



HAL
open science

Etude expérimentale du transport sédimentaire hors équilibre

Guillaume Quibeuf

► **To cite this version:**

Guillaume Quibeuf. Etude expérimentale du transport sédimentaire hors équilibre. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2019. Français. NNT : 2019INPT0026 . tel-04166299

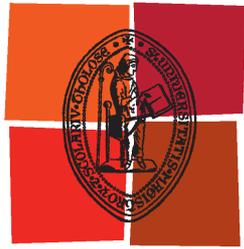
HAL Id: tel-04166299

<https://theses.hal.science/tel-04166299>

Submitted on 19 Jul 2023

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par :

M. GUILLAUME QUIBEUF

le lundi 25 mars 2019

Titre :

Etude expérimentale du transport sédimentaire hors équilibre

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

M. FRANÇOIS CHARRU

M. LAURENT LACAZE

Rapporteurs :

M. ALEXANDRE VALANCE, CNRS

M. SYLVAIN COURRECH DU PONT, UNIVERSITE PARIS 7

Membre(s) du jury :

M. PHILIPPE GONDRET, UNIVERSITE PARIS 11, Président

M. FRANÇOIS CHARRU, UNIVERSITE TOULOUSE 3, Membre

M. LAURENT LACAZE, CNRS TOULOUSE, Membre

Mme LYDIE STARON, CNRS PARIS, Membre

Remerciements

Le 2/04/2019

Je voudrais commencer par remercier mes deux directeurs de thèse sans qui ce travail n'aurait pas pu voir le jour. Merci François d'avoir initié ce projet et de m'avoir permis de pousser la réflexion physique plus en avant. Laurent, je te remercie de ta disponibilité au quotidien ainsi que pour les nombreuses discussions que l'on a pu avoir. Aussi, ce fut un plaisir de te côtoyer à l'extérieur du laboratoire.

Je tiens ensuite à remercier Sylvain Courrech du Pont et Alexandre Valance pour avoir évalué mon manuscrit de thèse et pour leurs remarques et questions formulées lors de la soutenance. Merci à Lydie Staron d'avoir accepté d'être membre de mon jury de thèse et à Philippe Gondret de l'avoir présidé.

Merci à Raphaël Maurin et Sylvain Viroulet d'avoir participé à ma dernière répétition de soutenance : vos commentaires m'ont été très utiles et m'ont permis de faire les derniers "petits" ajustements nécessaires.

Un grand merci à toutes les personnes qui m'ont aidé à la mise en place du dispositif expérimental et des systèmes de mesure. Merci à Grégory Ehses de m'avoir appris à utiliser le canal. Je remercie vivement Guilhem Freche pour tout le travail réalisé pendant le déménagement du canal, sa modification et lors de la campagne de profilométrie sur les barkhanes. Guilhem, ce fut très plaisant et instructif de t'accompagner à l'atelier. Dommage que tu n'aies pas pu résister à l'appel de la montagne... J'espère que tout se passe pour le mieux dans ton nouveau laboratoire. Merci beaucoup à Jean-Dominique Barron d'avoir usé de ses talents afin que la campagne de mesure sur les lits plats se déroule bien. Jean-Dominique, tu as aussi été un partenaire de tennis de table remarquable, le titre nous a échappé de peu... Un grand merci à Sébastien Cazin pour son aide précieuse lors du développement de la méthode de profilométrie et de la mise en place des caméras. Je remercie Maëlle Ogier d'avoir installé le dispositif de suivi de grains. Merci à Moïse Marchal pour son expertise en vélocimétrie laser. Merci à Hervé Ayroles d'avoir codé l'interface pour commander la pompe du canal.

J'adresse mes remerciements sincères à Sylvie Senny et à Muriel Boutic Sabater. Sylvie, je te remercie pour ton écoute et ta patience. Merci Muriel pour ton travail à la reprographie et ton aide à l'organisation de la visite des élèves du collège Raymond Badiou. J'en profite au passage pour remercier Jérôme Mougel et Jean-Baptiste To qui ont gentiment accepté de présenter des ateliers de vulgarisation lors de cette visite. Merci à Thomas Bonometti, Matthieu Mercier et Julie Albagnac pour les discussions au détour d'un couloir ou lors des repas de midi.

Je remercie tous les doctorants-postdoctorants-stagiaires ou "autres" qui ont contribué à rendre la vie au laboratoire agréable. Grâce à vous, j'ai pu "déconnecter" de la thèse et rire (beaucoup), ce qui est vital après une ou deux années passées la "tête dans le guidon". Merci à Loïc Chagot de m'avoir supporté pendant plus de trois ans dans le bureau 130. On a connu des hauts et des bas mais finalement on ne s'est pas entretué et on a tous les deux surmonté cette épreuve, on peut être fier ! Loïc, je te souhaite beaucoup de réussite outre-Manche. Merci à la "team" composée de Karim Adib, David Raus et Clément Toupont. Ce fut un plaisir de discuter, de débattre (parfois violemment il faut le dire) et de trinquer avec vous. David, merci pour la collaboration artistique fructueuse et ce magnifique et inutile logo HE-GIE. Karim, courage pour la rédaction de ta thèse, tu y es presque ! Merci à Aurélie Louis Napoléon pour "les questions insolites" du midi, pour son succulent gâteau à la carotte et bien sûr pour son habilité à la pétanque : je crois en toi pour gagner le tournoi de l'IMFT cette année aussi ! Merci à Adrien Bolcain, Alexis Bougouin, Benjamin Fry et Quentin Lamiel pour ce séjour mémorable à Vienne en septembre 2018 lors de l'EFMC. J'en garde un très bon souvenir et c'est sans aucun doute grâce à vous (tout était parfait sauf peut-être la balade nocturne du mercredi soir "un peu" trop longue...). Merci à Marc Maher pour les discussions et pour cette soirée où tu as cuisiné les plats préférés de chacun de tes invités, chapeau bas ! Je t'envoie plein d'ondes positives pour la fin de ta thèse (ps : je te recontacterai prochainement pour intégrer le Grand Orient de France...). Merci à tous ceux qui ont animé les repas de midi : merci à Joris Bouteloup, Brahim Boutkhamouine, Axel Guillemin, Léo Guiot de la Rochère, Guillaume Mialhe, Johan Pinaud, Marie Poulain et Nadia Selmani.

Je voudrais remercier "mes parents d'adoption" à Toulouse, à savoir Lulu et Toto (Lucie Richard et Antonin Foubert). Merci de m'avoir accueilli chez vous tant de fois, merci pour ces excursions le week-end, pour ces innombrables soirées (arrosées)... Alors que j'étais en baisse de régime au labo, votre arrivée à Toulouse m'a redynamisé : merci encore ! Dédicace aux autres copains toulousains avec qui j'ai passé d'excellents moments : Sergio Aragòn Miguel, Tanise de Borba, Eva Brabant, Cyp' ou "la Machine" (Cyprien Delecroix), Alice Lemay, Isabelle Ménard, Marianne Nail et Max' Richard.

Merci à la MIFA d'exister ! Même si on a eu que de (trop) rares occasions de se réunir durant ces trois années, c'est toujours avec autant de plaisir que je vous retrouve. Petite pensée donc pour Maé (Maélis Annic), Nilgün Barraud, Claire Belliard, Juju (Julia Bidault), Babas (Bastien Decouvelaere), Fourmont (Clément), Dam (Damien Hacques), Valou (Valentin Lagarrigue), Nini (Anais Ledézet), Gomar (Margaux Le Garrec) et Pavard (Clément, pas Benjamin). Pour faire simple : KLP.

Dédicace à l'aile droite du Mirage Benoit Dioré ainsi qu'à Hélène Mancaux : merci pour ces séjours à Paris. En espérant que le décollage ait bien lieu en 2019...

Pour finir, je remercie de tout cœur mes parents pour m'avoir offert la possibilité de faire des études longues. Merci de votre soutien et pour tout ce que vous avez fait pour moi. Il est évident que je n'en serais pas arrivé là sans vous. Merci. J'ai enfin une pensée pour mon frère Julien et ma sœur Marion que je n'ai malheureusement pas pu voir aussi souvent que je l'aurais souhaité pendant ces années à Toulouse. Maintenant que je suis de retour en terre normande, on devrait pouvoir augmenter la fréquence de nos entrevues. Vivement !

*À mes parents.
À mon grand frère.
À ma "petite grande" sœur.*

Quelques citations...

« Selon le CNRS, l'univers est en expansion »
Kaaris. *Houdini*.

« Hy-hydrodynamique, du coffre à la calandre »
Kaaris feat. Booba. *L.E.F.*

« Scientifique au cro-mi »
Kaaris. *Kadrov*.

« Pour compter toutes ces barrettes, pas b'soin d'un doctorat »
Kaaris. *Benz*.

« Personne trouve de travail fixe même avec un bac +8
Mon livreur de pizza sait réparer des satellites »
Orelsan. *Plus rien ne m'étonne*.

« J'passe trop d'temps à être c'que j'suis pas
Qu'j'finis par croire qu'j'le suis vraiment »
Damso. *Noir meilleur*.

« J'te vois en tout petit parce que j'te regarde du hublot »
Booba. *Wesh Morray*.

« Impôts : trop chers »
Booba. *Parlons peu*.

« Devenir saint un jour, je n'y ai pas renoncé »
Booba feat. Maître Gims. *Longueur d'avance*.

« C'est un petit grain pour l'Homme
C'est un petit grain pour l'humanité »
Citation personnelle.

Résumé

Cette thèse expérimentale traite du transport sédimentaire provoqué par un fluide (généralement l'air ou l'eau) s'écoulant sur un matériau érodable (lit de sable par exemple) et lui transmettant une force suffisante pour soulever les particules solides et les emporter avec lui en aval. Ici, on se focalise uniquement sur le charriage aquatique : dans ce mode de transport, les grains en mouvement roulent les uns sur les autres, glissent, effectuent une succession de bonds et d'arrêts tout en restant confinés près du fond. On réalise différents types d'expériences dans un canal de laboratoire avec, à chaque fois, plusieurs types de grains (3 tailles, 2 densités) afin d'étudier en détails le charriage sous l'eau.

Tout d'abord, on s'intéresse aux trajectoires de grains isolés transportés sur le fond plat et lisse du canal. Alors que les écoulements sont pour la plupart hydrauliquement lisses (les grains sont immergés dans la sous-couche visqueuse), on montre que la turbulence proche paroi impacte fortement la dynamique des grains. Les données accumulées permettent d'estimer les moyennes et les dispersions de la vitesse des particules ainsi que de construire les fonctions de densité de probabilité. On compare ces résultats avec ceux obtenus par Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) concernant l'écoulement fluide proche du fond.

Dans un second temps, on quantifie le transport par la mesure de la quantité de sédiments charriés sur des lits plats pour différentes contraintes de cisaillement. L'idée qui motive ces expériences est la détermination empirique de la loi de transport (la relation entre le flux de grains et le cisaillement) pour notre configuration expérimentale. Nos résultats diffèrent assez largement des lois de transport habituelles du type Meyer-Peter et Müller et s'interprètent plus aisément dans le cadre des lois pour le charriage de faible intensité.

Ensuite, une méthode de Profilométrie par Transformée de Fourier (PTF) est implémentée pour mesurer avec précision les surfaces 3D de petites dunes aquatiques (les barkhanes) et leur évolution au cours du temps. On s'intéresse, entre autres, à la formation des barkhanes, à leur morphologie, à leur vitesse de migration ainsi qu'au phénomène d'érosion. On apporte la preuve que les barkhanes aquatiques se déplacent sans se déformer et dès lors, on montre qu'il devient facile d'évaluer le flux de grains sur le dos des dunes (dans le plan de symétrie).

Pour finir, on caractérise l'écoulement au-dessus d'une "maquette" de barkhane par VLD et on en déduit le cisaillement sur le dos de la dune (du pied à la crête). Ces mesures de cisaillement couplées aux lois de transport pour notre canal et aux résultats concernant les barkhanes obtenus par PTF nous permettent de discuter du phénomène de saturation du flux de grains. On estime la valeur de la longueur de saturation pour le charriage tout en restant prudent quant à la fiabilité de notre conclusion à ce sujet.

Abstract

This experimental thesis deals with sediment transport induced by a fluid (air or water generally) flowing over an erodible bottom (sand bed for example) and providing a sufficiently high strength to whip up solid particles and carry them downstream. Here, one focuses only on aquatic bedload : in this transport regime, moving grains roll, slip, jump or stop alternatively while staying confined close to the bed. We achieve different kinds of experiments in a laboratory flume involving every time several grain types (3 sizes, 2 densities) in order to study underwater bedload in details.

First, one considers trajectories of isolated beads transported over the flat and smooth bottom of the flume. Although the studied flows are hydraulically smooth (grains are fully embedded in the viscous sublayer), one shows that near wall turbulence highly impact grains dynamics. From our data, we extract mean particle velocities, standard deviations and also probability density functions. One compares these results with those obtained by Laser Doppler Velocimetry (LDV) concerning the near wall fluid flow.

Second, one quantifies the bedload by measuring the volume of grains transported at the surface of flat granular beds for different shear stresses. The goal of these experiments is the empirical determination of the transport law (the relationship between the granular flux and the fluid shear) for the present experimental configuration. Our results differ significantly from usual transport laws like the one of Meyer-Peter and Müller and are best understood within the framework of weak sediment transport.

Then, one implements a Fourier Transport Profilometry (FTP) method in order to measure with a good resolution the 3D surfaces of small aquatic dunes (called barchans) and their time evolution. One takes an interest in, among others, barchans formation, their morphology, their displacement velocity and the erosion phenomenon. One shows that subaquatic barchans move downstream without deforming and thus it becomes easier to estimate the granular flux on the back of the dunes (in the symmetry plane).

Eventually, one characterizes the flow above a barchan "model" by LDV and deduces the shear stress along the dune's back (from foot to crest). These shear stress measurements coupled with the empirical transport laws and results concerning barchans obtained by FTP permit us to discuss saturation effects of the granular flux. One estimates the saturation length for the bedload and highlights that our conclusion on this point must be taken with care.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	i
Quelques citations.	iv
Résumé	v
Abstract	vi
Table des matières	vii
1 Introduction	1
1.1 Le transport de sédiments	1
1.2 Les structures sédimentaires	3
1.2.1 Saturation pour la saltation éolienne	5
1.2.2 Saturation pour le charriage aquatique?	6
1.3 Objectif de la thèse et plan du manuscrit	6
2 Hydrodynamique dans le canal	7
2.1 Dispositif expérimental	7
2.2 Caractérisation de l'écoulement dans le canal	10
2.2.1 Écoulement turbulent entre deux plaques planes pa- rallèles	10
2.2.2 Vélocimétrie Laser Doppler (VLD)	14
2.2.3 Résultats	17
2.2.4 Conclusion	30
3 Transport de grains isolés sur fond lisse	31
3.1 Caractérisation du milieu granulaire	31
3.1.1 Masse volumique des grains	31
3.1.2 Diamètre caractéristique des grains	33
3.1.3 "Préparation" des grains	35
3.2 Suivi lagrangien de particules	35
3.2.1 Dispositif expérimental	36

3.2.2	Algorithme de suivi	37
3.2.3	Résultats	39
3.2.4	Conclusion	50
4	Charriage aquatique : loi de transport	51
4.1	Charriage de sédiments par un écoulement turbulent	51
4.1.1	Loi de transport	52
4.1.2	Seuil de mise en mouvement θ_c	56
4.1.3	Modèle d'érosion/déposition	59
4.1.4	Rétroaction du transport sur l'écoulement	61
4.2	Charriage sur lits plats	63
4.2.1	Dispositif expérimental	63
4.2.2	Protocole et mesure du débit granulaire	65
4.2.3	Loi de transport empirique	65
4.3	Charriage sur des lits plats de longueurs variables	73
4.4	Conclusion	75
5	Dynamique des barkhanes aquatiques	77
5.1	Les barkhanes : introduction	77
5.1.1	Barkhanes éoliennes : études de terrain	77
5.1.2	Barkhanes subaquatiques : études en laboratoire	81
5.1.3	Dynamique des barkhanes : conservation de la masse	83
5.2	Profilométrie par Transformée de Fourier (PTF)	85
5.2.1	Dispositif expérimental	85
5.2.2	Principe de reconstruction	86
5.2.3	Reconstruction d'un objet calibré	89
5.3	Barkhanes aquatiques : résultats	92
5.3.1	Dépôt initial de grains : morphologie et compacité	92
5.3.2	Formation des dunes	94
5.3.3	Morphologie des barkhanes : relations affines	97
5.3.4	Morphologie d'une barkhane	99
5.3.5	Vitesse des barkhanes	104
5.3.6	Loi de transport à la crête	105
5.3.7	Migration des barkhanes sans déformation	108
5.3.8	Estimation du cisaillement sur le dos des barkhanes à partir du flux de grains	110
5.3.9	Érosion des dunes	112
5.4	Conclusion	115
6	Charriage hors équilibre : longueur de saturation	117
6.1	Saltation éolienne et saturation du flux granulaire	117
6.2	Longueur de saturation et taille caractéristique des dunes et des rides	120

TABLE DES MATIÈRES

6.3	Estimation de L_{sat} pour le charriage à partir du transport sur les barkhanes	123
6.3.1	Écoulement autour d'une "maquette" de barkhane	124
6.3.2	Estimation de la longueur de saturation L_{sat}	131
6.3.3	Perspectives	136
6.4	Conclusion	136
7	Conclusion	139
A	Débitmètre et commande de la pompe	143
B	Nid d'abeille	147
C	Suivi de grains : données supplémentaires	149
D	Article <i>Physical Review Fluids</i>	151
E	Charriage sur lits plats : données brutes	167
F	Charriage sur lits plats : données brutes (bis)	171
G	Migration des barkhanes : figures supplémentaires	177
H	VLD au dessus d'une barkhane : figures supplémentaires	181
I	Barkhanes et saturation du flux : figures supplémentaires	183
	Bibliographie	187

TABLE DES MATIÈRES

Ce chapitre débute par une présentation succincte du contexte général dans lequel s'inscrit cette thèse. On expose ensuite l'objectif principal de l'étude et on finit par présenter le plan du manuscrit.

1.1 Le transport de sédiments

Cette thèse expérimentale s'intéresse au transport sédimentaire induit par l'écoulement d'un fluide ayant une force suffisante pour emporter avec lui des particules solides. Le transport sédimentaire se rencontre très souvent dans la nature : généralement il est soit éolien (les dunes de sable par exemple, cf. figure 1.1), soit aquatique (exemple : le lit des rivières, cf. figure 1.2). Les particules transportées peuvent avoir des tailles très différentes : les argiles et les limons ont une dimension caractéristique de l'ordre du micron ; la taille typique des sables varie entre la centaine de microns et le millimètre ; les graviers sont millimétriques et les galets centimétriques. La forme des sédiments naturels est aussi très variée : selon les cas, les particules peuvent être très irrégulières et anguleuses ou, au contraire, assez sphériques et lisses.

Un certain nombre d'études s'intéressent à la prévision et/ou à la minimisation des risques liés au transport de sédiments. Les problématiques rencontrées peuvent être très diverses. De manière non exhaustive, citons par exemple :

- la lutte contre l'ensablement dans les régions arides. La végétation est alors un bon moyen pour limiter l'avancée des dunes ([Meunier et Rognon, 2001](#); [Durán et Herrmann, 2006](#)) ;
- la protection des piles de pont contre l'affouillement qui met en péril leur structure et qui peut conduire à des effondrements ([Hawkswood et King, 2016](#)) ;

- la gestion durable des barrages qui provoquent une interruption du transport sédimentaire dommageable pour le cours d'eau : érosion accrue du lit en aval, détérioration des habitats des espèces aquatiques (Kondolf *et al.*, 2014).

Dans un ordre d'idée un peu différent, on peut aussi apprendre à tirer profit du transport de sédiments en le maîtrisant et en l'utilisant à des fins industrielles ; un exemple parmi d'autres est l'acheminement de particules de minerai sur de longues distances grâce à des pipelines remplis d'eau spécialement conçus pour ce type d'utilisation (Rusconi *et al.*, 2016).



FIGURE 1.1 – Photographie aérienne de la dune du Pilat en Gironde. Le vent venant du large fait avancer la dune vers l'intérieur des terres de quelques mètres chaque année. Source : https://fr.wikipedia.org/wiki/Dune_du_Pilat.

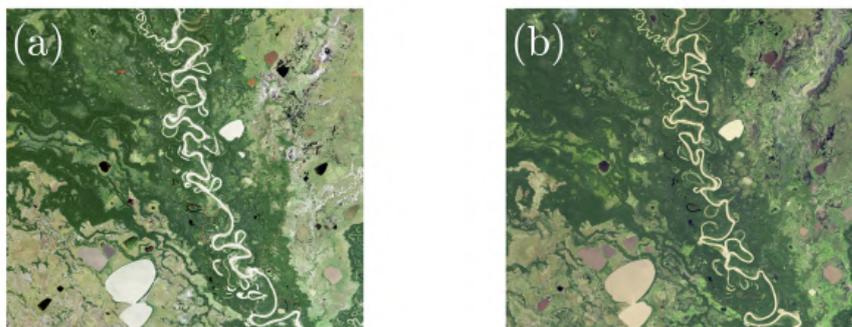


FIGURE 1.2 – Images satellite d'une rivière de Bolivie (río Mamoré) prises en juin 1985 (a) et en juillet 2014 (b). C'est le transport de sédiments qui pilote l'évolution de la forme des méandres au cours du temps. Source : <https://earthobservatory.nasa.gov/images/84833/meandering-in-the-amazon>.

1.2 Les structures sédimentaires

Le transport conduit spontanément à l'émergence de structures sédimentaires d'une grande variété de formes et de tailles comme le montre la figure 1.3. Deux paramètres importants qui contrôlent la morphologie finale de telles structures sont la directionnalité de l'écoulement et la quantité de sédiments disponible (Hersen, 2004a). Par exemple, on trouve les dunes étoilées dans des régions désertiques où le sable est présent en grande quantité et où le vent change souvent de direction au cours de l'année (cf. figure 1.3 (a)). Les barkhanes (dunes en forme de croissant, cf. figure 1.3 (b)) se forment, quant à elles, sur un sol dur avec un apport de sédiments restreint et quand le vent souffle dans une seule et même direction en moyenne. D'une taille nettement inférieure, les rides éoliennes (cf. figure 1.3 (c)) "poussent" sur des lits granulaires relativement plans cisailés par un vent unidirectionnel ; à noter qu'il existe aussi des rides aquatiques avec des formes et des tailles équivalentes. Remarque : la figure 1.3 (d) montre des rides aquatiques dont la taille est "anormalement" élevée : ce sont plutôt des "dunes", c'est-à-dire des structures dont la taille est liée à la hauteur d'eau. Ces dunes résultent sans doute de la coalescence de rides de plus en plus grosses, jusqu'à ce que le "plafond" de la surface libre se fasse sentir et sature la croissance.

Les structures sédimentaires ne se trouvent pas uniquement sur Terre. Par exemple, on peut en observer aussi sur Titan, un des satellites de Saturne, (cf. figure 1.4 (a)) ou sur Mars (cf. figure 1.4 (b)). Ainsi, une meilleure compréhension de la morphogénèse des structures sédimentaires terrestres permet, à terme, de nous renseigner sur l'atmosphère de planètes éloignées (densité, vitesse et directionnalité des vents) ou sur les sédiments (densité, taille) qui composent leurs sols. L'étude récente de Jia *et al.* (2017) illustre cette idée. En effet, des photographies de rides à la surface d'une comète ont permis à ces chercheurs de s'intéresser de plus près au "vent" généré par la sublimation de la glace à la surface de la comète quand celle-ci est réchauffée par le soleil.

L'étude de la formation et de l'évolution des motifs sédimentaires nécessite une connaissance approfondie de l'écoulement du fluide autour de la topographie puisque c'est lui le "moteur" du transport. On peut d'ores et déjà évoquer la complexité du couplage entre la forme de la structure sédimentaire et l'écoulement : la topographie modifie l'écoulement et par suite le transport mais on sait aussi que ce dernier modifiera, à son tour, la topographie. Une autre difficulté dans l'étude de l'émergence des structures sédimentaires provient de la nature des écoulements. Les écoulements naturels sont pour la plupart turbulents et cela rend la modélisation plus compliquée ; en effet, la turbulence pose encore à l'heure actuelle des problèmes conceptuels et elle constitue un domaine de recherche à part entière. Enfin, des phénomènes liés aux transitoires d'équilibre du transport rendent la tâche encore un peu plus ardue comme nous allons le voir maintenant.

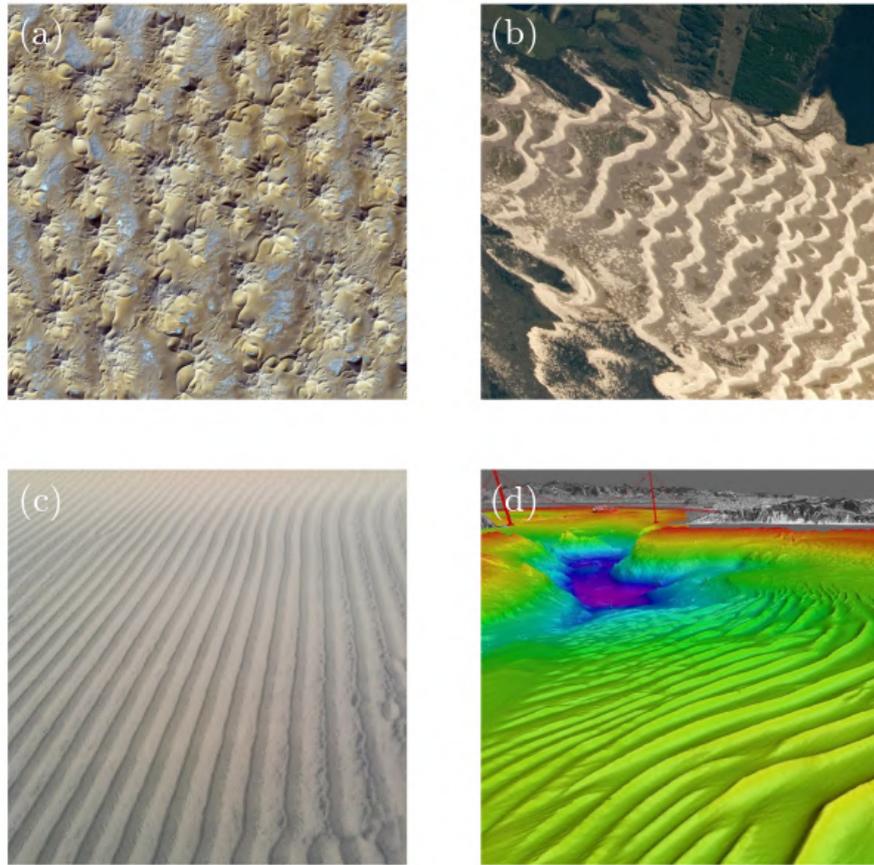


FIGURE 1.3 – (a) Photographie aérienne d'un champ de dunes étoilées en Algérie. Le côté de chaque dune mesure environ 1 km, leur hauteur est proche de 100 m, source : <https://earthobservatory.nasa.gov/images/81996/star-dunes-in-algeria>. (b) Photographie aérienne d'un champ de dunes "barkhanoïdes" le long des côtes brésiliennes; la barkhane est le nom donné aux dunes isolées ayant une forme de croissant. Source : <https://earthobservatory.nasa.gov/images/91119/barchan-dunes-and-lagoons-southern-brazil>. La taille typique des barkhanes est d'une centaine de mètres de long pour une dizaine de haut. (c) Photographie de rides éoliennes prise dans la vallée de la mort aux États-Unis. La longueur d'onde est ici de 15 cm, la hauteur des rides vaut quelques millimètres. Source : <https://planetarygeomorphology.wordpress.com/2016/07/30/dune-ripples-on-earth-and-mars>. (d) Bathymétrie dans la baie de San Francisco tirée de [Hanes et Barnard \(2007\)](#) : on distingue des rides aquatiques "géantes" avec une longueur d'onde de 200 m et une hauteur voisine de 10 m.

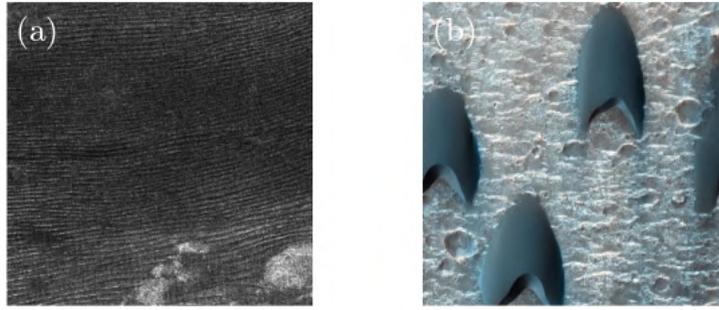


FIGURE 1.4 – (a) Dunes longitudinales sur Titan imagées par radar et s’étendant sur des centaines de kilomètres (Lorenz *et al.*, 2006). La longueur d’onde transverse est de l’ordre de 2 km, la hauteur des dunes avoisine la centaine de mètres. (b) Photographie de barkhanes sur Mars (fausses couleurs). Source : <https://airandspace.si.edu/multimedia-gallery/6233640jpg>.

1.2.1 Saturation pour la saltation éolienne

Alors que le mécanisme de base conduisant à l’apparition des rides et dunes est bien identifié, de nombreuses questions restent encore en suspens parmi lesquelles celle liée au phénomène de saturation du flux granulaire (Charru *et al.*, 2013). Afin d’expliquer ce qu’on entend par saturation du flux de grains, considérons un écoulement stationnaire et homogène cisillant un lit de grains infiniment long. Pour peu que le courant soit suffisant, on s’attend à mesurer un débit granulaire identique en tout point du lit : on appelle ce débit d’équilibre le flux saturé. Si maintenant on augmente brutalement le cisaillement de l’écoulement (situation instationnaire), le flux de grains va lui aussi augmenter jusqu’à atteindre un nouveau flux saturé : la réponse du flux n’est pas instantanée et on appelle sa durée caractéristique le temps de saturation (Andreotti *et al.*, 2011). Cette relaxation temporelle (ou retard) du flux de grains à une variation de l’écoulement a son pendant spatial. En effet, on se place maintenant dans le cas d’un lit granulaire semi-infini cisillé par un écoulement homogène et stationnaire. Les expériences réalisées en soufflerie par Andreotti *et al.* (2010) et Selmani *et al.* (2018) montrent que le débit de grains en saltation augmente du bord du lit vers l’aval avant de saturer : on nomme alors longueur de saturation (notée L_{sat}) la distance typique nécessaire pour atteindre l’équilibre et les mesures donnent $L_{sat} \simeq 50$ cm. La longueur de saturation apparaît comme une l’échelle de longueur importante pour l’étude de la formation et de l’évolution des structures sédimentaires. Ainsi, plusieurs études numériques s’intéressant à la formation des barkhanes éoliennes (cf. figure 1.3 (b)) intègrent dans leur modélisation du transport une longueur de saturation (Sauermann *et al.*, 2001; Kroy *et al.*, 2002a,b; Andreotti *et al.*, 2002b; Hersen, 2004b).

1.2.2 Saturation pour le charriage aquatique ?

Même si la phénoménologie du charriage aquatique est assez différente de la saltation éolienne, il est raisonnable de considérer le phénomène de saturation comme universel et il convient alors de le prendre en compte pour décrire le transport sous l'eau. [Charru \(2006\)](#) et [Fourrière *et al.* \(2010\)](#) utilisent, par exemple, une longueur de saturation pour le charriage aquatique dans leurs analyses théoriques de l'instabilité du lit plat de grains donnant naissance aux rides. À ce jour, il n'existe pas de mesure directe de la longueur de saturation pour le charriage aquatique mais seulement des estimations indirectes qui semblent suggérer que celle-ci est assez petite et donc que les effets de relaxation associés demeurent de fait assez faibles ([Fourrière *et al.* \(2010\)](#) estiment que L_{sat} est de l'ordre de la dizaine de diamètres de grains).

1.3 Objectif de la thèse et plan du manuscrit

Cette thèse a pour but d'étudier les effets de saturation (ou effets hors équilibre) pour le charriage grâce à des expériences dédiées. En particulier, nous choisissons d'utiliser une dune modèle (la barkhane) pour évaluer la longueur de saturation L_{sat} .

On réalise des expériences de laboratoire dans le canal décrit au chapitre 2. On caractérise l'écoulement grâce à une méthode de Vélocimétrie Laser Doppler et on mesure le cisaillement à la paroi avec soin.

Le chapitre 3 présente les différents types de grains utilisés au cours de cette thèse. Nous avons fait le choix de réaliser des expériences avec plusieurs types de grains pour voir comment la taille et la densité des particules affectent le transport. La deuxième partie du chapitre 3 est consacrée à des expériences de suivi de particules isolées sur fond lisse et plat dont l'objectif est de quantifier l'influence des structures turbulentes de l'écoulement sur le transport.

Afin de déterminer les lois de transport (flux saturé) pour les différents types de particules utilisées, on effectue des mesures de débit de grains charriés sur de petits lits plats ; les résultats de ces expériences sont présentés au chapitre 4.

On étudie la formation et la dynamique de barkhanes aquatiques au chapitre 5. Pour cela, on mesure la surface 3D des dunes au cours du temps avec une méthode appelée Profilométrie par Transformée de Fourier. On s'attarde particulièrement sur le transport dans le plan de symétrie des dunes.

On présente des mesures de l'écoulement autour d'une "maquette" de barkhane au chapitre 6 et on détermine ainsi le cisaillement sur le dos de la dune. En croisant ces derniers résultats avec ceux des chapitres 4 et 5, on peut estimer la longueur de saturation pour notre régime de charriage.

CHAPITRE 2

HYDRODYNAMIQUE DANS LE CANAL

Ce chapitre est consacré à la présentation du canal ainsi qu'à la caractérisation de l'écoulement. On s'attarde, en particulier, sur la façon de mesurer le cisaillement à la paroi.

2.1 Dispositif expérimental

Les expériences ont été menées dans le canal visible sur la figure 2.1. Celui-ci a été conçu par Vincent Laval (Laval et Charru, 2011) et a été démenagé et adapté au cours des six premiers mois de cette thèse (le support inclinable d'origine a été remplacé par un support fixe horizontal). Il s'agit d'une conduite en charge (sans surface libre) pressurisée par une colonne d'eau de 2 m de hauteur. Un manomètre numérique permet de s'assurer que la pression intérieure est voisine de 1.2 bar. Cette surpression évite les entrées de bulles d'air dans le canal et nous affranchit des biais expérimentaux induits par ces bulles lors de visualisations par le dessus.

La conduite du canal est horizontale et fait un peu plus de 5.5 m de long. Elle est composée de 5 tronçons mis bout à bout : les 4 premiers sont en plexiglas et mesurent 1.02 m chacun, le dernier est fabriqué dans un verre sodocalcique présentant les qualités nécessaires pour les visualisations et la métrologie optique, il mesure 1.51 m. Les tronçons en plexiglas sont équipés d'une trappe permettant un accès à l'intérieur de la veine par le dessus. Le canal a une section rectangulaire de rapport d'aspect 2 : 1, sa largeur L étant de 12 cm et sa hauteur H de 6 cm. En fait, la hauteur effective est de 5.9 cm : on a introduit une plaque d'inox d'épaisseur 1 mm dans le canal afin d'avoir un fond opaque (choix purement pratique, on prendra $H = 5.9$ cm dans la suite).

Une représentation schématique de la conduite ainsi que le repère cartésien associé sont visibles sur la figure 2.2. La direction x correspond à

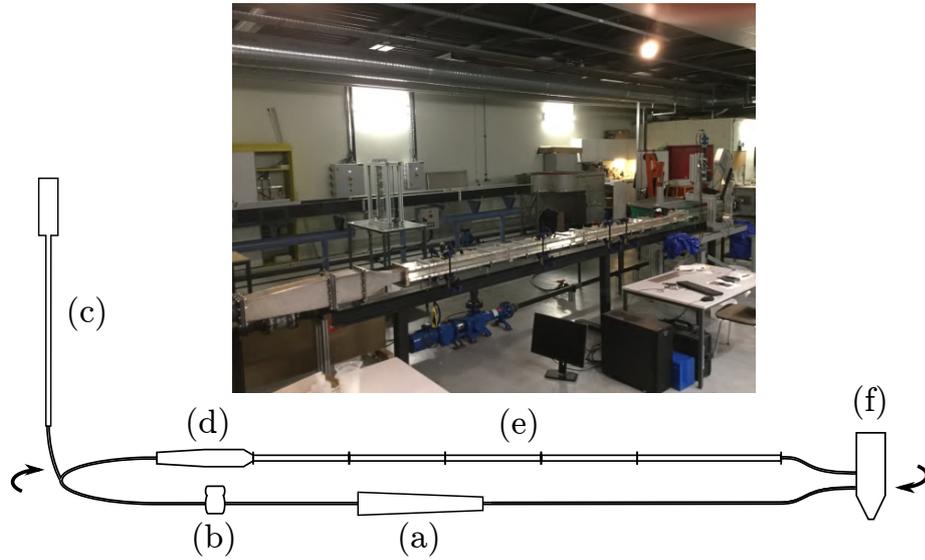


FIGURE 2.1 – Photographie et schéma du canal, les flèches indiquent le sens de l'écoulement. (a) Pompe. (b) Débitmètre. (c) Colonne de surpression. (d) Divergent-nid d'abeille-convergent. (e) Veine du canal. (f) Bac de décantation.

la direction de l'écoulement, y à la verticale et z à la direction transverse. L'origine est définie telle que $x = 0$ en entrée de canal, $y = 0$ au fond et $z = 0$ dans le plan vertical de symétrie de la section. Dans la suite, on appelle U la composante de la vitesse de l'écoulement dans la direction \vec{e}_x , V la composante dans la direction \vec{e}_y et W celle dans la direction \vec{e}_z .

Une pompe volumétrique à vis excentrée (modèle ECOMOINEAU 25M6S de la marque PCM) génère un écoulement dont le débit est mesuré avec un débitmètre électromagnétique (KROHNE OPTIFLUX 2010 C couplé à un transmetteur IFC 010 D). La vitesse de rotation de la pompe est contrôlée par ordinateur via un variateur et une carte d'acquisition. Le débit maximal pouvant être atteint dans le canal est d'environ $Q_{max} = 0.003 \text{ m}^3/\text{s}$ soit 3 l/s (vitesse débitante associée $U_{deb} = Q_{max}/(LH) = 42 \text{ cm/s}$). L'annexe A montre que le débitmètre est bien étalonné. La relation de conversion entre la commande logicielle de la vitesse de rotation de la pompe (exprimée en pourcentage de la vitesse maximale) et le débit résultant (en m^3/s) y est aussi présentée. Cette relation est purement pratique et facilite l'utilisation du canal.

Une cuve de remplissage de 300 l (non visible sur le schéma de la figure 2.1) permet d'alimenter le canal en eau du réseau de ville. Une fois le remplissage effectué, on déconnecte la cuve du reste du canal grâce à une vanne : le canal fonctionne alors en boucle fermée.

2.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

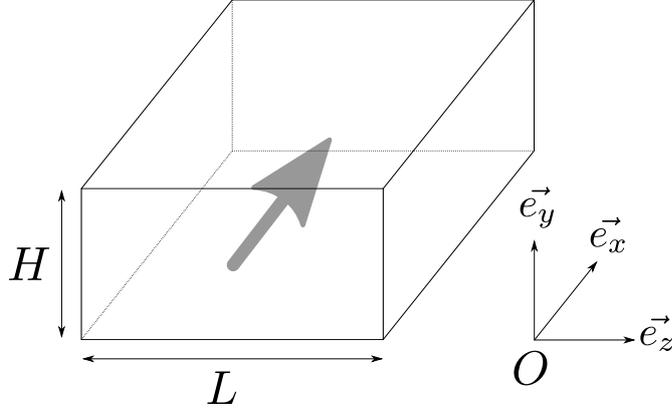


FIGURE 2.2 – Schéma de la section du canal, la flèche grise indique le sens et la direction de l'écoulement moyen.

Un système divergent-nid d'abeille-convergent est placé en entrée de canal afin d'avoir un niveau de turbulence contrôlé. Une description un peu plus détaillée du nid d'abeille est disponible en annexe B.

On considère que le canal est suffisamment long pour que la couche limite turbulente soit complètement développée (l'écoulement moyen est invariant suivant x) au niveau du tronçon de visualisation. Il a été montré expérimentalement que la longueur d'établissement d'un écoulement turbulent dans des conduites circulaires vaut entre 25 et 100 fois le diamètre du tuyau (Schlichting, 1979). Dans notre cas, les mesures sont réalisées à une distance $x/H \sim 4.2/0.059 \sim 70$ en aval de l'entrée de la conduite (au niveau du dernier tronçon). Cette valeur est typique des études expérimentales menées dans des canaux rectangulaires. En effet, Dean (1978) compare 27 travaux dédiés au frottement dans des conduites rectangulaires. Il note que la plupart des auteurs éludent cette question du développement de la couche limite et considèrent que leurs profils de vitesses mesurés correspondent à des écoulements pleinement développés. Les résultats en question ont été obtenus à des distances x/H de l'entrée variant entre 27 et 300.

Dean (1978) indique aussi que le rapport d'aspect d'un canal rectangulaire doit être d'au moins 7 : 1 pour que l'écoulement au centre de la veine soit dit bidimensionnel (invariance selon la direction \vec{e}_z). Le critère précédent n'est manifestement pas rempli pour notre canal d'étude, les effets tridimensionnels (écoulements secondaires proches des parois par exemple) pourraient donc être significatifs. On montrera à la fin de ce chapitre que ces effets tridimensionnels pourront être négligés dans la région du canal qui nous intéresse à savoir la partie centrale.

2.2 Caractérisation de l'écoulement dans le canal

2.2.1 Écoulement turbulent entre deux plaques planes parallèles

L'écoulement dans le canal est pleinement turbulent. En effet, le nombre de Reynolds Re associé aux expériences de cette thèse est tel que :

$$18300 \leq Re = \frac{U_{deb} D_h}{\nu_f} \leq 30000, \quad (2.1)$$

où $U_{deb} = Q_{deb}/(LH)$ est la vitesse débitante, $D_h = 4LH/(2L + 2H)$ le diamètre hydraulique et ν_f la viscosité cinématique de l'eau (on prendra par la suite $\nu_f = 10^{-6}$ m²/s). La vitesse débitante est calculée comme étant le rapport entre le débit et l'aire de la section du canal et le diamètre hydraulique vaut quatre fois le rapport entre l'aire de la section et son périmètre.

Le diamètre hydraulique permet de réduire un canal de section quelconque à une conduite circulaire équivalente : on peut ainsi utiliser les lois (empiriques) de frottement pour les canaux à section circulaire.

Cisaillement

En régime turbulent, les particules de fluide ont un comportement très complexe, les trajectoires suivies sont erratiques et difficilement prédictibles. Des structures tourbillonnaires d'intensité et de taille variées apparaissent et disparaissent de façon intermittente. La turbulence fait partie des grands problèmes non résolus de la physique contemporaine. On peut cependant essayer de décrire l'écoulement moyen en commençant par décomposer les vitesses instantanées comme suit :

$$U(t) = \bar{U} + u'(t), \quad (2.2)$$

$$V(t) = \bar{V} + v'(t), \quad (2.3)$$

$$W(t) = \bar{W} + w'(t). \quad (2.4)$$

\bar{U} , \bar{V} et \bar{W} sont les valeurs moyennées dans le temps, $u'(t)$, $v'(t)$ et $w'(t)$ correspondent aux fluctuations turbulentes (par définition $\overline{u'} = \overline{v'} = \overline{w'} = 0$). Les équations de Navier-Stokes à deux dimensions (canal horizontal infiniment large) et la conservation de la masse peuvent se réécrire en utilisant cette décomposition des vitesses en termes moyens et fluctuants. La moyenne temporelle de l'équation de Navier-Stokes selon x pour un écoulement incompressible, stationnaire et développé se réduit alors à (Pope, 2000) :

$$\frac{d\bar{p}}{dx} = \frac{d\tau}{dy} = \text{constante}. \quad (2.5)$$

2.2. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DANS LE CANAL

Ici, $\bar{p}(x)$ est la pression moyenne (dans le temps) et τ la contrainte totale de cisaillement s'écrit de la manière suivante :

$$\tau = \mu_f \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \rho_f \overline{u'v'}. \quad (2.6)$$

Dans l'équation ci-dessus, μ_f est la viscosité dynamique du fluide et ρ_f sa masse volumique (on rappelle qu'on a la relation $\nu_f = \mu_f / \rho_f$).

L'équation (2.5) traduit l'équilibre des forces dans la direction x : le gradient de pression négatif (imposé par la pompe dans notre cas) est contrebalancé par les forces de cisaillement dans le fluide.

La contrainte τ fait intervenir deux termes qui ont des origines différentes. Le premier terme du membre de droite de l'équation (2.6) est le cisaillement dû à la viscosité du fluide. Le second terme est, quant à lui, lié au transport de quantité de mouvement par la turbulence et il est nommé cisaillement de Reynolds. Ces deux termes ne contribuent pas de la même façon au cisaillement total selon la région de l'écoulement. La contrainte visqueuse est prépondérante (devant la contrainte turbulente) dans une zone de faible épaisseur située directement au-dessus de la paroi qu'on appelle la sous-couche visqueuse. Loin de la paroi, ce sont les fluctuations turbulentes qui l'emportent, la viscosité du fluide devenant négligeable. Entre ces deux régions, il existe une zone intermédiaire où les cisaillements visqueux et turbulents ont des valeurs comparables : c'est la couche tampon (*buffer layer* en anglais).

On note τ_w le cisaillement à la paroi (indice w pour *wall* en anglais) et puisque celui-ci est ici purement visqueux (le deuxième terme de droite de l'équation (2.6) est négligeable), on peut écrire :

$$\tau_w = \mu_f \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (2.7)$$

Il est aussi utile de définir la vitesse de cisaillement u_τ comme :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}}. \quad (2.8)$$

En tenant compte de la symétrie de l'écoulement dans un canal de hauteur H et de l'équation (2.5), on obtient finalement (Pope, 2000) :

$$\tau = \tau_w \left(1 - 2 \frac{y}{H} \right), \quad (2.9)$$

$$\frac{d\bar{p}}{dx} = -2 \frac{\tau_w}{H}. \quad (2.10)$$

L'équation (2.10) montre l'équivalence entre les pertes de charge (gradient de pression négatif dans la direction x) et le frottement au fond du canal.

Étant donné l'intérêt pratique, de nombreuses études ont été menées dans le but de mieux comprendre le comportement du frottement basal avec Re ou avec la rugosité des parois par exemple.

On introduit deux nombres sans dimension très utilisés dans ce contexte :

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho_f U_{deb}^2}, \quad (2.11)$$

$$\lambda = \frac{\frac{d\bar{p}}{dx} D_h}{\frac{1}{2}\rho_f U_{deb}^2}. \quad (2.12)$$

c_f est le coefficient de frottement de Fanning et λ le coefficient de frottement de Darcy et sont équivalents puisqu'on a $\lambda = 4c_f$ (cf. équation (2.10) avec $D_h = 2H$ pour un canal 2D).

Il existe une grande variété de lois semi-empiriques prédisant l'évolution de λ (ou de c_f) avec Re , la loi de Prandtl pour les écoulements turbulents dans des conduites lisses en est un exemple :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log(Re\sqrt{\lambda}) - 0.8. \quad (2.13)$$

La formule implicite ci-dessus n'est pas facile à utiliser et on préférera la corrélation explicite de Blasius qui s'écrit de manière habituelle comme suit :

$$c_f = 0.0791 Re^{-1/4}. \quad (2.14)$$

[Nikuradse \(1933\)](#) a réalisé une série d'expériences "célèbres" qui montre comment le coefficient de frottement λ évolue avec la rugosité relative ϵ/D_h des parois (ϵ étant la taille typique des rugosités) et le nombre de Reynolds Re de l'écoulement. Pour chaque type de surface, [Nikuradse \(1933\)](#) a fait varier Re sur une large gamme ($600 \leq Re \leq 10^6$) afin de mesurer λ pour des écoulements laminaires, transitionnels et pleinement turbulents. [Nikuradse \(1933\)](#) met en évidence trois régimes dans lesquels les rugosités ont un impact différent sur l'écoulement. On trouve les transitions entre les régimes en comparant la taille caractéristique ϵ de la rugosité de la paroi et la longueur visqueuse $\eta = \nu_f/u_\tau$.

Le premier régime est tel que $\epsilon \lesssim \eta$: les éléments rugueux sont complètement immergés dans la sous-couche visqueuse et de ce fait, ils n'ont pas d'influence sur l'écoulement. On parle d'écoulement lisse (*hydraulically smooth flow* en anglais) et le coefficient de frottement λ est exactement le même que pour une conduite parfaitement lisse (λ varie avec Re et le développement de la turbulence).

Lorsque $\epsilon \simeq \eta$, les rugosités commencent à émerger dans des régions turbulentes et contribuent à augmenter la production de tourbillons : le frottement est plus élevé que dans le cas lisse. Si on augmente Re , la sous-couche visqueuse s'amincit et l'effet précédent est de plus en plus marqué :

2.2. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DANS LE CANAL

on s'écarte alors de plus en plus du cas lisse et λ augmente. Ce régime est appelé régime de transition (du point de vue de la rugosité).

Le dernier régime est le régime rugueux (*hydraulically rough flow* en anglais) dans lequel les rugosités émergent totalement de la sous-couche visqueuse : $\epsilon \gg \eta$. Dans ce régime, le coefficient de frottement λ devient asymptotiquement constant avec Re .

Les effets conjoints de Re et de ϵ/D_h sur le frottement sont pris en compte dans la formule suivante dite de Colebrook-White (valable pour $Re \geq 4000$) :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left(\frac{\epsilon/D_h}{3.7} + \frac{2.51}{Re\sqrt{\lambda}} \right). \quad (2.15)$$

De la même manière que l'équation (2.13), la formule ci-dessus est implicite en λ . Là encore, un grand nombre d'expressions explicites ont été proposées ainsi que des formules pouvant s'appliquer sur une gamme élargie de Re .

Profil vertical de vitesse

Comme nous l'avons vu précédemment, il existe une région de faible épaisseur au voisinage de la paroi où la viscosité du fluide régit l'écoulement : c'est la sous-couche visqueuse et on note son épaisseur δ . Il s'avère que dans cette région, la vitesse caractéristique de l'écoulement est u_τ et l'échelle de longueur adéquate est la longueur visqueuse η . Il est communément admis que l'épaisseur de cette sous-couche vaut $\delta = 5\eta$ (d'après Panton (1996) : $5 \leq \delta/\eta \leq 7$). Les expériences et l'analyse dimensionnelle montrent que le profil vertical de vitesse moyenne est alors (pour $y \leq \delta$) :

$$\bar{U} = u_\tau \frac{y}{\eta}, \quad (2.16)$$

avec, on le rappelle, u_τ la vitesse de cisaillement (cf. relations (2.7) et (2.8)) et $\eta = \nu_f/u_\tau$ la longueur visqueuse. La vitesse longitudinale moyenne augmente donc linéairement avec la distance à la paroi ($\bar{U} = 0$ en $y = 0$ comme le stipule la condition de non-glissement). On peut réécrire (2.16) en version adimensionnelle ($\bar{U}^+ = \bar{U}/u_\tau$ et $y^+ = y/\eta$) :

$$\bar{U}^+ = y^+. \quad (2.17)$$

La formule ci-dessus est valide pour $y^+ \leq 5$. Au-delà de cette limite, les effets visqueux deviennent rapidement minimes comparativement aux effets inertiels (le deuxième terme de droite de la relation (2.6) devient dominant face au premier terme visqueux). Dans une zone telle que $30 \leq y^+ \leq 200$, le profil de vitesse est logarithmique avec la distance à la paroi :

$$\bar{U}^+ = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) + B, \quad (2.18)$$

avec $\kappa \simeq 0.41$ la constante de von Kármán et B une constante dont la valeur usuelle varie entre 5 et 6. La formule (2.18) est bien connue sous le nom de loi de paroi logarithmique (appelée aussi *law of the wall* en anglais).

van Driest (1956) propose un profil de vitesse continu s'étendant de la paroi jusqu'à la région logarithmique. Pour cela, il fait l'hypothèse que la contrainte turbulente s'écrit comme :

$$-\rho_f \overline{u'v'} = \rho_f l^2 \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \right)^2. \quad (2.19)$$

Dans l'équation (2.19), l est la longueur de mélange et celle-ci dépend de la distance à la paroi. van Driest (1956) modélise la longueur de mélange de la façon suivante ($l^+ = l/\eta$ et $A^+ = 26$) :

$$l^+ = \kappa y^+ \left(1 - e^{-\frac{y^+}{A^+}} \right). \quad (2.20)$$

Le profil de vitesse adimensionnel résultant vérifie alors :

$$\overline{U}^+ = \int_0^{y^+} \frac{2dy^+}{1 + \sqrt{1 + 4l^{+2}}}. \quad (2.21)$$

En calculant l'intégrale ci-dessus, on obtient un profil de vitesse vertical compatible avec les relations (2.17) et (2.18) mais aussi cohérent avec les données expérimentales mesurées dans la région tampon, c'est-à-dire pour $5 \leq y^+ \leq 30$.

2.2.2 Vélocimétrie Laser Doppler (VLD)

Principe

On caractérise l'écoulement dans le canal par Vélocimétrie Laser Doppler (*Laser Doppler Velocimetry* en anglais). Cette technique de mesure de la vitesse d'un écoulement fluide est non intrusive et locale.

Le principe est le suivant : une source laser est scindée en deux faisceaux qui sont focalisés au point de mesure de la vitesse fluide. Une série de franges d'interférence se forme dans le volume d'intersection des deux faisceaux. La distance d_f entre deux franges consécutives de même intensité lumineuse est donnée par $d_f = \lambda / (2 \sin(\psi/2))$ avec λ la longueur d'onde du laser et ψ l'angle entre les deux faisceaux (cf. figure 2.3). Lorsqu'une particule traverse les franges à la vitesse v (v est la composante de vitesse perpendiculaire à la direction des franges), elle scintille à une fréquence $f_D = v/d_f$. Un photomultiplicateur collecte ce *burst* lumineux diffusé par la particule et le transforme en impulsion électrique. Une unité de traitement du signal extrait ensuite f_D (et donc v). Les schémas de la figure 2.3 illustrent l'explication précédente.

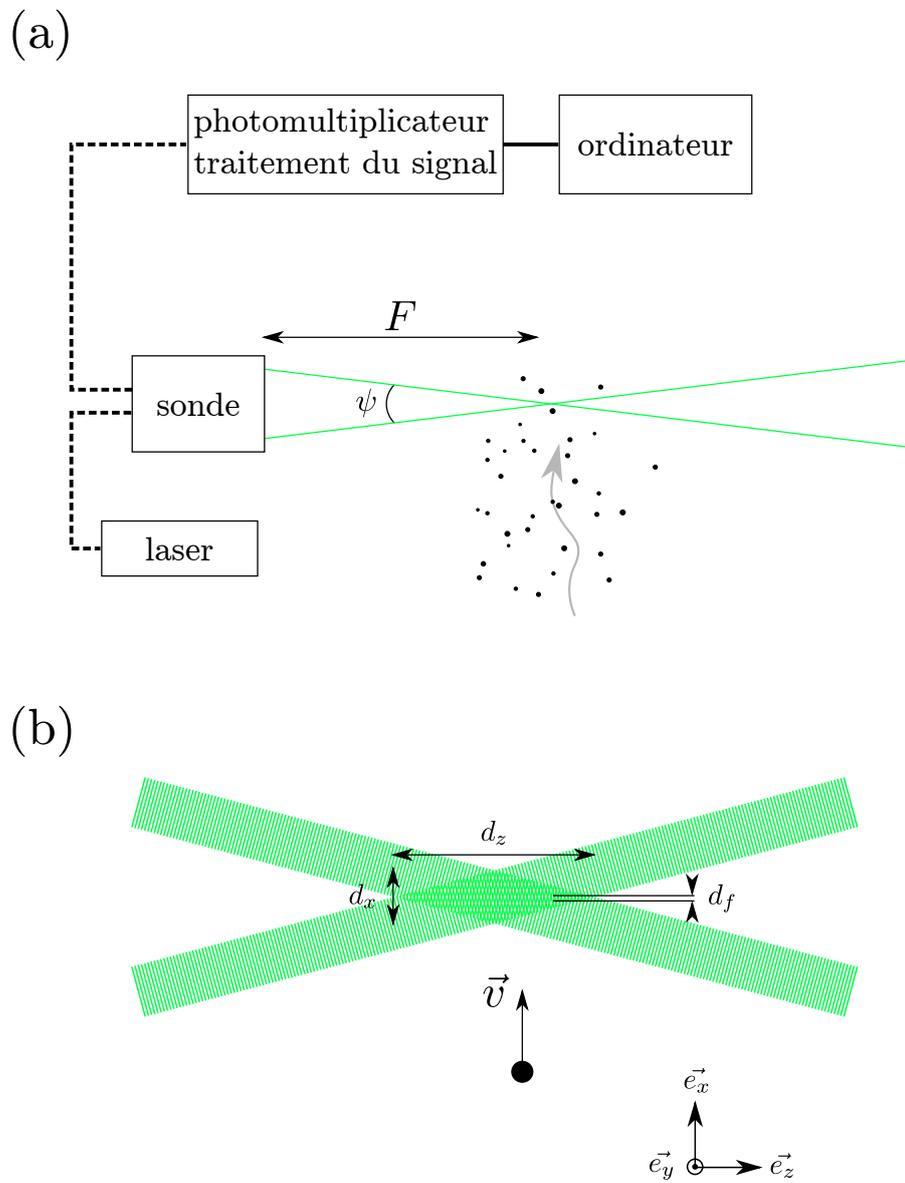


FIGURE 2.3 – (a) Schéma du système de VLD. (b) Schéma du volume de mesure. Les franges sont dirigées suivant \vec{e}_z .

Le système décrit ci-dessus permet de connaître la norme et la direction de la vitesse de la particule mais pas son sens. Pour accéder à cette dernière information, on place une cellule de Bragg sur le chemin du laser : l'un des faisceaux qui va interférer voit sa fréquence décalée d'une valeur f_B bien choisie. Cette manipulation produit un déplacement apparent du réseau de franges. Considérons, par exemple, que les franges de la figure 2.3 (b) défilent selon $+\vec{e}_x$ à la fréquence f_B . Une particule immobile émet donc dans ce cas un *burst* à $f_D = f_B$ alors qu'une particule se déplaçant selon $+\vec{e}_x$ ($-\vec{e}_x$) est associée à un *burst* à $f_D < f_B$ ($f_D > f_B$) : le sens de la vitesse est ainsi déterminé. La VLD repose sur l'hypothèse que la particule qui entre dans le volume de mesure est un traceur de l'écoulement : sa vitesse est identique (ou quasi) au fluide qui l'entoure. Cette condition est vérifiée si la particule est assez petite et si sa masse volumique est proche de celle du fluide. Les impuretés naturellement présentes dans l'écoulement peuvent constituer de bons traceurs. Dans le cas où elles ne sont pas assez nombreuses, on ensemence le fluide avec des particules adaptées.

Dispositif expérimental

Nous utilisons un système VLD commercialisé par le fabricant DANTEC DYNAMICS. Celui-ci est composé d'une sonde HIGH POWER FLOWLITE 2D connectée par fibre optique à un module de traitement du signal BSA FLOW F60. Les réglages préliminaires, la collecte et le traitement statistique des données sont effectués avec le logiciel BSA FLOW SOFTWARE. Le fluide est ensemencé avec des particules creuses de verre dont le diamètre moyen vaut $10\ \mu\text{m}$ (référence HGS chez DANTEC DYNAMICS).

Notre configuration de VLD est dite *backscatter* car la sonde d'émission laser intègre aussi le dispositif de réception : la lumière qui arrive au photorécepteur est celle qui est rétro-diffusée par les traceurs.

La sonde émet deux paires de faisceaux croisés pour mesurer les deux composantes de vitesse U et V (dans les directions \vec{e}_x et \vec{e}_y respectivement, cf. figure 2.2). Les longueurs d'onde des lasers sont légèrement différentes et valent $\lambda = 532\ \text{nm}$ et $\lambda = 561\ \text{nm}$ (faisceaux de couleur verte). Des filtres optiques placés avant les photomultiplicateurs permettent de traiter les signaux de chaque paire de lasers indépendamment. Le logiciel BSA FLOW SOFTWARE considère qu'il y a coïncidence (ou simultanéité) des mesures des deux composantes lorsque l'intervalle de temps séparant la réception des signaux sur les deux voies n'excède pas ΔT_c . Ici, nous avons choisi arbitrairement $\Delta T_c = 1\ \mu\text{s}$; pendant le laps de temps ΔT_c le traceur parcourt une distance de l'ordre de $0.1 \cdot 10^{-6} = 10^{-7}\ \text{m}$, petite devant sa dimension. Ces mesures en coïncidence sont nécessaires pour le calcul du cisaillement de Reynolds (cf. équation (2.6)).

