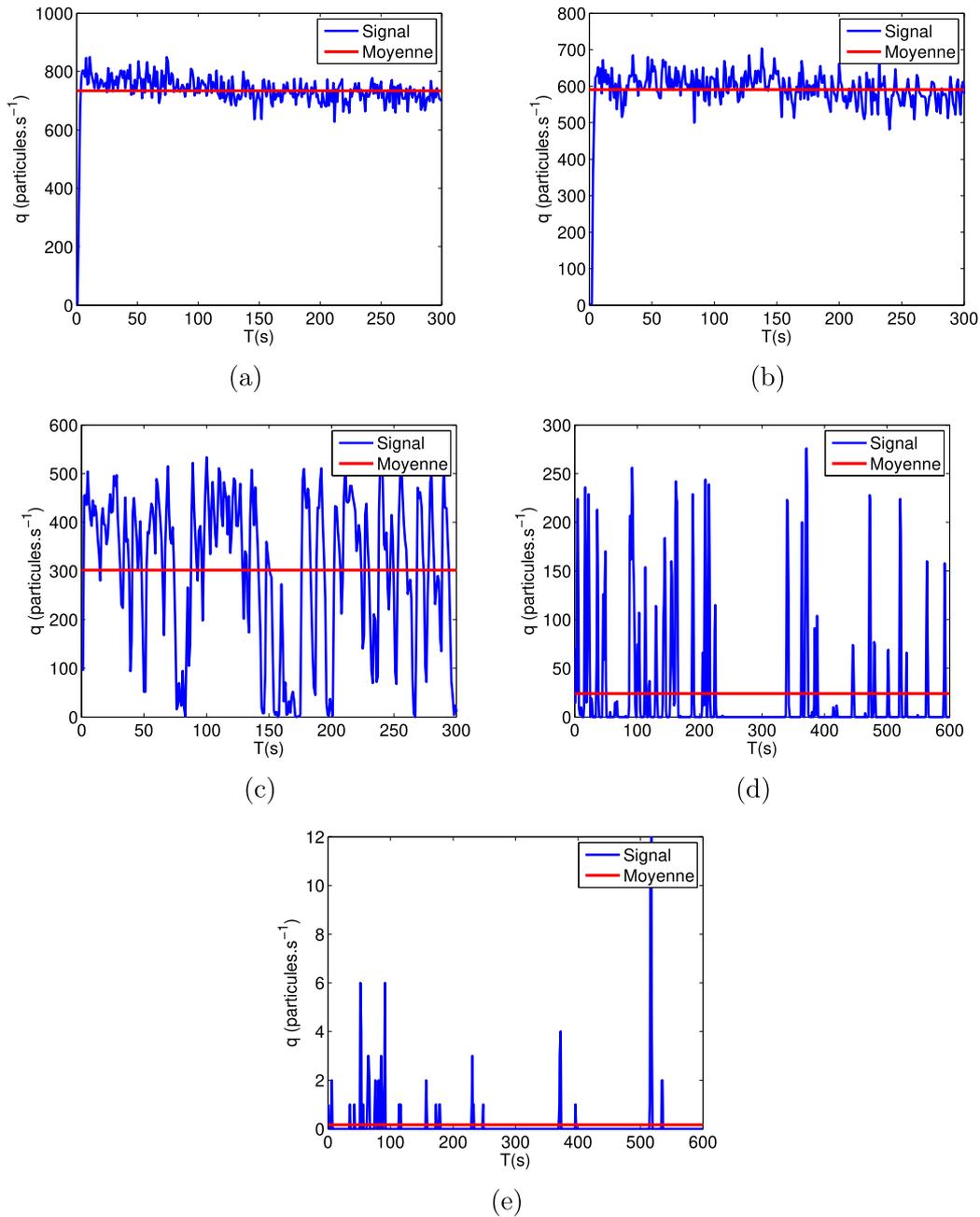


FIGURE 4.14 – Signal de la mesure de la densité de flux à $z = 2,5\text{ cm}$ pour un lit de sable sec de $6,6\text{ m}$ pour des vitesses d'écoulement décroissantes : 7.8 (a), 7.2 (b), 6.9 (c) , 6 (d) et 5.1 m/s (e).

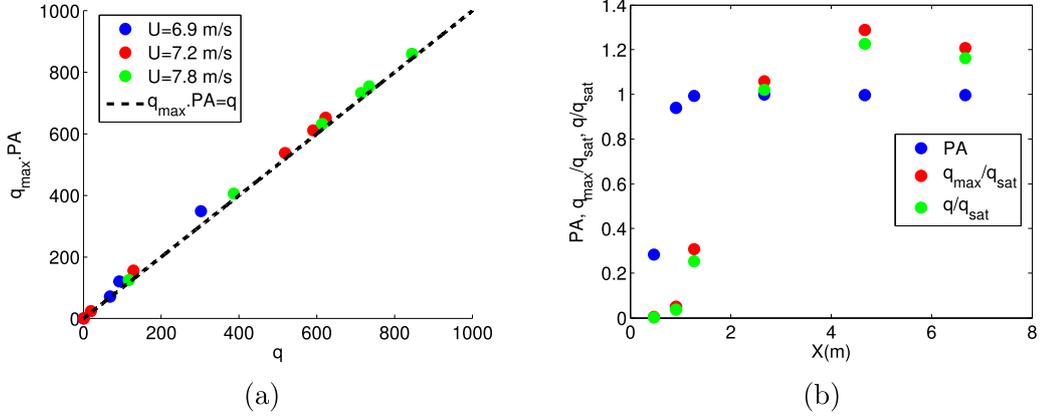


FIGURE 4.15 – (a) $q_{max} \times PA$ en fonction du flux moyen \bar{q} . (b) PA , q_{max}/q_{sat} , \bar{q}/q_{max} en fonction de la longueur du lit érodable pour une vitesse de $U_{\infty} = 7,2 \text{ m.s}^{-1}$.

Les mesures indiquent le produit de q_{max} et du paramètre d'activité PA donne une très bonne approximation de la densité de flux moyenne \bar{q} (voir la figure 4.15a). On a ainsi :

$$q \approx q_{max} \times PA. \quad (4.10)$$

En conséquence, les deux indicateurs que sont q_{max} et PA sont suffisants pour caractériser le niveau d'intensité du flux moyen.

Dans un premier temps, intéressons nous au paramètre d'activité. La figure 4.16 montre que le paramètre d'activité pour les signaux intermittents dépendent peu du seuillage choisi pour définir le transport ou l'absence de transport. Par la suite, nous utiliserons essentiellement le seuillage minimal à 1 particule/s .

La décomposition des signaux en termes de PA et q_{max} va permettre de comprendre plus finement la nature de la relaxation observée sur la figure 4.13. Ainsi, les figure 4.17a et 4.17b présentent respectivement l'évolution de PA et q_{max} en fonction de la longueur du lit érodable x . Dans le cas du sable sec, le paramètre d'activité PA évolue très vite (en moins de 1m) pour atteindre la valeur de 1 correspondant à un transport continu. Par contre, les valeurs d'intensité des pics de transport $\frac{q_{max}}{q_{sat}}$ ont des évolutions progressives identiques à celles de $\frac{\bar{q}}{q_{sat}}$. Dans ce cas du sable sec, la relaxation vers le transport saturé se fait donc par une augmentation progressive de la densité de flux qui augmente plus lentement que PA . L'initiation du transport responsable de l'intermittence est elle très rapide dès que la vitesse du vent dépasse le seuil aérodynamique.

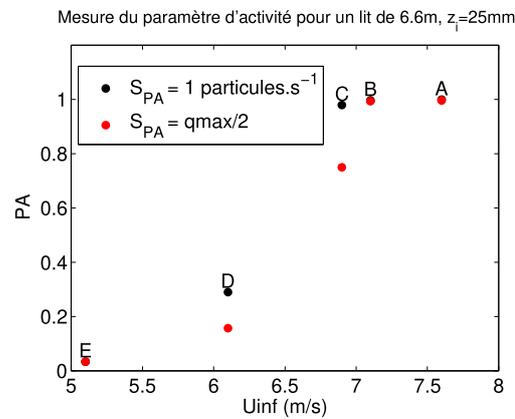


FIGURE 4.16 – Paramètre d'activité pour un lit érodable de 6,6 m en fonction de la vitesse de l'écoulement U_{inf} calculé avec deux seuillages différents ($S_{PA} = 1$ particule/s et $S_{PA} = q_{max}/2$).

Ainsi, entre les deux phénomènes d'initiation (amplification) et de la rétroaction sur le vent (saturation) responsables de la relaxation du transport, c'est le phénomène de saturation qui est le plus lent et c'est lui qui gouverne la relaxation du flux vers l'équilibre dans le cas du sable sec comme le démontre la figure 4.13 dans le cas $U = 7,2\text{m.s}^{-1}$.

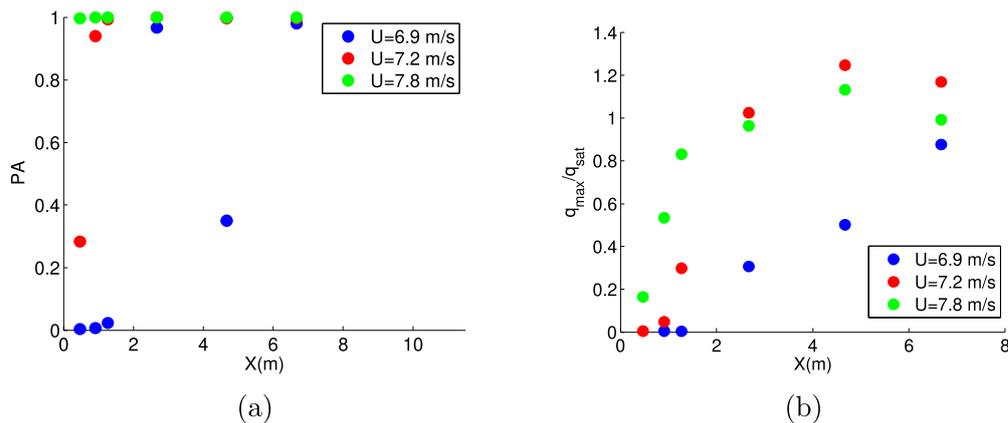


FIGURE 4.17 – (a) Paramètre d'activité en fonction de la longueur x du lit érodable pour 3 vitesses d'écoulement. (b) q_{max}/q_{sat} en fonction de la longueur x du lit du érodable pour 3 vitesses d'écoulement.

4.3.2 Effet de la cohésion sur l'intermittence

Les mesures de flux par pesée de la section 4.2 (figure 4.7) ont montré que la cohésion ralentissait la relaxation avec des longueurs de relaxation pouvant dépasser la longueur de la soufflerie. La présence d'huile dans le sable a donc conduit à mesurer parfois des flux de transport hors équilibres ou non-saturés même en utilisant des lits complets. Cette évolution est confirmée à partir des mesures de la densité de flux moyenne \bar{q} obtenue par SPC (voir 4.18).

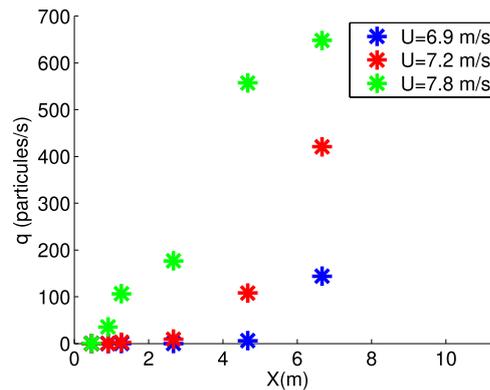


FIGURE 4.18 – Densité de flux moyen \bar{q} mesurée par SPC en fonction de la longueur x du lit érodable pour $U_{\infty} = 7.8m.s^{-1}$, $U_{\infty} = 7.2m.s^{-1}$, $U_{\infty} = 6.9m.s^{-1}$.

La figure 4.19 montre les signaux temporels de flux SPC pour un lit cohésif de longueur $6,6\text{ m}$ pour différentes vitesses. Les signaux montrent que le flux plus faible correspond à des signaux avec une intermittence du transport plus grande qui peut être mesurée par un paramètre d'activité plus petit et des maximums de transport comparables. Rappelons que les expériences avec un flux amont exhibent un flux très continu, ce qui renforce l'idée que l'intermittence du transport est lié au mécanisme d'initiation par érosion aérodynamique. Cette étape d'initiation du transport est ainsi shuntée par la mise en place de ce flux amont même faible comme cela a été décrit dans la section 4.2.2.

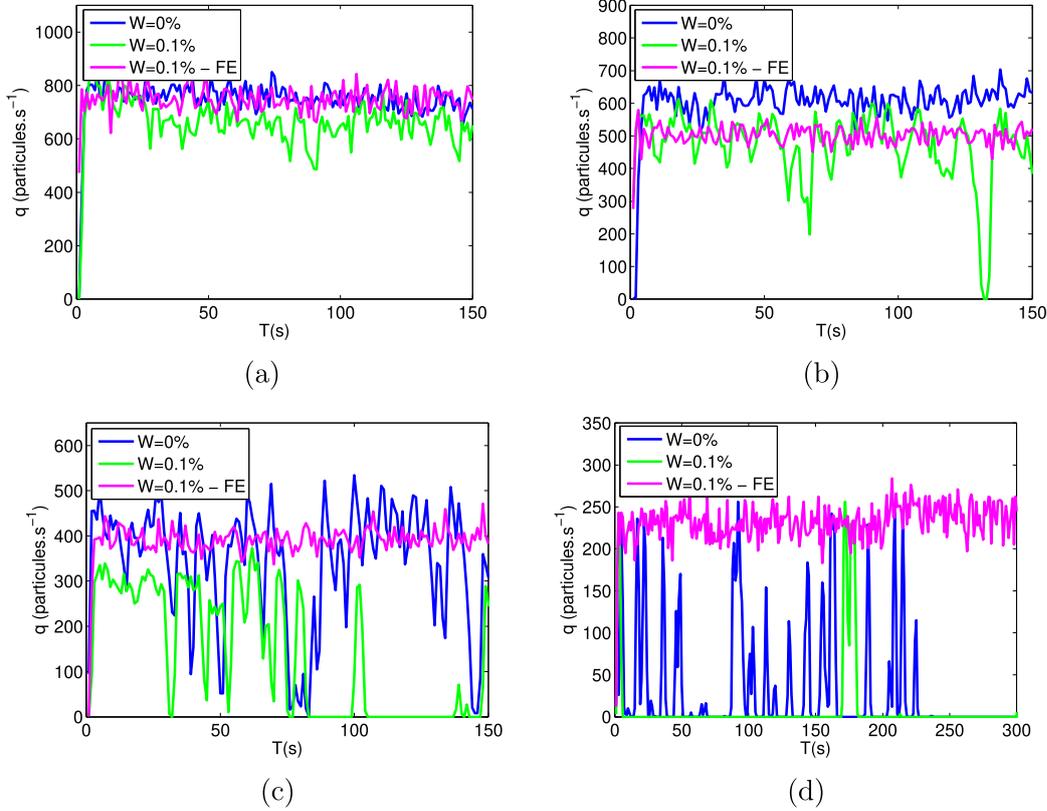


FIGURE 4.19 – Signaux de densité de flux SPC pour un lit érodable cohésif ($w = 0, 1\%$) de $6,6\text{ m}$ long obtenus pour différentes vitesses : (a) 7.8 m/s , (b) 7.2 m/s , (c) 6.9 m/s , et (d) 6 m/s .

Comme nous l'avons fait pour le cas sec, on peut extraire des signaux le paramètre d'activité PA et l'intensité des pics de flux q_{max} . On trouve également que le produit $q_{max} \times PA$ est une bonne approximation du flux moyen \bar{q} (voir figure 4.20a).

La figure 4.20b montre l'évolution des deux composantes PA et q_{max} avec la longueur x du lit érodable pour une vitesse $U_\infty = 7,2\text{ m.s}^{-1}$. Plusieurs constatations sont visibles à cette vitesse modérée :

- La transition vers l'équilibre est atteinte plus lentement avec du sable cohésif qu'avec du sable sec.
- La transition amplification/saturation du transport de sable cohésif est ralentie à la fois en termes de q_{max} et de PA
- C'est le PA qui présente l'évolution la plus lente contrairement au cas sec où c'est le q_{max} qui gouverne la relaxation.

C'est donc bien le phénomène d'initiation du transport visible à travers PA qui gouverne la relaxation du transport cohésif ce qui est cohérent avec l'augmenta-

tion du seuil de transport aérodynamique, mais la saturation des pics de transport est aussi ralentie par rapport au cas sec.

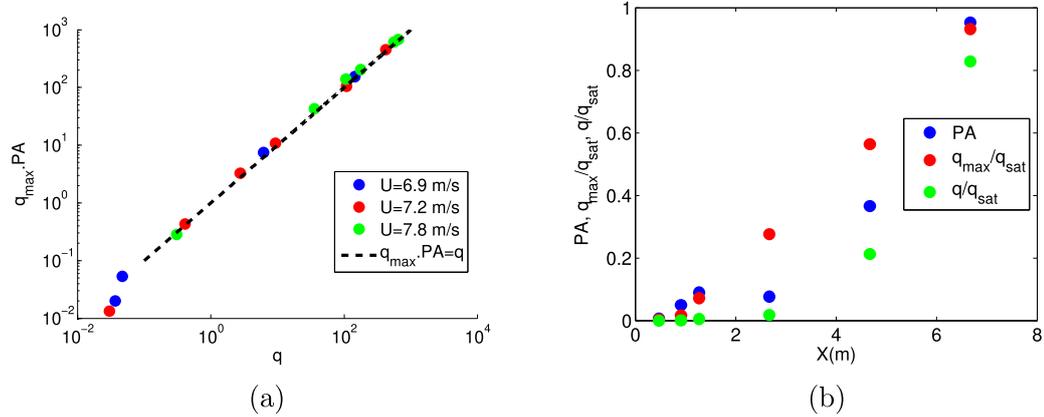


FIGURE 4.20 – (a) $q_{max} \times PA$ en fonction du flux moyen \bar{q} . (b) PA , q_{max}/q_{sat} , \bar{q}/q_{max} en fonction de la longueur x du lit érodable pour une vitesse de $U_{\infty} = 7,2 \text{ m.s}^{-1}$. Données pour un mélange cohésif de teneur en liquide $w = 0,1\%$.

Finalement, la figure ex3.20 montre comment ces deux phénomènes : initiation mesurée par PA et saturation mesurée par q_{max} relaxent en fonction de la vitesse.

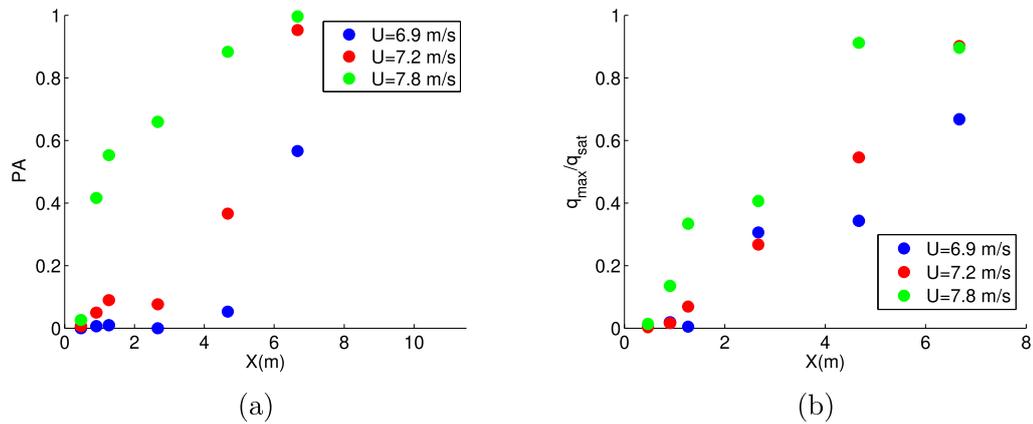


FIGURE 4.21 – (a) Paramètre d'activité en fonction de la distance x du lit érodable pour 3 vitesses d'écoulement avec du sable cohésif ($w = 0,1\%$). (b) q_{max}/q_{sat} en fonction de la longueur x du lit du érodable pour 3 vitesses d'écoulement avec du sable cohésif ($w = 0,1\%$).

Finalement, les figures 4.21a et 4.21b montrent respectivement comment PA et q_{max} relaxent pour différentes vitesses d'écoulement. Les données montrent

que si la saturation de q_{max} n'est pas très dépendante de la vitesse, par contre celle de PA (figure 4.21a) est très sensible à la vitesse. En effet, la relaxation de PA devient plus rapide que celle de q_{max} quand la vitesse s'éloigne du seuil de transport. Ainsi aux fortes vitesses, c'est l'augmentation de q_{max} qui gouverne la relaxation comme pour le cas du sable sec. Ce résultat est cohérent avec le fait que l'initiation du transport est directement dépendant de l'écart du frottement à sa valeur seuil qui est elle-même très dépendante de la cohésion (section 4.2.1).

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu étudier l'influence de la teneur en huile du sable sur la mise à l'équilibre du transport de sable dans une couche limite turbulente depuis une condition de flux nul ou faible en début de soufflerie jusqu'à un flux mesurable inférieur ou égale à sa valeur saturée.

