



HAL
open science

Transport sédimentaire sur rugosités immobiles : de l'hydrodynamique locale à la morphodynamique

David Raus

► **To cite this version:**

David Raus. Transport sédimentaire sur rugosités immobiles : de l'hydrodynamique locale à la morphodynamique. Sciences de la Terre. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2018. Français. NNT : 2018INPT0059 . tel-04215301

HAL Id: tel-04215301

<https://theses.hal.science/tel-04215301v1>

Submitted on 22 Sep 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 :

Surfaces Interfaces Continentales Hydrologie

Présentée et soutenue par :

M. DAVID RAUS

le mardi 19 juin 2018

Titre :

Transport sédimentaire sur rugosités immobiles: de l'hydrodynamique locale à la morphodynamique

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SDUEE)

Unité de recherche :

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

Directeur(s) de Thèse :

M. FRÉDÉRIC MOULIN

M. OLIVIER EIFF

Rapporteurs :

M. DAVID HURTHER, CNRS SAINT MARTIN D'HERES

M. KOEN BLANCKAERT, TECHNISCHE UNIVERSITAT WIEN

M. NICOLAS RIVIERE, INSA LYON

Membre(s) du jury :

M. BENOIT CAMENEN, IRSTEA, Membre

M. FRÉDÉRIC MOULIN, UNIVERSITE TOULOUSE 3, Membre

Mme KATELL GUIZIEN, CNRS, Membre

M. OLIVIER EIFF, KARLSRUHE INSTITUTE OF TECHNOLOGY, Membre

M. PHILIPPE BARAN, ECOGEA, Membre

I used to be sort of blind. Now I can sort of see.

Bill Callahan

Résumé

Cette étude, en partenariat avec l'AFB (Agence Française pour la Biodiversité), a pour objectif de comprendre le devenir des sédiments bloqués dans des barrages hydrauliques. Lors de lâchers massifs d'eau ("chasses") réalisés pour assurer la continuité écologique des cours d'eau, une grande quantité de sédiment est relâchée en aval de la retenue, ce sédiment est ensuite transporté sur un fond constitué de rugosités immobiles de différentes tailles (gravier, galets, rochers). L'objectif de cette thèse est d'étudier l'effet de la présence de grains grossiers et immobiles sur le transport de sédiment à différentes échelles. Le travail présenté repose sur trois études expérimentales en canal hydraulique à surface libre, dans lesquelles les grains grossiers immobiles sont modélisés par une canopée d'hémisphères régulièrement espacés.

Une première étude porte sur l'effet d'une rugosité isolée émergent progressivement d'un lit de sédiment sur les conditions hydrodynamiques locales. En particulier, la présence et le développement en amont de cette rugosité d'un tourbillon dit "en fer à cheval" pour différents taux de découverture sont analysés. Ce tourbillon, très documenté pour des rugosités à géométrie simple, demeure très peu étudié dans le cas d'obstacle aux parois courbées de type grains de rivière. L'étude présentée ici montre comment les dimensions et l'intensité du tourbillon en fer à cheval sont plus faibles dans le cas d'un obstacle aux parois inclinées et courbées que dans le cas d'un obstacle aux parois normales au fond. Ce phénomène est expliqué par la facilité du fluide à contourner et l'obstacle, et donc la diminution du gradient de pression adverse à l'amont de l'obstacle, responsable du décollement de la couche limite incidente et de la formation du tourbillon en fer à cheval.

Dans une seconde étude, l'hydrodynamique locale proche de sédiment placé dans un groupe (patch) d'hémisphères est mesurée, pour différents niveaux de découverture des hémisphères. Il apparaît qu'en fonction du découverture ($P = k/R$ avec k la hauteur découverte d'une rugosité et R sa hauteur totale), de fortes variations locales de contrainte et de niveau de turbulence sur le fond sédimentaire sont générées, le sédiment étant soumis à des sur-contraintes importantes à l'arrière des rugosités pour $P = 20\%$, mais protégés pour des découvertures plus importantes, supérieures à 60% . Une analyse par quadrants montre alors que cela est relié à la capacité des événements turbulents instantanés de forte intensité à pénétrer entre les hémisphères pour atteindre le sédiment.

Une troisième étude dans un canal aux dimensions plus importantes est présentée. Elle consiste à analyser la déstabilisation d'un lit sédimentaire initialement plat et recouvrant totalement une canopée d'hémisphères immobiles. En début de la déstabilisation du lit, des dunes se forment et croissent, jusqu'à ce que leur volume devienne limité par l'apport initial de sédiment. Des zones érodées apparaissent alors entre ces dunes, dans lesquelles on observe du sédiment protégé entre les hémisphères immobiles. Il apparaît alors que cette protection est dépendante de la dimension des zones érodées. Sur les temps longs et après évacuation des dunes en aval du canal, l'effet de protection des hémisphères immobiles sur le sédiment est mis en avant, avec en particulier l'obtention d'une forte dépendance du taux d'érosion des grains en fonction du niveau de découverture des hémisphères, et un ralentissement soudain de l'érosion pour des niveaux de découverture $P \geq 50\%$. Ce changement de régime est expliqué en lien avec les résultats de l'étude précédente sur les groupes d'hémisphères.

Abstract

This study is part of a project with the AFB (French Agency for Biodiversity), that aims to have a better understanding of the remobilization of the sediment previously trapped in dams. After dam breaks, an amount of sediment is deposited downstream of the dam, this sediment being then set in motion on a bed of multi-scale immobile grains (gravels, rocks, boulders). The aim of this thesis work is to study how coarse immobile grains can have an effect on the different scales of sediment transport. The work presented here is based upon three experiments in laboratory flumes, in which immobile coarse grains are represented by a canopy of hemispheres.

The first study investigates how the protrusion of an isolated hemisphere impacts the local hydrodynamics upstream of this hemisphere. More specifically, the presence and development of an horseshoe vortex are analyzed for different levels of protrusion. The horseshoe vortex, although deeply documented for simple roughness elements (cube, cylinder), remains poorly studied for roughness elements with tilted or curved front wall like river coarse grains. This study shows that the dimensions and intensity of the horseshoe vortex are weaker for an obstacle with tilted wall than for an obstacle with bottom normal wall. This phenomenon is explained by the weaker adverse pressure gradient developing upstream of the tilted wall, responsible for the boundary layer separation and the horseshoe vortex formation.

In a second study, the local hydrodynamics near a sediment bed placed in a patch of hemispherical roughness elements is studied, for several protrusion levels P of the hemispheres (where $P = k/R$, with k the height of the hemisphere protruding over the sediment, and R the total height of the hemisphere). It is shown that, depending on the protrusion P of the hemispheres, strong local modifications of the near bed shear stress and turbulence develop. For $P = 20\%$, regions of enhanced shear stress appear downstream of the roughness elements, while for $P \geq 60\%$, this enhanced shear stress regions completely vanish and the sediment bed is sheltered. A quadrant analysis shows that this phenomenon is related to the ability of intense instantaneous events to reach the sediment bed.

In a third experimental study, the erosion of a flat sediment bed initially uniformly covering a canopy of staggered hemispheres is investigated in a large flume. At the beginning of the experiment, dunes are forming on the sediment bed, and grow until their volume is limited by the supply-limited sediment condition. Eroded areas appear between dunes, in which sediment is protected between the immobile hemispheres. The analysis shows that this protection is strongly dependant on the dimensions of the eroded areas. After dunes migrated downstream of the canal, the sheltering effect of the hemispheres is emphasised by measuring the erosion rate of the bed. It appears that the erosion rate is heavily dependent on the level of protrusion of the hemispheres, the erosion rate suddenly dropping for $P \geq 50\%$. This abrupt change of erosion regime is explained using the results of the previous study on local hydrodynamics in a patch of hemispheres.

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Koen Blanckaert, David Hurther et Nicolas Rivière d'avoir rapporté avec autant de rigueur mon manuscrit, ainsi que Philippe Baran, Benoît Camenen et Katell Guizien d'avoir accepté de faire partir de mon jury de thèse et pour toutes les discussions qui ont suivi la soutenance.

Je remercie également Frédéric Moulin et Olivier Eiff pour toutes leurs corrections sur mon manuscrit de thèse et sur mes diapositives pour la soutenance.

Cette thèse expérimentale n'aurait pas pu se dérouler sans l'appui technique apporté par le laboratoire : Je tiens donc tout d'abord à remercier les trois assistants ingénieurs qui se sont succédé au sein des groupes OTE et HEGIE de l'IMFT, et qui m'ont aidé à mettre en place mes dispositifs expérimentaux : Sylvain Belliot, Guilhem Freche et Jean-Dominique Barron. Par leur disponibilité et leur ingéniosité, ils demeurent pour moi des exemples de professionnalisme, avec chacun leur style de travail (et leur sens de l'humour piquant).

Je remercie ensuite l'ensemble du service Signaux & Images : Moïse Marchal, Sébastien Cazin, Maëlle Ogier et Hervé Ayroles, pour l'installation et le réglages des dispositifs d'acquisition : Tout semble si simple lorsque l'on les voit travailler.

Je remercie enfin Pierre Elyakime pour tout son travail sur la parallélisation du code de traitement CPIV-IMFT, qui nous a permis de lancer un nombre conséquent de calculs PIV sur le mésocentre de calcul CALMIP, et ainsi de ne plus être limité par le temps de calcul pour les estimations de statistiques turbulentes.

Je tiens à remercier l'ensemble des chercheurs, doctorants, post-doctorants et stagiaires des groupes OTE et HEGIE pour leur accueil durant ces quelques années, et exprimer ma grande gratitude envers sa gestionnaire Sylvie Senny, qui ne nous laisse jamais tomber.

Un tournant de ma thèse aura été la participation à l'école d'été 'Wall-Bounded Turbulence', organisée par le CISM à Udine. Je tiens donc à remercier Sergio Pirozzoli, ainsi que l'ensemble des orateurs et organisateurs, pour m'avoir apporté un regard nouveau sur la turbulence sur paroi.

Je finirai ces remerciements par un grand merci à ceux qui m'ont accueilli à Toulouse. Tout d'abord Loïc Chagot, Karim Adib et Clément Toupoint qui m'ont tellement apporté et transmis, et qui ont joué un rôle fondamental dans le déroulement de cette thèse. Merci. Un grand merci à Maya, Loundja, Alex et Menad : J'ai ressenti la douce chaleur de ma famille dès mon arrivée à Toulouse. Merci à Nathaël et à mes amis de Paris pour leur soutien, même de loin. Merci à Agata, *weeks of the river bed*.

Un petit message aux futurs doctorants qui liront peut-être ces lignes. Soyez-fort. Avec le recul, la recette paraît simple : Écouter beaucoup de musique, et surtout, ne pas se comparer aux autres. Chaque thèse est unique et s'inscrit dans un contexte qui nous dépasse et qu'on ne peut qu'à peine apercevoir. Bon courage.

Pour finir, j'aimerais dédier cette thèse à mes parents, pour leur soutien de tous les jours et pour leur bonté à toute épreuve. Merci.