Les faisceaux lasers sont des pinces lumineuses cylindriques de $2.2\ \text{mm}$ de diamètre se croisant avec un angle $\psi = 7.3^\circ$ à la distance $F = 310\ \text{mm}$

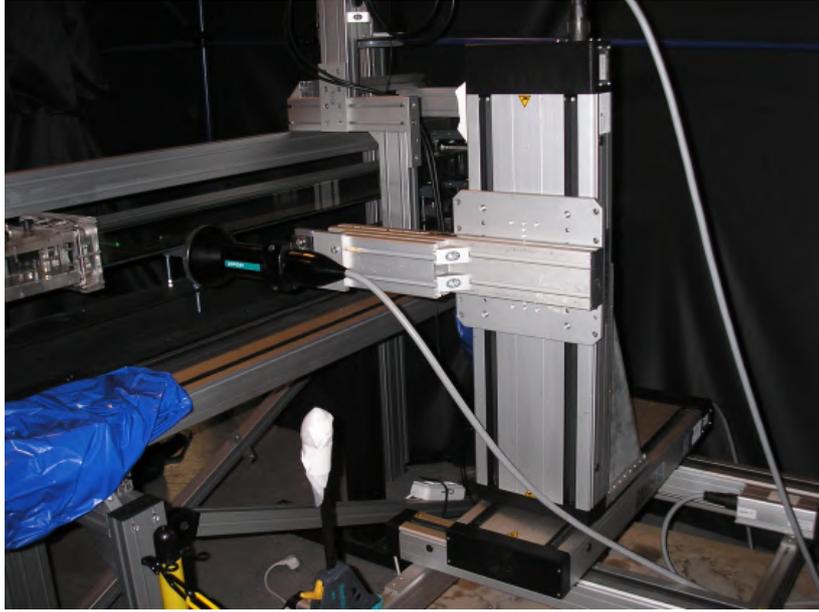


FIGURE 2.4 – Photographie de la sonde VLD et du déplacement 3 axes. En arrière plan, on aperçoit le canal.

de la sonde (cf. figure 2.3 (a)). Au point de focalisation, des franges se créent dans un ellipsoïde de dimensions $d_x \simeq d_y \simeq 0.1$ mm et $d_z \simeq 1.5$ mm (cf. figure 2.3 (b)). Le fabriquant indique que $f_B = 40$ MHz et que l'interfrange vaut $d_f \simeq 4.3$ μ m.

La sonde est montée sur un système de déplacement DANTEC DYNAMICS motorisé (cf. figure 2.4). On estime que le volume de mesure peut être positionné avec une précision de 50 μ m dans les trois directions de l'espace. Des balayages automatisés sont réalisés grâce au logiciel BSA FLOW SOFTWARE.

2.2.3 Résultats

Un exemple typique

La figure 2.5 (a) présente une série temporelle de mesures en coïncidence des composantes U et V de vitesse au milieu du canal ($x = 4.2$ m, $y = 30$ mm et $z = 0$ mm). Ici, la fréquence d'acquisition moyenne est de 155 Hz, le temps d'acquisition est de 32 s et le nombre total d'échantillons N_{tot} est de 5031. Les histogrammes associés sont présentés à la figure 2.5 (b). On voit clairement qu'il est possible d'extraire de ces données des valeurs moyennées temporellement ainsi que des amplitudes caractéristiques de fluctuation.

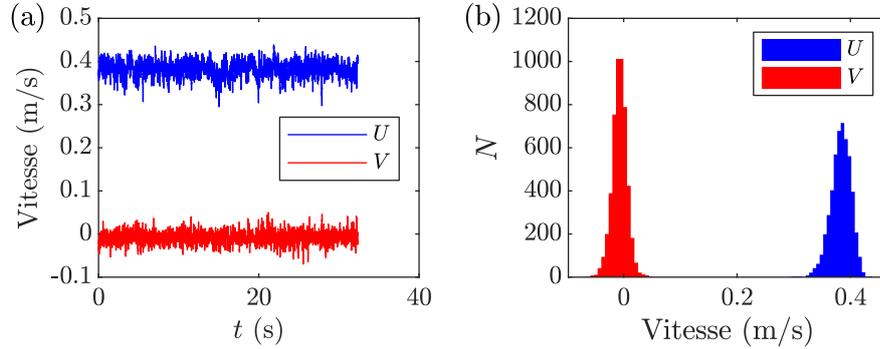


FIGURE 2.5 – Mesures par VLD de U et V dans le plan de symétrie du canal ($x = 4.2$ m, $y = 30$ mm, $z = 0$ mm) pour $Re = 24900$. (a) Série temporelle. (b) Histogrammes.

Moyenne temporelle

La fréquence d'acquisition de la VLD dépend du passage ou non de particules dans le volume de mesure. Même si l'ensemencement est homogène, l'arrivée des particules est intermittente du fait des fluctuations de vitesse intrinsèques à la nature de l'écoulement. Un événement de survitesse a tendance à générer plus d'échantillons de mesure qu'un événement de vitesse plus faible. La distribution finale de vitesse est ainsi biaisée vers les hautes vitesses qui sont surreprésentées. Ce biais n'est pas tellement visible à la figure 2.5 (b) mais on prend tout de même le soin de le corriger en utilisant la pondération suivante pour calculer la moyenne temporelle \bar{s} de l'observable physique $s(t)$:

$$\bar{s} = \sum_{i=1}^{N_{tot}} \xi_i s(t_i), \text{ avec } \xi_i = \frac{\zeta_i}{\sum_{j=1}^{N_{tot}} \zeta_j}. \quad (2.22)$$

Dans la définition précédente, $s(t_i)$ est la valeur mesurée à l'instant t_i , ζ_i est le temps de résidence (*transit time* en anglais) de la particule i dans le volume de mesure et N_{tot} le nombre total d'échantillons. Cette méthode de pondération diminue le poids de la contribution des particules rapides sur-échantillonnées et augmente celui des particules lentes sous-échantillonnées. Dans la suite, chaque quantité physique moyennée temporellement le sera en utilisant la formule de pondération ci-dessus (*Transit time weighting* actif dans le logiciel BSA FLOW SOFTWARE).

Convergence statistique

Il est possible d'optimiser le temps d'acquisition tout en ayant des données statistiquement convergées grâce à l'option *Moments stop criteria* du logiciel BSA FLOW SOFTWARE. Ce dernier est capable de calculer en temps réel les moyennes temporelles et leurs incertitudes statistiques associées et de stopper l'acquisition quand ces dernières deviennent inférieures à un seuil défini par l'utilisateur. Dans notre cas, les acquisitions s'arrêtent quand l'incertitude statistique sur l'écart type de la composante horizontale de vitesse U ($\sigma_U = (\overline{u'^2})^{1/2}$) devient plus petite que $0.02\sigma_U$. Ce critère de convergence se traduit par un nombre total d'échantillons N_{tot} autour de 5000 pour toutes les mesures présentées dans la suite.

Les figures 2.6, 2.7 et 2.8 montrent l'évolution de la moyenne temporelle de différentes grandeurs d'intérêt pour notre étude avec le nombre d'échantillons N utilisés pour la calculer (les données brutes sont celles de la figure 2.5). Ces figures permettent de vérifier que les moyennes temporelles effectuées sur $N_{tot} \simeq 5000$ échantillons atteignent un degré de convergence suffisant.

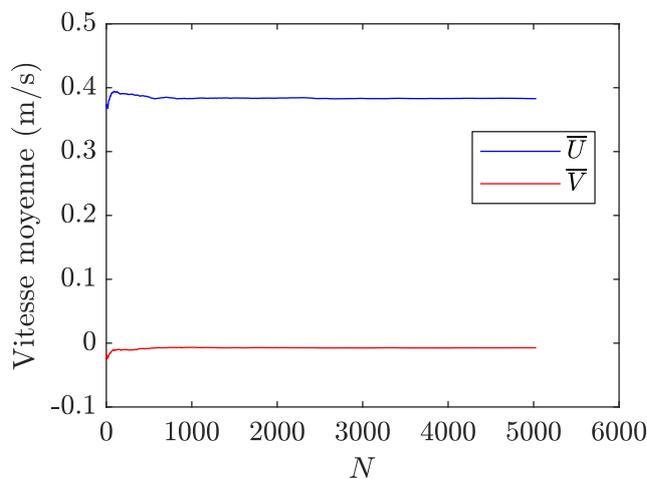


FIGURE 2.6 – Évolution de la moyenne temporelle de U et V avec le nombre d'échantillons (cf. figure 2.5 pour les paramètres).

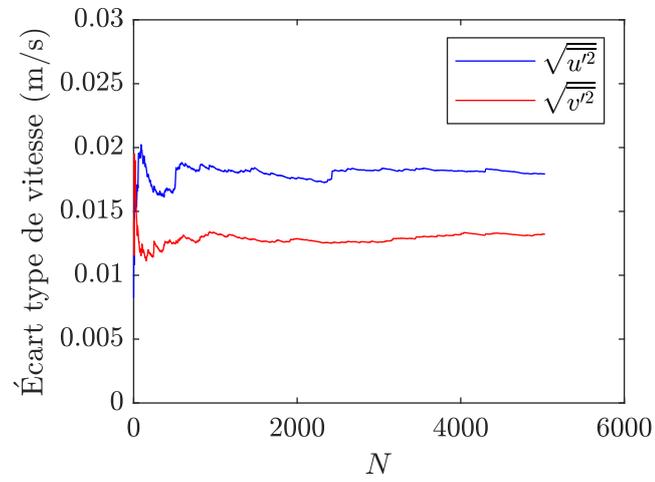


FIGURE 2.7 – Évolution de la moyenne temporelle de $\sqrt{u'^2}$ et $\sqrt{v'^2}$ avec le nombre d'échantillons (cf. figure 2.5 pour les paramètres).

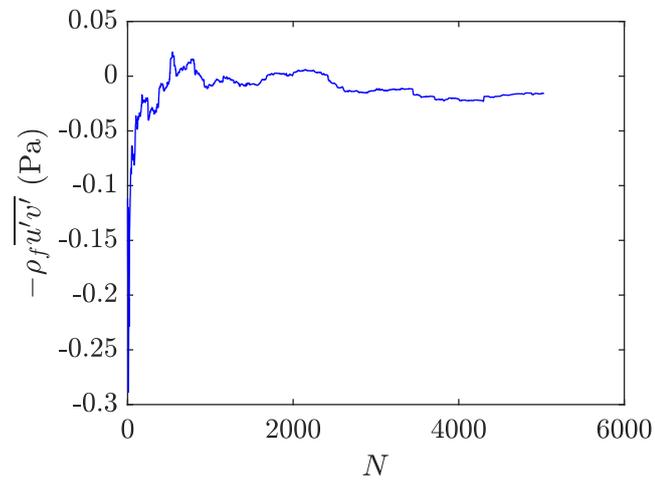


FIGURE 2.8 – Évolution de la moyenne temporelle de la contrainte de Reynolds avec le nombre d'échantillons (cf. figure 2.5 pour les paramètres).

Profils verticaux moyens

Les profils verticaux des vitesses moyennes \bar{U} et \bar{V} et des écarts types $(\overline{u'^2})^{1/2}$ et $(\overline{v'^2})^{1/2}$ sont tracés sur la figure 2.9 pour $18300 \leq Re \leq 25000$. L'écoulement étant symétrique par rapport à la mi-hauteur, les mesures VLD sont réalisées uniquement sur la moitié inférieure du canal. La résolution verticale des profils est variable :

- pour $0 \leq y \leq 1$ mm, on effectue une mesure tous les $50 \mu\text{m}$;
- pour $1 \leq y \leq 30$ mm, chaque point de mesure est séparé de 1 mm.

Le raffinement du maillage des profils dans la zone directement au-dessus de la paroi permettra d'évaluer le cisaillement visqueux, comme on le verra dans la suite. Pour des raisons d'accès optique, seule la composante longitudinale de vitesse U a pu être mesurée jusqu'au fond, les profils concernant V commencent en $y \simeq 3$ mm (cf. figures 2.9 (b) et (d)).

Comme attendu, l'écoulement est principalement horizontal. La faible vitesse verticale mesurée (cf. figure 2.9 (b)) est due à l'incertitude de l'alignement du laser avec le canal. Étant donné que le rapport entre les vitesses

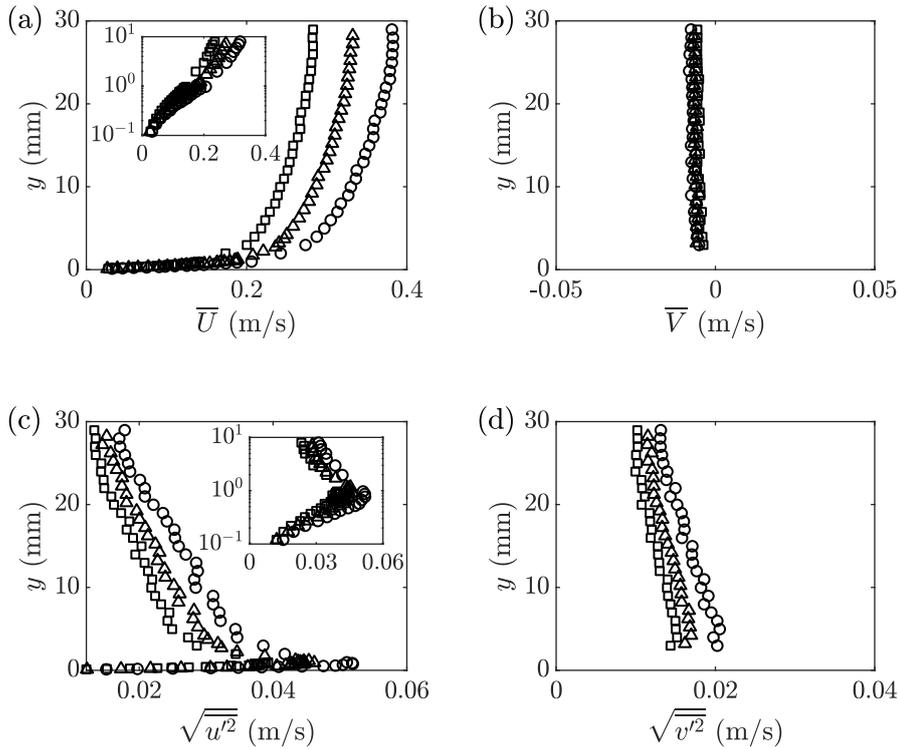


FIGURE 2.9 – Profils verticaux dans le plan de symétrie du canal ($x = 4.2$ m, $z = 0$ mm) pour $Re = 18300$ (\square), $Re = 21600$ (\triangle) et $Re = 25000$ (\circ).

verticales et horizontales est inférieur à 5%, on estime qu'il n'est pas nécessaire de corriger ce biais expérimental. Les profils de \bar{U} (cf. figure 2.9 (a)) présentent des gradients très prononcés au voisinage de la paroi. Les profils verticaux des fluctuations turbulentes sont typiques des écoulements dans des canaux de cette géométrie (cf. (Franklin, 2008) par exemple). L'intensité des fluctuations horizontales $(\overline{u'^2})^{1/2}$ croît linéairement lorsqu'on s'approche de la paroi avant d'augmenter brutalement et d'atteindre un maximum autour de $y \simeq 1$ mm. En deçà, les fluctuations sont rapidement amorties (cf. figure 2.9 (c)). Les profils de $(\overline{v'^2})^{1/2}$ (cf. figure 2.9 (d)) présentent une légère augmentation lorsque y diminue.

Cisaillement à la paroi

Biron *et al.* (2004) présentent et comparent différentes méthodes habituellement utilisées pour calculer le cisaillement τ_w exercé par un écoulement sur une paroi :

- utilisation de la loi log (2.18) pour déterminer u_τ et par suite τ_w ;
- utilisation d'une loi de frottement du type $\tau_w = \rho_f C_d U_{deb}^2$ où C_d est un coefficient de frottement bien choisi (méthode strictement équivalente aux lois de frottement évoquées à la section 2.2.1) ;
- extrapolation linéaire du profil vertical du cisaillement de Reynolds à la paroi (2.9) ;
- utilisation de corrélations entre le cisaillement et l'énergie cinétique turbulente c'est-à-dire $\tau_w = C_1 \frac{\rho_f}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ ou $\tau_w = C_2 \rho_f \overline{w'^2}$ avec C_1 et C_2 des constantes empiriques (ici, les fluctuations turbulentes sont mesurées en un seul point).

Biron *et al.* (2004) mesurent les trois composantes de vitesse dans un canal à surface libre faiblement incliné avec un vélocimètre acoustique Doppler. Leurs résultats d'estimation du cisaillement pariétal donnent des valeurs comparables pour les différentes méthodes citées ci-dessus. Biron *et al.* (2004) suggèrent, toutefois, d'utiliser de préférence l'extrapolation du cisaillement turbulent dans le cas d'écoulements simples (fond plat lisse ou rugueux).

Durst *et al.* (1995) et Durst *et al.* (1996) montrent qu'il est possible d'estimer le cisaillement avec une bonne précision à partir d'un profil vertical proche paroi de \bar{U} obtenu par VLD. Durst *et al.* (1995) effectuent une vingtaine de points de mesures de \bar{U} dans les soixante premiers microns au-dessus de la paroi et ils appliquent ensuite la relation linéaire (2.16) pour trouver u_τ (on peut dire a posteriori que les points utilisés pour la régression linéaire étaient tels que $y^+ \leq 2.5$). Dans (Durst *et al.*, 1996), les auteurs proposent d'améliorer la méthode en utilisant un polynôme de degré 5 pour ajuster $\bar{U} = f(y)$. Cette expression polynomiale a l'avantage d'être valable jusqu'à $y^+ \simeq 12$ et peut se révéler utile car, en pratique, il n'est pas forcément aisé de faire des mesures de vitesse dans la sous-couche visqueuse ($y^+ \lesssim 5$).

2.2. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DANS LE CANAL

Il faut noter que toutes ces estimations du cisaillement sont indirectes car elles découlent de mesures de vitesse de l'écoulement et non d'une mesure de force. Des systèmes de mesure directe basés sur des micro-éléments flottants se déplaçant avec le cisaillement existent et sont toujours en cours de développement (cf. (Naughton et Sheplak, 2002) par exemple).

Nous faisons le choix de déterminer le cisaillement sur la paroi du canal de la même manière que Durst *et al.* (1995). On utilise donc uniquement les mesures de U effectuées au plus près de la paroi (un point de mesure tous les $50 \mu\text{m}$ dans la zone $y \leq 1 \text{ mm}$). Des profils verticaux en proche paroi pour différents nombres de Reynolds sont présentés sur la figure 2.10 (il s'agit en fait d'un zoom de la figure 2.9 (a) avec les axes intervertis). Des régressions affines sur les cinq points les plus proches du fond permettent d'avoir accès à la pente des profils et donc au cisaillement (cf. relation (2.16)). On utilise ici des fonctions affines plutôt que des fonctions linéaires car il y a une incertitude expérimentale sur la position de l'origine de l'axe vertical : l'ordonnée à l'origine du profil $\bar{U} = f(y)$ peut donc prendre une valeur légèrement différente de zéro. Au vu des coefficients de détermination (coefficients R^2), les régressions affines sont de bonne qualité et confirment la linéarité du profil

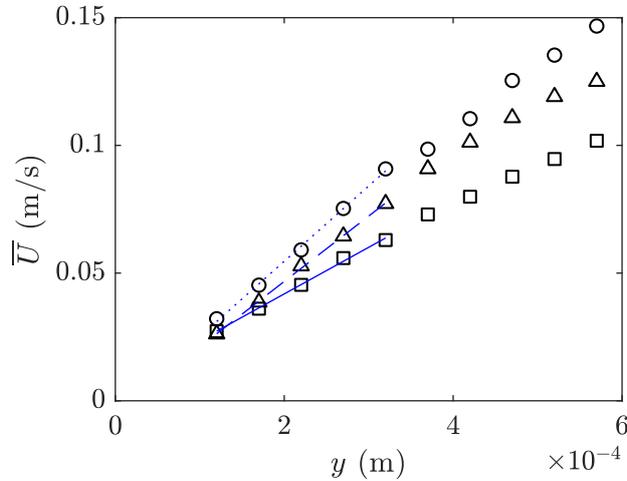


FIGURE 2.10 – Profils de \bar{U} dans le plan de symétrie du canal pour $Re = 18300$ (\square), $Re = 21600$ (\triangle) et $Re = 25000$ (\circ). Les droites de la forme $a_{fit}y + b_{fit}$ sont obtenues par régression affine sur les cinq premiers points de mesure. (—), $a_{fit} = 182 \pm 18 \text{ s}^{-1}$, $b_{fit} = 0.0054 \pm 0.0005 \text{ m/s}$, $R^2 = 0.997$. (---), $a_{fit} = 256 \pm 12 \text{ s}^{-1}$, $b_{fit} = -0.0045 \pm 0.0002 \text{ m/s}$, $R^2 = 0.999$. (⋯⋯), $a_{fit} = 295 \pm 24 \text{ s}^{-1}$, $b_{fit} = -0.0043 \pm 0.0003 \text{ m/s}$, $R^2 = 0.998$. Les erreurs sur les coefficients correspondent aux intervalles de confiance à 95% donnés par la fonction *fit* de MATLAB.

Re	τ_w (Pa)	u_τ (m/s)	$\delta = 5\eta$ (μm)
18300	0.182	0.0135	370
21600	0.256	0.016	310
25000	0.295	0.0172	290

TABLEAU 2.1 – Résultats issus des ajustements de la figure 2.10.

de \bar{U} avec y en proche paroi. En considérant les intervalles de confiance à 95% comme représentatifs de l'erreur commise sur l'estimation de la pente du profil, on estime que l'incertitude sur τ_w est du même ordre et vaut donc un peu moins de 10% en valeur relative (cf. légende de la figure 2.10).

Le tableau 2.1 rassemble les résultats issus des ajustements affines de la figure 2.10. On peut noter que l'épaisseur δ de la sous-couche visqueuse est d'environ 300 μm pour les trois écoulements étudiés. On justifie donc a posteriori que les cinq premiers points des profils de la figure 2.10 se trouvent bien dans la sous-couche visqueuse ou juste à sa limite extérieure.

Une façon de valider notre estimation du cisaillement est de la comparer avec la loi de frottement de Blasius (2.14). On voit sur la figure 2.11 que les coefficients de frottement expérimentaux sont en accord avec ceux de Blasius (les erreurs sur τ_w correspondent aux intervalles de confiance à 95% donnés par les ajustements). La figure 2.11 montre aussi que le nombre de

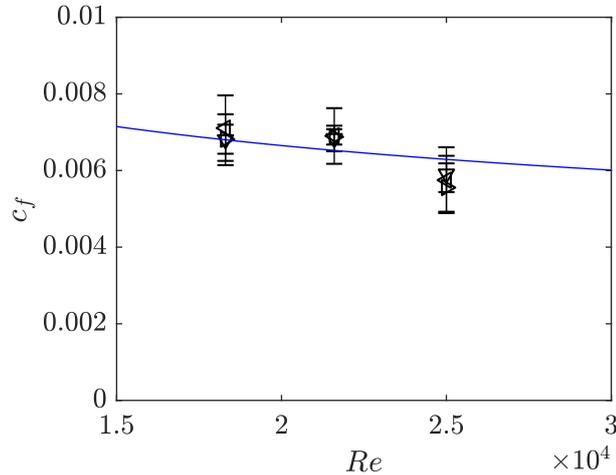


FIGURE 2.11 – Coefficient de frottement de Fanning du canal en fonction du nombre de Reynolds. On a déterminé τ_w grâce à une régression affine sur les N premiers points les plus proches de la paroi : (\triangleleft) $N = 4$, (∇) $N = 5$, (\triangleright) $N = 6$. (—), corrélation de Blasius (2.14).

2.2. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DANS LE CANAL

points utilisés pour les régressions a peu d'influence sur la valeur finale du cisaillement. Franklin et Charru (2011) avaient déjà vérifié, dans un canal en charge de l'IMFT de section identique à celui utilisé dans cette étude, que la loi de frottement de Blasius s'appliquait bien dans ce cas. Pour arriver à ce résultat, Franklin et Charru (2011) ont caractérisé l'écoulement par vélocimétrie par images de particules et estimé le cisaillement au fond par la méthode de la loi log.

Profils verticaux moyens adimensionnels

Maintenant que la méthode utilisée pour estimer τ_w a été validée, nous pouvons tracer les profils verticaux moyens adimensionnels en prenant pour vitesse caractéristique la vitesse de frottement u_τ et pour longueur caractéristique la longueur visqueuse η . La figure 2.12 montre le résultat d'un tel adimensionnement pour \bar{U} en coordonnées semi-logarithmiques (on rappelle qu'on note les grandeurs sans dimension avec l'exposant $^+$). Les profils pour les trois nombres de Reynolds étudiés se regroupent sur une courbe maîtresse : η et u_τ sont effectivement les bonnes échelles du problème. On retrouve bien une variation linéaire de \bar{U} avec y au voisinage de la paroi (ligne pointillée sur la figure 2.12) ainsi que la loi logarithmique un peu plus haut (ligne discontinue). Le profil de van Driest (1956) (ligne continue) est

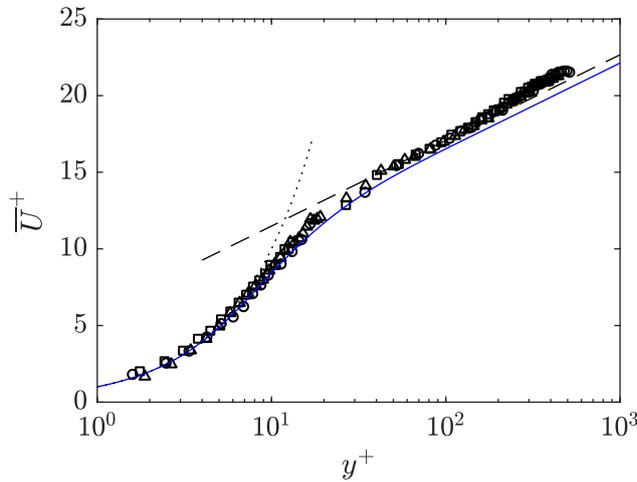


FIGURE 2.12 – Profils de vitesse longitudinale dans le plan de symétrie du canal ($x = 4.2$ m, $z = 0$ mm). $Re = 18300$ (\square), $Re = 21600$ (\triangle) et $Re = 25000$ (\circ). ($\cdot \cdots$), $\bar{U}^+ = y^+$, équation (2.17). ($---$), $\bar{U}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + 5.9$, équation (2.18). ($—$), équation (2.21) (van Driest, 1956).

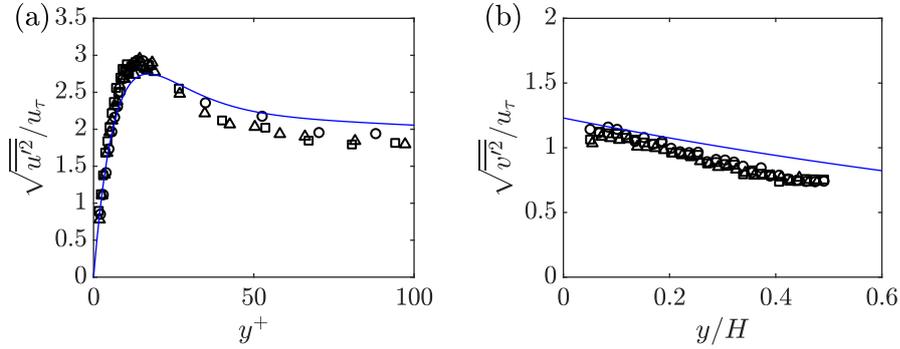


FIGURE 2.13 – Profils verticaux des fluctuations turbulentes dans le plan de symétrie du canal pour $Re = 18300$ (\square), $Re = 21600$ (\triangle) et $Re = 25000$ (\circ). (a) (—), formule (2.23) (Nezu et Rodi, 1986). (b) (—), formule (2.24) (Nezu et Rodi, 1986).

très proche des résultats expérimentaux même s’il sous-estime quelque peu la vitesse dans la région logarithmique et au-delà (on peut corriger ce biais en modifiant la valeur de la constante A^+ , cf. relation (2.20)).

Les profils des fluctuations turbulentes sans dimension sont présentés sur la figure 2.13. On observe, de nouveau, une superposition de tous les points sur une seule et même courbe. On compare ces profils avec les formules empiriques données par Nezu et Rodi (1986) pour un canal à surface libre de hauteur d’eau H :

$$\frac{\overline{u'}}{u_\tau} = D_u \exp\left(-\lambda_u \frac{y}{H}\right) \Gamma + 0.3y^+(1 - \Gamma), \quad (2.23)$$

$$\frac{\overline{v'}}{u_\tau} = D_v \exp\left(-\lambda_v \frac{y}{H}\right). \quad (2.24)$$

La fonction Γ dans la relation (2.23) est une fonction d’amortissement : $\Gamma = 1 - \exp(-y^+/B^+)$, B^+ étant une constante égale à 10. Les coefficients D_u , λ_u , D_v et λ_v sont empiriques et on prendra ici les valeurs choisies par Nezu et Rodi (1986) soit : $D_u = 2.26$, $\lambda_u = 0.88$, $D_v = 1.23$ et $\lambda_v = 0.67$. On remarque que le comportement de $\overline{u'}$ et $\overline{v'}$ avec la hauteur est globalement bien reproduit par les formules (2.23) et (2.24) (lignes continues sur les figures 2.13 (a) et (b)). En particulier, nos mesures de l’intensité des fluctuations horizontales et celles de Nezu et Rodi (1986) ont toutes deux un maximum en $y^+ \simeq 15$ valant environ trois fois la vitesse de frottement.

Après nous être intéressés aux écarts types de vitesse (moments d’ordre 2), nous pouvons à présent nous focaliser sur le moment d’ordre 3 (des distributions de la composante longitudinale U). En version adimensionnelle, celui-ci est appelé en anglais *skewness* et est défini comme :

2.2. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DANS LE CANAL

$$S_U = \frac{\overline{u^3}}{(\overline{u^2})^{3/2}}. \quad (2.25)$$

La *skewness* permet de quantifier l'asymétrie d'une distribution : si $S > 0$ ($S < 0$) alors la distribution aura une queue qui s'étalera davantage vers la droite (gauche) ; $S = 0$ pour les distributions symétriques. On voit à la figure 2.14 (symboles noirs) une variation brusque de S_U au voisinage de la paroi : pour $y^+ \lesssim 10$ la *skewness* est positive et augmente linéairement (ligne continue) quand y^+ diminue (valeur maximale $S_u \simeq 1.1$ en $y^+ \simeq 2$). Ainsi, la dissymétrie des distributions de vitesse instantanée est de plus en plus prononcée lorsqu'on s'approche du fond : les événements de survitesse longitudinale (comparativement à l'écart type) sont de plus en plus fréquents. Ailleurs, la *skewness* est faiblement négative et décroît lentement jusqu'au milieu du canal ($S_u \simeq -0.1$ en $y/H \simeq 0.1$ et $S_u \simeq -0.5$ en $y/H \simeq 0.5$). Nos données proche paroi sont en accord avec les mesures réalisées par Kreplin et Eckelmann (1979) avec un anémomètre à film chaud (symboles bleus).

La figure 2.15 montre la variation verticale du cisaillement turbulent adimensionné sur la demi-hauteur du canal. On voit clairement que la contrainte de Reynolds augmente linéairement du milieu du canal jusqu'à la paroi

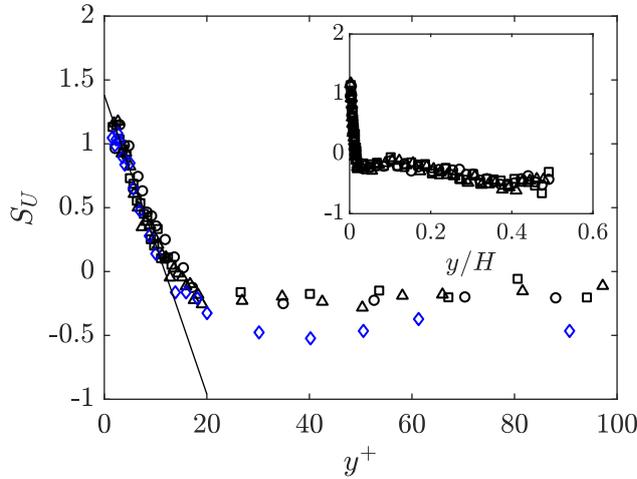


FIGURE 2.14 – Profils verticaux de la *skewness* de la composante longitudinale de vitesse dans le plan de symétrie du canal pour $Re = 18300$ (\square), $Re = 21600$ (\triangle) et $Re = 25000$ (\circ). (—), régression affine pour $y^+ \leq 10$ de la forme $a_{fit}y^+ + b_{fit}$: $a_{fit} = -0.12 \pm 0.01$, $b_{fit} = 1.38 \pm 0.08$ et $R^2 = 0.92$. (\diamond), données expérimentales de Kreplin et Eckelmann (1979). L'encart montre les profils expérimentaux de la *skewness* sur la demi-hauteur du canal ($y/H \simeq 0.1$ correspond à $y^+ = 100$).

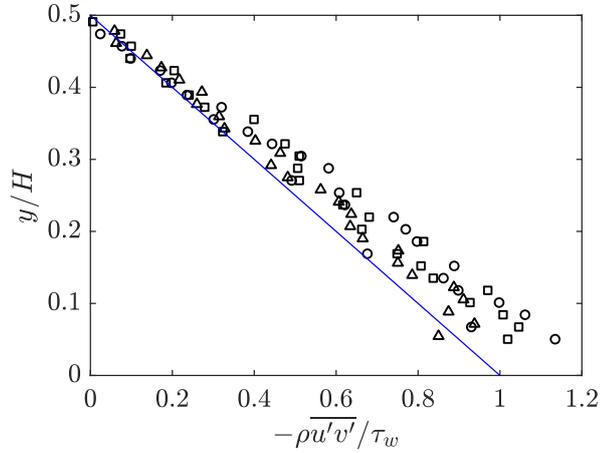


FIGURE 2.15 – Profils verticaux du cisaillement de Reynolds dans le plan de symétrie du canal pour $Re = 18300$ (\square), $Re = 21600$ (\triangle) et $Re = 25000$ (\circ). (—), équation (2.9).

(comme prédit par (2.9), ligne continue). L’extrapolation de ces profils au fond donne une valeur du cisaillement 10 à 20% plus élevée que celle déterminée par la régression affine de $\bar{U} = f(y)$ dans la sous-couche visqueuse. Pour la même raison évoquée par Nezu et Rodi (1986), nous estimons que notre mesure de τ_w dans la sous-couche visqueuse est plus fiable que celle de la contrainte de Reynolds extrapolée. En effet, pour évaluer correctement le cisaillement de Reynolds, les deux composantes de la vitesse du fluide doivent être capturées au même instant et au même endroit : il est assez difficile, en pratique, de savoir si ces conditions sont effectivement réalisées.

En dehors du plan de symétrie...

On vérifie ici que l’écoulement est invariant selon la direction transverse (au moins dans la partie centrale du canal). Pour cela, on effectue des mesures VLD en dehors du plan de symétrie pour un nombre de Reynolds unique de 25000. On voit sur la figure 2.16 que les profils de vitesse moyenne et des fluctuations dans différents plans transverses sont quasi-indiscernables.

On peut aussi déterminer le cisaillement au fond grâce aux points de mesure situés dans la sous-couche visqueuse comme le montre la figure 2.17. On n’observe pas de variation significative du cisaillement avec z : on peut raisonnablement considérer que les effets de bord sont négligeables au centre du canal et conclure que l’écoulement est bidimensionnel dans cette zone (même si le rapport d’aspect du canal est assez faible, cf. remarque à la fin de la section 2.1).

2.2. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DANS LE CANAL

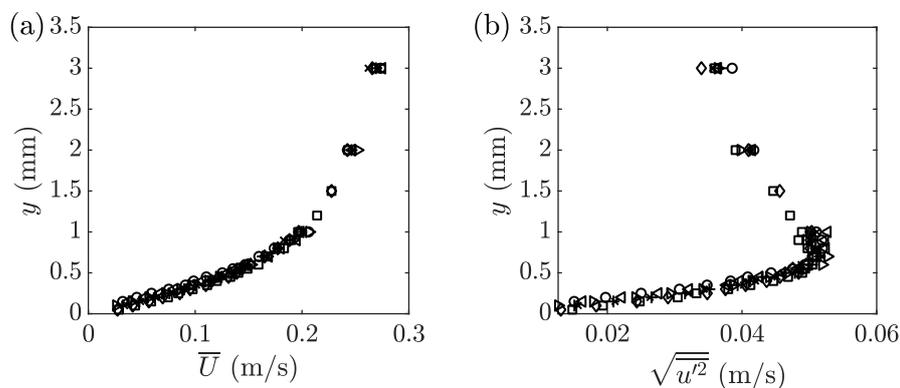


FIGURE 2.16 – Profils verticaux (zoom sur les trois premiers millimètres) de la vitesse moyenne longitudinale (a) et de l'écart type associé (b) pour $Re = 25000$ dans le plan de symétrie du canal (\circ) et en dehors : $z = 5$ mm (+), $z = 10$ mm (\times), $z = 15$ mm (\diamond), $z = 20$ mm (\square), $z = 25$ mm (\triangleleft) et $z = 30$ mm (\triangleright).

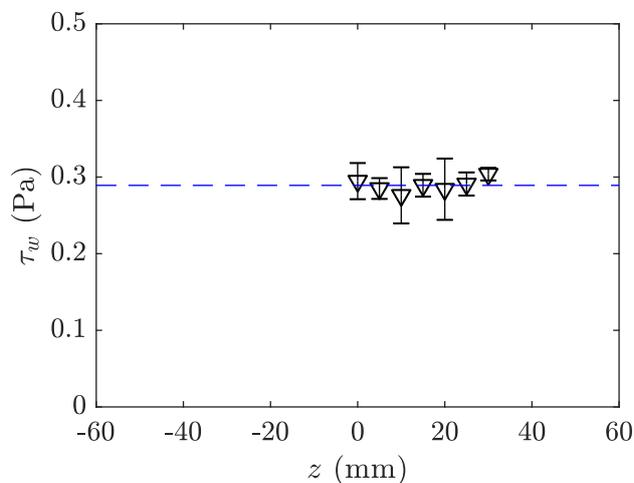


FIGURE 2.17 – Évolution transverse du cisaillement à la paroi pour $Re = 25000$. Le point $z = 0$ mm est dans le plan de symétrie, on rappelle que la largeur totale du canal est $L = 120$ mm. Le cisaillement est déterminé par une régression affine (fonction *cfi*t de MATLAB) sur les cinq premiers points du profil $\bar{U} = f(y)$, l'incertitude sur τ_w correspond à l'intervalle de confiance à 95%. (—), valeur moyenne du cisaillement selon z .

2.2.4 Conclusion

La caractérisation de l'hydrodynamique dans le canal par VLD a montré que l'écoulement en question présentait les propriétés habituelles d'un écoulement turbulent sur un fond plat et lisse. Notre estimation du cisaillement à la paroi à partir des profils verticaux de vitesse moyenne \bar{U} a aussi été validée. Dans la suite de ce manuscrit, le cisaillement au fond du canal τ_w et la vitesse u_τ associée seront calculés à partir de la loi de frottement de Blasius (2.14).

CHAPITRE 3

TRANSPORT DE GRAINS ISOLÉS SUR FOND LISSE

La première partie de ce chapitre est consacrée aux propriétés des grains utilisés au cours de cette thèse. Dans un second temps, on présente des expériences de suivi de grains individuels sur fond plat et lisse. Ces premiers résultats nous permettent d'extraire les grandeurs physiques importantes pour le transport de grains par un écoulement turbulent.

3.1 Caractérisation du milieu granulaire

Le milieu granulaire étudié dans cette thèse est constitué de billes sphériques de couleur blanche fournies par le fabricant SIGMUND LINDNER. On a utilisé des lots de billes de verre et de zircone (céramique) dont les caractéristiques sont données dans le tableau 3.1.

3.1.1 Masse volumique des grains

On s'assure que la masse volumique des grains de verre et de zircone est bien celle annoncée par le fabricant. Pour cela, une masse m_p de grains est

Notation du lot	Type	Masse volumique ρ_p (kg/m ³)	Gamme de taille d_p (μm)	Référence
V1	Verre	2500	100-200	5214-999 L
V2	Verre	2500	200-400	5220-999 L
V3	Verre	2500	400-800	5219-999 L
Z1	Zircone	3800	200-400	9403
Z2	Zircone	3800	400-600	9405

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques des lots de grains SIGMUND LINDNER.

versée dans une éprouvette graduée à moitié remplie d'eau ; l'élévation du niveau de liquide permet de déterminer le volume \mathcal{V} de grains (cf. figure 3.1). L'éprouvette étant graduée tous les 10 ml (incertitude sur le volume de grains mesuré $\Delta\mathcal{V} = \pm 10$ ml), cette méthode ne permet pas d'avoir une très bonne résolution sur la mesure de ρ_p : ici le but est de vérifier simplement que notre mesure est en accord avec celle du fabricant.

Les résultats sont présentés sur la figure 3.2. Pour toutes les gammes de diamètre, les masses volumiques mesurées coïncident bien avec celles du fabricant (lignes continues). On prendra donc par la suite $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$ pour les grains de verre et $\rho_p = 3800 \text{ kg/m}^3$ pour ceux en zircon.



FIGURE 3.1 – Photographie de l'éprouvette remplie d'eau avec, au fond, des grains de zircon immergés.

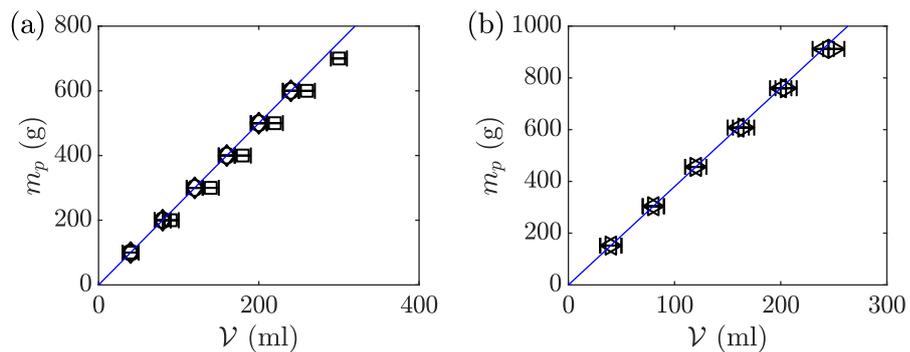


FIGURE 3.2 – Détermination de la masse volumique des grains. (a) Billes de verre lot V1 (\square), lot V2 (\circ), lot V3 (\diamond) ; (—), droite $m_p/\mathcal{V} = 2.5 \text{ g/ml}$. (b) Billes de zircon lot Z1 (\triangleleft), lot Z2 (\triangleright) ; (—), droite $m_p/\mathcal{V} = 3.8 \text{ g/ml}$.

3.1.2 Diamètre caractéristique des grains

Les grains sont tamisés afin d'obtenir des distributions de taille de particules moins larges que celles des lots d'origine (cf. tableau 3.1). Des tamis sont empilés par taille de maille croissante de bas en haut sur une tamiseuse RETSCH AS 200. On dépose les grains sur le tamis du haut et on lance la tamiseuse pendant 10 minutes. Les vibrations produites font passer les grains des tamis supérieurs aux tamis inférieurs si leur taille le permet. À la fin du processus, on récupère sur le tamis de maille m_- des grains qui ont un diamètre d_p compris entre m_- et m_+ , m_+ étant la taille de la maille du tamis directement au-dessus de m_- . Le tableau 3.2 répertorie les différentes tailles de maille retenues pour le tamisage.

On utilise ensuite un granulomètre MALVERN SPRAYTECH afin de caractériser plus finement la taille des billes tamisées. Le principe de mesure de cet appareil repose sur la diffraction d'un faisceau laser éclairant les particules (l'angle de diffraction est fonction du diamètre des grains). Les figures 3.3 et 3.4 regroupent les résultats de cette analyse granulométrique. Les distributions présentées montrent comment le volume total de particules se répartit entre les différentes tailles. Par exemple, une fraction volumique de 0.5 pour $d_p \in [200, 250] \mu\text{m}$ signifie que 50% du volume est occupé par des particules dont le diamètre est compris entre 200 et 250 μm . Remarque : l'élargissement des intervalles des distributions avec la taille d_p des particules n'est pas dû à une erreur de représentation mais provient directement de la résolution du granulomètre. On voit que toutes les distributions sont assez symétriques et globalement centrées autour d'une valeur qui tombe dans l'intervalle des tailles de maille des tamis. On note aussi qu'une portion non négligeable du volume est occupé par des particules dont la taille est plus petite ou plus grande que celle des tamis. Le fait que les distributions soient plus larges que prévu peut s'expliquer : au fil des utilisations, les tamis s'usent et se déforment et ainsi la taille des mailles n'est plus exactement celle d'origine.

Lot	Taille de maille m_- (μm)	Taille de maille m_+ (μm)
V1	100	125
V2	280	315
V3	500	560
Z1	280	315
Z2	500	560

TABLEAU 3.2 – Caractéristiques des tamis utilisés pour cette thèse.

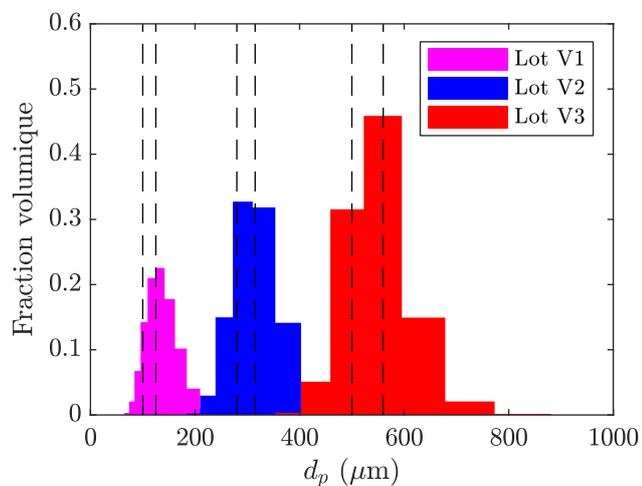


FIGURE 3.3 – Distributions de la taille des grains de verre obtenues au granulomètre. (---), tailles de maille des tamis (cf. tableau 3.2).

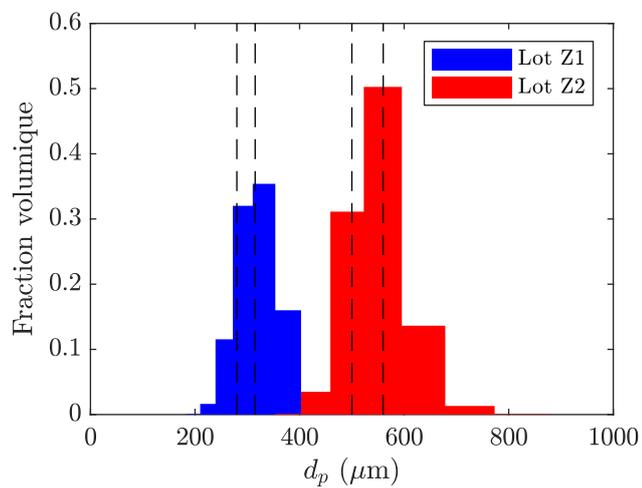


FIGURE 3.4 – Distributions de la taille des grains de zirconium obtenues au granulomètre. (---), taille de maille des tamis (cf. tableau 3.2).

3.2. SUIVI LAGRANGIEN DE PARTICULES

Lot	D_{v10} (μm)	D_{v30} (μm)	D_{v50} (μm)	D_{v70} (μm)	D_{v90} (μm)
V1	97	114	129	145	173
V2	254	286	309	336	379
V3	468	509	543	575	635
Z1	263	292	316	341	382
Z2	472	513	545	574	627

TABLEAU 3.3 – Déciles des distributions de taille pour les différents lots de billes.

Les déciles des distributions en volume des tailles de billes sont présentés dans le tableau 3.3. On rappelle que le décile D_{vX} est le diamètre tel que $X\%$ du volume est constitué de particules de taille inférieure ou égale à D_{vX} .

Si on considère que la largeur typique des distributions vaut $D_{v90} - D_{v10}$ alors on remarque que celle-ci est environ trois à quatre fois plus élevée que la largeur $m_+ - m_-$ définit avec les tailles de tamis (cf. tableau 3.2). Les distributions des grains de verre et de zircone tamisés dans la même gamme de taille ont des déciles quasi-identiques.

Au vu de l'analyse granulométrique précédente, il paraît raisonnable de prendre le décile D_{v50} comme diamètre caractéristique des billes après tamisage. Dans la suite de ce manuscrit, on prendra $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ pour les grains du lot V1, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ pour les grains des lots V2 et Z1 et enfin $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ pour les lots V3 et Z2.

3.1.3 "Préparation" des grains

Avant de déposer les grains dans le canal, on les mélange pendant environ cinq minutes dans un bécher rempli d'eau. On ajoute une goutte de mouillant (KODAK PHOTO-FLO) afin de retirer les éventuelles micro-bulles d'air qui resteraient piégées à la surface des billes : on évite ainsi que des agglomérats se forment. Ce protocole a été suivi pour la totalité des expériences de cette thèse.

3.2 Suivi lagrangien de particules

Avant de nous intéresser au charriage de sédiments, on se propose d'effectuer des expériences préliminaires simples consistant à suivre des particules isolées sur un fond horizontal et lisse. On se focalisera sur la dynamique et sur les vitesses caractéristiques des grains.

Remarque : cette étude de suivi de particules sur fond plat et lisse a fait l'objet d'un article soumis à la revue *Physical Review Fluids* visible sur l'annexe D.

3.2.1 Dispositif expérimental

On place une caméra BASLER ACE ACA2040-180KM au-dessus du tronçon en verre du canal. Le champ de visualisation est un carré de 18 mm de côté couvert par 2000×2000 pixels ($1 \text{ px} = 9 \mu\text{m}$). Cette configuration nous permet de résoudre les plus petits grains de verre sur un nombre suffisant de pixels (une dizaine en l'occurrence). Le fond (plaque en inox à l'intérieur du canal) est peint en noir afin de faciliter la détection des particules blanches. Le champ est éclairé de façon homogène grâce à une lampe LED annulaire et un polariseur fixé sur l'objectif de la caméra permet de s'affranchir des réflexions néfastes. Des photographies typiques extraites des films de suivi de billes sont présentées sur la figure 3.5.

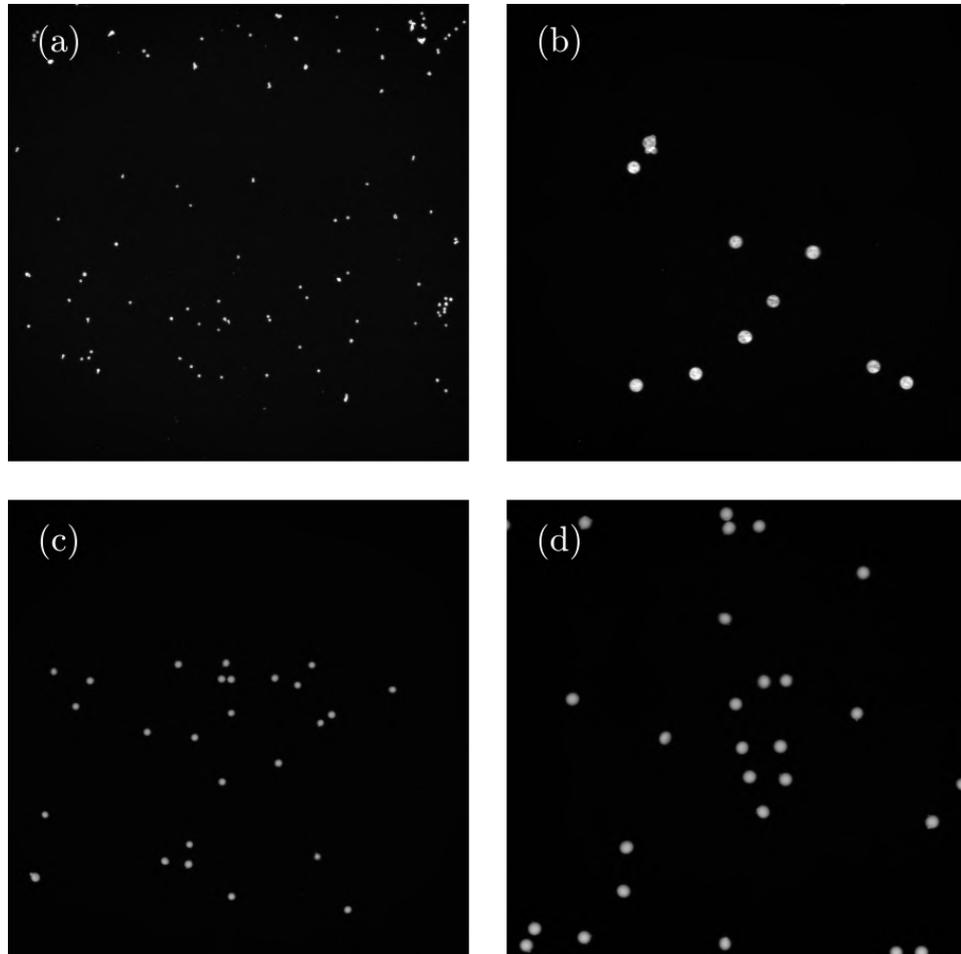


FIGURE 3.5 – Photographies issues des films de suivi de grains. Grains de verre avec $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ (a) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (b). Grains de zircone avec $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (c) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (d).

Ces photographies nous donnent une occasion de nous intéresser de plus près à la forme des billes : on voit que la sphéricité des billes de grands diamètres ($D_{v50} \geq 310 \mu\text{m}$) est bonne même si quelques défauts subsistent (surtout pour les particules en verre, cf. particule en haut à gauche de la figure 3.5 (b) par exemple). La forme et la taille des plus petites billes de verre (cf. figure 3.5 (a)) sont, quant à elles, beaucoup plus variables.

La cadence des films f_{acq} varie entre 60 et 160 Hz. On fait ce choix de fréquence d'acquisition assez élevée pour que le déplacement moyen des particules entre deux images successives soit petit devant la distance moyenne séparant les particules les unes des autres. Cette précaution facilitera la reconstruction des trajectoires par l'algorithme de suivi.

3.2.2 Algorithme de suivi

Les trajectoires des particules sont obtenues à l'aide des routines MATLAB développées par D. Blair et E. Dufresne (disponibles gratuitement à l'adresse <http://site.physics.georgetown.edu/matlab/>).

Le suivi des particules s'effectue en deux temps. D'abord, on détecte les particules sur chaque image du film et on extrait leurs positions. La détection des particules repose sur une recherche de maxima d'intensité lumineuse. Deux paramètres doivent être choisis par l'utilisateur pendant cette phase de traitement : un seuil d'intensité discriminant les pixels appartenant aux particules des pixels du fond ainsi qu'un diamètre caractéristique proche de celui des particules sur l'image.

Ensuite, l'algorithme doit être capable d'identifier les positions d'une particule au cours du temps comme faisant partie d'une seule et même trajectoire. Dans ce but, les positions détectées à deux instants successifs sont comparées entre elles : l'utilisateur doit alors choisir la valeur du déplacement maximal d_{max} que peut faire une particule entre deux images. Les trajectoires finalement retenues sont celles qui minimisent les distances parcourues par toutes les particules. Le programme ne rencontre pas de difficultés tant que d_{max} reste petit devant la distance moyenne entre chaque particule. Dans le cas contraire, le calcul de toutes les combinaisons entre les positions au cours du temps devient trop lourd et conduit à l'arrêt de la routine.

On s'assure visuellement que cet algorithme fonctionne en superposant les trajectoires détectées avec les images du film comme le montre l'exemple de la figure 3.6.

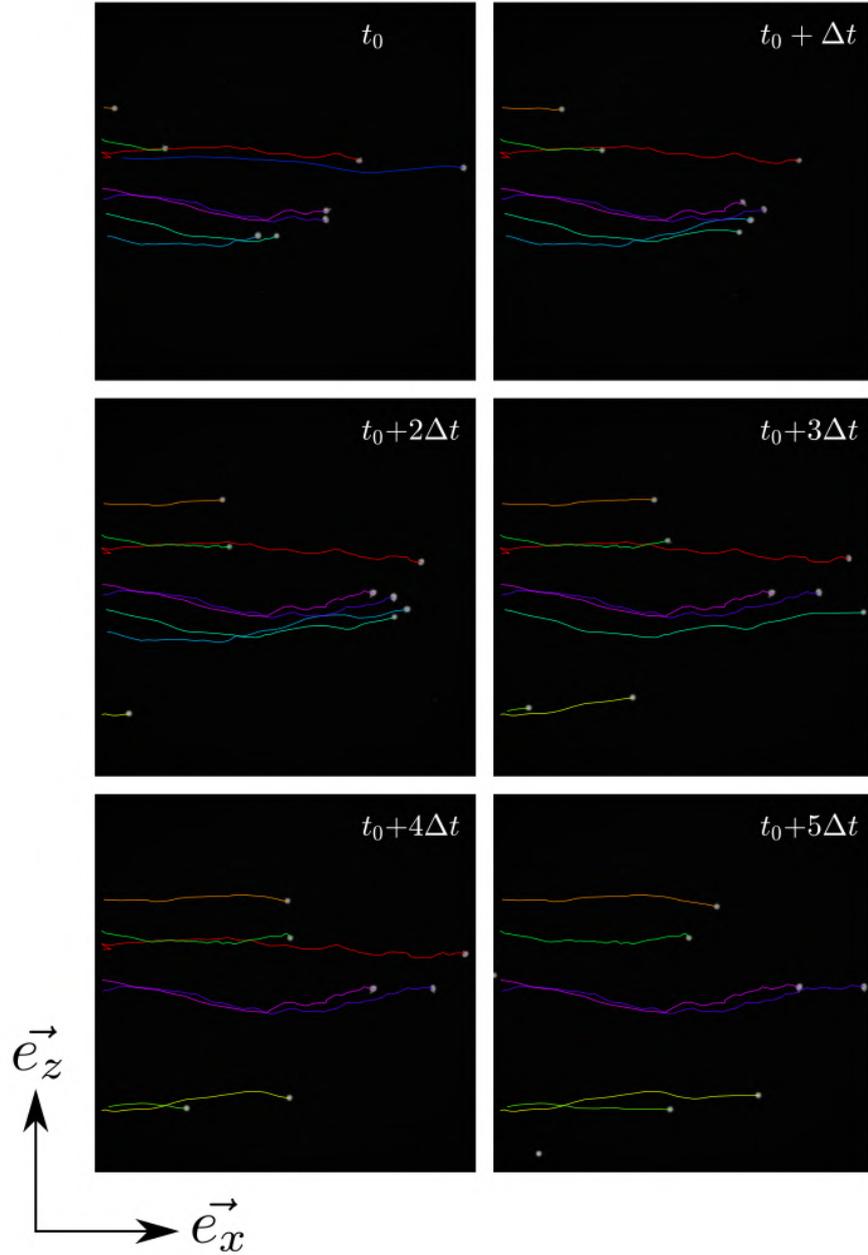


FIGURE 3.6 – Photographies de grains de zircone ($D_{v50} = 310 \mu\text{m}$) transportés sur un fond plat et lisse ($u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, écoulement de gauche à droite) à six instants différents ($\Delta t = 0.125 \text{ s}$). Les trajectoires détectées par l’algorithme de suivi sont superposées aux photos : une couleur différente est attribuée à chaque particule.

3.2.3 Résultats

Les trajectoires issues du suivi lagrangien nous permettent d’avoir accès aux vitesses instantanées des billes dans les directions longitudinale et transverse à l’écoulement (composante de vitesse v_x et v_z respectivement).

Un exemple

La figure 3.7 montre la trajectoire typique d’une bille ainsi que les histogrammes de vitesses instantanées associés. Les vitesses sont calculées en divisant les distances parcourues dans chaque direction entre deux instants successifs (Δx , Δz) par le laps de temps $\Delta t = 1/f_{acq}$ séparant ces deux mêmes instants : $v_x = \Delta x/\Delta t$ et $v_z = \Delta z/\Delta t$.

On construit la fonction de densité de probabilité (abrégée *pdf* en anglais) pour les deux composantes de vitesse en rassemblant un grand nombre N_{traj} de trajectoires (cf. l’exemple de la figure 3.8). On utilise la méthode d’estimation par noyau (fonction *ksdensity* de MATLAB) afin d’obtenir des fonctions de densité de probabilité continues et assez lisses. Ces dernières sont normalisées de sorte que leurs intégrales sur le domaine entier soient égales à 1.

Campagnol *et al.* (2014) ont réalisé des expériences similaires de suivi de particules sur fond lisse avec des grains de 3 mm de diamètre. Ils ont montré empiriquement que les distributions de la vitesse longitudinale sont, selon le mode de transport, des lois normales ou des lois Gamma. Lorsque les grains roulent sans interruption, la distribution de vitesse longitudinale

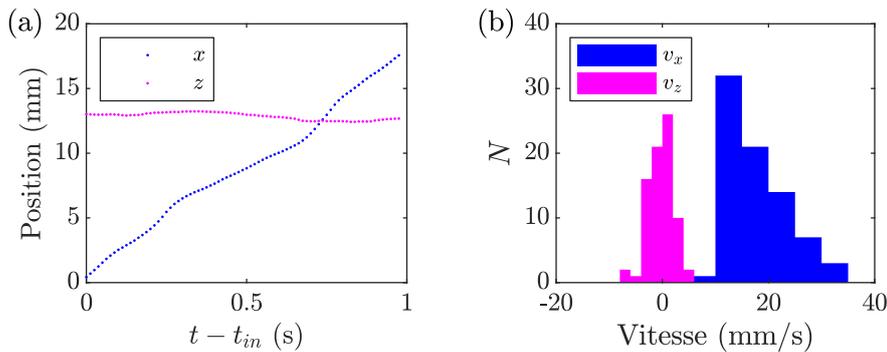


FIGURE 3.7 – Analyse de la trajectoire de couleur orange (particule en haut des photos) de la figure 3.6. (a) Évolution de la position au cours du temps (t_{in} est l’instant où la particule est détecté pour la première fois). Chaque point des deux courbes correspond à une mesure, la fréquence d’acquisition est ici $f_{acq} = 80$ Hz. (b) Histogrammes des vitesses instantanées. Le nombre total de points de mesure dans chaque histogramme est $N_{tot} = 78$.