La cohésion joue à la fois un rôle dans l'étape d'initiation de la mise en transport à travers en particulier l'évolution du seuil statique et un rôle sur la relaxation du transport vers un flux saturé. Cette relaxation peut être décomposée en deux parties : une phase d'amplification de longueur L_{amp} et une phase de saturation de longueur L_{sat} . Les détails des résultats obtenus sur ces deux points peuvent ainsi être listés comme suit :

- Dans la gamme de teneur en huile testée, correspondant à une cohésion faible, modifiant le seuil d'érosion aérodynamique, mais pas le seuil d'érosion par impact (Chapitre 3), le flux de sable à l'équilibre (dit flux saturé) est indépendant de la cohésion. Ce résultat important est cohérent avec la description de cet équilibre comme celui du frottement aérodynamique de l'air sur les grains en transport. Dans le cas de la saltation, l'épaisseur de la couche en saltation et la vitesse des grains étant constants, l'équilibre entraîne une concentration de grain de plus en plus grande avec l'augmentation du frottement aérodynamique. Néanmoins, pour des cohésions plus importantes modifiant le seuil d'impact, nous savons que la capacité de transport peut dépasser la valeur obtenue avec du sable sec et sans doute atteindre la valeur maximale correspondant à celle obtenue pour un sol rigide (section 1.2.4).
- La longueur d'amplification est grande au voisinage du seuil puis tend vers zéro pour $u_* \gg u_{*s}$. Ce phénomène est déjà visible pour le sable sec, mais devient un des faits marquants en présence de cohésion avec l'augmentation de u_{*s} déjà vu au chapitre 3.

- L'augmentation de L_{amp} peut être telle que la longueur de relaxation devient supérieure à la longueur de la soufflerie, ce qui avait déjà été observé par Ralaiarisoa et al. (2022).
- Cette étape d'amplification correspond à l'initiation du transport et elle peut être court-circuitée en imposant un flux amont, même faible.
- Ce processus d'initiation du transport est relié à l'intermittence temporelle du flux. Dans le cas où u_* est proche de u_{*s} , les fluctuations turbulentes peuvent provoquer un franchissement fluctuant de la limite de transport avec une probabilité reliée à la distance au seuil. Dans ce cas, la possibilité d'initier le transport répond à une probabilité Carneiro et al. (2015). Sur un lit infiniment long, cette probabilité tend vers 1. Ainsi, le déclenchement de l'amplification est conditionné par la probabilité de voir un transport apparaître sur une certaine longueur de lit. Une fois le transport initié, l'amplification permet une augmentation exponentielle du flux transporté. On voit d'ailleurs que l'évolution du flux dans les événements de transport (q_{max}) est plus rapide que l'évolution de l'activité de transport (PA). L'amplification observée dans les mesures de flux par pesée est donc avant tout une conséquence du niveau d'activité gouverné par la probabilité de franchissement du seuil.
- La longueur de saturation semble elle moins modifiée par la cohésion, du moins dans la gamme de teneur en huile expérimentée. Néanmoins, l'évolution de l'amplitude des pics de transport vers la valeur saturée apparaît ralentie pour une cohésion plus importante.
- La longueur de saturation peut être modélisée par un processus diffusif contrôlé par la vitesse de l'air et peu influencé par la cohésion. Néanmoins, pour la teneur de 0,1% une déviation des points semble apparaître et des expériences à des teneurs en huile supérieures seraient nécessaires.
- Globalement, les processus de saturation et d'amplification sont ralentis avec la cohésion ce qui induit une longueur totale de relaxation plus grande quand la cohésion augmente.
- Nous avons également noté que dans le régime de suspension collisionnelle, la longueur de saturation plus grande que dans le régime de saltation. Cette évolution n'est pas altérée par la cohésion du moins pour les teneurs en huile étudiées.

Chapitre 5

Dune côtière du Truc Vert : Instrumentations

5.1 Introduction

Ce chapitre et le suivant sont consacrés à l'étude du transport de sable dans un environnement naturel. Nous nous sommes intéressés au transport de sable dans un contexte de dunes côtières dans le cadre du projet ANR SONO impliquant le laboratoire EPOC de Bordeaux, l'ONF, l'IPGP et l'IPR. La dynamique éolienne en contexte naturel de côtes sableuses est bien plus complexe, car elle met en jeu les effets combinés liés à l'humidité et la cohésion du sable, à la topographie et à la présence de la végétation.

Les côtes sableuses sont des environnements attractifs, complexes et encore mal compris qui sont plus que jamais vulnérables dans le contexte de changement climatique et d'augmentation des pressions anthropiques. La majorité des plages sableuses dans le monde sont bordées par des dunes, avec le système plage-dune jouant à la fois le rôle de zone tampon contre les assauts de l'Océan et procurant de nombreux services écosystémiques. Toutefois, depuis des décennies, les dunes littorales ont été souvent fixées afin d'optimiser leur rôle de modérateur de la dynamique marine et éolienne. Cette stratégie évolue progressivement vers une gestion plus souple des dunes qui laisse un degré de naturalité renforçant la dynamique d'habitats naturels et la diversité floristique. En Europe, à la fois chez les scientifiques et chez les gestionnaires, les avis divergent sur le fait que des dunes maintenues comme des systèmes dynamiques seraient peut-être plus résilientes tout en abritant une biodiversité plus riche. L'objet du projet SONO vise à explorer cette hypothèse, en s'appuyant sur une approche profondément interdisciplinaire, avec des implications importantes pour la gestion des cordons dunaires.

Le site étudié dans notre étude est le site du Truc Vert sur la côte aquitaine.

Nous décrivons d'abord dans ce chapitre les caractéristiques de ce site et ses enjeux puis nous présentons l'instrumentation que nous avons déployée sur celui-ci.

5.2 Côte aquitaine et ses enjeux

La gestion et la protection des façades littorales est un enjeu crucial pour le développement des activités humaines et la protection des écosystèmes littoraux. Pour se prévenir des catastrophes naturelles ou pour augmenter la surface arable et habitable, l'homme a toujours cherché à modifier son environnement. L'exemple de la gestion des dunes littorales du Cap Ferret rend compte d'une problématique historique, vieille de plusieurs siècles de fixation des sols et de lutte contre l'ensablement. A cela vient s'ajouter une problématique plus actuelle : le réchauffement climatique. L'inquiétude quant à l'augmentation du niveau de la mer et à l'augmentation de la fréquence des tempêtes pose la question de la résistance du cordon dunaire face aux attaques de l'océan.

Le Cap Ferret constitue une presqu'île qui vient réduire l'ouverture du bassin d'Arcachon donnant lieu à des courants de marée complexes et d'importants flux sédimentaires à cause de l'existence du Banc d'Arguin et de la Dune du Pilat. Plus au nord, l'estuaire de la Gironde est la source de sédiment principale. Les sédiments charriés depuis les Pyrénées dans la Garonne migrent le long de la côte Aquitaine et alimentent en sable le littoral. Nous nous intéressons pour notre étude au cordon dunaire s'étendant du Cap Ferret au Médoc. Il est le fruit d'un travail de remodelage important initié par Jean-Sébastien Goury en 1822 dans le but de protéger des tempêtes et du vent la forêt à l'intérieur des terres. Pour cela, des techniques de piégeage du sable ont été employées pour favoriser la croissance et la fixation de la dune côtière. Celles-ci sont basées sur l'érection de palissades poreuses permettant le piégeage du sable combinée au développement d'un couvert végétal constitué d'oyats.

Le site du Truc Vert est une zone aménagée depuis 1851 initialement dans le but d'arrêter la progression du sable dans les terres en favorisant la croissance de la dune tout en empêchant sa migration. Cela a nécessité une intervention mécanique humaine constante pour remodeler de la dune. Depuis quelques décennies, la décision a été prise de laisser la dune évoluer naturellement en intervenant de manière la moins intrusive possible. En découle le développement d'un écosystème riche et d'une topographie complexe, mais résistante aux aléas climatiques. Le système constitue ainsi un "site atelier" où sont étudiés les différents aspects de l'évolution du cordon dunaire sous la double influence de l'érosion marine et éolienne et le développement d'un écosystème riche et varié (Pedreros (2000); Desmazes et al. (2002); Pedreros et al. (2018); Laporte-Fauret et al. (2019); Castelle et al. (2019)).

5.3 Caractéristiques générales de la dune côtière du Truc vert

Les dunes littorales présentent une morphologie souvent complexe, modelée par la richesse des processus existants en milieu littoral. Constituant une interface entre terre et océan, la dune se trouve à la fois soumise à l'influence de l'océan et des vents océaniques venant se heurter à la façade maritime. Face aux attaques de l'océan et des tempêtes, notre objectif est de comprendre comment cette dune évolue et réagit aux aléas climatiques notamment aux tempêtes (Castelle et al. (2019)). Nous nous sommes toutefois concentrés sur la dynamique éolienne et l'effet couplé de l'humidité, la topographie et la présence de la végétation.

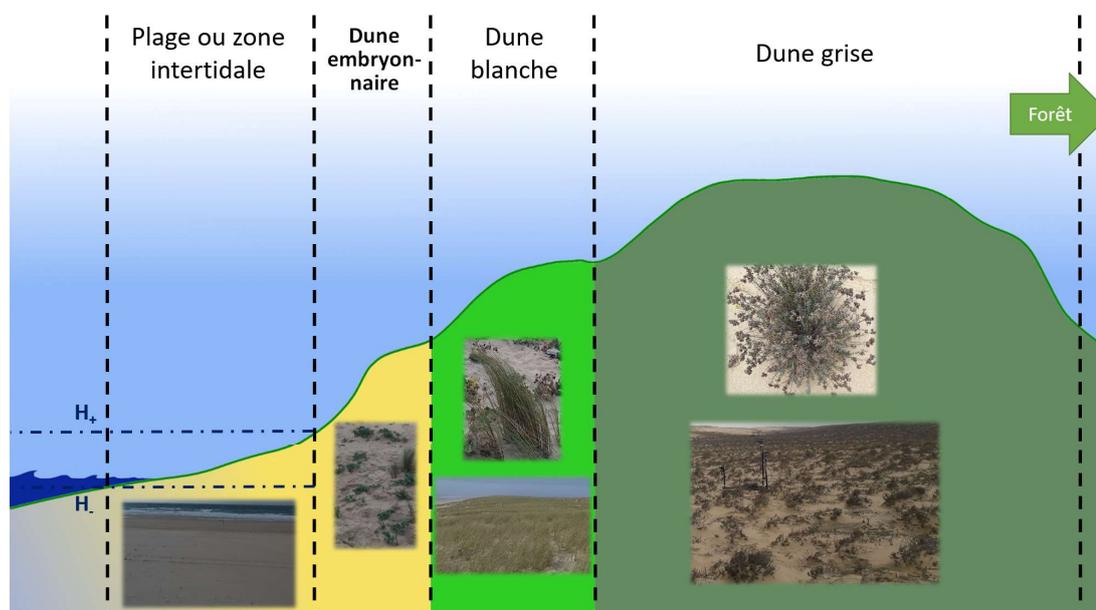


FIGURE 5.1 – Schéma d'un transect du cordon dunaire du Truc vert avec ses différentes zones : la zone intertidale, la dune embryonnaire, la dune blanche et la dune grise.

On montre sur la figure 5.1 un transect de la dune avec ses différentes zones :

- La zone intertidale est la partie de la plage cycliquement immergée par la marée. A la fin de la plage, sur une vingtaine de mètres, on trouve le haut de plage qui reste, sauf en cas de tempêtes ou de grandes marées, tout le temps émergé. La plage peut atteindre une longueur de l'ordre de la centaine de mètres en condition de marée basse pour une pente moyenne de 3,2%

- La dune embryonnaire ou proto-dune est la zone d'interface entre la dune blanche et la plage. Elle est la marque de la limite de l'érosion marine avec une pente relativement élevée de 20% de moyenne (avec une pente locale pouvant atteindre atteignant jusqu'à 28% soit un angle d'environ 15°). Après le sommet, on trouve une zone plane de pente nulle avec un léger couvert de végétation (essentiellement quelques chardons épars).
- La dune blanche constitue la zone active de la dune enrichie par un apport sédimentaire générant une variabilité temporelle de la topographie propice au développement de certaines plantes jouant un rôle majeur dans la morphodynamique. On y trouve une forte densité de végétation composée essentiellement d'oyats. Le plus fort de la pente n'excède pas 16%.
- La dune grise, privée d'apports sédimentaires importants (la dune blanche est une zone de piégeage efficace du sable), constitue une zone stable qui favorise le développement d'un biotope composé d'herbes buissonnantes (éternelles des sables). Le couvert végétal y est beaucoup moins dense que sur la dune blanche. On y trouve une pente moyenne de 20%

5.4 Mât météorologique

Pour étudier les caractéristiques des vents sur le site, nous avons installé en septembre 2018 avec l'aide de l'ONF et du laboratoire EPOC un mât météorologique au sommet de la dune grise à la position GPS [$N44.7453, E1.2429$] (voir la figure 5.2). Celui-ci est équipé d'une série de capteurs connectés à une centrale d'acquisition (voir la figure 5.3) qui enregistre les différents signaux moyennés à la minute. Nous avons installé 3 anémomètres à hélices à 2, 5 et 10m, un capteur de température et d'humidité, un pluviomètre et un capteur de flux radiatif. Parmi ces capteurs, nous avons exploité essentiellement les données sur la vitesse et direction du vent ainsi que la pluviométrie. Nous donnons ci-dessous leurs caractéristiques et spécifications.

5.4.1 Anémométrie

Grâce à une série de trois anémomètres à hélices (Campbell 05103) positionnés à 2, 5 et 10 m d'altitude au-dessus du sol de la dune grise, nous avons accès à la vitesse du vent à ces trois altitudes avec une précision de $0.3 m.s^{-1}$.

Ces anémomètres ont un temps de réponse de l'ordre de la dizaine de secondes pour des changements brusques de la vitesse de vent. Ils font donc apparaître un signal de vent naturellement lissé. La capacité de stockage de la centrale étant

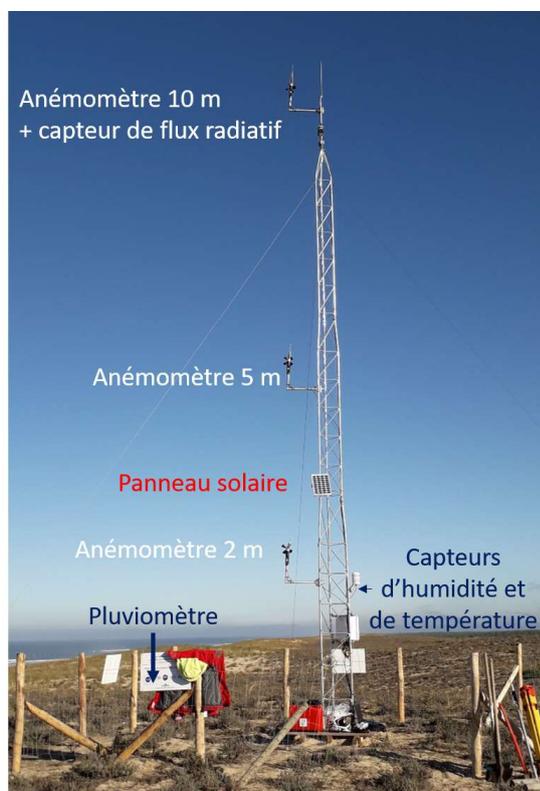


FIGURE 5.2 – Photo du mât météorologique placé au sommet de la dune grise avec en surimpression la position des différents capteurs.

limitée, nous avons choisi une acquisition à l'échelle de la minute. Chaque minute, la centrale enregistre la moyenne de la vitesse sur la minute écoulée. On notera également que pour des vitesses inférieures à 1 m.s^{-1} , on atteint le seuil de précision sur la vitesse de rotation des pales et sur l'orientation angulaire de l'anémomètre.

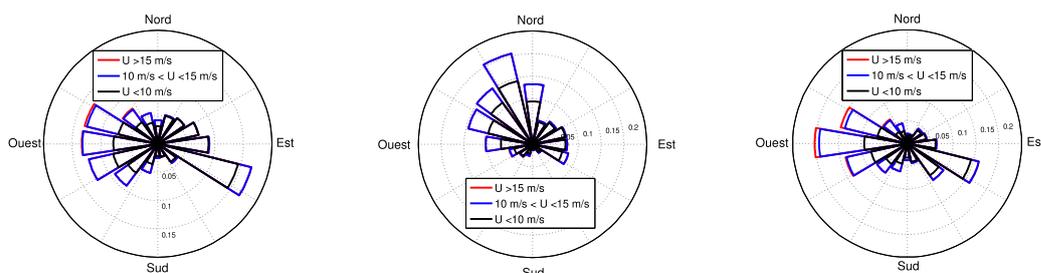


FIGURE 5.3 – Photo de la centrale de mesure Campbell CR6

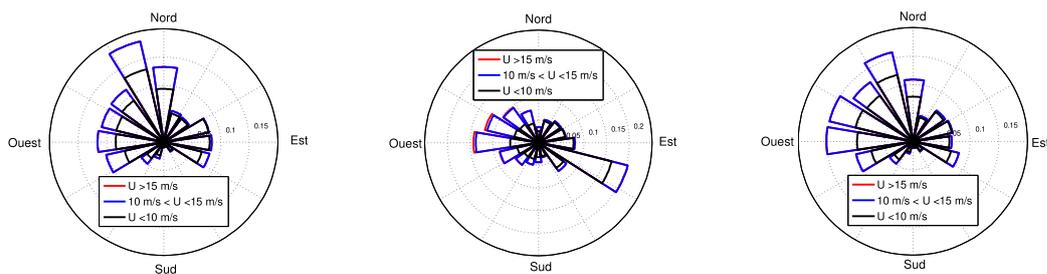
Chaque capteur est orienté plein nord et mesure un angle dans le sens horaire

par rapport au Nord. Ainsi un vent d'ouest est caractérisé par un angle 270° . Précisons que la ligne de crête de la dune est orientée selon la direction Nord-Sud avec un léger décalage angulaire vers l'Est de 8.5° . Une direction angulaire de $278,5^\circ$ correspond donc à un vent qui arrive sur la dune avec une incidence normale.

Le mât a commencé à fonctionner depuis Septembre 2018 et il est toujours en fonctionnement à ce jour. Nous avons pu acquérir une chronique des vents sur 3 années complètes 2019, 2020 et 2021. A partir des données obtenues sur l'anémomètre fixé à 10 m, nous pouvons reconstituer les roses des vents, que nous séparons sur la figure 5.4 entre période hivernale (automne-hiver) et période estivale (printemps-été)



(a) Période hivernale du 01/12/2018 au 04/03/2019 (b) Période estivale du 21/03/2019 au 21/09/2019 (c) Période hivernale du 01/12/2018 au 04/03/2019



(d) Période estivale du 21/03/2020 au 21/09/2020 (e) Période hivernale du 01/12/2018 au 04/03/2019 (f) Période estivale du 21/03/2021 au 21/09/2021

FIGURE 5.4 – Roses de vent pour les différentes périodes hivernales et estivales

Il en ressort que les périodes d'intérêt pour l'étude du transport sont en grande partie sur les périodes hivernales.



FIGURE 5.5 – Photo du pluviomètre placé au niveau du mât

5.4.2 Pluviométrie

Le pluviomètre permet de mesurer les précipitations cumulées à la minute. C'est un modèle à auget basculant (Young 52203). Pour notre étude sur le transport de sable sur la dune, nous avons cherché le critère le plus pertinent pouvant nous renseigner sur la teneur en eau du sable à la surface de la dune et son niveau de cohésion. La mesure de l'humidité de l'air n'est pas assez sensible, car les variations significatives de la cohésion du sable se passent quand l'humidité relative est comprise entre 99 et 100%. Nous avons donc utilisé l'indice de pluviométrie comme indicateur de la cohésion du sable.

Dans les analyses concernant le transport du sable sur la dune, nous avons donc classé les événements de transport selon la pluviométrie. On distingue donc deux types d'évènements de transport : sans pluie et avec pluie.

5.4.3 Autres capteurs

En plus de l'anémométrie et la pluviométrie, nous avons installé d'autres capteurs. Nous avons un capteur de température et d'humidité (Campbell CS215) et un capteur de flux radiatif nous donnant des données quantitatives sur le niveau de radiations reçues. Lors de notre étude, nous n'avons pas tiré profit de ces mesures.

5.5 Topographie de la dune

5.5.1 Mesure au théodolite

Lors de nos différentes campagnes de mesures locales décrites plus loin, nous nous sommes concentrés sur l'étude de l'écoulement et du transport de sable le long d'un transect de la dune à proximité du mât météo s'étendant de la plage au sommet de la dune. Le transect choisi est dans la direction normale à la crête de la dune et pointe vers le mât météo.

Nous montrons sur la figure 5.6a la topographie de la dune à proximité du transect. Le relevé topographique a été réalisé en début de campagne le 28 Novembre 2018 à l'aide d'un théodolite. La surface a été reconstruite par interpolation sur près de 200 points de mesures. Nous présentons également (voir la figure 5.6b) une coupe de la dune selon le transect étudié. On voit se dessiner un profil complexe

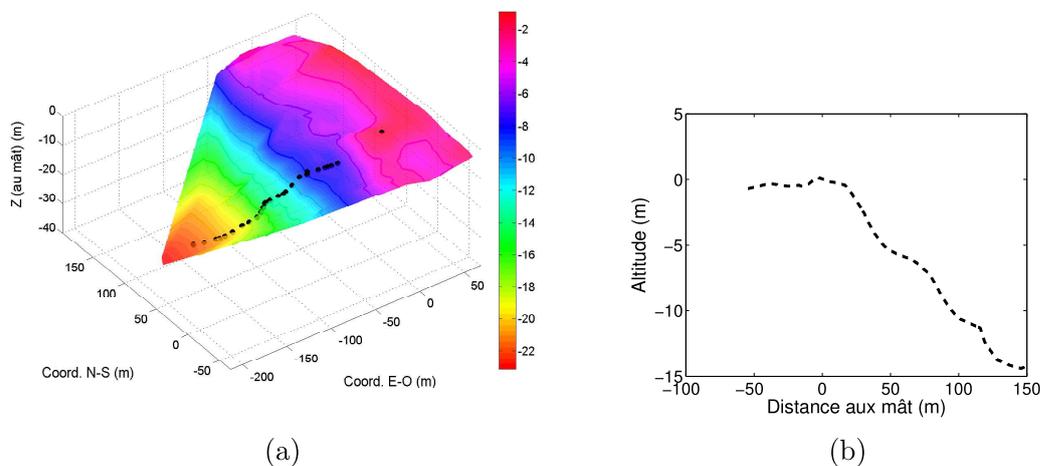


FIGURE 5.6 – (a) Relevé topographie de la dune à proximité du mât météo réalisé le 28 Novembre de 2018 à l'aide d'un théodolite : les points noirs représentent des points de mesures effectuées dans l'axe du transect. (b) Profil en coupe de la dune dans l'axe du transect déduite de relevé.

avec des changements de pente et de courbure importante.