A mes parents

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte	1
1.2	Transport sédimentaire en rivière	3
1.2.1	Érosion et seuil de mise en mouvement	4
1.2.2	Flux de grains saturé	5
1.2.3	Effet d’une distribution de tailles de grains non-homogène	6
1.2.4	Transport de sédiment sur rugosités non-érodables	7
1.3	Contrainte exercée sur le sédiment	9
1.3.1	Écoulement turbulent en canal	10
1.3.2	Structure verticale d’une couche limite sur rugosités	11
1.3.3	Partition de la contrainte totale	14
1.3.4	Limitation des modèles et pistes d’amélioration	16
1.3.5	Description du phénomène de <i>burst</i>	18
1.3.6	Lien entre structures cohérentes et transport sédimentaire	19
1.4	Déstabilisation du lit sédimentaire et croissance de motifs morphodynamiques	20
1.4.1	Déstabilisation d’un lit sédimentaire en régime alluvial	20
1.4.2	Effet d’un apport limité en sédiment sur la déstabilisation d’un lit sédimentaire	22
1.4.3	Stabilité des motifs morphodynamiques	23
1.5	Conclusion et objectifs de la thèse	26
2	Faible densité de rugosités : Hydrodynamique locale à l’amont d’une rugosité isolée	29
2.1	Introduction	30
2.1.1	Description du tourbillon en fer à cheval	30
2.1.2	Influence de la forme de l’obstacle	33
2.1.3	Objectifs du chapitre	35
2.2	Dispositif expérimental et métrologie	36
2.2.1	Dispositif expérimental	36
2.2.2	Méthode de mesure	38
2.3	Résultats expérimentaux	39
2.3.1	Caractérisation de la couche limite incidente	39
2.3.2	Observations préliminaires	41
2.3.3	Dimensions et position du tourbillon en fer à cheval	42
2.3.4	Contrainte ajoutée par le tourbillon en fer à cheval	47
2.4	Discussion et conclusion	49
3	Forte densité de rugosités : Effet du découvrément d’un patch de rugosités sur l’hydrodynamique proche des grains	51
3.1	Introduction	53
3.2	Experimental setup	55

3.3	Flow structure	57
3.3.1	Time-averaged flow fields	57
3.3.2	Double-averaged velocities and spatially-averaged turbulent stresses	58
3.3.3	Logarithmic law and roughness sublayer	60
3.3.4	Effect of patch protrusion on the vertical structure of the turbulent boundary-layer	62
3.4	Near-bed hydrodynamics	64
3.4.1	Determining the local shear stress on the bed of grains	64
3.4.2	Spatial distribution of the sediment shear stress	65
3.4.3	Spatial distribution of the near-bed turbulence intensity	67
3.4.4	Maximum near-bed sediment shear-stress	68
3.5	Quadrant analysis	69
3.5.1	Joint Probability Distribution Functions for the velocity fluctuations	69
3.5.2	Space-averaged residual shear-stress	70
3.5.3	Threshold-level dependence of the Reynolds stress	72
3.6	Discussion and conclusion	73
4	Déstabilisation et morphodynamique d'un lit sédimentaire sur rugosités immobiles	77
4.1	Introduction	78
4.2	Dispositif et protocole expérimental	78
4.2.1	Dispositif expérimental et métrologie	78
4.2.2	Protocole expérimental	86
4.3	Résultats expérimentaux	87
4.3.1	Description phénoménologique de la déstabilisation du lit	87
4.3.2	Spécificité de la morphodynamique en écoulement non-uniforme	89
4.3.3	Caractérisation des motifs érodés inter-dunes	90
4.3.3.1	Dimension des motifs morphodynamiques	90
4.3.3.2	Évolution de la hauteur de grains dans les motifs érodés	93
4.3.3.3	Discussion sur les motifs érodés inter-dunes	96
4.3.4	Étude du régime de rides longitudinales	97
4.3.4.1	Rides longitudinales et instabilité transverse	97
4.3.4.2	Position des rides longitudinales	98
4.3.4.3	Érosion des sédiments sur les temps longs	99
4.4	Discussion et conclusion	104
5	Écoulement turbulent au dessus d'un lit sédimentaire en conditions d'apport limité en sédiments	107
5.1	Introduction	108
5.2	Dispositif et protocole expérimental	108
5.2.1	Dispositif expérimental et métrologie	108
5.2.2	Protocole expérimental	110
5.2.3	Régimes d'études	110
5.3	Résultats expérimentaux	111
5.3.1	Hydrodynamique au dessus des fonds plats de référence	111
5.3.2	Description phénoménologique de la déstabilisation du lit	113
5.3.3	Hydrodynamique au dessus d'un lit de dunes	116
5.4	Discussion et conclusion	118
6	Conclusions et perspectives	121
	Liste des symboles	124

A	État de l'art des modèles de <i>drag partition</i>	126
B	Compléments sur les méthodes expérimentales	130
C	Compléments d'analyse de structures cohérentes	138
D	Proposition d'un modèle de transport à l'échelle du grain avec macro-rugosités immobiles	141

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

En plus de son débit liquide, un cours d'eau est caractérisé par un important flux de matériaux solides : des sédiments, provenant principalement du bassin versant, sont mis en mouvement et transportés le long de la rivière. Ces deux débits représentant ce que l'on nomme les variables de « contrôle » de la rivière, c'est-à-dire les variables s'imposant à la rivière et contrôlant son évolution physique, étudier ce transport solide s'avère alors essentiel afin de comprendre la dynamique du cours d'eau. Les rivières vont alors modifier leurs variables de « réponse » (pente, sinuosité, largeur, etc) afin de s'ajuster aux fluctuations des variables de contrôle : c'est ce que l'on appelle l'équilibre dynamique de la rivière (Malavoi et al. (2011)). On dénombre actuellement plus de 60000 aménagements transversaux (barrages, seuils, moulins, écluses) dans les cours d'eau en France métropolitaine, dont seulement 3% ayant un usage avéré. Ces obstacles au cours d'eau ont un impact important sur l'hydrologie de la rivière, mais aussi sur sa morphodynamique. Le piégeage de sédiments va entraîner un déficit sédimentaire à l'aval de la retenue, déséquilibrant ainsi la dynamique et la morphodynamique du cours d'eau.

Les effets néfastes d'une réduction drastique de la charge solide en un point de la rivière sont maintenant bien connus. On peut par exemple citer l'érosion des berges en aval de ce point, la rivière compensant cette réduction de charge solide en s'approvisionnant latéralement, de manière à maintenir son équilibre dynamique. Ce phénomène est amplifié lorsqu'un barrage fonctionne en régime de surverse, avec une érosion du lit en aval de ce barrage (Malavoi et al. (2011)). La Figure 1.1 présente un exemple de mesure de hauteur du lit sédimentaire en aval d'un barrage, depuis son année de mise en eau. Il apparaît ainsi que cette érosion du lit est mesurée jusqu'à 70 kilomètres en aval du barrage, et que 37 ans après sa mise en eau, des modifications sont encore mesurables. Un autre effet pouvant être observé en aval d'une retenue est ce que l'on nomme le « pavage ». Ce phénomène correspond à l'apparition à la surface du lit sédimentaire d'éléments grossiers, très rarement mis en mouvement, dû à l'incision des éléments fins. Carling et al. (2000a,b), qui étudient le transport sédimentaire en aval d'un barrage hydraulique situé dans le Rhin (Allemagne), observent que la présence de grains grossiers dans le lit entraîne l'immobilisation d'une partie importante des sédiments fins, le reste des sédiments mobiles se déplaçant au dessus de cette couche immobile. Toutes ces modifications du lit sédimentaire ont pour effet de rendre le substrat moins propice à la vie aquatique. En effet, nombre d'organismes aquatiques utilisent la porosité des sédiments comme lieu d'habitat ou de reproduction. Enfin, une réduction de l'apport en sédiments peut entraîner un abaissement important des nappes phréatiques alluviales pouvant avoir des effets secondaires extrêmement néfastes, comme un affaiblissement de structures construites par l'homme ou une diminution des ressources en eau potable (Malavoi et al. (2011)).

Parmi les autres effets connus des aménagements transversaux sur les cours d'eau, on peut mentionner la limitation de circulation des espèces aquatiques, ou encore les fortes modifications

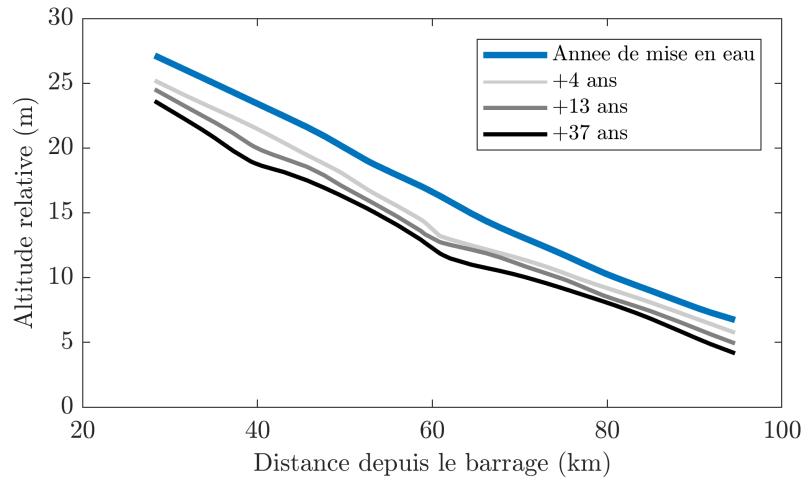


FIGURE 1.1 – Altitude relative du lit du fleuve Colorado en fonction de la distance en aval du barrage Parker. Figure adaptée de Williams et Wolman (1984) et Malavoi et al. (2011).

des régimes hydrauliques des rivières (uniformisation de l'écoulement, modification de sa température...)

C'est dans ce contexte que la Directive Cadre sur l'Eau (DCE) est mise en place en 2000 au parlement européen, afin d'augmenter les efforts pour restaurer la continuité écologique des cours d'eau. Dans ce texte, la continuité écologique y est définie comme « la libre circulation des organismes vivants et leur accès aux zones indispensables à leur reproduction, leur croissance, leur alimentation ou leur abri, le bon déroulement du transport naturel des sédiments ainsi que le bon fonctionnement des réservoirs biologiques (connexions, notamment latérales, et conditions hydrologiques favorables) ».

C'est ainsi que l'AFB (Agence Française pour la Biodiversité) trouve l'une de ses missions : aider à la restauration de la continuité écologique des rivières, en particulier en agissant comme un lien entre les communautés scientifiques et les gestionnaires d'aménagements transversaux, de manière à les conseiller et les assister pour l'application de la Directive Cadre sur l'Eau. Pour restaurer la libre circulation des organismes aquatiques vers les zones indispensables à leur reproduction et leur croissance, il a par exemple été mis au point le système de passe à poisson (Beach (1984)). Grâce à des études en laboratoires, des systèmes de canaux complexes ont ainsi été mis au point permettant aux espèces de poissons migrateurs de franchir les barrages hydrauliques pour remonter le courant afin d'atteindre les zones propices à leur reproduction ou à la ponte. Au contraire, le problème demeure pour la restauration du transport de sédiments.

Une des solutions actuellement mise en place par les gestionnaires de barrages hydrauliques consiste à effectuer une "chasse", correspondant à une ouverture des vannes permettant une accélération du débit, de manière à entraîner une partie des sédiments accumulés dans la retenue. Bien que souvent utilisée, cette méthode manque encore d'expertise scientifique sur son efficacité et s'avère alors poser différents problèmes. Tout d'abord, seuls les sédiments fins sont remis en mouvement, les sédiments les plus grossiers restant immobiles au fond de la retenue. L'état morphodynamique du lit du cours d'eau en aval de la retenue étant fortement modifié, ces sédiments fins vont ensuite être dispersés et déposés sur un lit précédemment très appauvri en sédiments, et donc principalement constitué de substrat grossier et immobile. Le devenir des sédiments fins est alors incertain, et sa remise en mouvement fortement dépendante de l'état du fond de la rivière en aval.