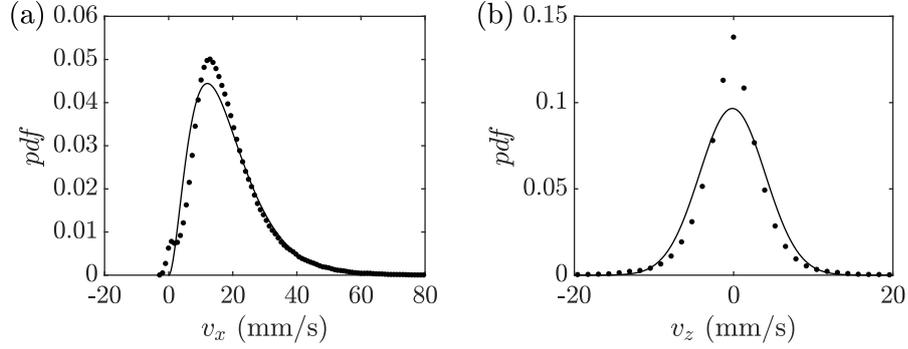


FIGURE 3.8 – (•), densités de probabilité pour les vitesses déterminées à partir de $N_{traj} = 1111$ trajectoires, soit $N_{tot} = 81466$ points de mesure. Les grains sont en zircone, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ et $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$. (a) (—), loi Gamma avec $a = \overline{v_x}/b$ et $b = \sigma_{v_x}^2/\overline{v_x}$. (b) (—), loi de Gauss avec $\mu = \overline{v_z}$ et $\sigma = \sigma_{v_z}$.

est gaussienne. En augmentant le cisaillement, les grains peuvent effectuer de petits sauts (saltation) en plus du roulement précédemment : la distribution de vitesse est alors mieux décrite par une loi Gamma (lors des sauts, les grains vont plus vite ce qui explique l'étalement de la distribution vers des vitesses plus élevées). Nos expériences mettent aussi en évidence deux modes de transport distincts. En effet, on observe des particules qui roulent à une vitesse quasi-constante (cf. figure 3.7 (a) par exemple) mais aussi des particules qui accélèrent violemment sur de courtes périodes (cf. figure 3.9). Il est fortement probable que ces accélérations soudaines correspondent à des billes qui décollent légèrement du fond du canal mêmes si nos visualisations par le dessus ne nous permettent pas d'en être certains.

La nature intermittente de ces accélérations nous amène intuitivement à les corrélérer aux structures turbulentes de l'écoulement. L'étude expérimentale de [Sechet et Le Guennec \(1999\)](#) montre que la fréquence de saut de grains sur un fond lisse est très proche de la fréquence des éjections de fluide proche de la paroi (les éjections sont des structures turbulentes cohérentes telles que $u' < 0$ et $v' > 0$). Les données de [Sechet et Le Guennec \(1999\)](#) n'excluent pas que les balayages (événements turbulents avec $u' > 0$ et $v' < 0$) soient aussi impliqués, mais dans une moindre mesure, dans la mise en mouvement des grains.

À ce stade de la discussion, nous pouvons introduire le nombre de Reynolds particulaire Re_p défini comme suit :

$$Re_p = \frac{u_\tau D_{v50}}{\nu_f}. \quad (3.1)$$

Le nombre de Reynolds particulaire peut être vu comme le rapport entre

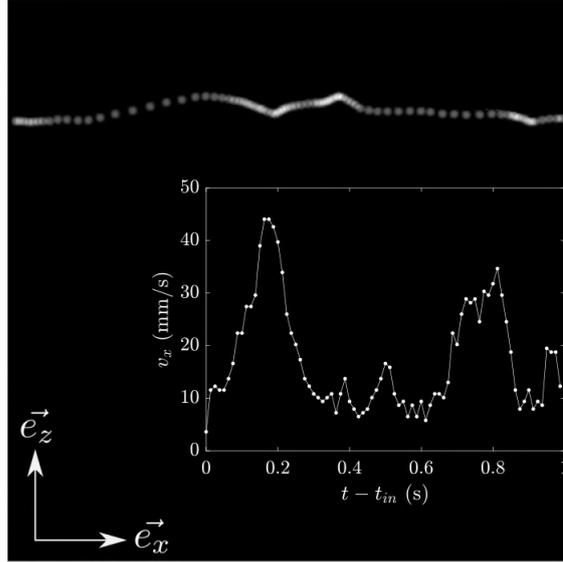


FIGURE 3.9 – Chronophotographie ($f_{acq} = 80$ Hz) d’une bille de zircone avec $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$, écoulement de gauche à droite, $u_\tau = 15.6$ mm/s. Les deux phases d’accélération sont bien visibles. L’encart montre la variation temporelle de la vitesse longitudinale (t_{in} est l’instant où la particule est détectée pour la première fois).

la taille des grains et la longueur visqueuse η (il est donc équivalent à un diamètre de grain adimensionnel que l’on pourrait noter D_{v50}^+). Les grains utilisés par [Sechet et Le Guennec \(1999\)](#) sont des grains de sable avec un diamètre proche de $500 \mu\text{m}$ et sont cisailés à une vitesse $u_\tau = 18$ mm/s. Le nombre de Reynolds particulaire vaut donc, dans ce cas, $Re_p = 9$ et l’écoulement est hydrauliquement transitoire (cf. section 2.2.1 du chapitre précédent). Dans notre exemple (cf. paramètres expérimentaux de la figure 3.8) $Re_p = 4.8$: les grains sont totalement immergés dans la sous-couche visqueuse et l’écoulement est hydrauliquement lisse. Au regard des résultats de [Sechet et Le Guennec \(1999\)](#) et de nos observations et contrairement à ce qu’on pourrait attendre pour des écoulements lisses ou de transition, le rôle des structures turbulentes sur la dynamique des grains est non négligeable. Cela paraît surprenant car on sait que les fluctuations de vitesse dans la sous-couche visqueuse ont tendance à être amorties. La moyenne temporelle du cisaillement turbulent est effectivement nulle dans cette région mais cela n’interdit pas la présence de structures tourbillonnaires intermittentes.

Smith et Metzler (1983) montrent, par exemple, qu'un écoulement turbulent sur un fond plat et lisse (à une hauteur $y^+ \simeq 5$) présente une alternance de zones de faible et de forte vitesse longitudinale : les stries (*streaks* en anglais). Ces dernières sont des structures allongées dans la direction de l'écoulement et sont espacées transversalement avec une assez bonne régularité (espacement caractéristique $\lambda^+ \simeq 100$). En se déstabilisant, les stries pourraient être à l'origine des éjections et des balayages près du fond (Sechet et Le Guennec, 1999).

Nelson *et al.* (1995) s'intéressent expérimentalement à l'action de la turbulence sur les grains d'un lit plat. Leur corrélation entre le flux de grains charriés et la vitesse longitudinale instantanée est significative et très supérieure à celle utilisant la valeur moyenne du cisaillement. Nelson *et al.* (1995) pointent du doigt les limites de l'utilisation du cisaillement moyen pour prédire le débit granulaire ; en particulier Nelson *et al.* (1995) montrent, dans le cas d'un écoulement non-uniforme, que le cisaillement moyen est inadapté car il ne fait pas échelle avec l'intensité des fluctuations turbulentes qui viennent impacter le lit. D'après Nelson *et al.* (1995), les structures cohérentes qui contribuent le plus à transporter les grains sont les balayages ($u' > 0$ et $v' < 0$) et les *outward interactions* ($u' > 0$ et $v' > 0$).

Keirsbulck *et al.* (2012) ont mesuré, à l'aide d'une méthode électrochimique, le cisaillement instantané τ_w s'exerçant sur la paroi d'un canal rectangulaire. L'amplitude typique des fluctuations de leurs mesures de cisaillement (écart type $(\tau'_w)^{1/2}$) vaut entre 30 et 40% de la valeur moyennée dans le temps $\bar{\tau}_w$. Pour tous les écoulements turbulents étudiés, Keirsbulck *et al.* (2012) trouvent que la *skewness* des distributions de cisaillement est positive et a une valeur proche de 1. Ainsi, au niveau de la paroi, les excès de cisaillement (liés aux balayages ou aux éjections, $u'v' < 0$) sont plus probables que les diminutions. Les données de Keirsbulck *et al.* (2012) indiquent que le cisaillement instantané maximum peut être jusqu'à deux fois plus intense que le cisaillement moyen.

En considérant ce qui a été dit précédemment, nous pouvons conclure que les sauts et/ou accélérations des grains sont provoqués par les fluctuations instationnaires du cisaillement proche paroi. La figure 3.8 (a) montre que la distribution pour la composante v_x s'approche d'une loi Gamma (Campagnol *et al.*, 2014) :

$$pdf(v_x) = \frac{1}{b^a \Gamma(a)} v_x^{a-1} e^{-\frac{v_x}{b}}, \quad (3.2)$$

où *pdf* est la densité de probabilité, Γ la fonction gamma, a un paramètre de forme et b un paramètre d'échelle. Cette loi est valable pour $v_x > 0$, elle admet une espérance (moyenne) valant ab et une variance (écart type au carré) de valeur ab^2 . On présentera dans la suite les distributions de v_x avec des lois Gamma dont les paramètres a et b sont calculés à partir des moyennes et écarts types mesurés.

3.2. SUIVI LAGRANGIEN DE PARTICULES

On décrit bien la distribution de la composante v_z de vitesse avec une loi gaussienne centrée autour de zéro (cf. figure 3.8 (b)). On rappelle que la fonction de densité de probabilité d'une telle loi s'écrit :

$$pdf(v_z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{v_z-\mu}{\sigma}\right)^2}, \quad (3.3)$$

avec μ la valeur moyenne et σ l'écart type. Il est naturel de trouver des particules avec des vitesses latérales moyennes nulles car l'écoulement est bidimensionnel (composante moyenne $\overline{W} = 0$, cf. section 2.2.3). Les fluctuations turbulentes, les éventuelles aspérités du fond et les défauts de sphéricité des billes expliquent la dispersion isotrope de la vitesse transverse. On présentera, dans la suite, les distributions de v_z avec des gaussiennes dont la moyenne et l'écart type coïncident avec ceux mesurés.

Distributions de vitesse

La figure 3.10 rassemblent les distributions de vitesse pour les grains de verre de différentes tailles et pour différentes vitesses de frottement u_τ . De manière équivalente, les distributions de vitesse pour les grains de zirconium sont présentées sur la figure 3.11.

Chacune de ces distributions a été construite en rassemblant un nombre N_{traj} de trajectoires différentes et contient N_{tot} échantillons de vitesse instantanées. On trouvera en annexe C des tableaux regroupant les valeurs de N_{traj} et N_{tot} pour les distributions des figures 3.10 et 3.11.

Les distributions de la composante de vitesse longitudinale v_x sont très comparables à des distributions Gamma (3.2) quelle que soit la taille ou la densité des grains. Ces distributions s'étalent vers des valeurs de vitesse plus élevées lorsqu'on augmente le cisaillement. On voit que des distributions gaussiennes centrées en zéro (3.3) décrivent bien la composante de vitesse transverse v_z . La largeur des distributions croît avec u_τ .

On peut comparer les distributions précédentes avec celles obtenues sur des lit de grains érodables. Lajeunesse *et al.* (2010) et Shim et Duan (2017), entre autres, ont réalisé des expériences de suivi de grains individuels dans des configurations de charriage. Leurs distributions de vitesse longitudinale suivent une loi exponentielle ($v_x > 0$) :

$$pdf(v_x) = \frac{1}{\mu} e^{-\frac{v_x}{\mu}}, \quad (3.4)$$

avec μ la valeur moyenne de la composante longitudinale de vitesse. La différence notable entre le transport sur fond lisse et celui sur fond rugueux est que, dans le second cas, la particule peut rester piégée dans un trou du lit et s'arrêter pour une durée plus ou moins longue. Ce constat nécessite d'introduire une vitesse de coupure au-dessus de laquelle la particule sera considérée comme mobile afin d'écarter les particules immobiles de l'analyse

(ne pas prendre cette précaution biaiserait la distribution vers les faibles vitesses). Lajeunesse *et al.* (2010) et Shim et Duan (2017) utilisent une vitesse de coupure et donc la forme de leurs distributions finales dépend entièrement de ce choix. Dans notre cas sur fond lisse et dans les régimes d'écoulement explorés, le mouvement est continu et l'introduction d'une vitesse seuil n'est pas nécessaire : la loi Gamma est bien adaptée à la situation sur toute la gamme de vitesse. Il faut noter que la distribution Gamma est compatible avec la loi (3.4) aux fortes vitesses puisqu'elle décroît de manière exponentielle. On peut aussi remarquer que la loi Gamma (3.2) est équivalente à la distribution exponentielle (3.4) lorsque $a = 1$ et $b = \mu$. En ce qui concerne les vitesses transverses, Lajeunesse *et al.* (2010) et Shim et

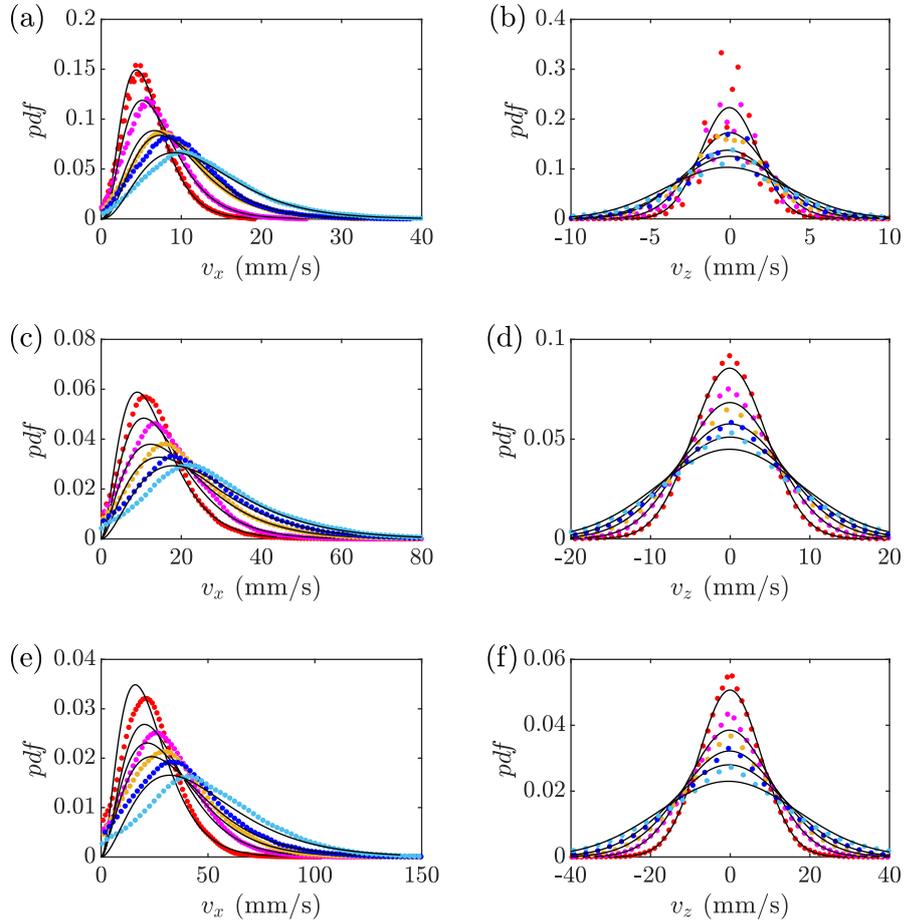


FIGURE 3.10 – Fonctions de densité de probabilité pour la vitesse des grains de verre. (a)–(b) $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$. (c)–(d) $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$. (e)–(f) $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$. (\bullet) $u_\tau = 13.5 \text{ mm/s}$, (\bullet) $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, (\bullet) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (\bullet) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (\bullet) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$.

3.2. SUIVI LAGRANGIEN DE PARTICULES

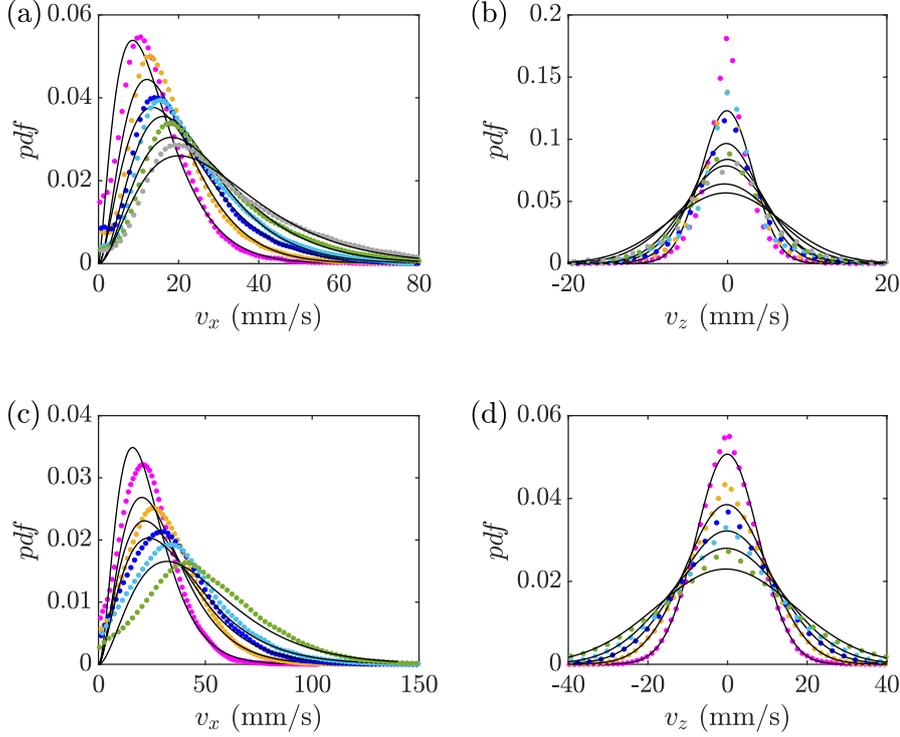


FIGURE 3.11 – Fonctions de densité de probabilité pour la vitesse des grains de zircon. (a)–(b) $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$. (c)–(d) $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$. (•) $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, (◐) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (◑) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (◒) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (◓) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$, (◔) $u_\tau = 19.8 \text{ mm/s}$.

Duan (2017) trouvent aussi des distributions gaussiennes centrées en zéro (3.3). On peut donc conclure que la présence d'un lit rugueux ne modifie pas fondamentalement la nature du mouvement transverse.

Vitesses et dispersions moyennes

On s'intéresse ici aux valeurs moyennes des composantes de vitesse ($\overline{v_x}$ et $\overline{v_z}$) ainsi qu'aux écarts types associés (σ_{v_x} et σ_{v_z}). Ces différentes grandeurs sont tracées en fonction du cisaillement (vitesse de frottement u_τ) sur la figure 3.12. On note une augmentation linéaire de $\overline{v_x}$ avec u_τ pour tous les types de grains (cf. figure 3.12 (a)). On remarque que la taille D_{v50} des grains influe grandement sur la vitesse moyenne alors que la masse volumique n'a pas d'effet. La vitesse moyenne transverse $\overline{v_z}$ reste constante et quasi-nulle pour toutes les configurations (cf. figure 3.12 (b)).

Les écarts types des deux composantes de vitesse (cf. figures 3.12 (c) et (d)) augmentent linéairement avec la vitesse de cisaillement. Le comporte-

ment de σ_{v_x} avec la taille et le type de particules est similaire à celui de $\overline{v_x}$ à savoir qu'à cisaillement donné, la taille des grains seule fixe la valeur de σ_{v_x} . L'évolution de la dispersion de la composante transverse de vitesse σ_{v_z} est, quant à elle, plus complexe puisqu'il y a un effet conjugué de taille et de masse volumique. Il se peut que ce comportement soit le reflet de la différence de sphéricité des différents grains. En effet, les grains de verre ont des formes plus anguleuses et présentent plus de défauts que les grains de zircon (cf. figure 3.5). On s'attend donc à des rebonds et des roulements plus aléatoires pour les billes de verre ce qui conduit à un étalement transverse des trajectoires plus important (σ_{v_z} plus élevé).

Le transport se faisant majoritairement dans la direction longitudinale, nous nous concentrons dans la suite sur la composante v_x de la vitesse. L'influence précédemment soulignée de la vitesse de frottement et du diamètre des grains nous conduit à analyser nos résultats en utilisant le nombre de Reynolds particulaire (3.1). La figure 3.13 montre les variations de la vitesse

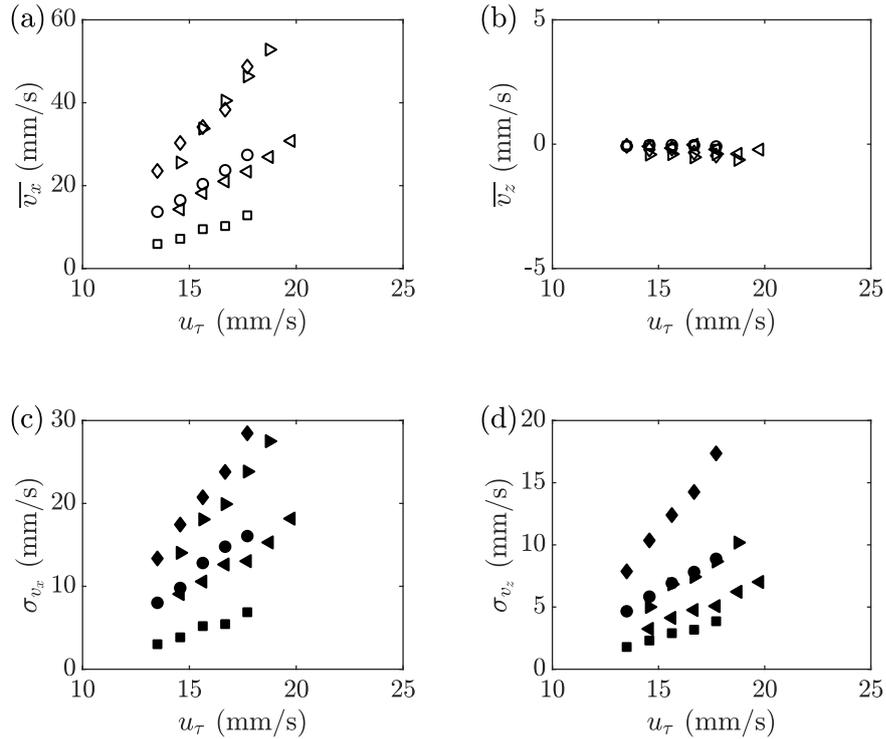


FIGURE 3.12 – Vitesses moyennes (symboles vides) et écarts types associés (symboles pleins) des grains de verre avec $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ (\square), $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond) et des grains de zircon avec $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\triangleleft) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\triangleright).

3.2. SUIVI LAGRANGIEN DE PARTICULES

moyenne longitudinale et de son écart type adimensionnés en fonction de Re_p . Les données pour les différents types de grains se rassemblent sur une droite unique comme dans les études de [Julien et Bounvilay \(2013\)](#) et [Campagnol et al. \(2014\)](#). Des régressions linéaires (lignes continue et discontinue de la figure 3.13) donnent les corrélations suivantes pour la vitesse moyenne et l'écart type :

$$\frac{\overline{v_x}}{u_\tau} = 0.26Re_p, \quad (3.5)$$

$$\frac{\sigma_{v_x}}{u_\tau} = 0.15Re_p. \quad (3.6)$$

Les régimes de rugosité de nos expériences sont lisses ou faiblement transitoires ($1.8 \leq Re_p \leq 10.1$) : la vitesse fluide au sommet des grains vaut donc $Re_p u_\tau$ (strictement vrai pour $Re_p \leq 5$, cf. relation (2.16), un peu moins pour $5 \leq Re_p \leq 10$). La vitesse moyenne des grains se déplaçant sur un fond lisse est donc environ quatre fois inférieure à la vitesse de l'écoulement évaluée en $y = D_{v50}$ (3.5). On voit d'après la relation (3.6) que l'écart type σ_{v_x} augmente aussi linéairement avec Re_p . L'écart type est un indicateur des survitesses engendrées par les fluctuations turbulentes les plus intenses. Lorsque le nombre de Reynolds particulaire augmente, le grain émerge de

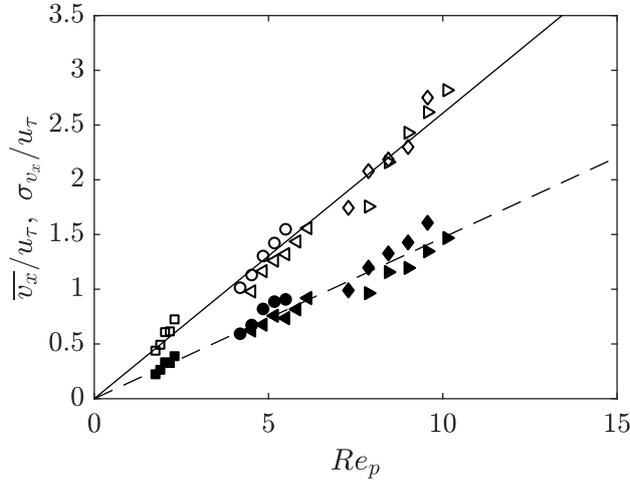


FIGURE 3.13 – Vitesse moyenne adimensionnée $\overline{v_x}/u_\tau$ (symboles vides) et écart type adimensionné σ_{v_x}/u_τ (symboles pleins) en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p . Les symboles sont identiques à ceux de la figure 3.12. Les droites correspondent à des régressions linéaires de la forme $a_{fit}Re_p$: (—), $a_{fit} = 0.261 \pm 0.008$, $R^2 = 0.971$; (---), $a_{fit} = 0.147 \pm 0.005$, $R^2 = 0.952$.

plus en plus de la sous-couche visqueuse et devient de plus en plus sensible à la turbulence : la probabilité pour que le grain atteigne des vitesses élevées augmente donc en conséquence.

L'intensité des fluctuations de la composante v_x de la vitesse des particules peut être comparée à celle des fluctuations de la vitesse fluide en utilisant les profils expérimentaux de $(\overline{u'^2})^{1/2} = f(y^+)$ (cf. figure 2.13 (a)). La figure 3.14 montre l'évolution de σ_{v_x} avec σ_U estimé à une distance de la paroi égale au diamètre du grain (en $y^+ = Re_p$). On note que les fluctuations de la vitesse de l'écoulement et des particules sont du même ordre puisqu'on a $\sigma_{v_x} \simeq 0.4\sigma_U$ (ligne continue). Les données concernant les gros grains (triangles vers la droite et losanges) présentent cependant un rapport $\sigma_{v_x}/\sigma_U \geq 0.4$ qui augmente avec Re_p . Dans ces cas précis, le régime d'écoulement est transitionnel du point de vue de la rugosité ($7.3 \leq Re_p \leq 10.1$) : les structures cohérentes instationnaires affectent de plus en plus la dynamique des grains. La signature de telles structures est difficilement décelable dans une quantité moyennée en temps et locale comme $\sigma_U(y = D_{v50})$. Il n'est donc pas étonnant d'observer la rupture de pente de la figure 3.14 : $\sigma_U(y = D_{v50})$ permet d'estimer l'intensité typique des fluctuations du fluide près des grains mais cette grandeur n'est que partiellement représentative des structures turbulentes intermittentes (une analyse par quadrant serait plus adaptée mais on ne peut pas la réaliser ici car la composante verticale de la vitesse du fluide n'a pas été mesurée près du fond (cf. section 2.2.2)).

La figure 3.15 présente une comparaison quantitative de nos résultats

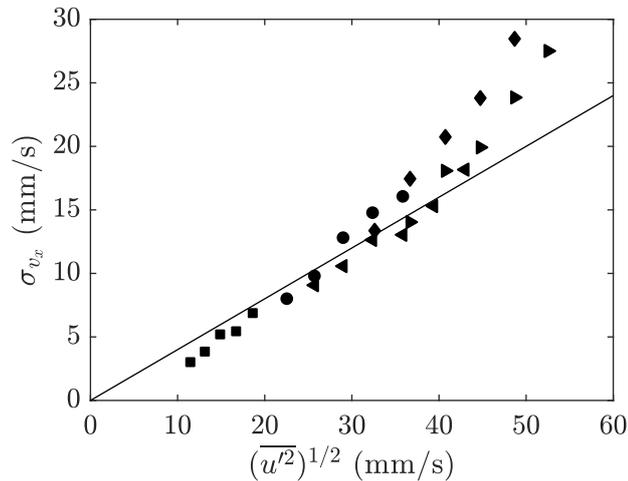


FIGURE 3.14 – Écart type de la composante v_x de la vitesse des particules en fonction de la valeur de la fluctuation fluide en $y = D_{v50}$. Les symboles sont les mêmes qu'à la figure 3.12. (—), droite $\sigma_{v_x} = 0.4(\overline{u'^2})^{1/2}$.

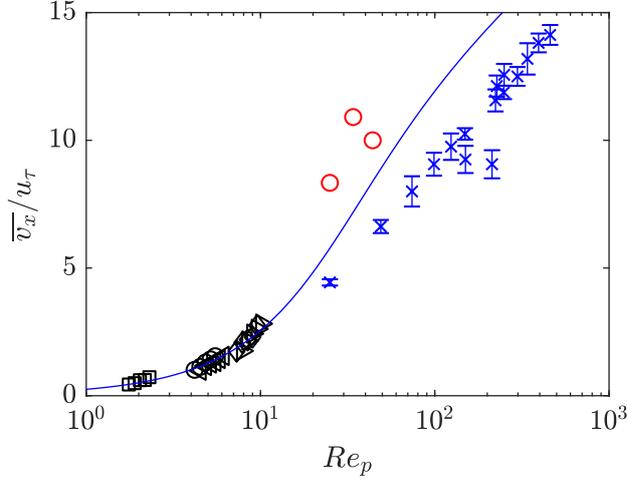


FIGURE 3.15 – Symboles noirs identiques à ceux de la figure 3.12. (○) (Campagnol *et al.*, 2014). (×) (seulement une partie des données est reportée ici) et (—) (3.7) (Julien et Bounvilay, 2013), les barres d’erreur correspondent à l’écart type de la vitesse moyenne.

avec ceux de Julien et Bounvilay (2013) et Campagnol *et al.* (2014) (seule une partie du jeu de données de Julien et Bounvilay (2013) est reportée ici). La relation empirique proposée par Julien et Bounvilay (2013) pour la vitesse moyenne des particules y est aussi tracée en ligne continue :

$$\frac{\overline{v_x}}{u_\tau} = 6.5 \arctan\left(\frac{Re_p}{26}\right) + \frac{1}{2\kappa} \log\left(1 + \left(\frac{Re_p}{26}\right)^2\right). \quad (3.7)$$

L’accord entre les différentes études est raisonnable et on voit que l’expression (3.7) s’extrapole bien à nos résultats à faibles nombres de Reynolds particulaire (les expériences de Julien et Bounvilay (2013) se situent dans la gamme $15 \leq Re_p \leq 1000$). La vitesse moyenne des particules transportées sur un fond lisse dépend donc principalement de la vitesse de frottement et du diamètre des grains (Re_p).

On peut maintenant s’intéresser à l’asymétrie des distributions de la composante v_x . On rappelle que la *skewness* est défini comme suit :

$$S_{v_x} = \frac{\overline{(v_x - \overline{v_x})^3}}{\sigma_{v_x}^3}. \quad (3.8)$$

La *skewness* est tracée en fonction de Re_p sur la figure 3.16. On voit qu’il n’y a pas de dépendance claire entre S_{v_x} et Re_p : la *skewness* garde une valeur quasi constante autour de l’unité quelle que soit l’expérience

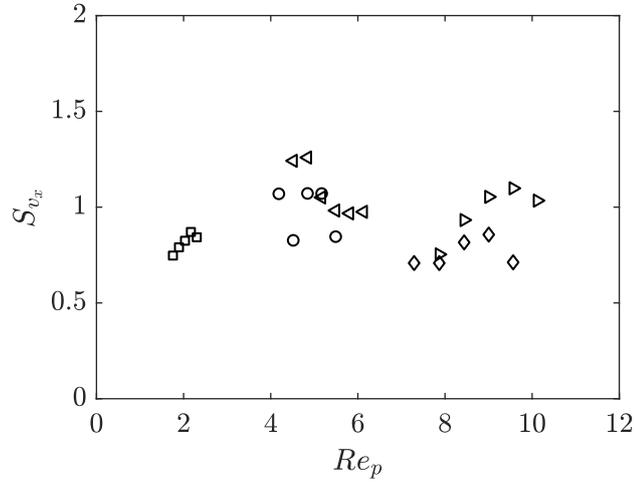


FIGURE 3.16 – *Skewness* des distributions de la vitesse longitudinale des particules en fonction du Reynolds particulaire. Les symboles sont identiques à ceux de la figure 3.12.

($0.7 \leq S_{v_x} \leq 1.3$). Il est intéressant de noter que cette valeur est comparable à la *skewness* de la composante de vitesse U du fluide proche paroi (cf. figure 2.14). Ce constat est un argument supplémentaire en faveur de l’hypothèse selon laquelle les fluctuations positives de la vitesse des particules sont corrélées aux structures turbulentes proches du fond.

3.2.4 Conclusion

Nos expériences de suivi lagrangien de particules isolées sur fond plat et lisse montrent que la vitesse longitudinale moyenne des grains est comparable à la vitesse du fluide estimée à hauteur des grains. Les distributions de vitesses instantanées longitudinale et transverse sont, respectivement, des lois Gamma et des gaussiennes. Nos résultats sont cohérents avec ceux de la littérature. Bien que les régimes hydrauliques étudiés soient lisses ou en début de transition, nous avons montré qu’il existe un lien fort entre les fluctuations de la vitesse du fluide en proche paroi et celles des particules. Le nombre de Reynolds particulaire s’avère être le paramètre important pour décrire le transport sur fond lisse, la densité des grains ne joue pas de rôle ici.

CHAPITRE 4

CHARRIAGE AQUATIQUE : LOI DE TRANSPORT

On complexifie la situation du chapitre précédent où seulement quelques particules étaient transportées sur un fond lisse. Dans ce chapitre, on s'intéresse à des lits de grains érodables. Le nombre de particules est maintenant très élevé et les interactions entre particules importantes. On se concentre sur les lois de transport pour le charriage en écoulement turbulent c'est-à-dire sur la relation entre le débit de grains et le cisaillement fluide appliqué sur le lit. On commence par des considérations d'ordre générale sur le charriage et on présente ensuite des expériences à petite échelle où l'on mesure la quantité de grains transportés sur des lits plats.

4.1 Charriage de sédiments par un écoulement turbulent

Quand un fluide s'écoule avec une vitesse suffisante au-dessus d'un lit de grains, il peut les mettre en mouvement et les emporter avec lui vers l'aval. On appelle charriage (*bed load* en anglais) le cas spécifique où les particules mobiles restent confinées dans une région proche du fond : les grains roulent, glissent ou effectuent des petits bonds en restant au contact du lit. Le charriage correspond à des régimes où le cisaillement du fluide est modéré. Pour des cisaillements plus importants, les grains effectuent de longs sauts et peuvent en éjecter d'autres lorsqu'ils retombent sur le lit. Si on augmente encore le cisaillement, les sédiments sont mis en suspension et parcourent de longues distances sans retomber au fond. Les situations intermédiaires où une partie des sédiments est charriée et une autre est en suspension sont possibles.

Pour décrire plus précisément le transport par charriage, on utilise classiquement le nombre sans dimension dit de Shields et noté θ :

$$\theta = \frac{\tau_w}{(\rho_p - \rho_f)gd_p}. \quad (4.1)$$

On rappelle que ρ_f est la masse volumique du fluide, g l'accélération de la pesanteur, τ_w la contrainte cisailant un lit de grains de diamètre d_p , de masse volumique ρ_p . Dans la suite, on prendra $d_p = D_{v50}$ (cf. chapitre précédent). On peut voir le nombre de Shields comme un cisaillement adimensionné. Celui-ci traduit la compétition entre la force hydrodynamique déstabilisante et le poids (immergé) qui maintient le grain près du lit. On peut imaginer deux situations :

- dans le cas où le grain est piégé dans un trou et entouré d'autres grains, celui-ci sera délogé si la force verticale appliquée est supérieure à son poids ;
- si le grain est en surface, il sera emporté si la traînée est plus forte que la force de frottement, cette dernière étant proportionnelle au poids de la particule (loi de Coulomb pour le frottement).

Le poids apparaît donc comme l'échelle typique de la force qui retient les grains. Pour que le transport s'enclenche, θ doit dépasser une certaine valeur critique qu'on notera θ_c et qui correspond au seuil de mise en mouvement des sédiments.

4.1.1 Loi de transport

Une question importante liée au charriage est la prédiction de la quantité de sédiments transportés pour un écoulement et un type de grains donnés (θ fixé). Cette problématique a des implications dans de nombreux domaines tels que la géomorphologie des rivières et des fleuves, l'ingénierie d'ouvrages d'art comme les ponts ou les barrages, l'écologie des cours d'eau. . .

On cherche à exprimer le débit volumique de grains par unité de largeur transverse d'écoulement q (en m^2/s) en fonction du nombre de Shields θ . Dans la pratique, la quantité d'intérêt est le flux de grains adimensionné q^* défini de la manière suivante :

$$q^* = \frac{q}{v_s d_p} \quad (4.2)$$

avec

$$v_s = \sqrt{(\rho_p - \rho_f)/\rho_f g d_p} \quad (4.3)$$

une vitesse caractéristique de la sédimentation des grains (vitesse terminale d'une particule sédimentant dans un fluide et soumise à une force de traînée turbulente).

L'une des lois de transport les plus utilisées pour le charriage de particules dans un écoulement turbulent est la loi empirique de Meyer-Peter et Müller (d'après [Lajeunesse et al. \(2010\)](#)) :

4.1. CHARRIAGE DE SÉDIMENTS PAR UN ÉCOULEMENT TURBULENT

$$q^* = 8(\theta - \theta_c)^{3/2}, \quad (4.4)$$

avec $\theta_c = 0,047$. Les données expérimentales qui ont conduit Meyer-Peter et Müller à la formule (4.4) ci-dessus ont été réexaminées par Wong et Parker (2006). Ces derniers proposent deux versions corrigées de la loi originelle :

$$q^* = 3.97(\theta - 0.0495)^{3/2}, \quad (4.5)$$

$$q^* = 4.93(\theta - 0.047)^{1.6}. \quad (4.6)$$

Il existe beaucoup d'autres lois de transport pour le charriage turbulent et Lajeunesse *et al.* (2010) les classent dans deux catégories différentes. Il y a les lois du type $q^* \propto (\theta - \theta_c)^{3/2}$ (cf. (4.4) et (4.5) par exemple) et les lois s'écrivant comme $q^* \propto (\theta - \theta_c)(\sqrt{\theta} - \sqrt{\theta_c})$. Lajeunesse *et al.* (2010) remarquent que ces deux familles de lois prédisent toutes deux une variation en $q^* \propto \theta^{3/2}$ lorsqu'on est loin du seuil ($\theta \gg \theta_c$). Proche du seuil, les prédictions peuvent être significativement différentes et cela s'explique en partie par l'extrême sensibilité des mesures dans ce régime. Les expériences de Lajeunesse *et al.* (2010) permettent d'aboutir à la loi empirique suivante ($0.006 \leq \theta \leq 0.24$) :

$$q^* = 10.6(\theta - \theta_c)(\sqrt{\theta} - \sqrt{\theta_c} + 0.025). \quad (4.7)$$

Low (1989) réalise des expériences de charriage en canal avec des grains de 3.5 mm de diamètre et de densité variant graduellement entre 1.2 et 2.5. Pour la gamme de Shields explorée ($0.06 \leq \theta \leq 0.32$), Low (1989) montre que la formule d'Einstein-Brown est bien adaptée :

$$q^* = 40\theta^3. \quad (4.8)$$

En plus de la formule d'Einstein-Brown ci-dessus, Low (1989) compare ses résultats avec six autres formules de transport : il s'avère qu'une seule d'entre elles estime bien le débit de grains charriés.

Nakato (1990) confronte les prédictions de onze formules de transport différentes avec des mesures in situ effectuées dans le fleuve Sacramento aux États-Unis. Cette étude montre que les lois usuelles ne sont pas forcément bien adaptées aux cas naturels et doivent donc être utilisées avec précaution (il peut y avoir plus d'un ordre de grandeur de différence entre le débit prédit et celui réellement mesuré).

Le consensus autour d'une loi de transport universelle est encore loin d'être atteint. Les lois de transport existantes sont uniquement valables pour des conditions proches de celles dans lesquelles elles ont été établies.

Charriage de faible intensité

Paintal (1971) mesure le débit de sédiments charriés dans un canal à surface libre incliné pour des nombres de Shields peu élevés ($0.01 \leq \theta \leq 0.1$).

Les expériences sont répétées pour trois tailles de grains différentes et [Paintal \(1971\)](#) trouve finalement la loi de transport suivante :

$$q^* = 6.56 \cdot 10^{18} \theta^{16}. \quad (4.9)$$

La relation ci-dessus montre que le débit de grains est très sensible à une augmentation du cisaillement dans un régime d'écoulement où le charriage est peu intense. On peut ajouter que la loi (4.9) est purement empirique et que les valeurs de la constante et de l'exposant étonnement élevées ne sont pas la manifestation d'un effet physique réel mais découlent du choix de l'auteur d'utiliser ici une loi de puissance. [Paintal \(1971\)](#) s'intéresse aussi au seuil de mise en mouvement et observe des flux de grains non nuls pour des valeurs du Shields en dessous de la valeur critique usuelle (pour $\theta \leq \theta_c \simeq 0.05$). [Paintal \(1971\)](#) explique que le seuil θ_c ne correspond pas à une immobilité stricte des particules mais plutôt à un transport tellement faible qu'on peut, dans la plupart des applications, le considérer comme négligeable.

[Einstein \(1942\)](#) propose une loi de transport semi-empirique pour le transport faible en partant du principe que ce sont les fluctuations aléatoires du fluide proche paroi qui déclenchent le mouvement. Il considère donc que les quantités moyennées concernant l'écoulement (le cisaillement à la paroi τ_w en particulier) sont trompeuses et qu'un raisonnement probabiliste doit être adopté pour bien décrire la situation. Étant donné que l'on utilisera à plusieurs reprises dans la suite les résultats d'[Einstein \(1942\)](#), on s'intéresse maintenant au cheminement de pensée développé dans cet article.

[Einstein \(1942\)](#) écarte d'emblée l'utilisation d'une valeur de contrainte critique au dessous de laquelle aucun grain ne bougerait pour des raisons proches de celles qui seront évoquées dans le paragraphe suivant consacré au seuil de mise en mouvement. Ensuite, il fait l'hypothèse que les grains, lorsqu'ils sont en mouvement, effectuent des sauts de longueur fixe valant $L_s = \lambda_s d_p$ avec d_p le diamètre des particules et λ_s une grandeur adimensionnelle inconnue (constante ou non). En introduisant p_s la probabilité par unité de temps (en s^{-1}) qu'un grain du lit se mette à faire un saut, on peut montrer que le flux de grains q (par unité de largeur transverse) vérifie :

$$q = \frac{A_2}{A_1} \lambda_s p_s d_p^2, \quad (4.10)$$

où A_1 et A_2 sont des constantes dépendantes de la forme du grain ($A_1 d_p^2$ est défini comme la surface typique d'un grain et $A_2 d_p^3$ comme son volume). Si on note $\langle t \rangle$ le temps moyen nécessaire pour qu'une particule bouge, le produit

$$p = p_s \langle t \rangle \quad (4.11)$$

4.1. CHARRIAGE DE SÉDIMENTS PAR UN ÉCOULEMENT TURBULENT

est sans dimension ($0 \leq p \leq 1$) et représente la proportion des grains du lit qui, en moyenne et à chaque instant, est susceptible de se mettre en mouvement. Einstein (1942) propose que le temps moyen $\langle t \rangle$ fasse échelle avec un temps de sédimentation, soit :

$$\langle t \rangle = A_3 d_p / v'_s, \quad (4.12)$$

avec A_3 une constante adimensionnelle inconnue et $v'_s = F v_s$ une vitesse de sédimentation légèrement différente de v_s (cf. définition (4.3)) qui est la vitesse habituellement utilisée. Le coefficient F est une correction visqueuse et vaut $F = \{2/3 + 36\rho_f \nu_f^2 / ((\rho_p - \rho_f) g d_p^3)\}^{1/2} - \{36\rho_f \nu_f^2 / ((\rho_p - \rho_f) g d_p^3)\}^{1/2}$.

Les relations (4.10), (4.11) et (4.12) conduisent à :

$$p = \frac{q}{v_s d_p F} \frac{A_1 A_3}{\lambda_s A_2}, \quad (4.13)$$

que l'on peut réécrire :

$$p = A \frac{q^*}{F}, \quad (4.14)$$

avec q^* défini par l'équation (4.2) et $A = A_1 A_3 / (\lambda_s A_2)$.

Einstein (1942) réinterprète p comme étant la fraction surfacique du lit où les forces hydrodynamiques sont localement suffisantes pour déplacer les grains. En d'autres termes :

$$p = f \left(\frac{\text{poids du grain}}{\text{portance moyenne}} \right), \quad (4.15)$$

avec f une fonction inconnue. Pour Einstein (1942), la force hydrodynamique qui soulève le grain s'écrit :

$$\text{portance moyenne} = A_4 \rho_f d_p^2 v_f^2, \quad (4.16)$$

avec A_4 un "coefficient de portance" pas forcément constant et v_f une vitesse caractéristique de fluide choisie comme valant :

$$v_f = 11.6 u_\tau, \quad (4.17)$$

avec u_τ la vitesse de friction à la paroi (cf. relation (2.8)). Le poids du grain immergé s'écrit simplement :

$$\text{poids du grain} = (\rho_p - \rho_f) g A_2 d_p^3. \quad (4.18)$$

En utilisant (4.16), (4.17) et (4.18), la relation (4.15) devient :

$$p = f \left(\frac{B}{\theta} \right), \quad (4.19)$$

avec θ le nombre de Shields (cf. définition (4.1)) et $B = A_2/(11.6^2 A_4)$ une grandeur adimensionnelle.

Les relations (4.14) et (4.19) donnent finalement :

$$A \frac{q^*}{F} = f\left(\frac{B}{\theta}\right), \quad (4.20)$$

avec A , B et f des inconnues. Einstein (1942) détermine A , B et f empiriquement grâce à des mesures de débit de grains dans des canaux de laboratoire. En traçant $1/\theta$ en fonction de $\log(q^*/F)$, Einstein (1942) remarque que les données pour différents types de grains se rassemblent le long d'une droite unique ; ainsi, il trouve $A = 0.465$, $B = 0.391$ et $f(x) = \exp(-x)$. La loi de transport finale est :

$$\frac{q^*}{F} = 2.15e^{-0.391/\theta}. \quad (4.21)$$

Ajoutons que cette loi est en bon accord avec les résultats expérimentaux tant que le cisaillement n'est pas trop fort c'est-à-dire pour $\theta \lesssim 0.25$ ($q^*/F \lesssim 0.4$).

Alors que la relation d'Einstein (1942) se restreint au charriage faible, celle suggérée par Cheng (2002) est, quant à elle, valable sur une large gamme de nombre de Shields :

$$q^* = 13\theta^{3/2}e^{-0.05/\theta^{3/2}}. \quad (4.22)$$

La loi de transport ci-dessus a l'avantage d'être cohérente avec des données expérimentales où le charriage est faible, modéré et intense. On voit que q^* varie comme $\theta^{3/2}$ pour θ assez grand : on retrouve la loi de puissance habituelle.

Le charriage peu intense obéit à une loi de transport différente de celle décrivant les cas où le charriage est plus important. En particulier, l'exposant γ de la loi de puissance $q^* \propto \theta^\gamma$ pourra prendre des valeurs assez élevées. La situation reste cependant complexe. Lavelle et Mofjeld (1987) citent, par exemple, différentes études expérimentales où γ varie entre 1.5 et 18 : là encore, le consensus est donc loin d'être établi. Pour conclure sur cette partie, on peut dire que l'étude du charriage faible est assez empirique et qu'une interprétation des mécanismes physiques en jeu reste à formuler.

4.1.2 Seuil de mise en mouvement θ_c

Shields a réalisé une étude expérimentale en 1936 s'intéressant au seuil de mise en mouvement des sédiments. Ses résultats sont présentés dans le diagramme dit de Shields où θ_c est tracé en fonction du nombre de Reynolds particulaire $Re_p = u_\tau d_p / \nu_f$ (cf. figure 4.1). La dispersion expérimentale est

4.1. CHARRIAGE DE SÉDIMENTS PAR UN ÉCOULEMENT TURBULENT

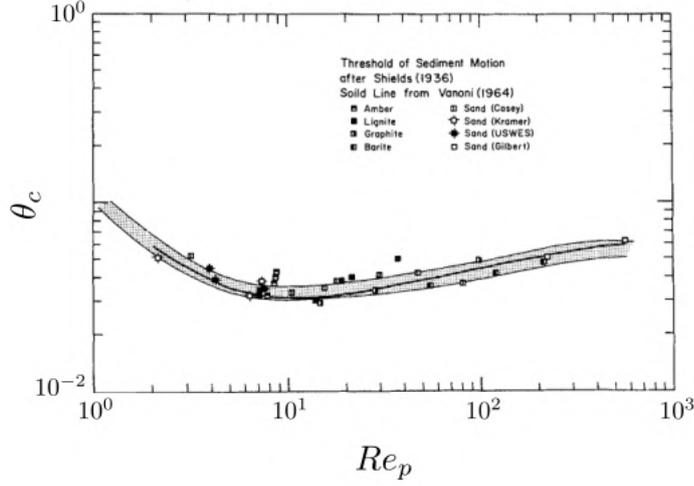


FIGURE 4.1 – Nombre de Shields au seuil du mouvement en fonction du nombre de Reynolds particulaire. Figure modifiée de [Miller et al. \(1977\)](#).

relativement importante et Shields n'obtient pas une courbe $\theta_c = f(Re_p)$ mais plutôt une bande qui délimite le régime sans transport du régime de charriage faible.

Le diagramme de Shields peut être décomposé en trois régions (cf. figure 4.1) :

- pour un écoulement lisse ($Re_p \lesssim 5$), on a $\theta_c \simeq 0.1/Re_p$;
- pour un écoulement hydrauliquement rugueux ($Re_p \gtrsim 100$), le nombre de Shields critique devient quasi-constant et vaut $\theta_c \simeq 0.05$;
- θ_c atteint une valeur minimum autour de 0.03 pour $Re_p \simeq 10$ (écoulement de transition $5 \lesssim Re_p \lesssim 100$).

Le diagramme de Shields a l'inconvénient de faire apparaître la vitesse de frottement u_τ et la taille des grains d_p à la fois en abscisse et en ordonnée, ce qui le rend peu pratique. [Soulsby et Whitehouse \(1997\)](#) remédient à ce problème en introduisant un diamètre de grain sans dimension défini comme :

$$d_\star = \left(\frac{(\rho_p - \rho_f)g}{\rho_f \nu_f^2} \right)^{1/3} d_p. \quad (4.23)$$

Ils proposent alors d'utiliser la formule explicite suivante pour déterminer le seuil de charriage :

$$\theta_c = \frac{0.3}{1 + 1.2d_\star} + 0.055 \left(1 - e^{-0.02d_\star} \right). \quad (4.24)$$

Effet de la pente

Ici, on discute brièvement de quelques résultats expérimentaux concernant le seuil de mise en mouvement sur des lits de grains de pentes non nulles. La discussion qui suit est une digression ; les expériences de ce chapitre seront réalisées sur des lits de grains plans et horizontaux (cf. section 4.2).

Il est intuitif de penser que la pente du lit va avoir une influence sur le seuil. En effet, on peut imaginer que les grains seront délogés plus facilement si le lit est incliné dans le sens de l'écoulement (par convention, pente β positive) et qu'il sera plus difficile de les mettre en mouvement si le lit a une pente adverse (β négative). Chiew et Parker (1994) ont réalisé des expériences mettant en évidence une diminution de la vitesse de frottement $u_{\tau,c}$ lorsque β augmente. Pour $\beta \simeq 30^\circ$, Chiew et Parker (1994) trouvent une vitesse seuil deux fois plus petite que celle mesurée sur un lit horizontal (notée $u_{\tau,c0}$). Au contraire, pour des pentes adverses, la vitesse au seuil est supérieure à celle sur un fond horizontal. Pour donner un ordre d'idée, $u_{\tau,c}/u_{\tau,c0} \simeq 1.4$ pour $\beta \simeq -8^\circ$. Étant donné que θ_c varie avec le carré de la vitesse de frottement, on voit que la pente peut avoir un effet important sur la valeur du nombre de Shields critique. En effectuant un bilan de force, Chiew et Parker (1994) arrivent à l'expression suivante :

$$\frac{u_{\tau,c}}{u_{\tau,c0}} = \sqrt{\cos(\beta) \left(1 - \frac{\tan(\beta)}{\tan(\Theta_r)}\right)}, \quad (4.25)$$

où Θ_r est l'angle de talus. Chiew et Parker (1994) compare la relation précédente avec leurs mesures : l'accord est plutôt bon pour les pentes favorables mais l'équation (4.25) sous-estime $u_{\tau,c}$ pour les pentes adverses.

Les données expérimentales de Whitehouse et Hardisty (1988) montrent aussi une diminution de la vitesse de frottement au seuil de mise en mouvement quand le canal est incliné dans la direction de l'écoulement. Pour les pentes adverses, l'augmentation est moins prononcée que dans l'étude de Chiew et Parker (1994). En effet, les mesures de Whitehouse et Hardisty (1988) donnent : $1 \leq u_{\tau,c}/u_{\tau,c0} \leq 1.2$ pour $-30^\circ \leq \beta \leq 0^\circ$.

Les résultats expérimentaux de Laval et Charru (2011) sont en accord avec la correction du seuil pour les pentes adverses ($\beta < 0$) proposée par Soulsby et Whitehouse (1997) :

$$\frac{\theta_{c,\beta}}{\theta_{c,0}} = \frac{\sin(\Theta_r - \beta)}{\sin(\Theta_r)}. \quad (4.26)$$

Pour $\beta = -10^\circ$, la relation (4.26) ci-dessus prédit une augmentation du seuil de mise en mouvement d'environ 30% (en prenant la valeur typique de 32° pour Θ_r).

De la difficulté de définir le seuil...

Lavelle et Mofjeld (1987) s'interrogent sur le concept même de seuil de

4.1. CHARRIAGE DE SÉDIMENTS PAR UN ÉCOULEMENT TURBULENT

mise en mouvement. En effet, ils remarquent que le seuil n'est pas défini de la même manière selon les études. Un certain nombre d'auteurs le définissent en extrapolant les courbes $q^* = f(\theta)$ en zéro : la valeur θ_c est donc la valeur du nombre de Shields pour laquelle le flux de grains devient nul. Cette méthode n'est que partiellement satisfaisante puisque, d'après [Lavelle et Mofjeld \(1987\)](#), la procédure d'extrapolation est rarement décrite par les auteurs. Une autre façon de voir les choses est de considérer le seuil en s'attardant sur les mouvements individuels des grains. Lorsqu'on augmente le cisaillement, on passe d'un lit complètement immobile à un lit avec quelques grains isolés qui effectuent de petits sauts. Si on continue d'augmenter θ , les bonds deviennent de plus en plus fréquents et finalement on atteint un état de mouvement général dans lequel tous les grains à la surface du lit sont mobilisés. Il est facile de comprendre que de telles observations visuelles ne permettent pas de définir un seuil de manière précise et objective.

[Lavelle et Mofjeld \(1987\)](#) citent plusieurs études expérimentales dans lesquelles aucun vrai seuil n'a pu être déterminé : on observe toujours des mouvements de grains malgré des valeurs de θ extrêmement faibles. [Lavelle et Mofjeld \(1987\)](#) rappellent que, dans le cas d'un écoulement turbulent, des événements de cisaillement intense peuvent venir impacter le fond de façon intermittente et aléatoire. Ainsi, même si le cisaillement moyen n'est pas suffisant pour déplacer un grain, la probabilité qu'il finisse par bouger n'est jamais nulle.

Dans un ordre d'idée différent et pour un écoulement visqueux, [Charru et al. \(2004\)](#) ont observé une augmentation de la valeur du seuil θ_c au cours de leurs expériences. L'explication réside dans le fait que le lit granulaire subit des réorganisations au fil du temps ce qui conduit à un tassement global. Cette augmentation de la compacité du lit se traduit directement par une augmentation de la contrainte minimale à appliquer pour maintenir le transport. [Charru et al. \(2004\)](#) estiment que le nombre de Shields au seuil pour un lit tassé est trois fois plus élevé que pour un lit plus lâche.

En résumé, la notion de seuil n'a de sens uniquement si on précise à quoi celui-ci se réfère (arrêt total des grains, flux faible...) ainsi que la méthode de préparation du lit.

4.1.3 Modèle d'érosion/déposition

On peut décrire le charriage en s'intéressant à la densité surfacique de particules entraînées (n en m^{-2}) et à leur vitesse moyenne \bar{v}_p . Le débit volumique de grains (par unité de largeur transverse) s'écrit alors comme :

$$q = n\bar{v}_p\delta v, \quad (4.27)$$

avec δv le volume d'un grain. On peut noter que la relation précédente est valable à condition que seule la première couche de grains soit en mouvement (cisaillements modérés). Dans le cas d'un transport homogène, l'évolution

temporelle de la densité n obéit, selon [Charru et al. \(2004\)](#), à l'équation suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \dot{n}_e - \dot{n}_d. \quad (4.28)$$

Le nombre de particules mobiles résulte d'une compétition entre l'érosion et la déposition dont les fréquences respectives (en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) sont notées \dot{n}_e et \dot{n}_d . En supposant que l'échelle de temps caractéristique pour la déposition est la durée nécessaire à un grain pour sédimenter sur une distance égale à son diamètre d_p , on peut écrire :

$$\dot{n}_d \propto n \frac{v_s}{d_p}. \quad (4.29)$$

L'érosion est due à la contrainte de cisaillement fluide s'appliquant sur la particule de surface typique d_p^2 . Soit t_e l'échelle de temps caractéristique de l'écoulement près du grain, on peut modéliser le taux d'érosion comme :

$$\dot{n}_e \propto \frac{1}{d_p^2 t_e}. \quad (4.30)$$

[Lajeunesse et al. \(2010\)](#) estiment t_e pour un écoulement turbulent en faisant l'hypothèse que c'est le temps nécessaire à un grain accéléré par le cisaillement basal pour atteindre une vitesse égale à sa vitesse de sédimentation, soit (bilan de force) :

$$\rho_p d_p^3 \frac{v_s}{t_e} \propto (\tau_w - \tau_c) d_p^2, \quad (4.31)$$

avec τ_w le cisaillement à la paroi et τ_c sa valeur au seuil de mise en mouvement. En rassemblant (4.28), (4.29), (4.30) et (4.31) et on considérant une situation stationnaire (les taux d'érosion et de déposition se compensent), on peut montrer que la densité de particules mobiles devient alors :

$$n d_p^2 \propto \theta - \theta_c. \quad (4.32)$$

Ainsi, à l'équilibre, le modèle ci-dessus prédit une variation linéaire de n avec l'écart au seuil en termes de nombres de Shields. [Lajeunesse et al. \(2010\)](#) réalisent des expériences de suivi de grains charriés dans un canal incliné et vérifient qu'effectivement la densité de grains mobiles augmente linéairement avec $\theta - \theta_c$. De plus, leurs mesures de la vitesse moyenne des particules donnent :

$$\frac{\bar{v}_p}{v_s} = c_1 \frac{u_\tau - u_{\tau,c}}{v_s} + c_2, \quad (4.33)$$

avec u_τ et $u_{\tau,c}$ les vitesses de friction associées à τ_w et τ_c et c_1 et c_2 deux constantes sans dimension déterminées expérimentalement. La constante c_2

4.1. CHARRIAGE DE SÉDIMENTS PAR UN ÉCOULEMENT TURBULENT

peut être négligée et la variation de la vitesse moyenne des particules charriées vérifie alors :

$$\frac{\overline{v_p}}{v_s} \propto \sqrt{\theta} - \sqrt{\theta_c}. \quad (4.34)$$

Finalement, les relations (4.27), (4.32) et (4.34) conduisent à la loi d'échelle suivante pour le flux de grains adimensionné :

$$q^* = \frac{q}{v_s d_p} = \frac{n \overline{v_p} \delta v}{v_s d_p} \propto n d_p^2 \frac{\overline{v_p}}{v_s} \propto (\theta - \theta_c)(\sqrt{\theta} - \sqrt{\theta_c}). \quad (4.35)$$

Le modèle "d'érosion/déposition" présenté ci-dessus permet donc d'expliquer de manière semi-empirique le transport de particules charriées pour des cisaillements tels qu'une couche de grains au maximum soit en mouvement (cf. équation (4.7) pour la loi de transport exacte). À noter qu'on peut appliquer le même type de raisonnement pour des écoulements visqueux (Charru *et al.*, 2004).