5.5.2 Modèle Numérique de Terrain (MNT) par drone

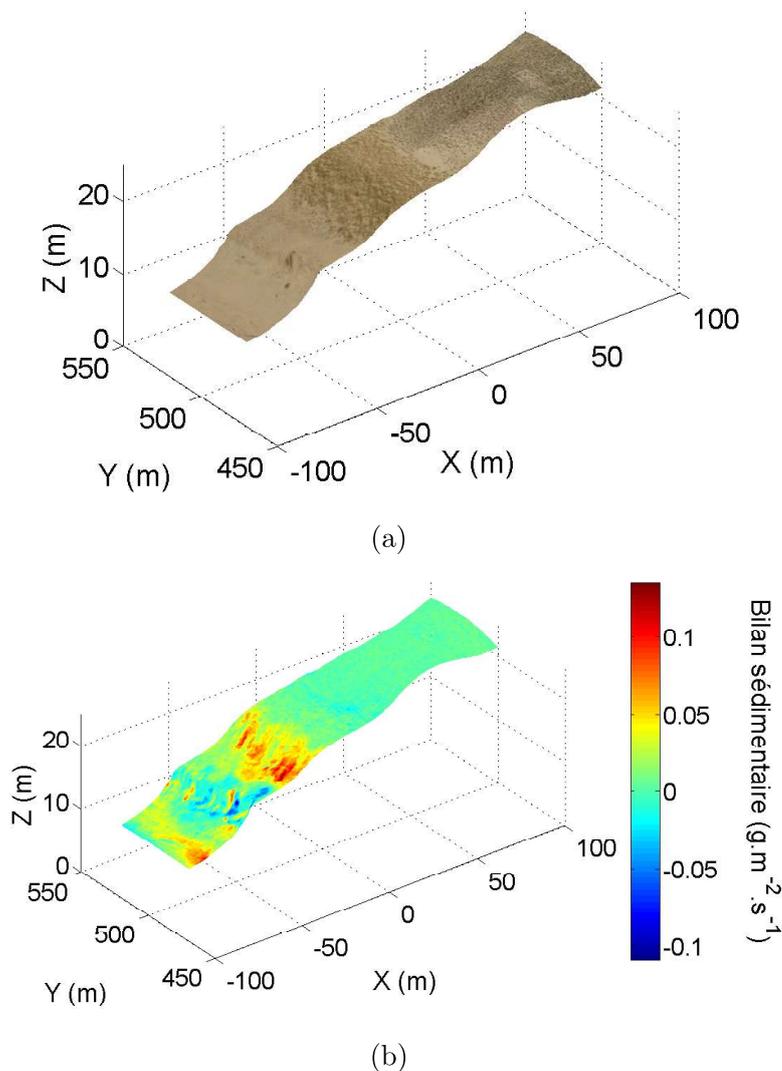


FIGURE 5.7 – (a) MNT drone proche de la zone du mât établi le 14/12/2018 sur lequel sont superposées les photos prises du drone.(b) Bilan d'érosion/déposition établi à partir de deux MNT établis respectivement 14/12/2018 au 06/02/2019 : les zones de dépôt sont en couleur vive tandis que les zones érodées en couleur sombre. La barre de couleur donne la valeur locale de la masse de sable déposé. Une valeur positive correspond à une zone en dépôt.

Nous disposons également de mesures drones de la topographie du site du Truc Vert qui ont été effectuées par l'équipe METHYS du laboratoire EPOC

(Laporte-Fauret et al. (2019)). Ces modèles numériques de terrain (MNT) sont obtenus à partir de méthodes de photogrammétrie. La résolution spatiale de ces MNT est l'ordre de 10 *cm* et la précision verticale est l'ordre du centimètre. Nous présentons sur la figure 5.7a un MNT d'une zone proche du mât réalisé le 14 décembre 2018.

Ces MNT sont réalisés avant et après des événements de forts vents. En comparant deux MNT espacés dans le temps, il est possible d'identifier les zones préférentielles d'érosion et de dépôt. Nous montrons sur la figure 5.7b un bilan d'érosion-déposition établi à partir de deux MNT pris réalisés respectivement le 14 décembre 2018 et le 6 février 2019. On observe ainsi que la dune a subi un engraissement préférentiellement au niveau de la dune blanche. On note également quelques zones en régression au niveau de la dune embryonnaire en bord de plage.

Ces informations sont précieuses, car elles nous indiquent la localisation des zones actives de la dune. Nous avons fait le choix de mettre en place des capteurs de flux (décrits dans la section suivante) dans la zone active, c'est-à-dire sur la dune blanche.

5.6 Capteurs de flux : les saltiphones

5.6.1 Principe de fonctionnement

Comme nous venons de le voir, la dynamique sédimentaire est importante au niveau de la dune blanche. Pour renseigner l'intensité du transport dans cette zone, nous l'avons instrumenté avec des capteurs de flux. Ces capteurs appelés saltiphones permettent d'évaluer l'intensité du transport en continu. Ils sont basés sur le son émis par le choc des grains sur la surface d'un tube en aluminium de 4*cm* de diamètre et de 45*cm* de long. Le son émis est enregistré par un microphone placé à l'intérieur de celui-ci. Le signal est traité et filtré à 1Hz et permet d'évaluer précisément après calibration le niveau de transport et ses variations à l'échelle de la seconde (Ould Ahmedou et al. (2007)).

Deux saltiphones ont été placés sur la dune blanche en haut et en bas de la pente à une distance respective du mât $D_{haut} = 79,1\text{ m}$ et $D_{bas} = 100,3\text{ m}$ (voir figure 5.8a). Ces saltiphones ont été reliés à une centrale d'acquisition indépendante de celle du mât. Pour des raisons de sécurité, l'alimentation et la centrale ont été déportées au niveau du mât météo grâce à des câbles enterrés sous la surface de la dune.

Nous montrons un exemple de signal enregistré par le saltiphone (voir la figure 5.8b). Il est comparé aux mesures de vitesse prise au niveau du mât sur la même période de temps. Nous pouvons observer une très forte corrélation entre les deux signaux.

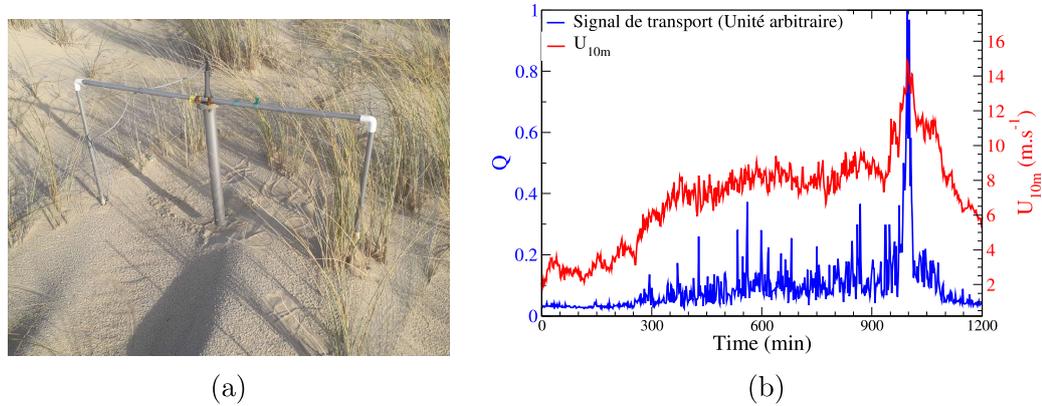


FIGURE 5.8 – (a). Photo du saltiphone placé en haut de dune blanche. (b) Mesure de signal moyenné à la minute observé sur le saltiphone en unité arbitraire en fonction du temps et comparé aux mesures de vents prises simultanément sur le mât.

Les deux saltiphones ont été opérationnels à partir du 12 décembre 2019. Nous avons pu enregistrer des chroniques de flux à la fréquence du hertz jusqu’au 4 mai 2021 sans discontinuité.

5.6.2 Calibration

A la fin de la campagne de mesures avec les saltiphones, nous avons réalisé une comparaison des signaux des 2 saltiphones pour tester leur niveau de sensibilité. Cette opération a été rendue nécessaire, car l’un des saltiphones (celui installé sur le bas de la dune) a subi une réparation avant son implémentation sur le terrain. On a dû remplacer le microphone de la conception originale par un nouveau de sensibilité différente.

Pour cela, nous les avons au même endroit de la dune sur la période du 06/05/2021 au 16/10/2021. Il apparaît que les saltiphones présentent bien une sensibilité différente, mais ont des signaux qui restent proportionnels comme illustré sur la figure 5.9 avec un coefficient de proportionnalité de 1,76.

Pour avoir une estimation quantitative du transport, nous utilisons la loi de calibration établie en soufflerie par Ould Ahmedou et al. (2007). Cette calibration est appliquée au saltiphone 1 qui a gardé la configuration originelle. Il est important de signaler que la calibration établie par Ould Ahmedou et al. (2007) a été réalisée avec du sable de diamètre $D = 240 \pm 100 \mu m$. La granulométrie mesurée sur le terrain est légèrement supérieure, car le diamètre médian est de $315 \mu m$. Ainsi, notre estimation du flux est à prendre avec précaution.

Pour le Saltiphone 2, nous appliquons le facteur de proportionnalité déterminé

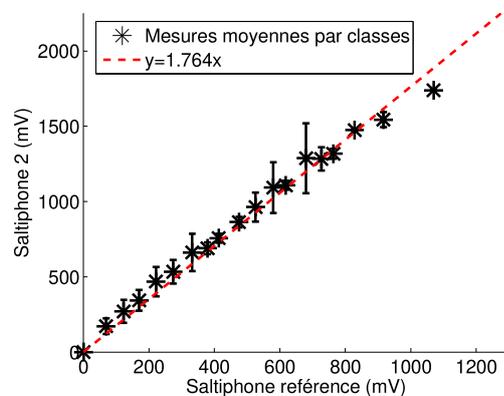


FIGURE 5.9 – Comparaison des signaux obtenus par les 2 saltiphones

précédemment avant d'utiliser la calibration donnée par Ould Ahmedou et al. (2007).

5.7 Stations mobiles

Lors la thèse, nous avons mené une série de campagnes de mesures locales pour documenter l'évolution du profil de vitesse du vent le long du transect. Nous avons utilisé des petites stations mobiles équipées de 3 anémomètres ultrasoniques 2D (Gill WindSonic). Un exemplaire est montré sur la figure 5.10a. Ces anémomètres sont fixés aux sommets de 3 tubes métalliques de hauteurs différentes. Ces tubes sont arrimés rigidement à une base métallique carré comme illustré sur la figure 5.10b. Chaque station est équipée d'une centrale d'acquisition et permet d'obtenir un profil de vitesse à 3 points de mesures. Les anémomètres sont disposés d'une façon telle qu'ils mesurent les deux composantes de la vitesse dans le plan défini par la base carré de 1m de côté. La station est mobile dans le sens où elle peut être facilement déplacée le long du transect. Sa structure permet de la positionner dans un plan approximativement tangent à la surface de la dune.

Nous avons conçu 3 stations mobiles sur le même modèle avec des hauteurs de positionnement de capteurs modulables qui peuvent s'étaler entre 30 cm et 1,70 m au-dessus du sol. Plusieurs types de structure ont été testés avant d'adopter la conception décrite ci-dessus. La conception définitive retenue a permis de répondre aux contraintes suivantes :

- L'importance de la rigidité de la structure : les premiers modèles ont été conçus en bois par souci de légèreté afin de faciliter le déplacement des stations. Le manque de rigidité des tiges donnait lieu à une oscillation importante de la structure dans les conditions de fort vent. Nous avons corrigé ce problème en utilisant une structure métallique.

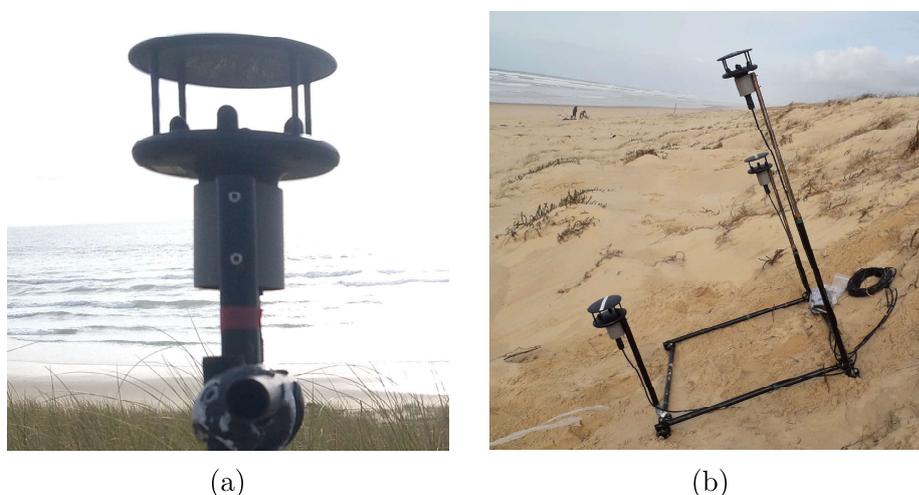


FIGURE 5.10 – (a) Photo d'un capteur WindSonic 2D fixé sur la station mobile. (b) Photo d'une station équipée de 3 capteurs WindSonic 2D positionnée sur la pente de la dune embryonnaire.

- La nécessité de hauteurs modulables : pour certaines positions le long du transect, la hauteur de la végétation nécessite un réajustement de la hauteur des points de mesures pour que les capteurs soient au-dessus de la végétation. Les stations ont été donc améliorées pour permettre un ajustement des hauteurs.

Un autre point important mérite d'être signalé. La détermination de la vitesse de frottement et la rugosité aérodynamique à partir d'un profil à 3 points de mesures s'est révélé trop imprécise. Pour remédier à ce problème, nous avons dû utiliser des profils à 6 points de mesures en positionnant deux stations côte à côte.

La première étape des campagnes de mesures aérodynamiques a été de caractériser le profil de vitesse sur la plage puis de documenter sa modification et son évolution le long du transect. La mesure des profils le long du transect de la dune était systématiquement couplée avec une station de référence positionnée sur la plage. La topographie ainsi que la présence d'un couvert végétal a un impact très important sur le profil de vitesse comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

En plus de ces stations mobiles avec des capteurs 2D, nous avons également utilisé pour la dernière campagne de la thèse des anémomètres ultrasoniques 3D placés qui ont l'avantage de fournir les 3 composantes de la vitesse et de déterminer directement la vitesse de frottement par l'estimation des corrélations des fluctuations des vitesses. Ces mesures n'ont été pas présentées dans la thèse, car elles nécessitent un travail en cours de finalisation.

5.8 Description des différentes campagnes avec les stations mobiles

Afin d'étudier l'évolution des caractéristiques de l'écoulement le long de la dune, nous avons, au cours de la thèse, effectué plusieurs campagnes de mesures avec les stations mobiles. Comme nous l'avons vu, afin de déterminer la vitesse de frottement u_* et la rugosité aérodynamique z_0 , il est préférable de déterminer le profil de vitesse sur 6 points. Nous présentons ici succinctement les caractéristiques des campagnes qui ont permis de produire les résultats présentés dans le chapitre 6.

Les résultats sont basés sur deux campagnes qui ont été particulièrement fructueuses avec des conditions de forts vents. Il s'agit de celle du mois d'octobre 2020 et celle du mois de mai 2021. Les caractéristiques principales de ces deux campagnes sont résumées dans le tableau 5.1.

Date des campagnes	Descriptif	Positionnement de la station fixe de référence
23/09/2020	2 Stations fixes à la même position sur la plage et une station mobile déplacée en différentes positions sur la plage	$D_{fixe} = 165,7 m$
Nuit du 23 au 24/09/2020	2 Stations fixes à la même position sur la plage	$D_{fixe} = 159,5 m$
24/09/2020	Une station fixe sur la plage et 2 stations mobiles déplacées conjointement en différentes positions sur la plage et sur la dune	$D_{fixe} = 176,3 m$
05/05/2021	Une station fixe sur la plage et 2 stations mobiles déplacées conjointement en différentes positions sur la dune	$D_{fixe} = 160,2 m$

TABLE 5.1 – Présentation des différentes campagnes avec les stations mobiles précisant chaque fois la position de la station fixe sur la plage mesurée en fonction de la distance au mât.

5.8.1 Campagne d'Octobre 2020

La journée du 23 de la campagne d'octobre a permis de documenter précisément les caractéristiques des profils de vitesse du vent sur la plage et l'effet de la proximité de l'océan. La figure 5.11 illustre une configuration où les mesures issues des deux stations à une position fixe sur la plage (générant un profil à 6 hauteurs) sont comparées à celles issues de la station mobile à 3 points se dépla-

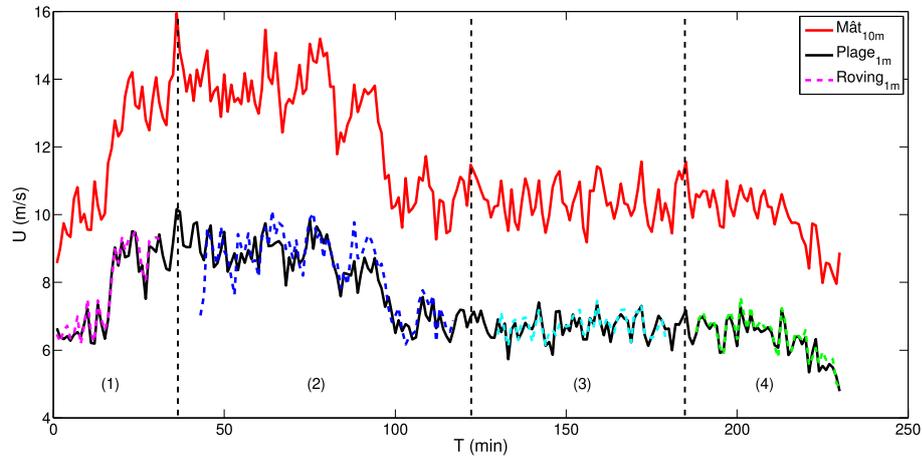


FIGURE 5.11 – Chronique du 23/09/2020 : en rouge, la vitesse mesurée sur le mât à 10m au-dessus du sol ; En ligne continue noire, vitesse à 1m du sol de la station fixe ($D_{fixe} = 165,7m$) ; en pointillés, les vitesses à 1m sur la station mobile en différentes positions sur la plage : (1) 165.7m (2) 249m (3) 220.7m (4) 202.7m. Les distances sont mesurées en fonction de la distance au mât.

çant sur la plage.

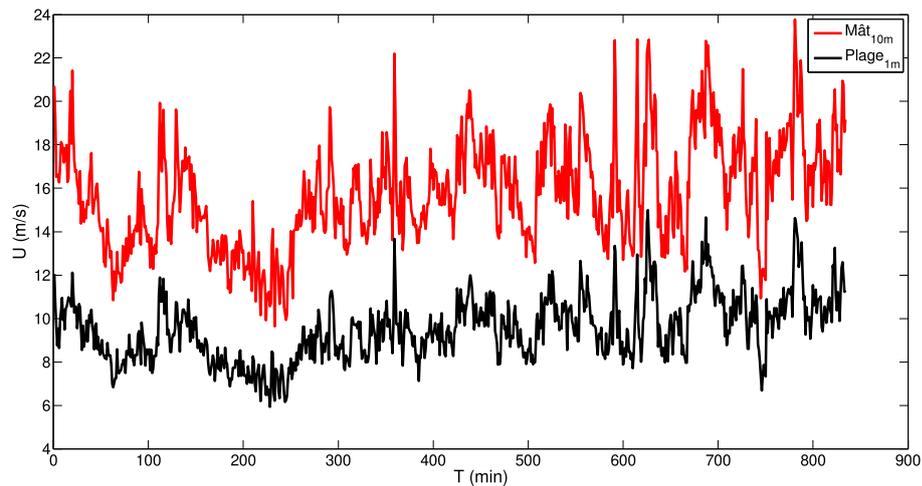


FIGURE 5.12 – Chronique de la nuit du 23 au 24/09/2020 : en rouge la vitesse mesurée sur le mât à 10m au-dessus du sol ; en noir la vitesse à 1m du sol des 2 stations fixes sur la plage ($D_{fixe} = 165,7m$).

La nuit du 23 au 24 nous a permis d'acquérir des profils à 6 points sur la plage dans des conditions de forts vents propices au transport et avec des variations de la direction du vent (voir la figure 5.12). Nous avons pu établir notamment des lois de corrélations entre les vitesses sur la plage et les vitesses au mât en fonction de l'intensité et de la direction du vent.

Pour finir la journée du 24/09/2020 (voir figure 5.13) nous avons permis de constituer une première base d'analyse de l'évolution du profil de vitesse sur la plage et sur le transect de la dune. Lors cette journée, nous avons fixé notre référence sur la plage avec une station équipée de 3 capteurs et déplacé conjointement deux stations pour des profils 6 points.