C'est dans ce contexte qu'un projet de deux thèses a vu le jour, en collaboration entre l'Agence Française pour la Biodiversité et l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, et

ayant pour objectif de répondre à deux questions complémentaires pour une meilleure compréhension des chasses de barrages :

- Quelle est la dynamique d'un lâcher de barrage lorsque la colonne d'eau est constitué d'un mélange d'eau et de sédiments ? (Bougouin et al. (2017))
- Comment ces sédiments sont-ils remis en mouvement en aval du barrage, après avoir été déposés sur un lit de sédiments grossier et immobiles ?

La thèse présentée dans ce manuscrit a ainsi pour objectif d'apporter des réponses à la seconde problématique. Après avoir été déposés en aval du barrage par le lâcher de barrage, les sédiments fins vont être remis en mouvement par le cours d'eau. L'apport de sédiments fins étant limité aux sédiments déposés durant la chasse, le substrat de grains immobiles (galets grossiers, rochers...) sur lequel les sédiments ont été déposés va apparaître entre les sédiments durant leur érosion. Ces sédiments fins vont donc être transportés autour et entre des obstacles immobiles, dont l'effet sur le transport sédimentaire ne peut être négligé. Les lois de transport sur lits homogènes habituellement appliquées dans les rivières ne peuvent donc plus être appliquées directement à ce système.

Dans le cadre de cette thèse, on se propose de s'intéresser au cas général des rivières très appauvries en sédiments mobiles, et plus particulièrement d'étudier l'effet de la présence d'obstacles immobiles sur le transport de sédiment mobile. Ces rugosités immobiles ont des impacts sur les différentes échelles du transport sédimentaire. D'un point de vue local, la capacité de transport de l'écoulement va être diminuée par l'interaction avec les rugosités immobiles, jusqu'à entraîner une protection des sédiments et un ralentissement de l'érosion. Au contraire, les structures tourbillonnaires créées autour des rugosités immobiles peuvent entrer en interaction avec le lit de grains et faciliter leur mise en mouvement. D'un point de vue morphodynamique, la déstabilisation en dunes ou rides (appelés *bedforms* en anglais), habituellement observée lorsqu'un lit sédimentaire homogène est soumis à un cisaillement va être fortement modifiée par la présence des rugosités immobiles. Leur présence influe en effet localement les mécanismes d'érosion et de déposition dictant la déstabilisation.

1.2 Transport sédimentaire en rivière

Dans cette partie, on décrit les concepts de base du transport sédimentaire, de façon à déterminer quels sont les paramètres qui pourront être modifiés par la présence de rugosités immobiles dans l'écoulement. Le transport sédimentaire en rivière, peut présenter plusieurs modes de transport ¹ :

- **Le transport par charriage** : Les sédiments restent proches du fond sédimentaire. Ils sont transportés en glissant, en roulant ou en effectuant des courts bonds et impactant les grains au repos (transport par saltation, souvent considéré comme un troisième mode de transport). Le transport s'effectue ainsi dans une fine couche de l'ordre de quelques diamètres de grains.
- **Le transport par suspension** : Lorsque la vitesse ascendante des grains (liée aux forces hydrodynamiques appliquées par l'écoulement sur les grains) est du même ordre de grandeur que la vitesse de chute des grains, les grains peuvent être soulevés loin du fond et maintenus au sein de l'écoulement turbulent sur de longues distances. Il est alors possible de mesurer un gradient de concentration en particules dans la colonne d'eau, ces particules ayant peu d'interaction entre elles.

1. On montrera dans la suite du manuscrit qu'il est possible d'identifier le mode de transport d'un lit granulaire grâce au nombre de Rouse $Ro = w_s / \kappa u_*$, avec w_s la vitesse de sédimentation des grains, u_* la vitesse de frottement de l'écoulement, et κ la constante de Von Kármán. Le mode de transport dominant étant la suspension pour $Ro < 2.5$ et le charriage pour $Ro > 2.5$.

Dans cette thèse, seul le transport de sédiments par charriage est étudié, ce mode de transport représentant jusqu'à 60% du transport en rivière (Lajeunesse et al. (2010)). Ce mode de transport reste très complexe à modéliser, en particulier du fait d'un manque de compréhension de l'interaction entre les grains et le fluide dans la couche de transport, mais aussi dans la couche de grains au repos (Andreotti et al. (2011)).

1.2.1 Érosion et seuil de mise en mouvement

Considérons un lit de grains de diamètres identiques d et de masse volumique ρ_s , initialement placés au repos dans un fluide de masse volumique ρ_f . Lorsqu'un écoulement est mis en place au dessus du lit, l'écoulement va appliquer une force de traînée sur les grains, proportionnelle à $\tau_s d^2$, avec τ_s la contrainte de cisaillement exercée par le fluide sur le fond sédimentaire (au niveau de l'interface liquide/solide). Le seuil de mise en mouvement d'un grain est donc déterminé par une compétition entre cette force de traînée et une force stabilisatrice, qui correspond dans la situation la plus simple au poids immergé du grain $(\rho_s - \rho_f)gd^3$, avec g l'accélération gravitationnelle, multiplié par un coefficient de friction μ , afin de prendre en compte le fait qu'il est nécessaire de déloger le grain de l'interstice où il est situé. Pour un calcul complet, il faudrait aussi prendre en compte une force de portance, la courbure des lignes de courant au dessus des grains entraînant un différentiel de pression entre le dessus et le dessous des grains (Andreotti et al. (2011)).

Afin de comparer les forces stabilisantes et déstabilisante appliquées sur les grains, Shields (1936) propose un nombre sans dimension, que l'on appellera dans la suite nombre de Shields :

$$\theta_s = \frac{\tau_s}{(\rho_s - \rho_f)gd}. \quad (1.1)$$

En suivant ce raisonnement simple, il paraîtrait ainsi naturel que le nombre de Shields critique θ_{th} , c'est à dire le nombre de Shields au dessus duquel les grains sont mis en mouvement, ait une valeur proche de l'unité. Shields (1936) mesure ainsi la contrainte seuil de mise en mouvement d'un lit sédimentaire en faisant varier les grains utilisés. Ses résultats sont présentés sur la Figure 1.2, en fonction du nombre de Reynolds particulière :

$$Re_\star = \frac{u_\star d}{\nu}, \quad (1.2)$$

avec ν la viscosité cinématique du fluide, et $u_\star = \sqrt{\tau_s/\rho_f}$ la vitesse de frottement.

Il apparaît ainsi que le nombre de Shields critique a une valeur bien en deçà de l'unité ($\theta_{th} < 0.1$), et qu'il est fortement dépendant du nombre de Reynolds particulière. Lorsque les effets turbulents à l'échelle du grain deviennent très importants devant les effets visqueux ($Re_\star \geq 100$), le nombre de Shields critique atteint une valeur constante.

Plusieurs phénomènes peuvent expliquer cette forte dépendance de θ_{th} . Ainsi, lorsque les grains sont assez petits, des nouvelles forces d'interaction entrent en jeu (par exemple la force de Van der Waals) entraînant une cohésion du milieu granulaire, rendant la mise en mouvement moins aisée, et expliquant la forme du diagramme de Shields pour les bas nombre de Reynolds (Figure 1.2).

Enfin, une forte dispersion des valeurs de nombres de Shields critiques mesurés est visible sur la Figure 1.2, pouvant être expliquée par la méthode de mesure choisie mais aussi par la définition même du seuil de mobilité. Tout d'abord, le seuil de transport s'avère lui même compliqué à définir, certains auteurs le définissant comme le seuil au dessus duquel un débit solide "assez conséquent" est atteint, d'autres en faisant varier le cisaillement et en extrapolant le débit solide mesuré vers 0. De plus, il a été montré que le seuil de mise en mouvement est aussi fortement dépendant de la préparation du lit sédimentaire (Charru et al. (2004)) : proche du seuil de mise en mouvement, les grains arrachés finissent pas trouver un creux dans lequel ils sont protégés, entraînant une consolidation du lit, et une augmentation du nombre de Shields critique θ_{th} .

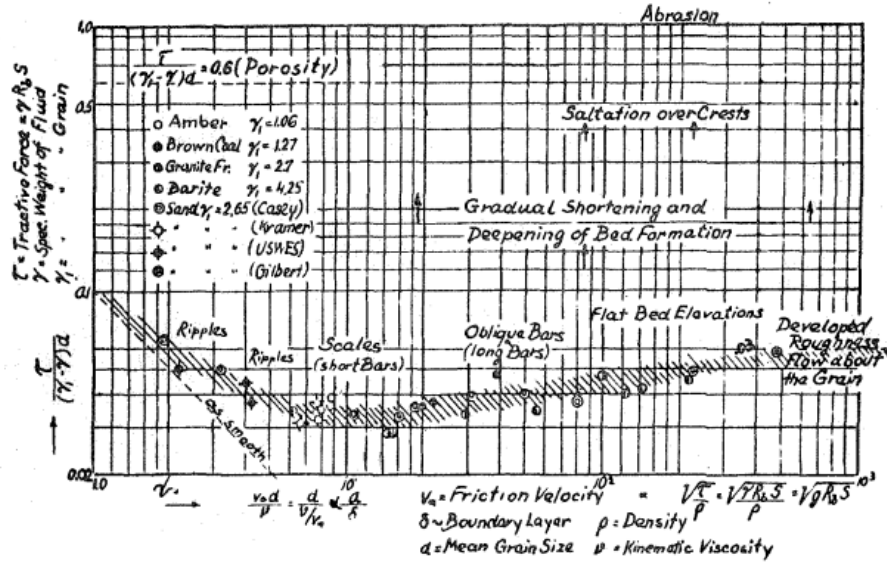


FIGURE 1.2 – Diagramme de Shields : Contrainte seuil de mise en mouvement en fonction du Reynolds particulaire des grains. Figure tirée de Shields (1936).

1.2.2 Flux de grains saturé

Pour expliquer le fait que tous les grains d'un lit sédimentaire ne sont pas mis en mouvement par un écoulement, Bagnold (1954) effectue le raisonnement suivant : Les grains mis en mouvement par le fluide puisent une partie de la quantité de mouvement de l'écoulement. Chaque grain déjà en mouvement a donc pour effet de ralentir le fluide dans la couche de transport, limitant ainsi le nombre de grains transportable par un écoulement. La contrainte exercée sur le fond sédimentaire peut ainsi être partitionnée en deux contributions :

$$\tau_s = \tau_{s_{eff}} + \tau_G, \quad (1.3)$$

avec $\tau_{s_{eff}}$ la contrainte disponible pour mettre d'autres grains en mouvement et τ_G un tenseur dispersif représentant l'échange de quantité de mouvement créé lorsque le fluide impacte les particules solides déjà en mouvement.

Pour un écoulement et un fond sédimentaire donnés, il existe donc un débit solide maximal (dit "saturé") de grains que le fluide est capable de mettre en mouvement. Ce flux saturé q_{sat} est seulement dépendant de la contrainte de cisaillement τ_s exercée par le fluide sur le fond sédimentaire, et de la contrainte seuil de mise en mouvement des grains τ_{th} .