4.1.4 Rétroaction du transport sur l'écoulement

Jusqu'à maintenant, on a considéré que le charriage était un phénomène découplé c'est-à-dire que la phase fluide mettait en mouvement la phase granulaire sans qu'il y ait d'autre interaction possible. Il y a effectivement un transfert de quantité de mouvement dirigé du fluide vers les grains mais l'inverse est aussi vrai. En effet, le mouvement des grains modifie la structure de l'écoulement. On présente ici quelques études qui se sont intéressées à la rétroaction du charriage sur l'écoulement fluide.

Des mesures VLD permettent à Gyr et Schmid (1997) de caractériser l'impact du charriage sur les propriétés de l'écoulement. Ici, on considère uniquement des écoulements hydrauliquement lisses. Gyr et Schmid (1997) montrent que les profils $\overline{U} = f(y)$ proche paroi sont modifiés par le charriage mais qu'on retrouve une région logarithmique quelle que soit la quantité de sédiments transportés. Le charriage semble avoir un effet très faible sur le coefficient de frottement du canal. Proche du lit, l'intensité des fluctuations $(\overline{u'^2})^{1/2}$ augmente avec le nombre de grains mis en mouvement : le charriage génère donc des événements turbulents dans cette région. Les auteurs remarquent que les balayages ($u' > 0, v' < 0$) et les éjections ($u' < 0, v' > 0$) deviennent plus fréquents quand le transport est bien amorcé. Ils notent aussi une homogénéisation de la turbulence avec le charriage c'est-à-dire que l'intensité et la fréquence des balayages deviennent quasi-constants sur toute la hauteur de l'écoulement.

Les écoulement hydrauliquement rugueux avec transport de sédiments sont étudiés par PIV dans (Campbell *et al.*, 2005). L'originalité de ce travail réside dans le fait que la taille des grains charriés a été variée. Campbell *et al.* (2005) collent des grains de taille médium ($d_p \simeq 2$ mm) au fond de

leur canal pour faire office de lit fixe. Ils réalisent des expériences de charriage avec des grains environ deux fois plus petits, de même taille et deux fois plus grands que les grains fixes. Pour les grains de même taille, l'écoulement diffère très peu de l'écoulement sans charriage. Pour les gros grains, un ralentissement de l'écoulement est visible sur toute la hauteur du canal : le charriage augmente donc le frottement. Pour les plus petits grains, l'écoulement moyen a un comportement qui varie avec le débit charrié. Lorsque le débit est faible, on trouve des vitesses d'écoulement plus faibles. De manière surprenante, on note une accélération de l'écoulement moyen pour des débits de particules fines plus importants (le frottement diminue). [Campbell *et al.* \(2005\)](#) expliquent ce phénomène de la manière suivante : quand la quantité de petits grains disponibles est importante, certains d'entre eux vont être transportés alors que d'autres vont se loger dans les trous entre les grains fixes. Ainsi, la rugosité apparente du fond diminue, ce qui conduit à une dissipation plus faible. [Campbell *et al.* \(2005\)](#) notent aussi que les fluctuations longitudinales $(\overline{u'^2})^{1/2}$ sont plus importantes dans les cas où il y a du transport, et ce, quelle que soit la taille des grains.

[Best *et al.* \(1997\)](#) mesurent simultanément la vitesse des particules transportées et celle du fluide grâce à une méthode de vélocimétrie phase Doppler (abrégée PDA en anglais). Cette technique expérimentale permet d'avoir accès à la vitesse et à la taille des particules emportées par un écoulement : si les grains ont une taille assez différente de celle des traceurs du fluide alors on peut les discriminer facilement. [Best *et al.* \(1997\)](#) s'intéressent à des régimes de charriage et de suspension faibles. Ces derniers montrent que l'écoulement ralentit dans le cas où le transport est non nul. Cette augmentation du frottement peut être interprétée comme une augmentation de la rugosité apparente de la paroi. Les profils verticaux des fluctuations turbulentes présentent une augmentation dans les deux directions dans une zone proche de la paroi en présence de charriage. Au contraire, les intensités des fluctuations longitudinales et verticales sont atténuées dans la partie supérieure de l'écoulement. Les résultats de [Best *et al.* \(1997\)](#) montrent que la vitesse de glissement entre le fluide et les particules en suspension augmente quand on se rapproche du lit. Ce différentiel de vitesse pourrait être l'un des mécanismes expliquant l'augmentation de la turbulence près du fond. En effet, par inertie, la particule force le fluide à décélérer et ce faisant, des fluctuations de vitesse sont générées.

Pour finir, nous pouvons mentionner les mesures PIV de [Franklin *et al.* \(2014\)](#) au-dessus d'un lit de grains mobiles. Cette étude est intéressante car elle s'effectue dans des conditions expérimentales très proches de celles de cette thèse (canal en charge à section rectangulaire quasi-identique, régimes d'écoulement explorés similaires, grains dans la même gamme de taille). Les données de [Franklin *et al.* \(2014\)](#) montrent que, dans les cas où il y a du transport, la vitesse de friction et la rugosité apparente ont tendance à être plus élevées que dans le cas du lit immobile. L'amplitude de ces variations

est cependant du même ordre (ou légèrement plus importante) que celle des incertitudes de mesures : dans ces régimes, l'effet de rétroaction semble donc être assez marginal.

Dans la suite de ce manuscrit, on ne tiendra pas compte de cet effet de rétroaction du transport sur l'écoulement (on pourra toutefois garder à l'esprit que celui-ci existe) : le cisaillement considéré sera celui s'exerçant sur un fond lisse et sans grain. Ce choix se justifie de deux façons :

- la mesure précise du profil de vitesse moyenne $\bar{U} = f(y)$ le plus proche possible de la paroi est incompatible avec une situation où des grains seraient continuellement en mouvement près du fond ;
- la littérature sur le sujet rapporte des effets relativement faibles pour des régimes de transport proches de notre configuration.

4.2 Charriage sur lits plats

Au vu de l'incertitude concernant les lois de transport pour le charriage de sédiments dans un écoulement turbulent, on réalise des expériences à petite échelle dans lesquelles on mesure le débit de grains charriés sur des lits plats pour des particules de taille et de densité différentes. L'idée est ici d'établir les lois de transport spécifiques à notre configuration expérimentale ; ces lois empiriques seront réutilisées afin d'étudier le transport sur les barkhanes et les effets de saturation (cf. chapitres 5 et 6). On s'intéressera aussi au seuil de mise en mouvement des grains.

4.2.1 Dispositif expérimental

On rappelle qu'on a posé une plaque d'inox d'un millimètre d'épaisseur au fond du canal. Dans la continuité de cette plaque, on forme des lits plats en déposant des grains entre deux baguettes en inox de même épaisseur que le faux fond. Ces guides sont fixés contre les parois latérales du canal et font 1 cm de large chacun, le lit de grains a donc une largeur de 10 cm (cf. figure 4.2). Dans cette section, les lits auront tous une longueur $L_{lit} = 20$ cm et une épaisseur $h_{lit} \simeq 1$ mm. Des expériences avec des longueurs de lit différentes ont été réalisées et seront traitées à la fin de ce chapitre (cf. section 4.3).

On place un piège à grains à l'extrémité aval du lit afin de mesurer le flux de particules transportées. Ce piège est visible à la figure 4.3. Il se compose en deux parties : la première est une plaque de 10 cm de long et de 12 cm de large. Cette plaque n'est pas horizontale mais a une légère pente ascendante valant environ 2° . La deuxième partie du piège est un bac carré de 10 cm de côté avec des rebords de 5 mm de haut. Le bac est à l'horizontal et il est fixé grâce à des aimants placés de part et d'autre du fond du canal. Les deux parties du piège sont scotchées entre elles (cf. scotch noir de la figure 4.3) : il y a donc une jonction avec une pente descendante entre les

deux. L'angle de la pente est proche de 20° ce qui provoque la séparation de l'écoulement. À cet endroit, une bulle de recirculation se forme : les grains se retrouvent piégés par ce contre-écoulement et s'accumulent donc à ce niveau. On vérifie visuellement que le piège remplit bien son rôle pour les différents régimes d'écoulement et types de grains. Deux déflecteurs sont

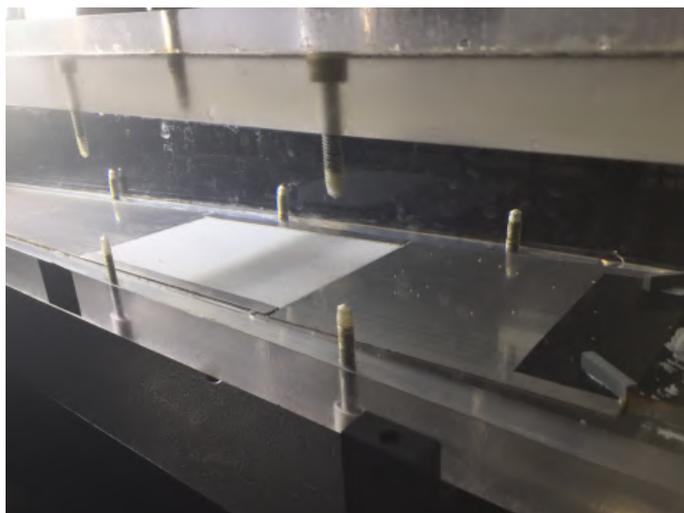


FIGURE 4.2 – Photographie du dispositif permettant de mesurer le débit de grains charriés. L'écoulement est dirigé de gauche à droite. À droite, on aperçoit une partie du piège. Ici, la longueur du lit est de 10 cm.

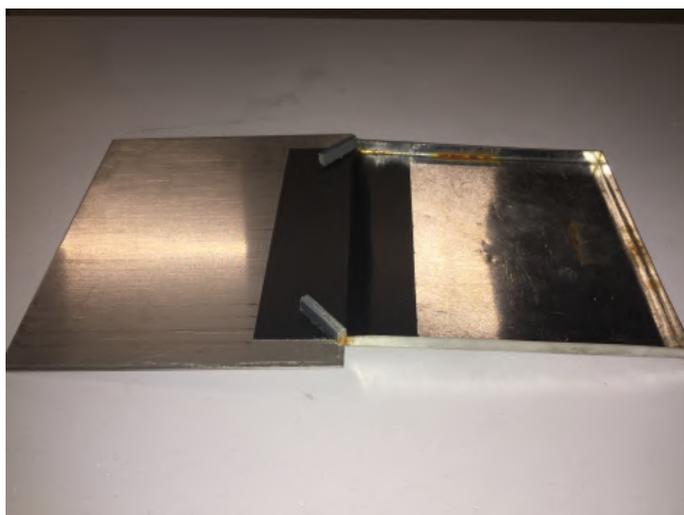


FIGURE 4.3 – Photographie du piège à grains.

collés juste avant la zone d'accumulation (cf. figure 4.3) afin de récupérer uniquement les grains de la partie centrale et de s'affranchir d'éventuels effets de bords. L'espace entre ces deux déflecteurs est de 7 cm mais en situation expérimentale on remarque que la largeur apparente du piège est supérieure et vaut $L_{pg} = 8.5 \pm 0.5$ cm (les grains sur les côtés ont tendance à rentrer dans le piège).

4.2.2 Protocole et mesure du débit granulaire

Les expériences présentées dans cette section se déroulent de la manière suivante :

- on dépose les grains préalablement mouillés au fond du canal rempli d'eau ;
- on vient racler le surplus de particules avec une baguette en s'appuyant sur les deux guides latéraux. Aux deux extrémités du lit, on fait en sorte que les grains soient à fleur de plaques. Cette précaution évite qu'un défaut de la surface du lit à l'entrée (bosse ou creux) vienne perturber l'aval et permet aussi à la totalité des grains arrivant en bout de lit de continuer son chemin vers le piège ;
- on soumet le lit à un écoulement de cisaillement τ_w pendant un temps T ;
- à la fin de l'expérience, on siphonne les grains piégés, on les fait sécher pendant quelques jours et on les pèse avec une balance précise au millième de gramme (modèle EMB 200-3 de la marque KERN).

En notant M la masse de particules récupérées, on détermine le flux volumique de grains q par unité de largeur de la façon qui suit :

$$q = \frac{M}{\rho_p T L_{pg}}. \quad (4.36)$$

En différenciant q , on peut écrire que l'incertitude Δq associée a trois origines (on considère que l'incertitude sur la masse volumique des grains est négligeable) :

$$\Delta q = q \left(\frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta L_{pg}}{L_{pg}} + \frac{\Delta T}{T} \right). \quad (4.37)$$

Dans la suite, on prendra $\Delta M = 0.01$ g, $\Delta L_{pg} = 5$ mm et $\Delta T = 10$ s. On choisit une incertitude sur la masse ΔM dix fois plus grande que la précision de la balance car c'est l'ordre de grandeur de la variation de la masse mesurée d'un même échantillon. L'incertitude sur le temps total de l'expérience ΔT est liée à la mise en route du canal ; la pompe atteint une vitesse stationnaire après un transitoire d'environ 10 secondes.

4.2.3 Loi de transport empirique

Avant de présenter les résultats quantitatifs de débits granulaires mesurés, on commence par des remarques générales. Tout d'abord, les expériences

menées dans ce canal correspondent à des régimes de charriage faible. En effet, lors des expériences, on voit les grains effectuer des petits sauts ou des mouvements de roulement. Ces mouvements sont locaux et très intermittents. Lorsqu'on augmente τ_w , la fréquence des bonds et le nombre de grains mobilisés augmentent eux-aussi mais en aucun cas on atteint un régime où toute la surface du lit est mobile. Ensuite, on s'est assuré que le lit restait plan pendant toute la durée des expériences. Pour les régimes à plus fort cisaillement, le lit se déstabilise cependant assez rapidement et des rides se forment. Dans ces cas là, on stoppe les expériences dès l'apparition des premières rides : c'est pour cette raison que certaines expériences sont très brèves ($T \sim 1$ min). Enfin, la méthode de préparation du lit ne permet pas de contrôler la compacité. Pour s'affranchir d'un quelconque effet lié au tassement du lit, on effectue chaque expérience trois fois (on prépare un nouveau lit à chaque fois).

L'annexe E rassemblent les données brutes pour des grains de verre et de zircon de diamètre $D_{v50} = 310$ et $540 \mu\text{m}$. Des expériences avec les plus petits grains de verre ($D_{v50} = 130 \mu\text{m}$) ont été tentées mais se sont révélées peu concluantes (les grains étant presque indiscernables à l'œil nu, ils sont difficiles à manipuler). Les expériences durent entre quelques dizaines de secondes et quelques heures selon le cisaillement appliqué. La masse typique de grains récupérés dans le piège vaut $M \sim 1$ g.

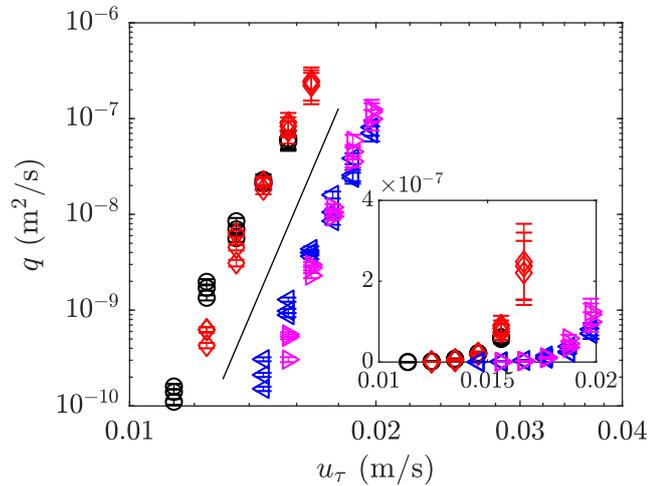


FIGURE 4.4 – Débit granulaire en fonction de la vitesse de frottement pour des grains de verre de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond) et des grains de zircon de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\triangleleft) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\triangleright). (—), loi de puissance $q \propto u_\tau^n$ avec $n = 20$. L'encart en bas à droite correspond au même graphique en échelle linéaire.

Le débit de grains mesuré est tracé en fonction de la vitesse de frottement du canal sur la figure 4.4 (échelles logarithmiques). On rappelle que la vitesse de frottement est déterminée à partir de la corrélation (2.14) dite de Blasius. Les incertitudes sur les flux de particules solides sont calculées à partir de la formule (4.37). On voit que les expériences sont assez reproductibles : la variabilité des résultats entre les trois séries d'expériences est tout à fait acceptable. Dans la suite, on présentera uniquement la valeur moyenne de ces trois séries (l'incertitude associée sera le maximum entre l'écart type des 3 mesures et la valeur moyenne de l'incertitude donnée par (4.37)).

La figure 4.4 met en évidence des lois de puissance entre le flux charrié et la vitesse cisailante avec un exposant autour de 20. À cisaillement constant, on voit que les flux pour les particules de zircon sont environ un ordre de grandeur inférieurs aux flux mesurés avec les particules de verre. Contrairement à la densité, la taille des grains semble avoir peu d'influence. Ces résultats peuvent être comparés à ceux de Low (1989) qui a lui aussi trouvé des lois de puissance entre q et u_τ : pour des grains de même taille et de densités différentes, Low (1989) trouve un exposant unique autour de 6. Les données de Low (1989) montrent aussi que plus les particules sont denses, plus les flux sont faibles. L'écart non négligeable entre l'exposant des lois de puissance trouvées par Low (1989) et celles de la figure 4.4 peut s'expliquer par la différence de régime de charriage étudié. En effet, Low (1989) réalise des expériences à forts taux de cisaillement ($0.03 \leq u_\tau \leq 0.08$ m/s) alors que notre étude se concentre sur des cisaillements plus faibles ($0.01 \leq u_\tau \leq 0.02$ m/s).

Une dernière remarque peut être faite concernant le débit volumique maximal mesuré qui est ici de l'ordre de $3 \cdot 10^{-7}$ m²/s, soit en flux massique $7.5 \cdot 10^{-3}$ g/cm/s (en prenant $\rho_p = 2500$ kg/m³). D'après Lavelle et Mofjeld (1987), l'*United States Waterways Experiment Station* associe le seuil de mise en mouvement des sédiments avec une valeur de débit de $4.1 \cdot 10^{-3}$ g/cm/s. Nos débits étant pour la plupart inférieurs à cette valeur, nos expériences seraient considérées, d'après le critère précédent, comme non-représentatives d'un mouvement général du lit (ce qui est bien le cas visuellement).

Loi de transport avec seuil

Dans cette partie, on décrit nos expériences de charriage sur lits plats de manière "habituelle" c'est-à-dire en utilisant les nombres sans dimension θ , θ_c et q^* (cf. définitions (4.1) et (4.2) avec τ_w vérifiant (2.14)).

Le nombre de Shields au seuil θ_c est déterminé expérimentalement en observant le mouvement des grains sur des lits plats. On diminue le débit fluide graduellement jusqu'à observer un lit totalement immobile (la valeur du cisaillement critique est alors calculée en utilisant la corrélation de Blasius (2.14)). Étant donné le rôle des fluctuations turbulentes dans la mise en mouvement des grains, on s'assure que les grains restent effectivement au

repos pendant une durée suffisamment longue. Dans les faits, nos observations durent entre trois et cinq minutes ; il est raisonnable de considérer ce temps d'observation comme étant supérieur à l'échelle de temps caractérisant l'apparition des structures turbulentes intenses près le lit.

Les mesures des nombres de Shields au seuil pour les quatre types de grains sont présentés sur la figure 4.5. Afin d'effectuer une comparaison de nos résultats avec la loi (4.24), on les trace en fonction du diamètre des grains adimensionnel d_* (4.23). La diminution de la valeur des seuils expérimentaux avec d_* est compatible avec l'évolution prédite par la loi (4.24) dans la gamme considérée. D'un point de vue quantitatif, nos seuils sont environ deux fois plus petits que les seuils de la loi (4.24). Ce résultat n'est pas surprenant car, comme nous l'avons déjà dit, le critère de seuil varie selon les études. Ici, nous avons choisi un critère très restrictif (arrêt de tous les grains) alors que d'autres études associent le seuil à un transport faible. On ajoute sur la figure 4.5 les nombres de Shields balayés pendant nos expériences de transport sur lits plats (points noirs) (cf. tableau 4.2). Il est intéressant de noter que la plupart d'entre eux se situent en dessous la courbe de Soulsby et Whitehouse (1997) (4.24) : le charriage est donc sensé être nul, ce qui n'est manifestement pas le cas (même si les flux granulaires sont faibles).

On présente sur la figure 4.6 les débits adimensionnels mesurés sur les lits plats en fonction de l'écart au seuil en termes de nombres de Shields

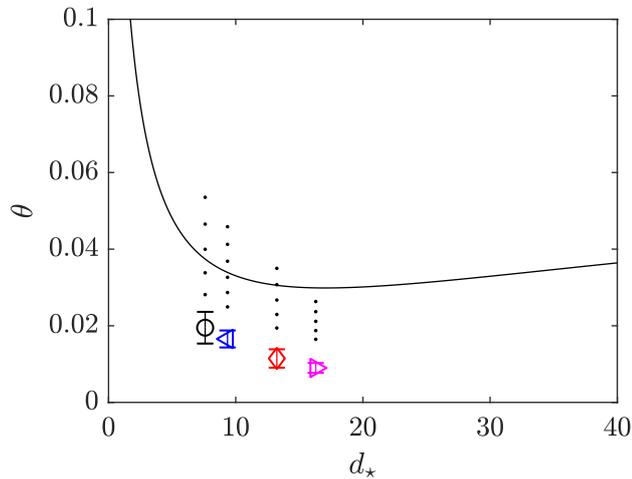


FIGURE 4.5 – Nombre de Shields au seuil du mouvement, les symboles sont identiques à ceux de la figure 4.4. (—), (Soulsby et Whitehouse, 1997), relation (4.24). (•), valeurs des nombres de Shields des expériences de charriage (cf. tableau 4.2).

4.2. CHARRIAGE SUR LITS PLATS

(les valeurs de θ_c utilisées sont celles de la figure 4.5). Alors que les données dimensionnelles se rassemblaient pour une même densité (cf. figure 4.4), l'adimensionnement et l'utilisation du seuil a tendance à regrouper les données selon la taille des particules. On peut ajuster les données concernant les grains de même taille indépendamment avec une loi de puissance (lignes continue et discontinue) : l'exposant de cette loi de puissance vaut autour de 4 pour les grains de 310 μm et 6 pour les grains de 540 μm . On retrouve ici le résultat selon lequel le débit de grains varie avec une puissance assez élevée (plus grande que 3/2) du nombre de Shields lorsqu'on est proche du seuil de mise en mouvement (cf. section 4.1.1). Cela étant dit, ces lois de puissance empiriques ne sont pas totalement satisfaisantes pour plusieurs raisons :

- les constantes extrêmement élevées (cf. coefficients a_{fit} de la légende de la figure 4.6) sont le signe que l'adimensionnalisation ou que l'utilisation du seuil n'est pas appropriée ;
- il n'existe pas d'explication simple permettant de justifier les valeurs prises par les exposants ;
- contrairement aux résultats de la littérature obtenus avec des cisaillements plus élevés où les données q^* tracées en fonction de $\theta - \theta_c$ se regroupent sur une courbe maîtresse, ici deux courbes distinctes sont clairement visibles.

Pour résumer, on peut dire qu'il paraît peu pertinent de vouloir appliquer

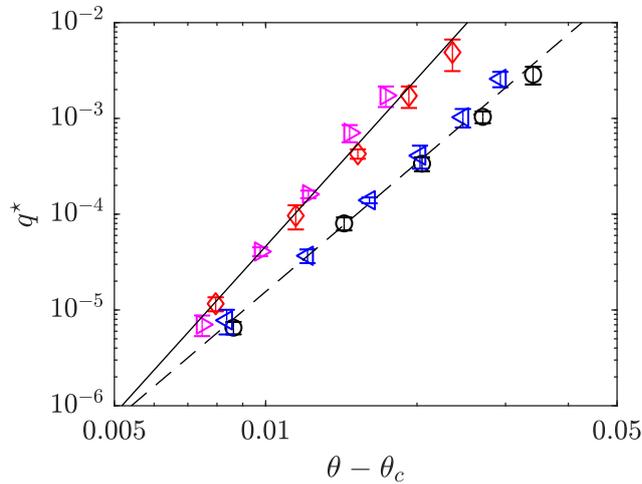


FIGURE 4.6 – Débit granulaire adimensionné en fonction de l'écart au seuil, les symboles sont identiques à ceux de la figure 4.4. (—), ajustement de la forme $a_{fit}(\theta - \theta_c)^{n_{fit}}$ avec $a_{fit} = (1.3 \pm 1.5) \cdot 10^4$, $n_{fit} = 4.4 \pm 0.3$ et $R^2 = 0.88$. (---), ajustement de la forme $a_{fit}(\theta - \theta_c)^{n_{fit}}$ avec $a_{fit} = (2.0 \pm 5.2) \cdot 10^7$, $n_{fit} = 5.8 \pm 0.6$ et $R^2 = 0.81$.

les lois de puissance avec seuil pour le charriage (du type Meyer-Peter et Müller) à notre cas expérimental où on rappelle que le transport est de faible intensité. Note : on a vérifié qu'une loi du type (4.7) ne donnait pas satisfaction non plus.

Loi de transport sans seuil

En se remémorant les réserves formulées sur le seuil de mise en mouvement à la section 4.1.2 et après avoir montré que son utilisation ne facilitait pas l'interprétation des résultats (cf. paragraphe précédent), on s'intéresse maintenant aux lois de transport pour le charriage faible qui ne font pas intervenir θ_c .

La figure 4.7 présente le débit adimensionné en fonction du nombre de Shields seul (données identiques à celles présentées sur la figure 4.6). L'adimensionnement permet de rapprocher les données des grains de même taille mais ne permet cependant pas d'obtenir une courbe unique. On compare nos résultats avec des lois de transport pour le charriage de faible intensité : la ligne noire discontinue sur la figure 4.7 correspond à la loi (4.9) et la ligne bleue continue est associée à la loi (4.21) en prenant $F = 1$ (dans un souci de simplicité, on négligera dans la suite la correction de v_s avec le coefficient F). Les débits expérimentaux concernant les grains de verre et de zircon de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ sont assez proches des lois précédentes ; les débits

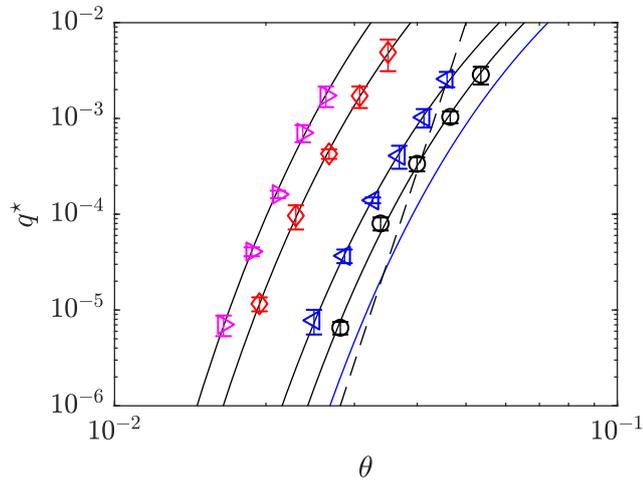


FIGURE 4.7 – Flux granulaire adimensionnel en fonction du nombre de Shields. Les symboles sont identiques à ceux de la figure 4.4. (—), (Paintal, 1971), relation (4.9). (—), loi (4.21) avec $F = 1$. (—), ajustements de la forme $a_{fit}e^{-b_{fit}/\theta}$.

4.2. CHARRIAGE SUR LITS PLATS

Symbole	ρ_p (kg/m ³)	D_{v50} (μm)	a_{fit}	b_{fit}	R^2
○	2500	310	2.3 ± 2.5	0.35 ± 0.04	0.994
◇	2500	540	8.7 ± 3.6	0.26 ± 0.01	0.999
◁	3800	310	2.2 ± 0.9	0.31 ± 0.01	0.985
▷	3800	540	19.2 ± 17	0.24 ± 0.02	0.996

TABLEAU 4.1 – Valeurs des coefficients des ajustements de la figure 4.7. Les erreurs sur les coefficients correspondent aux intervalles de confiance à 95%.

obtenus avec les plus gros grains ($D_{v50} = 540 \mu\text{m}$) sont très supérieurs aux débits prédits (au moins deux ordres de grandeur de différence). En considérant les différents types de grains indépendamment, on voit que chaque jeu de données s'ajuste bien avec une loi de transport de même forme que celle proposée par Einstein (1942), c'est-à-dire du type (cf. relation (4.21)) :

$$q^* = a_{fit} e^{-b_{fit}/\theta}, \quad (4.38)$$

où les valeurs de a_{fit} et b_{fit} sont données dans le tableau 4.1. Des lois de puissance (comme la loi (4.9)) donnent de moins bon ajustements car elles ne décrivent pas l'inflexion des courbes $q^* = f(\theta)$ bien visible en échelles logarithmiques (cf. figure 4.7).

Comme nous venons de le voir, les données présentées sur la figure 4.7 ne se regroupent pas sur une courbe maîtresse. Ce constat est assez inhabituel et semble suggérer que le transport ne dépend pas uniquement du nombre de Shields mais aussi d'une ou plusieurs variables supplémentaires qu'il faut identifier. Les expériences de suivi de grains individuels sur fond lisse (cf. chapitre précédent) ont mis en exergue l'importance du nombre de Reynolds particulaire Re_p (cf. définition (3.1)) sur le mouvement. Puisque la dynamique des grains charriés est similaire à celle des grains transportés sur fond lisse (forte intermittence, succession de petits sauts), il apparaît naturel d'ajouter l'effet de Re_p à la description du charriage.

Les valeurs prises par le Reynolds particulaire pour les différentes expériences sont listées, entre autres, dans le tableau 4.2. Les régimes de rugosité

Symbole	ρ_p (kg/m ³)	D_{v50} (μm)	v_s (m/s)	Re_p	θ
○	2500	310	0.068	3.5-4.8	0.028-0.053
◇	2500	540	0.089	6.7-9	0.019-0.035
◁	3800	310	0.092	4.5-6.1	0.025-0.046
▷	3800	540	0.122	8.4-10.7	0.016-0.026

TABLEAU 4.2 – Valeurs des différents paramètres des expériences de charriage sur lits plats. v_s est la vitesse de sédimentation des grains donnée par (4.2).

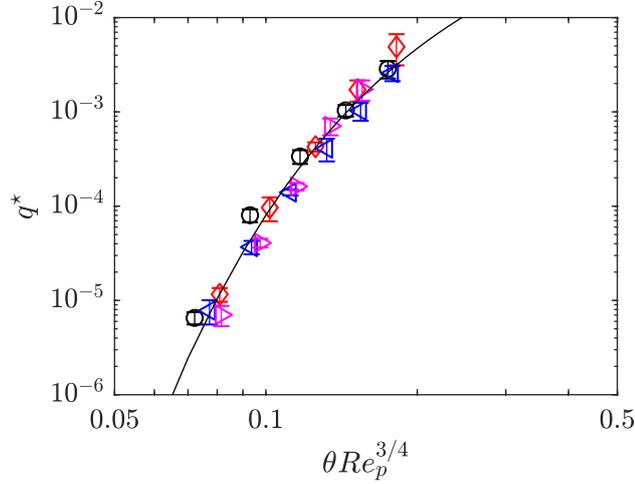


FIGURE 4.8 – Flux granulaire adimensionnel en fonction de $\theta Re_p^{3/4}$. Les symboles sont identiques à ceux de la figure 4.4. (—), ajustement de la forme $a_{fit} \exp(-b_{fit}/(\theta Re_p^{3/4}))$ avec $a_{fit} = 0.28 \pm 0.16$, $b_{fit} = 0.81 \pm 0.06$ et $R^2 = 0.885$. Les erreurs sur les coefficients correspondent aux intervalles de confiance à 95%.

sont identiques à ceux considérés dans le chapitre 3 : on a aussi affaire à des écoulements hydrauliquement lisses et transitoires et on s'attend à ce que la turbulence vienne ici aussi impacter les grains (quel que soit le régime de rugosité). Les forces hydrodynamiques qui s'appliquent sur les particules ont donc deux origines : l'une est liée au gradient de vitesse moyenne et à la viscosité et l'autre est liée aux structures turbulentes cohérentes. Par définition, le nombre de Shields (4.1) ne tient pas compte de la contribution instationnaire turbulente. On cherche dès lors à substituer le nombre de Shields par une combinaison empirique impliquant θ et une fonction croissante de Re_p (plus les grains émergent de la région visqueuse et plus ils "voient" la turbulence) qui permettrait de rassembler les données de la figure 4.7 sur une courbe unique. La combinaison la plus simple que l'on peut imaginer est un produit entre le nombre de Shields et une puissance positive de Re_p soit : θRe_p^α avec $\alpha \geq 0$. Il s'avère que pour $\alpha = 3/4$, on obtient une courbe unique, comme le montre la figure 4.8. Un ajustement du même type que la relation (4.21) permet finalement d'écrire :

$$q^* = 0.28e^{-0.81/(\theta Re_p^{3/4})}. \quad (4.39)$$

On rappelle que la relation (4.39) est uniquement valable pour du charriage de faible intensité (tous les grains de la surface ne sont pas mobiles, gamme du nombre de Shields restreinte : $0.016 \leq \theta \leq 0.053$).

4.3 Charriage sur des lits plats de longueurs variables

Nous présentons maintenant des mesures du flux de grains au bout de lits plats dont la longueur L_{lit} est variée. La configuration expérimentale et le protocole sont exactement les mêmes qu'à la section précédente (on rappelle que la longueur du lit était de 20 cm). Ici, les résultats concernent des lits de longueurs 10 et 30 cm et on les comparera à ceux déjà obtenus. De la même manière que précédemment, nous avons effectué les expériences trois fois afin de s'assurer de leur répétabilité ; on présentera dans la suite uniquement la valeur moyenne de ces trois séries d'expériences. Les données brutes des expériences sont disponibles sur l'annexe F. L'objectif de ces mesures est, d'une part, de vérifier que nos résultats sur les lits de 20 cm restent valables pour des lits plus petits ou plus grands et, d'autre part, de commencer à discuter d'un éventuel effet de saturation du flux de grains.

Les figures 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12 rassemblent, respectivement, les débits mesurés sur des lits plats de 10, 20 et 30 cm composés de grains de verre de diamètre 310 μm , 540 μm et de grains de zircone de diamètre 310 μm et 540 μm . Les barres d'erreur visibles sur ces figures correspondent au maximum entre l'écart type des mesures pour les trois mêmes expériences et la valeur moyenne de l'incertitude donnée par (4.37).

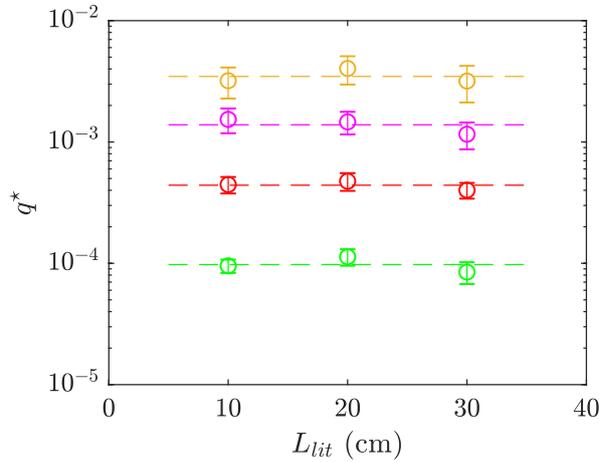


FIGURE 4.9 – Débit de grains adimensionnel pour 3 lits de tailles différentes. Grains de verre avec $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$. Les couleurs correspondent à différentes vitesses de cisaillement : (—) $u_\tau = 12.4$ mm/s, (—) $u_\tau = 13.5$ mm/s, (—) $u_\tau = 14.6$ mm/s, (—) $u_\tau = 15.6$ mm/s. Pour une vitesse donnée, la ligne pointillée correspond à la moyenne des flux sur les 3 lits.

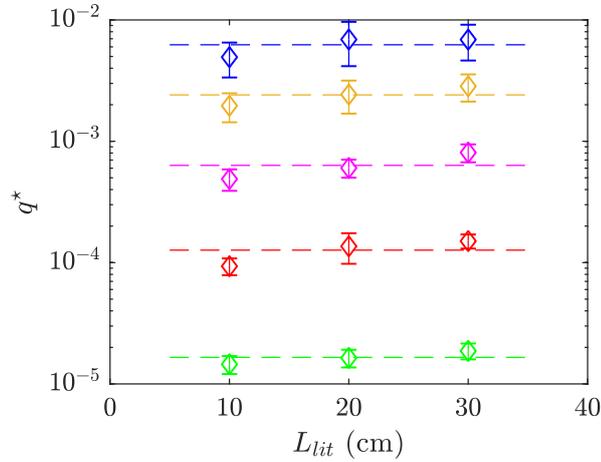


FIGURE 4.10 – Débit de grains adimensionnel pour 3 lits de tailles différentes. Grains de verre avec $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$. Les couleurs correspondent à différentes vitesses de cisaillement : (—) $u_\tau = 12.4 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 13.5 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$. Pour une vitesse donnée, la ligne pointillée correspond à la moyenne des flux sur les 3 lits.

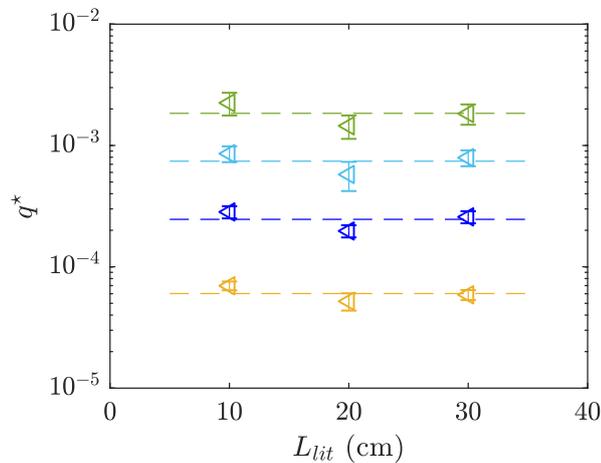


FIGURE 4.11 – Débit de grains adimensionnel pour 3 lits de tailles différentes. Grains de zircone avec $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$. Les couleurs correspondent à différentes vitesses de cisaillement : (—) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$. Pour une vitesse donnée, la ligne pointillée correspond à la moyenne des flux sur les 3 lits.

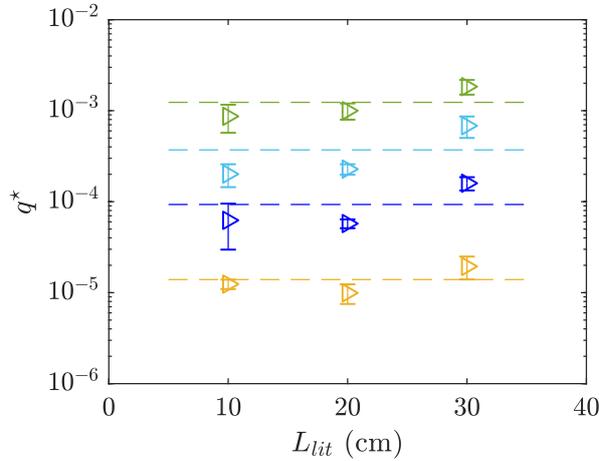


FIGURE 4.12 – Débit de grains adimensionnel pour 3 lits de tailles différentes. Grains de zircon avec $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$. Les couleurs correspondent à différentes vitesses de cisaillement : (—) $u_\tau = 15.6$ mm/s, (—) $u_\tau = 16.7$ mm/s, (—) $u_\tau = 17.7$ mm/s, (—) $u_\tau = 18.7$ mm/s. Pour une vitesse donnée, la ligne pointillée correspond à la moyenne des flux sur les 3 lits.

En tenant compte des barres d'erreur, on peut dire que les flux présentés aux figures 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12 ne varient pas de manière significative avec la longueur du lit. Ce constat nous permet d'avoir une confiance accrue dans nos résultats concernant les lits plats de 20 cm : les flux pour des lits de 10 et 30 cm sont tout à fait comparables à ceux de 20 cm et cela renforce donc la viabilité des lois de transports empiriques de la section précédente (pour un type de grains et une vitesse de cisaillement donnés, on a réalisé $3 \times 3 = 9$ expériences différentes qui donnent des flux très proches).

Un premier pas vers les effets hors équilibre...

Les résultats précédents nous permettent de dire qu'une longueur de lit de 10 cm est suffisante pour que le flux granulaire atteigne l'équilibre : ainsi on fixe une borne supérieure pour L_{sat} , la longueur de saturation pour le charriage. On reviendra en détails sur cette question dans le chapitre 6.

4.4 Conclusion

Nos observations du transport sur lits plats montrent que les régimes explorés correspondent à des régimes de charriage faible (θ proche du seuil). Pour un type de grains donné, on peut ajuster la courbe $q^* = f(\theta)$ avec une

loi de transport de la même forme que celle proposée par [Einstein \(1942\)](#) (4.21). Une loi de transport unique valable quel que soit le type de grains a été dérivée en faisant intervenir le nombre de Reynolds particulière pour tenir compte de l'effet de la turbulence (4.39). La valeur du nombre de Shields correspondant à l'arrêt total des grains θ_c a aussi été déterminée. Les mesures de flux de grains sur des lits de longueurs variables indiquent que le transport atteint l'équilibre sur une distance inférieure à 10 cm.

CHAPITRE 5

DYNAMIQUE DES BARKHANES AQUATIQUES

Ce chapitre est consacré aux barkhanes subaquatiques. On commence par évoquer les barkhanes éoliennes et quelques unes de leurs propriétés puis on se focalise sur leurs "cousines" aquatiques. On présente ensuite la Profilométrie par Transformée de Fourier (PTF) qui nous permet de mesurer avec précision la morphologie complète des dunes aquatiques au cours du temps. Grâce à cette technique, on pourra s'intéresser à la formation des barkhanes, à leur forme tridimensionnelle ainsi qu'à leur dynamique. En particulier, on verra que les résultats du chapitre précédent (transport de grains sur lits plats) sont cohérents avec ceux concernant les barkhanes.

5.1 Les barkhanes : introduction

Un tas de grains cisailé par un écoulement unidirectionnel prend spontanément la forme d'une dune "en croissant" appelée barkhane. Les barkhanes sont un objet privilégié pour étudier le transport de sédiments car elles sont très génériques : on en trouve par exemple dans les déserts, sous l'eau et même sur Mars...

5.1.1 Barkhanes éoliennes : études de terrain

Dans les régions où le vent souffle majoritairement dans une seule direction et où le sable disponible n'est pas présent en quantité suffisante pour recouvrir totalement un sol dur et non-érodable, on trouve des dunes avec une forme typique de croissant : les barkhanes (cf. figure 5.1). Le sable du dos de la barkhane est emporté par le vent du pied de la dune vers la crête où il s'accumule et se redistribue sur la face d'avalanche (cf. figure 5.2) : ce procédé permet à la barkhane d'avancer. Les deux cornes de la barkhane pointent dans la direction du vent et vers l'aval et c'est par là que la dune



FIGURE 5.1 – Photographie d’un désert en Chine : au premier plan deux barkhanes isolées.

Source :

<https://morpho.ipgp.fr/OSS/public/include/Images/CIMG2798.JPG>.

perd des grains (les barkhanes sont donc vouées à disparaître si l’on suppose que l’apport amont en sédiments est nul). En général, les barkhanes ne sont pas parfaitement symétriques : la variation de la direction du vent, les collisions avec d’autres dunes, l’inhomogénéité d’un éventuel apport en grains ou les changements de propriétés du terrain sont à l’origine de déformations plus ou moins prononcées (Bourke, 2010). Sur Terre, les plus petites barkhanes mesurent une dizaine de mètres de long et sont hautes d’un mètre environ, les plus grosses peuvent atteindre 300 m de long pour une hauteur de 40 m environ. La vitesse de migration des barkhanes est de l’ordre d’une dizaine de mètres par an.

Les barkhanes éoliennes ont fait l’objet de nombreuses études in situ et Andreotti *et al.* (2002a) rassemblent les résultats de plusieurs d’entre elles. La caractérisation des barkhanes naturelles montre que leur morphologie est bien déterminée. La compilation de données d’Andreotti *et al.* (2002a) permet d’établir des relations entre les différents paramètres de forme des barkhanes (cf. figure 5.2 pour les définitions de \mathcal{L} , \mathcal{H} , \mathcal{W} et \mathcal{L}_c) :

$$\mathcal{L} = 5.5\mathcal{H} + 10.8, \quad (5.1)$$

$$\mathcal{W} = 8.6\mathcal{H} + 8.8, \quad (5.2)$$

$$\mathcal{L}_c = 9.1\mathcal{H}, \quad (5.3)$$

avec \mathcal{L} , \mathcal{H} , \mathcal{W} et \mathcal{L}_c exprimés en mètre (si la dune n’est pas symétrique, \mathcal{L}_c correspond à la moyenne de la longueur des deux cornes). Puisque les

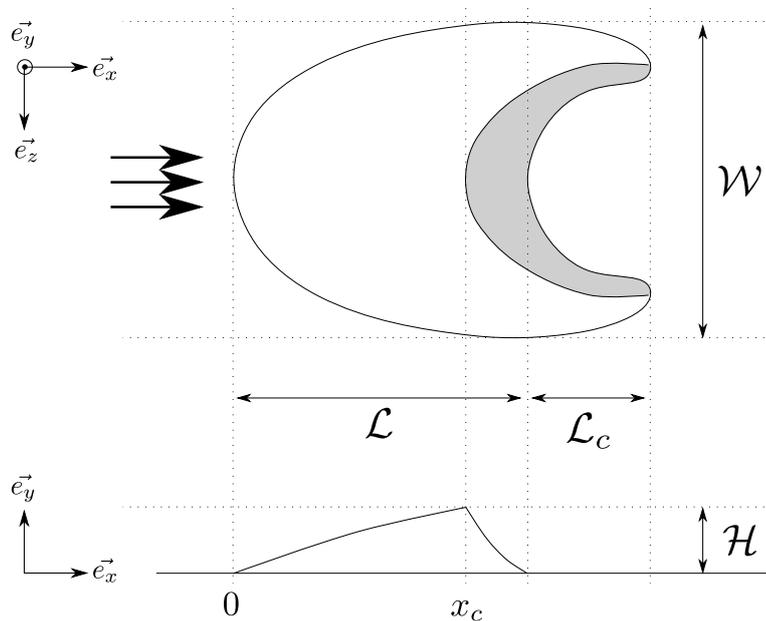


FIGURE 5.2 – Schéma d'une barkhane et définition des différents paramètres morphologiques. Le dessin du haut est une vue de dessus, celui du bas est une vue en coupe dans le plan de symétrie. Les trois flèches indiquent le sens et la direction du vent dominant et la zone grisée la face d'avalanche. L'origine de l'axe des x est au pied de la dune, x_c est la position de la crête.

relations (5.1) et (5.2) ne sont pas linéaires mais affines, on peut dire que les barkhanes ne sont pas invariantes par changement d'échelle : les petites et les grosses dunes n'ont pas la même forme. [Sauermann *et al.* \(2000\)](#) explicitent un peu plus cette différence morphologique avec la taille des dunes : ils trouvent que la ligne de crête des plus grosses barkhanes coïncident avec le bord de la face d'avalanche (comme sur la figure 5.2, dessin du bas) alors que celle-ci est décalée en amont du bord d'avalanche pour les plus petites dunes ("whale-back dunes", cf. schéma de la figure 5.3).

Les profils transverses (selon z , cf. figure 5.2) mesurés par [Hesp et Hastings \(1998\)](#) et [Sauermann *et al.* \(2000\)](#) ont tous une pente latérale maximale invariante qui vaut autour de 20° (et qui est inférieure à l'angle de repos $\Theta_r \simeq 30^\circ$). D'après [Hesp et Hastings \(1998\)](#), un couplage entre la forme tridimensionnelle des barkhanes, l'écoulement, lui aussi tridimensionnel, et le transport engendré permettrait d'expliquer l'équilibre transverse. Ce dernier point est encore sujet à débat et mériterait d'être plus approfondi ([Sauermann *et al.*, 2000](#)).

Un fait notoire concernant les barkhanes est que les petites dunes avancent plus vite que les grosses. Les mesures de la vitesse des dunes v_d en fonction de

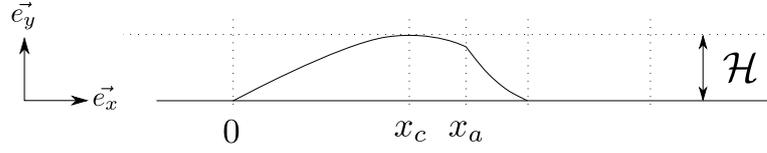


FIGURE 5.3 – Schéma d'une petite barkhane éolienne avec la crête en x_c distincte du bord de la face d'avalanche en x_a (d'après [Sauermann et al. \(2000\)](#)).

leur taille sont en accord avec la relation suivante ([Andreotti et al., 2002a](#)) :

$$v_d \simeq \frac{q}{\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}}, \quad (5.4)$$

où \mathcal{H}_0 est une hauteur de coupure variant entre 1.8 et 10.9 m selon les études et q a la dimension d'un flux volumique par unité de largeur (en m^2/s).

Les grains à la surface des barkhanes sont en saltation : arrachés par le vent, ils effectuent des sauts successifs. En retombant sur le lit, ils éjectent de nouveaux grains qui sont soit mis en saltation soit en reptation (les grains effectuent des petits mouvements près du lit). L'expérience en soufflerie de [White et Mounla \(1991\)](#) montre, grâce à des collecteurs de sédiments, que le flux de particules décroît de façon exponentielle quand on s'éloigne du sol. Ainsi, la plupart des grains en saltation se retrouvent dans une zone proche du lit.

[Wiggs et al. \(1996\)](#) et [Sauermann et al. \(2003\)](#) ont mesuré le débit de grains ainsi que la vitesse du vent le long du plan de symétrie de barkhanes de 10 et 34 m de haut respectivement. Les deux études montrent une diminution du cisaillement en amont du pied de la dune et une croissance du pied à la crête. L'augmentation du cisaillement le long de la dune est due à l'accélération de l'écoulement. En effet, le vent doit contourner l'obstacle et cela se traduit par une déflexion vers le haut et un resserrement des lignes de courant de plus en plus marqué quand on se rapproche de la crête : la vitesse de l'air y est donc plus élevée. Les flux de grains mesurés sur le terrain sont, quant à eux, nuls au pied et augmentent de façon monotone jusqu'à la crête.

De manière équivalente au charriage aquatique (cf. section 4.1.1), il existe des lois de transport prédisant le flux de grains en saltation en fonction du frottement appliqué sur le sol. La formule de Lettau et Lettau en est une (d'après [Sauermann et al. \(2003\)](#)) :

$$Q = 4.1 \frac{\rho_f}{g} u_\tau^2 (u_\tau - u_{\tau,c}). \quad (5.5)$$

Dans l'équation ci-dessus, Q est un débit massique par unité de largeur (en $\text{kg}/\text{m}/\text{s}$), ρ_f est la masse volumique de l'air, g l'accélération de pesanteur,

$u_{\tau,c}$ la valeur de la vitesse de frottement au seuil de mise en mouvement. [Wiggs *et al.* \(1996\)](#) et [Sauermann *et al.* \(2003\)](#) trouvent un bon accord entre les débits de grains mesurés sur le dos des barkhanes et ceux prédits avec la formule (5.5).

5.1.2 Barkhanes subaquatiques : études en laboratoire

[Hersen *et al.* \(2002\)](#) montrent qu'il est possible de former, sous l'eau, des dunes miniatures qui sont des répliques à petite échelle des barkhanes éoliennes : leur hauteur est de l'ordre du millimètre et leur longueur vaut quelques centimètres. [Hersen *et al.* \(2002\)](#) et [Hersen \(2005\)](#) obtiennent ces petites barkhanes en déposant un tas de grains sur un fond mobile plongé dans une cuve remplie d'eau. Le plateau effectue des allers retours dans le bassin (il y a un écoulement dans le référentiel du plateau) et au fil des oscillations une barkhane se forme puis se déplace. La vitesse du plateau à l'aller est telle que l'écoulement est suffisant pour entraîner les grains ($\theta > \theta_c$) ; le retour se fait plus lentement de sorte qu'aucun grain ne bouge ($\theta < \theta_c$). Ce mouvement asymétrique permet de mimer un écoulement unidirectionnel. Les barkhanes obtenues sont très comparables aux barkhanes de terrain : [Hersen *et al.* \(2002\)](#) et [Hersen \(2005\)](#) retrouvent des relations affines entre les différents paramètres morphologiques des dunes. De plus, la vitesse de migration des barkhanes aquatiques vérifie aussi la loi d'échelle $v_d \propto 1/\mathcal{H}$.

Les barkhanes aquatiques présentent l'avantage d'évoluer sur des temps caractéristiques beaucoup plus courts (de l'ordre de l'heure) que ceux des barkhanes éoliennes (de l'ordre de l'année) et offrent donc la possibilité d'étudier de nouveaux phénomènes sur des durées d'expériences raisonnables. Ainsi, [Hersen \(2005\)](#) s'intéresse à l'adaptation des barkhanes aquatiques à un changement de direction de l'écoulement. Il met en évidence l'existence d'un temps de retournement nécessaire à la barkhane pour se réaligner avec la nouvelle direction de l'écoulement. Pendant cette phase transitoire de retournement, on observe une éjection de sédiments : cette fragmentation conduit à la formation de petites barkhanes satellites.

La collision de deux barkhanes de tailles différentes est rapidement évoquée par [Hersen \(2005\)](#). Dans un canal à surface libre, [Endo *et al.* \(2004a\)](#) ont eux aussi réalisé des collisions entre barkhanes. Initialement, [Endo *et al.* \(2004a\)](#) forment deux tas coniques de grains : le tas en amont contient moins de grains que celui en aval. Le canal est ensuite mis en route et deux barkhanes se forment : la barkhane en amont rattrape celle en aval puisqu'elle est plus petite ($v_d \propto 1/\mathcal{H}$). [Endo *et al.* \(2004a\)](#) observent des comportements différents avec la taille relative des deux dunes. Lorsque la barkhane impactante est très petite, elle est absorbée par la plus grosse. Pour une barkhane amont un peu plus volumineuse, on observe un phénomène d'éjection. Cette situation donne la fausse impression que la petite dune a traversé la plus grosse. En réalité, la petite barkhane a été absorbée et une nouvelle

barkhane de taille similaire a été éjectée. La recirculation derrière la crête de la dune impactante érode le dos de la grosse dune et c'est ce qui explique l'éjection. Si on augmente encore le volume de la plus petite dune, celle-ci n'entre pas en contact avec la plus grosse : la bulle de recirculation de la dune impactante déstabilise la barkhane avale qui finit par se fragmenter avant même que les deux dunes ne se touchent.

[Endo et al. \(2004b\)](#) étudient des champs de barkhanes formés sous l'action de vagues. L'expérience consiste à suivre l'évolution d'un lit plat cisailé par des vagues qui se propagent dans une seule direction. Le lit plat se déstabilise en dunes transverses qui dégènèrent ensuite en un champ de barkhanes. On peut donc obtenir des barkhanes avec des conditions initiales différentes du tas conique de grains isolé. [Endo et al. \(2004b\)](#) montrent que la morphologie des barkhanes est affectée par la période des vagues : les bords des dunes sont d'autant plus arrondis que la période est longue.

On illustre maintenant notre propos concernant les barkhanes aquatiques avec quelques photographies prises au cours de la formation d'une dune dans notre canal d'étude (cf. figure 5.4). On voit que le tas de grains conique initial se déforme sous l'action du courant : la face directement sous l'écoulement s'aplatit, les grains s'accumulent près de la crête (recirculation en aval) et des avalanches se déclenchent (cf. figure 5.4 (b)). Ensuite, les cornes poussent de part et d'autre de la dune (cf. figures 5.4 (c)-(e)) et une fois que celles-ci ont atteint leur taille finale, la dune migre vers l'aval (cf. figure 5.4 (f)). Qualitativement on voit que la morphologie des barkhanes aquatiques est très proche de celle des barkhanes éoliennes (cf. figure 5.1). De manière plus quantitative, [Franklin et Charru \(2011\)](#) ont retrouvé des relations affines entre les différents paramètres caractérisant la morphologie des barkhanes aquatiques (les longueurs sont en mm) :

$$\mathcal{L} = 8.3\mathcal{H} + 11.7, \tag{5.6}$$

$$\mathcal{W} = 9.2\mathcal{H} + 12.9, \tag{5.7}$$

$$\mathcal{L}_c = 2.5\mathcal{H} + 1.7. \tag{5.8}$$

Dans leur article, [Franklin et Charru \(2011\)](#) expriment \mathcal{W} , \mathcal{H} et \mathcal{L}_c en fonction de \mathcal{L} ; ici, on a réécrit leurs relations en fonction de \mathcal{H} afin de pouvoir les comparer facilement aux relations (5.1)-(5.3) obtenues pour les barkhanes éoliennes. Ce faisant, on voit que la longueur et la largeur des barkhanes aquatiques et éoliennes varient de façon très similaire avec la hauteur. On peut donc dire que les barkhanes aquatiques sont des répliques miniatures fidèles des barkhanes éoliennes (échelle 1/1000^e). On note toutefois une différence plus prononcée au niveau des cornes : les barkhanes aquatiques ont des cornes plus courtes que les dunes éoliennes (toute proportion gardée).

Remarque : dans la suite, on se référera souvent aux expériences de [Franklin et Charru \(2011\)](#) et [Charru et Franklin \(2012\)](#) qui ont été menées à l'IMFT dans un canal quasi-identique à celui de cette thèse.

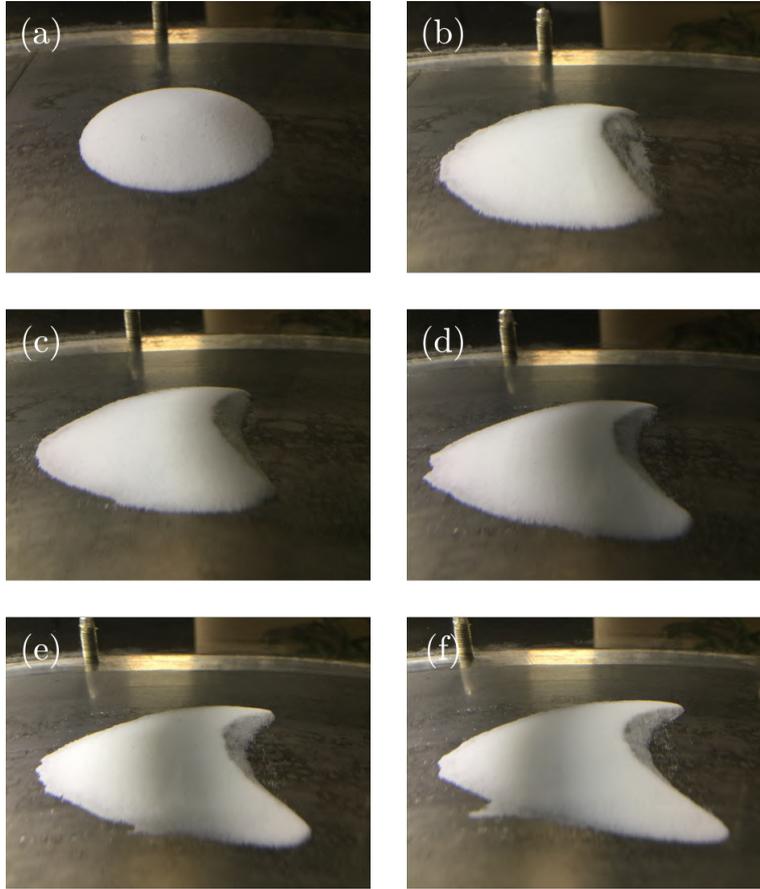


FIGURE 5.4 – Photographies à différents instants de la formation d’une barchane aquatique (grains de verre, $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$, $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, écoulement de gauche à droite). (a) $t = 0 \text{ s}$. (b) $t = 20 \text{ s}$. (c) $t = 50 \text{ s}$. (d) $t = 1 \text{ min } 30 \text{ s}$. (e) $t = 2 \text{ min } 30 \text{ s}$. (f) $t = 3 \text{ min } 30 \text{ s}$. La longueur de la dune finale est d’environ 5 cm .