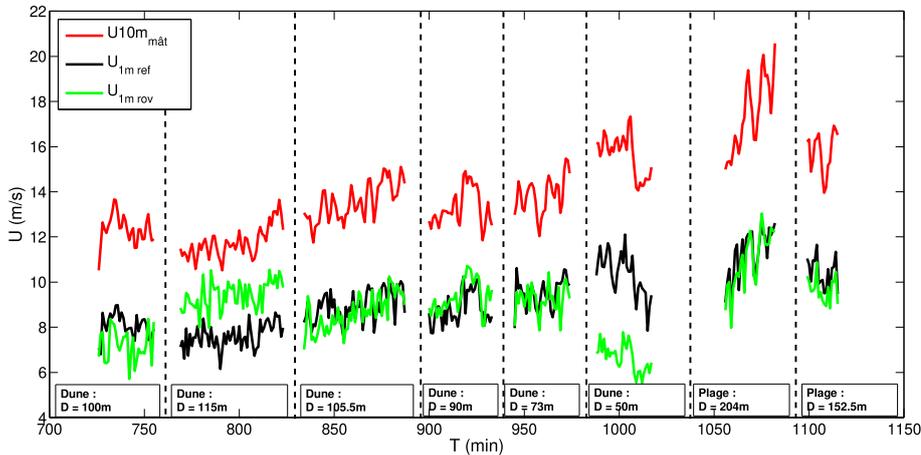


FIGURE 5.13 – Chronique 23/09/2020 : en rouge la vitesse mesurée sur le mât à 10m au-dessus du sol ; en noir, la vitesse à 1m du sol sur la station fixe de la plage ($D_{fixe} = 176,3m$) ; en pointillés, la vitesse à 1m du sol sur les stations mobiles déplacées successivement en différentes positions sur la dune et la plage : (1) 100,3m (2) 115,2m (3) 105,6m (4) 90,4m (5) 73,1m (6) 50,1m (7) 204,2m (8) 152,6m

5.8.2 Campagne de Mai 2021

La deuxième campagne fructueuse s'est déroulée au mois de mai 2021 pendant la journée du 4 (voir figure 5.14). Au cours de celle-ci, nous avons fixé notre référence sur la plage avec une station équipée de 3 capteurs et déplacé conjointement deux stations sur le transect de la dune pour l'obtention d'un profil 6 points. Cette campagne nous a permis de compléter et d'affiner l'évolution du profil de vitesse sur le transect.

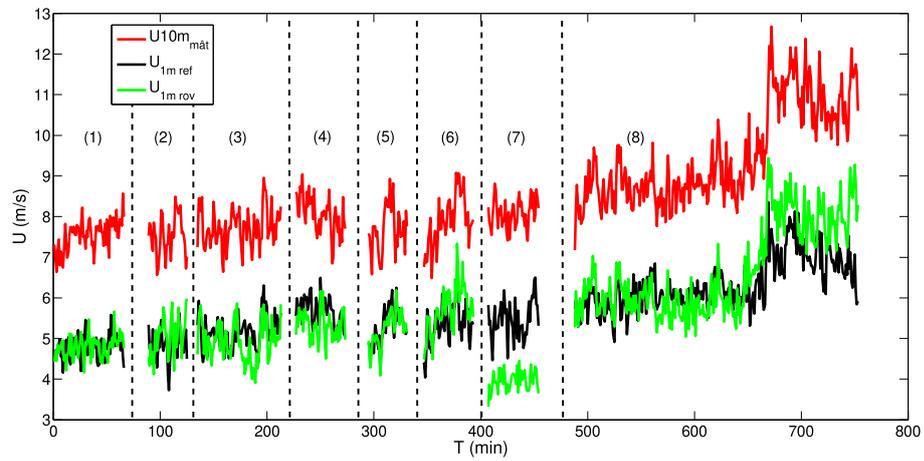


FIGURE 5.14 – Chronique 04/05/2021 : en rouge, la vitesse mesurée sur le mât à 10m au-dessus du sol; en noir, la vitesse à 1m du sol sur la station fixe de la plage ($D_{fixe} = 160,2m$); en pointillés, la vitesse à 1m du sol sur les stations mobiles déplacées successivement en différentes positions sur la dune : (1) $160.2m$ (2) $109.8m$ (3) $95.5m$ (4) $79.1m$ (5) $134.7m$ (6) $87.9m$ (7) $56.1m$ (8) $6.5m$.

Chapitre 6

Dune côtière du Truc Vert : Caractérisation de l'écoulement et du transport

A partir de l'instrumentation déployée en continu et les campagnes de mesures locales intensives, l'objectif est d'étudier l'influence de la topographie, de la végétation et de la cohésion sur le transport éolien. La loi de transport de sable cohésif étudiée dans le chapitre 4.4 en soufflerie démontre que c'est essentiellement le frottement du vent qui est le paramètre qui gouverne le transport. Ce chapitre de mesure du transport sur la dune côtière du Truc Vert est ainsi organisé en deux parties : l'étude aérodynamique avec des mesures de vitesses de vent sur l'ensemble du système dune-plage et les mesures de transport plus rares et plus qualitatives en deux points fixes de la dune blanche.

6.1 Étude aérodynamique

Le profil de vent étant modifié par la topographie, la végétation et le transport de sable, la question de la référence du vent est cruciale. Deux références sont ainsi utilisées : la condition "météorologique" de la vitesse de vent à 10 m (U_{10m}) sur le mât météorologique au sommet de la dune qui est mesuré en continu depuis 2018 et la vitesse de vent à 1m sur la plage $U_{1m,ref}$ qui caractérise le frottement du vent u_* sur la plage, en amont de la dune, qui a pu être caractérisée sur quelques campagnes de mesures locales particulières.

Cette Section présente ainsi d'abord la relation entre ces deux références permettant de présenter les résultats en fonction de l'une ou de l'autre, puis la modification du frottement sur la plage par le transport de sable et la distance à

la mer (Fetch), et finalement l'accélération du frottement sur l'ensemble du transect par les effets combinés de la topographie et des rugosités (i.e., micro-topo et présence de végétation).

6.1.1 Sur la plage

Durant les campagnes d'octobre 2020 et mai 2021, nous avons pu extraire un certain nombre de caractéristiques du profil du vent sur la plage grâce à des mesures simultanées à 6 altitudes différentes (entre 0,3 et 1,7m) et établir différentes relations entre la vitesse du vent sur la plage et celle mesurée sur le mât au sommet de la dune, puis entre la vitesse et le frottement sur la plage avec l'influence du transport, puis l'influence de la longueur de plage.

6.1.1.1 Relation entre la vitesse sur la plage et la vitesse au mât : effet de l'angle d'incidence

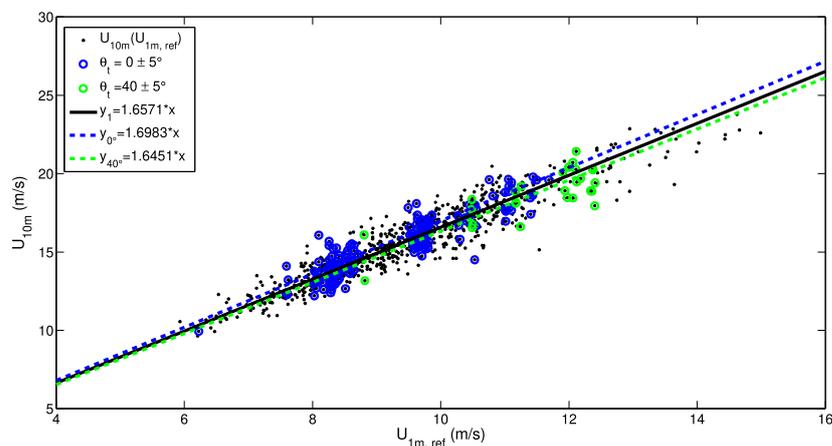
Grâce à la campagne du 23 au 24 octobre qui présente une gamme relativement étendue d'intensité du vent, nous avons pu établir une relation entre la vitesse du vent mesurée à 10m sur le mât, U_{10m} , et celle mesurée sur la plage à 1m, $U_{1m,ref}$, qui nous servira de référence par la suite. Nous obtenons une loi linéaire (voir figure 6.1a) :

$$U_{10m} = C_1 U_{1m,ref} , \quad (6.1)$$

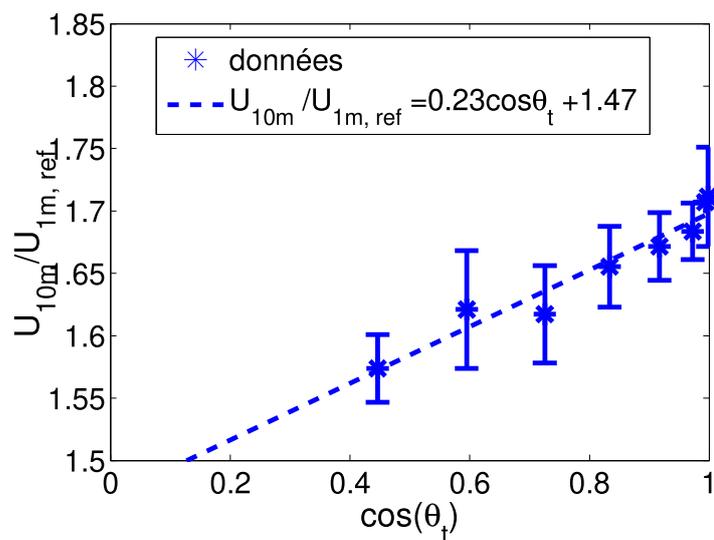
avec $C_1 = 1,65 \pm 0,05$. Cette corrélation a été obtenue en considérant toutes les incidences de vent. Cette valeur agrège deux effets. Le premier est l'augmentation de la vitesse du vent avec la distance au sol (sur la plage, la mesure est à 1m tandis qu'au sommet de la dune, elle est prise à 10m). Le second est l'effet d'augmentation de la vitesse du vent due à la topographie (effet d'accélération ou "speed-up") qui est proportionnel au rapport d'aspect de la dune H/L vu par le vent et donc dépendant de l'angle d'incidence du vent sur la dune θ_t . A ce stade, il est difficile de découpler ces deux effets dans ce coefficient $C_1 > 1$.

Une analyse plus fine permet de mettre en évidence un petit effet de l'angle d'incidence du vent sur la loi de corrélation. Lors de cette même campagne, nous avons eu des vents d'ouest dont l'incidence mesurée par rapport à cette direction a varié entre -10° et 60° . Nous avons classé chaque minute de mesures dans des classes angulaires de $\pm 5^\circ$ et calculé un coefficient C_1 de corrélation pour chaque classe. Celui-ci diminue quand l'incidence augmente en valeur absolue. Cette variation peut être approchée de façon très satisfaisante par une loi affine en fonction du cosinus de l'angle d'incidence (voir figure 6.1b) :

$$C_1(\theta_t) \approx 1,47 (1 + 0,15 \cos \theta_t) , \quad (6.2)$$



(a)



(b)

FIGURE 6.1 – (a) Vitesse du vent mesurée sur le mât à 10m (U_{10m}) en fonction de la vitesse sur la plage à 1m ($U_{1m,ref}$). Les données sont moyennées à la minute. La ligne rouge continue correspond à la régression linéaire pour l'ensemble des points. Les courbes en pointillés correspondent aux régressions linéaires par classe d'angle. (b) Coefficient de corrélation entre la vitesse à 10m sur le mât et celle à 1m sur la plage fonction du cosinus de l'angle d'incidence.

Cette variation reste faible : le coefficient de corrélation tombe à 1.58 pour une incidence de 60° comparée à la valeur de 1.70 pour une incidence normale, soit une baisse de 7%. Néanmoins, cette variation peut être mise en corrélation avec l'effet d'accélération due à la topographie dont on s'attend à ce qu'elle soit proportionnelle à H/L . Dans le cas d'incidence oblique, la longueur apparente $L(\theta_t)$ de la dune s'écrit :

$$L(\theta_t) = L_0 / \cos \theta_t, \quad (6.3)$$

de sorte que

$$\frac{H}{L} = \frac{H}{L_0} \cos \theta_t, \quad (6.4)$$

où L_0 est la longueur de la dune vue en incidence normale ($L_0 \approx 110\text{ m}$). Le rapport d'aspect diminue donc avec l'incidence du vent, ce qui va dans le sens d'une diminution de l'effet d'accélération. Cette description est très globale et est assez grossière. Nous reviendrons sur l'effet d'accélération à partir de l'étude détaillée des profils de vitesse le long de la pente sur la dune.

6.1.1.2 Frottement aérodynamique et signature du transport

A partir de mesures de profils sur la plage effectuées la nuit du 23 au 24/09/2020, nous avons pu étudier l'évolution de la vitesse frottement pour un large gamme de vitesse. Ces mesures étant effectuées pendant la nuit, nous obtenons en moyenne une humidité relative proche de 100%. Pour extraire des profils de vitesse robustes sur la plage, nous avons utilisé 6 points de mesures simultanées à des altitudes différentes avec les anémomètres 2D. Les données sont classées par vitesses. Ce classement se fait par rapport à la vitesse mesurée à 1m et les classes ont une largeur de 1 m/s . Pour chacune de ces classes, nous obtenons un profil logarithmique (figure 6.2) cohérent avec la loi universelle en couche limite turbulente :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (6.5)$$

dont on peut extraire la vitesse de frottement u_* et la rugosité effective z_0 .

Nous montrons sur la figure 6.3(a) et (b) la variation de u_* et z_0 avec la vitesse du vent mesurée à 1 m . Nous pouvons identifier trois régimes distincts en fonction de la vitesse de vent $U_{1m,ref}$.

1. Pour les faibles vitesses (i.e., $U_{1m,ref} < 8, 5\text{ m.s}^{-1}$), la vitesse de frottement est proportionnelle à la vitesse de référence et la rugosité aérodynamique est constante :

$$u_* = a_0 U_{1m,ref}, \quad (6.6)$$

$$z_0 \approx 150 \mu\text{m} \approx \frac{d}{2}, \quad (6.7)$$

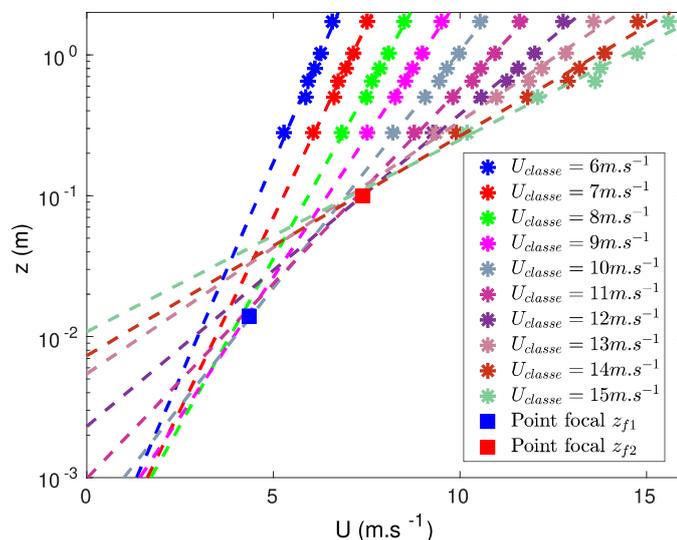


FIGURE 6.2 – (a) Profils de vitesse du sur la plage pour différentes classes de vitesse. On observe des profils qui suivent une loi logarithmique.

avec $a_0 \approx 0,046$. Ces caractéristiques sont typiques d'une couche limite turbulente qui n'est pas chargée en sable.

2. A plus forte vitesse (i.e., $U_{1m,ref} > 8,5 m.s^{-1}$), l'existence d'un point focal avec une vitesse non-nulle à une hauteur finie z_{f_1} signe la présence du transport (voir la figure 6.2). Le profil de vitesse peut ainsi se ré-écrire simplement :

$$U(z) = U_{f_1} + \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{f_1}} \quad (6.8)$$

où U_{f_1} est la vitesse du vent au point focal. On trouve $z_{f_1} \approx 1,4 cm$ et $U_{f_1} \approx 4,35 m/s$. Cette transition s'accompagne d'un changement de pente dans la loi de corrélation entre la vitesse de frottement et la vitesse de référence (cf. Fig.6.3a) qui suit alors la loi suivante :

$$u_* = a_1 (U_{1m,ref} - b_1) \quad (6.9)$$

avec

$$a_1 = \kappa / \ln(z_{1m}/z_{f_1}) \approx 0,094 \quad (6.10)$$

$$b_1 = U_{f_1} \approx 4,35 m/s \quad (6.11)$$

En pratique, on utilise l'équation 6.9 pour déterminer de façon précise les coordonnées du point focal (z_{f_1}, U_{f_1}) plutôt qu'une détermination à partir des profils. Les coefficients a_1 et b_1 sont calculés par un ajustement

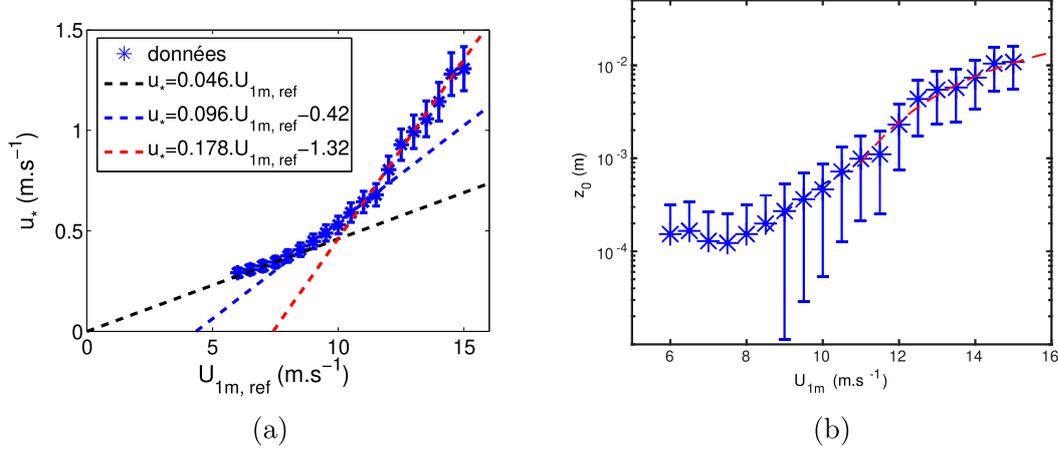


FIGURE 6.3 – (a) Vitesse de frottement u_* en fonction de $U_{1m,ref}$. (b) Rugosité aérodynamique effective z_0 en fonction de $U_{1m,ref}$. On peut identifier deux régimes : à faible vitesse, la rugosité est constante tandis qu'au-delà d'une vitesse critique (i.e., $U_{1m,ref} > 8,5 m/s$), celle-ci augmente de façon monotone avec la vitesse du vent. Les courbes en pointillées correspondent aux équations 6.12 et 6.14.

des données par la méthode des moindres carrés, à partir desquels sont déduits z_{f1} et U_{f1} en utilisant les relations 6.10 et 6.11.

La transition vers un régime de transport est également signée sur la rugosité aérodynamique effective z_0 qui cesse d'être constante pour croître avec l'intensité du vent (voir la figure 6.3b). L'existence d'un point focal nous dicte le comportement de z_0 :

$$z_0 = z_{f1} \exp\left(-\frac{\kappa U_{f1}}{u_*}\right) = z_{f1} \exp\left(-\frac{\kappa U_{f1}}{a_1(U_{1m,ref} - U_{f1})}\right) \quad (6.12)$$

Cette loi ajuste correctement nos données pour $8,5 m/s < U_{1m,ref} < 11 m/s$.

3. Au-delà de la vitesse critique de $11 m/s$, on observe un second changement de régime caractérisé par un point focal qui se déplace plus loin du sol (voir Fig. 6.2). On peut identifier un second point focal de coordonnées $z_{f2} \approx 10 cm$ et $U_{f2} \approx 7,4 m/s$. Cette seconde transition s'accompagne d'un changement de comportement de la vitesse de frottement et de la rugosité effective z_0 qui suivent les lois suivantes :

$$u_* = a_2 (U_{1m,ref} - U_{f2}) \quad (6.13)$$

$$z_0 = z_{f2} \exp\left(-\frac{\kappa U_{f2}}{a_2(U_{1m,ref} - U_{f2})}\right) \quad (6.14)$$

avec $a_2 = \kappa / \ln(z_{1m}/z_{f_2}) \approx 0,178$. Nous pensons que cette seconde transition est une signature du passage d'un régime de saltation à un régime collisionnel, comme observée dans les expériences en soufflerie. A notre connaissance, c'est la première mise en évidence du régime collisionnel in situ.

En résumé, nous pouvons donc identifier deux vitesses critiques seuils qui caractérisent l'entrée dans le régime de transport par saltation puis celle dans le régime collisionnel. Ces transitions sont caractérisées respectivement par les valeurs critiques suivantes en termes de vitesse de frottement :

$$u_{*c1} \approx 0,40 \text{ m/s} \quad (U_{1m,ref} \approx 8,5 \text{ m/s et } U_{10m} \approx 14 \text{ m/s}), \quad (6.15)$$

$$u_{*c2} \approx 0,64 \text{ m/s} \quad (U_{1m,ref} \approx 11 \text{ m/s et } U_{10m} \approx 18 \text{ m/s}), \quad (6.16)$$

Nous avons indiqué entre parenthèses les valeurs correspondantes des vitesses mesurées respectivement à 1m sur la plage et à 10m sur le mât. La valeur de frottement critique u_{*c1} peut être assimilé à un seuil de transport in-situ. En le comparant au seuil aérodynamique sec estimé en soufflerie (pour un diamètre de grain équivalent), on trouve :

$$u_{*s} \approx 0,26 \text{ m/s} \quad (U_{1m,ref} \approx 5,7 \text{ m/s et } U_{10m} \approx 9.4 \text{ m/s}), \quad (6.17)$$

Ainsi le seuil de transport observé sur cette campagne de terrain est supérieur à la valeur en soufflerie pour du sable sec. Cet écart peut être interprété par la présence d'une cohésion augmentant le seuil aérodynamique sur la plage et ayant une influence importante sur l'apparition du point focal. En effet, ces mesures ont été effectuées pendant la nuit avec une humidité proche de 100% et donc une cohésion potentiellement importante.