Déterminer la relation entre le flux saturé de grains q_{sat} et ces contraintes a motivé un nombre très important de publications, ayant pour bases des modèles à l'échelle du grain (Engelund et Fredsøe (1976)), des mesures expérimentales en canal hydraulique (Meyer-Peter et Müller (1948)) ou des mesures de terrain (Bagnold (1980)). Deux principales relations ont été proposées dans la littérature pour prédire le flux de grains saturé :

$$q_{sat}^* = \gamma_1 (\theta_s - \theta_{th})^{3/2}, \quad (1.4)$$

ou

$$q_{sat}^* = \gamma_2 (\theta_s - \theta_{th}) (\sqrt{\theta_s} - \sqrt{\theta_{th}}), \quad (1.5)$$

avec les coefficients γ_1 et γ_2 correspondant à des constantes empiriques pour les lois obtenues par *fits* de données expérimentales (par exemple $\gamma_1 = 8$ pour Meyer-Peter et Müller (1948) ou $\gamma_2 = 17$ pour Ashida et Michiue (1973)), et dépendant des données du problème dans le cas de modèle analytique à l'échelle du grain (voir Annexe D). Ces deux lois de transport prédisent un comportement identique très loin du seuil de mise en mouvement : $q_{sat}^* \propto \theta_s^{3/2}$ (Lajeunesse et al.

(2010)). Les flux de grains donnés ici sont adimensionnels, tel que $q_{sat}^* = \sqrt{(\rho_s - \rho_f)gd^3 / \rho_s q_{sat}}$ avec q_{sat} le flux de grains en m^2/s .

1.2.3 Effet d'une distribution de tailles de grains non-homogène

On s'est intéressé jusqu'à maintenant au transport au sein d'un lit de grains de granulométrie homogène, c'est à dire où tous les grains ont le même diamètre d . Ce que l'on observe en milieu naturel, et tout particulièrement dans les rivières, est la présence d'une très forte inhomogénéité de la distribution en taille des sédiments. Le rapport entre le diamètre des gros grains D et des petits grains d pouvant varier entre 1 et 10^3 selon l'état du lit des rivières (Powell (1998)).

Pour décrire le transport des grains dans ce cas, une première approche consiste simplement à déterminer le diamètre médian d_{50} des grains présents dans le lit et d'appliquer simplement les lois de transport décrites précédemment en considérant le diamètre médian :

$$q_{sat,d_{50}}^* = \gamma(\theta_s - \theta_{th,d_{50}})^{3/2}, \quad (1.6)$$

avec

$$\theta_{th,d_{50}} = \frac{\tau_{th,d_{50}}}{(\rho_s/\rho_f - 1)gd_{50}}, \quad (1.7)$$

et $\tau_{th,d_{50}}$ la contrainte seuil de mise en mouvement des sédiments de diamètre d_{50} .

Cette approche, bien que très utilisée sur le terrain pour sa facilité de mise en œuvre, ne peut malheureusement pas décrire le transport au sein d'un lit de grains où le rapport entre diamètres des gros et des petits grains est trop élevé, et pour lesquels des nouveaux phénomènes entrent en jeu. Pour des granulométries où le rapport D/d reste modéré, des modèles ont aussi été proposés en tentant d'estimer le transport des grains pour différentes familles de tailles de grains au sein du lit sédimentaire (Wilcock et Kenworthy (2002)), ou en déterminant le taux d'exposition ou de protection des grains en fonction de leur taille relative (Wu et al. (2000)).

Parmi les phénomènes prenant place lorsque D/d devient important, on compte par exemple les problèmes de ségrégation et d'enfouissement des gros grains, phénomènes inhérents aux milieux granulaires soumis à un cisaillement ou des vibrations (Thomas (2000)). L'expérience de Thomas (2000) consiste à trois expériences classiques de ségrégation (avalanche d'un mélange de grains, tambour tournant, écoulement d'un mélange de grains sur une pente) en faisant varier le rapport D/d et la fraction de gros grains dans le mélange. L'étude permet d'observer que, en fonction de ces deux paramètres, différents types de comportements des gros grains peuvent apparaître, allant de la ségrégation (gros grains ayant un mouvement ascendant vers la surface) à l'enfouissement entre les petits grains (mouvement descendant, ou *reverse segregation* en anglais). Ces phénomènes de ségrégation vont naturellement prendre place dans le transport par charriage en rivière, comme décrit par Powell (1998), qui explique aussi comment les gros grains vont par exemple tendre à se retrouver dans les points les plus bas de la topographie de la rivière, dû au phénomène de "*topographic sorting*" dû en particulier aux trajectoires différentes suivies par les grains de tailles différentes pendant le transport par charriage, et la grande variation dans la position de déposition des grains en fonction de leur taille. Enfin, l'étude de la mobilité d'un lit de grains en fonction du ratio entre tailles des grains D/d a été réalisée par Staudt et al. (2017), montrant que pour un rapport D/d élevé ($D/d > 5.8$ dans leur étude), une augmentation du volume du sédiment le plus fin peut stabiliser le lit, le sédiment fin ayant tendance à remplir les interstices entre gros grains.

Dans le cadre de cette thèse, où l'on considère des rivières très appauvries en sédiments fins, et où un lit de grains plus grossiers peut apparaître, on se place donc dans le cas extrême où les gros grains se trouvent sous leur seuil de mise en mouvement mais les petits grains se trouvent au dessus de leur seuil de mise en mouvement. En milieu naturel, on va plutôt observer

que les gros grains sont très rarement mis en mouvement, seulement dans des cas d'événements extrêmes, comme des crues importantes. Par ailleurs, Perret (2017) montre que l'infiltration de sédiments fins au sein d'un lit de grains grossiers initialement immobiles peut entraîner la mise en mouvement des grains grossiers.

On se place ici dans un régime de mobilité partielle, comme définie par Parker (2008). On considère donc que le sable est transporté entre les gros grains immobiles. Ces derniers vont donc jouer un rôle de canopée de rugosités en changeant les conditions d'écoulement locale proche du fond. En particulier, leurs effets, à première vue contradictoires, qui nous intéressent tout particulièrement dans le cadre de cette thèse sont :

- La protection des sédiments à l'aval des rugosités
- La création de structures tourbillonnaires proches du fond pouvant faciliter la mise en mouvement des sédiments

1.2.4 Transport de sédiment sur rugosités non-érodables

On trouve dans la littérature des 20 dernières années différentes études s'étant intéressées au transport de sédiment autour de rugosités ou de grains grossiers et immobiles, pour les différents modes de transport solide. Dans les années 90, un nombre important d'études se sont intéressées au transport éolien par saltation au sein de canopées de rugosités immobiles, avec par exemple pour objectif de comprendre et pouvoir contrôler la dynamique des déserts et des côtes grâce à des obstacles immobiles placés par l'homme. A la fin des années 2000, la communauté des hydrauliciens s'est à son tour intéressée au transport de sédiments autour de grains immobiles, afin de pouvoir comprendre et prédire le transport dans les rivières où l'apport de sédiment mobile est limité. On décrit ici brièvement ces deux familles de publications, dont certaines seront considérées plus en profondeur dans la suite de ce manuscrit.

Gillette et Stockton (1989) étudient le transport éolien de sédiment par saltation autour de sphères immobiles aléatoirement disposées, les sphères étant recouvertes à 50% au temps initial, de manière que seuls des hémisphères soient visibles. L'étude met en évidence l'augmentation du seuil de mise en mouvement des grains dû à la présence des rugosités immobiles pour les découverts importants de rugosités immobiles, et donc l'effet de protection des sphères immobiles sur les sphères mobiles. Iversen et al. (1991) mesurent l'augmentation de ce seuil de mise en mouvement pour différentes rugosités (prismes, cylindre et hémisphères) en quinconces. Il apparaît que le seuil de mise en mouvement des sédiments augmente avec la densité de rugosités, mais aussi avec le coefficient de traînée des rugosités. Des zones d'érosion privilégiées sont aussi observées, comme illustré sur la Figure 1.3a. L'effet de la densité de rugosités sur la protection des sédiments a depuis été mis en évidence en laboratoire (Al-Awadhi et Willetts (1999)), par des expériences de terrain autour de rugosités créées par l'homme (Gillies et al. (2006)) ou autour de végétation (Lancaster et Baas (1998)). Nickling et McKenna Neuman (1995) étudient le transport aérien par saltation de sédiment fin couvrant initialement des sphères de verre collées en quinconces. Ils observent entre autre que lorsque les sphères immobiles commencent à apparaître au sein du sédiment fin, le transport de sédiment va d'abord augmenter, puis va finir par diminuer lorsque le sédiment est protégé par les sphères.

Yager et al. (2007) étudient le transport de sédiment par charriage dans les rivières dites "raides" (qui ont une pente supérieure à 3%), dans lesquelles on a une très forte inhomogénéité de la taille des grains du lit, et sont notamment présents des gros grains immobiles. L'étude développe un modèle simple permettant de modifier les lois de transport classiques pour prendre en compte la protection du sédiment mobile par les grains immobiles, ainsi que la diminution de la surface de sédiment mobile disponible (voir Annexe A). Des mesures en canal hydraulique (voir Figure 1.3b) permettent d'observer la diminution du débit solide lors de l'apparition des rugosités immobiles.

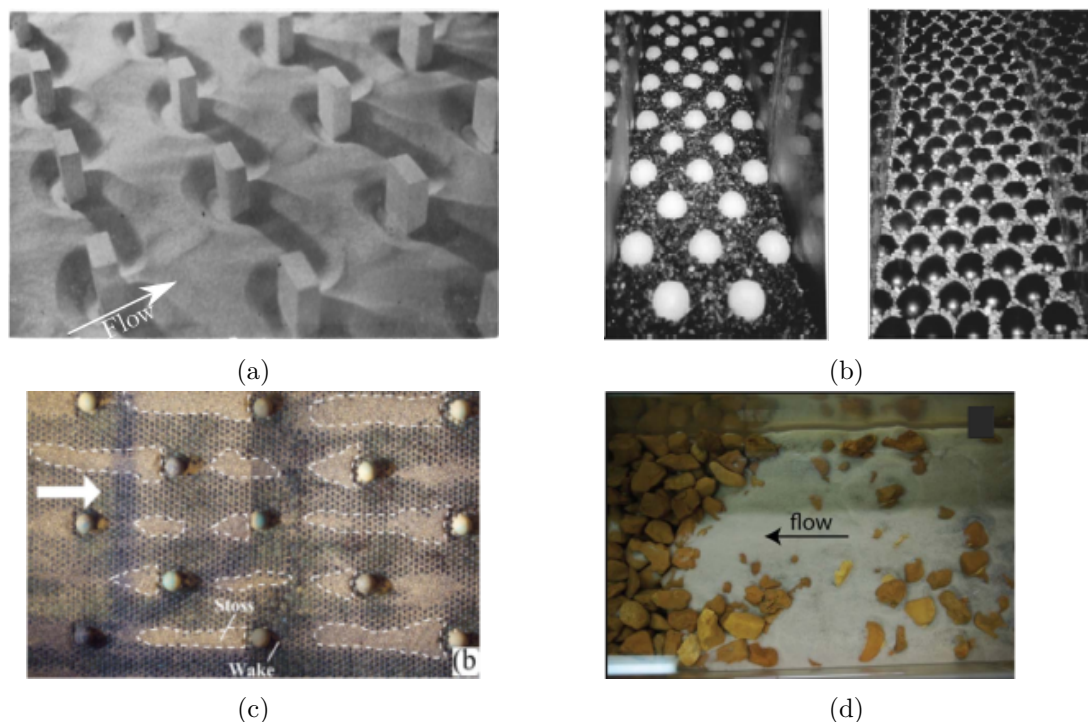


FIGURE 1.3 – (a) Expérience de Iversen et al. (1991) : Transport éolien par saltation autour de rugosités en quinconce. (b) Expérience de Yager et al. (2007) : transport de sédiment autour de deux canopées de différentes densités de sphères immobiles. (c) Expérience de Papanicolaou et al. (2011) : zones de déposition privilégiées en condition d’apport très limité en sédiment. (d) Vue du dessus de l’expérience de Kuhnle et al. (2013).