5.1.3 Dynamique des barchanes : conservation de la masse

Comme nous l’avons vu précédemment, la barchane avance car les sédiments du dos de la dune sont arrachés, transportés puis déposés au niveau de la face d’avalanche. En s’appuyant sur la figure 5.5, nous pouvons faire un raisonnement très simple afin de retrouver le comportement en $1/\mathcal{H}$ de la vitesse de migration des barchanes (cf. équation (5.4)). On se place dans le plan de symétrie de la dune et on considère une situation bidimensionnelle. Le volume de grains par unité de largeur transverse qui passe à la crête pendant un court laps de temps Δt est $q_c \Delta t$ avec q_c le débit à la crête (en m^2/s). On fait l’hypothèse que les grains se répartissent uniformément le long de la

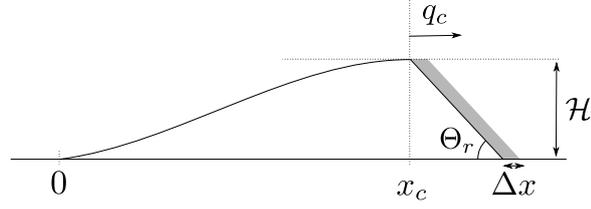


FIGURE 5.5 – Mécanisme du déplacement d'une barchane. La surface grisée correspond à la nouvelle face d'avalanche après un incrément de temps Δt . q_c est le flux à la crête et Θ_r l'angle de talus.

face d'avalanche dans un parallélogramme de surface $\mathcal{H}\Delta x$ (cf. figure 5.5). On introduit la compacité ϕ qui tient compte du fait que le volume occupé par les grains dans un lit granulaire est plus important d'un facteur $1/\phi$ que la somme des volumes des grains individuels (en général $\phi \simeq 0.6$). La quantité de grains transportée est égale à celle que l'on retrouve dans la face d'avalanche (conservation de la masse) soit :

$$\frac{q_c \Delta t}{\phi} = \mathcal{H} \Delta x, \quad (5.9)$$

et puisque $v_d = \Delta x / \Delta t$, on obtient finalement :

$$v_d = \frac{q_c}{\phi \mathcal{H}}. \quad (5.10)$$

On retrouve ainsi la loi d'échelle en $1/\mathcal{H}$ pour la vitesse des barchanes (cf. relation (5.4) par exemple).

On peut appliquer un raisonnement similaire en tout point de la dune. En notant $h(x, z, t)$ la surface de la barchane et $q(x, z, t)$ le débit volumique (par unité de largeur), la conservation de la masse conduit à :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{1}{\phi} \left(\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial z} \right). \quad (5.11)$$

L'équation (5.11) exprime le fait que la matière érodée ($\partial_t h < 0$) se retrouve comptabilisée dans le flux de grains qui augmente en conséquence ($\partial_x q + \partial_z q > 0$). Inversement, un cas de déposition ($\partial_t h > 0$) est synonyme d'un arrêt des particules transportées sur la topographie et donc d'une diminution du flux granulaire ($\partial_x q + \partial_z q < 0$). Une topographie est stationnaire quand le débit de grains est homogène (pas forcément nul).

Considérons maintenant le cas particulier d'une dune qui se déplace à la vitesse constante v_d dans la direction \vec{e}_x sans se déformer. À deux dimensions, l'équation (5.11) se réécrit :

$$-v_d \frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{1}{\phi} \frac{\partial q}{\partial x}, \quad (5.12)$$

5.2. PROFILOMÉTRIE PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER (PTF)

Après intégration et en supposant que le flux au pied de la dune est nul $q(0, t) = 0$, on a :

$$q(x, t) = \phi v_d h(x, t). \quad (5.13)$$

Il y a donc proportionnalité entre le débit granulaire et le profil de hauteur en tout point d'une dune migrant sans déformation. Pour une barkhane de terrain, [Sauermann *et al.* \(2003\)](#) tracent le flux en fonction de la hauteur (dans le plan de symétrie) et trouvent une relation linéaire : on peut donc considérer que les barkhanes éoliennes ne se déforment pas lors de leur déplacement (on montrera dans la suite que cela est aussi vrai pour les barkhanes sous l'eau).

5.2 Profilométrie par Transformée de Fourier (PTF)

On présente dans cette section la technique qui permet de mesurer avec précision la hauteur des barkhanes aquatiques et son évolution au cours du temps. À terme, l'objectif de ces mesures est de quantifier le transport sur le dos des dunes. Pour cela, on utilisera l'équation de conservation de la masse (5.11) qui fait le lien entre la variation temporelle de la hauteur de la dune (ce que l'on va mesurer) et les gradients du flux de grains (ce que l'on cherche à déterminer).

5.2.1 Dispositif expérimental

On implémente une méthode de reconstruction 3D appelée Profilométrie par Transformée de Fourier (abrégée PTF en français ou plus communément *FTP* en anglais). Le principe est de projeter un réseau de franges régulier et connu sur la surface que l'on souhaite reconstruire : la déformation du motif permet de remonter à la hauteur locale de l'objet. La PTF est décrite en détails dans les articles de [Takeda *et al.* \(1982\)](#), [Takeda et Mutoh \(1983\)](#) et [Cobelli *et al.* \(2009\)](#). La différence notable entre notre configuration expérimentale et celles des études antérieures est qu'ici nous utilisons la PTF sur un objet placé sous l'eau ; [Takeda et Mutoh \(1983\)](#) reconstruisent un objet dans l'air et [Cobelli *et al.* \(2009\)](#) une surface libre préalablement rendue opaque par un colorant.

Les différents éléments du dispositif de PTF sont visibles sur la figure 5.6. Un vidéoprojecteur (NEC M300WG) placé au foyer d'une lentille convergente éclaire le fond du canal avec un motif de franges sinusoïdales (cf. photographie (a) de la figure 5.7). La PTF n'exige pas forcément d'avoir une lumière de projection collimatée (cf. dispositif de [Cobelli *et al.* \(2009\)](#) par exemple) : ici ce choix a été fait pour s'affranchir du calcul de la déviation des rayons lumineux à la traversée de la paroi supérieure du canal (dioptries air-verre et verre-eau). En effet, deux rayons parallèles en entrée de paroi le sont aussi en

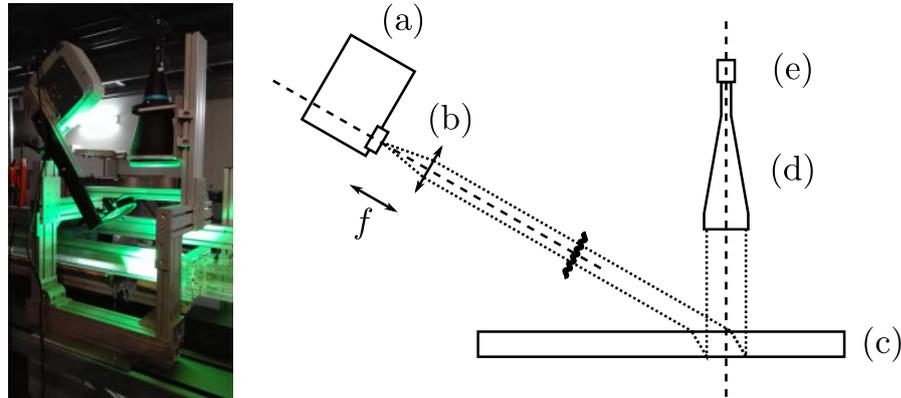


FIGURE 5.6 – Photographie du dispositif de PTF et schéma associé. (a) Vidéo-projecteur. (b) Lentille convergente. (c) Canal. (d) Lentille télécentrique. (e) Caméra.

sortie car ils sont réfractés de la même manière, seul l'angle entre ces rayons et la verticale change (cf. schéma figure 5.6). Une caméra 16-bit PCO sCMOS couplée à un objectif télécentrique (modèle TC4M120-F du fabricant OPTO ENGINEERING) est placée au-dessus et à la perpendiculaire du canal. La lentille télécentrique sélectionne uniquement les rayons lumineux parallèles à son axe optique, qui est ici vertical. Là encore, la réfraction des rayons se dirigeant vers la caméra n'est pas à prendre en compte puisqu'ils traversent la paroi du canal perpendiculairement. Les images provenant de la caméra ont une dimension de 2560×2160 pixels, ce qui correspond à un champ en taille réelle de $11.9 \times 10 \text{ mm}^2$. La fréquence d'acquisition varie entre 1 et 16 Hz selon les cas.

Le système complet de PTF est fixé sur un banc de déplacement motorisé placé en parallèle du canal : ce dispositif nous permet de suivre la migration des barkhanes en aval sur toute la longueur de la dernière section du canal soit environ 1 m (20 fois la longueur des dunes).

5.2.2 Principe de reconstruction

Nous expliquons ici le principe de reconstruction de la Profilométrie par Transformée de Fourier appliquée à notre configuration géométrique particulière (émission et réception collimatées). On peut mesurer la hauteur d'un objet à partir de la comparaison d'un motif de franges non déformé (fond plat) et d'un motif déformé par la surface de l'objet en question (cf. figures 5.7 (a) et (b)). Plus précisément, la grandeur intéressante est le déphasage entre les franges de référence et celles sur l'objet. Ce déphasage est calculé grâce à une analyse de Fourier (comme nous le verrons dans la suite) et c'est ce qui donne son nom à la technique.

5.2. PROFILOMÉTRIE PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER (PTF)

Le schéma (c) sur la figure 5.7 permet d'établir la relation entre la hauteur de l'objet et le déphasage entre les deux séries de franges. Considérons deux rayons arrivant au même endroit sur le capteur de la caméra (position x fixée) : le rayon en pointillé s'est reflété sur le fond du canal et celui en trait plein sur la surface de l'objet. On voit que ces deux rayons ont des origines différentes : dans notre exemple, le rayon pointillé provient d'une frange claire (position $X_0(x)$ dans le repère associé aux franges correspondant à un maximum d'intensité lumineuse) alors que l'autre rayon est associé à une frange un peu plus sombre (position $X_1(x)$). Géométriquement, on trouve :

$$h(x) = \frac{X_1(x) - X_0(x)}{\sin(\alpha)}, \quad (5.14)$$

avec α l'angle que font les rayons issus du vidéoprojecteur avec la verticale (après avoir traversé la paroi du haut du canal). L'intensité des franges varie de manière sinusoidale avec X : $I(X) \propto \sin(2\pi X/\lambda'_0 + \varphi_0)$, où λ'_0 est la longueur d'onde des franges et φ_0 la phase à l'origine. La différence de

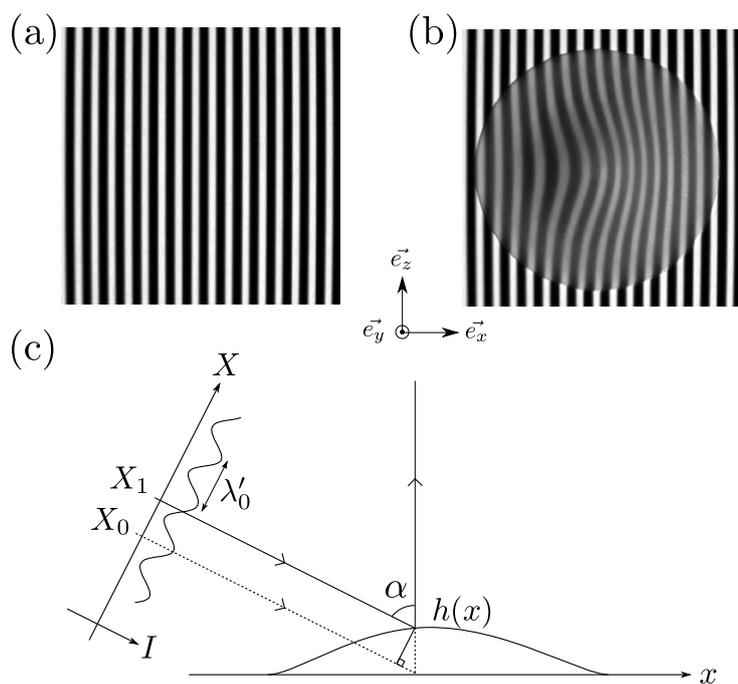


FIGURE 5.7 – (a) Photographie du motif de franges projeté sur un fond plat. (b) Photographie du motif de franges projeté sur un objet 3D. (c) Schéma de principe de calcul de la hauteur à partir des images (a) et (b). L'intensité lumineuse I des franges varie sinusoidalement selon l'axe X (dans ce référentiel, la longueur d'onde est notée λ'_0).

phases $\Delta\varphi(x)$ entre les points $X_1(x)$ et $X_0(x)$ vérifie la relation suivante :

$$\Delta\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda'_0}(X_1(x) - X_0(x)), \quad (5.15)$$

et en utilisant 5.14, on obtient finalement la relation de conversion entre le déphasage et la hauteur :

$$h(x) = \frac{\lambda'_0 \Delta\varphi(x)}{2\pi \sin(\alpha)}. \quad (5.16)$$

Dans la pratique, on mesure la longueur d'onde à partir d'une photographie des franges sur le fond plat (projection de λ'_0 selon l'axe x) : la longueur d'onde vaut alors $\lambda_0 = \lambda'_0 / \cos(\alpha)$ (cf. figure 5.7 (c)). Ainsi, on utilisera plutôt la formule suivante pour calculer la hauteur :

$$h(x) = \frac{\lambda_0 \Delta\varphi(x)}{2\pi \tan(\alpha)}. \quad (5.17)$$

avec $\lambda_0 = 2 \text{ mm}$ et $\alpha = 25^\circ$ dans notre cas expérimental. Le déphasage $\Delta\varphi(x)$ entre les franges de la photographie du fond plat d'intensité lumineuse $I_0(x)$ et celles sur l'objet d'intensité $I_1(x)$ est obtenu en suivant la procédure ci-dessous (Takeda et Mutoh, 1983; Cobelli *et al.*, 2009) :

- on calcule $\tilde{I}_0(k) = \mathcal{F}(I_0)$ et $\tilde{I}_1(k) = \mathcal{F}(I_1)$ les transformées de Fourier spatiales de $I_0(x)$ et $I_1(x)$ ($k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde) ;
- on applique un filtre gaussien à $\tilde{I}_0(k)$ et $\tilde{I}_1(k)$ centré autour du nombre d'onde "fondamental" $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ associé aux franges sur fond plat. On note $\tilde{i}_0(k)$ et $\tilde{i}_1(k)$ les composantes du spectre de Fourier ainsi isolées ;
- la différence de phase $\Delta\varphi(x)$ est la partie imaginaire de l'expression suivante :

$$\log\left(\mathcal{F}^{-1}(\tilde{i}_1) \overline{\mathcal{F}^{-1}(\tilde{i}_0)}\right), \quad (5.18)$$

avec \mathcal{F}^{-1} la transformée de Fourier inverse et la barre du dessus correspondant à l'opération complexe conjugué.

Les transformées (directes et inverses) de Fourier sont discrètes et sont obtenues avec les fonctions *fft* et *ifft* de MATLAB. Le filtrage gaussien consiste à multiplier les transformées de Fourier $\tilde{I}_0(k)$ et $\tilde{I}_1(k)$ par une gaussienne de moyenne $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ et d'écart type $\sigma_f = 0.28k_0$ (cette largeur de filtre a été déterminée empiriquement et on a vérifié qu'elle donnait de bons résultats). Les valeurs calculées du déphasage sont comprises entre $-\pi$ et $+\pi$ et il est possible que $\Delta\varphi(x)$ présente des discontinuités selon x correspondants à des sauts discrets de $\pm 2\pi$ d'amplitude. On utilise la fonction *unwrap* de MATLAB (dans le sens des x croissants) pour rendre $\Delta\varphi(x)$ continue.

Le calcul de $\Delta\varphi(x)$ présenté ci-dessus est répété à chaque ligne des photographies (selon z , cf. figure 5.7) afin de reconstruire complètement la surface de l'objet $h(x, z)$.

5.2.3 Reconstruction d'un objet calibré

On récapitule ici les différentes étapes de la Profilométrie par Transformée de Fourier en les illustrant. La méthode est utilisée pour reconstruire un objet bien étalonné que l'on a fabriqué avec l'imprimante 3D du laboratoire (cf. figure 5.8). Ce test de reconstruction nous permettra de vérifier que notre implémentation est correcte et aussi d'estimer l'incertitude commise sur la détermination de la hauteur.

La figure 5.9 rassemble les photographies des franges sur le fond du canal et sur l'objet immergé. Les profils de l'intensité lumineuse pour une même ligne sont présentés sur la figure 5.10 : la courbe noire correspond au fond plat et la courbe bleue à la photographie de l'objet. On voit clairement une

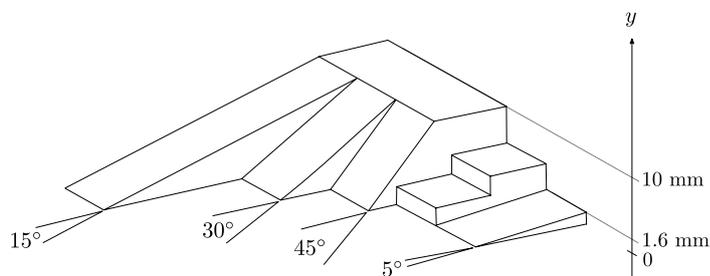


FIGURE 5.8 – Schéma de l'objet utilisé pour l'étalonnage de la PTF : celui-ci est composé de quatre pentes d'angles choisis ainsi que de deux marches de hauteur 2.5 mm chacune.

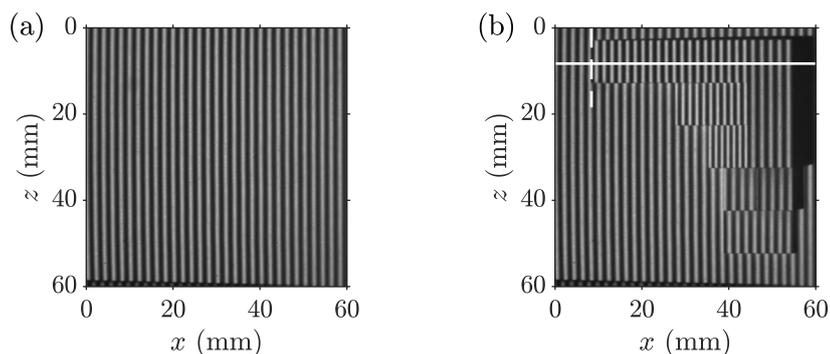


FIGURE 5.9 – (a) Photographie rognée des franges projetées sur le fond du canal, on rappelle que la longueur d'onde est $\lambda_0 = 2$ mm. (b) Photographie rognée des franges sur l'objet de calibration schématisé à la figure 5.8. La ligne pointillée repère l'extrémité de la pente de 15° et la ligne continue le plan de symétrie de cette même pente.

avance de phase des franges sur la pente de l'objet comparativement aux franges du fond plat.

Comme nous l'avons dit précédemment, le déphasage est extrait à partir des transformées de Fourier de l'intensité lumineuse $I(x)$: la figure 5.11

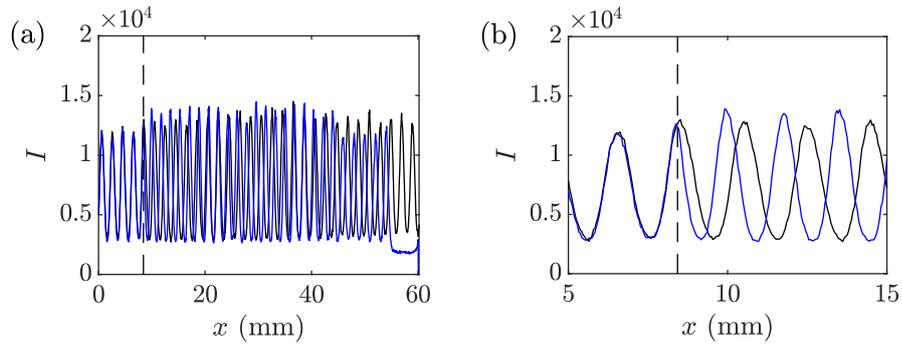


FIGURE 5.10 – Profils suivant x de l'intensité lumineuse des photographies de la figure 5.9 pour $z = 8.3$ mm (ligne pleine, cf. figure 5.9 (b)). (—), franges sur fond plat. (—), franges sur la pente de 15° . (a) Profils sur toute la largeur des photographies. (b) Zoom au bord de la pente de 15° (ligne pointillée, cf. figure 5.9 (b)) : le déphasage engendré par la présence de l'objet est bien visible.

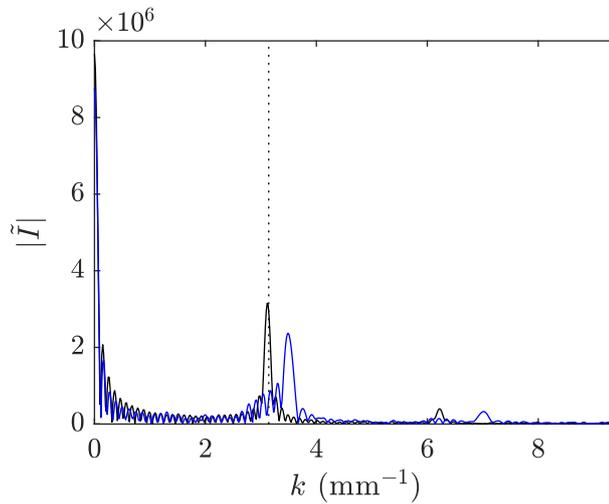


FIGURE 5.11 – Module de la transformée de Fourier de l'intensité lumineuse pour une ligne donnée (profils de $I(x)$ de la figure 5.10). (—), franges sur fond plat. (—), franges sur la pente de 15° . La ligne pointillée repère le nombre d'onde associé aux franges sur fond plat : $k_0 = \pi \text{ mm}^{-1}$.

5.2. PROFILOMÉTRIE PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER (PTF)

montre le module des transformées de Fourier des profils de la figure 5.10.

En isolant la partie des spectres autour du nombre d'onde k_0 (filtrage gaussien) et en prenant la partie imaginaire de l'expression (5.18), on obtient le déphasage brut $\Delta\varphi(x)$ (ligne continue de la figure 5.12 (a)). Les sauts discrets du déphasage sont corrigés (ligne discontinue de la figure 5.12 (a)) et on convertit finalement $\Delta\varphi(x)$ en hauteur $h(x)$ à l'aide de la formule (5.17) (cf. figure 5.12 (b)). Les opérations précédentes sont effectuées à chaque ligne des photographies et permettent d'avoir une carte topographique complète de l'objet (cf. figure 5.13 (a)). Nous pouvons noter que la méthode de PTF n'a pas permis de mesurer convenablement la hauteur au niveau des marches

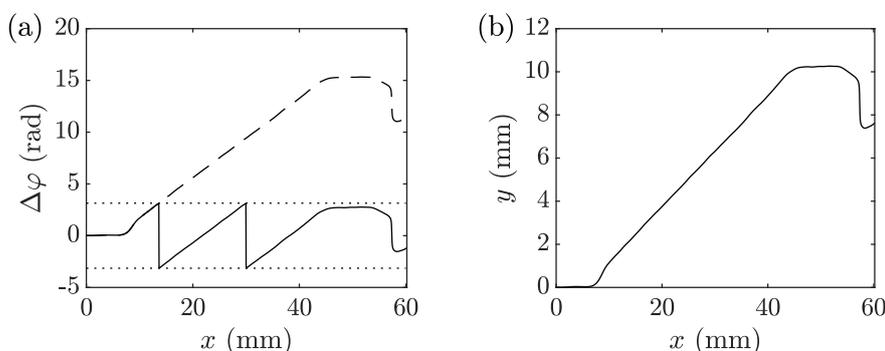


FIGURE 5.12 – (a) (—), déphasage brut entre les franges sur la pente de 15° et celles sur le fond plat. Les pointillés indiquent des déphasages de $\pm\pi$. (---), déphasage corrigé en utilisant la fonction *unwrap* de MATLAB. (b) Hauteur reconstruite.

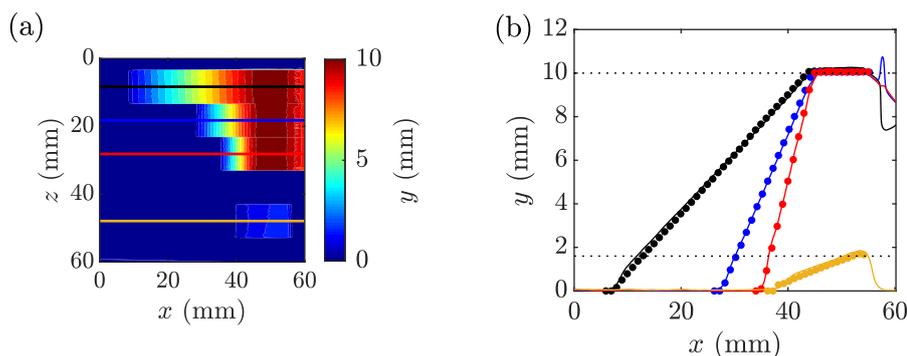


FIGURE 5.13 – (a) Reconstruction 3D de l'objet de la figure 5.8 par PTF. Les lignes de couleurs (z fixé) permettent de repérer la position des profils présentés sur le graphique de droite. (b) Profils de hauteur issus de la PTF (lignes pleines) et de mesures effectuées au comparateur (points).

(la hauteur varie trop brutalement) mais est adaptée pour des pentes variant de 5 à 45 °.

Afin d'estimer la précision de la PTF, on effectue une mesure indépendante de la hauteur de l'objet calibré avec un comparateur à cadran (le comparateur que nous utilisons a une résolution de 10 μm). Les mesures issues de la PTF et du comparateur sont présentées sur la figure 5.13 (b) en lignes continues et avec des points respectivement. Pour les quatre pentes, les deux méthodes donnent des résultats équivalents. L'écart moyen (en valeur absolue) entre les deux types de mesure est de 150 μm . Cette valeur de l'incertitude est typique des mesures par PTF puisque Cobelli *et al.* (2009) évaluent la leur à 200 μm . Dans la suite, on prendra $\Delta h = 0.2 \text{ mm}$ comme valeur de l'incertitude sur l'estimation de la hauteur par la PTF.

5.3 Barkhanes aquatiques : résultats

Dans cette partie, la PTF est appliquée aux barkhanes aquatiques. Nous présentons des résultats concernant la formation des dunes, leur morphologie, leur dynamique à court et long terme.

5.3.1 Dépôt initial de grains : morphologie et compacité

Tous les résultats présentés dans la suite proviennent d'expériences qui commencent toutes de la même façon : on forme un cône de grains sur le fond du canal rempli en faisant s'effondrer une colonne cylindrique (les grains ont été mouillés au préalable, cf. section 3.1.3).

On présente maintenant une expérience où une attention particulière a été portée afin de caractériser finement le dépôt granulaire initial. Le cylindre utilisé est en plastique transparent et son rayon intérieur vaut $r_c = 9.5 \pm 0.5 \text{ mm}$. On le remplit avec les grains en les versant par le dessus et en les laissant sédimenter ; ici on utilise des grains de verre avec $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ et la masse initiale vaut $m_0 = 5.31 \pm 0.01 \text{ g}$. La colonne de grains a une hauteur $h_c = 13 \pm 1 \text{ mm}$ (mesure sur le côté avec un régle) et son rapport d'aspect (hauteur sur rayon) vaut autour de 1.4. On estime la compacité initiale à partir du volume de la colonne de grains soit $\phi_0 = m_0 / (\rho_p \pi r_c^2 h_c) = 0.58 \pm 0.1$ ($\rho_p = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ g/mm}^3$ et $\Delta\phi_0/\phi_0 = \Delta m_0/m_0 + 2\Delta r_c/r_c + \Delta h_c/h_c$). Notons que l'incertitude relative sur la compacité est assez élevée du fait de l'imprécision des mesures de la hauteur et du rayon du cylindre. On retire le cylindre brusquement : la colonne s'effondre et forme le dépôt dont la reconstruction 3D est présentée sur la figure 5.14 (a). Ce tas initial est très proche d'un cône de hauteur 6.8 mm avec un demi angle au sommet de 73 ° comme le montre qualitativement la figure 5.14 (b). Une comparaison plus quantitative est visible sur la figure 5.15 où les profils expérimentaux du dépôt (courbes noires) sont superposés avec le profil d'un cône "parfait" (courbes rouges).

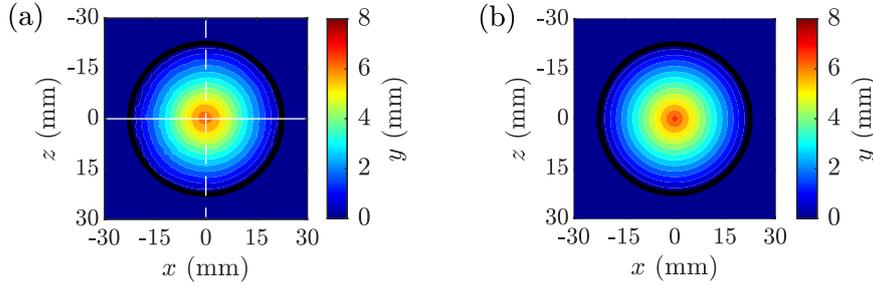


FIGURE 5.14 – (a) Reconstruction par PTF d'un tas conique composé de grains de verre avec $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$. Les lignes blanche continue et discontinue repèrent les profils de hauteur qui sont présentés à la figure 5.15. (b) Topographie d'un cône "parfait" avec un demi angle au sommet de 16.8° et un rayon à la base (en $y = 0$) de 22.5 mm.

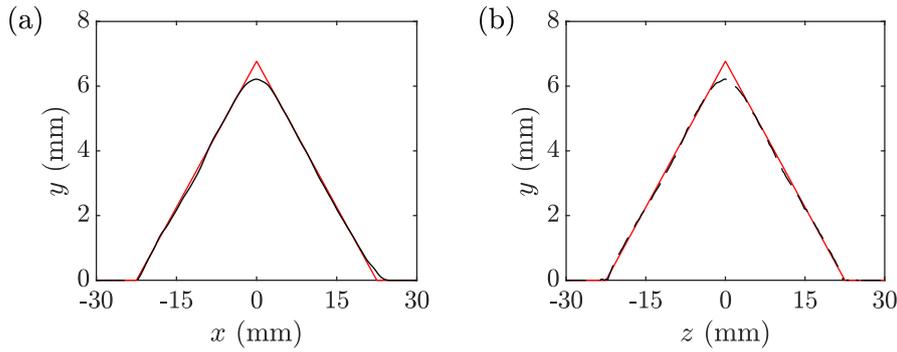


FIGURE 5.15 – Profils du tas initial de grains (—) et (---) et du cône (—) de la figure 5.14.

Les faces latérales du dépôt initial ont une pente de 17° nettement inférieure à la pente d'avalanche $\Theta_r \simeq 30^\circ$. Nous pouvons comparer cette valeur avec les résultats des expériences d'effondrement granulaire dans des fluides visqueux (de 10 à 20 fois plus visqueux que l'eau) réalisées par [Rondon et al. \(2011\)](#). [Rondon et al. \(2011\)](#) montrent que c'est la compacité du tas initial ϕ_0 qui fixe le rapport d'aspect du dépôt final et non le rapport d'aspect initial comme c'est le cas pour les effondrements dans l'air. Dans leurs expériences, la pente du dépôt final augmente linéairement avec la compacité : pour donner un ordre d'idée, elle vaut environ 9° pour une fraction volumique initiale $\phi_0 = 0.55$ et jusqu'à 20° pour $\phi_0 \gtrsim 0.59$. La valeur des pentes dans notre situation expérimentale ainsi que notre estimation de la

compacité initiale sont cohérentes avec l'étude de [Rondon *et al.* \(2011\)](#).

La compacité finale du dépôt ϕ_∞ peut se déduire grâce au volume du tas conique \mathcal{V} mesuré par PTF. Le volume est calculé en calculant l'intégrale (discrète) de $h(x, z)$ sur le plan horizontal soit $\mathcal{V} = \sum_x \sum_z h(x, z) \delta x \delta z$ avec $\delta x = \delta z = 4.6 \mu\text{m}$ la taille d'un pixel. En prenant $\Delta h = 200 \mu\text{m}$ l'incertitude sur la hauteur, on obtient $\mathcal{V} = 3568 \pm 384 \text{ mm}^3$ ce qui conduit à $\phi_\infty = m_0/(\rho_p \mathcal{V}) = 0.59 \pm 0.06$ ($\Delta \phi_\infty / \phi_\infty = \Delta m_0 / m_0 + \Delta \mathcal{V} / \mathcal{V}$). On trouve une compacité très légèrement supérieure à celle initialement mesurée ; même si nos estimations sont assez imprécises on peut conclure que l'effondrement n'entraîne pas de changement de compacité significatif. Nos deux estimations précédentes de compacité sont en bon accord avec la valeur usuelle $\phi = 0.6$ (on prendra d'ailleurs cette valeur dans la suite).

5.3.2 Formation des dunes

Une fois le dépôt initial formé, le canal est mis en route. Sous l'action du courant, le cône prend peu à peu la forme d'une barkhane. La figure [5.16](#) montre la morphologie 3D du tas au cours de quelques étapes de la formation.

De manière générale, on voit que le tas initial s'aplatit (la hauteur maximale diminue) et que deux cornes poussent sur les côtés. La figure [5.17](#) présente les profils de hauteur au cours du temps dans le plan de symétrie et dans un plan excentré (cf. lignes blanches pleine et pointillée de la figure [5.16](#)) : les grains situés dans la région centrale (cf. figure [5.17](#) (a)) sont redirigés sur les côtés (cf. figure [5.17](#) (b)) jusqu'à ce qu'un équilibre soit atteint ; la barkhane se déplace alors avec une forme stationnaire (en fait, la dune s'érode au cours du temps, on y reviendra par la suite).

[Alvarez et Franklin \(2017\)](#) proposent d'observer la croissance des cornes pour mesurer le temps de formation des barkhanes subaquatiques. En effet, l'augmentation et la saturation de la longueur des cornes \mathcal{L}_c au cours du temps permet de définir assez précisément un temps typique de formation (il est plus difficile de mesurer un temps de formation en s'intéressant uniquement à la variation temporelle de la longueur \mathcal{L} ou de la largeur \mathcal{W} des dunes). [Alvarez et Franklin \(2017\)](#) étudient la formation de barkhanes pour différentes vitesses d'écoulement et plusieurs types de grains : pour tous leurs cas expérimentaux, les dunes atteignent l'équilibre à un temps égal à $2.5t_c$ avec t_c défini comme étant la durée nécessaire pour que la dune (une fois formée) migre sur une distance égale à sa longueur autrement dit :

$$t_c = \mathcal{L}/v_d. \quad (5.19)$$

Dans le même état d'esprit, on trace sur la figure [5.18](#) (a) l'évolution de la longueur des cornes au cours du temps pour des barkhanes constituées de grains de verre avec $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ et pour différentes conditions d'écoulement. De la même façon qu'[Alvarez et Franklin \(2017\)](#), on voit très clai-

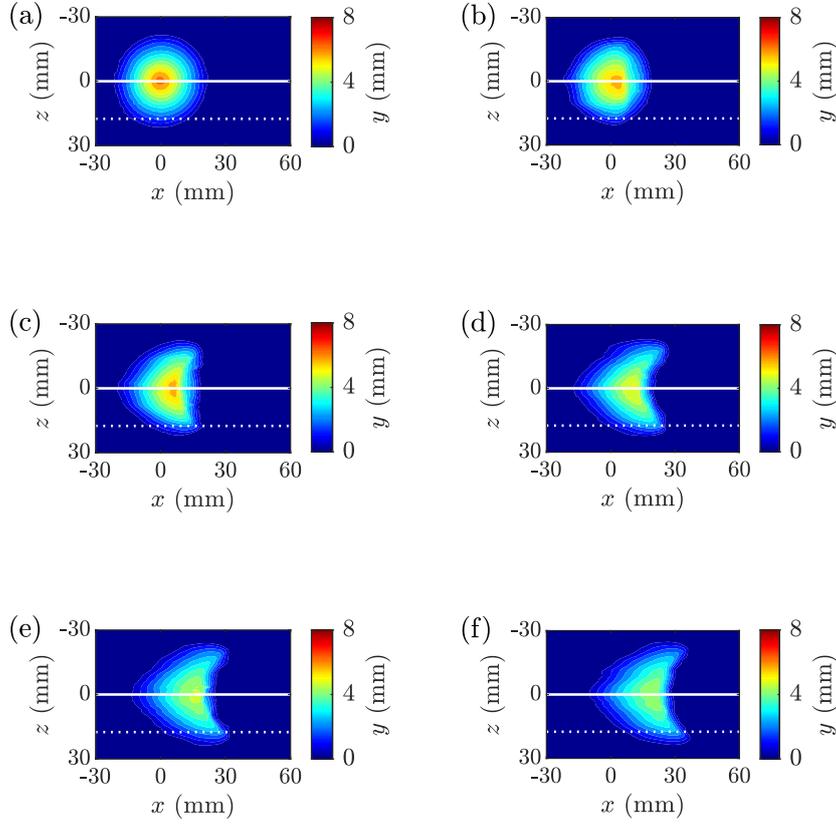


FIGURE 5.16 – Reconstructions 3D lors de la formation d’une barchane (grains de verre, $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$, $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$). Le temps croît de (a) à (f) par pas de temps $\Delta t = 4.375 \text{ s}$ ($0 \leq t \leq 21.875 \text{ s}$). On peut se référer à la figure 5.17 pour des coupes dans le plan de symétrie et dans un plan excentré latéralement (lignes continue et pointillée blanche).

rement une croissance de la longueur des cornes et un plateau d’équilibre. Le temps caractéristique nécessaire pour former les cornes diminue avec la vitesse de cisaillement. La figure 5.18 (b) montre que le temps caractéristique proposé par Alvarez et Franklin (2017) est également pertinent dans notre cas puisque les données adimensionnelles se rassemblent sur une courbe unique. Ici, les barchanes atteignent leur forme finale sur un temps valant environ une à deux fois le temps nécessaire pour parcourir leur longueur.

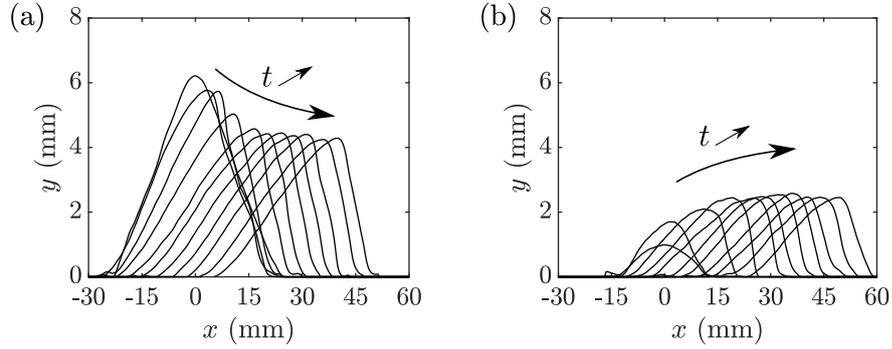


FIGURE 5.17 – Profils de hauteur dans le plan de symétrie (a) et dans un plan décalé latéralement (b) (cf. figure 5.16 lignes continue et pointillée blanche). Le pas de temps entre chaque profil est tel que $\Delta t = 4.375$ s ($0 \leq t \leq 43.75$ s). Une fois que la barchane est formée, on voit qu'elle se déplace avec une forme quasi constante.

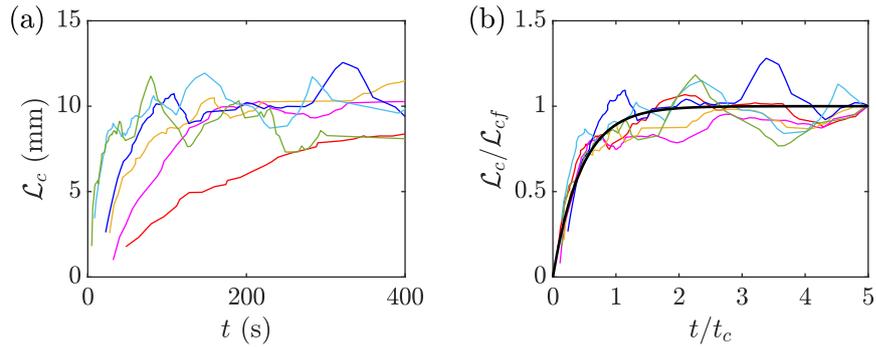


FIGURE 5.18 – (a) Évolution de la longueur moyenne des cornes au cours de la formation des barchanes. (b) Longueur des cornes adimensionnée par la longueur finale \mathcal{L}_{cf} en fonction du temps adimensionné par $t_c = \mathcal{L}/v_d$. (—), $\mathcal{L}_c/\mathcal{L}_{cf} = 1 - \exp(-t/(0.45t_c))$. Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130$ μm . (—) $u_\tau = 13.5$ mm/s, (—) $u_\tau = 14.6$ mm/s, (—) $u_\tau = 15.6$ mm/s, (—) $u_\tau = 16.7$ mm/s, (—) $u_\tau = 17.7$ mm/s, (—) $u_\tau = 18.7$ mm/s.

La croissance des cornes est bien décrite par une relaxation exponentielle comme le montre la courbe noire de la figure 5.18 (b) : la constante de temps de l'exponentielle valant $0.45t_c$. Notons que le choix de l'exponentielle est ici purement empirique et ne repose donc pas sur un argument théorique plus avancé. On retrouve ainsi la même phénoménologie décrite par Alvarez et Franklin (2017) : la seule différence réside dans le fait que nos temps caractéristiques de formation sont un peu plus courts que ceux de leur étude.

5.3.3 Morphologie des barkhanes : relations affines

Dans cette partie, nous nous intéressons brièvement à la forme des barkhanes (une fois qu'elles ont atteint l'équilibre). On se focalise en particulier sur les différents paramètres morphologiques à savoir la hauteur \mathcal{H} , la longueur \mathcal{L} , la largeur \mathcal{W} et la longueur \mathcal{L}_c des cornes (cf. figure 5.2 pour les définitions). Ici, on ne prétend pas apporter d'éléments nouveaux car Franklin et Charru (2011), dans une étude expérimentale menée à l'IMFT et dans un canal quasi-identique au notre, ont déjà renseigné de façon assez complète le sujet. On vérifie simplement que les paramètres morphologiques de nos barkhanes sont comparables aux leurs.

On trouve sur la figure 5.19 les mesures de \mathcal{H} , \mathcal{L} , \mathcal{W} et \mathcal{L}_c pour cinq types de grains différents ainsi que pour différentes conditions d'écoulements. Les

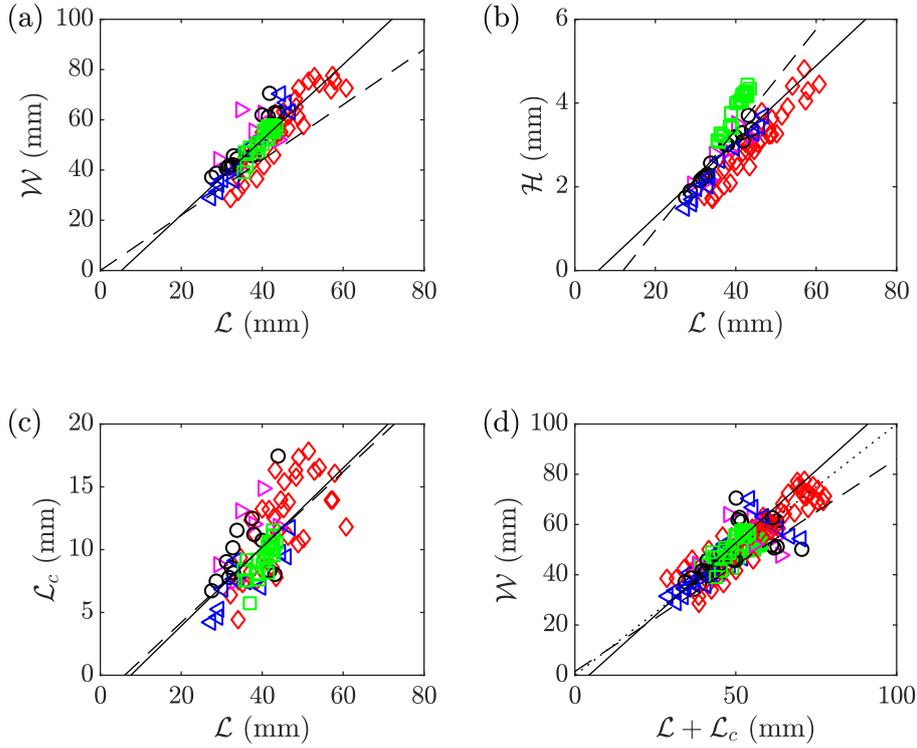


FIGURE 5.19 – Paramètres morphologiques des barkhanes formées avec des grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ (\square), $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond) et des grains de zircone de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\triangleleft) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\triangleright). (—), relations affines (5.20)–(5.23). (---), relations affines (5.24)–(5.27). La ligne pointillée sur la figure (d) correspond à $\mathcal{W} = \mathcal{L} + \mathcal{L}_c$.

résultats de 30 expériences différentes (type de grains et écoulement) sont présentés ; il y a en tout 92 points expérimentaux car on mesure \mathcal{H} , \mathcal{L} , \mathcal{W} et \mathcal{L}_c plusieurs fois au cours d'une même expérience. De la même manière que Franklin et Charru (2011), nous n'avons pas trouvé de variations significatives de la forme des dunes avec les régimes d'écoulements ; par conséquent, sur la figure 5.19, on utilise un seul et même symbole pour un type de grains et différentes vitesses d'écoulement. Même si nos résultats sont quelque peu dispersés, on trouve des relations affines entre les différents paramètres morphologiques qui sont indépendantes de la taille ou de la densité des grains. Des ajustements (lignes continues des figures 5.19 (a)-(c)) nous permettent d'écrire (toutes les longueurs sont exprimées en mm) :

$$\mathcal{W} = 1.5\mathcal{L} - 7.8, \quad (5.20)$$

$$\mathcal{H} = 0.09\mathcal{L} - 0.5, \quad (5.21)$$

$$\mathcal{L}_c = 0.3\mathcal{L} - 2.4. \quad (5.22)$$

En utilisant les formules (5.20) et (5.22), on peut exprimer la largeur de la dune en fonction de sa longueur totale (cornes comprises), ce qui donne (ligne continue de la figure 5.19 (d)) :

$$\mathcal{W} = 1.2(\mathcal{L} + \mathcal{L}_c) - 5. \quad (5.23)$$

De leur côté, Franklin et Charru (2011) proposent les relations suivantes (lignes discontinues des figures 5.19 (a)-(c)) :

$$\mathcal{W} = 1.1\mathcal{L}, \quad (5.24)$$

$$\mathcal{H} = 0.12\mathcal{L} - 1.4, \quad (5.25)$$

$$\mathcal{L}_c = 0.3\mathcal{L} - 1.8. \quad (5.26)$$

Note : on a déjà évoqué ces résultats de Franklin et Charru (2011) à la section 5.1.2 avec les relations (5.6)-(5.8) qui sont strictement équivalentes à celles présentées ci-dessus (ici, le choix a été fait d'exprimer les différents paramètres morphologiques en fonction de \mathcal{L}).

Les formules (5.24) et (5.26) conduisent à (ligne discontinue de la figure 5.19 (d)) :

$$\mathcal{W} = 0.8(\mathcal{L} + \mathcal{L}_c) + 1.5. \quad (5.27)$$

Nos résultats expérimentaux sont très proches de ceux de Franklin et Charru (2011). Une remarque intéressante peut être faite sur la figure 5.19 (d) : on voit en effet que les barkhanes aquatiques sont quasiment aussi longues que larges comme en atteste la ligne pointillée d'équation $\mathcal{W} = \mathcal{L} + \mathcal{L}_c$.

5.3.4 Morphologie d'une barkhane

Nous étudions maintenant en détails la morphologie d'une barkhane dont la reconstruction par PTF est visible sur la figure 5.20. Cette barkhane particulière est constituée de grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$, la vitesse de cisaillement du canal vaut $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$ ($Re = 26600$). Cette dune se déplace à la vitesse $v_d = 0.99 \text{ mm/s}$, a une hauteur maximale $\mathcal{H} = 4.1 \text{ mm}$, sa longueur \mathcal{L} est de 41.4 mm , sa largeur \mathcal{W} est de 53.5 mm et la longueur moyenne de ses cornes vaut $\mathcal{L}_c = 8.2 \text{ mm}$. Le durée qui s'est écoulée depuis le lancement du canal pour aboutir à cette dune est $t = 129.3 \text{ s}$ soit en temps adimensionnel $t/t_c = tv_d/\mathcal{L} \simeq 3$. D'après le paragraphe 5.3.2, on peut raisonnablement dire que la barkhane de la figure 5.20 est dans un état stationnaire.

Dans la suite, on s'inspire du travail de [Sauermann *et al.* \(2000\)](#) proposant de décrire la morphologie 3D des barkhanes à partir d'un jeu de trois paraboles dont les paramètres sont déterminés par régression de mesures de la forme de dunes de terrain (barkhanes éoliennes). En effet, [Sauermann *et al.* \(2000\)](#) utilisent deux profils de hauteur (un dans le plan de symétrie, un dans le plan transverse passant par le sommet de la dune) ainsi que le bord de la face d'avalanche (projetée sur le plan horizontal) pour décrire complètement le dos de leurs dunes; au delà du bord, [Sauermann *et al.* \(2000\)](#) fixent la pente comme étant égale à la pente d'avalanche. L'ensemble

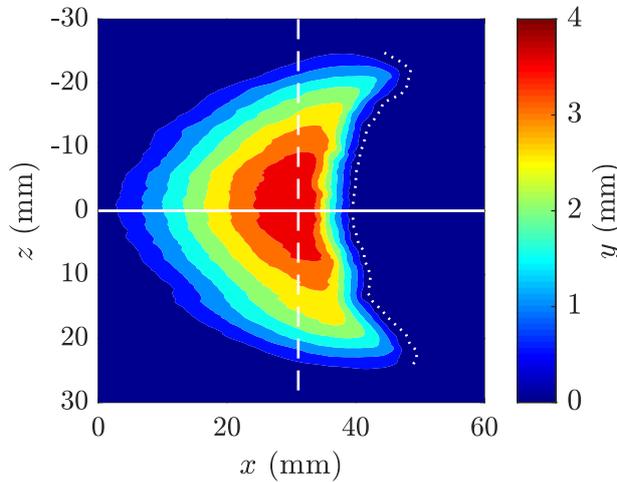


FIGURE 5.20 – Morphologie 3D d'une barkhane à l'équilibre (grains de verre, $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$, $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$). La ligne continue blanche repère le plan de symétrie (cf. figure 5.21 (a)), la ligne blanche discontinue passe par le sommet et coupe la dune transversalement (cf. figure 5.21 (b)), la ligne blanche pointillée repère le pied de la face d'avalanche (cf. figure 5.22).

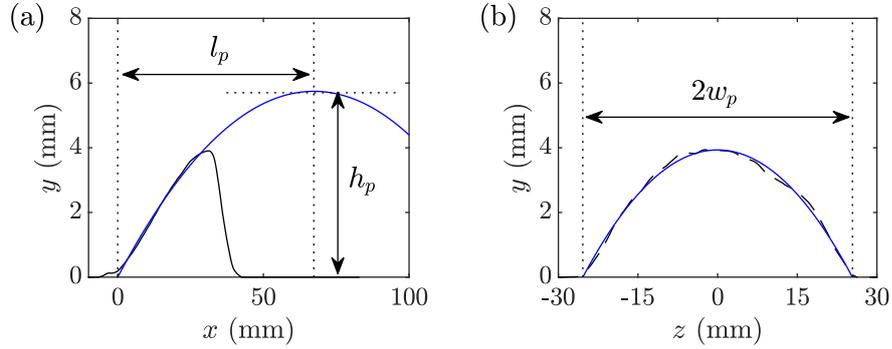


FIGURE 5.21 – Profils de hauteur dans le plan de symétrie (a) et dans le plan transverse (b) de la dune de la figure 5.20. (—), ajustements paraboliques, cf. équations (5.28) et (5.29). Les longueurs caractéristiques l_p , h_p et w_p seront utilisées dans la suite pour adimensionnaliser les axes x , y et z respectivement.

paraboloïde/face d’avalanche ainsi obtenu a une forme très similaire aux barkhanes naturelles.

La figure 5.21 montre que les profils de hauteur de notre barkhane dans le plan de symétrie (ligne continue noire, cf. figure 5.21 (a)) et dans le plan transverse passant par le sommet de la dune (ligne discontinue noire, cf. figure 5.21 (b)) sont très proches de paraboles (courbes bleues). De la même manière que dans l’article de [Sauermann *et al.* \(2000\)](#), on adimensionne les axes x , y et z en prenant pour longueurs caractéristiques respectives l_p la demi-longueur de la parabole de la figure 5.21 (a), h_p sa hauteur maximale et w_p la demi-largeur de la parabole de la figure 5.21 (b). Les nouvelles variables sans dimension sont alors notées \tilde{x} , \tilde{y} et \tilde{z} . Cet adimensionnement présente l’avantage de simplifier l’écriture des différentes équations des paraboles. La parabole dans le plan de symétrie (cf. figure 5.21 (a)) vérifie alors (l’origine des \tilde{x} est fixée au pied de la dune) :

$$\tilde{y} = -\tilde{x}(\tilde{x} - 2), \quad (5.28)$$

où $\tilde{y} = y/h_p$ et $\tilde{x} = x/l_p$ avec, ici, $h_p = 5.7$ mm et $l_p = 67.3$ mm. Dans le plan transverse passant par le sommet (cf. figure 5.21 (b)), la parabole a pour équation (l’origine des \tilde{z} correspond au plan de symétrie) :

$$\tilde{y} = 0.7(1 - \tilde{z}^2), \quad (5.29)$$

où $\tilde{z} = z/w_p$ avec $w_p = 25.4$ mm et le facteur 0.7 provient du rapport des hauteurs maximales des paraboles dans les plans transverse et de symétrie ($4.1/h_p = 4.1/5.7 \simeq 0.7$).

5.3. BARKHANES AQUATIQUES : RÉSULTATS

On construit un paraboloïde en s'appuyant sur les équations (5.28) et (5.29) de sorte que le maximum de la parabole transverse (cf. figure 5.21 (b)) coïncide avec celui de la parabole du plan de symétrie selon \tilde{x} (cf. figure 5.21 (a)). L'équation de la surface d'un tel paraboloïde est :

$$\tilde{y}_{dos} = -\tilde{x}(\tilde{x} - 2) - 0.7\tilde{z}^2. \quad (5.30)$$

La formule (5.30) décrit le dos de la barkhane, elle est valable uniquement pour $\tilde{y}_{dos} \geq 0$ et pour tout \tilde{x} et \tilde{z} effectivement sur la face amont de la dune. On peut s'attarder sur la première condition ($\tilde{y}_{dos} \geq 0$) et en particulier chercher l'intersection du paraboloïde avec l'horizontale ($\tilde{y}_{dos} = 0$) qui se réécrit :

$$(\tilde{x} - 1)^2 + \frac{\tilde{z}^2}{(1/\sqrt{0.7})^2} = 1. \quad (5.31)$$

On reconnaît l'équation d'une ellipse dont les coordonnées du centre sont $(\tilde{x}, \tilde{z}) = (1, 0)$ avec un demi-petit axe (selon \tilde{x}) de longueur 1 et un demi-grand axe (selon \tilde{z}) de longueur $1/\sqrt{0.7} \simeq 1.2$.

Si on revient au cas de la barkhane, il nous reste maintenant à décrire la face d'avalanche. Nous faisons un choix différent de [Sauermann et al. \(2000\)](#) qui utilisent le bord de la face d'avalanche pour délimiter le dos de la dune et sa face d'avalanche. Ici, le bord n'est pas aisément repérable car la transition entre la crête (le point le plus haut de la dune) et le début de la face d'avalanche se fait de manière continue et non de façon abrupte (cf. figure 5.21 (a)). Pour cette raison, on utilise plutôt le pied de la face

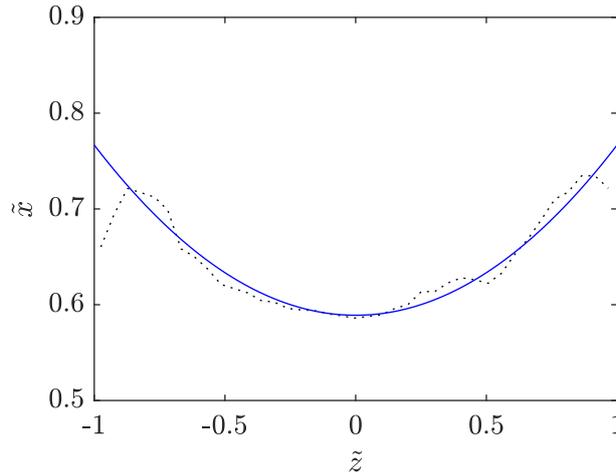


FIGURE 5.22 – Position du pied de la face d'avalanche de la dune de la figure 5.20. (—), ajustement parabolique, cf. équation (5.32).

d'avalanche qu'on trace (en version adimensionnelle) à la figure 5.22. Un troisième et dernier ajustement parabolique nous permet d'obtenir :

$$\tilde{x}_{pied} = -0.18\tilde{z}^2 + 0.59. \quad (5.32)$$

On utilise la valeur usuelle de l'angle de repos soit $\Theta_r = 30^\circ$ (valeur en accord avec nos mesures) et on génère la face d'avalanche avec des droites de pente $-\tan(\Theta_r\pi/180) = -0.58$, telles que :

$$\tilde{y}_{avlch} = -0.58l_p/h_p(\tilde{x} - \tilde{x}_{pied}) = -6.8(\tilde{x} - \tilde{x}_{pied}), \quad (5.33)$$

avec \tilde{x}_{pied} donné par l'équation (5.32).

Nous avons désormais toutes les informations nécessaires pour reconstruire complètement la barkhane : on utilise l'équation (5.30) pour le dos de la dune et les équations (5.32) et (5.33) pour la face d'avalanche. Il reste cependant à déterminer l'intersection des deux faces : pour \tilde{z} fixé, il suffit d'égaliser les équations (5.30) et (5.33) et de résoudre l'équation du second degré en \tilde{x} ainsi obtenue pour trouver la position du bord \tilde{x}_{bord} de la face d'avalanche.

Le résultat de notre paramétrisation de la morphologie de la barkhane est visible sur la figure 5.23 (b) avec en regard, la barkhane expérimentale sur la figure 5.23 (a). La courbe noire en trait plein correspond à la réunion de l'ellipse (5.31) et de la parabole du pied (5.32), la courbe noire en trait pointillé marque le bord de la face d'avalanche. Qualitativement, on voit que l'accord entre les deux morphologies 3D semble être bon ; en particulier l'ellipse du pied de la face amont (qui est en quelque sorte une prédiction de la "modélisation") coïncide bien avec la forme du pied amont expérimental.

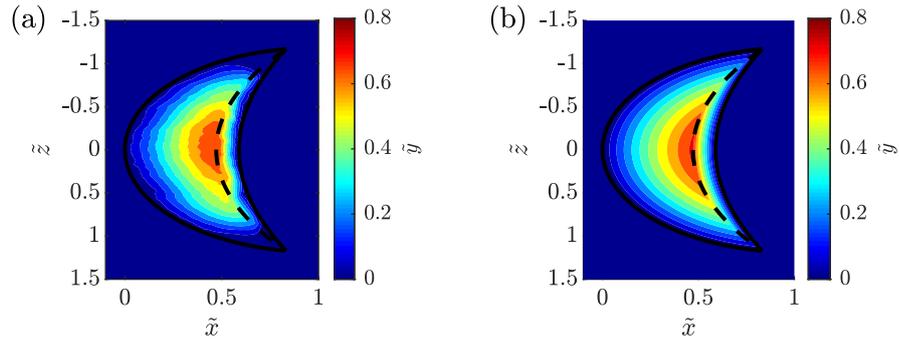


FIGURE 5.23 – (a) Morphologie 3D de la barkhane de la figure 5.20 avec les axes adimensionnés. (b) Résultat de la "modélisation" de la barkhane à partir de paraboles. La ligne continue noire correspond au pied de la barkhane "modèle" et la ligne discontinue à sa ligne de crête c'est-à-dire à l'intersection entre le dos et la face d'avalanche.

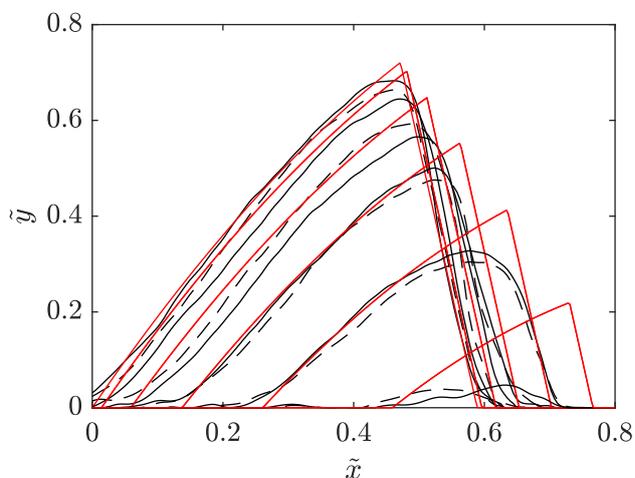


FIGURE 5.24 – (—) et (---), profils de hauteur de la dune de la figure 5.23 (a) dans le plan de symétrie ($\tilde{z} = 0$) et pour $\tilde{z} = \pm 0.2, \pm 0.4, \pm 0.6, \pm 0.8, \pm 1$. (—), profils de la dune "modèle" (cf. figure 5.23 (b)) en $\tilde{z} = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$ (la dune est symétrique).