6.1.1.3 Effet de la longueur de plage (ou "Fetch")

Nous avons étudié l'influence de la longueur de la plage (qui varie selon la marée) sur les caractéristiques des profils de vitesses mesurés le long de la plage. Nous avons sélectionné deux campagnes pour cette étude, une première réalisée le 23/09/2020 à vent modéré sans transport et une deuxième avec un vent générant du transport le 24/09/2020. Lors de la campagne du 23/09/2020 nous avons pu placer notre station de référence avec 6 points en $D_{mat} = 165.7m$ et notre station mobile en trois positions sur la plage : (1) $D_{mat} = 249m$ (2) $D_{mat} = 220.7m$ et (3) $D_{mat} = 202.7m$. Dans le cas où la station était placée en $D_{mat} = 249m$, l'océan était à une distance $D_{mat} \approx 265m$.

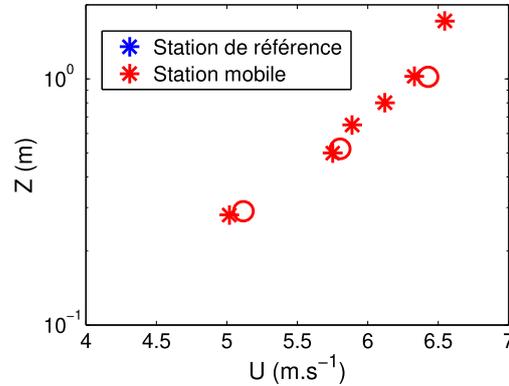


FIGURE 6.4 – Profil de vitesse obtenu sur la station référence sur 6 points de mesure (★) et sur la station mobile sur 3 points positionnée au même endroit (○)

On a alors mesuré l'évolution de la vitesse à U_{1m} , de z_0 et du rapport u_*/u_{*ref} en fonction de la position sur la plage (voir la figure 6.5). Nous rappelons que les déterminations de u_* et z_0 sont faites à partir de profils trois points. Les résultats présentés donnent une allure de leurs évolutions, mais les valeurs obtenues restent très sensibles à la position des capteurs. On notera cependant que la station mobile a été dans un premier temps placée à la même position que la station fixe et que les points de mesures aux mêmes hauteurs se superposent et on obtient bien un u_* et un z_0 du même ordre (figure 6.4).

Sur la figure 6.5a, on observe une légère décroissance de U_{1m} accompagnée d'une augmentation en u_* (figure 6.5b) le long de la plage. Ces évolutions contraires ne peuvent s'interpréter que par deux phénomènes antagonistes :

- La décroissance en U_{1m} est interprétable par le fait que la zone où est placée la station de référence est proche de la dune (moins de 50m) et commence à sentir sensiblement l'effet de la dune. Kroy et al. (Kroy et al. (2002)) prédit effectivement que la vitesse se réduise en se rapprochant l'obstacle qui commence au niveau de la dune embryonnaire. Kroy et al prédisent également une diminution de la vitesse de frottement en s'approchant de l'obstacle, or comme nous l'observons, la vitesse de frottement tend à augmenter pour le long de la plage (figure 6.5b).
- L'augmentation du u_* est à mettre au crédit de l'augmentation de la rugosité entre la mer et le sol de la plage exprimée par la rugosité z_0 (figure 6.5c) avec une augmentation d'un ordre de grandeur entre l'océan et la fin de la plage.

La deuxième campagne du 24/09/2020 avec des vents supérieurs au seuil nous a donné des indications sur la longueur nécessaire à l'établissement du transport. Lors de cette campagne, nous avons une station mobile placée proche de la limite plage-océan ($D_{mat} \approx 220m$) et une station de référence en fin de plage ($D_{mat} =$

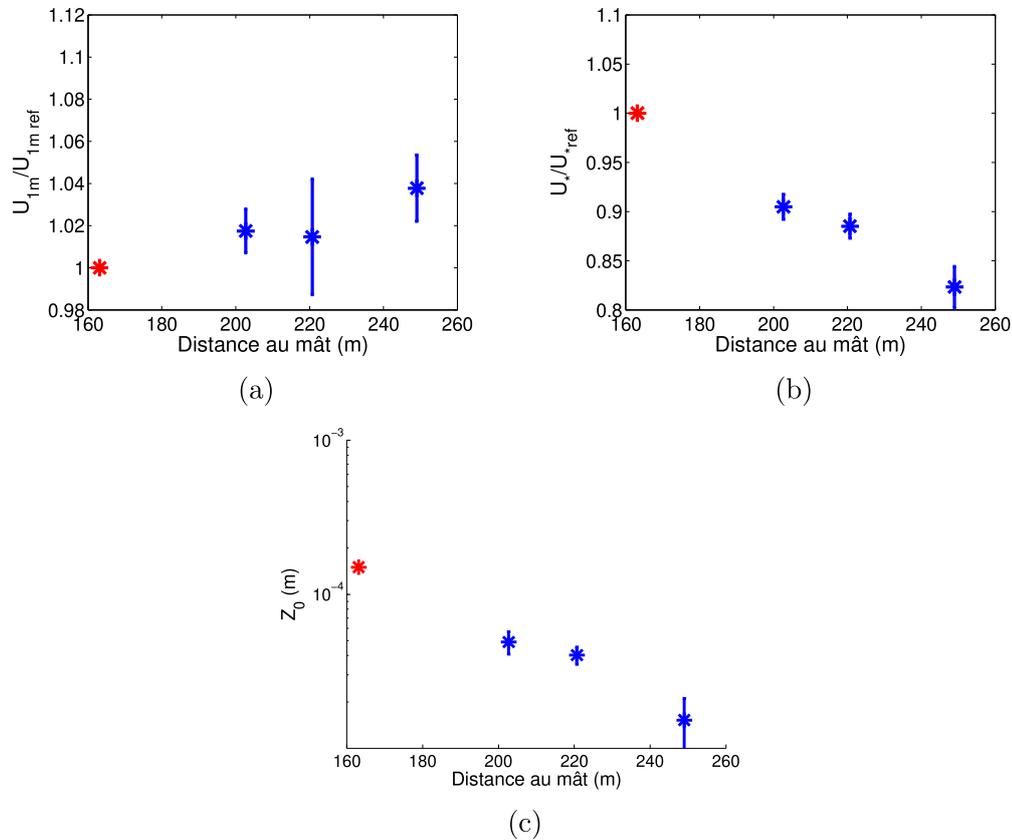
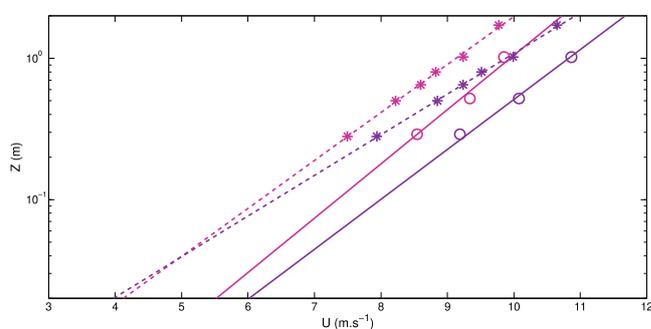


FIGURE 6.5 – (a) $U_{1m}/U_{1m,ref}$ en fonction de la position de la station mobile. (b) $u_*/u_{*,ref}$ en fonction de la station mobile. (c) Rugosité aérodynamique z_0 mesurée sur la station mobile en fonction de sa position au mât.

176.3m). On voit sur la photo 6.6a la position de la station proche de l'océan et sur le graphe 6.6b les profils de vitesse qui indiquent que proche de l'océan nous avons une rugosité aérodynamique z_0 faible proche de $10^{-5} m$, qui est une signature de la proximité de l'océan comme vu plus haut et de l'absence de transport. Pour les mêmes séries temporelles, les profils de vitesse de référence en fin de plage montrent une augmentation de la vitesse de frottement qui est la signature du transport. En effet, la présence d'un point focal sur les profils caractérise l'existence d'un transport saturé. On a donc ici la signature du développement du transport sur la plage. On ne peut pas estimer précisément cette longueur de développement par manque de mesures en des points intermédiaires. On a juste une borne supérieure de la distance de développement sur du sable partiellement humide dont on peut dire qu'elle est inférieure à 32 m qui est la distance entre les deux stations de mesures.



(a)



(b)

FIGURE 6.6 – (a). Station mobile proche de la limite plage-océan. (b) Profils par classe de vitesses pour la station mobile $D_{mat} = 204.2m$ et la station de référence $D_{mat} = 176.3m$. les droites continues correspondent à l'évaluation du profil pour deux classes de vitesse pour la station en $D_{mat} = 204.2m$ et les droites en pointillés à celles pour la station en $D_{mat} = 176.3m$.

6.1.2 Sur la dune

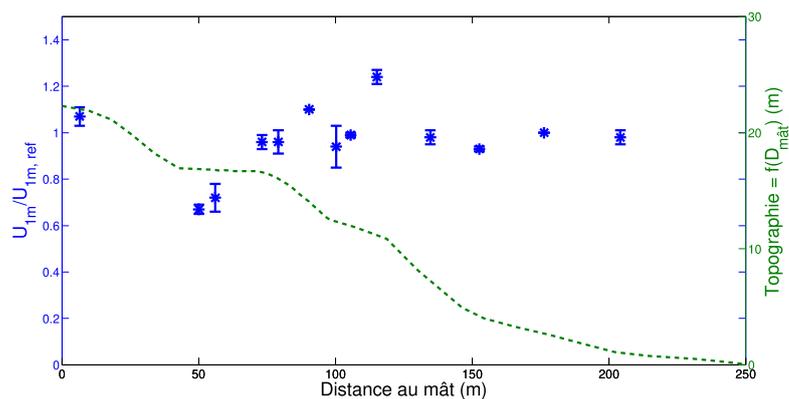
En déplaçant nos stations mobiles en différentes positions le long d'un transect de la dune, nous avons été capables de décrire l'évolution des profils de vitesse sur la dune sous la double influence de la topographie et de la végétation.

6.1.2.1 Facteur d'accélération

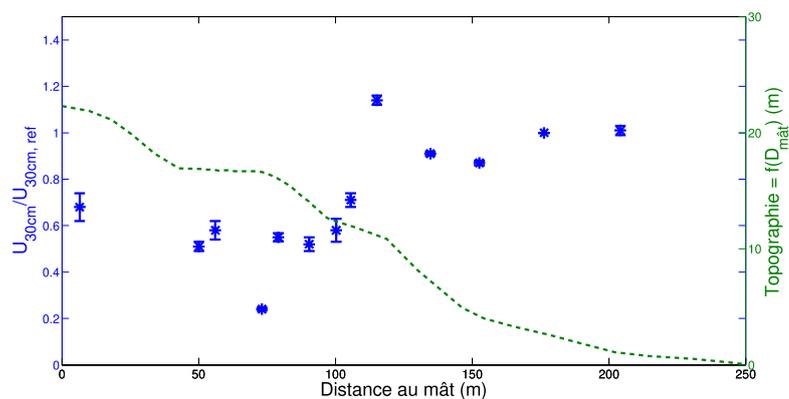
La première caractéristique étudiée est le facteur d'accélération $\chi_z(D)$ mesurée le long du transect à une position D que l'on définit comme le rapport de vitesse suivant :

$$\frac{U(D, z)}{U(D_{ref}, z)} = \chi_z \quad (6.18)$$

La position D le long du transect est mesurée par rapport à la distance au mât et la position de référence est située sur la plage et à la distance la plus éloignée du mât. Les vitesses en D et D_{ref} sont mesurées à la même altitude locale z correspondant à la distance locale normale au sol. Nous avons calculé le facteur



(a)



(b)

FIGURE 6.7 – (a). Rapport de la vitesse mesurée localement sur la dune à 1m sur la vitesse mesurée à la référence sur la plage à 1m. (b). Rapport de la vitesse mesurée localement sur la dune à 30cm sur la vitesse mesurée à la référence sur la plage à 30cm.

d'accélération pour deux altitudes différentes $z = 1\text{ m}$ et $z = 0,3\text{ m}$. La figure 6.7a représente l'évolution de facteur d'accélération le long du transect pour $z = 1\text{ m}$. Dans cette campagne de mesures, $D_{ref} = 176\text{ m}$. On voit que le facteur d'accélération à 1m semble suivre les variations de la dérivée seconde de la topographie. Celui-ci augmente au niveau des parties convexes et diminue au niveau des parties concaves. On observe ainsi une diminution ($\chi_z \approx 0,9$) au pied de la dune

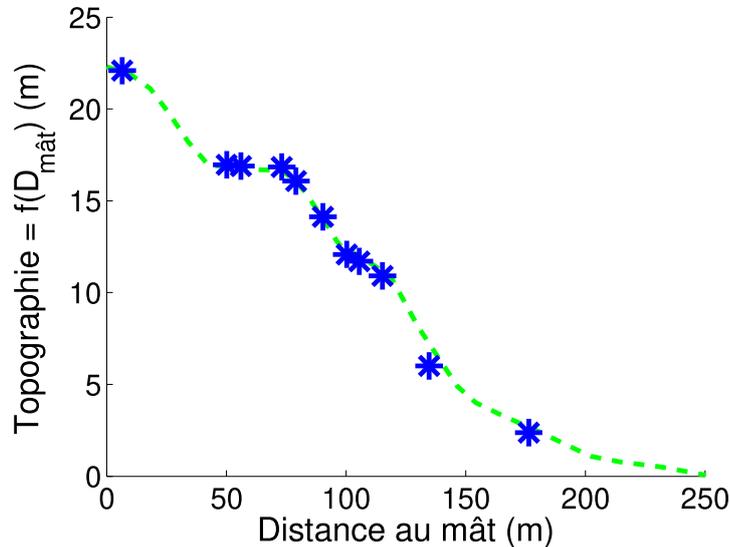


FIGURE 6.8 – Positions des mesures de profils 6 points sur le transect de la dune lors de la campagne 23/09/2020.

embryonnaire ($D \approx 150\text{ m}$). Dans certaines zones, comme en particulier après le sommet de la dune blanche ($D \approx 50\text{ m}$), la baisse du facteur d'accélération est encore plus importante ($\chi_z \approx 0,7$) et est sans doute accentuée par un probable décollement de la couche limite. L'accélération la plus significative est observée sur la cassure de la dune embryonnaire ($\chi_z \approx 1,2$).

En se plaçant près du sol (i.e., $z = 0,3\text{ m}$), le facteur d'accélération présente une évolution singulièrement différente (voir la figure 6.7b). En plus de l'effet dû à la topographie, on intègre les effets de ralentissement dus à la végétation quand elle est présente. En particulier sur la dune blanche, l'effet de la végétation est très important puisque le facteur d'accélération tombe à une valeur très faible de l'ordre de 0,5.

6.1.2.2 Évolution de la rugosité aérodynamique le long du transect

Pour la caractérisation détaillée du profil de vitesse sur le transect de la dune, nous avons exploité la campagne de mesure du 23/09/2020 où les profils sont évalués en 6 altitudes différentes.

On peut distinguer différents types de profils suivant la position sur la dune :

- Sur la plage ($D = D_0 = 175\text{ m}$), pour des vitesses inférieures à la vitesse seuil de transport (évaluée à $8,5\text{ m/s}$ à un mètre du sol), on a une rugosité aérodynamique qui reste constante en dehors de la zone de transition

océan-plage évoquée plus haut. Le profil reste logarithmique sur toute la hauteur de mesure entre $0,3\text{ m}$ et $1,8\text{ m}$.

- Sur la dune embryonnaire ($D = D_1$; voir les figures 6.9a et 6.10a), on observe un profil logarithmique à l'exception du point le plus bas (à 30 cm) qui s'en écarte. Lors de cette campagne, il y avait une discontinuité d'une hauteur 20 à 30 cm entre la plage et la dune embryonnaire produite par l'érosion marine. Cette discontinuité est sans doute à l'origine du fait que le point de mesure à 30 cm s'écarte du profil.
- Au sommet de la dune embryonnaire ($D = D_2$; voir figure 6.9b), le profil a des caractéristiques bien différentes. Loin du sol (i.e., $z > 0,6\text{ m}$), le profil est pratiquement plat alors que la couche près du sol garde un profil logarithmique (voir figure 6.10b). Ce profil particulier est dû au décollement de la couche limite au sommet de la falaise. Pour évaluer la vitesse de frottement et la rugosité en ce point, nous utilisons les points du profil proche du sol. Nous obtenons en particulier une rugosité aérodynamique $z_0 \approx 5\text{ mm}$ bien plus importante que sur la plage ($z_0 \approx 0,150\text{ mm}$). Cette augmentation de la rugosité aérodynamique nous semble raisonnable au regard de la micro-topographie chahutée de la dune embryonnaire engendrée par la présence de la végétation éparse dans la pente.
- Entre de la dune embryonnaire et la dune blanche ($D = D_3$), la dune devient de plus en plus végétalisée. On y trouve une végétation constituée d'un couvert de panicot maritime pouvant générer localement de petites accrétions de sable (voir figure 6.9c). A cette position, on se trouve de plus toujours dans la zone de décollement provoquée par la falaise de la dune embryonnaire. On distingue donc deux couches dans le profil de vitesse (voir la figure 6.10c) : une couche interne dans la partie basse permettant de déterminer une rugosité aérodynamique z_0 de l'ordre du centimètre liée à la micro-topographie locale et une couche externe.
- Sur la dune blanche ($D_4 \leq D \leq D_9$), on arrive dans une zone couverte par des oyats (voir figures 6.9d, 6.9e, 6.9f, 6.9g, 6.9h) dont la densité augmente le long de la pente. Les profils de vitesse mesurés résolvent bien la couche d'écoulement au-dessus de la végétation qui reste logarithmique. A partir de ces profils, nous pouvons extraire une vitesse de frottement et une rugosité effective qui traduisent le frottement de l'écoulement sur la végétation. Ces mesures ne renseignent pas directement sur ce qui passe près du sol. Les profils nous disent que la rugosité aérodynamique augmente le long de la dune blanche progressant de 5 cm à 12 cm . Cet accroissement peut



(a) $D_1 = 134,7 m$



(b) $D_2 = 115,2 m$



(c) $D_3 = 105,6 m$



(d) $D_4 = 100,3 m$



(e) $D_5 = 90,4 m$



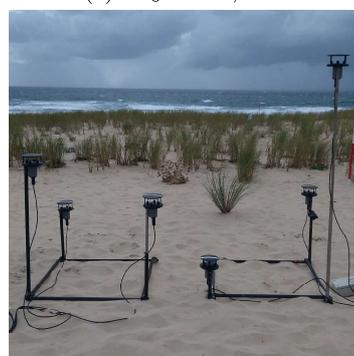
(f) $D_6 = 79,1 m$



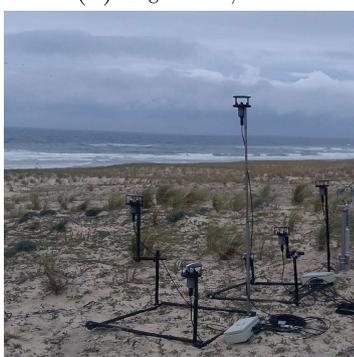
(g) $D_7 = 73,2 m$



(h) $D_8 = 56,1 m$



(i) $D_9 = 50,1 m$



(j) $D_{10} = 6,5 m$

FIGURE 6.9 – Photos des différentes zones où sont mesurés les profils de vitesses sur la dune.