Le transport de sédiment fin par suspension au dessus de rugosités hémisphériques immobiles a été étudié par Grams et Wilcock (2007). Il a été observé que le taux de transport de sédiment fin par suspension était fortement dépendant du niveau de recouvrement des rugosités immobiles, le phénomène de protection apparaissant seulement pour les forts recouvrement. Grams et Wilcock (2014) observent ensuite que le transport dans cette configuration prend deux formes principales : des patches de sédiments fins recouvrant totalement les rugosités immobiles, et des grains se déplaçant dans les interstices entre les rugosités immobiles.

Kuhnle et al. (2013) et Kuhnle et al. (2017) se sont eux intéressés au transport de sable fin au sein d’une couche de graviers grossiers immobiles, comme illustré Figure 1.3d. Il apparaît que le débit solide dépend fortement de la hauteur de sédiment entre les graviers et donc du niveau d’exposition des sédiments fins. Ils concluent ainsi qu’il est nécessaire de déterminer la contrainte s’appliquant au niveau des sédiments et non la contrainte totale sur le fond au niveau des graviers les plus hauts, afin de prédire un débit solide. En étudiant le même système, Wren et al. (2011, 2014) montrent qu’en fonction du niveau de sédiment mobile dans la colonne de grains immobiles, le niveau de turbulence ainsi que la contrainte au fond vont être fortement modifiées. L’infiltration de sédiment fin au sein d’un lit de grains immobiles a par exemple été étudié par Wooster et al. (2008) et Cui et al. (2008), il apparaît entre autres que le taux d’infiltration diminue lorsque le débit solide apporté au système augmente. De leur côté Venditti et al. (2010) montrent que la présence de sédiment fin (et son infiltration) peut permettre la mobilisation et le transport de gravier grossier initialement immobile, l’ajout de sédiment fin ayant pour effet d’augmenter la vitesse moyenne proche des grains, l’importance du rapport entre concentration des différentes tailles de grains étant aussi mise en avant. Il est montré que Papanicolaou et al. (2011) étudient le transport de grains autour d’un patch de sphères immobiles en conditions d’apport très limité en sédiments mobiles. Dans ces conditions, il apparaît que la

présence des sphères diminue d'un facteur 5 à 20 le taux de transport, et que des zones de déposition privilégiées apparaissent en amont des sphères, un exemple étant donné sur la Figure 1.3c.

Ces études ont donc permis de mettre en avant différents effets de la présence de rugosités immobiles sur le transport des sédiments mobiles. Malheureusement, ces études n'ayant pas accès à l'hydrodynamique locale au niveau du sédiment mobile, ces effets demeurent mal compris.

Parmi les études ayant étudiées l'effet de l'interaction entre l'écoulement complexe autour d'un obstacle et le transport sédimentaire, il est important de citer celles ayant étudiées le problème de *scouring* ("affouillement" en français) autour de rugosités isolées ou multiples, qui est directement lié à l'étude présente. L'affouillement correspond à l'érosion du lit autour d'un obstacle, dû en particulier aux structures tourbillonnaires se développant au pied de l'obstacle, entraînant une augmentation locale de la contrainte au fond. L'étude de ce phénomène est indispensable d'un point de vue ingénierie, l'érosion autour des piles de pont pouvant fragiliser les ponts. Lorsqu'un grain grossier et immobile du fond de la rivière est présent sur un lit de sédiment, on peut supposer que ce phénomène d'affouillement va se mettre en place. Il est aujourd'hui très documenté (Melville et Coleman, 2000) pour le cas de rugosités à géométrie simple de type génie civil (cylindre, cube...), des piles de pont à géométrie plus complexes ayant été étudiées avec pour objectif de limiter l'affouillement. L'effet d'une géométrie complexe de l'obstacle sur l'affouillement reste encore mal compris, tout comme l'effet de la présence d'une densité importante d'obstacles.

1.3 Contrainte exercée sur le sédiment

Les lois de transport classiques (équations (4.4) et (1.4)) sont basées sur la contrainte de cisaillement τ_s exercée par le fluide sur les sédiments. Dans la littérature sur le transport sédimentaire, ce paramètre contrôle la mise en mouvement du sédiment et le débit massique de grains transportés. Lorsque les grains sont situés dans un écoulement turbulent complexe généré par la présence de rugosités immobiles, la contrainte τ_s seule ne suffit plus à expliquer le transport de grains et leur mise en mouvement (Sumer et al. (2003)). En considérant une canopée de rugosités immobiles entre lesquelles se déplacent des sédiments, déterminer la contrainte appliquée sur les sédiments s'avère complexe, la structure de l'écoulement turbulent étant fortement dépendante de la hauteur de sédiments entre les rugosités. Pellachini (2011) décrit élégamment le système de bouclage rétroactif entre l'écoulement, le taux de transport sédimentaire et le découverture des rugosités, comme illustré sur la Figure 1.4. L'écoulement de la rivière va mettre en mouvement les grains. Grâce à l'érosion, le niveau de découverture des rugosités immobiles va être modifié, ce qui aura pour effet de modifier la structure de l'écoulement proche du fond. Au fur et à mesure que l'érosion du lit se poursuit, la structure de l'écoulement va donc être modifiée par l'apparition des rugosités, ce qui entraînera à son tour une modification de la contrainte exercée sur les grains, et donc de l'érosion. Comme illustré sur la Figure 1.4, la connexion entre structure de l'écoulement et transport sédimentaire s'effectue (en première approximation) à travers la contrainte exercée sur les sédiments τ_s , dont la valeur va ainsi dépendre de la position spatiale et du découverture des rugosités immobiles, la dépendance de τ_s en fonction du découverture des rugosités immobiles n'ayant pas été étudié.

Dans cette partie, on va donc présenter ce que l'on sait des écoulements turbulents sur fond rugueux afin de comprendre comment la présence de macro-rugosités immobiles sur le fond pourrait modifier la structure de l'écoulement, et les conditions hydrodynamiques s'appliquant sur les grains.

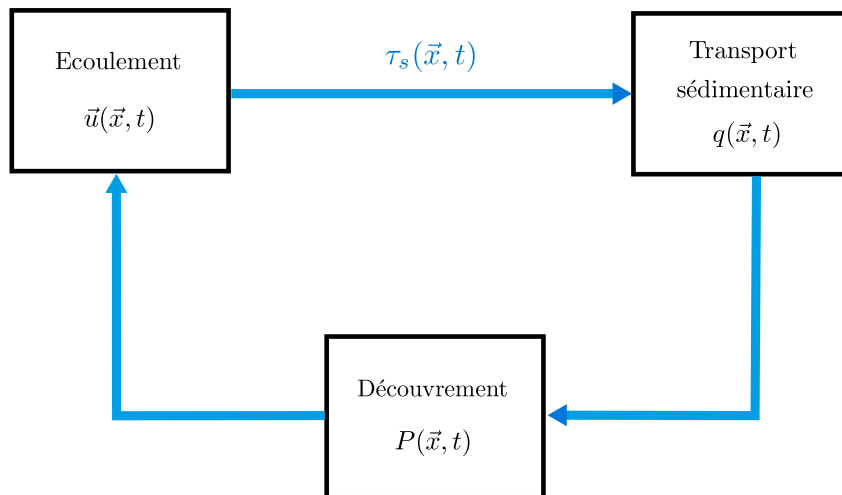


FIGURE 1.4 – Schématisation de l’effet de *feedback* entre écoulement, transport sédimentaire et niveau de découvrement des rugosités immobiles. P correspond à la mesure du découvrement en pourcentage des rugosités immobiles

1.3.1 Écoulement turbulent en canal

L’écoulement turbulent d’un fluide dans un canal à surface libre est décrit en détail par Nezu et Nakagawa (1993). On s’intéresse à un fluide incompressible (ρ_f constant). Si on considère le vecteur vitesse $\mathbf{u} = (u, v, w)$ et l’espace des coordonnées (x, y, z) , on peut écrire les lois de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de la masse :

$$\rho_f \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho_f (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot \sigma + \mathbf{f}, \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1.9)$$

avec σ le tenseur des contraintes visqueuses, \mathbf{f} la résultante des forces externes, et p la pression.

Afin de décrire statistiquement la structure d’un écoulement turbulent, on décompose les grandeurs instantanées ϕ de l’écoulement entre une valeur moyenne (repérée par une barre) et une fluctuation autour de cette valeur (repérée par un prime) ayant une moyenne temporelle nulle :

$$\phi(\vec{x}, t) = \bar{\phi}(\vec{x}) + \phi'(\vec{x}, t). \quad (1.10)$$

En effectuant cette décomposition, dite de Reynolds, pour la vitesse \mathbf{u} et pour la pression p , on obtient les lois de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de la masse moyennées en temps (équations de Reynolds) :

$$\rho_f \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho_f \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{\sigma}_{ij} - \rho_f \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} + \bar{f}_i, \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (1.12)$$

On peut ainsi définir le tenseur total des contraintes moyennes $\bar{\tau}$ comme :

$$\tau_{ij} = \bar{\sigma}_{ij} - \rho_f \overline{u'_i u'_j} = \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho_f \overline{u'_i u'_j}, \quad (1.13)$$

avec μ la viscosité dynamique du fluide. Il apparaît ainsi que la contrainte totale appliquée entre chaque couche fluide de l’écoulement est constituée d’une contribution de la viscosité, limitant les mouvements de cisaillement entre couches fluides, appelée tenseur des contraintes

visqueuses, ainsi qu'une contribution de l'agitation turbulente, appelée tenseur de Reynolds. Le terme $-\rho_f \overline{u'_i u'_j}$ peut donc être interprété comme la capacité de diffusion de la quantité de mouvement de l'écoulement grâce aux fluctuations turbulentes de vitesse.

A partir de cette définition du tenseur total des contraintes, il est alors possible d'obtenir la contrainte totale de cisaillement appliquée sur les sédiments τ_s comme la valeur de τ_{ij} à l'interface liquide/grain. Si l'on considère un écoulement unidirectionnel quasi-2D, et que l'on définit le système de coordonnées (x, y, z) tel que x est la direction privilégiée de l'écoulement, y la coordonnée latérale et z la coordonnée verticale, on peut simplifier τ_{ij} tel que :

$$\tau_s \equiv \tau_{xz}(z = z_s) = \mu \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|_{z=z_s} - \rho_f \left. (\overline{u'w'}) \right|_{z=z_s}, \quad (1.14)$$

avec z_s l'altitude des sédiments.