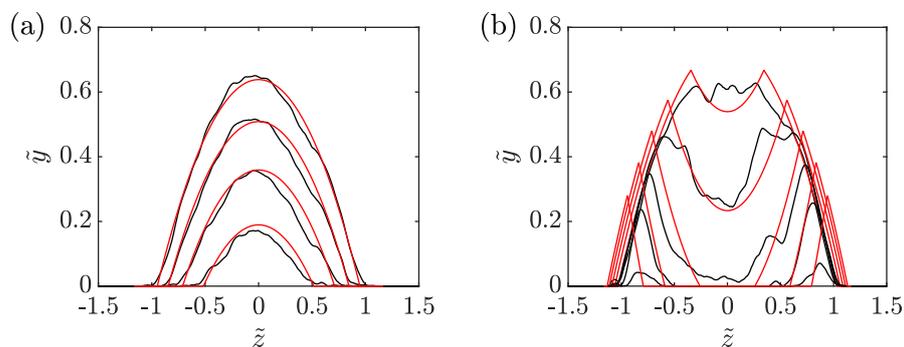


FIGURE 5.25 – Profils de hauteur des dunes des figures 5.23 (a) et (b) dans les plans $\tilde{x} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ (a) et $\tilde{x} = 0.5, 0.55, 0.60, 0.65$ et 0.7 (b). (—), dune expérimentale. (—), dune "modèle".

On fait une comparaison plus quantitative des deux dunes en présentant des profils de hauteur selon \tilde{x} et \tilde{z} aux figures 5.24 et 5.25 respectivement. Les profils longitudinaux (cf. figure 5.24) de la dune modèle (lignes pleines rouges) collent assez bien avec la dune expérimentale (lignes pleines et pointillées noires), et ce, d'autant plus qu'on est proche du plan de symétrie. Sur les côtés, cependant, on voit que la dune "modèle" surestime la hauteur des cornes. Le bord de la face d'avalanche est aussi très marqué contrairement

à celui la barkhane de laboratoire qui est arrondi. La figure 5.25 (a) montre un accord très satisfaisant entre les profils transverses sur le dos de la dune. Au delà du bord d'avalanche, des différences morphologiques un peu plus importantes sont visibles (cf. figure 5.25 (b)) et, en particulier, au niveau des cornes.

En conclusion, nous pouvons dire que le dos de notre barkhane aquatique est très bien décrit par le parabolôïde de l'équation (5.30). En ce qui concerne les cornes et le bord et la face d'avalanche, la barkhane "modèle" reproduit qualitativement la forme expérimentale même si on peut noter des différences non négligeables.

5.3.5 Vitesse des barkhanes

La vitesse des barkhanes est déterminée à partir des positions successives du centre de masse au cours du temps. Un exemple typique de la méthode de mesure de la vitesse des dunes est visible sur la figure 5.26 ; il concerne les plus petits grains de verre ($D_{v50} = 130 \mu\text{m}$). On peut noter que le suivi s'effectue sur des distances relativement grandes c'est-à-dire au moins 10 fois supérieures à la taille \mathcal{L} des dunes. Pour les différents écoulements, la position de la barkhane augmente linéairement avec le temps. Il est donc raisonnable d'affirmer que les dunes se déplacent à vitesse constante v_d ,

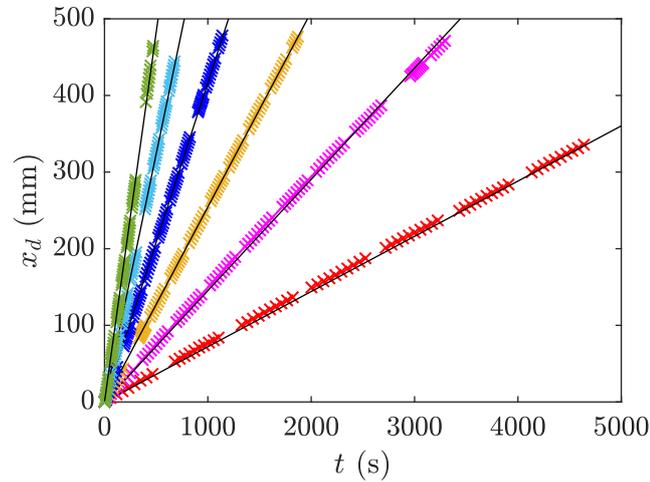


FIGURE 5.26 – Position du centre de masse des dunes au cours du temps. Grains de verre avec un diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$. (\times) $u_\tau = 13.5 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$. (—), ajustements linéaires permettant de déterminer la vitesse des dunes v_d .

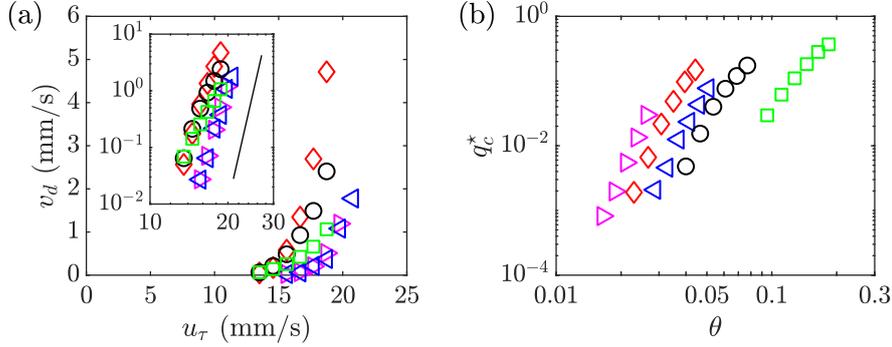


FIGURE 5.27 – (a) Vitesse des dunes en fonction de la vitesse de cisaillement. Encart : échelles logarithmiques et (—), loi de puissance $v_d \propto u_\tau^n$ avec $n = 20$. (b) Flux de grains à la crête adimensionné en fonction du nombre de Shields. Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ (\square), $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond) et grains de zircon de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\triangleleft) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\triangleright).

cette dernière est estimée grâce à la pente des ajustements linéaires (lignes continues sur la figure 5.26).

Pour les 5 types de grains, on trace la vitesse v_d des dunes en fonction de la vitesse de cisaillement u_τ sur la figure 5.27 (a). On remarque que la vitesse des dunes augmente très rapidement avec la vitesse de cisaillement. Sur l’encart de la figure 5.27 (a), on voit qu’il existe des lois de puissance entre v_d et u_τ avec un exposant autour de 20. Cette valeur très élevée de l’exposant de la loi de puissance traduit le fait qu’une faible variation du cisaillement entraîne un fort changement de la vitesse des dunes. Ces résultats sont très similaires à ceux obtenus sur un fond plat où des lois de puissance avec un exposant identique reliait le flux de grains à la vitesse de cisaillement (cf. figure 4.4).

5.3.6 Loi de transport à la crête

Afin d’effectuer une comparaison plus quantitative entre le transport sur les barkhanes et celui sur fond plat, on s’intéresse maintenant au flux à la crête des barkhanes q_c plutôt qu’à leur vitesse v_d . On rappelle que la conservation de la masse nous permet d’écrire $q_c = \phi v_d \mathcal{H}$ (cf. équation (5.10), relation toujours vraie pour peu que la situation soit bidimensionnelle) avec ici $\phi = 0.6$, v_d mesurée en suivant le centre de masse et \mathcal{H} déterminée par PTF. Dans la suite, on utilisera la version sans dimension du flux à la crête soit $q_c^* = q_c / (v_s D_{v50})$. On trace q_c^* en fonction du nombre de Shields θ (cf. définition (4.1) avec τ_w vérifiant la corrélation de Blasius) sur la figure 5.27 (b). L’utilisation de θ et q_c^* tend à rassembler les données concernant les grains

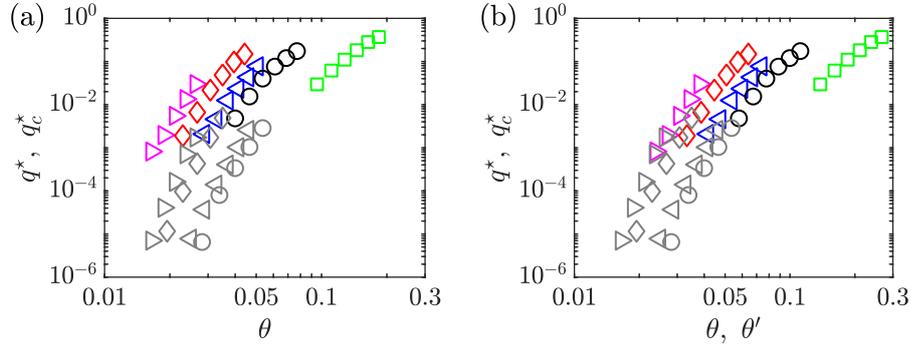


FIGURE 5.28 – (a) Flux granulaire sans dimension en fonction du nombre de Shields basé sur le cisaillement au fond du canal. (b) Mêmes données que sur la figure (a) mais, pour les barkhanes, le nombre de Shields est calculé en prenant un cisaillement à la crête tel que $\theta' = 1.45\theta$. Les symboles gris correspondent aux flux sur lits plats et ceux de couleur aux flux à la crête des dunes. Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ (\square), $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ, \circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond, \diamond) et grains de zircone de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ ($\triangleleft, \triangleleft$) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\triangle, \triangle).

de même taille. Toutefois, nous n’obtenons pas une seule courbe maîtresse. En fait, ces constats sont identiques à ceux faits pour les lits plats (cf. figure 4.7).

On superpose les débits à la crête des barkhanes q_c^* (symboles de couleurs) avec les débits mesurés sur lits plats q^* (symboles gris) sur la figure 5.28. La figure 5.28 (a) montre que les données concernant les barkhanes sont cohérentes avec celles du lit plat (évolution similaire de q_c^* avec θ et avec le type de grains) mais les courbes ne se prolongent pas. Jusqu’ici, on a considéré que le cisaillement à la crête était égal au cisaillement sur le fond plat du canal puisqu’on associe la valeur q_c^* à θ (cf. définition (4.1)). En fait, on sait que cela est faux (l’écoulement est accéléré le long de la dune, le cisaillement augmente du pied à la crête) et c’est pourquoi les flux à la crête des barkhanes ne sont pas alignés avec les flux mesurés sur les lits plats. Par exemple, [Charru et Franklin \(2012\)](#) ont mesuré le cisaillement à la crête de barkhanes aquatiques : pour une dune immobile (cisaillement inférieur au seuil de transport) le cisaillement vaut 2 fois celui en amont sur fond plat, pour une dune mobile le cisaillement semble diminuer et valoir autour de 1.5 fois celui en amont. Dans un contexte éolien, [Wiggs et al. \(1996\)](#) mesurent des cisaillements à la crête d’une maquette de dune placée en soufflerie et d’une barkhane de terrain entre 1.5 et 1.6 fois supérieurs au cisaillement sur fond plat. Les mesures de [Sauermann et al. \(2003\)](#) à la crête d’une barkhane de terrain montrent que le cisaillement est 2 fois plus élevé qu’en amont.

5.3. BARKHANES AQUATIQUES : RÉSULTATS

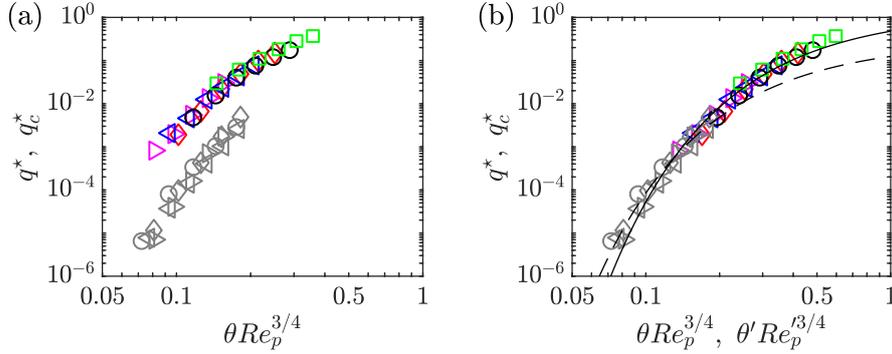


FIGURE 5.29 – (a) Flux granulaire adimensionnel en fonction de $\theta Re_p^{3/4}$. (b) Données identiques à celles de la figure (a) avec, pour les barkhanes, le nombre de Shields calculé avec $\theta' = 1.45\theta$ et le nombre de Reynolds particulaire $Re' = \sqrt{1.45}Re_p$; (—), ajustement de la forme $a_{fit} \exp(-b_{fit}/(\theta Re_p^{3/4}))$ avec $a_{fit} = 1.3 \pm 0.2$, $b_{fit} = 1.01 \pm 0.03$ et $R^2 = 0.81$; (---), équation (4.39). Les symboles gris correspondent aux flux sur lits plats et ceux de couleur aux flux à la crête des dunes. Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ (\square), $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ, \circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond, \diamond) et grains de zircone de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ ($\triangleleft, \triangleleft$) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ ($\triangleright, \triangleright$).

En prenant un cisaillement 1.45 fois plus élevé à la crête que celui sur le fond (on remplace θ par $\theta' = 1.45\theta$), on voit sur la figure 5.28 (b) qu'on obtient, pour un type de grains donné, une courbe unique (on rappelle que nous n'avons pas de données de flux sur les lits plats avec les plus petits grains de verre). Cette valeur du cisaillement à la crête déterminée empiriquement est tout à fait raisonnable et comparable à celles que l'on trouve dans la littérature (cf. paragraphe précédent).

Remarque : la très grande sensibilité du débit granulaire avec le nombre de Shields est flagrante sur la figure 5.28 : q^* varie sur cinq ordres de grandeur alors que θ varie sur à peine plus d'un ordre de grandeur.

Nous avons vu au chapitre précédent qu'on pouvait rassembler tous les débits mesurés sur lits plats en remplaçant θ par $\theta Re_p^{3/4}$ (cf. figure 4.8). La figure 5.29 (a) montre que cela est aussi vrai pour les débits granulaires à la crête des barkhanes. Ce constat renforce le bien-fondé d'utiliser le paramètre empirique $\theta Re_p^{3/4}$ pour décrire le transport : celui-ci permet de regrouper les données pour 5 types de grains différents (il y a un facteur 4 entre la taille des plus petits et des plus gros grains et un facteur 1.5 sur les densités), et ce, sur une gamme de débits adimensionnés étendue (pratiquement cinq ordres de grandeur). La figure 5.29 (b) tient compte du fait que le cisaillement à la crête des barkhanes est plus élevé que le cisaillement s'exerçant sur le fond du canal ; q_c^* y est tracé en fonction de $\theta' Re_p'^{3/4}$ avec, on le rappelle,

$\theta' = 1.45\theta$ et, pour être cohérent, $Re'_p = \sqrt{1.45}Re_p$ (cf. définitions (2.8), (3.1) et (4.1)). On effectue un nouvel ajustement de la même forme que celui pour les expériences sur lits plats (ligne discontinue, équation (4.39)) et on trouve finalement (ligne continue) :

$$q^* = 1.3e^{-1.01/(\theta Re_p^{3/4})}. \quad (5.34)$$

La loi de transport empirique ci-dessus a été dérivée de telle sorte que les débits à la crête des barkhanes prolongent la courbe des débits mesurés sur les lits plats. Ainsi, nous avons fait l'hypothèse implicite que le transport sur les dunes est à l'équilibre c'est-à-dire qu'on retrouve à la crête un débit qui serait identique à celui qu'on trouverait sur un lit plat (situation homogène et stationnaire en moyenne) cisailé avec une vitesse de frottement identique à celle qui s'exerce sur la crête. Cette hypothèse sera rediscutée dans le chapitre suivant dans lequel nous tenterons d'évaluer l'impact des effets hors équilibre sur le transport (le cisaillement variant le long de la dune, la situation est inhomogène et des effets de relaxation peuvent donc apparaître).

5.3.7 Migration des barkhanes sans déformation

Nos observations tendent fortement à montrer que les barkhanes aquatiques migrent sans déformation ; par exemple, les profils de hauteur de la figure 5.17 (une fois la dune formée) sont cohérents avec un mouvement de translation pure de la barkhane. Pour être plus quantitatif, on peut revenir à la discussion de la section 5.1.3 où nous avons traité le cas particulier d'une dune se déplaçant à vitesse constante sans se déformer. L'équation de conservation de la masse (cf. équation (5.11)) conduit alors à une relation de proportionnalité entre le flux de grains et le profil de hauteur en tout point de la dune (cf. équation (5.13)). Ici, on se propose de vérifier qu'effectivement l'équation (5.13) est valide pour les barkhanes aquatiques.

Nos mesures obtenues par PTF nous permettent d'avoir accès à la fois au profil de la dune $h(x, t)$ mais aussi, de manière indirecte, au flux de grains $q(x, t)$ (dans la suite, on se place dans le plan de symétrie des dunes). En effet, on peut obtenir le flux en intégrant l'équation de conservation de la masse (cf. équation (5.11) avec $\partial q/\partial z = 0$) :

$$q(x, t) = -\phi \int_0^x \frac{\partial h(\chi, t)}{\partial t} d\chi \quad (5.35)$$

avec $\phi = 0.6$ la compacité et $\chi = 0$ correspondant au pied de la dune. La dérivée temporelle $\partial_t h$ est calculée à partir des profils de hauteur expérimentaux recueillis au cours du temps soit : $\partial_t h(x, t) = (h(x, t + \Delta t) - h(x, t))/\Delta t$ (différence finie). Nous devons choisir un pas de temps adapté tel que la différence $h(x, t + \Delta t) - h(x, t)$ ne soit ni trop grande (calcul d'une dérivée

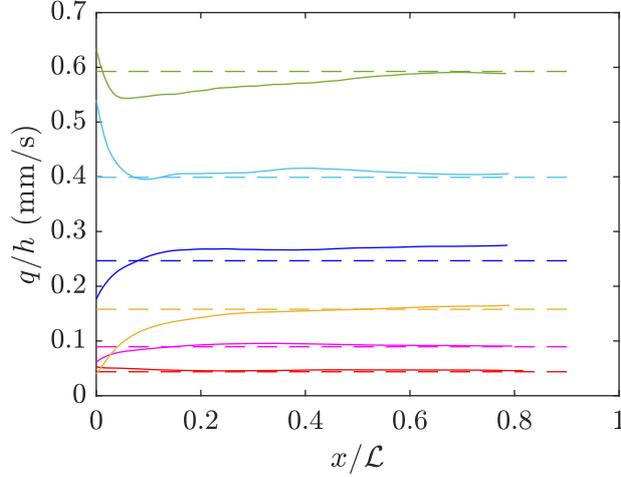


FIGURE 5.30 – Rapport q/h le long du dos des barkhanes (lignes continues). On rappelle que le flux q est calculé à partir de (5.35) et qu'on a moyenné en temps q et h . Les lignes discontinues correspondent au produit ϕv_d . Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$. (—) $u_\tau = 13.5 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$.

instantanée) ni trop petite (inférieure à l'incertitude commise par la PTF : $\Delta h = 0.2 \text{ mm}$). Dans les faits, un pas de temps qui donne des résultats satisfaisants est tel que $\Delta t = 1/v_d$ c'est-à-dire que Δt est la durée nécessaire à la dune pour parcourir 1 mm (v_d exprimée en mm/s). Afin de lisser les résultats, on moyenne temporellement le flux q sur 20 instants successifs différents (on se ramène dans le référentiel de la dune avant de moyennner) ; on fait de même pour le profil de hauteur h .

La figure 5.30 montre le rapport q/h en fonction de x/\mathcal{L} sur le dos de la dune ($x/\mathcal{L} \lesssim 0.8$) pour des grains de verre de diamètre $130 \mu\text{m}$ et pour différents écoulements (lignes pleines). On trace aussi en lignes discontinues le produit ϕv_d . Le premier constat est que le rapport q/h est quasi constant suivant x pour tous les types d'écoulements. Il semblerait qu'au pied des dunes, cependant, cela soit moins vrai : ce n'est pas surprenant car c'est à cet endroit que la hauteur est plus faible et que, du fait de la résolution de nos mesures, il devient délicat de mesurer h et a fortiori de calculer q . On estime maintenant la distance x/\mathcal{L} à partir de laquelle nos mesures de hauteur peuvent être considérées comme fiables c'est-à-dire qu'on cherche à estimer la distance (à partir du pied de la dune) telle que la hauteur mesurée soit au moins 2 fois supérieure à l'erreur commise par la PTF (on rappelle que cette erreur vaut $\Delta h = 0.2 \text{ mm}$). En prenant une pente de

6° typique pour les barkhanes, la distance suffisante à partir du pied pour laquelle $h \geq 2\Delta h$ vaut simplement $2\Delta h / \tan(6\pi/180) \simeq 4$ mm (on suppose que la hauteur varie linéairement avec x). En utilisant $\mathcal{L} \simeq 50$ mm la longueur caractéristique des dunes de notre étude, on obtient finalement $h \geq 2\Delta h$ pour $x/\mathcal{L} \geq 4/50 = 0.08$. Ainsi pour $x/\mathcal{L} \lesssim 0.1$, il convient de rester prudent quant à l'interprétation du comportement des courbes q/h de la figure 5.30 car les mesures dans cette zone sont, comme nous venons de le voir, assez imprécises.

Le second constat est que le rapport q/h est très proche du produit ϕv_d le long du dos de la dune : on peut dire que nos dunes expérimentales vérifient l'équation (5.13) ce qui signifie qu'elles se déplacent à la vitesse v_d sans se déformer. On peut tirer la même conclusion pour les barkhanes constituées des autres types de grains ; des courbes similaires à celles de la figure 5.30 sont visibles sur l'annexe G (les résultats sont un peu plus bruités car les grains ont maintenant des tailles supérieures à la résolution de la PTF).

5.3.8 Estimation du cisaillement sur le dos des barkhanes à partir du flux de grains

Dans ce paragraphe, nous allons voir qu'il est possible d'estimer la valeur du cisaillement sur le dos des dunes (du pied à la crête) en inversant les lois de transport trouvées au chapitre précédent. Habituellement, les lois de transport sont utilisées pour prédire la quantité de sédiments charriés connaissant les propriétés des grains et le cisaillement (θ connu) : on a une relation du type $q^* = f(\theta)$. Nous venons de montrer que les barkhanes aquatiques se déplaçaient sans se déformer et donc que le flux granulaire sur le dos des dunes peut être calculé avec $q(x) = \phi v_d h(x)$ (cf. équation (5.13)). Ici, nous connaissons $q^*(x)$ et supposons $\theta(x)$ inconnu : nous sommes dans une situation inverse d'une loi de transport. On se propose d'utiliser le flux pour en déduire le cisaillement le long des dunes en exprimant θ en fonction de q^* . Les lois de transport déterminées sur lits plats sont de la forme $q^* = a_{fit} \exp(-b_{fit}/\theta)$ (cf. figure 4.7) et en les inversant, on obtient :

$$\theta(x) = \frac{-b_{fit}}{\log(q^*(x)/a_{fit})}, \quad (5.36)$$

avec les coefficients empiriques a_{fit} et b_{fit} donnés dans le tableau 4.1 et $q(x) = \phi v_d h(x)$. Notons que, de la même manière que dans notre discussion à propos du flux à la crête des dunes, nous faisons l'hypothèse que nous sommes dans une situation d'équilibre c'est-à-dire qu'à cisaillement donné, le flux est égal à celui qu'on mesurerait dans une situation homogène et stationnaire en moyenne (effets de relaxation négligés). Il faut aussi garder à l'esprit que les lois de transport déterminées précédemment font intervenir un cisaillement calculé sur un fond lisse et sans aucun grain (et donc sans transport...).

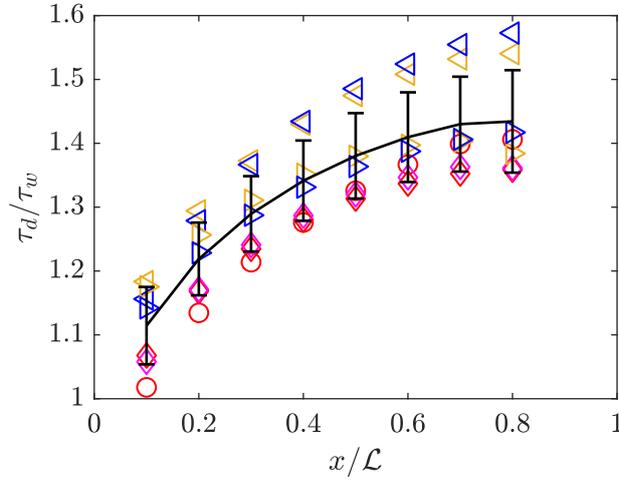


FIGURE 5.31 – Cisaillement le long des barkhanes calculé à partir de l'équation (5.36). Les symboles correspondent aux différents types de billes : grains de verre de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond) et grains de zircon de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\triangleleft) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\triangleright). Les couleurs correspondent à différentes vitesses de cisaillement : (—) $u_\tau = 13.5 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$. (—), moyenne du cisaillement (à x fixé); les barres d'erreur sont associées à l'écart type (qui est de l'ordre de 5% de la valeur moyenne).

La figure 5.31 montre le résultat d'une telle inversion pour 4 types de grains et pour différents écoulements : τ_d désigne le cisaillement sur le dos de la dune calculé à partir de l'inversion (5.36) et τ_w est le cisaillement à la paroi (calculé, on le rappelle, avec la corrélation (2.14) dite de Blasius). Le pied des barkhanes est en $x/\mathcal{L} = 0$, la crête est autour de $x/\mathcal{L} = 0.8$. La figure 5.31 rassemble uniquement les expériences à plus bas niveaux de cisaillement. Ce choix a été fait de manière à ce que les valeurs de flux sur les dunes $q^*(x)$ soient dans la gamme des flux mesurés sur lits plats; pour les expériences à plus forts taux de cisaillement, les débits granulaires sur le dos des barkhanes sont supérieurs au débit maximum mesuré sur lits plats et la technique d'inversion reposerait sur une extrapolation "risquée" des ajustements exponentiels. En d'autres termes, pour un type de grains donné, nous sélectionnons uniquement les expériences telles que le flux à la crête des barkhanes q_c^* (valeur maximale du flux pour les dunes) soit inférieur ou du même ordre que le flux maximal q^* mesuré sur lit plat (cf. figure 5.28).

La figure 5.31 met en évidence un comportement commun du cisaillement sur toutes les barkhanes sélectionnées : celui-ci augmente du pied jusqu'à

la crête. On voit aussi que la pente des courbes $\tau_d(x)$ diminue lorsqu'on se rapproche de la crête. Même si les données concernant les plus petits grains de zircon s'écartent un peu des autres, on peut dire que le type de grains a peu d'influence sur l'évolution spatiale du cisaillement. En fait, on peut se réjouir du relativement bon accord de toutes ces données car l'estimation du cisaillement à partir du flux de grains a de nombreuses sources d'incertitudes : incertitudes sur la loi de transport, sur la hauteur du profil, sur la vitesse de la dune et sur la compacité. La ligne continue de la figure 5.31 est obtenue en moyennant tous les résultats (les barres d'erreur correspondent à l'écart type à x fixé) : au pied de la dune le cisaillement moyen vaut $1.1\tau_w$; à la crête il vaut $1.4\tau_w$ (on retrouve bien une valeur proche de celle déjà utilisée pour les résultats présentés sur la figure 5.28 (b) : ici aussi nous imposons une concordance entre les flux obtenus sur les barkhanes avec ceux issus des lits plats).

Des mesures du cisaillement le long d'une "maquette" de barkhane placée au fond du canal seront présentées dans le chapitre suivant et comparées à ces estimations indirectes : on discutera alors d'éventuels effets de relaxation du flux de grains (on rappelle, une fois de plus, qu'ici nous faisons l'hypothèse que le transport est à l'équilibre).

5.3.9 Érosion des dunes

Nous avons vu que les barkhanes migrent à une vitesse constante sans se déformer. En fait, cette affirmation est vraie sur des durées d'observation relativement courtes ($t_c \sim 1$) ; aux temps longs on peut voir que les dunes s'érodent. En effet, les barkhanes perdent des grains au fil du temps : la majorité d'entre eux s'échappent par le bout des cornes et dans une moindre mesure au niveau de la face d'avalanche. Dans les deux cas, ces grains quittent la dune car ils ne sont pas capturés par la bulle de recirculation et ils continuent ainsi leur chemin en aval. Puisque nous suivons les barkhanes au cours de leur déplacement avec le système de PTF, nous pouvons étudier ce phénomène d'érosion facilement en traçant le volume \mathcal{V} des dunes en fonction du temps comme le montre la figure 5.32 (petits grains de zircon). Après la phase transitoire correspondant à la formation de la barkhane, on voit clairement une décroissance du volume avec le temps. De plus, nous retrouvons la même phénoménologie évoquée par Franklin et Charru (2011) à savoir une érosion à taux constant (diminution affine de \mathcal{V} avec t). Dans la suite, le temps d'érosion t_e désigne la durée typique pour qu'un grain s'échappe de la barkhane, soit (Franklin et Charru, 2011) :

$$\frac{d\mathcal{V}}{dt} = -2 \frac{\pi D_{v50}^3}{6\phi} \frac{1}{t_e}, \quad (5.37)$$

avec $\pi D_{v50}^3/(6\phi)$ le volume occupé par un grain dans la dune et le facteur 2 tient compte du nombre de cornes. Des ajustement affines (lignes continues

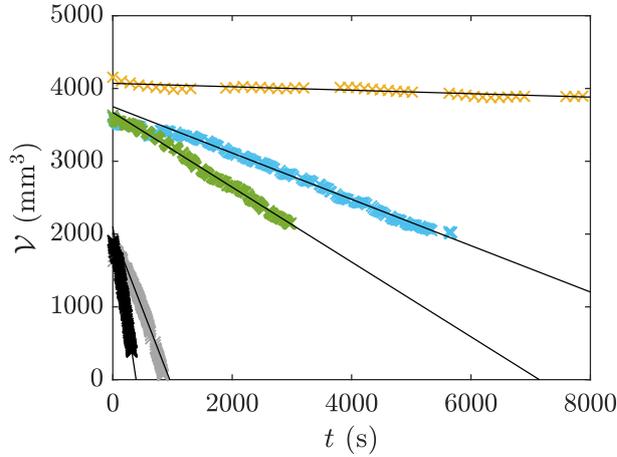


FIGURE 5.32 – Évolution du volume des barkhanes au cours du temps. Grains de zircon avec un diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$. (\times) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 19.8 \text{ mm/s}$, (\times) $u_\tau = 20.8 \text{ mm/s}$. (—), ajustements affines permettant d’avoir accès aux taux d’érosion. Les deux expériences à plus hauts cisaillements ont une masse initiale de grains autour de 4 g ; pour les autres, la masse initiale est de 8 g environ.

de la figure 5.32) nous permettent d’estimer t_e à partir des données expérimentales. Le comportement évoqué ci-dessus est valable pour les expériences impliquant les autres types de grains et ainsi on détermine t_e de la même façon.

La figure 5.33 rassemble les temps d’érosion expérimentaux pour les cinq types de grains et pour les différentes conditions d’écoulement. La figure 5.33 (b) est une représentation en échelles logarithmiques de la figure 5.33 (a). On voit que l’érosion est d’autant plus rapide que le cisaillement est élevé, et ce, quel que soit le type de grains. Franklin et Charru (2011) estiment que le mécanisme d’érosion est piloté par une échelle de temps visqueuse soit $t_e \propto \nu_f / u_\tau^2$. Ces derniers trouvent que la loi empirique suivante est en bon accord avec leurs données expérimentales (4 expériences différentes) :

$$t_e = 2 \frac{\nu_f}{(u_\tau - u_{\tau e})^2}, \quad (5.38)$$

avec $u_{\tau e} = 11 \text{ mm/s}$ la vitesse de cisaillement telle que le temps d’érosion diverge. La loi (5.38) est tracée en ligne continue sur la figure 5.33. Nos données, plus nombreuses (27 configurations différentes) que dans l’étude de Franklin et Charru (2011), présentent un comportement assez différent de celui prédit par (5.38). En particulier, la figure 5.33 (b) montre une

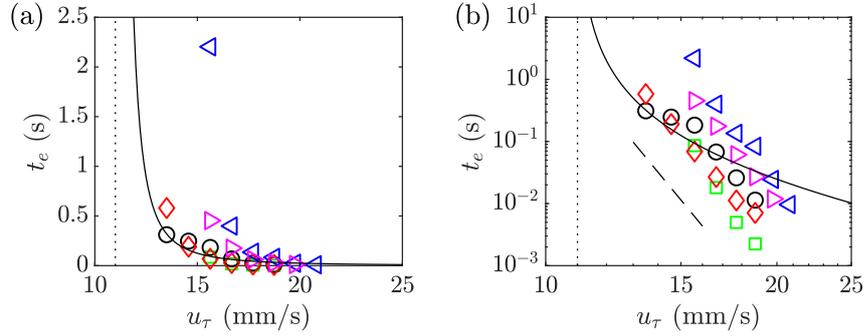


FIGURE 5.33 – Temps d'érosion des dunes (cf. définition (5.37)) en fonction de la vitesse de cisaillement, échelles linéaires (a) et logarithmiques (b). Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ (\square), $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond) et grains de zircon de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\triangleleft) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\triangleright). (—), équation (5.38) d'après Franklin et Charru (2011). (---), $t_e \propto u_\tau^n$ avec $n = -15$.

dépendance de t_e avec la masse volumique et la taille des grains. À vitesse de cisaillement fixée, le temps d'érosion augmente avec la masse volumique des particules et semble diminuer avec leur diamètre (même si cela ne se vérifie pas avec les plus petits grains de verre). Une corrélation visqueuse pour le temps d'érosion ne semble donc pas pertinente pour interpréter nos résultats. Nous proposons dans la suite d'exprimer t_e avec une échelle de temps basée sur le déplacement de la dune.

On compare le temps d'érosion t_e au temps nécessaire pour que la dune parcoure une distance égale à sa longueur (temps t_c , cf. relation (5.19)) et à un diamètre de grain sur les figures 5.34 (a) et (b) respectivement. Même si les données ne forment pas une courbe unique bien définie, on peut noter une corrélation entre le temps d'érosion et les temps dérivés à partir de la vitesse des dunes. Ces corrélations sont empiriques et sont pratiques pour fixer les idées sur les temps typiques d'érosion : on peut dire que la dune perd environ 1000 grains à chaque fois qu'elle parcoure une distance égale à sa longueur ou environ 20 grains sur une distance égale à la taille des grains qui la constituent. Utiliser la vitesse de la dune pour évaluer le temps d'érosion ne constitue cependant pas une explication du mécanisme d'érosion étant donné que la vitesse de migration est elle-même une fonction assez compliquée des paramètres expérimentaux (comme on l'a vu précédemment).

Pour conclure sur cette partie s'intéressant à l'érosion des barkhanes aquatiques, nous pouvons dire que celle-ci est fortement liée au transport qui a lieu sur le dos de la dune. Il semble cependant que l'érosion fasse intervenir d'autres mécanismes qui rendent l'interprétation plus compliquée et qu'il reste à identifier.

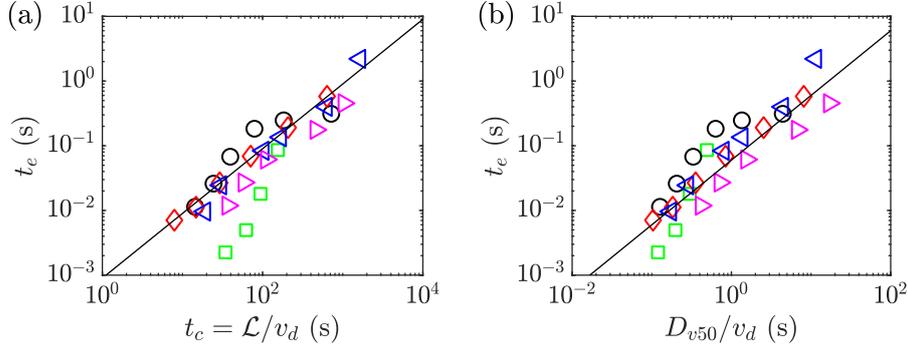


FIGURE 5.34 – Temps d’érosion des barkhanes (cf. définition (5.37)) en fonction d’un temps caractéristique construit à partir de la vitesse des dunes. Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$ (\square), $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\circ), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\diamond) et grains de zircone de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\triangleleft) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\triangleright). (a) Ajustement linéaire $a_{fit}t_c$ avec $a_{fit} = (9 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ et $R^2 = 0.79$. (b) Ajustement linéaire $a_{fit}D_{v50}/v_d$ avec $a_{fit} = 0.06 \pm 0.01$ et $R^2 = 0.72$.

5.4 Conclusion

Une méthode de Profilométrie par Transformée de Fourier a été implémentée afin d’étudier la formation et la dynamique des barkhanes sous l’eau. Dans un premier temps, on s’est intéressé au dépôt initial de grains et nous avons vérifié que sa compacité et sa forme étaient celles attendues. Ensuite, nous avons vu que le temps nécessaire à la formation des barkhanes faisait échelle avec \mathcal{L}/v_d . Nous avons aussi retrouvé les relations affines habituelles entre les différents paramètres morphologiques des dunes (\mathcal{L} , \mathcal{H} , \mathcal{W} et \mathcal{L}_c). Une description détaillée de la morphologie d’une dune particulière a été faite et on a montré que le dos de cette dune était très proche d’un parabolôïde (équation (5.30)). Nos résultats concernant le flux de grains à la crête des barkhanes prolongent ceux issus des mesures sur lits plats si on suppose que le cisaillement à la crête est 40% supérieur au cisaillement en amont (hypothèse d’équilibre du flux implicite). Nous avons montré, de plus, que les barkhanes se déplaçaient sans se déformer (équation (5.13) valide) et qu’en inversant les lois de transport du chapitre précédent (équation (5.36), là encore hypothèse d’équilibre du transport), nous pouvions estimer le cisaillement du pied à la crête des dunes. Enfin, nous nous sommes intéressés au phénomène d’érosion et montré que celui-ci semblait être corrélé au transport sur la dune sans toutefois parvenir à obtenir une loi plus générale.

CHAPITRE 6

CHARRIAGE HORS ÉQUILIBRE : LONGUEUR DE SATURATION

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux effets de relaxation du flux granulaire. En effet, jusqu'à maintenant nous avons considéré que le transport de grains était à l'équilibre c'est-à-dire qu'il "s'adaptait instantanément" aux variations temporelles ou spatiales de l'écoulement. Ici, on s'attarde justement sur les transitoires qui conduisent au flux d'équilibre (aussi appelé flux saturé). On tentera d'estimer la valeur de la longueur de saturation L_{sat} (la longueur typique pour que le transport atteigne l'équilibre) pour le charriage aquatique. Dans ce but, on effectue des mesures du cisaillement le long d'une "maquette" de barkhane qu'on combine ensuite aux résultats des chapitres 4 et 5.

6.1 Saltation éolienne et saturation du flux granulaire

Nous avons vu au chapitre précédent que le comportement des barkhanes éoliennes était assez bien compris et que le transport par saltation sur le dos de la dune pouvait être décrit par la connaissance du frottement le long de la topographie et l'utilisation d'une loi de transport (cf. relation (5.5) par exemple). Pour comprendre encore plus finement la dynamique des dunes éoliennes, nous devons évoquer l'effet de saturation du flux granulaire.

Imaginons un lit plat de sable cisaillé de façon homogène par un écoulement d'air (cf. figure 6.1). Si l'on mesure le débit de grains en saltation depuis l'extrémité amont du lit, on voit que celui-ci augmente avant d'atteindre une valeur constante en aval : on dit alors que le flux est saturé et on le note q_{sat} (les flux prédits par les lois de transport sont des flux saturés). La distance nécessaire pour atteindre l'équilibre est appelée longueur

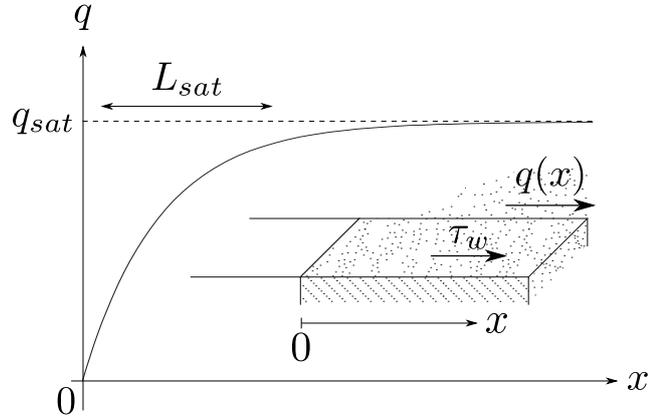


FIGURE 6.1 – Variation du flux de grains en saltation en aval du bord d'un lit plat. Schéma inspiré d'Andreotti *et al.* (2010).

de saturation et elle est notée L_{sat} . En d'autres termes, même si l'écoulement est homogène, le flux de grains ne s'adapte pas instantanément et le régime transitoire a une échelle spatiale de l'ordre de L_{sat} . Andreotti *et al.* (2010) ont réalisé l'expérience décrite ci-dessus en soufflerie avec des grains de sable de $120 \mu\text{m}$ de diamètre. Pour différentes vitesses de cisaillement, leurs mesures du flux $q(x)$ leur permet d'estimer L_{sat} . Les résultats d'Andreotti *et al.* (2010) montrent que L_{sat} ne dépend pas du cisaillement et vaut $L_{sat} = 55 \pm 10 \text{ cm}$. La relaxation approximativement exponentielle du flux avec la distance au bord indique que $q(x)$ est régit par l'équation différentielle du premier ordre suivante :

$$L_{sat} \frac{\partial q}{\partial x} = q_{sat} - q, \quad (6.1)$$

où q_{sat} est une fonction de τ_w (loi de transport). On peut voir l'équation (6.1) comme un développement limité du flux autour de sa valeur d'équilibre et il s'avère qu'elle reste valide assez loin dudit équilibre : Andreotti *et al.* (2010) obtiennent un très bon accord entre leurs mesures et la solution exponentielle de (6.1) pour $q(x) \geq q_{sat}/4$.

Selmani *et al.* (2018) ont retrouvé les résultats d'Andreotti *et al.* (2010) grâce à des expériences similaires en soufflerie. Ils réalisent aussi de nouvelles expériences en imposant un flux q_0 non nul à l'entrée du lit. Ce changement de conditions aux limites a un effet notable car Selmani *et al.* (2018) observent maintenant un comportement non monotone de q avec la distance x : le flux augmente très vite après le bord du lit, atteint un maximum puis décroît ensuite plus doucement en aval vers sa valeur saturée q_{sat} . Selmani

6.1. SALTATION ÉOLIENNE ET SATURATION DU FLUX GRANULAIRE

et al. (2018) montrent que l'évolution de $q(x)$ est semblable à la solution d'un oscillateur harmonique amorti, soit $q(x)$ vérifiant :

$$\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + \frac{2}{L} \frac{\partial q}{\partial x} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (q - q_{sat}) = 0, \quad (6.2)$$

où L caractérise la relaxation vers l'équilibre et λ l'échelle de l'oscillation amortie. *Selmani et al.* (2018) extraient L et λ pour différentes vitesses de frottement u_τ et pour deux débits q_0 différents. Ils trouvent une augmentation linéaire de L et λ avec u_τ mais pas de dépendance significative avec q_0 . La présence ou non d'un flux de grains en amont influence donc grandement la façon avec laquelle l'équilibre va être atteint (on rappelle que L_{sat} ne dépendait pas de u_τ dans le cas où q_0 était nul). Note : l'accord entre la solution de l'équation (6.2) et les données expérimentales est empirique : les mécanismes physiques qui conduisent au comportement oscillatoire du flux restent à expliquer.

L'effet de saturation pourrait avoir des implications importantes sur la morphogenèse des structures sédimentaires. *Claudin et al.* (2013) ont étudié une dune symétrique à l'est du Maroc. Leurs mesures de la vitesse du vent proche du sol (ligne noire, cf. figure 6.2) montrent l'accélération habituelle

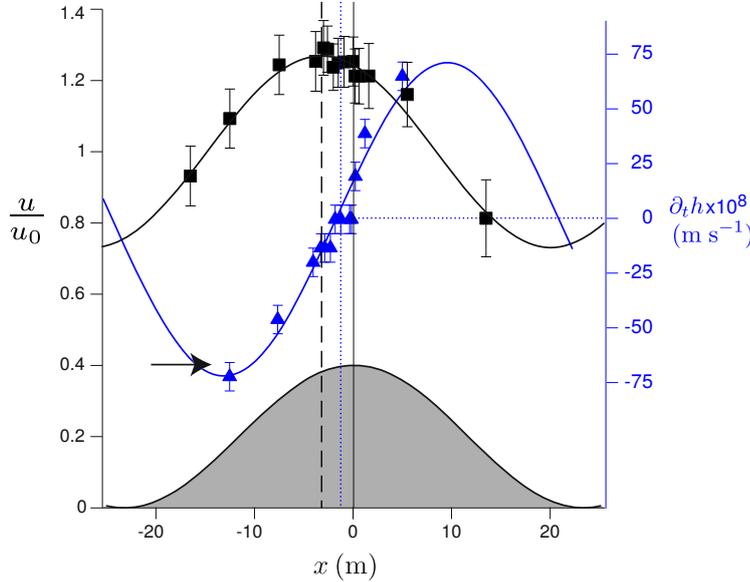


FIGURE 6.2 – Variation de la vitesse du vent (—) et du taux d'érosion (—) le long d'une dune de 2 m de haut (profil en bas). La vitesse est adimensionnée par la vitesse en amont de la dune (sol plat). D'après des figures modifiées de *Claudin et al.* (2013).

le long de la dune et on voit que la vitesse maximale se trouve légèrement en amont de la crête (ligne verticale discontinue noire). Le taux d'érosion mesuré est aussi tracé sur la figure 6.2 (ligne continue bleue) : la position où le taux d'érosion s'annule (ligne verticale pointillée bleu) correspond à la valeur maximale du flux granulaire (cf. équation (5.11)). Les maxima du cisaillement (vitesse) et du débit de grains ne coïncident pas : le flux granulaire est en retard (en aval) par rapport à la vitesse et Claudin *et al.* (2013) proposent de l'interpréter comme une conséquence directe de la saturation. La distance entre la vitesse et le flux permet d'estimer L_{sat} et Claudin *et al.* (2013) trouvent une valeur autour de 70 cm. Notons que, malgré le retard dû à L_{sat} , le maximum du flux ($\partial_t h = \partial_x q = 0$) se trouve lui aussi en amont de la crête. Ce dernier constat est primordial pour le devenir de la dune car il signifie qu'il y a de la déposition ($\partial_t h > 0$) à la crête : la dune n'est pas dans un état stationnaire et sa hauteur croît au cours du temps. Si la longueur de saturation avait été plus grande (position $\partial_t h = 0$ en aval de la crête), on aurait observé de l'érosion à la crête et donc la dune aurait fini par s'aplatir. Ainsi, la longueur saturation L_{sat} déterminerait la taille typique des structures sédimentaires à l'équilibre.

6.2 Longueur de saturation et taille caractéristique des dunes et des rides

Andreotti *et al.* (2002a) remarquent qu'il existe une taille minimale pour les barkhanes. En effet, on ne trouve pas dans les déserts de barkhanes dont la hauteur est inférieure au mètre. Ces observations de terrain sont en accord avec les expériences de laboratoire où, là aussi, aucune petite dune ne semble perdurer dans le temps. En effet, Andreotti *et al.* (2002a) suivent l'évolution de petits tas de grains coniques (~ 20 cm de haut) déposés sur le fond lisse d'une soufflerie. Les observations montrent que les tas sont très vite érodés et finissent par disparaître en quelques minutes seulement. Lorsque le flux en amont du tas conique est non nul, celui-ci prend la forme d'une barkhane qui finit, elle aussi, par être totalement soufflée. Andreotti *et al.* (2002a) s'interrogent sur le mécanisme de formation des barkhanes et notent que celui-ci est encore mal compris. D'après eux, la longueur de saturation L_{sat} fixerait l'échelle de la plus petite barkhane.

La longueur de saturation serait aussi essentielle pour prédire la longueur d'onde λ des rides (*ripple-marks* en anglais) que l'on trouve à la surface des lits de certains cours d'eau (cf. figure 6.3 (a)) (Charru *et al.*, 2013). Remarque : la morphologie des rides rappelle celle des barkhanes (dans le plan de symétrie) ; en effet, les rides ont une face amont avec une pente douce et une face avale beaucoup plus raide (cf. schéma sur la figure 6.3 (b)).

Notons dès à présent que les mécanismes de transport dans les cas éoliens et sous-marins diffèrent énormément : les grains sont en saltation dans le

6.2. LONGUEUR DE SATURATION ET TAILLE CARACTÉRISTIQUE DES DUNES ET DES RIDES

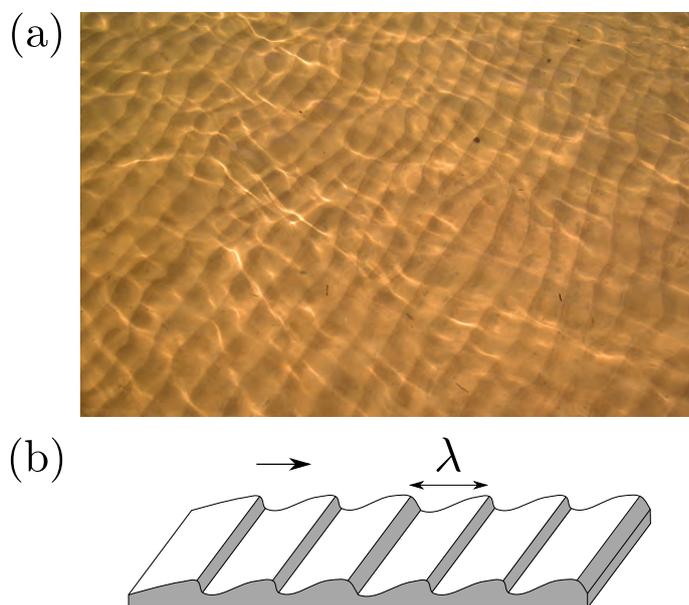


FIGURE 6.3 – (a) Rides aquatiques au fond du fleuve Colorado. Source : <http://www.pbase.com/image/93925600>. (b) Schéma des rides, la flèche indique le sens de l'écoulement.

premier cas, ils sont charriés par le fluide dans le second. On peut cependant supposer que le phénomène de relaxation du flux granulaire est universel : le débit de grains charriés s'adapte lui aussi aux variations de cisaillement sur une longueur de l'ordre de L_{sat} (L_{sat} prend alors une valeur spécifique et différente du cas éolien).

La synthèse de [Charru *et al.* \(2013\)](#) présente une partie des nombreux efforts théoriques et expérimentaux dédiés à la compréhension de la formation des rides. L'enjeu d'un point de vue théorique est la prédiction de la longueur d'onde initiale des rides dans différents régimes d'écoulement et pour différents types de grains. [Charru *et al.* \(2013\)](#) montrent qu'un lit plan déformable cisailé est fondamentalement instable : une petite perturbation sinusoïdale du lit du type $\zeta(x, t) = \zeta_0(t) \cos(2\pi x/\lambda)$ va croître en amplitude et conduire à la formation de rides. Il se trouve que le taux de croissance de la perturbation dépend de la longueur d'onde de cette dernière : il faut alors trouver la longueur d'onde qui croît le plus vite (c'est elle qui fixera l'échelle des rides que l'on observera). Pour cela, la démarche théorique souvent adoptée est celle d'une analyse de stabilité linéaire (à 2D) :

- la perturbation du lit $\zeta(x, t)$ engendre une perturbation du cisaillement $\tau(x, t) = \tau_0(t) \cos(2\pi x/\lambda + \phi_\tau)$ qu'il faut calculer. On résout l'écoulement à un instant donné t au-dessus de $\zeta(x, t)$ et on évalue ainsi l'amplitude

- $\tau_0(t)$ et la phase ϕ_τ du cisaillement perturbé ;
- en faisant une hypothèse de flux saturé $q(x, t) = q_{sat}(x, t)$, on peut déterminer le débit de grains grâce à une loi de transport préalablement choisie ;
- on fait évoluer la topographie $\zeta(x, t)$ en appliquant la relation de conservation de la masse (cf. équation (5.11)).

Le schéma analytique précédent repose sur l'idée implicite que l'échelle de temps d'évolution du lit est beaucoup plus grande que celle caractérisant l'hydrodynamique : l'écoulement est calculé au-dessus d'un lit fixe.

On peut calculer l'écoulement au-dessus du lit sinusoïdalement perturbé de manière numérique ou analytiquement en faisant les hypothèses et simplifications adéquates au régime d'écoulement considéré. Les résultats rassemblés par [Charru et al. \(2013\)](#) montrent que les approches analytiques et expérimentales présentent un bon accord : le cisaillement induit par la perturbation sinusoïdale du lit est en avance de phase ($\phi_\tau > 0$) quel que soit le régime d'écoulement (cf. figure 6.2 par exemple). En utilisant ce dernier résultat dans le cas d'un lit granulaire déformable et en présupposant la saturation du flux (cisaillement et flux en phase), on prédit une érosion dans le creux des rides ($\partial_x q > 0$) et de la déposition de matériau à la crête ($\partial_x q < 0$). Ce mécanisme permet d'expliquer l'instabilité du lit granulaire plat cisailé par un fluide. On peut faire la remarque qu'un déphasage $\phi_\tau < 0$ entraînerait un lissage des perturbations, le lit cisailé serait alors stable.

On connaît maintenant l'ingrédient principal de l'instabilité d'un lit granulaire sous écoulement cependant, comme le font remarquer [Charru \(2006\)](#) et [Charru et al. \(2013\)](#), les études précédentes ne sont pas totalement satisfaisantes car elles prédisent une longueur d'onde initiale au moins un ordre de grandeur plus petite que celle mesurée expérimentalement. Il existe donc un ou plusieurs mécanismes stabilisants aux courtes longueurs d'onde. [Charru \(2006\)](#) conduit une analyse de stabilité pour un lit plat cisailé par un fluide visqueux. Il introduit dans celle-ci la relaxation du flux granulaire et un effet de la pente du lit sur le transport. La relaxation du flux conduit à un retard de phase ($\phi_q < 0$) entre $q(x, t)$ et $\tau(x, t)$. Il faut alors déterminer le signe de $\phi_\tau + \phi_q$ pour conclure quant à la stabilité du lit. Le développement de [Charru \(2006\)](#) mène à un lit stable aux courtes longueurs d'onde ($\phi_\tau + \phi_q < 0$) et instable pour les plus grandes ($\phi_\tau + \phi_q > 0$). La longueur d'onde la plus instable est environ deux fois plus grande que celles prédites jusqu'alors : l'introduction de la relaxation du transport améliore donc la compréhension de la formation des rides. L'effet de la pente est lui aussi stabilisant (la gravité dirige les grains vers les creux) mais ne représente qu'une petite correction comparativement à l'effet de la saturation du flux. Ainsi, il semble pertinent d'ajouter les phénomènes liés à la saturation pour d'améliorer la modélisation des rides de sable.

[Fourrière et al. \(2010\)](#) réalisent une étude de stabilité linéaire d'un écou-

6.3. ESTIMATION DE L_{SAT} POUR LE CHARRIAGE À PARTIR DU TRANSPORT SUR LES BARKHANES

lement turbulent au-dessus d'un fond ondulé. Leur modélisation prend en compte la relaxation du flux granulaire (équation (6.1)). Pour le cas spécifique de grains de sable dans l'eau, [Fourrière et al. \(2010\)](#) montrent que la longueur d'onde du mode le plus instable s'écrit comme un produit entre la longueur de saturation L_{sat} et une quantité sans dimension dépendante de l'hydrodynamique. [Fourrière et al. \(2010\)](#) cherchent alors la valeur de L_{sat} qui permet à leur modèle de coller au mieux avec les longueurs d'onde de rides aquatiques mesurées expérimentalement : ils trouvent des valeurs de L_{sat} valant entre 5 et 15 diamètres de grains et une dépendance faible de L_{sat} avec u_τ . Cette détermination indirecte de L_{sat} est en accord avec la loi d'échelle suivante $L_{sat} \propto \ell_t = \rho_p/\rho_f d_p$ (ℓ_t est la longueur de traînée). D'après [Fourrière et al. \(2010\)](#), c'est l'inertie du grain qui contrôle la relaxation du flux : la longueur de saturation est proportionnelle à la distance nécessaire à un grain soumis à une force de traînée turbulente pour atteindre sa vitesse terminale.

Si l'on généralise l'idée selon laquelle les structures sédimentaires apparaissent à la suite d'une instabilité similaire à celle évoquée précédemment, alors on peut dire que la taille typique λ des dunes et des rides nous renseigne sur la valeur de la longueur de saturation. [Claudin et Andreotti \(2006\)](#) comparent la taille caractéristique de rides et de dunes pour lesquelles la taille des grains d_p et le rapport de densités ρ_p/ρ_f sont très différents. Les données rassemblées par [Claudin et Andreotti \(2006\)](#) concernent des dunes de sable éoliennes, des rides et des dunes aquatiques, des dunes de neige, des dunes formées en laboratoire dans une atmosphère proche de celle de la planète Vénus ainsi que des dunes sur Mars (leurs tailles sont estimées à partir de photographies). Les auteurs montrent qu'il y a bonne corrélation entre la taille λ des structures et une longueur de saturation de la forme $L_{sat} \propto \ell_t = \rho_p/\rho_f d_p$, et ce, sur plusieurs ordres de grandeur (empiriquement, la relation exacte est $L_{sat} = 53\ell_t$). Ainsi, on peut dire que les paramètres qui fixent la taille typique des structures granulaires sont le rapport de densité grain-fluide et la taille des grains.

La discussion précédente suggère qu'il est possible de contrôler la taille des barkhanes en faisant varier la longueur de traînée ℓ_t . Ainsi pour un même type de grains, on s'attend à former des barkhanes sous l'eau (fond plat et courant unidirectionnel) $\rho_{eau}/\rho_{air} \sim 1000$ fois plus petites que les barkhanes éoliennes (ce qui est évidemment le cas, cf. chapitre précédent).

6.3 Estimation de L_{sat} pour le charriage à partir du transport sur les barkhanes

Dans la partie qui suit, nous allons estimer la valeur de la longueur de saturation L_{sat} pour le charriage aquatique à partir des mesures de flux de sédiments sur les lits plats (cf. chapitre 4) et sur le dos des barkhanes

(cf. chapitre 5). Ici, la démarche adoptée est différente du cas éolien où des mesures de transport ont été effectuées sur des lits plats à différentes positions (cisaillement homogène, inhomogénéité du flux de grains due à la relaxation). Il est difficile, en effet, de réaliser des expériences équivalentes sous l'eau car on s'attend à ce que la longueur de saturation soit de l'ordre de quelques dizaines de diamètres de grains (Fourrière *et al.*, 2010) et donc cela suppose de pouvoir mesurer des flux avec une très haute résolution spatiale.

Nous allons plutôt combiner les résultats issus des lits plats et des barkhanes pour tenter d'estimer L_{sat} . La barkhane présente l'avantage de se déplacer à vitesse constante sans se déformer (cf. chapitre 5); ainsi, dans le référentiel de la dune, on peut dire que la situation est stationnaire en moyenne (contrairement à des rides qui se développeraient sur un lit). Le cas de la barkhane a cependant un inconvénient : puisque l'écoulement accélère du pied de la dune à la crête, on ne peut plus considérer le cisaillement comme étant homogène et il convient alors de le mesurer (ce que nous ferons dans la suite).

Pour résumer, repartons de l'équation de relaxation du flux appliquée sur le dos de la barkhane :

$$L_{sat} \frac{\partial q(x)}{\partial x} = q_{sat}(\theta(x)) - q(x), \quad (6.3)$$

où le flux saturé q_{sat} est donné par les relations empiriques du chapitre 4 soit $q_{sat}^* = a_{fit} \exp(-b_{fit}/\theta(x))$ avec les valeurs de a_{fit} et b_{fit} listées dans le tableau 4.1. Insistons sur le fait que le nombre de Shields θ (le cisaillement) est maintenant une fonction de x . Dans le but d'estimer L_{sat} , nous allons intégrer numériquement l'équation (6.3) (fonction `ode45` de MATLAB avec q la fonction inconnue) en fixant L_{sat} avec $\theta(x)$ déterminé expérimentalement et comparer la solution ainsi trouvée avec le flux mesuré soit $q(x) = \phi v_d h(x)$. Nous itérerons le processus pour trouver la valeur de L_{sat} qui permettra d'obtenir une solution $q(x)$ la plus proche possible du flux expérimental.

6.3.1 Écoulement autour d'une "maquette" de barkhane

Comme nous l'avons évoqué ci-dessus, nous avons besoin de savoir comment le cisaillement varie sur la dune si nous voulons estimer L_{sat} . Pour ce faire, on fabrique une "maquette" de barkhane grâce à l'imprimante 3D du laboratoire et on caractérise l'écoulement autour de celle-ci (dans le plan de symétrie) avec le système de VLD déjà décrit au chapitre 2. De la même manière que sur le fond plat, nous nous proposons de mesurer la vitesse de l'écoulement le long du dos de la "maquette" avec une bonne résolution dans la sous-couche visqueuse et ainsi déterminer le cisaillement avec la pente des profils verticaux $\bar{U} = f(y)$ (cf. équation (2.7)).

6.3. ESTIMATION DE L_{SAT} POUR LE CHARRIAGE À PARTIR DU TRANSPORT SUR LES BARKHANES

La "maquette"

La morphologie de la dune que l'on imprime en 3D est visible sur la figure 6.4; des profils de hauteur sont présentés sur la figure 6.5. Cette barkhane est issue de mesures par PTF d'une barkhane composée de grains de verre de diamètre $D_{v50} = 130 \mu\text{m}$. Nous avons lissé les données expérimentales et symétrisé la barkhane de façon à obtenir la dune des figures 6.4 et 6.5.