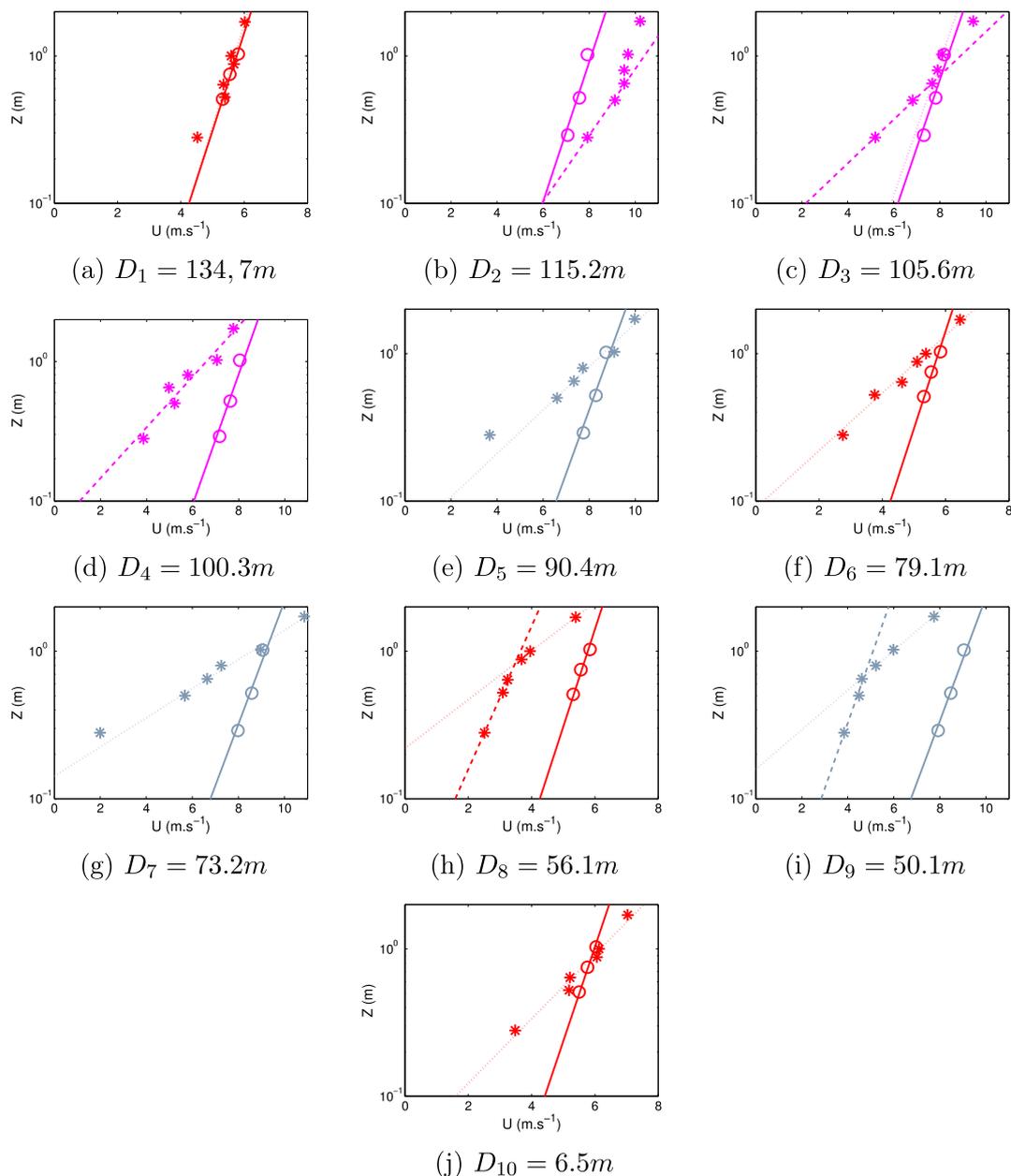


FIGURE 6.10 – Profils de vitesses correspondant aux positions illustrées sur la figure 6.9 et représentés par des symboles en forme d'étoiles. Les symboles ronds représentent le profil de référence mesuré sur la plage au même moment.

être sans doute mis en corrélation avec une densification de la végétation le long de la pente (voir la figure 6.11).

- Après le sommet de la dune blanche, la densité d'oyats chute rapidement et est progressivement remplacée par une végétation plus rase (voir figures 6.9h et 6.9i). Cette région est également dans une zone de décollement de couche limite qui se produit au sommet de la dune blanche. On peut distinguer sur les profils de vitesse deux couches : une couche interne et une couche externe. La couche interne nous renseigne sur le frottement et la rugosité du sol tandis que la couche externe garde la mémoire des caractéristiques du frottement sur les oyats en aval de la pente (voir les figures 6.10h et 6.10h). La couche interne nous donne une rugosité aérodynamique de l'ordre du centimètre relié à la micro-topographie du sol.

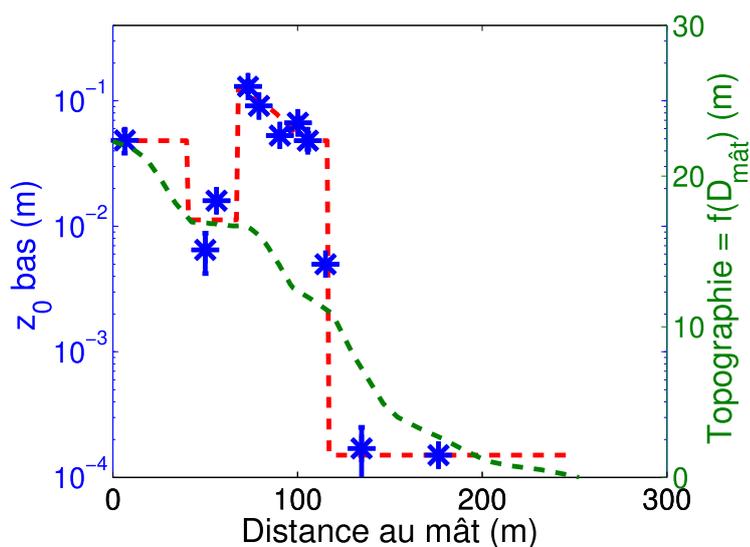


FIGURE 6.11 – Évolution de la rugosité aérodynamique z_0 le long du transect tirée des profils de vitesse présentés sur la figure 6.10.

- Au sommet de la dune grise ($D = D_{10}$) qui est notre dernier point de mesure proche du mât météorologique, on a une végétation plus rase et moins dense que la dune blanche (voir la figure 6.9j). Le profil mesuré présente une évolution logarithmique dont on peut tirer une rugosité de l'ordre de $z_0 \approx 4 \text{ cm}$ (voir la figure 6.10j).

Ces mesures nous permettent d'évaluer la rugosité aérodynamique effective le long du transect (voir la figure 6.11) et ainsi de construire une fonction nous

donnant la variation de la rugosité le long du transect : $z_0(D)$. Cette fonction est absolument nécessaire si l'on souhaite réduire les incertitudes de mesure du frottement à partir de profils avec peu de points ou reconstruire le profil du vent le long du transect à partir de la seule connaissance des vitesses de vent enregistrées sur le mât.

6.1.2.3 Évolution de la vitesse de frottement le long du transect

A partir des profils de vitesse, nous pouvons extraire également les vitesses de frottement. Nous avons tracé sur la figure 6.12 l'évolution de la vitesse de frottement le long du transect normalisée par la vitesse de frottement de référence mesurée sur la plage. On trouve globalement une augmentation de la vitesse de frottement u_* qui est la conséquence de la topographie, mais aussi et surtout une augmentation liée à celle de la rugosité marquée par la présence d'une couverture végétale. Ainsi, la présence de la végétation provoque une augmentation de la vitesse de frottement u_* de même qu'une dérivée seconde négative de la topographie (concave).

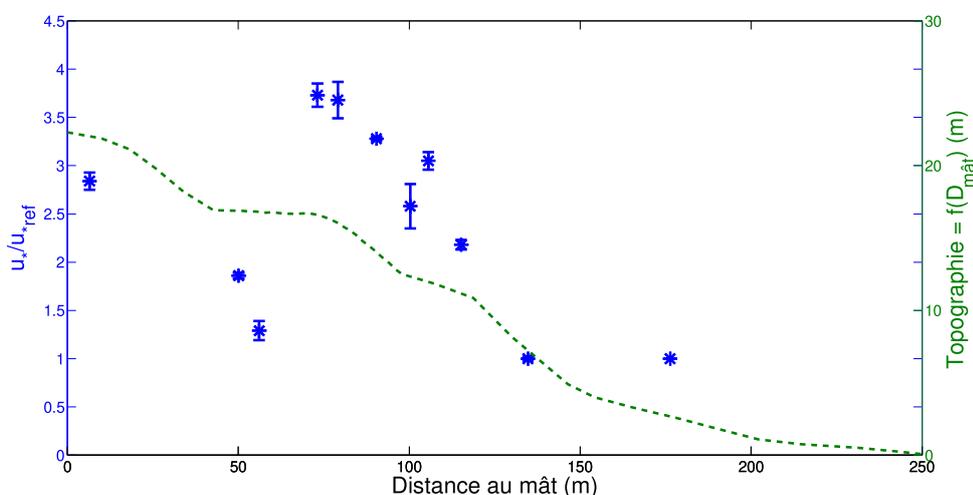


FIGURE 6.12 – Évolution de la vitesse de frottement u_* le long du transect normalisée par la vitesse de frottement de référence mesurée sur la plage.

A partir des données de la figure 6.12, il est ainsi possible de construire une relation empirique, $\chi_*(D)$, qui relie le frottement mesuré sur un point quelconque de la dune à celui mesuré sur la plage :

$$\frac{u_*(D)}{u_{*,ref}} = \chi_*(D) \quad (6.19)$$

Il est important de préciser que cette corrélation n'est valable que pour des vitesses de vent modérées en dessous du seuil de transport. Il serait intéressant de savoir comment celle-ci est modifiée lorsqu'il y a du transport sur la dune. Nous avons vu que sur la plage les caractéristiques du profil du vent permettent d'identifier la présence ou non du transport. Est-ce aussi le cas pour les profils de vitesse sur la dune ? Nous ne pouvons malheureusement pas répondre à cette question faute de données. Nous n'avons pas de mesures de profil sur toute la dune pour des conditions de forts vents.

6.1.3 Conclusion

Dans cette première partie, nous avons pu mettre en évidence une loi de corrélation simple et robuste entre la vitesse de vent mesurée au mât et la vitesse sur la plage. Cette loi nous permet de prédire la vitesse de frottement sur la plage en fonction des mesures de vitesses prises au mât. Nous sommes donc capables a priori à partir des chroniques de vent du mât de reproduire l'historique de la vitesse de frottement sur la plage.

Nous avons évalué aussi la rugosité aérodynamique effective le long du transect ainsi que la vitesse de frottement. Les variations de ces dernières quantités sont essentiellement gouvernées par la présence ou non d'un couvert végétal. A partir de ces résultats, l'augmentation du frottement en chaque point sur la dune rapporté au frottement sur la plage a été caractérisé et nous sommes donc en mesure de reconstruire à partir des vitesses au mât, la chronique des vitesses de frottement le long du transect.

Nous avons également quantifié l'évolution des coefficients d'accélération de la vitesse de vent à 1m et à 30cm rapporté aux vitesses sur la plage qui ont des variations très modérées par rapport aux résultats antérieurs sur des dunes plus petites.

6.2 Transport de sable sur la dune

Nous nous intéressons à présent au transport de sable sur la dune. Nous allons d'abord procéder à une analyse du transport à partir des signaux enregistrés par les deux saltiphones positionnés sur la dune blanche respectivement à une distance $D = D_6 = 79\text{ m}$ et $D = D_4 = 100\text{ m}$ du mât (cf. figures 6.9d et 6.9f). Nous étudions ensuite si ceux-ci sont corrélés avec les estimations de vitesse de frottement.

Les chroniques de transport étudiées s'étalent sur la période du 12/12/2019 au 04/05/2021. Pendant cette période, la rose des vents (voir figure 6.13) indique trois directions dominantes : O, NNO et ESE. Nous avons sélectionné pour cette

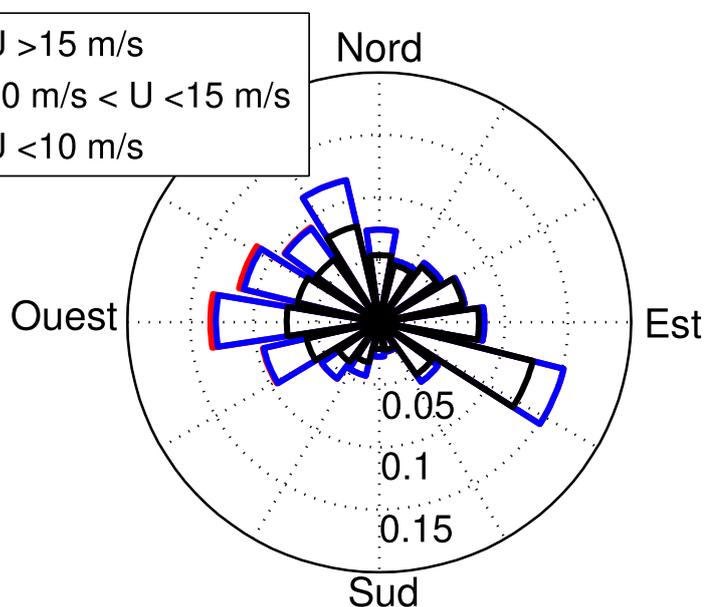


FIGURE 6.13 – Rose des vents pour la période d'observation du 12/12/2019 au 04/05/2021.

étude les évènements de transport pour les vents à dominantes ouest comprenant les directions comprises entre NO et SO. Nous rappelons que la plage est orientée à l'ouest.

6.2.1 Chronique de transport de sable sur la dune blanche

Nous présentons sur la figure 6.14 des signaux typiques mesurés avec les deux saltiphones aux mêmes instants pour différents épisodes de transport avec des intensités moyennes croissantes du vent.

Nous observons, à mesure que l'intensité du vent croit, le passage progressif d'un régime de transport intermittent à un régime continu comme nous l'avons observé en soufflerie dans le chapitre 4. Les prémisses du transport apparaissent pour des vitesses mesurées au mât à 10m entre 8 et 10 m/s tandis que le transport devient continu pour des vitesses supérieures à 13 m/s . On note également que l'intensité du transport est un peu plus importante sur le saltiphone du bas que sur celui du haut.

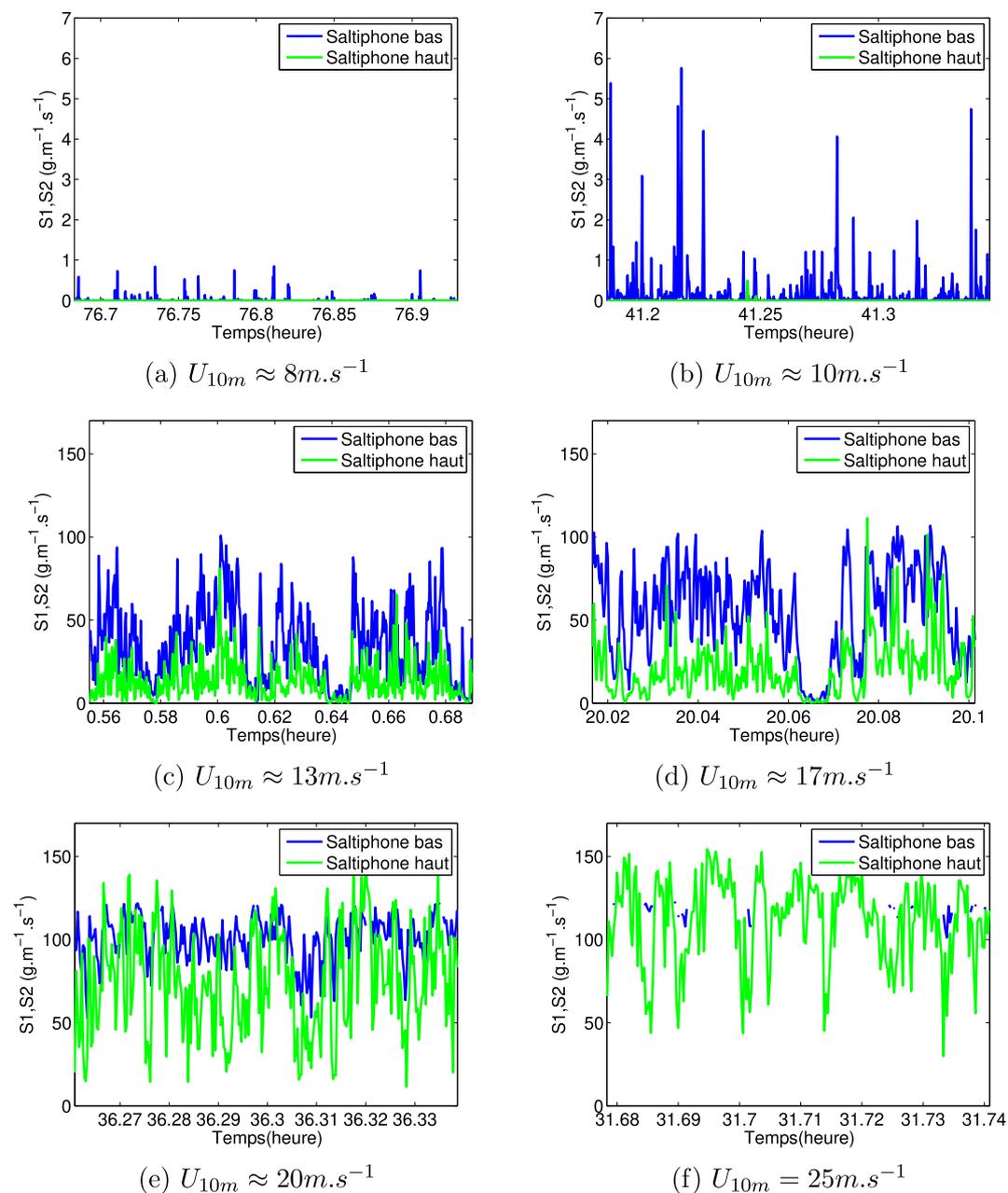


FIGURE 6.14 – Chronique du flux de sable mesuré avec les saltiphones sur une durée de quelques minutes dans des conditions sans pluie. La courbe bleue donne le signal du saltiphone du bas (en début de la dune blanche : $D = D_4 = 100 m$) et la courbe verte celui du haut (dans la pente de la dune blanche : $D = D_6 = 79 m/s$).

6.2.2 Loi de transport sur la dune blanche

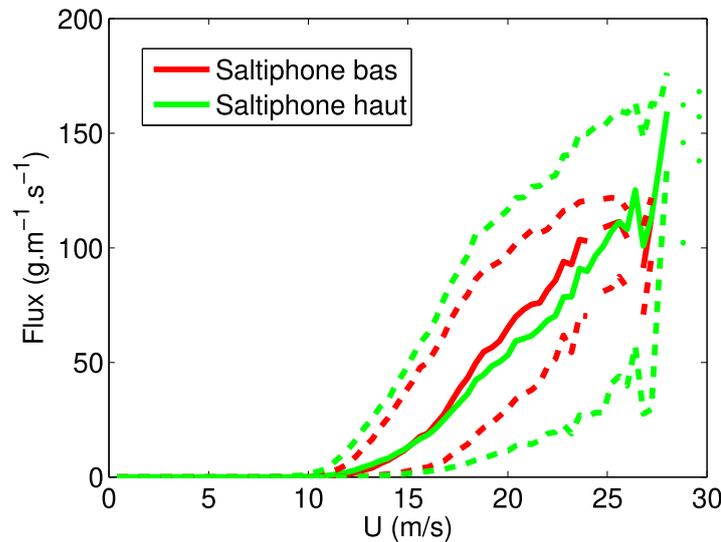


FIGURE 6.15 – flux massique en haut et en bas de la dune blanche en fonction de la vitesse au mât à 10m ; Les courbes continues représentent la valeur moyenne du flux à une vitesse donnée tandis les courbes en pointillés représentent les valeurs extrêmes.

A partir des chroniques de transport, nous pouvons établir une loi de flux moyen par classe de vitesse vitesse mesurée à 10m au mât (voir figure 6.15). Les courbes ont été établies sur tous les épisodes de transport sans pluviométrie pour lesquels la direction du vent restait perpendiculaire à la plage ($\theta_t \pm 45^\circ$). On obtient ainsi une loi de flux moyen pour les deux positions correspondants aux saltiphones. L'intensité du transport mesurée à partir des deux saltiphones est du même ordre de grandeur. On aurait pu s'attendre à une différence plus grande vu que le saltiphone placé en haut de la dune blanche est dans une zone où la végétation est bien plus dense qu'en bas de la dune blanche. Par ailleurs, le seuil du transport déterminé à partir du flux moyen est autour de $U_{10m} \approx 11,5 m/s$, valeur très inférieure à la valeur seuil mesurée sur la plage ($U_{10m} \approx 14m/s$). Cette différence n'est pas en soi surprenante puisque la vitesse frottement sur la dune blanche est bien supérieure à celle mesuré sur la plage (voir la figure 6.12). Pour pouvoir faire une comparaison pertinente, il faut donc convertir les vitesses mesurées au mât en terme de vitesse de frottement local. C'est que nous nous proposons de faire un peu loin.

On a également indiqué sur le figure 6.15 le niveau de fluctuations du flux illustré par leur enveloppes en pointillées qui caractérisent respectivement le mi-

nimum et le maximum du flux en fonction de la vitesse, Q_{min} et Q_{max} . Ces enveloppes nous fournissent d'autres valeurs seuils (respectivement $U_{10m} \approx 10,5 m/s$ et $U_{10m} \approx 14 m/s$) qui peuvent sans doute être attribuées à la variabilité des conditions naturelles.

Il est cependant remarquable que l'évolution du flux moyen avec la vitesse soit très régulière, car la moyenne intégrée des situations sans doute très différentes ne correspondant pas toutes à un régime saturé de transport en fonction de la cohésion du sable. Néanmoins, il peut être tentant d'essayer d'approcher l'évolution du flux moyen par les lois utilisées pour le transport saturé en sec. Pour cela, il faut convertir les vitesses mesurées au mât en terme de vitesse de frottement locale.

A partir de la relation empirique obtenue entre le frottement sur la dune et sur la plage (cf. figure 6.12) et en la combinant aux relations établies entre le frottement sur la plage et la vitesse la vitesse à 1m sur plage (cf Eq. 6.6) et entre la vitesse à 1m sur la plage et la vitesse à 10m sur le mât (cf Eq. 61), nous pouvons estimer la vitesse de frottement locale à la position des saltiphones en fonction de la vitesse à 10m au mât :

$$u_* = a_0 C_1 \chi_* U_{10m} , \quad (6.20)$$

avec $a_0 \approx 0,046$ et $C_1 \approx 1,46$. χ_* est le coefficient d'accélération du frottement (cf Eq. 6.19) et vaut $\chi_{*h} \approx 3,7$ et $\chi_{*b} \approx 2,6$, respectivement pour le saltiphone du haut (h) et celui du bas (b). Cette relation de conversion permet ainsi de retracer le flux mesuré par les saltiphones en fonction de la vitesse de frottement local (voir la figure 6.16a) et est de tester les lois de transport obtenues en soufflerie pour le flux saturé de la forme :

$$Q = \rho_f \frac{C_Q}{g} \sqrt{gD} (u_*^2 - u_{*c}^2) . \quad (6.21)$$

L'ajustement de nos données par cette loi nous donnent les valeurs des constantes C_Q et du seuil u_{*c} . On trouve pour chacun des saltiphones :

$$u_{*c,h} \approx 1.25 m.s^{-1} \quad C_{Qh} \approx 2.9 , \quad (6.22)$$

$$u_{*c,b} \approx 0.91 m.s^{-1} \quad C_{Qb} \approx 7.3 . \quad (6.23)$$

Nous constatons un écart important avec le seuil estimé sur la plage ($u_{*,c1} \approx 0,40 m/s$) qui pose question.