Afin de déterminer quelle contrainte vont subir les sédiments, il est important de comprendre la structure du tenseur total des contraintes proche du fond. Commençons par supposer le cas simple d'un écoulement uniforme 2D pleinement développé à surface libre sur une paroi lisse faisant un angle α avec l'horizontale, le fluide étant seulement mis en mouvement par la gravité. En projetant l'équation (1.11) sur la direction horizontale x , et en l'intégrant entre une position verticale z et la surface libre, on obtient :

$$\tau_{xz}(z) = \rho_f g (D - z) \sin \alpha, \quad (1.15)$$

avec D la hauteur de la surface libre. Il apparaît ainsi que la contrainte totale a une valeur nulle à la surface libre, et qu'elle augmente linéairement jusqu'à atteindre le fond, traduisant le fait que la turbulence est générée proche de la paroi, et est ensuite transportée par diffusion turbulente loin de la paroi où le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ devient important devant le taux de production P_k par cisaillement. La contrainte exercée sur le fond lisse (en $z = 0$) peut donc être estimée comme $\tau_s \sim \rho_f g D \sin \alpha$.

Dans le cas d'un fond rugueux constitué de grains, ce raisonnement est valide seulement depuis la surface libre jusqu'au sommet des grains les plus gros (Pokrajac et al., 2006). Dans notre cas, où l'on souhaite déterminer la contrainte sur des sédiments placés sous cette altitude, il est nécessaire d'observer la structure verticale d'une couche limite turbulente pour un fond rugueux.

1.3.2 Structure verticale d'une couche limite sur rugosités

La rugosité de paroi

En pratique, un fond lisse n'existe pas, des aspérités de surface étant toujours présentes sur une surface solide. Définir un fond comme lisse signifie alors que les rugosités de surface ont une taille négligeable par rapport aux échelles de longueur de l'écoulement, en particulier la longueur visqueuse $l_* = \nu/u_*$. La rugosité d'un fond est donc un paramètre hydraulique, intrinsèquement lié à l'écoulement et à la couche limite étudiés.

Afin de déterminer l'effet de rugosités sur l'écoulement, on définit une nouvelle échelle de longueur k_s , liée à la taille des rugosités, telle que le profil logarithmique de la vitesse moyenne $\bar{u}(z)$ s'écrive :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + 8.5. \quad (1.16)$$

avec $\kappa = 0.41$ la constante de Von Karman. Pour un fond de sédiments fixes et le choix de la constante 8.5, Nikuradse (1933) montre que k_s correspond au diamètre médian des sédiments du lit. Pour un fond constitué de rugosités multiples, k_s s'avère plus complexe à déterminer, car traduisant la hauteur "apparente" des rugosités.

Pour déterminer l'intensité du frottement généré à la paroi, il convient donc de comparer cette longueur k_s à la longueur visqueuse l_* . On définit pour cela un nombre de Reynolds de rugosité k_s^+ comme $k_s^+ = k_s u_* / \nu$. Trois régimes de rugosité du fond apparaissent alors :

- $k_s^+ < 5$: L'écoulement est dans le régime hydrauliquement lisse. Les rugosités ont une taille inférieure à la sous-couche visqueuse (ayant une hauteur estimée de $5\nu/u_*$), et l'écoulement correspond à un écoulement sur paroi lisse.
- $5 < k_s^+ < 70$: L'écoulement est dans un régime de transition. L'effet des rugosités commence à se faire ressentir sur l'écoulement, mais leur taille étant proche de celle de la sous-couche visqueuse, les effets visqueux sont toujours présents.
- $k_s^+ > 70$: Dans le régime hydrauliquement rugueux, la taille des rugosités est très supérieur à la taille de la sous-couche visqueuse, les effets visqueux deviennent ainsi négligeable devant les effets turbulents à l'échelle des rugosités, en particulier l'effet du sillage turbulent des rugosités entraîne le développement d'un écoulement fortement tridimensionnel proche du fond. Il est alors possible de partitionner l'écoulement en trois sous-couches : une sous-couche rugueuse, où l'écoulement est fortement tridimensionnel, une sous-couche logarithmique et enfin une sous-couche externe.

L'apparition progressive de rugosités immobiles dans du sédiment a donc pour effet de rendre l'écoulement fortement tridimensionnel dans la sous-couche de rugosité, et donc au niveau du sédiment. Différents auteurs étudiant la répartition de la contrainte τ_s autour de rugosités ont ainsi pu mettre en avant ces fortes variations de contrainte τ_s locale autour des rugosités, ces variations étant fortement dépendantes du découvrément des rugosités. Pour des rugosités faiblement découvertes, il peut être observé juste en aval d'une rugosité une contrainte importante, et donc une érosion accrue (Iversen et al. (1991), Yang et Shao (2005)). Ce phénomène est expliqué par la présence de structures tourbillonnaires générées au sommet des rugosités et venant impacter le fond lisse (Mason et Morton (1987), Sutton et McKenna Neuman (2008b)). Pour des canopée de rugosités fortement découvertes, un comportement différent est observé. Sutton et McKenna Neuman (2008b), qui mesurent la répartition spatiale de τ_s autour d'un cylindre isolé et dans un patch de cylindres en quinconce, observent par exemple le développement de zones de contrainte importante en amont des cylindres dû à au probable développement d'un tourbillon en fer à cheval, et sur les côtés des cylindres dû à une accélération de l'écoulement. Au contraire, juste en aval de leurs cylindres, des zones de très faible contrainte se développe.

Nombre d'auteurs se sont alors tournés vers des approches de moyennes spatiales afin de pouvoir estimer de manière globale comme les conditions d'écoulement varie dans la sous-couche de rugosité. On introduit alors le concept de double moyenne, permettant une description unidimensionnelle de l'écoulement, pouvant ainsi mener à une estimation de la contrainte et du niveau de turbulence au niveau du sédiment (Raupach et al. (1991), Nikora et al. (2001)).

Afin de décrire statistiquement la structure de l'écoulement turbulent, les grandeurs instantanées ϕ de l'écoulement sont maintenant décomposées comme :

$$\phi(\vec{x}, t) = \bar{\phi}(\vec{x}) + \phi(\vec{x}, t)' = \langle \bar{\phi} \rangle(z) + \tilde{\phi}(\vec{x}) + \phi(\vec{x}, t)', \quad (1.17)$$

avec $\tilde{\phi}$ la fluctuation spatiale de ϕ par rapport à la moyenne $\bar{\phi}$, et $\langle \cdot \rangle$ le symbole signifiant une moyenne spatiale. En injectant cette décomposition dans les équations de conservation de la quantité de mouvement, il est alors possible d'obtenir que le tenseur des contraintes τ_{ij} peut s'écrire :

$$\tau_{ij} = \mu \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} - \rho_f \langle \bar{u}'_i \bar{u}'_j \rangle - \rho_f \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle. \quad (1.18)$$

La contrainte totale moyennée en espace $\tau_{sb} = \langle \tau_s \rangle$ s'appliquant sur le fond lisse sous les rugosités immobiles est donc :

$$\tau_{sb} \equiv \tau_{xz}(z = z_s) = \mu \left. \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \right|_{z=z_s} - \rho_f \langle \bar{u}' w' \rangle \Big|_{z=z_s} - \rho_f \langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle \Big|_{z=z_s}, \quad (1.19)$$

avec z_s l'altitude du fond lisse.

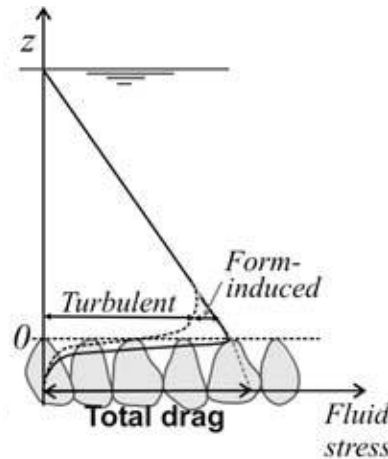


FIGURE 1.5 – Schématisation du profil de tenseur total des contraintes au-dessus de grains grossiers. Figure tirée de Pokrajac et al. (2006).

Profils du tenseur total des contraintes doublement-moyenné

Supposons donc notre fond constitué de gros grains dépassant d'un lit sédimentaire, et fixons $z = 0$ comme la crête des gros grains (voir 1.5). Dans la couche externe et la couche logarithmique, les effets visqueux sont toujours négligeables devant les effets turbulents. De plus, l'effet des sillages turbulents des rugosités ne se fait pas ressentir, entraînant une invariance des paramètres moyennés en temps dans les directions parallèles au lit. On retrouve donc un tenseur total des contraintes augmentant linéairement en se rapprochant du fond, pour une couche limite pleinement développée. Nikora et al. (2001) proposent de subdiviser la sous-couche de rugosité en deux sous-couches appelée en anglais *form-induced sublayer* et *interfacial sublayer*.

Dans la *form-induced sublayer*, la présence persistante de structures tourbillonnaires provenant des zones de décollement au niveau des grains grossiers a pour effet de transformer une partie de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen en énergie cinétique turbulente (Pokrajac et al. (2006), Pellachini (2011)). Les variations spatiales en x et y des paramètres moyennés en temps commencent à prendre de l'importance (Nikora et al. (2001)). Mignot et al. (2009) montrent que le maximum de production d'énergie cinétique turbulente se situe au niveau de la crête des rugosités les plus hautes, le transport turbulent diffusant le flux d'énergie cinétique turbulent au sein de la *form-induced sublayer*. En définissant τ_c comme la contrainte au niveau de la crête des rugosités, Pokrajac et al. (2006) montrent que l'on obtient, comme dans le cas d'un fond lisse : $\tau_c = \rho_f g(D - k) \sin \alpha$, avec k la hauteur des rugosités.

Dans la *interfacial sublayer*, que Nikora et al. (2001) situent entre la crête des grains grossiers et leur creux (ou dans notre cas entre la crête des grains grossiers et le sédiment mobile), une partie importante de la quantité de mouvement de l'écoulement est transférée aux gros grains grâce à la traînée visqueuse et à la traînée de forme. Le reste de la quantité de mouvement est transféré vers le bas par interaction couche par couche (Pokrajac et al. (2006)). Il apparaît ainsi sur la Figure 1.5 que le tenseur total des contraintes τ_{xz} diminue pour $z < 0$ jusqu'à atteindre le fond, une partie de la quantité de mouvement étant transférée aux rugosités à chaque z .