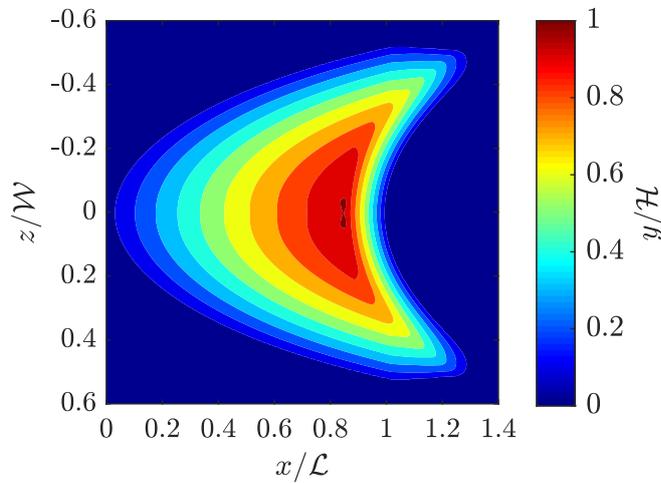


FIGURE 6.4 – Topographie de la "maquette" de dune : $\mathcal{L} = 44 \text{ mm}$, $\mathcal{W} = 54.8 \text{ mm}$ et $\mathcal{H} = 3.8 \text{ mm}$.

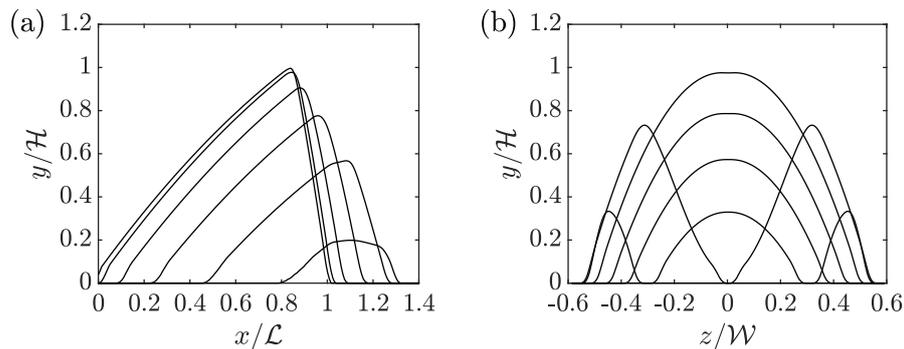


FIGURE 6.5 – (a) Profils longitudinaux de hauteur de la "maquette" de barkhane en $z/\mathcal{W} = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$. (b) Profils transverses de hauteur de la "maquette" en $x/\mathcal{L} = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.2$.

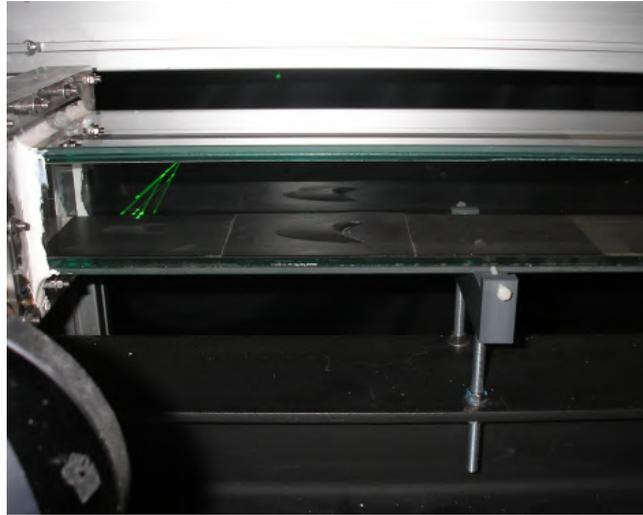


FIGURE 6.6 – Photographie du canal rempli et de la "maquette" de barkhane fixée au fond. Une partie de la sonde VLD est visible dans le coin en bas à gauche et, en face, on voit les deux paires de faisceaux laser.

Écoulement dans le plan de symétrie

Nous présentons ici brièvement les résultats obtenus par VLD concernant l'écoulement au-dessus du plan de symétrie de la dune pour $Re = 18300$ et $Re = 25000$ (cf. relation (2.1) pour la définition de Re). La photographie de la figure 6.6 permet de se rendre compte de l'agencement de la configuration expérimentale. Pour une description plus détaillée et une analyse plus poussée de l'écoulement, on pourra se référer à l'article de [Charru et Franklin \(2012\)](#). Ces derniers ont caractérisé l'écoulement autour d'une dune immobile constituée de grains (écoulement sous le seuil de mise en mouvement) par PIV.

La figure 6.7 montre quelques profils verticaux de vitesse moyenne \bar{U} en aval et au-dessus de la "maquette" pour $Re = 18300$. Pour une meilleure lisibilité, nous n'avons pas tracé tous les profils mesurés ; en fait, nous avons réalisé des mesures tous les 2 mm selon x soit $\Delta x/\mathcal{L} \simeq 0.05$. On rappelle aussi que l'on prend un point de mesure tous les 50 μm dans le premier millimètre en proche paroi. Le protocole est le suivant : on rapproche le volume de mesure jusqu'à ce que les faisceaux laser viennent raser la surface, on observe alors une diminution du signal et donc de la fréquence d'acquisition ; on considère alors que la paroi de la "maquette" a été atteinte.

Afin de faciliter la comparaison des profils de vitesse, on les superpose sur la figure 6.8 en utilisant $y_d = y - h_d(x)$ la distance à la paroi ($h_d(x)$ est le profil de hauteur dans le plan de symétrie de la maquette). On voit sur la figure 6.8 (a) un léger ralentissement de l'écoulement en amont de la dune

6.3. ESTIMATION DE L_{SAT} POUR LE CHARRIAGE À PARTIR DU TRANSPORT SUR LES BARKHANES

puis une accélération plus prononcée du pied jusqu'à la crête. On trace sur la figure 6.8 (b) le différentiel de vitesse moyenne $\Delta\bar{U}$ défini comme :

$$\Delta\bar{U} = \bar{U}(x, y_d) - \bar{U}_0(y_d), \quad (6.4)$$

avec \bar{U}_0 le profil de vitesse moyenne mesuré en amont de la dune c'est-à-

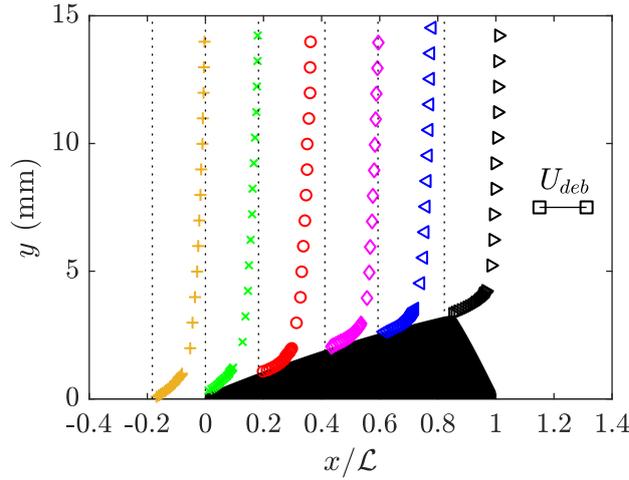


FIGURE 6.7 – Profils verticaux de vitesse moyenne \bar{U} le long du dos de la dune, $Re = 18300$, $U_{deb} = 23.2$ cm/s (cf. échelle de vitesse à droite). $x/\mathcal{L} \simeq -0.2, 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$: (+), (\times), (o), (\diamond), (\triangleleft) et (\triangleright) respectivement.

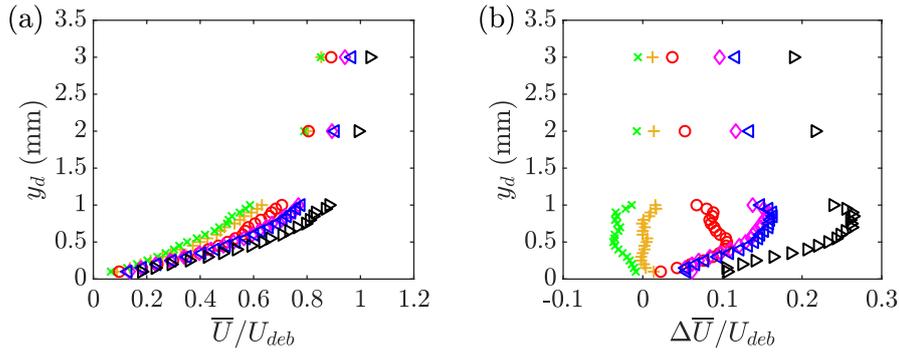


FIGURE 6.8 – Profils verticaux (y_d est la distance à la paroi) de vitesse moyenne \bar{U} le long du dos de la dune, $Re = 18300$, $U_{deb} = 23.2$ cm/s. $x/\mathcal{L} \simeq -0.2, 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$: (+), (\times), (o), (\diamond), (\triangleleft) et (\triangleright) respectivement. (a) Profils verticaux de vitesse adimensionnée. (b) Profils verticaux du différentiel de vitesse (cf. définition (6.4)) adimensionné.

dire ici en $x/\mathcal{L} \simeq -1.8$. Les profils au-dessus de la dune présentent un pic de survitesse qui est de plus en plus prononcé quand on se rapproche de la crête. Notons aussi que les maxima de survitesse sont atteints à des distances relativement faibles de la paroi (y_d compris entre 0.5 et 1 mm). Les profils verticaux des fluctuations de vitesse longitudinale sont visibles sur la figure 6.9. L'intensité des fluctuations est plus forte au pied de la dune

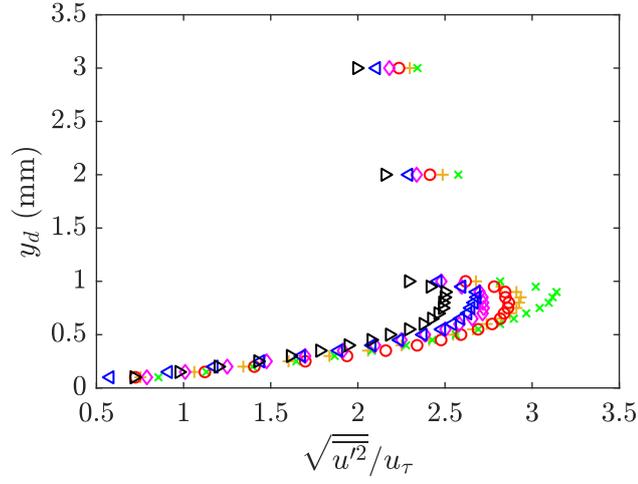


FIGURE 6.9 – Profils verticaux (y_d est la distance à la paroi) des fluctuations (adimensionnées) de vitesse longitudinale, $Re = 18300$, $u_\tau = 13.5$ mm/s. $x/\mathcal{L} \simeq -0.2, 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$: (+), (x), (o), (◇), (◁) et (▷) respectivement.

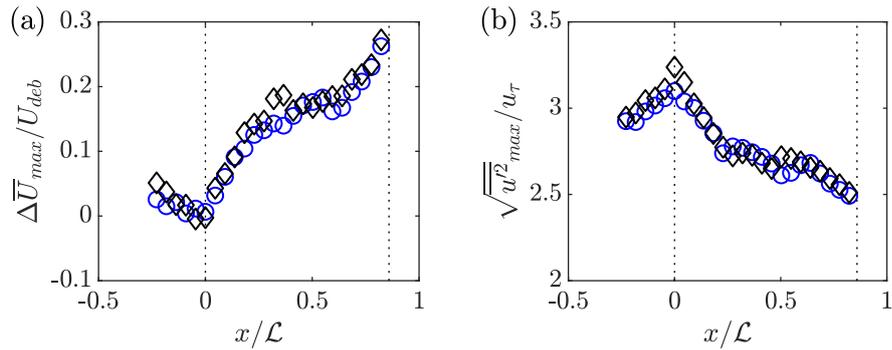


FIGURE 6.10 – (a) Valeur maximale du différentiel de vitesse adimensionné le long de la dune. (b) Valeur maximale des fluctuations de vitesse longitudinale le long de la dune. (o), $Re = 18300$ et (◇), $Re = 25000$. Les lignes pointillées repèrent les positions du pied et de la crête de la dune.

6.3. ESTIMATION DE L_{SAT} POUR LE CHARRIAGE À PARTIR DU TRANSPORT SUR LES BARKHANES

qu'à l'amont non perturbé; elle est plus faible sur le dos de la dune, et ce, d'autant plus que l'on se rapproche de la crête. Des figures équivalentes aux figures 6.7, 6.8 et 6.9 pour $Re = 25000$ sont rassemblées sur l'annexe H.

Les maxima du différentiel de vitesse et des fluctuations turbulentes sont tracés en fonction de x/\mathcal{L} sur les figures 6.10 (a) et 6.10 (b) pour $Re = 18300$ (cercles bleus) et 25000 (losanges noirs) respectivement. On retrouve ce qui a été dit précédemment, à savoir une décélération du fluide au pied de la dune associée à une augmentation des fluctuations, et une accélération de l'écoulement sur le dos de la barchane concomitante à une diminution de l'intensité des fluctuations turbulentes. Pour les deux nombres de Reynolds, la survitesse maximale à la crête vaut 25% de la vitesse débitante. En ce qui concerne les fluctuations, la valeur maximale à la crête (selon y) est de 15 à 20% inférieure à celle au pied de la dune.

Remarque : nos résultats mettant en évidence l'accélération longitudinale de l'écoulement ainsi que la diminution de l'intensité des fluctuations sont cohérents avec ceux de Charru et Franklin (2012).

Cisaillement dans le plan de symétrie

Nous passons maintenant à l'objectif principal de la caractérisation de l'écoulement autour de la "maquette" qui est l'évaluation du cisaillement τ_d exercé par le fluide sur la surface de la dune. De la même manière qu'au chapitre 2, le cisaillement est déterminé par une régression du profil $\bar{U} = f(y)$ sur les cinq points de mesure les plus proches de la paroi (dans la

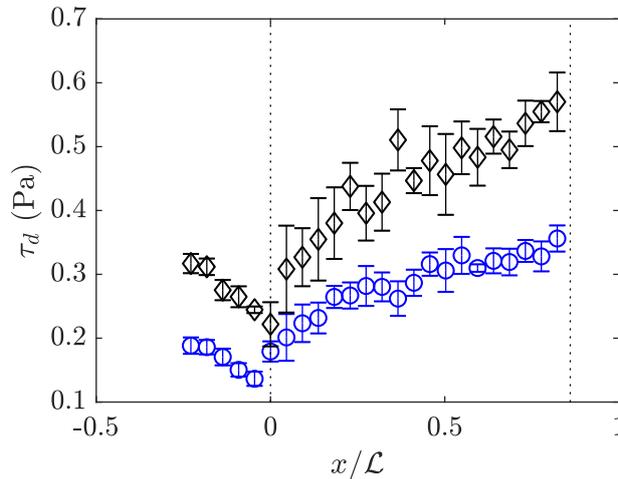


FIGURE 6.11 – Évolution du cisaillement à la surface de la maquette de la barchane pour $Re = 18300$ (\circ) et $Re = 25000$ (\diamond). Les lignes pointillées repèrent le pied et la crête de la dune.

sous-couche visqueuse). Rappelons qu'il est difficile expérimentalement de connaître exactement la position de la surface et donc l'endroit où la vitesse s'annule (condition de non glissement); nous utilisons des fonctions affines plutôt que linéaires (l'ordonnée à l'origine est laissée libre) pour déterminer la pente des profils $\bar{U} = f(y)$ et par suite τ_d .

La figure 6.11 présente les résultats de notre estimation du cisaillement autour de la "maquette" pour $Re = 18300$ (cercles bleus) et $Re = 25000$ (losanges noirs). Pour les deux écoulements, le cisaillement diminue à l'approche du pied de la dune; sur le dos on observe une croissance monotone jusqu'à la crête. En considérant les intervalles de confiance à 95% des coefficients des régressions comme étant représentatifs de l'erreur commise sur le cisaillement, on trouve que l'incertitude moyenne relative est de l'ordre de 10% (elle varie entre 2 et 22%, cf. barres d'erreur de la figure 6.11). La figure 6.12 montre qu'on peut rassembler les deux courbes en adimensionnant le cisaillement par sa valeur sur le fond plat τ_w donnée par la corrélation de Blasius (cf. relation (2.14)). La courbe noire de la figure 6.12 est obtenue par régression de l'ensemble des points de mesure (pour les deux nombres de Reynolds) et son équation est :

$$\tau_d = \tau_w \left(0.8 + 1.1 \sqrt{x/\mathcal{L}} \right). \quad (6.5)$$

Ainsi, le cisaillement au pied ($x/\mathcal{L} = 0$) de la dune vaut 0.8 fois le cisaille-

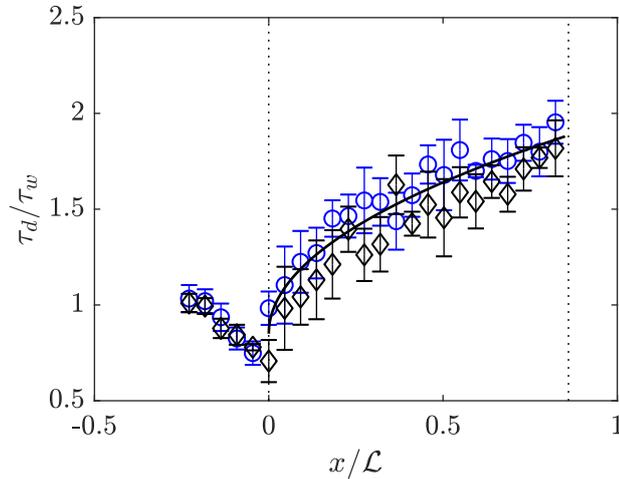


FIGURE 6.12 – Cisaillement adimensionné le long de la dune pour $Re = 18300$ (\circ) et $Re = 25000$ (\diamond) (données dimensionnelles sur la figure 6.11). Les lignes pointillées repèrent le pied de la dune et la crête. (—), régression de la forme $a_{fit}\sqrt{x/\mathcal{L}} + b_{fit}$ avec $a_{fit} = 1.1 \pm 0.2$, $b_{fit} = 0.8 \pm 0.1$ et $R^2 = 0.88$.

6.3. ESTIMATION DE L_{SAT} POUR LE CHARRIAGE À PARTIR DU TRANSPORT SUR LES BARKHANES

ment en amont ; le cisaillement à la crête ($x/\mathcal{L} \simeq 0.8$) est, quant à lui, 1.8 fois supérieur à celui en amont. On peut dire que le cisaillement à la crête vaut plus de 2 fois celui au pied. Intuitivement on pouvait prédire une augmentation du cisaillement à la crête (écoulement accéléré) mais quantitativement une augmentation aussi importante est assez surprenante car la pente moyenne du dos reste assez faible (6° environ) et donc on pouvait s'attendre, logiquement, à des effets eux aussi faibles. Les expériences de [Charru et Franklin \(2012\)](#) sur les barkhanes aquatiques montrent, elles aussi, une augmentation du cisaillement du pied à la crête. Pour une dune immobile et rugueuse, [Charru et Franklin \(2012\)](#) avaient déjà trouvé un facteur 2 entre le cisaillement à la crête et celui au pied.

Remarque : le regroupement des données de la figure 6.12 n'est pas parfait sur le dos de la dune, le cisaillement adimensionné pour $Re = 25000$ ayant tendance à être inférieur à celui pour $Re = 18300$. En fait, cet écart est lié au choix purement pratique d'adimensionner τ_d par τ_w calculé avec la loi de Blasius (cf. relation (2.14)) et non par le cisaillement mesuré (l'adimensionnement par le cisaillement mesuré conduit à une superposition encore "meilleure" des données).

Nous pouvons comparer les résultats de la figure 6.12 avec les estimations du cisaillement obtenues en inversant les lois de transport présentées sur la figure 5.31. Alors qu'au pied de la dune les valeurs sont comparables, ailleurs le cisaillement déduit à partir des débits granulaires est inférieur au cisaillement mesuré. Ce constat va dans le sens d'un effet de relaxation : en effet, quand on inverse les lois de transport, on fait l'hypothèse que le flux est à l'équilibre c'est-à-dire qu'à cisaillement donné on retrouve le flux de grains qu'on aurait dans une situation homogène et stationnaire. Si on suppose que la relaxation est ici importante, le flux de grains est maintenant toujours "en retard" par rapport au cisaillement qui s'exerce réellement sur la surface ; il est ainsi normal que le cisaillement estimé à partir des flux soit inférieur au cisaillement mesuré.

6.3.2 Estimation de la longueur de saturation L_{sat}

Maintenant que nous avons mesuré le cisaillement, on a tous les éléments pour appliquer l'équation de relaxation du flux (6.3) au cas de la barkhane. Rappelons les différentes étapes qui permettent d'estimer la longueur de saturation L_{sat} :

- on utilise la formule (6.5) pour estimer le cisaillement le long de la dune et on en déduit $\theta(x)$;
- à chaque position x , on calcule le flux saturé avec les lois de transport du chapitre 4 : $q_{sat}^*(x) = a_{fit} \exp(-b_{fit}/\theta(x))$ avec a_{fit} et b_{fit} donnés dans le tableau 4.1 ;
- pour une valeur de L_{sat} fixée arbitrairement, on résout (6.3) numériquement avec la condition $q_{num}(0) = 0$;

- on compare la solution numérique $q_{num}(x)$ avec celle mesurée expérimentalement c'est-à-dire $q_{exp}(x) = \phi v_d h(x)$ (migration des dunes à vitesse constante sans déformation). On réitère le processus d'intégration numérique en changeant la valeur de L_{sat} . On cherche alors la valeur de la longueur de saturation qui permet d'avoir une solution proche des données expérimentales.

Dans le même état d'esprit qu'à la section 5.3.8, on applique le raisonnement ci-dessus à une partie seulement de nos résultats : on sélectionne uniquement les dunes formées avec les plus faibles cisaillements à la paroi (Re compris entre 18300 et 23300). Ce faisant, on minimise le domaine d'extrapolation des lois de transport lors du calcul de $q_{sat}(x)$.

La figure 6.13 montre un exemple typique permettant d'estimer L_{sat} : la courbe rouge correspond au flux saturé, la courbe noire au flux expérimental q_{exp} et les courbes bleues à des flux q_{num} solutions de (6.3) pour deux valeurs de L_{sat} bien particulières. On note $L_{sat,1}$ la valeur de la longueur de saturation associée à la solution q_{num} qui minimise l'écart avec la solution expérimentale c'est-à-dire qui minimise la somme $\sum_x |q_{num}(x) - q_{exp}(x)|$ (cette solution q_{num} est tracée en ligne pleine). On s'intéresse aussi à une solution q_{num} qui a un flux à la crête identique à celui mesuré expérimentalement (cette solution q_{num} est tracée en ligne discontinue) : on note $L_{sat,2}$

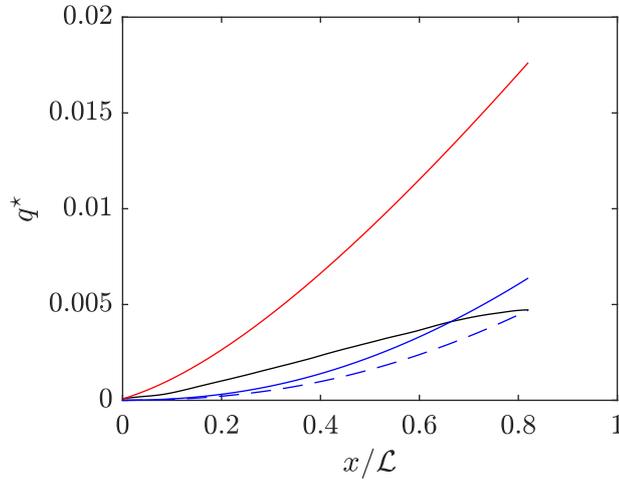


FIGURE 6.13 – (—), flux saturé donné par la loi de transport empirique du chapitre 4 avec $\tau_d(x)$ vérifiant la relation (6.5). (—), flux de grains expérimental calculé avec $q(x) = \phi v_d h(x)$. (—), flux solution de l'équation de relaxation avec $L_{sat,1} = 0.7\mathcal{L} = 34.8$ mm. (---), flux solution de l'équation de relaxation avec $L_{sat,2} = 1.1\mathcal{L} = 52.3$ mm. Grains de verre, $D_{v50} = 310$ μm , $u_\tau = 13.5$ mm/s.

6.3. ESTIMATION DE L_{SAT} POUR LE CHARRIAGE À PARTIR DU TRANSPORT SUR LES BARKHANES

la longueur de saturation associée à cette solution. La première remarque que l'on peut faire d'après la figure 6.13 est que l'introduction de la longueur de saturation permet d'avoir des flux granulaires dont les valeurs sont plus proches du flux expérimental que ne le sont celles du flux saturé. La seconde remarque est que la forme des courbes des solutions numériques (courbes bleues) est assez différente de la courbe expérimentale (courbe noire). Ainsi, les flux numériques ne prédisent pas une migration de dune sans déformation, ce qui est contraire aux observations expérimentales. La dernière remarque est que $L_{sat,1}$ et $L_{sat,2}$ (cf. légende de la figure 6.13) sont plus grandes qu'attendues : elles sont de l'ordre de $\mathcal{L} \simeq 150D_{v50}$.

Pour discuter un peu plus de la fiabilité de notre estimation de L_{sat} , on peut effectuer le même travail que précédemment (déterminer $L_{sat,1}$ et $L_{sat,2}$) en faisant varier légèrement le cisaillement τ_d sur la dune (même cas expérimental que celui de la figure 6.13). En effet, la mesure du cisaillement étant assez délicate, on peut s'attendre à ce que nos résultats soient entachés d'erreur et il convient de voir comment une telle erreur se répercute sur $L_{sat,1}$ et $L_{sat,2}$. On résout donc de nouveau l'équation (6.3) avec un cisaillement $\tau_d(x)$ légèrement différent du cisaillement de référence donné par (6.5) que l'on note désormais $\tau_{d,ref}(x)$. Pour faire simple, on prendra $\tau_d(x) = C\tau_{d,ref}(x)$ avec $0.9 \leq C \leq 1.1$ une constante qui rend compte du fait que nos mesures de cisaillement sont précises à 10% près. On trouve

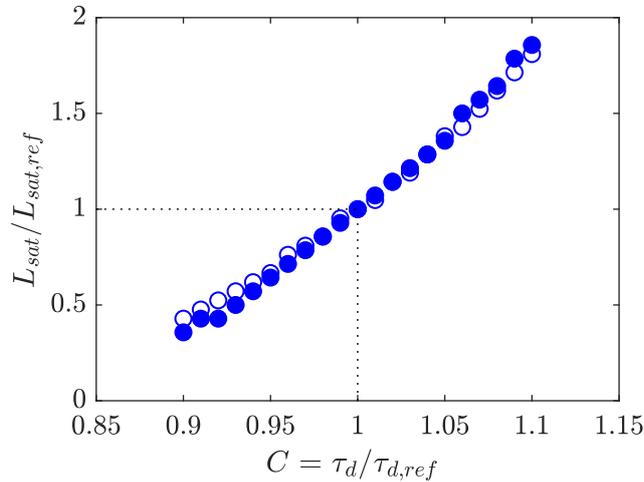


FIGURE 6.14 – Variations de la longueur de saturation lorsqu'on impose un cisaillement sur la dune légèrement différent de $\tau_{d,ref}$ donné par (6.5). Les symboles pleins correspondent à $L_{sat,1}$, les symboles creux à $L_{sat,2}$. Paramètres expérimentaux identiques à ceux de la figure 6.13, se référer à la légende pour les valeurs de $L_{sat,ref}$.

CHAPITRE 6. CHARRIAGE HORS ÉQUILIBRE : LONGUEUR DE SATURATION

ρ_p/ρ_f	D_{v50} (μm)	Re	u_τ (mm/s)	L_{sat} (mm)	L_{sat}/D_{v50}
2.5	310	18300	13.5	34.8	112
2.5	540	18300	13.5	52.9	98
2.5	540	20000	14.6	43.9	81
3.8	310	21600	15.6	11.4	37
3.8	310	23300	16.7	9.3	30
3.8	540	21600	15.6	21.6	40
2.8	540	23300	16.7	28.1	52

TABLEAU 6.1 – Longueurs de saturation déterminées à partir du flux de grains sur le dos de barkhanes.

$L_{sat,1}$ et $L_{sat,2}$ et on compare ces valeurs à $L_{sat,1,ref}$ et $L_{sat,2,ref}$, les valeurs de la longueur de saturation avec $\tau_{d,ref}(x)$ pour cisaillement. La figure 6.14 montre la variation de la nouvelle longueur de saturation en fonction du nouveau cisaillement qui s'applique sur la dune. On voit que l'estimation de la longueur de saturation est, dans notre cas, très sensible à la valeur du cisaillement que l'on choisit : par exemple une diminution (augmentation) de ce dernier de 5% conduit à une diminution (augmentation) d'environ 50% de la longueur de saturation. Ce constat n'est pas étonnant et il est le reflet des variations brutales de nos lois de transport q_{sat}^* avec θ . Ainsi, il convient de rester prudent sur la valeur numérique de la longueur de saturation estimée avec notre approche.

Dans la suite, on considérera uniquement la longueur $L_{sat,1}$ qui donne un flux plus "crédible" que $L_{sat,2}$ et on la notera simplement L_{sat} . Nous déterminons L_{sat} pour les dunes formées avec les autres types de grains et pour différentes vitesses de frottement (protocole décrit en début de section). L'annexe I regroupe les figures permettant d'estimer L_{sat} et le tableau 6.1 liste les valeurs de la longueur de saturation ainsi obtenues.

Comme nous l'avons déjà évoqué au début de ce chapitre, plusieurs études proposent une longueur de saturation faisant échelle avec la longueur de traînée : $L_{sat} \propto \ell_t = \rho_p/\rho_f D_{v50}$ (par exemple (Andreotti *et al.*, 2010), (Fourrière *et al.*, 2010)). De manière un peu différente, Franklin et Charru (2011) émettent l'hypothèse que c'est la longueur de déposition (distance typique parcourue pendant que le grain sédimente) qui est l'échelle adéquate pour les phénomènes de relaxation du flux soit $L_{sat} \propto \ell_d = u_\tau/v_s D_{v50}$ (cf. relation (4.3) pour la définition de v_s). Dans les deux cas, L_{sat} est proportionnelle à la taille des grains et l'enjeu est de savoir si c'est le rapport de densités ρ_p/ρ_f ou si c'est le rapport de vitesses u_τ/v_s qui contrôle la relaxation du flux vers l'équilibre. Dans ce but, on trace L_{sat}/D_{v50} en fonction de ρ_p/ρ_f et de u_τ/v_s sur les figures 6.15 (a) et (b) respectivement.

On voit sur la figure 6.15 (a) une décroissance affine de L_{sat}/D_{v50} avec le rapport de densités. Ce comportement est surprenant car la littérature

6.3. ESTIMATION DE L_{SAT} POUR LE CHARRIAGE À PARTIR DU TRANSPORT SUR LES BARKHANES

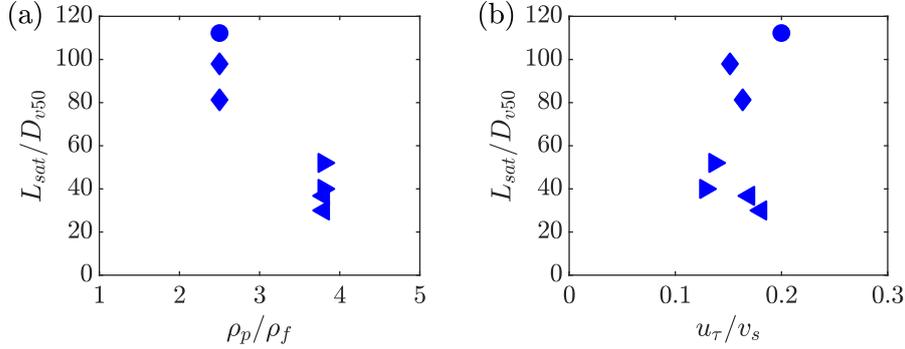


FIGURE 6.15 – Estimations de la longueur de saturation sur des barkhanes composées de grains de verre de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\bullet), $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\blacklozenge) et de grains de zircon de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ (\blacktriangleleft) et $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ (\blacktriangleright). (a) Longueur de saturation en fonction de la longueur de traînée. (b) Longueur de saturation en fonction de la longueur de déposition.

évoque plutôt une croissance linéaire de L_{sat}/D_{v50} avec ρ_p/ρ_f pour le charriage aquatique (Fourrière *et al.*, 2010). De façon un peu plus convaincante, une tendance linéaire (ou affine) semble se dégager sur la figure 6.15 (b) même si celle-ci mériterait d'être confirmée sur plus de points expérimentaux. Ainsi, la longueur de saturation pour le charriage aquatique ferait échelle avec la longueur de déposition. Toutefois, nous devons garder à l'esprit que les longueurs de saturation estimées ici sont beaucoup plus grandes qu'attendues (de 30 à 110 fois le diamètre des grains) et que leurs valeurs numériques sont très sensibles aux variations du cisaillement.

En résumé, nous pouvons dire que nos expériences penchent plutôt en faveur du "scaling" $L_{sat} \propto u_\tau/v_s D_{v50}$ sans pour autant être totalement conclusives à ce sujet. Quelques remarques peuvent être faites pour nuancer notre propos. D'abord, comme nous l'avons vu au chapitre 4 (transport sur lits plats), nous devons nous rappeler que nous étudions des régimes où le charriage est faible et dans lesquels les lois habituelles (du type Meyer-Peter et Müller) ne s'appliquent pas. Ainsi, on pourrait très bien imaginer que le phénomène de saturation du flux dépende du régime de charriage et cela complexifierait grandement la situation (L_{sat} varierait alors avec l'intensité du transport...). Ensuite, de la même manière que sur les lits plats, on peut raisonnablement dire que la turbulence proche paroi impacte ici aussi le mouvement des grains. Dans le cas de la dune, la contribution des structures cohérentes turbulentes au mouvement des grains est différente de celle sur le fond plat : en effet, nous avons mis en évidence une diminution des fluctuations longitudinales du pied à la crête (cf. figure 6.10 (b)). La va-

leur moyenne du cisaillement à la paroi peut alors se révéler trompeuse car elle ne tient pas compte de cette "turbulence hors équilibre". Par exemple, Nelson *et al.* (1995) ont montré, pour un cas d'écoulement turbulent non développé, que des événements turbulents très intenses mais relativement peu fréquents (donc "invisibles" dans la valeur moyenne du cisaillement) affectaient le transport drastiquement. Enfin, on ne peut nier qu'il existe une différence non négligeable entre les courbes du flux intégré numériquement et du flux réellement mesuré (cf. figure 6.13 par exemple). Dès lors, il se peut qu'un problème conceptuel plus profond se cache derrière cette incohérence comme par exemple le fait qu'on utilise l'équation (6.3) hors de son domaine de validité (on rappelle que l'équation (6.3) peut être vue comme un développement limité autour de l'équilibre).

6.3.3 Perspectives

Même si nos estimations de L_{sat} sur les dos des barkhanes ne sont pas totalement satisfaisantes, elles sont cohérentes avec les expériences sur les lits plats (cf. section 4.3). En effet, nous avons trouvé des flux de grains identiques sur des lits de 10, 20 et 30 cm de longueur et cela nous a amené à la conclusion : $L_{sat} \leq 10$ cm. Ici aussi, nous retrouvons des valeurs de longueurs de saturation plus petites que 10 cm (cf. tableau 6.1).

Pour aller plus loin, il conviendrait d'utiliser des lits de longueurs inférieures à 10 cm pour mettre en évidence la relaxation du flux vers sa valeur d'équilibre du bord amont du lit vers l'aval. Expérimentalement, de telles configurations ne sont pas simples à réaliser car, intuitivement, on peut se dire que plus le lit sera court et plus de faibles défauts de planéité ou à la transition plaque du fond/bord amont du lit pourront influencer les résultats. Malgré ces difficultés, il me semble que la configuration de lit plat présente un potentiel supérieur pour estimer correctement la longueur de saturation comparativement au cas de la barkhane. Il vaut mieux, à mon avis, se retrouver dans une situation où le cisaillement est homogène (le lit plat) que dans une situation inhomogène (la barkhane) car ce dernier est assez difficile à mesurer et est pourtant crucial si l'on veut avoir confiance dans l'estimation de L_{sat} . Cela étant dit, si la longueur de saturation pour le charriage aquatique est vraiment petite (de l'ordre de quelques grains), il paraît compliqué de faire des mesures sur des lits contenant un nombre aussi faible de grains.

6.4 Conclusion

Des mesures VLD ont été réalisées dans le plan de symétrie d'une "maquette" 3D de barkhane. Nous avons retrouvé le résultat bien connu d'un écoulement accéléré du pied de la dune à la crête. Parallèlement à cette

6.4. CONCLUSION

augmentation de vitesse, on a observé une diminution de l'intensité des fluctuations de la vitesse longitudinale. Cette caractérisation de l'écoulement nous a permis d'estimer le cisaillement (visqueux) qu'exerce le fluide sur le dos de la barkhane : le cisaillement mesuré au pied de la dune vaut 80% du cisaillement sur fond plat ; celui à la crête 180% du cisaillement en amont (cf. relation (6.5)). En utilisant le cisaillement mesuré et les lois de transport déterminées empiriquement au chapitre 4, on a intégré l'équation de relaxation du flux de grains (cf. relation (6.3)) du pied jusqu'à la crête pour obtenir la valeur du flux en tout point du dos de la dune. Les longueurs de saturation qui permettent d'avoir des solutions assez proches des flux expérimentaux sont plus grandes qu'attendues et semblent faire échelle avec une longueur de déposition. Nous devons toutefois rester prudents avec ces résultats car nous avons montré qu'une faible variation de la valeur du cisaillement sur le dos de la dune entraînait une variation importante pour L_{sat} .

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés au charriage de sédiments sous l'eau dans les conditions bien contrôlées du laboratoire avec pour objectif principal d'estimer L_{sat} , la longueur nécessaire pour que le flux de grains atteigne l'équilibre.

La totalité des expériences ont été réalisées dans un canal en charge à section rectangulaire décrit en détails au chapitre 2. Des mesures par Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) nous ont permis de caractériser l'écoulement et de vérifier que celui-ci possédait les propriétés habituelles d'un écoulement turbulent développé au-dessus d'un fond lisse et horizontal. Nous avons retrouvé un profil moyen de vitesse longitudinale linéaire avec la distance à la paroi dans une région très proche du fond ; nous avons aussi mis en évidence une région logarithmique un peu plus loin. Un soin particulier a été porté à la mesure du cisaillement moyen à la paroi τ_w : nous avons fait le choix de le déterminer à partir du gradient de vitesse moyenne dans la sous-couche visqueuse. Nous avons vérifié que les cisaillements mesurés étaient en accord avec la loi de friction de Blasius (cf. relation (2.14)) : cette dernière a donc été utilisée dans la suite de la thèse pour estimer la valeur de la contrainte hydrodynamique s'exerçant sur le fond. De plus et comme attendu, la vitesse de frottement $u_\tau = (\tau_w/\rho_f)^{1/2}$ et la longueur visqueuse $\eta = \nu_f/u_\tau$ se sont révélées être les échelles adéquates de vitesse et de longueur, respectivement.

Les différents grains utilisés au cours de cette thèse ont été présentés au chapitre 3 : il s'agit de billes avec une assez bonne sphéricité et une densité $\rho_p/\rho_f = 2.5$ pour celles en verre et $\rho_p/\rho_f = 3.8$ pour celles en zircone. Les distributions de taille des différents lots de grains ont été obtenues grâce à une analyse granulométrique : le diamètre médian D_{v50} mesuré vaut, selon les cas, 130 μm , 310 μm et 540 μm . La seconde partie du chapitre 3 est consacrée à des expériences de suivi de grains isolés sur fond plat et lisse. Bien que

les écoulements soient lisses ou faiblement transitoires du point de vue de la rugosité (nombre de Reynolds particulaire $Re_p = u_\tau D_{v50}/\nu_f \lesssim 10$), nous avons montré que l'effet des contraintes turbulentes était non négligeable et se traduisait par une dynamique "erratique" des grains (accélération brutales et intermittentes). Ces accélérations dues à des "bouffées" turbulentes en proche paroi expliquent l'asymétrie des distributions de la vitesse longitudinale des particules (*skewness* positive). On a montré qu'on pouvait ajuster les distributions expérimentales de vitesse avec des lois Gamma (cf. définition (3.2)). On a aussi trouvé une variation linéaire avec Re_p des vitesses moyennes et des écarts types adimensionnés par u_τ (cf. relations (3.5) et (3.6)).

Le chapitre 4 présente des mesures du débit de grains charriés sur des lits plats afin d'établir empiriquement la loi de transport (relation $q^* = f(\theta)$, cf. définitions (4.1) et (4.2)) valable pour notre configuration expérimentale. Visuellement, le charriage est de faible intensité c'est-à-dire qu'une fraction seulement des grains de la couche supérieure du lit est en mouvement. De manière plus quantitative, on a montré que les lois habituelles pour le charriage faisant intervenir le seuil θ_c et s'écrivant comme une loi de puissance du type $q^* \propto (\theta - \theta_c)^n$ avec l'exposant n proche de 3/2 étaient inadaptées pour décrire nos résultats. Ces derniers s'interprètent mieux dans le cadre de la loi semi-empirique d'Einstein (1942) qui se passe de seuil et qui a été dérivée à partir d'expériences à nombre de Shields θ faibles et modérés. Nous avons toutefois constaté que nos données pour les différents types de grains ne formaient pas une courbe unique dans le plan $\theta - q^*$: nous nous sommes alors questionnés sur la pertinence d'utiliser le nombre de Shields θ seul pour prédire le transport. On a alors cherché à incorporer, de façon empirique, le nombre de Reynolds particulaire Re_p à la description du transport : un rassemblement de tous nos résultats est obtenu en substituant θ par $\theta Re_p^{3/4}$ (cf. équation (4.39)).

La formation, la morphologie, la dynamique à court et long terme des barkhanes aquatiques font l'objet du chapitre 5. Un système de Profilométrie par Transformée de Fourier (PTF) a été implémenté afin de mesurer avec précision la surface 3D des dunes ainsi que son évolution au cours du temps. Nous avons retrouvé un temps de formation des barkhanes faisant échelle avec le temps caractéristique $t_c = \mathcal{L}/v_d$ où \mathcal{L} est la longueur de la dune et v_d sa vitesse de migration une fois formée. Nous avons confirmé l'existence de relations affines entre les différents paramètres morphologiques des dunes. L'étude fine de la morphologie d'une barkhane a permis de montrer que le dos de la dune était très proche d'un paraboloidé. Le flux de grains à la crête q_c a été estimé à partir des mesures simultanées de la vitesse et de la hauteur des dunes (cf. équation (5.10)) : les valeurs de q_c sont compatibles avec les résultats du chapitre 4 si on suppose que le cisaillement à la crête vaut 1.45 fois le cisaillement sur fond plat (et que le transport est à l'équilibre). Le

flux granulaire en tout point de la dune $q(x)$ (du pied à la crête) est calculé à partir de l'équation de conservation de la masse (5.11) : on a ainsi démontré que les barkhanes se déplaçaient sans se déformer c'est-à-dire que le flux de grains $q(x)$ et le profil de hauteur dans le plan de symétrie $h(x)$ étaient proportionnels (cf. relation (5.13)). Les mesures de $q(x)$ nous ont aussi servi à estimer le cisaillement sur le dos de la dune. En supposant l'équilibre du transport, on a inversé les lois déterminées au chapitre 4 pour en déduire le cisaillement du pied à la crête de la barkhane $\tau_d(x)$. Cette procédure conduit à une fonction $\tau_d(x)$ monotone et croissante sur le dos de la dune valant $1.1\tau_w$ au pied et $1.4\tau_w$ à la crête. Le suivi des dunes aux temps longs a montré que le volume des barkhanes diminuait linéairement avec le temps. Nous avons mis en évidence une corrélation entre le temps t_e caractérisant l'érosion des dunes (cf. définition (5.37)) et le temps d'advection t_c .

Nous avons mesuré l'écoulement par VLD au-dessus d'une "maquette" de barkhane (dans le plan de symétrie) au chapitre 6. Nous avons trouvé une accélération de vitesse du pied à la crête cohérente avec les études antérieures. Parallèlement à cette accélération, on a noté une diminution de l'intensité des fluctuations turbulentes le long de la dune. En terme de cisaillement mesuré $\tau_d(x)$, celui-ci vaut $0.8\tau_w$ au pied de la dune. À la crête, il vaut $1.8\tau_w$ (cf. relation (6.5)) et cette valeur est supérieure à celle trouvée en inversant les lois de transport ($\tau_d \simeq 1.4\tau_w$, cf. section 5.3.8) : cette différence peut s'interpréter comme étant une signature de la relaxation du flux de grains. Les mesures de cisaillement $\tau_d(x)$ ont alors été utilisées, conjointement aux lois de transport empiriques du chapitre 4, pour estimer q_{sat} le flux de grains saturé (à l'équilibre) sur le dos de la dune. Connaissant $\tau_d(x)$ (et donc $\theta(x)$) et $q_{sat}(x)$, on a pu intégrer numériquement l'équation de relaxation du flux (6.3) et ainsi déterminer $q_{num}(x)$, le flux hors équilibre sur la dune en laissant L_{sat} comme paramètre libre. Nous avons ensuite sélectionné la longueur de saturation L_{sat} permettant d'avoir une solution $q_{num}(x)$ la plus proche possible du flux expérimental. Nos résultats semblent montrer que la longueur de saturation pour le charriage fait plutôt échelle avec une longueur de déposition. Pour confirmer ou infirmer cette loi d'échelle, il serait pertinent de réaliser des expériences complémentaires de mesure de flux sur des lits plats de longueurs inférieures à 10 cm.

ANNEXE A

DÉBITMÈTRE ET COMMANDE DE LA POMPE

Vérification de l'étalonnage du débitmètre

On s'assure du bon fonctionnement du débitmètre en comparant la mesure Q_{deb} donnée par ce dernier avec une mesure de débit indépendante (notée par la suite Q_{masse}). Pour ce faire, l'écoulement en aval de la pompe est redirigé vers une cuve suspendue à un peson numérique. Ce dispositif nous permet d'accéder à la masse totale M_f de fluide transportée au cours du temps et donc au débit volumique Q_{masse} (on suppose que la masse volumique de l'eau vaut $\rho_f = 1000 \text{ kg/m}^3$).

La figure A.1 montre un exemple de mesure de la masse M_f obtenue avec le peson au cours du temps pour un débit $Q_{deb} = 0.0015 \text{ m}^3/\text{s}$. On voit que la pompe délivre bien un débit constant puisque M_f augmente linéairement avec t . Le coefficient directeur a de la droite $y = a \cdot t$ est déterminé par régression linéaire. On trouve $a = 1.56 \text{ kg/s}$ ce qui conduit à $Q_{masse} = a/\rho_f = 0.00156 \text{ m}^3/\text{s}$. Cette mesure de débit alternative est en accord avec celle du débitmètre.

On répète les mesures de Q_{masse} et Q_{deb} pour différents débits, les résultats sont présentés sur la figure A.2. Les mesures de débit avec la méthode du peson sont en très bon accord avec celles du débitmètre.

En conclusion, on peut se fier aux mesures Q_{deb} du débitmètre.

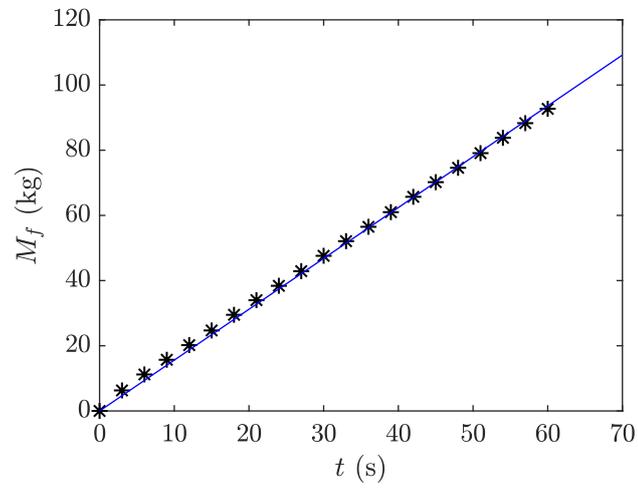


FIGURE A.1 – (*), points expérimentaux. (—), régression linéaire.

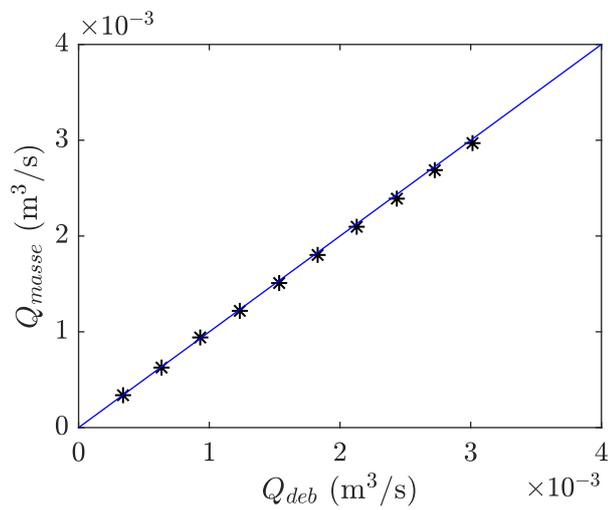


FIGURE A.2 – (*), points expérimentaux. (—), droite $Q_{masse} = Q_{deb}$.

Conversion de la commande de la pompe

La pompe est commandée par le programme "Cmde_Pompe" développé par le service Signaux Images de l'IMFT. Une interface graphique permet à l'utilisateur de choisir une consigne pour la vitesse de rotation de la pompe. Cette consigne de vitesse CV peut prendre des valeurs entre 0 et 100%. L'utilisateur peut aussi ajouter une rampe et en contrôler la pente : la vitesse de la pompe augmentera alors progressivement au taux voulu (en %/s) jusqu'à la consigne CV .

Pour toutes les expériences de cette thèse, on a utilisé une rampe avec un taux de 10 %/s.

La figure A.3 ci-dessous montre l'évolution du débit Q_{deb} (en m^3/s) relevé au débitmètre en fonction de la consigne CV (en %). Comme attendu, le débit augmente de façon linéaire avec la vitesse de rotation de la pompe et une régression nous donne :

$$Q_{deb} = 3.039 \cdot 10^{-5} \cdot CV.$$

La relation ci-dessus s'avère pratique pour un utilisateur du canal car elle permet de convertir la consigne en un débit exprimé dans les unités adéquates. Inversement, elle peut aussi servir à trouver la valeur de la consigne qui conduit à un débit d'intérêt.

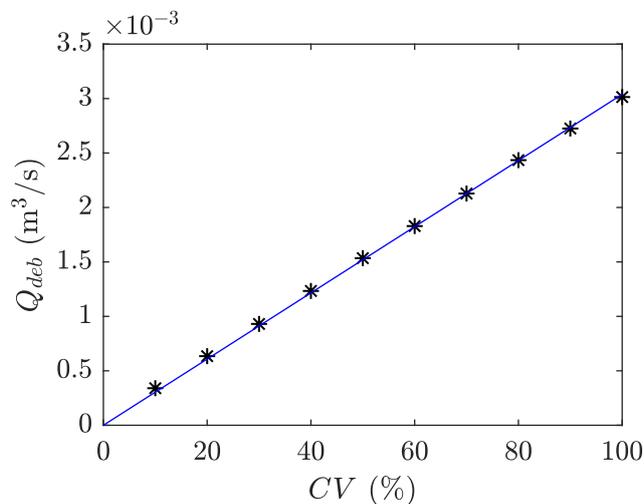


FIGURE A.3 – (*), points expérimentaux. (—), régression linéaire.

ANNEXE A. DÉBITMÈTRE ET COMMANDE DE LA POMPE

ANNEXE B

NID D'ABEILLE

Le nid d'abeille (cf. photographie ci-dessous) est un réseau d'alvéoles hexagonales de dimensions largeur \times hauteur \times profondeur = 11 cm \times 17 cm \times 20 cm. Le côté des alvéoles mesure 5 mm et la paroi 0.5 mm. Ce nid d'abeille a été imprimé en 3D au laboratoire en 2 parties de 10 cm de profondeur.

Le principe de ce dispositif est de forcer le fluide à passer à travers des "tubes" relativement fins. Les grosses structures turbulentes cohérentes indésirables sont ainsi supprimées : l'écoulement est de ce fait plus homogène.

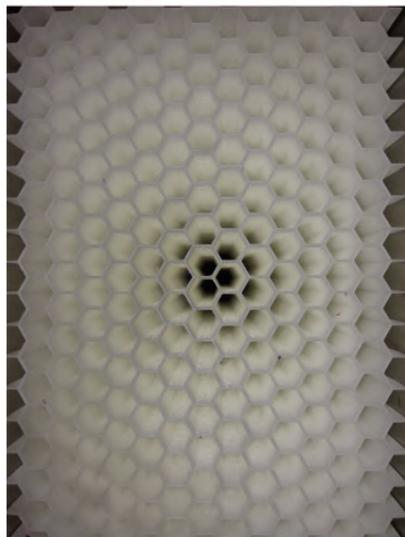


FIGURE B.1 – Photographie du nid d'abeille, vue de face.

ANNEXE C

SUIVI DE GRAINS : DONNÉES SUPPLÉMENTAIRES

Nombres de trajectoires et de points de mesure utilisés pour construire les fonctions de densité de probabilité de vitesse de la section **3.2.3**

u_τ (mm/s)	N_{traj}	N_{tot}
13.5	998	148701
14.6	657	101955
15.6	220	32746
16.7	419	65756
17.7	282	42536

TABLEAU C.1 – $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$, $D_{v50} = 130 \text{ }\mu\text{m}$.

u_τ (mm/s)	N_{traj}	N_{tot}
13.5	533	37951
14.6	382	29554
15.6	915	71401
16.7	783	64618
17.7	619	49718

TABLEAU C.2 – $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$, $D_{v50} = 310 \text{ }\mu\text{m}$.

ANNEXE C. SUIVI DE GRAINS : DONNÉES SUPPLÉMENTAIRES

u_τ (mm/s)	N_{traj}	N_{tot}
13.5	465	19369
14.6	1361	58224
15.6	716	33722
16.7	968	47623
17.7	542	27413

TABLEAU C.3 – $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$, $D_{v50} = 540 \text{ }\mu\text{m}$.

u_τ (mm/s)	N_{traj}	N_{tot}
14.6	354	24692
15.6	1111	81466
16.7	719	55276
17.7	1364	111836
18.7	910	73395
19.8	486	37898

TABLEAU C.4 – $\rho_p = 3800 \text{ kg/m}^3$, $D_{v50} = 310 \text{ }\mu\text{m}$.

u_τ (mm/s)	N_{traj}	N_{tot}
14.6	217	8232
15.6	476	18039
16.7	519	20946
17.7	1862	78086
18.7	1028	43959

TABLEAU C.5 – $\rho_p = 3800 \text{ kg/m}^3$, $D_{v50} = 540 \text{ }\mu\text{m}$.

ANNEXE D

ARTICLE *PHYSICAL REVIEW FLUIDS*

Article basé sur les résultats de la section [3.2](#) (cf. page suivante) :

**Particle motion within the viscous sublayer
of a turbulent shear flow**

Guillaume Quibeuf, François Charru, and Laurent Lacaze

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) - Université de Toulouse,

CNRS-INPT-UPS, Toulouse FRANCE

(Dated: February 3, 2019)

Abstract

The motion of isolated particles within the viscous sublayer of a turbulent shear flow is investigated experimentally (from high frequency particle tracking), and correlated to that of the fluid (from high resolution LDV measurements). Varying the particle diameter and density and the flow conditions (Reynolds number), it is shown that fluid flow fluctuations within the viscous sublayer induce large fluctuations of the particle velocity. No lift-up of the particles was observed, unlike what happens in viscous laminar flow where the lift force may overcome the immersed particle weight. The mean and r.m.s. velocities are found to scale with the wall units and the particle Reynolds number, as well as the Lagrangian correlation time. The probability density functions for the streamwise and transverse velocity are found to be Gamma and Gaussian laws, respectively. These results may improve the modelling of sediment transport near threshold where fluctuations dominate.

I. INTRODUCTION

The shearing action of a water flow above a granular bed leads, for moderate shear stress, to bedload transport where particles move close to the bed. This transport is generally studied at a macroscopic level with emphasis on the mean sediment discharge, because the latter is the most relevant quantity for most applications (river morphodynamics, hydraulic engineering...). In this context, there exists a great variety of semi-empirical sediment transport laws derived from laboratory experiments [1]. However, their applicability range is quite narrow and discrepancy between predictions and *in situ* measurements can be large, especially for shear-stress close to threshold [2, 3].

From the experimental point of view, particle tracking is the natural suitable tool for investigating local grains dynamics in viscous [4–6] or turbulent streams [7, 8]. For the latter, detailed and time-resolved measurements of the near-bed fluid flow have improved our understanding of the interactions between the turbulent structures and the grains motion [9, 10] and of its feedback on the flow [11–13]. However, progress is still needed in this direction for a general theoretical framework to be achieved.

This paper reports an experimental investigation of the motion of isolated particles (small surface density) carried by a turbulent flow over a smooth bottom wall, in a configuration similar to that studied in Refs. 14–16. The objective here is to examine the link between the dynamics and statistics of the near-wall fluid flow and those of individual grains, thanks to precise and reliable velocity measurements of both phases.

II. EXPERIMENTAL SET-UP

The experimental set-up, as sketched in Fig. 1, consists of a 5.5 m long pipe with rectangular cross section with height $H = 59$ mm and width $W = 120$ mm. The pipe Reynolds number $Re = \rho U D_h / \eta$ may reach 3×10^4 , where U is the mean fluid flow velocity, D_h the hydraulic diameter, $\rho = 10^3$ kg m⁻³ the water density and $\eta = \rho \nu = 10^{-3}$ Pas its viscosity. The flow field was measured by Laser Doppler Velocimetry (Dantec Dynamics high power flowlite 2D system), in the vertical symmetry plane, at 4.2 m downstream of the entrance of the pipe. The LDV probe, mounted on a 3-axis traverse system, permits to scan the flow along the vertical. Measurements were taken at every 0.05 mm within the first millimeter

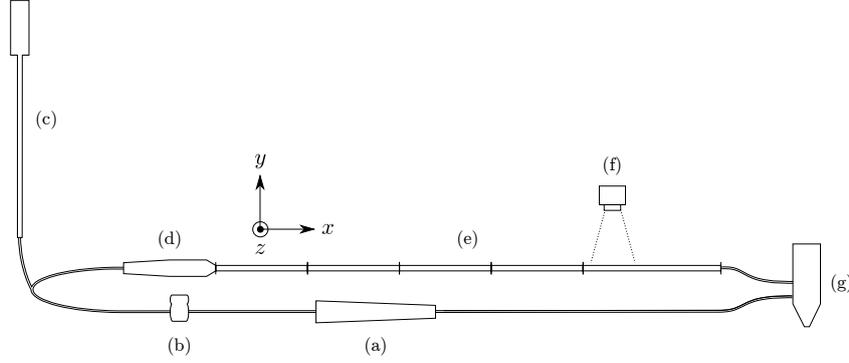


FIG. 1. Sketch of the experimental set-up. (a) Progressive cavity pump ; (b) electromagnetic flow meter ; (c) 2 m-high water column ; (d) divergent, honeycomb and convergent ; (e) channel with rectangular cross section ; (f) movie camera ; (g) sedimentation tank.

above the bottom wall, and at every millimeter above. The typical acquisition rate was about 100 Hz, with 5000 samples collected at each point.

The streamwise velocity is decomposed as $u(y, t) = \bar{u}(y) + u'(y, t)$ where $\bar{u}(y)$ is the time-averaged velocity and $u'(y, t)$ is the fluctuation. The wall shear stress τ_w , as determined from the near-wall slope of the mean velocity, $\tau_w = \rho\nu(\partial\bar{u}/\partial y)_{y \rightarrow 0}$, was found to agree with the Blasius correlation, $\tau_w/(\frac{1}{2}\rho U^2) = 0.0791 Re^{-1/4}$. This correlation was then used to compute

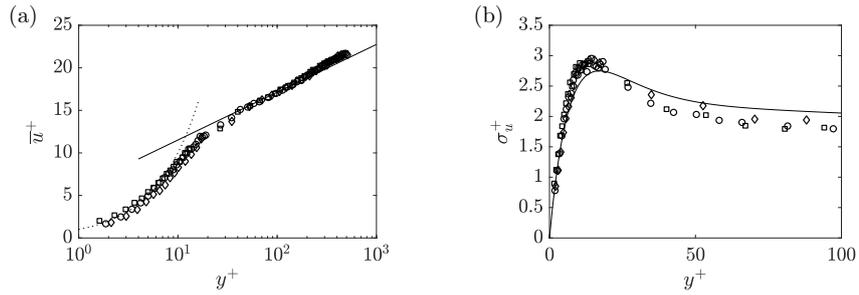


FIG. 2. Streamwise fluid velocity in the vertical symmetry plane, in wall units, for $Re = 18300$ (\square), 21600 (\circ), 25000 (\diamond). (a) Mean velocity; (.....), $\bar{u}^+ = y^+$; (—), $\bar{u}^+ = 1/\kappa \log(y^+) + B$ with $\kappa = 0.41$ and $B = 5.9$. (b) Standard deviation $\sigma_u = \overline{u'^2}^{1/2}$; (—), Eq. (13) from Ref. 17.