Pour résoudre ce paradoxe, il faut se rappeler que la mesure de u_* calculé sur la dune blanche correspond en fait au frottement de l'écoulement sur la végétation et ne donne pas la véritable contrainte au sol ressentie par les grains. Une partie de la contrainte est absorbée en fait par la végétation de sorte que :

$$u_{*,sol} \approx \beta u_* \quad (6.24)$$

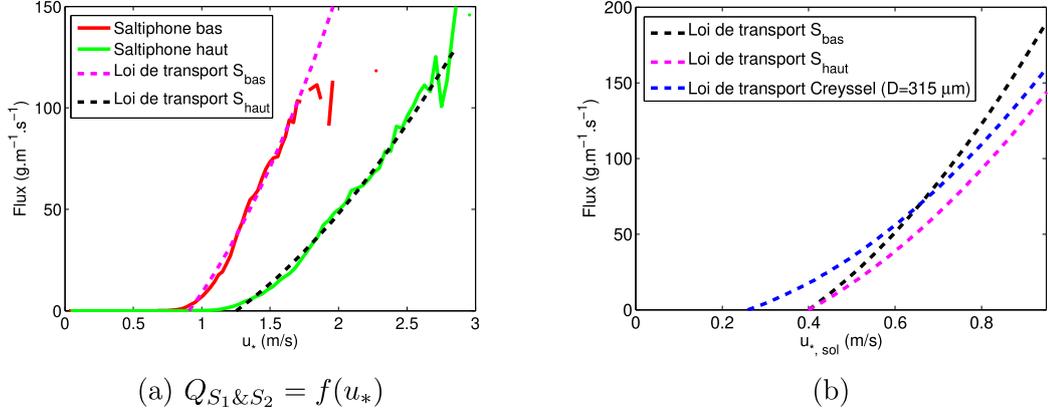


FIGURE 6.16 – (a) Flux massique moyen en fonction de la vitesse de frottement u_* estimée à la position des saltiphones. Les ajustements correspondent à des lois quadratiques. (b) Comparaison des lois de transports obtenues à partir de l'estimation du $u_{*,\text{sol}}$ pour les deux saltiphones avec celle proposée par Creyssels et al. (2009) en prenant $D = 315\ \mu\text{m}$.

où β est le coefficient de partitionnement des contraintes supposé constant. Si on fait l'hypothèse raisonnable que le seuil de transport doit être le même sur la plage et la dune blanche, cela nous donne la valeur des coefficients de partitionnement aux positions correspondant aux 2 saltiphones :

$$\beta_h = \frac{u_{*c1}}{u_{*c,h}} \approx 0.32, \quad (6.25)$$

$$\beta_b = \frac{u_{*c1}}{u_{*c,b}} \approx 0.44. \quad (6.26)$$

A partir de cette partition nous pouvons estimer le frottement $u_{*,\text{sol}}$ pour les deux saltiphones et retracer les lois de transport en fonction du frottement au sol (voir figure 6.16b). La forme des lois reste inchangée, seule les coefficients C_Q sont modifiés. Les nouvelles valeurs C_Q^* s'obtiennent simplement par :

$$C_{Qh}^* = \frac{C_{Qh}}{\beta_h^2} \approx 28, \quad (6.27)$$

$$C_{Qb}^* = \frac{C_{Qb}}{\beta_b^2} \approx 36. \quad (6.28)$$

Ces coefficients sont très proches de ceux trouvés dans les lois des flux saturés obtenues en soufflerie. Par exemple, Creyssels et al. (2009) obtient un coefficient $C_S \approx 28$.

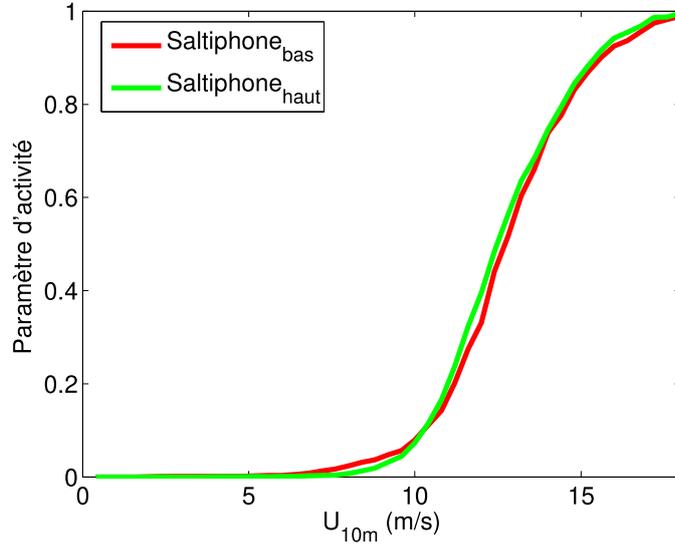


FIGURE 6.17 – évolution du paramètre d'activité $AP_{S_1 \& S_2} = f(U_{10m})$ pour un seuil de détection fixé à (b). $5; g.m^{-1}.s^{-1}$

6.2.3 Paramètre d'activité

Pour aller plus loin sur l'analyse des signaux du transport, nous proposons d'évaluer le paramètre d'activité des signaux de transport d'une manière semblable à l'étude en soufflerie du chapitre 4. Pour cela, nous fixons arbitrairement le seuil d'activité à un niveau de flux minimum de $Q_{lim} = 5 g.m^{-1}.s^{-1}$ sur la figure 6.17. L'évolution de l'intermittence avec la vitesse se développe de manière similaire pour les deux saltiphones à partir de $U_{10m} > 7 m/s$.

On voit donc que pour les deux saltiphones que le signal de transport devient pleinement continu au-delà de $U_{10m} = 17 m/s$. Pour l'apparition de l'activité, on peut percevoir un décalage entre le saltiphone du bas ($U_{10m} \approx 7 m/s$) et celui du haut ($U_{10m} \approx 9 m/s$). Dans ce régime de faibles vitesses, on semble observer une extinction du transport entre le bas et le haut de la dune blanche.

6.2.4 Événements qui transportent le plus

De manière à caractériser et à comprendre quels sont les niveaux de vents et de transports qui vont impacter la dynamique de la dune, on calcule la distribution des événements de transport en fonction de la vitesse U_{10m} . Nous montrons sur la figure 6.18 la masse de sable transporté cumulée par classe de vitesse sur les 2 ans de l'étude. Cette courbe est une distribution uni-modale et nous indique que les vents qui contribuent le plus au transport sont autour de $17 m/s$. Ce maximum

correspond aux évolutions croisées de l'augmentation du transport avec la vitesse et de la décroissance de la probabilité d'une vitesse avec son intensité.

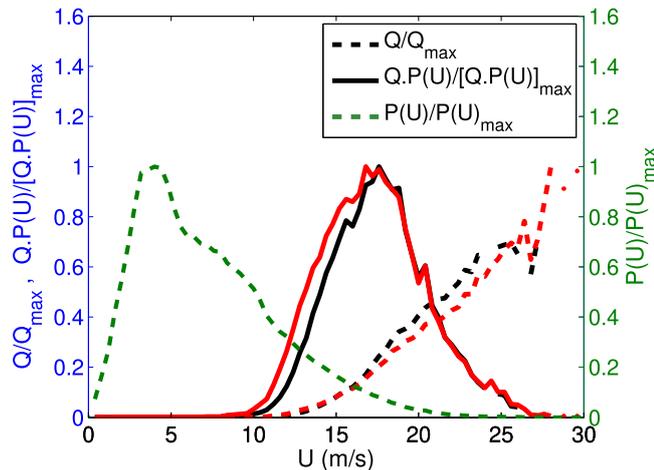


FIGURE 6.18 – Évolution comparée de la probabilité de mesure de la classe de vent correspondante (pointillé vert), des mesures de flux moyens sur les Saltiphones bas et haut (respectivement en pointillé noir et rouge). Le produit de la probabilité $P(U)$ et du flux moyen pour les Saltiphones bas et haut (respectivement en lignes continues noir et rouge).

6.2.5 Effet de l'humidité

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés aux événements de transport qui ne sont pas concomitants avec des événements pluvieux. Or la pluie est le phénomène principal qui gouverne la cohésion du sable dunaire par la teneur en eau dans le sable, notamment en surface où les phénomènes de transports éoliens ont lieu.

Nous essayons d'évaluer l'effet de l'humidité sur le transport de sable. Pour cela, nous n'avons pas pu mettre en place des moyens de mesures fiables pour mesurer l'humidité du sol au voisinage de sa surface et nous n'avons que des indicateurs secondaires comme l'humidité du sol à 50cm, l'humidité relative de l'air et la pluviométrie. Comme indiqué dans le chapitre précédent, l'indicateur le plus pertinent pour caractériser le degré de cohésion du sol s'est révélé être la pluviométrie.

La figure 6.19 compare les flux moyens mesurés d'une part en présence de pluie et d'autre part en absence de pluie. On remarque que le transport est significativement abaissé en période de pluie (divisé par deux). De manière surprenante et en opposition avec les mesures en soufflerie, la valeur du seuil de transport

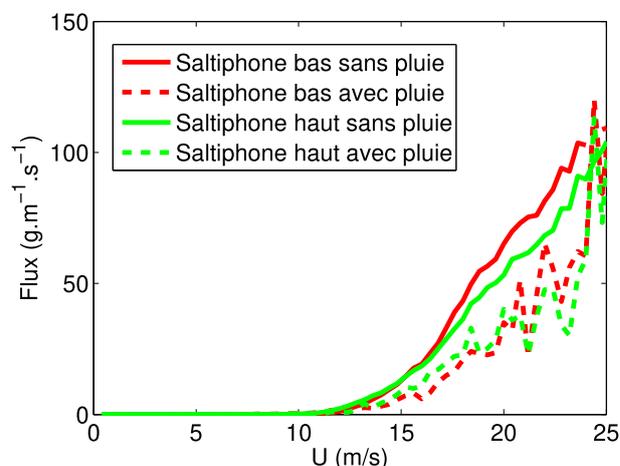


FIGURE 6.19 – Mesure du flux moyen avec (pointillés) et sans pluie (ligne continue) pour les deux saltiphones.

ne varie pas de manière significative avec le critère de pluie. En effet, dans les expériences en soufflerie 4.2, le seuil d'érosion aérodynamique est très sensible à la cohésion mais le seuil de érosion par impact lui est peu sensible au degré de cohésion du sable.

Plusieurs interprétations sont alors possibles. D'abord si le transport est initié en amont, il peut persister pour des vitesses assez faibles, entre le seuil par impact et le seuil aérodynamique, même sur sol cohésif car le mécanisme d'érosion par impact est très efficace (chapitre 3). En effet, sur le terrain, on observe souvent des zones sur la plage qui sèchent préférentiellement et sont à l'origine de l'initiation du transport même par temps humide. Ainsi l'invariance du seuil in-situ avec les conditions de pluie n'est pas forcément incompatible avec la dépendance du seuil statique aérodynamique avec le degré de cohésion observée en soufflerie.

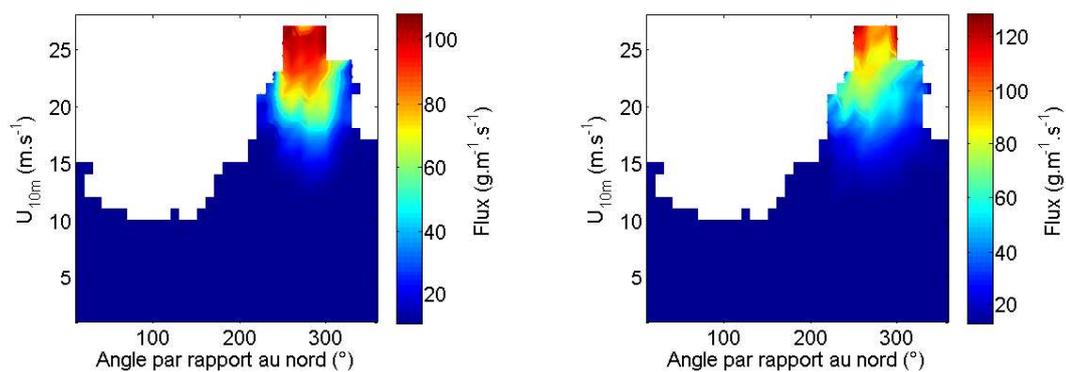
Une autre possibilité serait que le flux "moyen" par classe de vitesse présenté sur la figure 6.19 mélange des situations très variables, avec des niveaux de pluies différents, des situations antérieures de pluie depuis longtemps ou pas, de jour avec une alternance de soleil ou de nuit froide. Le critère de pluie dans la minute ne permettrait pas à lui seul de discerner des situations différentes "en moyenne". Il faudrait une analyse plus précise des événements de transport avec leur historique pour pouvoir discerner l'ensemble de ces facteurs importants.

De la même manière, le niveau de transport plus faible en situation de pluie semble apparemment contredire le résultat en soufflerie du chapitre 4 sur l'indépendance du flux saturé vis-à-vis de la cohésion. Le mélange temporel des mesures

par classes de vitesse mélangeant des situations des différentes peut induire des moyennes sur les flux avec des mesures sur des sols allant jusqu'à la saturation en eau correspondant à des cohésions très importantes pouvant induire des seuils supérieurs aux vitesses de la classe. Le calcul d'un flux moyen par classe plus faible en situation de pluie n'est donc pas incohérent avec la conclusion du chapitre 4 qui affirme que le flux saturé pour une vitesse de vent fixée ne dépend pas de la cohésion du sol elle-même fixée.

6.2.6 Effet angulaire

Dans cette dernière partie, nous étudions l'effet de la direction du vent sur le transport de sable sur la dune. Nous retenons maintenant dans l'analyse toutes les directions de vent. Sur la figure 6.20, le flux moyen est représenté par classe de vitesse et par classe angulaire sur la direction du vent. Cette représentation suivant les deux paramètres indique que la contribution majeure du transport est dans la direction du transect ($\theta = 278,5^\circ$) car c'est dans cette direction ouest que les vents sont les plus forts. On peut observer que c'est dans cette direction que le transport est le plus efficace avec un seuil de transport légèrement plus faible que dans les directions voisines. Cet effet peut être interprété comme un effet du coefficient d'accélération du vent le long de la dune qui dépend de l'incidence du vent. En effet, l'effet d'accélération due à la topographie est plus important pour les vents à incidence normale que les vents obliques comme indiqué section 6.1.1.1.



(a) Saltiphone en pied de dune blanche

(b) Saltiphone en haut de dune blanche

FIGURE 6.20 – Transport moyen en fonction de la direction du vent et de son intensité sur le mât à 10m

6.3 Conclusion à l'étude du transport sur la dune côtière du Truc Vert

Ces mesures de terrain forment, après plus de deux ans de mesures en continu au niveau du mât météorologique et plus de 3 campagnes de mesures proches du sol le long d'un transect de référence, une base de donnée d'une richesse énorme. Nous nous sommes concentrés essentiellement sur les questions les plus importantes tant du point de vue méthodologique qu'applicatif. Une liste de conclusion assez fournie peut déjà être faite :

- le moteur du transport est le frottement aérodynamique qui est influencé par la rugosité du sol, la végétation, la micro-topographie, la topographie générale de la dune et l'angle d'incidence du vent sur la dune.
- l'étude des profils de vent sur la plage a démontré que :
 - la détermination de profils fiable de vitesse nécessite un grand nombre de points de mesures à différentes altitudes : 6 dans notre étude.
 - l'analyse par classes de vitesse permet de déterminer des profils semi-logarithmiques pour des vitesses de vent différents. L'ensemble de ces profils permettent de déterminer la rugosité effective du sol z_0 ainsi que les caractéristiques du point focal (z_f, U_f) correspondant à une vitesse fixe à une certaine distance du sol sur les profils de vitesse modifiés par le transport de sable.
 - la caractérisation de trois régimes de transport en fonction du vent : pas de transport pour $U_{1m,ref} < 8,5 m.s^{-1}$, transport par saltation pour $8,5 m.s^{-1} < U_{1m} < 11 m.s^{-1}$ et transport en régime collisionnel pour $11 m.s^{-1} < U_{1m}$.
 - la relation entre les vitesses sur la plage et la référence à 10m au mât est stable et peu influencée par l'angle d'incidence du vent sur la dune.
- l'étude des profils de vents sur la plage entre la mer et la dune embryonnaire démontre que la rugosité de la mer est plus faible que celle de la plage et que l'influence de la dune induit une légère réduction de la vitesse quand on se rapproche du pied de la dune et une augmentation du frottement due au changement de rugosité.
- l'étude des profils de vents sur différents points de la dune notamment

- au niveau de la dune blanche, siège d'une dynamique d'érosion-déposition importante, a permis :
- de caractériser la rugosité effective qui augmente avec la végétation en montant le long de la dune blanche.
 - de caractériser les zones délicates avec des couches limites internes près du sol.
 - de démontrer que l'accélération du vent sur la dune à une distance du sol de 1m était faible, mais que le frottement avait une augmentation importante liée à l'augmentation de la rugosité effective.
- la mise en place de capteurs de flux (saltiphones) en continu sur deux ans en deux points de la dune blanche a permis de mettre en évidence que :
- la partition du frottement en une partie sur la végétation et une partie sur le sol sableux qui est estimée entre 0,32 et 0,44.
 - les loi de transport en fonction des frottements estimés sur le sol sont similaires entre les deux positions sur la dune blanche et du même ordre de grandeur que celle obtenue en soufflerie.
 - l'influence de la pluie (responsable de la cohésion du sol) ne se voit pas sur le seuil de transport mais réduit en moyenne le flux pour une vitesse de vent donnée contrairement à l'indépendance du flux saturé avec le degré de cohésion trouvée en soufflerie.
 - les évènements de vent responsables du transport sont centrés sur $U_{10m} = 17m.s^{-1}$ très supérieur au seuil de transport mais très inférieurs aux évènements de transport maximaux observés pour $U_{10m} = 27m.s^{-1}$.
 - ces évènements de transport importants sont tous pour des vents d'ouest transverses à la dune.
- l'ensemble des relations permet d'estimer le frottement en tout point du transect en fonction de la vitesse au mât U_{10m} . Ainsi la construction d'un modèle prédictif de flux transporté sur la dune peut être construit et comparé aux évolutions topographiques mesurées par Laporte-Fauret (Laporte-Fauret et al. (2019)).

Conclusion générale

Bilan

Dans la première partie de ce travail de thèse (chapitre 3 et 4) à partir d'expériences en soufflerie, nous avons étudié l'effet de la cohésion sur le transport éolien du sable. Pour nous affranchir des problèmes liés à l'évaporation quand on utilise des mélanges sable/eau, nous avons choisi d'utiliser de l'huile à la place de l'eau. L'utilisation de l'huile permet de garantir la stabilité dans le temps des mélanges et offrent des avantages indéniables pour mener des expériences contrôlées.

Dans le chapitre 3, nous avons d'abord quantifié l'effet de la cohésion sur les seuils d'érosion, notamment celui aérodynamique et celui par impact. On confirme que la cohésion a un effet important sur le seuil aérodynamique et croit linéairement avec le teneur huile pour le système étudié. On montre que le seuil d'impact dans la gamme de cohésion étudiée (correspondant à un nombre de cohésion Co allant jusqu'à 2) n'est pas modifié par la cohésion. Ceci met en exergue le fait que le processus d'impact est très efficace pour éjecter les grains même en avec un matériau cohésif.

Une conséquence de nos résultats est que l'écart entre le seuil dynamique et le seuil statique augmente considérablement avec la teneur en liquide et donc avec la cohésion. Le transport éolien proche des seuils est souvent décrit comme un système bi-stable avec des phénomènes d'hystérésis. Si la force de cisaillement du vent se trouve entre le seuil dynamique et le seuil statique, deux états sont observables : un état au repos sans transport et un état avec transport. Nos résultats indiquent que ce domaine de bi-stabilité tend à occuper une place de plus en plus importante en gamme de vitesse à mesure que la cohésion augmente. Ces résultats appellent la communauté à la prudence dans la détermination des seuils surtout en conditions naturelles.

Dans le chapitre 4, nous avons cherché à décrire le processus de mise à l'équilibre du transport dans deux situations nouvelles : pour le sable sec dans le

contexte de forts vents et pour les mélanges cohésifs. En ce qui concerne le transport du sable sec, deux régimes ont été mis en évidence : un régime classique de saltation pour des vents modérés et un régime de suspension collisionnelle pour les forts vents. Des études antérieures ont montré que dans le régime de saltation, la longueur de saturation (qui caractérise la fin du processus de mise à l'équilibre) est indépendante de la force du vent. Nous montrons ici que dans le régime de suspension collisionnelle, celle-ci augmente avec la vitesse de l'écoulement.