Dans l'équation (1.18), le terme de tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ est souvent négligé au-dessus des fonds rugueux, Raupach et al. (1991) montrant par exemple que celui-ci est négligeable devant le terme de tensions de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle$ pour l'estimation de la vitesse de frottement u_* pour des écoulements atmosphériques. En revanche, l'écoulement devenant fortement tridimensionnel dans la sous-couche de rugosité, le terme dispersif peut avoir une contribution importante proche des grains. Coceal et al. (2006), qui étudient l'écoulement turbulent au-dessus de différentes dispositions de canopées urbaines, observent qu'au-dessus des rugosités les tensions de Reynolds dominent le tenseur des contraintes totale mais dans la canopée, tensions de Reynolds et tensions

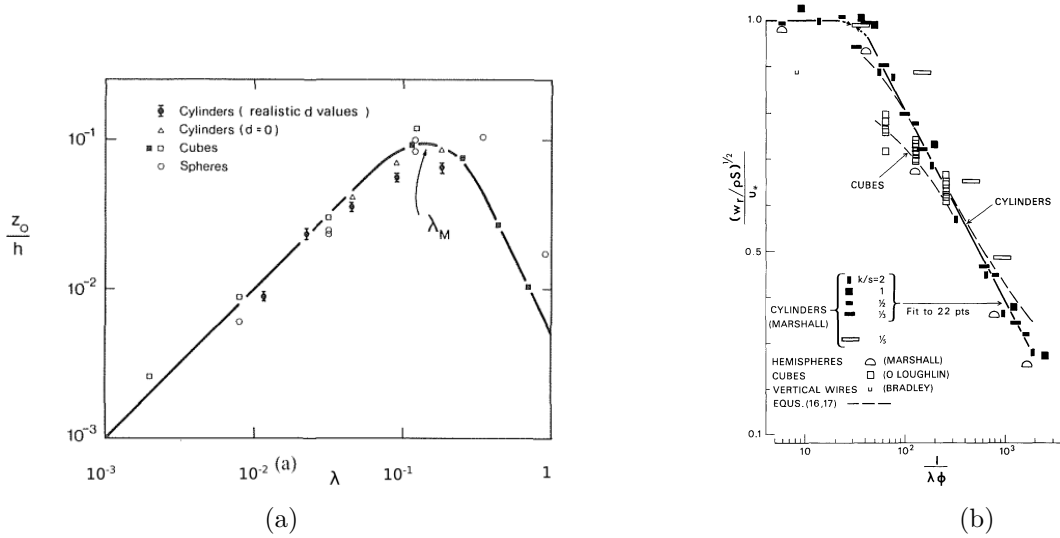


FIGURE 1.6 – (a) Variation de la longueur de rugosité z_0 (équivalent à k_s) en fonction de la densité de de rugosités immobiles au fond. Il apparaît que z_0 augmente jusqu'à atteindre une valeurs maximale puis diminue. Figure tirée de Raupach et al. (1991) (b) Variation du ratio $\sqrt{\tau_R/\tau_b}$ en fonction de la densité d'éléments au fond. Figure tirée de Wooding et al. (1973).

dispersives ont le même ordre de grandeur, la valeur de ces tensions dispersives étant fortement dépendante de la disposition des rugosités. De la même manière, Poggi et al. (2004) qui étudient l'effet de la densité de rugosités sur la contribution des tensions dispersives, montrent que la contribution des tensions dispersives sur le tenseur des contraintes totale augmente avec la densité de rugosités.

1.3.3 Partition de la contrainte totale

Il apparaît donc que déterminer la contrainte τ_{sb} disponible pour mettre en mouvement les grains peut s'avérer extrêmement complexe, même une fois que les quantités turbulentes ont été moyennées spatialement. Différents auteurs ont alors cherché à estimer la valeur de la contrainte τ_{sb} disponibles pour mettre du sédiment en mouvement en tentant de déterminer comment la contrainte totale s'appliquant sur le fond peut se partitionner. Grâce à l'étude de différents fonds constitués de rugosités régulièrement espacées, Schlichting (1936) est le premier à proposer de partitionner la contrainte totale exercée par l'écoulement en une contrainte τ_R exercée sur les rugosités immobiles et une contrainte τ_{sb} exercée sur le fond lisse :

$$\tau_b = \tau_R + \tau_{sb}. \quad (1.20)$$

En mesurant de manière indépendante la contrainte totale exercée par l'écoulement sur un fond rugueux, ainsi que la contrainte exercée seulement sur les rugosités grâce à différents capteurs de pression, Wooding et al. (1973) observe que le ratio $\sqrt{\tau_R/\tau_b}$ diminue linéairement en fonction de $\ln(1/\lambda_f)$, comme illustré sur la Figure 1.6b (il est important de noter qu'il a été observé que la rugosité hydraulique d'un fond augmente initialement avec la densité de rugosités, un exemple étant donné sur la Figure 1.6a). La densité frontale de rugosité est ici définie comme $\lambda_f = nS_f/S$, tel que n rugosités de surface frontale S_f occupent une surface planaire S . Raupach (1992) fait ainsi l'hypothèse :

$$\begin{cases} \tau_R/\tau_b \rightarrow 0, & \tau_s/\tau_b \rightarrow 1 & \text{si } \lambda_f \rightarrow 0. \\ \tau_R/\tau_b \rightarrow 1, & \tau_{sb}/\tau_b \rightarrow 0 & \text{si } \lambda_f \rightarrow 1. \end{cases} \quad (1.21)$$

Différents modèles ont été proposés pour pouvoir estimer la contrainte résiduelle τ_{sb} . On présente ici le modèle de Raupach (1992) qui sera utilisé dans la suite de ce manuscrit, et on

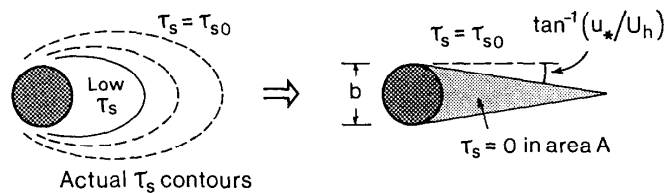


FIGURE 1.7 – Schématisation en vue du dessus de la zone de contrainte nulle utilisée dans le modèle de Raupach. Figure tirée de Raupach (1992).

présente d'autres modèles (Shao et Yang (2008), Marticorena et Bergametti (1995), Yager et al. (2007), Grams et Wilcock (2007) et Kean et Smith (2006)) en Annexe A. La majeure partie de ces modèles ont été mis en place dans des études d'aérodynamique. À notre connaissance, seule l'étude de Yager et al. (2007) a directement appliqué le principe de *drag partition* au transport sédimentaire en rivière, leur modèle (décrit en Annexe A) ne permettant pas d'estimer avec une grande précision des débits de grains.

Modèle de Raupach

Raupach (1992) propose un modèle analytique afin de pouvoir déterminer la portion de la contrainte s'appliquant sur le fond non-recouvert de rugosités, pour $\lambda_f < 0.1$. Pour cela, deux hypothèses fortes sont faites :

- Hypothèse 1 : Pour simplifier le phénomène de *sheltering*, on suppose qu'il existe une aire de protection A en aval des obstacles, dans laquelle la contrainte locale τ_s est nulle. En dehors de cette zone, la contrainte τ_s est égale à la contrainte τ_{s0} que subirait le fond pour des conditions d'écoulement équivalentes si la rugosité n'était pas présente, comme illustré sur la Figure 1.7.
- Hypothèse 2 : Lorsque différents obstacles sont positionnés sur le fond, il est possible de simplement superposer ces zones de protection pour calculer la zone de protection effective du fond.

En déterminant la force de traînée exercée sur les obstacles (par estimation de la force exercée sur un obstacle isolé puis en utilisant l'hypothèse 2) ainsi que le déficit de contrainte s'appliquant sur le fond due à la superposition des zones de protection, Raupach (1992) montre que l'on peut obtenir les contraintes partitionnées sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\tau_R}{\tau_b} &= \frac{\beta\lambda_f}{1 + \beta\lambda_f}, \\ \frac{\tau_{sb}}{\tau_b} &= \frac{1}{1 + \beta\lambda_f}, \end{aligned} \quad (1.22)$$

avec $\beta = C_R/C_S$ et C_R et C_S respectivement les coefficients de traînée d'une rugosité isolée et du fond, calculés dans ce modèle avec comme vitesse de référence la vitesse au sommet des rugosités $\bar{u}(z = 0)$. Raupach et al. (1993) définit ensuite τ'_s comme la contrainte normalisée seulement sur le fond sédimentaire, sans la surface basale des rugosités :

$$\frac{\tau'_{sb}}{\tau_b} = \frac{1}{(1 - \sigma\lambda_f)(1 + \beta\lambda_f)}, \quad (1.23)$$

avec σ le rapport entre surface basale et frontale d'une rugosité.

Afin d'appliquer ce modèle au transport sédimentaire et en tenant compte de l'inhomogénéité spatiale de la distribution de contrainte sur le fond, Raupach et al. (1993) met en avant le fait que

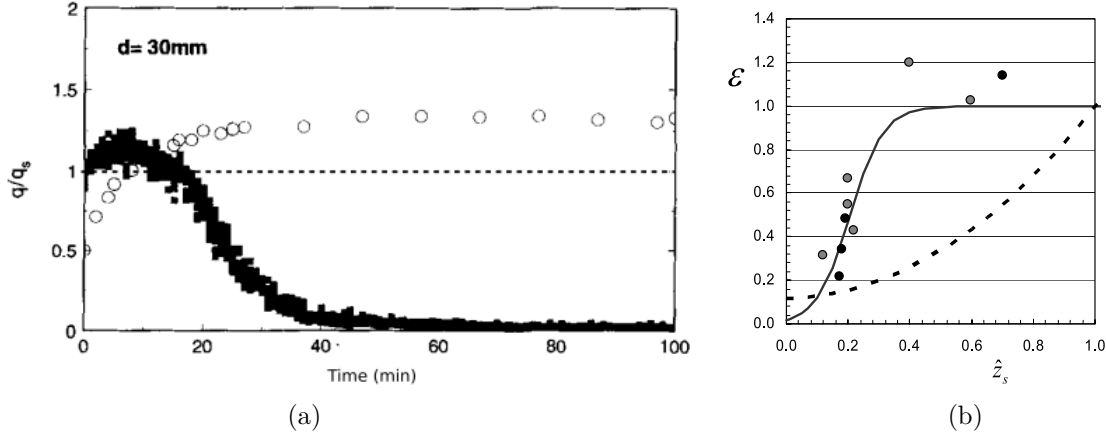


FIGURE 1.8 – (a) Les points noirs représentent le flux de sédiments q/q_s au cours du temps, avec q_s le débit sans rugosités immobiles. On observe que $q/q_s > 1$ peu après le début de l'expérience, signifiant que la présence des rugosités a accru le transport de grains. Figure tirée de Nickling et McKenna Neuman (1995) (b) Les points noirs représentent ϵ (le taux d'entraînement de sédiments, adimensionnalisé par le taux d'entraînement sans la présence de rugosité immobiles) en fonction de la hauteur de sédiment. On observe que $\epsilon > 1$ pour $z_s/z_{hemi} > 0.4$, la présence de rugosités faiblement découvertes augmente donc le transport de grains. Figure tirée de Grams et Wilcock (2007).

le seuil de mise en mouvement des grains n'est pas déterminé par la contrainte moyennée spatialement en aval des rugosités τ'_{sb} mais par la contrainte maximale τ''_s s'appliquant localement, il propose donc d'estimer τ''_s avec :

$$\frac{\tau''_s}{\tau_b} = \frac{1}{(1 - m\sigma\lambda_f)(1 + m\beta\lambda_f)}, \quad (1.24)$$

où $m \leq 1$ est une constante empirique reflétant la différence entre τ'_{sb} et τ''_s . Cette observation de Raupach et al. (1993) montre la limite de la moyenne spatiale dans le cas du transport sédimentaire, le manque de connaissance des conditions hydrodynamiques locales entre les rugosités rendant la constante m difficilement prédictible (Sutton et McKenna Neuman (2008a)).

1.3.4 Limitation des modèles et pistes d'amélioration

Les différentes études ayant étudié le transport de sédiments autour de rugosités immobiles ont mis en exergue un phénomène qui n'est pas prédit par les modèles de *drag partition* : Lorsque les rugosités immobiles apparaissent entre le sédiment, l'entraînement du sédiment va d'abord avoir tendance à augmenter puis ensuite à diminuer lorsque ceux-ci sont protégés entre les rugosités. En étudiant le transport éolien de sable fin par saltation au dessus de sphères immobiles, Nickling et McKenna Neuman (1995) observent que le transport de grains augmente lorsque les sphères commencent à apparaître dans le sédiment, puis fini par sensiblement chuter, comme illustré sur la Figure 1.8a. De leur côté, Grams et Wilcock (2007), qui mesurent la hauteur de sédiment fin h_s entre des rugosités hémisphériques immobiles pendant du transport en suspension, notent qu'il est très difficile d'obtenir un lit sédimentaire restant stable pour $0.5R < h_s < R$ (avec R la hauteur de leur rugosités), le transport ayant tendance à être accru à ce niveau de découverte, comme représenté sur la Figure 1.8b.