Label	d (mm)	ρ_p (kg m ⁻³)	Re	u_τ (mm s ⁻¹)	Re_p	θ
G1	0.13	2500	18300 - 25000	13.5 - 17.7	1.8 - 2.3	0.095 - 0.16
G2	0.31	2500	18300 - 25000	13.5 - 17.7	4.2 - 5.4	0.040 - 0.069
G3	0.54	2500	18300 - 25000	13.5 - 17.7	7.3 - 9.6	0.023 - 0.040
Z1	0.31	3800	20000 - 28300	14.6 - 19.8	4.5 - 6.1	0.025 - 0.046
Z2	0.54	3800	20000 - 26600	14.6 - 18.7	7.9 - 10.1	0.014 - 0.024

TABLE I. Beads diameter and density, and range of the hydrodynamical conditions explored.

the wall scales: the shear velocity $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ and the viscous length $\delta_v = \nu/u_\tau$. The vertical profile of the mean velocity $\bar{u}^+(y^+)$, in wall units, is displayed in Fig. 2(a). As expected, it increases linearly from the wall within the viscous sublayer ($y^+ \lesssim 10$), and then logarithmically in the inertial range $40 \lesssim y^+ \lesssim 200$. The standard deviation $\sigma_u = \overline{u'^2}^{1/2}$, displayed in Fig. 2(b), reaches a maximum $\sigma_u^+ \approx 3$ at $y^+ \approx 15$ and then slowly decreases, in agreement with the semi-empirical relationship given by Ref. 17 (solid line).

The particles were white spherical glass or zirconium beads from Sigmund Lindner. Their density and median diameter d , after sieving, are given in Table I together with the explored ranges of the flow Reynolds number Re , friction velocity u_τ , particle Reynolds number $Re_p = u_\tau d/\nu$ and Shields number $\theta = \tau_w/((\rho_p - \rho)gd)$ (dimensionless wall shear stress). It can be seen that Re_p is always below 10, which means that the particles remain within the viscous sublayer.

A few particles were released on the bottom wall of the channel (painted in black to enhance the contrast with the white particles), with surface density of a few particles per square centimeter. Their motion, as the flow was set out, was followed by a CCD camera (Basler ace acA2040-180km, 2000 × 2000 pixels) placed above the last third of the channel length. The field of view was 18 × 18 mm² and the frame rate f was between 60 and 160 Hz. The images were then processed with a particle tracking algorithm¹ providing the particle trajectories and velocities.

¹ from D. Blair and E. Dufresne, freely available at <http://site.physics.georgetown.edu/matlab/>.

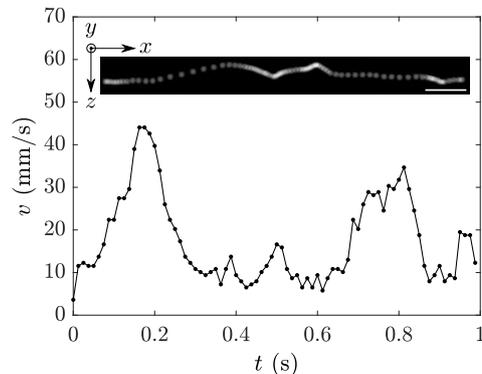


FIG. 3. Chronophotography of a typical particle trajectory seen from above (the scale in the right bottom corner is 2 mm long), and corresponding streamwise velocity; two acceleration phases are clearly visible. Beads Z1 (see Table I), $Re_p = 4.8$, $f = 80$ Hz.

III. RESULTS

A. Particle trajectory and mean velocity

A typical trajectory and the corresponding velocity variations are shown in Fig. 3. It can be seen that the bead has an erratic motion with periods of sudden accelerations and decelerations. This behavior, which was observed for all flow conditions, shows that although the particle lies within the viscous sublayer, its motion still reflects some unsteadiness of the turbulent flow.

Figure 4 displays the mean particle velocity \bar{v}^+ , in wall units, for the five bead types (open symbols), as a function of the particle Reynolds number Re_p . It appears that all the data points fall onto the same curve, and that the particle velocity scales linearly with the Reynolds number, as

$$\bar{v}^+ = 0.26 Re_p. \quad (1)$$

In other words, the particle velocity scales with the shear rate u_τ^2/ν and is equal to the fluid velocity at the distance $0.26 d$ above the wall. Figure 4 also displays velocity measurements from Refs. 15 and 16, for $Re_p \gtrsim 20$ where particles emerge out of the viscous sublayer. It can be seen that these measurements nicely extend ours. The fit (solid line) proposed by

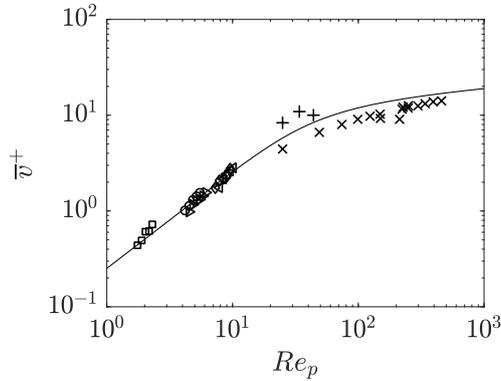


FIG. 4. Mean velocity \bar{v}^+ versus particle Reynolds number Re_p . The data for $Re_p \lesssim 10$ correspond to the present experiments. (\square), beads G1; (\circ), beads G2; (\diamond), beads G3; (\triangleright), beads Z1; (\triangleleft), beads Z2; (\times) and (+) are from Refs. 15 and 16. (—), Eq. (7) from Ref. 15.

Ref. 15 (their Eq. (7)) accounts for all measurements.

B. Assessment of a viscous flow model

Let us now compare the above results with those obtained by Leighton and coworkers for isolated particles in laminar viscous flow [18, 19]. For their particles with small inertia, these authors identified three regimes. First, for low shear rates, the particle rolls without slipping with constant translational speed. Then, slip occurs and the particle velocity increases. Eventually, for high shear rates, the lift force overcomes the immersed bead weight, the bead takes off and stabilizes at a finite (small) distance from the wall. The dimensionless parameter that naturally emerges from the model and governs both transitions is Re_p^4/Re_s , where Re_s is the settling Reynolds number based on the Stokes settling velocity and the particle diameter. The rolling-slipping and lift-off transitions occur for $Re_p^4/Re_s \approx 1.6$ and $Re_p^4/Re_s \approx 32$, respectively (which correspond, with the notations of Refs. 18 and 19, to $Re_\gamma^2/Re_s \approx 0.2$ and $Re_\gamma^2/Re_s \approx 4$). The velocities and transitions measured in Refs. 18 and 19 were found to agree with an analytical calculation of the forces and torques on the particle, involving two parameters: a typical roughness size ϵd of the bead surface, $\epsilon \ll 1$, and a friction coefficient μ_f .

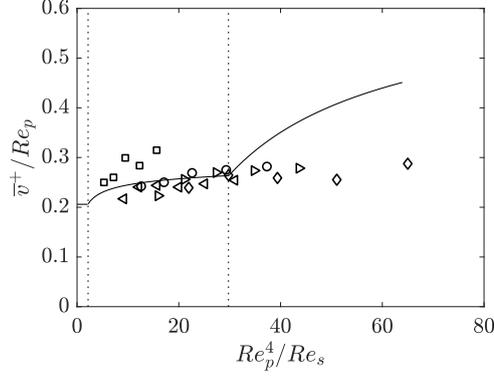


FIG. 5. Mean particle velocity \bar{v}^+ as a function of the shear parameter Re_p^4/Re_s , and theoretical calculation (solid line) by Ref. 18 and 19 for relative roughness $\epsilon = 0.005$ and friction coefficient $\mu_f = 0.25$. The vertical dashed lines locate the rolling-slipping and lift-off transitions predicted by the model. (\square), beads G1; (\circ), beads G2; (\diamond), beads G3; (\triangleright), beads Z1; (\triangleleft), beads Z2.

Figure 5 compares the present mean velocity measurements (data points) with the model of Refs. 18 and 19 (solid line), as a function of Re_p^4/Re_s . It can be seen that the agreement is good up to $Re_p^4/Re_s \approx 32$. For higher shear, the model predicts lift-off and higher particle velocity, whereas our observations do not reveal anything special: the velocity still scales with the shear rate u_τ^2/ν (constant \bar{v}^+/Re_p). The reason for the absence of any lift-up transition may be the sensitivity of the lift force to the ratio of the sliding and rotating motions, so that the mean lift force is cancelled, in turbulent flow, by the unsteadiness of the fluid motion.

C. Standard deviations of the particle velocity and fluid velocity

Previous experiments, see e.g. Ref. 14, have shown that heavy particles moving on a wall in turbulent flow may experience large velocity fluctuations. We want here to explore more thoroughly these fluctuations and assess their correlation with those of the fluid. Figure 6(a) displays the r.m.s. streamwise velocity σ_{v_x} (or standard deviation, filled symbols); the mean velocities \bar{v}^+ (open symbols) previously given in Fig. 4 are shown again for comparison. It

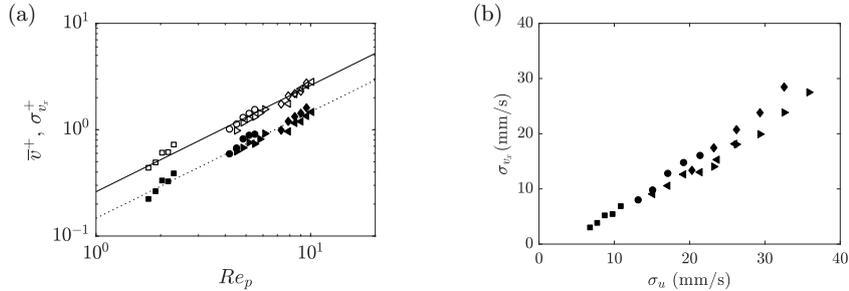


FIG. 6. (a) Mean (open symbols) and r.m.s. (filled symbols) streamwise velocity, \bar{v}^+ and $\sigma_{v_x}^+$ in wall units, as a function of the particle Reynolds number Re_p . Symbols: see Fig. 5. (—), Eq. (1). (.....), Eq. (2). (b) σ_{v_x} versus the r.m.s. fluid velocity σ_u at the height $y = \frac{1}{2}d$.

can be seen that all measurements fall close to the curve (dotted line) :

$$\sigma_{v_x}^+ = 0.15 Re_p. \quad (2)$$

Thus, $\sigma_{v_x}^+$ scales with the particle Reynolds number, as the mean velocity \bar{v}^+ , and represents a large part of the latter, of about 60%. These results show that, although the Reynolds stresses are small within the viscous sublayer, large fluctuations may however exist there. This is confirmed in Figure 6(b) which compares σ_{v_x} to the r.m.s. fluid velocity, σ_u , at the height of the center of the particle, $y = \frac{1}{2}d$. It can be seen that σ_{v_x} increases approximately linearly with σ_u , and is always smaller. Closer inspection shows that the r.m.s. velocity is slightly smaller for the heavy zirconium beads than for the lighter glass ones. These features may be interpreted as a filtering effect due to the particle inertia. The present fluid measurements agree with previous direct measurements of the wall shear-stress [20] which showed that fluctuations may represent 40% of the mean shear. These fluctuations likely correspond to the streamwise elongated streaks of alternating fast and slow fluid that meander in the near-wall region, below $y^+ \approx 100$ [21].

As for the fluctuations of the transverse velocity σ_{v_z} , their distributions (not shown) are found to be Gaussian. Fig. 7 shows that $\sigma_{v_z}^+$, in wall units, scales with the particle Reynolds number Re_p , as for the streamwise component. However, a particle density effect here appears: for the same Re_p , the r.m.s. velocity is much smaller for the heavy zirconium beads. In other words, the motion of heavy particles resist to the transverse fluid velocity

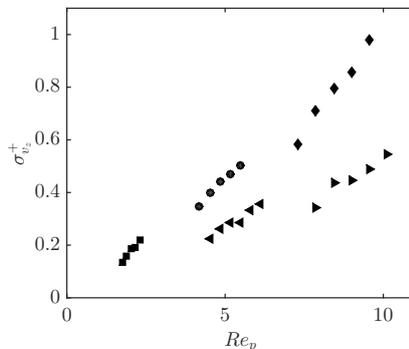


FIG. 7. Standard deviation $\sigma_{v_z}^+$ of the transverse velocity, as a function of the particle Reynolds number Re_p . (\square), beads G1; (\circ), beads G2; (\diamond), beads G3; (\triangleright), beads Z1; (\triangleleft), beads Z2.

fluctuations. A general correlation accounting for this inertia effect is

$$\sigma_{v_z}^+ = 0.25 \frac{\rho}{\rho_p} Re_p. \quad (3)$$

D. Probability density functions

We now turn to the probability density functions (*PDF*) of the fluid and particle stream-wise velocities. Figure 8(a) displays the normalized *PDF* of the dimensionless fluid velocity u/u_τ at the height $y = 0.31$ mm (the diameter of the beads G2), for five values of the Reynolds number. It can be seen that all the data points fall onto a single curve, which shows that all statistics within the viscous sublayer scale with the wall units.

The *PDF* of the grains velocity were computed, for each flow velocity, from typically 650 trajectories corresponding to a number of about 50×10^3 samples. Figure 8(b) displays, for the beads G2, the normalized *PDF* of the normalized velocity v^+/Re_p (the dimensional velocity scaled by the mean fluid velocity $u_\tau^2 d/\nu$ at the height d), for five values of the Reynolds number. It can be seen that, for $v^+/Re_p \lesssim 0.5$, all the data points fall onto a single curve, confirming that the particle motion scales with the wall units with negligible effect of the particle Reynolds number. However, for $v^+/Re_p \gtrsim 0.5$, which corresponds to velocity larger than twice the mean ($\bar{v}^+/Re_p = 0.26$), the *PDF* separate, without any clear trend with the Reynolds number variations.

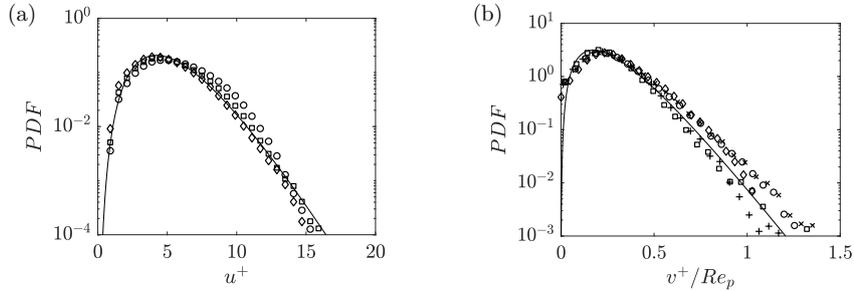


FIG. 8. Probability density functions of the streamwise velocity: (a), fluid at the height $y = 0.31$ mm; (b), particles G2 with diameter $d = 0.31$ mm. (\square) $Re = 18300$, ($+$) $Re = 20000$, (\circ) $Re = 21600$, (\times) $Re = 23300$, (\diamond) $Re = 25000$. (—), Gamma distributions, see Eq. (4).

The solid lines in Fig. 8 correspond to the Gamma distributions with PDF :

$$PDF(w) = \frac{1}{b^a \Gamma(a)} w^{a-1} e^{-w/b}, \quad (4)$$

where w stands either for u^+ or v^+/Re_p , Γ is the Gamma function, and $a = \overline{w^2}/\sigma_w^2$ and $b = \sigma_w^2/\overline{w}$ are the two parameters of the distribution [22]. For the fluid, $a \approx 5.95$ and $b \approx 0.85$. For the particles, Eqs. (1) and (2) give $a \approx 3.0$ and $b \approx 0.086$. It is noticeable that both the near-wall fluid and grain PDF are well described by Gamma distributions. The positive skewness of the Gamma distributions, very common in near-wall turbulence, is considered as the signature of sweeps [23–26]. Regarding the grains, Gamma laws have been previously evidenced in Ref. 16 (for shear higher than here) with long tails associated with the large velocities attained during small saltation jumps. Here, it is not possible to assess whether the beads actually lift off the wall during acceleration phases because of the visualization from above. However, the result that the mean and the r.m.s. particle velocity are not affected by the bead density (see Figs. 4 and 6) suggests, as previously mentioned, that settling is not involved and that particles keep contact with the wall (they roll and slide). The linear dependence of $\overline{v^+}$ with Re_p and close resemblance of the fluid and particle PDF (with $\sigma_u/\overline{u} \approx 0.5$ close to $\sigma_{v_x}/\overline{v} \approx 0.6$) rather suggest that particles simply follow the fluid fluctuations within the viscous sublayer, with probably some small lag due to their small inertia.

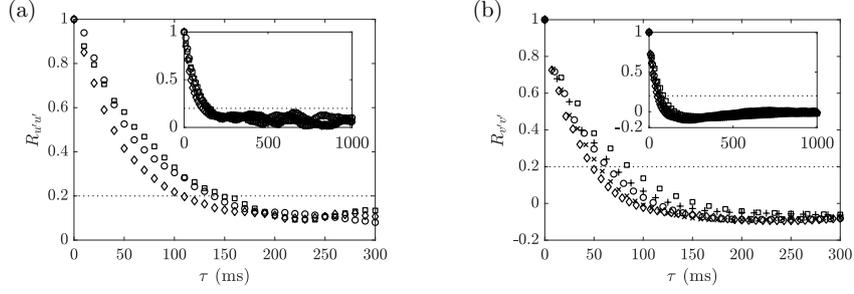


FIG. 9. Autocorrelation functions of the streamwise r.m.s. velocity: (a), fluid, (b), glass beads with $d = 0.31$ mm. Insets: long time behavior. (\square) $Re = 18300$, ($+$) $Re = 20000$, (\circ) $Re = 21600$, (\times) $Re = 23300$, (\diamond) $Re = 25000$.

E. Correlation times

A last argument may now be added to the above results, involving correlation times. Let us consider the autocorrelation function

$$R_{w'w'}(\tau) = \frac{1}{\sigma_w^2} \overline{w'(t)w'(t+\tau)} \quad (5)$$

where w' stands either for the velocity fluctuations u' or v' , τ is the time lag and the overbar still denotes temporal average. Figure 9(a) displays the autocorrelation function of the fluid velocity at the height $y = 0.31$ mm (equal to the diameter of the beads G2), for several Reynolds numbers. Similarly, Fig. 9(b) displays the autocorrelation function of the particle velocity, averaged over numerous trajectories. All plots in both figures display similar decrease with the time lag τ , with similar timescales a few hundreds of milliseconds. The higher the pipe Reynolds number is, the shorter the timescale.

More quantitatively, a correlation time τ_c can be defined as the time lag where the autocorrelation has decreased to some conventional value, here of 0.2 second (corresponding to the dotted lines in Fig. 9). (We have checked that choosing other values of the cut-off do not alter the conclusions to be drawn below.) Figure 10 displays the correlation times for the fluid (filled symbol) and all grain types (open symbols). All correlation times appear to decrease with the Reynolds number, those of the beads being roughly half that of the fluid. No clear trend can be seen from one type of grains to the other, as the grain density or diameter varies. The inset in Fig. 10 displays the same times once normalized with the

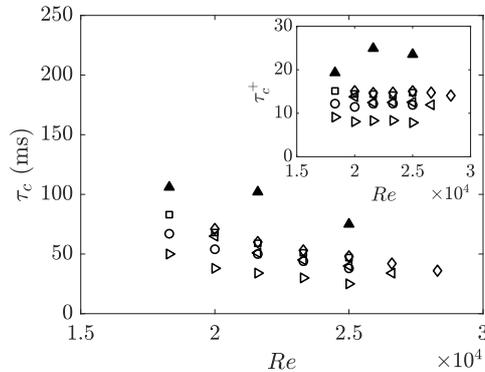


FIG. 10. Correlation times of the streamwise velocity of the fluid (\blacktriangle) and grains (open symbols, see the caption of Fig. 5) with the pipe Reynolds number. Inset : correlation times in wall units.

viscous time $\tau_v = \nu/u_\tau^2$. The dimensionless times now appear quasi constant with the pipe Reynolds number, as expected, for both the fluid and the grains. With $\tau_c^+ = 15$, the distance travelled by a grain during the correlation time is about four diameters.

IV. SUMMARY AND CONCLUSION

We have shown in this paper that the statistics of the particle motion within the viscous sublayer of a turbulent shear flow ($Re_p \lesssim 10$) are strongly related to those of the fluid. In particular, both the mean and r.m.s. velocities, in wall units, scale with Re_p : in other words, they are proportional to the shear rate u_τ^2/ν times the particle diameter. No evidence was found of any transition to saltation (lift-up from the wall), which result was assessed by comparison with previous theoretical and experimental results on the motion of a particle in a viscous laminar flow. The observation that the r.m.s. streamwise velocity of the particles is smaller than that of the fluid was interpreted as a filtering effect due to the particle (small) inertia. This inertia appears more clearly on the transverse motion. The probability density functions follow Gamma laws for the streamwise velocity, and Gaussian laws for the transverse velocity. Consistently, the correlation time of the particle motion, in wall units, was found to be independent of the flow Reynolds number. This correlation time corresponds to correlation distances of about four particle diameters. These results may provide some

basis for the improvement of particle transport laws near threshold where fluctuations are expected to play a key role [27].

-
- [1] H. Chanson, *Hydraulics of open channel flow: an introduction* (Arnold, 1999).
 - [2] T. Nakato, *Journal of Hydraulic Engineering* **116**, 362 (1990).
 - [3] J. C. Bathurst, *Journal of Hydraulic Engineering* **133**, 1192 (2007).
 - [4] F. Charru, H. Mouilleron, and O. Eiff, *Journal of Fluid Mechanics* **519**, 55 (2004).
 - [5] F. Charru, E. Larrieu, J. B. Dupont, and R. Zenit, *Journal of Fluid Mechanics* **570**, 431 (2007).
 - [6] H. Mouilleron, F. Charru, and O. Eiff, *Journal of Fluid Mechanics* **628**, 229 (2009).
 - [7] E. Lajeunesse, L. Malverti, and F. Charru, *Journal of Geophysical Research* **115**, F04001 (2010).
 - [8] J. Shim and J. G. Duan, *International Journal of Sediment Research* **32**, 73 (2017).
 - [9] J. M. Nelson, R. L. Shreve, S. McLean, and T. G. Drake, *Water Resources Research* **31**, 2071 (1995).
 - [10] J. Lelouvetel, F. Bigillon, D. Doppler, I. Vinkovic, and J.-Y. Champagne, *Water Resources Research* **45**, W02416 (2009).
 - [11] A. Gyr and A. Schmid, *Journal of Hydraulic Research* **35**, 525 (1997).
 - [12] L. Campbell, I. McEwan, V. Nikora, D. Pokrajac, M. Gallagher, and C. Manes, *Journal of Hydraulic Engineering* **131**, 576 (2005).
 - [13] S. Dey, S. Sarkar, and L. Solari, *Journal of Hydraulic Engineering* **137**, 945 (2011).
 - [14] P. Sechet and B. Le Guennec, *Journal of Hydraulic Research* **37**, 683 (1999).
 - [15] P. Y. Julien and B. Bounvilay, *Journal of Hydraulic Engineering* **139**, 177 (2013).
 - [16] J. Campagnol, F. Ballio, S. A. Hosseini Sadabadi, and H. Sazadul, in *Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics, RIVER FLOW 2014* (2014) p. 763.
 - [17] I. Nezu and W. Rodi, *Journal of Hydraulic Engineering* **112**, 335 (1986).
 - [18] G. P. Krishnan and D. T. Leighton, *Physics of Fluids* **7**, 2538 (1995).
 - [19] M. R. King and D. T. Leighton, *Physics of Fluids* **9**, 1248 (1997).
 - [20] L. Keirsbulck, L. Labraga, and M. Gad el Hak, *International Journal of Heat and Fluid Flow* **37**, 1 (2012).

-
- [21] C. R. Smith and S. P. Metzler, *Journal of Fluid Mechanics* **129**, 27 (1983).
- [22] S. B. Pope, *Turbulent Flows* (Cambridge Univ. Press, 2000).
- [23] Z. Zarić, *Advances in Geophysics* **18**, 249 (1975).
- [24] F. Durst, J. Jovanovic, and L. Kanevce, in *Turbulent shear flows 5* (1987) p. 197.
- [25] J. M. Österlund, *Experimental studies of zero pressure-gradient turbulent boundary layer flow*, *Ph.D. thesis*, KTH Royal Institute of Technology (1999).
- [26] B. C. Khoo, Y. T. Chew, and C. Teo, *Experiments in Fluids* **31**, 494 (2001).
- [27] A. O. Celik, P. Diplas, C. L. Dancey, and M. Valyrakis, *Physics of Fluids* **22**, 046601 (2010).

ANNEXE E

CHARRIAGE SUR LITS PLATS : DONNÉES BRUTES

Résultats des expériences de mesure du flux de grains charriés sur lits plats (cf. section 4.2)

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
11.3	0.028	9796	0.470
		11723	0.389
		11627	0.487
12.4	0.034	1191	0.707
		1808	0.729
		1341	0.687
13.5	0.040	399	0.673
		300	0.630
		373	0.951
14.6	0.047	118	0.753
		114	0.784
		118	0.741
15.6	0.053	72	1.227
		57	1.044
		62	1.147

TABLEAU E.1 – Billes de verre, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 20 \text{ cm}$.

ANNEXE E. CHARRIAGE SUR LITS PLATS : DONNÉES BRUTES

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
12.4	0.019	3630	0.684
		2828	0.528
		3910	0.501
13.5	0.023	614	0.832
		467	0.885
		547	0.510
14.6	0.027	197	1.273
		137	0.898
		168	0.920
15.6	0.031	54	1.350
		47	1.280
		47	1.047
16.7	0.035	33	2.351
		32	2.119
		30	2.233

TABLEAU E.2 – Billes de verre, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 20 \text{ cm}$.

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
14.6	0.025	13277	0.915
		12291	1.182
		13613	1.907
15.6	0.029	3301	1.476
		3253	1.913
		3597	1.460
16.7	0.033	690	1.256
		628	1.048
		644	1.276
17.7	0.037	301	1.449
		291	1.131
		270	1.968
18.7	0.041	115	1.347
		120	2.106
		121	1.327
19.8	0.046	73	2.348
		76	2.438
		71	2.628

TABLEAU E.3 – Billes de zircone, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 20 \text{ cm}$.

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
15.6	0.016	4363	0.607
		3598	0.864
		3781	0.961
16.7	0.019	998	1.045
		986	1.244
		927	1.258
17.7	0.021	229	1.095
		333	1.444
		292	1.579
18.7	0.024	82	1.688
		94	2.518
		117	1.907
19.8	0.026	48	2.738
		51	2.308
		54	2.900

TABLEAU E.4 – Billes de zircone, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 20 \text{ cm}$.

ANNEXE E. CHARRIAGE SUR LITS PLATS : DONNÉES BRUTES

ANNEXE F

CHARRIAGE SUR LITS PLATS : DONNÉES BRUTES (BIS)

Résultats des expériences de mesure du flux de grains charriés sur des lits plats de 10 et 30 cm (cf. section 4.3)

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
12.4	0.034	1801	0.761
		1927	0.734
		2060	0.964
13.5	0.040	391	0.711
		366	0.627
		354	0.855
14.6	0.047	119	0.844
		92	0.661
		95	0.591
15.6	0.053	59	0.834
		59	0.727
		60	0.974

TABLEAU F.1 – Billes de verre, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 10 \text{ cm}$.

ANNEXE F. CHARRIAGE SUR LITS PLATS : DONNÉES BRUTES
(BIS)

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
12.4	0.034	1813	0.638
		1775	0.854
		2303	0.686
13.5	0.040	469	0.874
		390	0.703
		416	0.700
14.6	0.047	103	0.464
		120	0.498
		94	0.640
15.6	0.053	54	0.836
		47	0.608
		47	0.658

TABLEAU F.2 – Billes de verre, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 30 \text{ cm}$.

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
12.4	0.019	2988	0.429
		3026	0.459
		3341	0.503
13.5	0.023	666	0.674
		616	0.627
		605	0.506
14.6	0.027	143	0.671
		141	0.688
		138	0.748
15.6	0.031	61	1.249
		60	1.105
		58	1.234
16.7	0.035	44	2.486
		45	2.071
		38	1.859

TABLEAU F.3 – Billes de verre, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 10 \text{ cm}$.

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
12.4	0.019	2972	0.659
		2991	0.564
		2985	0.489
13.5	0.023	554	0.892
		616	1.059
		546	0.703
14.6	0.027	147	1.142
		146	1.340
		146	1.142
15.6	0.031	64	1.914
		57	1.767
		61	1.606
16.7	0.035	37	2.461
		40	3.002
		43	3.001

TABLEAU F.4 – Billes de verre, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 30 \text{ cm}$.

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
15.6	0.029	3599	2.198
		3500	2.269
		3508	2.369
16.7	0.033	489	1.324
		535	1.430
		500	1.236
17.7	0.037	179	1.459
		182	1.554
		183	1.291
18.7	0.041	89	1.835
		75	1.609
		81	1.626

TABLEAU F.5 – Billes de zircone, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 10 \text{ cm}$.

ANNEXE F. CHARRIAGE SUR LITS PLATS : DONNÉES BRUTES
(BIS)

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
15.6	0.029	3430	1.679
		3487	2.137
		3319	1.749
16.7	0.033	512	1.303
		568	1.353
		600	1.332
17.7	0.037	192	1.345
		188	1.451
		178	1.294
18.7	0.041	91	1.452
		109	1.806
		95	1.733

TABLEAU F.6 – Billes de zircone, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 30 \text{ cm}$.

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
15.6	0.016	3224	0.829
		3587	0.855
		3310	0.981
16.7	0.019	477	0.564
		515	1.153
		616	0.342
17.7	0.021	169	0.448
		166	0.918
		173	0.803
18.7	0.024	71	1.874
		114	1.253
		81	1.449

TABLEAU F.7 – Billes de zircone, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 10 \text{ cm}$.

u_τ (mm/s)	θ	T (s)	M (g)
15.6	0.016	1824	0.478
		3301	1.798
		3574	1.544
16.7	0.019	946	2.457
		431	1.599
		659	2.542
17.7	0.021	200	1.822
		163	2.695
		220	3.934
18.7	0.024	90	2.626
		97	4.077
		101	4.638

TABLEAU F.8 – Billes de zircone, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$ et $L_{lit} = 30 \text{ cm}$.

*ANNEXE F. CHARRIAGE SUR LITS PLATS : DONNÉES BRUTES
(BIS)*

ANNEXE G

MIGRATION DES BARKHANES : FIGURES SUPPLÉMENTAIRES

Migration des barkhanes sans déformation (cf. section 5.3.7)

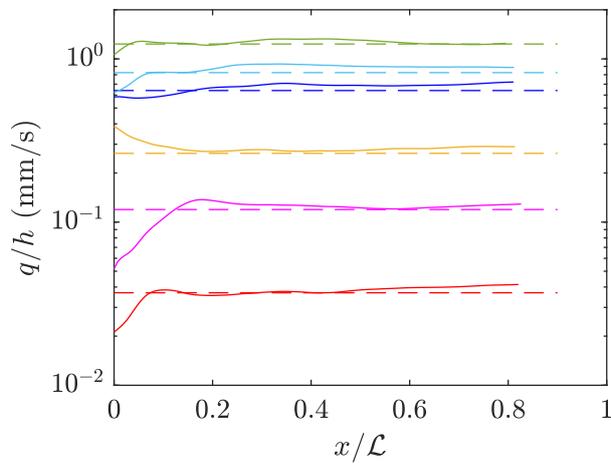


FIGURE G.1 – Rapport q/h le long du dos des barkhanes (lignes continues). On rappelle que le flux q est calculé à partir de (5.35) et qu'on a moyenné en temps q et h . Les lignes discontinues correspondent au produit ϕv_d . Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$. (—) $u_\tau = 13.5 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$.

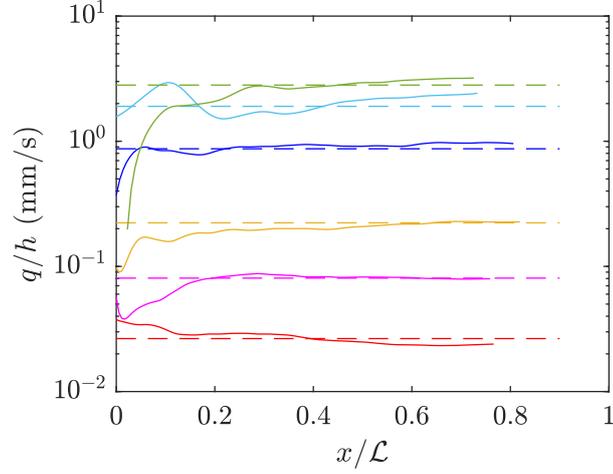


FIGURE G.2 – Rapport q/h le long du dos des barkhanes (lignes continues). On rappelle que le flux q est calculé à partir de (5.35) et qu'on a moyenné en temps q et h . Les lignes discontinues correspondent au produit ϕv_d . Grains de verre de diamètre $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$. (—) $u_\tau = 13.5 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$.

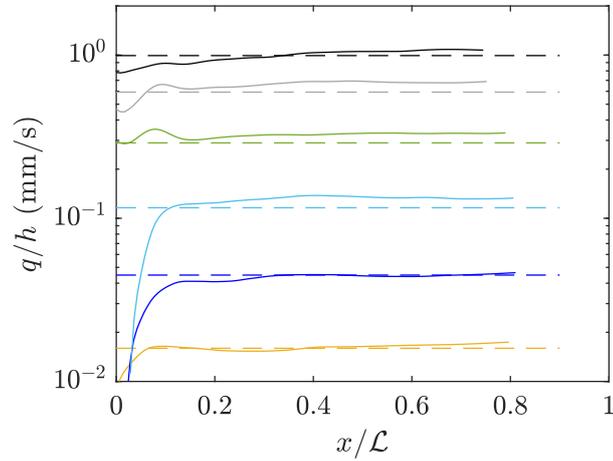


FIGURE G.3 – Rapport q/h le long du dos des barkhanes (lignes continues). On rappelle que le flux q est calculé à partir de (5.35) et qu'on a moyenné en temps q et h . Les lignes discontinues correspondent au produit ϕv_d . Grains de zircon de diamètre $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$. (—) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 19.8 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 20.8 \text{ mm/s}$.

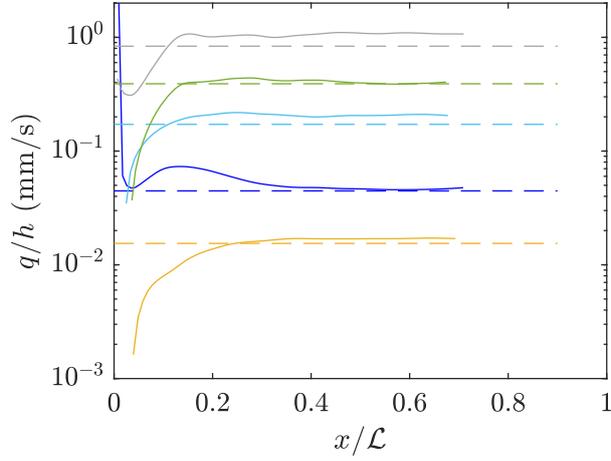


FIGURE G.4 – Rapport q/h le long du dos des barkhanes (lignes continues). On rappelle que le flux q est calculé à partir de (5.35) et qu'on a moyenné en temps q et h . Les lignes discontinues correspondent au produit ϕv_d . Grains de zircon de diamètre $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$. (—) $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 17.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 18.7 \text{ mm/s}$, (—) $u_\tau = 19.8 \text{ mm/s}$.

*ANNEXE G. MIGRATION DES BARKHANES : FIGURES
SUPPLÉMENTAIRES*

ANNEXE H

VLD AU DESSUS D'UNE BARKHANE : FIGURES SUPPLÉMENTAIRES

Écoulement autour de la "maquette" de barkhane, $Re = 25000$ (cf. section 6.3.1)

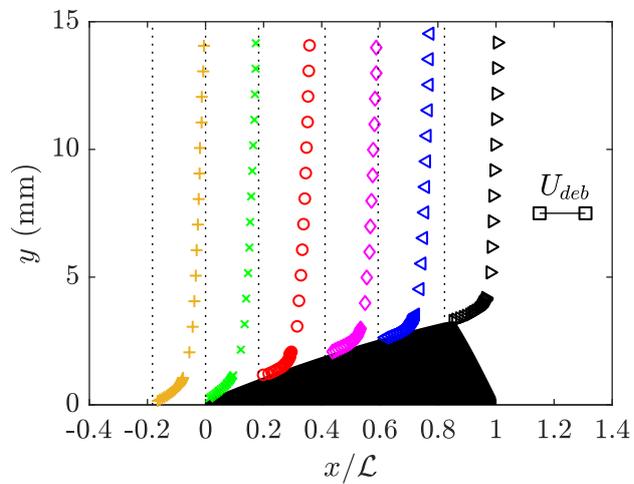


FIGURE H.1 – Profils verticaux de vitesse moyenne \bar{U} le long du dos de la dune, $Re = 25000$, $U_{deb} = 31.6$ cm/s (cf. échelle de vitesse à droite). $x/\mathcal{L} \simeq -0.2, 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$: (+), (x), (o), (◇), (◁) et (▷) respectivement.

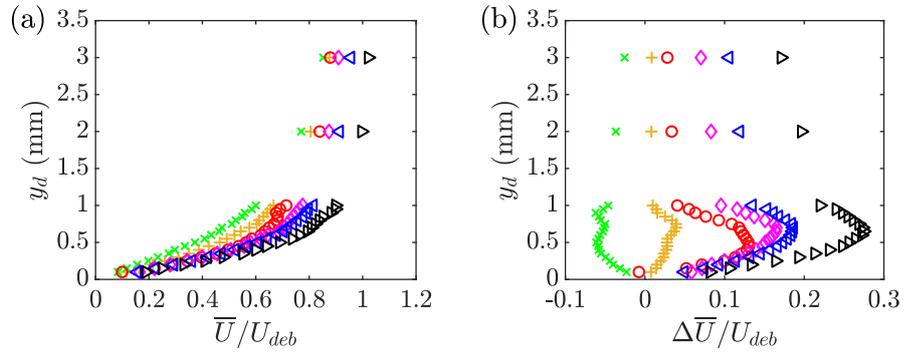


FIGURE H.2 – Profils verticaux (y_d est la distance à la paroi) de vitesse moyenne \bar{U} le long du dos de la dune, $Re = 25000$, $U_{deb} = 31.6$ cm/s. $x/\mathcal{L} \simeq -0.2, 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$: (+), (x), (o), (◇), (◁) et (▷) respectivement. (a) Profils verticaux de vitesse adimensionnée. (b) Profils verticaux du différentiel de vitesse (cf. définition (6.4)) adimensionnée.

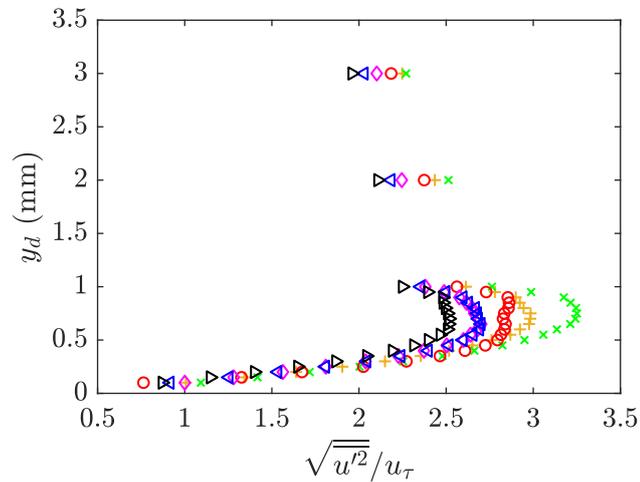


FIGURE H.3 – Profils verticaux (y_d est la distance à la paroi) des fluctuations (adimensionnées) de vitesse longitudinale, $Re = 25000$, $u_\tau = 17.7$ mm/s. $x/\mathcal{L} \simeq -0.2, 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$: (+), (x), (o), (◇), (◁) et (▷) respectivement.

Saturation du flux le long des barkhanes (cf. section 6.3.2)

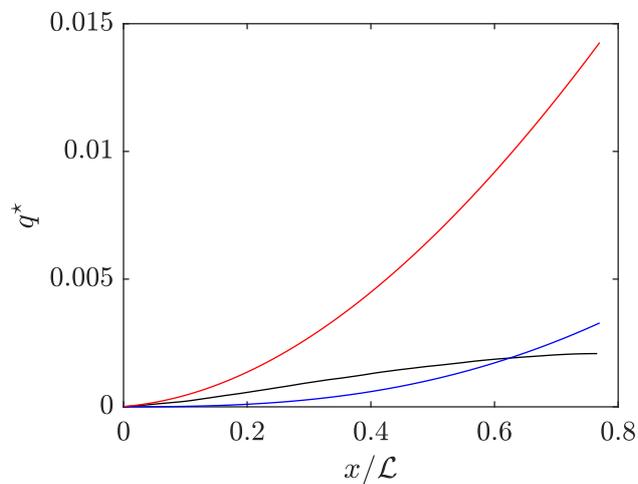


FIGURE I.1 – Grains de verre, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$, $u_\tau = 13.5 \text{ mm/s}$. (—), flux saturé donné par la loi de transport empirique du chapitre 4 avec $\tau_d(x)$ vérifiant la relation (6.5). (—), flux de grains expérimental calculé avec $q(x) = \phi v_d h(x)$. (—), flux solution de l'équation de relaxation avec $L_{sat} = \mathcal{L} = 52.9 \text{ mm}$.

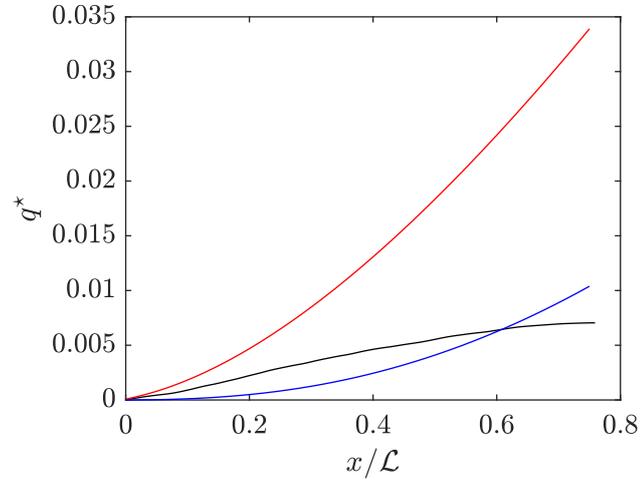


FIGURE I.2 – Grains de verre, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$, $u_\tau = 14.6 \text{ mm/s}$. (—), flux saturé donné par la loi de transport empirique du chapitre 4 avec $\tau_d(x)$ vérifiant la relation (6.5). (—), flux de grains expérimental calculé avec $q(x) = \phi v_d h(x)$. (—), flux solution de l'équation de relaxation avec $L_{sat} = 0.8\mathcal{L} = 43.9 \text{ mm}$.

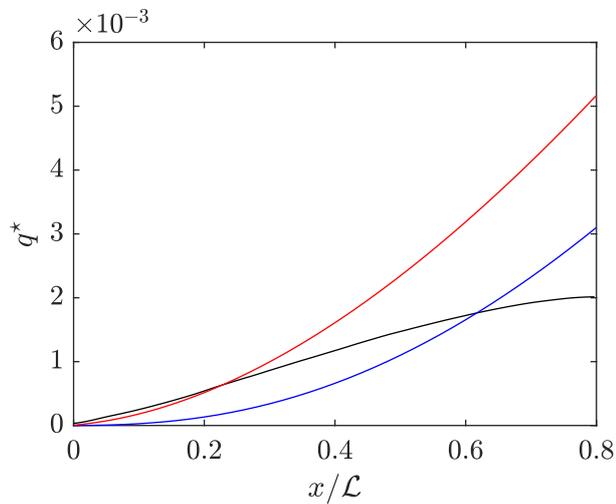


FIGURE I.3 – Grains de zircone, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$, $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$. (—), flux saturé donné par la loi de transport empirique du chapitre 4 avec $\tau_d(x)$ vérifiant la relation (6.5). (—), flux de grains expérimental calculé avec $q(x) = \phi v_d h(x)$. (—), flux solution de l'équation de relaxation avec $L_{sat} = 0.25\mathcal{L} = 11.4 \text{ mm}$.

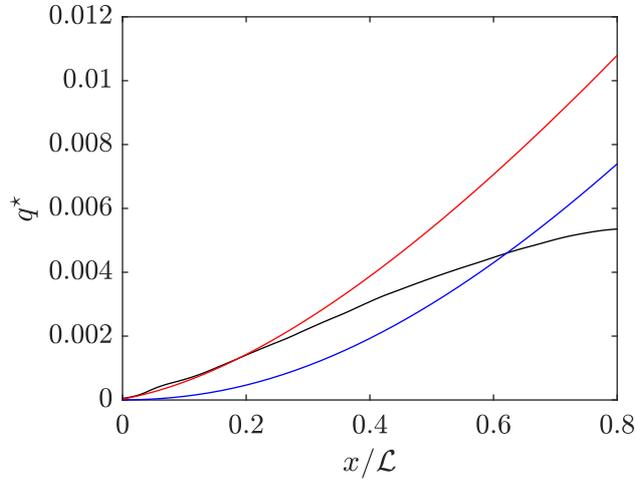


FIGURE I.4 – Grains de zircone, $D_{v50} = 310 \mu\text{m}$, $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$. (—), flux saturé donné par la loi de transport empirique du chapitre 4 avec $\tau_d(x)$ vérifiant la relation (6.5). (—), flux de grains expérimental calculé avec $q(x) = \phi v_d h(x)$. (—), flux solution de l'équation de relaxation avec $L_{sat} = 0.2\mathcal{L} = 9.3 \text{ mm}$.

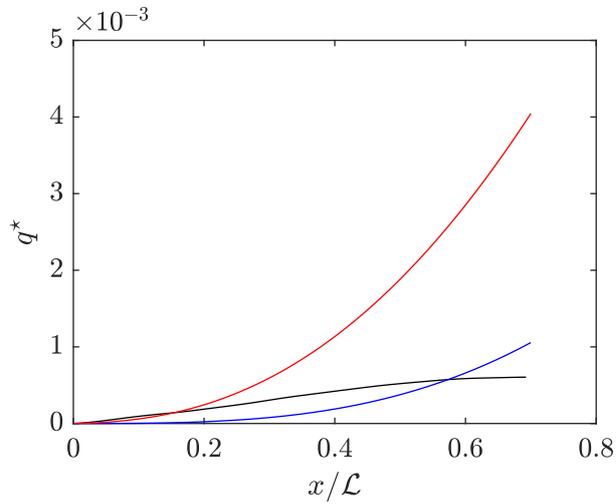


FIGURE I.5 – Grains de zircone, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$, $u_\tau = 15.6 \text{ mm/s}$. (—), flux saturé donné par la loi de transport empirique du chapitre 4 avec $\tau_d(x)$ vérifiant la relation (6.5). (—), flux de grains expérimental calculé avec $q(x) = \phi v_d h(x)$. (—), flux solution de l'équation de relaxation avec $L_{sat} = 0.65\mathcal{L} = 21.6 \text{ mm}$.

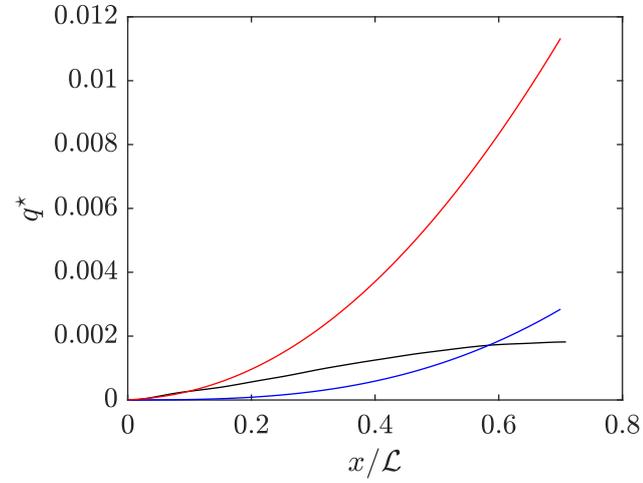


FIGURE I.6 – Grains de zircone, $D_{v50} = 540 \mu\text{m}$, $u_\tau = 16.7 \text{ mm/s}$. (—), flux saturé donné par la loi de transport empirique du chapitre 4 avec $\tau_d(x)$ vérifiant la relation (6.5). (—), flux de grains expérimental calculé avec $q(x) = \phi v_d h(x)$. (—), flux solution de l'équation de relaxation avec $L_{sat} = 0.75\mathcal{L} = 28.1 \text{ mm}$.

BIBLIOGRAPHIE

- C. A. ALVAREZ et E. M. FRANKLIN : Birth of subaqueous barchan dune. *Physical Review E*, 2017.
- B. ANDREOTTI, P. CLAUDIN et S. DOUADY : Selection of dune shapes and velocities. Part 1 : Dynamics of sand, wind and barchans. *The European Physical Journal B*, 2002a.
- B. ANDREOTTI, P. CLAUDIN et S. DOUADY : Selection of dune shapes and velocities. Part 2 : A two-dimensional modelling. *The European Physical Journal B*, 2002b.
- B. ANDREOTTI, P. CLAUDIN et O. POULIQUEN : Measurements of the aeolian sand transport saturation length. *Geomorphology*, 2010.
- B. ANDREOTTI, Y. FORTERRE et O. POULIQUEN : *Les milieux granulaires*, chap. Chapitre 8 : Érosion et transport sédimentaire. CNRS Editions, 2011.
- J. BEST, S. BENNETT, J. BRIDGE et M. LEEDER : Turbulence modulation and particle velocities over flat sand beds at low transport rates. *Journal of Hydraulic Engineering*, 1997.
- P. M. BIRON, C. ROBSON, M. F. LAPOINTE et S. J. GASKIN : Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex fields. *Earth Surface Processes and Landforms*, 2004.
- M. C. BOURKE : Barchan dune asymmetry : Observations from Mars and Earth. *Icarus*, 2010.
- J. CAMPAGNOL, F. BALLIO, S. A. HOSSEINI SADABADI et H. SAZADUL : Particle motion of bed-load sediment moving over a smooth bed. *In River Flow 2014*, 2014.

-
- L. CAMPBELL, I. MCEWAN, V. NIKORA, D. POKRAJAC, M. GALLAGHER et C. MANES : Bed-load effects on hydrodynamics of rough-bed open-channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2005.
- F. CHARRU : Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow. *Physics of Fluids*, 2006.
- F. CHARRU, B. ANDREOTTI et P. CLAUDIN : Sand ripples and dunes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2013.
- F. CHARRU et E. M. FRANKLIN : Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow. Part 2. Fluid flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012.
- F. CHARRU, H. MOUILLERON et O. EIFF : Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 2004.
- N. S. CHENG : Exponential formula for bedload transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2002.
- Y. M. CHIEW et G. PARKER : Incipient sediment motion on non-horizontal slopes. *Journal of Hydraulic Research*, 1994.
- P. CLAUDIN, G. F. S. WIGGS et B. ANDREOTTI : Field evidence for the up-wind velocity shift at the crest of low dunes. *Boundary-Layer Meteorology*, 2013.
- P. CLAUDIN et B. ANDREOTTI : A scaling law for aeolian dunes on Mars, Venus, Earth, and for subaqueous ripples. *Earth and Planetary Science Letters*, 2006.
- P. J. COBELLI, A. MAUREL, V. PAGNEUX et P. PETITJEANS : Global measurement of water waves by fourier transform profilometry. *Experiments in Fluids*, 2009.
- R. B. DEAN : Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow. *Journal of Fluids Engineering*, 1978.
- O. DURÁN et H. J. HERRMANN : Vegetation against dune mobility. *Physical Review Letters*, 2006.
- F. DURST, J. JOVANOVIĆ et J. SENDER : LDA measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995.
- F. DURST, H. KIKURA, I. LEKAKIS, J. JOVANOVIĆ et Q. YE : Wall shear stress determination from near-wall mean velocity data in turbulent pipe and channel flows. *Experiments in Fluids*, 1996.

BIBLIOGRAPHIE

- H. A. EINSTEIN : Formulas for the transportation of bed load. *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, 1942.
- N. ENDO, H. KUBO et T. SUNAMURA : Barchan-shaped ripple marks in a wave flume. *Earth Surface Processes and Landforms*, 2004b.
- N. ENDO, K. TANIGUCHI et A. KATSUKI : Observation of the whole process of interaction between barchans by flume experiments. *Geophysical Research Letters*, 2004a.
- A. FOURRIÈRE, P. CLAUDIN et B. ANDREOTTI : Bedforms in a turbulent stream : formation of ripples by primary linear instability and of dunes by nonlinear pattern coarsening. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010.
- E. M. FRANKLIN : *Dynamique de dunes isolées dans un écoulement cisailé*. Thèse de doctorat, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2008.
- E. M. FRANKLIN et F. CHARRU : Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow. Part 1. Dune motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011.
- E. M. FRANKLIN, F. T. de FIGUEIREDO et E. S. ROSA : The feedback effect caused by bed load on a turbulent liquid flow. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 2014.
- A. GYR et A. SCHMID : Turbulent flows over smooth erodible sand beds in flume. *Journal of Hydraulic Research*, 1997.
- D. M. HANES et P. L. BARNARD : Morphological evolution in the San Francisco bight. *Journal of Coastal Research*, 2007.
- M. HAWKSWOOD et M. KING : Bridge scour protection. *In 8th International Conference on Scour and Erosion*, 2016.
- P. HERSEN : *Morphogenèse et dynamique des barchanes*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII, 2004a.
- P. HERSEN : On the crescentic shape of barchan dunes. *The European Physical Journal B*, 2004b.
- P. HERSEN : Flow effects on the morphology and dynamics of aeolian and subaqueous barchan dunes. *Journal of Geophysical Research*, 2005.
- P. HERSEN, S. DOUADY et B. ANDREOTTI : Relevant length scale of barchan dunes. *Physical Review Letters*, 2002.
- P. HESP et K. HASTINGS : Width, height and slope relationships and aerodynamic maintenance of barchans. *Geomorphology*, 1998.

- P. JIA, B. ANDREOTTI et P. CLAUDIN : Giant ripples on comet 67P/Churyumov–Gerasimenko sculpted by sunset thermal wind. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2017.
- P. Y. JULIEN et B. BOUNVILAY : Velocity of rolling bed load particles. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2013.
- L. KEIRSBULCK, L. LABRAGA et M. Gad-el HAK : Statistical properties of wall shear stress fluctuations in turbulent channel flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2012.
- G. M. KONDOLF, Y. GAO, G. W. ANNANDALE, G. L. MORRIS, E. JIANG, J. ZHANG, Y. CAO, P. CARLING, K. FU, Q. GUO, R. HOTCHKISS, C. PETEUIL, T. SUMI, H.-W. WANG, Z. WANG, Z. WEI, B. WU, C. WU et C. T. YANG : Sustainable sediment management in reservoirs and regulated rivers : Experiences from five continents. *Earth's Future*, 2014.
- H.-P. KREPLIN et H. ECKELMANN : Behavior of the three fluctuating velocity components in the wall region of a turbulent channel flow. *Physics of Fluids*, 1979.
- K. KROY, G. SAUERMAN et H. J. HERRMANN : Minimal model for sand dunes. *Physical Review Letters*, 2002a.
- K. KROY, G. SAUERMAN et H. J. HERRMANN : Minimal model for aeolian sand dunes. *Physical Review E*, 2002b.
- E. LAJEUNESSE, L. MALVERTI et F. CHARRU : Bed load transport in turbulent flow at grain scale : experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research*, 2010.
- V. LAVAL et F. CHARRU : Influence de la gravité sur le transport granulaire en écoulement turbulent. *In 20ème Congrès Français de Mécanique*, 2011.
- J. W. LAVELLE et H. O. MOFJELD : Do critical stresses for incipient motion and erosion really exist ? *Journal of Hydraulic Engineering*, 1987.
- R. D. LORENZ, S. WALL, J. RADEBAUGH, G. BOUBIN, E. REFFET, M. JANSSEN, E. STOFAN, R. LOPES, R. KIRK, C. ELACHI, J. LUNINE, K. MITCHELL, F. PAGANELLI, L. SODERBLUM, C. WOOD, L. WYE, H. ZEBKER, Y. ANDERSON, S. OSTRO, M. ALLISON, R. BOEHMER, P. CALLAHAN, P. ENCRENAZ, G. G. ORI, G. FRANCESCETTI, Y. GIM, G. HAMILTON, S. HENSLEY, W. JOHNSON, K. KELLEHER, D. MUHLEMAN, G. PICARDI, F. POSA, L. ROTH, R. SEU, S. SHAFFER, B. STILES, S. VETRELLA, E. FLAMINI et R. WEST : The sand seas of Titan : Cassini radar observations of longitudinal dunes. *Science*, 2006.

BIBLIOGRAPHIE

- H. S. LOW : Effect of sediment density on bed-load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 1989.
- J. MEUNIER et P. ROGNON : Une méthode écologique pour détruire les dunes mobiles. *Science et changements planétaires / Sécheresse*, 2001.
- M. C. MILLER, I. N. MCCAVE et P. D. KOMAR : Threshold of sediment motion under unidirectional currents. *Sedimentology*, 1977.
- T. NAKATO : Tests of selected sediment-transport formulas. *Journal of Hydraulic Engineering*, 1990.
- J. NAUGHTON et M. SHEPLAK : Modern developments in shear-stress measurement. *Progress in Aerospace Sciences*, 2002.
- J. M. NELSON, R. L. SHREVE, S. MCLEAN et T. G. DRAKE : Role of the near-bed turbulence structure in bed load transport and bed form mechanics. *Water Resources Research*, 1995.
- I. NEZU et W. RODI : Open-channel flow measurements with a laser doppler anemometer. *Journal of Hydraulic Engineering*, 1986.
- J. NIKURADSE : Stromungsgesetze in rauhen rohren. *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, 1933. Traduction anglaise : Laws of flow in rough pipes, *NACA TM 1292*.
- A. S. PAINTAL : Concept of critical shear stress in loose boundary open channels. *Journal of Hydraulic Research*, 1971.
- R. L. PANTON : *Incompressible flow*. John Wiley & Sons, Inc., 1996.
- S. POPE : *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2000.
- L. RONDON, O. POULIQUEN et P. AUSSILLOUS : Granular collapse in a fluid : role of the initial volume fraction. *Physics of Fluids*, 2011.
- J. RUSCONI, A. LAKHOUAJA et M. KOPUZ : The design and engineering of the 187 km Khouribga to Jorf Lasfar phosphate slurry pipeline. *Procedia Engineering*, 2016.
- G. SAUERMAN, J. S. ANDRADE JR., L. P. MAIA, U. M. S. COSTA, A. D. ARAÚJO et H. J. HERRMANN : Wind velocity and sand transport on a barchan dune. *Geomorphology*, 2003.
- G. SAUERMAN, K. KROY et H. J. HERRMANN : Continuum saltation model for sand dunes. *Physical Review E*, 2001.
- G. SAUERMAN, P. ROGNON, A. POLIAKOV et H. J. HERRMANN : The shape of the barchan dunes of southern morocco. *Geomorphology*, 2000.

- H. SCHLICHTING : *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill, 1979.
- P. SECHET et B. LE GUENNEC : Bursting phenomenon and incipient motion of solid particles in bed-load transport. *Journal of Hydraulic Research*, 1999.
- H. SELMANI, A. VALANCE, A. OULD EL MOCTAR, P. DUPONT et R. ZEGADI : Aeolian sand transport in out-of-equilibrium regimes. *Geophysical Research Letters*, 2018.
- J. SHIM et J. G. DUAN : Experimental study of bed-load transport using motion tracking. *International Journal of Sediment Research*, 2017.
- C. R. SMITH et S. P. METZLER : The characteristics of low-speed streaks in the near wall region of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983.
- R. L. SOULSBY et R. J. S. WHITEHOUSE : Threshold of sediment motion in coastal environments. In *Pacific Coasts and Ports '97 : Proceedings of the 13th Australasian Coastal and Ocean Engineering Conference and the 6th Australasian Port and Harbour Conference*, 1997.
- M. TAKEDA, H. INA et S. KOBAYASHI : Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 1982.
- M. TAKEDA et K. MUTOH : Fourier transform profilometry for the automatic measurement of the 3-D object shapes. *Applied Optics*, 1983.
- E. R. van DRIEST : On turbulent flow near a wall. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 1956.
- B. R. WHITE et H. MOUNLA : An experimental study of froude number effect on wind-tunnel saltation. *Acta Mechanica*, 1991.
- R. J. S. WHITEHOUSE et J. HARDISTY : Experimental assessment of two theories for the effect of bedslope on the threshold of bedload transport. *Marine Geology*, 1988.
- G. WIGGS, I. LIVINGSTONE et A. WARREN : The role of streamline curvature in sand dune dynamics : evidence from field and wind tunnel measurements. *Geomorphology*, 1996.
- M. WONG et G. PARKER : Reanalysis and correction of bed-load relation of Meyer-Peter and Muller using their own database. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2006.