Pour les mélanges cohésifs, nous mettons en évidence que parmi les deux longueurs caractérisant le processus de mise à l'équilibre, c'est-à-dire la longueur d'amplification et celle de saturation, seule la longueur d'amplification augmente significativement avec le degré de cohésion. La longueur totale de relaxation qui est la somme des longueurs sus-citées augmente donc fortement avec la cohésion et peut dépasser la longueur de la soufflerie. Ces résultats invitent donc à être attentif à la longueur de soufflerie. Celle-ci doit être en effet suffisamment longue si l'on veut que les conditions de saturation soient atteintes avec du matériau granulaire cohésif. On a enfin élaboré une loi phénoménologique permettant de regrouper nos mesures de flux sur une courbe maîtresse et interpréter le processus de saturation comme un processus diffusif.

Dans la dernière partie du chapitre 4 à partir des signaux enregistrés avec le compteur de particules, nous nous sommes intéressés aux fluctuations temporelles du flux en fonction du degré de saturation du flux. Ces signaux présentent une forte intermittence avec une succession d'évènements de transports (périodes actives) entrecoupés de périodes inactives sans transport. Nous avons défini deux indicateurs pour les caractériser : le paramètre d'activité qui mesure la durée cumulée des périodes actives sur la durée totale du signal et l'amplitude des pics de transport. Nos analyses indiquent que le paramètre d'activité du transport est un bon indicateur du processus d'initiation dominé par l'intermittence et fortement impacté par la cohésion du matériau. Par contre, l'amplitude des pics de transport qui caractérise la croissance du flux dans la phase de saturation varie peu avec la cohésion dans la gamme de teneur en huile étudiée.

Dans la deuxième partie du travail de thèse, nous avons réalisé des mesures de terrain dans le but d'étudier le transport éolien du sable en milieu côtier. L'étude a été menée sur la dune du Truc Vert sur la côte aquitaine près du Cap Ferret. Par rapport aux expériences en soufflerie, plusieurs éléments de complexité viennent se combiner : en plus de la cohésion du sédiment, la topographie et la présence de végétation affectent le transport. Nous avons déployé sur le site une batterie d'instruments : un mât météorologique, des stations anémométriques mobiles et des capteurs de flux (saltiphones).

Les campagnes de mesures réalisées pendant la thèse nous ont permis de documenter le transport de sable sur la plage. Nous avons mis en évidence deux régimes de transport aux caractéristiques distinctes qui peuvent être reliés aux

régimes de saltation et de suspension collisionnelle observés en soufflerie dans le chapitre 4. Nous avons estimé les vitesses critiques de frottement in-situ qui mènent à l'apparition de ces régimes. Elles sont bien supérieures aux valeurs trouvées en soufflerie dans le cas sec. On peut sans doute faire la conjecture que le seuil de transport estimé sur le terrain est une combinaison entre le seuil statique et dynamique. Ceci expliquerait les grandes valeurs obtenues sur le terrain avec des seuils statiques qui peuvent fortement augmenter avec le degré de cohésion.

Les campagnes de mesures nous ont permis également de caractériser l'écoulement et le transport sur un transect de la dune côtière. Nos mesures aérodynamiques ont révélé que la vitesse de frottement et la rugosité sur la dune sont fortement influencées par la présence ou non d'un couvert végétal. L'effet d'accélération lié à la topographie de la dune est très mineure et les variations de la vitesse de frottement sont dominés par l'effet de la végétation. Nos mesures de flux sur la dune permettent d'extraire une loi pour le flux moyen en fonction de la vitesse relativement robuste qui dépend peu de l'humidité de l'air ou du niveau de pluviométrie. En comparant cette loi avec celle connue en soufflerie, on obtient une valeur plus grande du seuil de transport et des niveaux de flux similaires.

Perspectives

Nos travaux ont permis de répondre à certaines questions cruciales concernant l'effet de la cohésion sur le transport éolien, mais suscitent également de nouvelles questions et des nouvelles perspectives de recherche. Nous citons quelques unes ci-dessous.

Une question que nous n'avons pas abordée dans le contexte des expériences en soufflerie est le régime de très fortes cohésions avec des nombres de cohésion très largement supérieurs à 1. Des simulations numériques récentes Ralaiarisoa et al. (2022) montrent que pour un nombre de cohésion supérieur à la valeur critique de 5, la cohésion a un impact majeur sur le processus d'impact. Elles indiquent notamment qu'au-delà de cette valeur critique, le seuil d'impact est affecté et augmente avec la cohésion selon une loi de puissance avec un exposant $1/2$. Il serait donc intéressant de confirmer ou non le résultat de ces simulations en poussant les expériences sur l'étude des seuils dans le régime de forte cohésion. Ceci est en principe possible avec les outils que nous avons développés.

Comme pour l'estimation des seuils, notre étude s'est limitée à décrire la mise en équilibre et la valeur du flux saturé dans une gamme de cohésion restreinte,

il serait intéressant de poursuivre cette étude en augmentant encore la cohésion pour voir par exemple s'il existe des régimes où le flux saturé est différent du cas sec. On peut s'attendre en effet que dans la limite des fortes cohésions, on se rapproche de conditions de transport sur lit rigide où l'on sait que le flux saturé peut excéder celui sur lit érodable.

Un des points manquant à la description du processus de relaxation est la caractérisation détaillée de la couche de transport et de la couche limite turbulente pour des états qui ne sont pas saturés. Les techniques de suivi de particules et de vélocimétrie (Pitot, Doppler ou fil chaud) sont en principe adaptées pour apporter des éléments de réponse. Il serait intéressant de documenter comment l'écoulement turbulent relaxe vers son profil d'équilibre. On peut s'attendre à ce que l'évolution de la contrainte fluide pariétale soit lente dans la phase d'amplification et est beaucoup plus rapide dans de phase de saturation.

La description de la saturation comme un processus diffusif apparaît séduisante, mais l'origine physique de ce processus diffusif est encore à mettre en lumière.

Les résultats obtenus sur le terrain appellent également de nouvelles investigations. Nos mesures vitesses de frottement ont été effectuées à partir des profils de vitesses. Cette méthode peut présenter en fait certains biais. D'une part, il faut être sûr d'être dans une couche où le profil est logarithmique et d'autre part il faut s'assurer que le profil soit déterminé dans la direction normale à l'écoulement, ce qui peut être délicat sur une topographie chahutée. Il existe une méthode plus directe pour éviter ces biais par l'utilisation de capteurs ultrasoniques 3D qui nous permet une mesure de la vitesse de frottement à partir des fluctuations turbulentes de la vitesse. Ces méthodes ont été mises en place au cours de la thèse, mais l'analyse et l'exploitation de ces mesures n'ont pas pu être finalisées.

Sur la dune, la mesure de la vitesse de frottement au sol est rendue difficile par la présence de la végétation. Nous avons pu évaluer une vitesse de frottement sur les zones végétées mais celles-ci traduisent le frottement de l'écoulement sur la végétation et non par sur le sol. Il nous manque cette donnée. Des modèles existent pour estimer la contribution de la contrainte absorbée par la végétation et ainsi déduire le frottement pariétal. Pour cela, il serait nécessaire de caractériser plus précisément l'effet de la végétation par l'usage de capteurs 3D par exemple.

Nous n'avons pas pu effectuer des mesures de la teneur en eau du sable de la dune lors de nos campagnes de terrain. C'est une lacune à combler. Il existe

des méthodes basées sur l'absorption infrarouge, mais elles restent relativement imprécises et peu résolues spatialement. Les autres possibilités de mesures de la teneur en eau basées sur la conductivité électrique ne permettent pas non plus de faire des mesures précises dans la couche superficielle du sable. Cela reste un défi expérimental de pouvoir mesurer l'évolution dans le temps et dans l'espace de la teneur en eau de la couche de sable sur les premiers centimètres de profondeur.

Bibliographie

- R.S. Anderson and P.K. Haff. Simulation of eolian saltation. *Science*, 241(4867) : 820–823, 1988. 16
- B. Andreotti, P. Claudin, and O. Pouliquen. Measurements of the aeolian sand transport saturation length. *Geomorphology*, 123 :343–348, 2010. 19, 63, 68
- R.A. Bagnold. *The physics of blown sand and desert dunes*. Methuen, Londres, 1941. 7, 8, 12, 13, 27, 46, 47, 48
- D. Beladjine, M. Ammi, L. Oger, and A. Valance. Collision process between an incident bead and a three-dimensional granular packing. *Phys. Rev. E*, 75 : 061305, Jun 2007. doi : 10.1103/PhysRevE.75.061305. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.75.061305>. 16, 17, 46, 55, 56, 58
- H. Bellot and F. Bouvet-Naaim. Les capteurs de transport de neige par le vent au banc d’essai. *Sciences Eaux & Territoires*, (2) :p-66, 2010. 44
- P.Y. Belly. Sand movement by wind, united states army corps of engineers, vol i. *Coastal Engineering Research Center, Technical Memorandum, Washington*, 1962. 25, 31, 46, 47
- F. Bisal and J. Hsieh. Influence of moisture on erodibility of soil by wind. *Soil science*, 102 :103–146, 1966. 46
- H.J. Butt and M. Kappl. Normal capillary forces. *Advances in Colloid and Interface Science*, 146(1) :48 – 60, 2009. 24
- M.V. Carneiro, K.R. Rasmussen, and H.J. Herrmann. Bursts in discontinuous aeolian saltation. *Scientific Reports*, 5(1) :1–8, 2015. 13, 83
- B. Castelle, Q. Laporte-Fauret, V. Marieu, R. Michalet, D. Rosebery, S. Bujan, B. Lubac, J.B. Bernard, A. Valance, P. Dupont, et al. Nature-based solution along high-energy eroding sandy coasts : preliminary tests on the reinstatement of natural dynamics in reprofiled coastal dunes. *Water*, 11(12) :2518, 2019. 86, 87

- E. Charlaix and J. Crassous. Adhesion forces between wetted solid surfaces. *The Journal of chemical physics*, 122(18) :184701, 2005. 21
- W.S. Chepil. Influence of moisture on erodibility of soil by wind. *Soil Science Society of America Journal*, 20(2) :288–292, 1956. 27, 46
- F. Comola, J. Gaume, J. F. Kok, and M. Lehning. Cohesion-induced enhancement of aeolian saltation. *Geophysical Research Letters*, 46(10) :5566–5574, 2019. 28
- M. Creyssels, P. Dupont, A. Ould 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. 14, 15, 46, 125
- R.G.D. Davidson-Arnott, K. MacQuarrie, and T. Aagaard. The effect of wind gusts, moisture content and fetch length on sand transport on a beach. *Geomorphology*, 68 :115–129, 2005. 29, 59
- R.G.D. 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. 29
- J.Y. Delenne, F. Soulié, M.S. El Youssoufi, and F. Radjai. From liquid to solid bonding in cohesive granular media. *Mechanics of materials*, 43(10) :529–537, 2011. 21
- F. Desmazes, D. Michel, H. Howa, and R. Pedreros. Etude morphodynamique du domaine pré-littoral nord aquitain, site atelier du truc-vert. *Proceedings of 7ème Journées Natio-finales GCGC, Anglet*, pages 155–162, 2002. 86
- O. Durán, P. Claudin, and B. Andreotti. On aeolian transport : Grain-scale interactions, dynamical mechanisms and scaling laws. *Aeolian Research*, 3(3) : 243–270, 2011. 46
- T.D. Ho. *Étude expérimentale du transport de particules dans une couche limite turbulente*. PhD thesis, 2012. URL <http://www.theses.fr/2012REN1S111>. Thèse de doctorat dirigée par Valance, Alexandre Dupont, Pascal et Ould El Moctar, Ahmed Physique Rennes 1 2012. 11, 15, 43, 46, 48, 55, 62
- T.D. Ho, A. Valance, P. Dupont, and A. Ould El Moctar. Scaling laws in aeolian sand transport. *Physical Review Letters*, 106 :094501, 2011. 29, 47, 53, 54, 56

- T.D. Ho, A. Valance, P. Dupont, and A. Ould El Moctar. Aeolian sand transport : Length and height distributions of saltation trajectories. *Aeolian Research*, 12 :65 – 74, 2014. ISSN 1875-9637. doi : <https://doi.org/10.1016/j.aeolia.2013.11.004>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875963713000980>. 12, 13, 15
- S. Hotta, S. Kubota, S. Katori, and K. Horikawa. *Sand Transport by Wind on a Wet Sand Surface*, pages 1265–1281. doi : 10.1061/9780872624382.087. URL <https://ascelibrary.org/doi/abs/10.1061/9780872624382.087>. 26, 27, 31, 46, 47, 54
- N.L. Jackson and K.F. Nordstrom. Effects of time-dependent moisture content of surface sediments on aeolian transport rates across a beach, wildwood, new jersey, usa. *Earth Surface Processes and Landforms : The Journal of the British Geomorphological Group*, 22(7) :611–621, 1997. 29
- R. Kawamura. Study on sand movement by wind. *Rept. Inst. Sci. Technol.*, 5 : 95–112, 1951. 14, 27
- J.F. Kok and N.O. Rennó. A comprehensive numerical model of steady state saltation. *Journal of Geophysical Research. Atmospheres*, 114, D17204, 2009. 46
- K. Kroy, G. Sauermann, and H.J. Herrmann. Minimal model for sand dunes. *Physical Review Letters*, 88(5) :054301, 2002. 110
- Q. Laporte-Fauret, V. Marieu, B. Castelle, R. Michalet, S. Bujan, and D. Rosebery. Low-cost uav for high-resolution and large-scale coastal dune change monitoring using photogrammetry. *Journal of Marine Science and Engineering*, 7(3) :63, 2019. 86, 94, 131
- 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. ISSN 0021-9797. 24
- C. McKenna-Neuman and M. S. Maljaars. A wind tunnel study of the influence of pore water on aeolian sediment transport. *Journal of Arid Environments*, 39 :403–419, 1998. 59
- C. McKenna-Neuman and W. G. Nickling. A theoretical and wind tunnel investigation of the effect of capillary water on the entrainment of sediment by wind. *Canadian Journal of Soil Science*, 69(1) :79–96, 1989. 25, 31, 46, 47, 48, 50, 54

- S. Mitha, M.Q. Tran, B.T. Werner, and P.K. Haff. The grain-bed impact process in aeolian saltation. *Acta Mechanica*, 63(1) :267–278, 1986. 16
- S.L. Namikas and D.J. Sherman. *A Review of the Effects of Surface Moisture Content on Aeolian Sand Transport*, pages 269–293. Springer Netherlands, Dordrecht, 1995. 46
- L. Oger, M. Ammi, A. Valance, and D. Beladjine. Discrete element method studies of the collision of one rapid sphere on 2d and 3d packings. *The European Physical Journal E*, 17(4) :467–476, 2005. 16, 55
- D. Ould Ahmedou, A. Ould Mahfoudh, P. Dupont, A. Ould El Moctar, A. Valance, and K. R. Rasmussen. Barchan dune mobility in mauritania related to dune and interdune sand fluxes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 112(F2), 2007. 94, 95, 96
- 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. 20
- R. Pedreros. *Quantification et modélisation du transport éolien au niveau des zones côtières : application au littoral girondin*. PhD thesis, 2000. URL <http://www.theses.fr/2000BOR10619>. Thèse de doctorat dirigée par Tastet, Jean-Pierre Océanographie Bordeaux 1 2000. 86
- R. Pedreros, D. Idier, H. Muller, S. Lecacheux, F. Paris, M. Yates-Michelin, F. Dumas, L. Pineau-Guillou, and N. Senechal. Relative contribution of wave setup to the storm surge : observations and modeling based analysis in open and protected environments (truc vert beach and tubuai island). *Journal of Coastal Research*, (85 (10085)) :1046–1050, 2018. 86
- 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. ISSN 0021-9797. 24
- J.L. Ralaiarisoa. *Influence de la cohésion sur le transport éolien de particules : application au sable humide et à la neige*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2020. 26, 27, 31, 36, 37, 47, 48, 71
- J.L. Ralaiarisoa, J.B. Besnard, B. Furieri, P. Dupont, A. Ould El Moctar, F. Naaim-Bouvet, and A. Valance. Transition from saltation to collisional regime in windblown sand. *Physical Review Letters*, 124(19) :198501, 2020. 14, 20, 21, 63, 65

- J.L. Ralaizarisoa, P. Dupont, A. Moctar, F. Naaïm-Bouvet, L. Oger, and A. Valance. Particle impact on a cohesive granular media. *Preprint*, 2022. 58, 83, 135
- M.A. Rice, B.B. Willetts, and I.K. McEwan. Observations of collisions of saltating grains with a granular bed from high-speed cine-film. *Sedimentology*, 43(1) : 21–31, 1996. 16
- V. Richefeu, M.S. El Youssoufi, and F. Radjai. Shear strength properties of wet granular materials. *Physical Review E*, 73(5) :051304, 2006. 23
- 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
- T. Sato, K. Kosugi, and A. Sato. Development of saltation layer of drifting snow. *Annals of Glaciology*, 38 :35–38, 2004. 28, 30
- G. Sauermann, K. Kroy, and H.J. Herrmann. Continuum saltation model for sand dunes. *Physical Review E*, 64(3) :031305, 2001. 17, 19
- H. Selmani. *Etude et simulation du transport éolien*. PhD thesis, 2018. 16
- 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. 19, 61, 63
- Y. Shao and H. Lu. A simple expression for wind erosion threshold friction velocity. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105(D17) :22437–22443, 2000. 12
- 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. 26, 31
- M. Sørensen and I. McEwan. On the effect of mid-air collisions on aeolian saltation. *Sedimentology*, 43(1) :65–76, 1996. 20
- W. Steinkogler, J. Gaume, H. Löwe, B. Sovilla, and M. Lehning. Granulation of snow : From tumbler experiments to discrete element simulations. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 120(6) :1107–1126, 2015. 28
- J.E. Stout and T.M. Zobeck. The wolfforth field experiment : A wind erosion study. *Soil Science*, 161 (9) :616–632, 1996. 52

- S. Tanaka, H. Sano, and S. Kakinuma. Study on the control of wind-erosion (1) relation of soil moisture to the wind velocity required to initiate soil movement. *Journal of Agricultural Meteorology*, 10(1-2) :57–60, 1954. 26, 27
- A. Valance, K. R. Rasmussen, A. Ould El Moctar, and P. Dupont. The physics of aeolian sand transport. *Comptes Rendus Physique*, 16(1) :105–117, 2015. 46, 48
- B.T. Werner and P.K. Haff. The impact process in aeolian saltation : two-dimensional simulations. *Sedimentology*, 35(2) :189–196, 1988. 16
- B.R. White. Two-phase measurements of saltating turbulent boundary layer flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 8(5) :459–473, 1982. 15
- G. Williams. Some aspects of the eolian saltation load. *Sedimentology*, 3(4) : 257–287, 1964. 15

Titre : Etude du transport éolien de sable cohésif : Application à la dynamique des dunes côtières

Mots clés : Morphodynamique, Dune côtière, Transport éolien, Cohésion, Couche limite turbulente, Milieux granulaires

Résumé : Dans le cadre d'une étude du transport éolien sur une dune littoral, je me suis intéressé aux effets de la cohésion sur le transport éolien du sable. Cette étude a été menée sur deux fronts : (i) des expériences contrôlées en laboratoire et (ii) des mesures in-situ sur la dune côtière du Truc Vert (Aquitaine).

(i) L'étude du transport de sable cohésif en soufflerie a utilisé des mélanges sable-huile permettant de s'affranchir du phénomène d'évaporation. Pour des teneurs en huile faibles (<0,4%), l'effet de la cohésion sur l'augmentation du seuil d'érosion aérodynamique est très important alors qu'il est négligeable sur le seuil d'érosion par impact. L'initiation du transport est ralentie avec la cohésion et présente un caractère intermittent. Le transport évolue ensuite vers une valeur d'équilibre qui est identique au cas sec.

La longueur nécessaire pour atteindre cette valeur d'équilibre croît avec la cohésion.

(ii) Les campagnes de mesures in-situ ont permis de caractériser l'écoulement et le transport sur un transect de la dune côtière. Les variations du frottement sont dominées par la végétation, la topographie de la dune ne jouant qu'un rôle mineur. Les mesures de transport sur la dune permettent d'extraire une loi pour le flux moyen en fonction de la vitesse. Celle-ci est relativement robuste et dépend peu du niveau de pluviométrie, et encore moins de l'humidité de l'air. En comparant cette loi avec celle obtenue en soufflerie, on trouve des niveaux de flux similaires mais une valeur plus grande du seuil de transport.

Title : Study on cohesive aeolian sand transport : Coastal dune dynamic application

Keywords : Morphodynamics, Coastal dune, Aeolian sand transport, Cohesion, Turbulent boundary layer, Granular media

Abstract : *In the framework of a study of identical to the dry sand case. The length to wind transport on a coastal dune, I was reach this equilibrium value increases with interested in the effects of cohesion on the increasing cohesion.*

aeolian sand transport. This study was conducted on two fronts: (i) controlled laboratory experiments and (ii) in-situ measurements on the Truc Vert coastal dune (Aquitaine).

(i) The study of cohesive sand transport in a wind tunnel used sand-oil mixtures that do not allow evaporation. For low oil contents (<0.4%), the effect of cohesion on the increase of the aerodynamic erosion threshold is very important whereas it is negligible on the impact erosion threshold. The initiation of transport is slowed down with increasing cohesion and present an intermittent character. The transport then evolves towards an equilibrium value, which is

(ii) The in-situ measurements allowed the characterisation of the flow and transport on a transect of the coastal dune. The variations in friction are dominated by the vegetation, the topography playing a minor role. The transport measurements on the dune allows the extraction of a relatively robust law for the mean mass flux as a function of the air velocity. The latter depends weakly on the level of rainfall and even fewer on air humidity. The comparison between the transport laws in field and in wind tunnel indicates similar flux levels but the transport threshold in the field is higher than that found in wind-tunnel experiments.