Deux explications sont possibles :

- Le modèle de *drag partition* peut prédire ce phénomène. Si la présence de rugosités peu découvertes a pour effet d'augmenter τ_b de manière importante, il est alors possible que τ_{sb} avec des rugosités soit plus important que sans rugosités, et ce même si $\tau_b/\tau_{sb} > 1$.

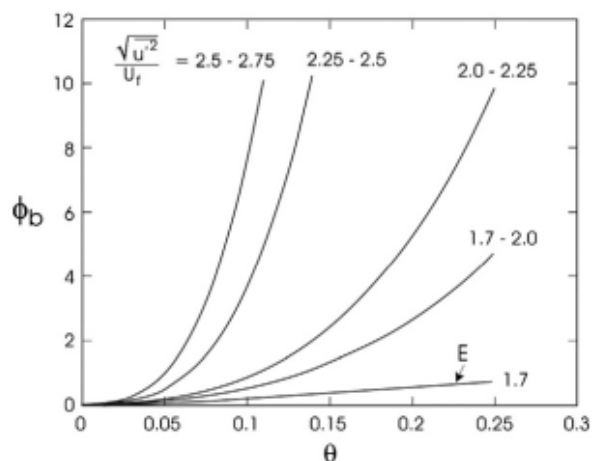


FIGURE 1.9 – Débit massique de sédiments Φ_b en fonction de la contrainte au fond θ pour différentes intensité turbulente $\sqrt{u'^2}$. La courbe E correspondant au cas sans ajout de turbulence externe. Ici, $U_f = u_{*f}$ est la vitesse de frottement au fond. Figure tirée de Dixen et al. (2013), adaptée de Sumer et al. (2003).

- Une deuxième explication est que l'on ne peut pas considérer que toute la quantité de mouvement de l'écoulement, transférée aux tourbillons dans le sillage des rugosités par la trainée, soit dissipée dans l'écoulement. Les tourbillons créés dans le sillage des rugosités vont aussi entrer en interaction avec les sédiments, et vont pouvoir faciliter leur mise en mouvement. Ce phénomène, observé par exemple par Iversen et al. (1991) et Yang et Shao (2005) et correspondant à une augmentation de l'intensité turbulente proche du fond sédimentaire, a très peu été étudié. Sutton et McKenna Neuman (2008a), qui présentent un cas où le transport sédimentaire est accru par la présence de rugosités, considèrent que l'utilisation du modèle de Raupach et al. (1993) est limitée car il "exclut toute modification des structures cohérentes de l'écoulement et de l'intensité turbulente", mettant ainsi en avant le fait que la contrainte τ_s peut ne plus être le seul paramètre pertinent du problème. En effet, pour un fond sédimentaire classique, la turbulence est naturellement créée par le fond sédimentaire lui-même, le rapport entre intensité turbulente au fond et contrainte au fond restant constant et relativement faible ($\sqrt{u'^2}/u_* < 1.7$). Mais si de la turbulence est injectée de manière externe par diffusion, celle-ci va influencer le transport sédimentaire, comme mis en avant par l'expérience de Sumer et al. (2003) décrite ci dessous.

Expérience de Sumer et al. (2003)

Une des expériences fondamentales qui motive notre étude a été réalisée par Sumer et al. (2003), l'expérience ayant pour objectif de déterminer l'influence de l'apport de turbulence externe sur le charriage des sédiments dans un canal hydraulique en laboratoire. Le protocole expérimental consiste à mesurer de manière classique le débit massique de sédiments par charriage dans un canal puis d'ajouter, en plus de l'écoulement initial, une source de turbulence externe (différentes séries de grilles, ou un obstacle cylindrique dans l'écoulement). En mesurant le niveau d'intensité turbulente proche du fond, ainsi que la contrainte au fond, il est possible d'obtenir le diagramme Figure 1.9.

On peut observer que pour un nombre de Shields θ constant (calculé classiquement en considérant la contrainte au fond), augmenter l'intensité turbulente $\sqrt{u'^2}$ proche du fond a pour effet d'augmenter drastiquement le débit de sédiments transportés. L'expérience donne ainsi accès à des lois empiriques de transport sédimentaire en fonction de l'intensité turbulente proche du fond (Sumer et al., 2003).

Ces lois ont été par exemple appliquées avec succès au transport autour d'une rugosité isolée

par Dixen et al. (2013). Il serait maintenant intéressant de les associer avec le modèle de *drag partition* afin de les appliquer au transport autour de rugosité immobiles multiples, dont les sillages turbulents ont pour effet d'augmenter l'intensité turbulente proche des grains. Sutton et McKenna Neuman (2008b) étudient expérimentalement et numériquement un patch de rugosités cylindriques en quinconces. En mesurant la répartition de la contrainte appliquée sur le fond ainsi que la répartition de l'intensité turbulente autour des rugosités, ils observent que même si la contrainte appliquée sur le fond diminue, comme prédit par la relation de *drag partition*, le niveau de turbulence proche du fond est plus important grâce à la présence des cylindres.

Vers une description fine de l'interaction entre les structures tourbillonnaires et les sédiments

Ajouter l'effet de l'augmentation de l'intensité turbulente proche du fond aux modèles classiques de *drag partition* permettrait donc de créer des modèles portés vers l'ingénierie qui seraient applicables à des écoulement naturels de rivières. Il est cependant nécessaire pour cela d'observer de manière plus fine comment les tourbillons créés dans le sillage des rugosités vont entrer en interaction avec les sédiments.

On s'est concentré jusqu'à maintenant sur les statistiques turbulentes et en particulier à la contrainte moyennée au cours du temps s'appliquant sur les sédiments. Il est pourtant maintenant admis que pour expliquer la mise en mouvement de grains par charriage, il est nécessaire de s'intéresser aux conditions instantanées de l'écoulement (Nelson et al. (1995)). En particulier, il a été montré que les grains étaient principalement mis en mouvement par le passage de structures tourbillonnaires intermittentes et de forte intensité, dont l'effet est atténué ou même effacé par une moyenne temporelle (Nelson et al. (1995), Keylock et al. (2014)). Par exemple, en étudiant l'érosion autour d'un obstacle rectangulaire, Chang et al. (2011) ont montré que le flux de sédiment à l'arrière de l'obstacle était 2 à 3 fois plus élevé si les champs de vitesse instantanés étaient utilisés pour la prédiction, plutôt que les champs de vitesse moyenne. On va donc dans cette partie commencer par décrire rapidement l'état des connaissances sur l'écoulement instantané au dessus de parois lisses, puis essayer de comprendre les implications sur le transport sédimentaire et sur notre cas d'étude.

1.3.5 Description du phénomène de *burst*

Le développement récent des techniques de mesure et des simulations numériques a motivé durant les dernières décennies un nombre important d'études observant de manière précise l'écoulement instantané très proche des parois afin d'essayer de comprendre comment la turbulence de paroi était générée. Il a en particulier été mis en évidence à quel point la présence de structures tourbillonnaires proches de la paroi entraîne d'importantes variations de la contrainte de cisaillement au fond (Sechet et le Guennec (1999)).

Grâce à la visualisation de bulles d'hydrogène injectées dans l'écoulement, Kline et al. (1967) sont les premiers à observer que dans la sous-couche visqueuse, sont présentes des bandes de fluides à faible vitesse, appelées *low-speed streaks*, et des bandes de fluide de vitesse plus importante que l'écoulement moyen. Il a depuis été montré que ces bandes de fluide de faible vitesse vont être déstabilisées et s'élever dans l'écoulement (Rashidi et al. (1990)), l'oscillation de ces bandes entraînant l'éjection brusque de fluide à faible vitesse loin de la paroi. Cette éjection est rapidement suivie d'un balayage (on utilisera dans la suite le terme anglais de *sweep*), correspondant à du fluide de forte vitesse qui est ramené proche de la paroi, remplaçant le fluide éjecté. Comme illustré sur la Figure 1.10b, c'est la présence de ce fluide à forte vitesse proche de la paroi qui peut induire la présence d'un cisaillement au fond localement (et temporairement) bien plus important que le cisaillement moyen τ_b . Le phénomène de *burst* est schématisé sur la Figure 1.10a. On y observe la présence de structure en épingle à cheveux (ou *hairpin* en anglais), reflétant la dynamique complexe des bandes de fluides à faible vitesse durant leur élévation, et

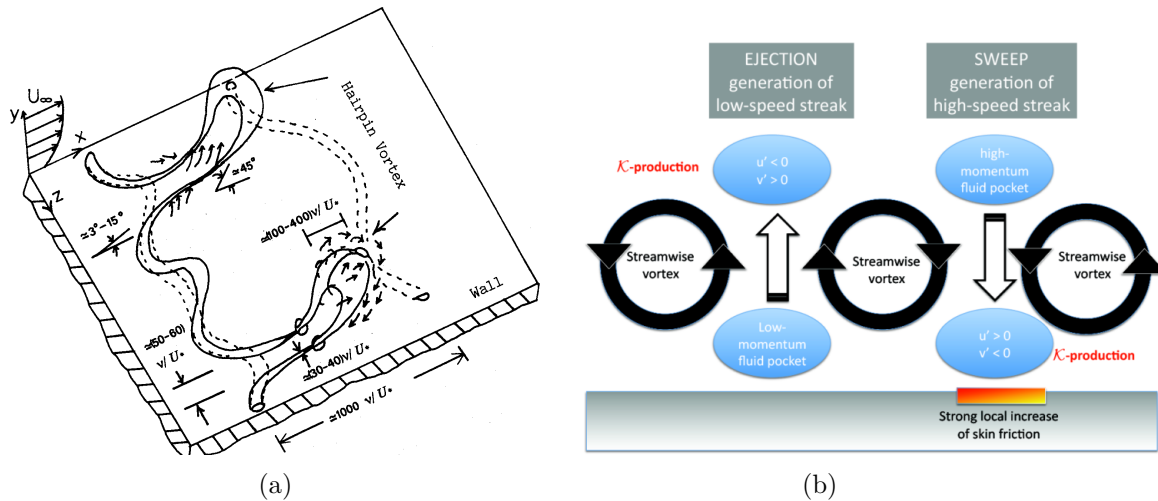


FIGURE 1.10 – (a) Schématisation du phénomène de *burst* et de configuration en *hairpin*. Figure tirée de Nezu et Nakagawa (1993). (b) Schéma décrivant le système d'éjection, de balayage et de streaks, tiré de Sagaut (2013).

en particulier la formation de tourbillons contrarotatifs proches du fond.

1.3.6 Lien entre structures cohérentes et transport sédimentaire

De nombreuses études ont depuis étudié le lien entre ce phénomène de *burst* près de la paroi et le transport de sédiments (Rashidi et al. (1990), Nezu et Nakagawa (1993)). Grâce à des mesures de vitesse par LDV synchronisées à des mesures de trajectoires des grains, Sechet et le Guennec (1999) ont montré que le temps entre deux déplacements de grains était directement lié au temps entre deux *bursts* consécutifs proches du fond. Nelson et al. (1995) ont de leur côté tenté de déterminer quels types de structures tourbillonnaires avaient tendance à mettre en mouvement les sédiments. Grâce à de la mesure de vitesse de fluide par LDV couplée à une caméra haute fréquence à l'arrière d'une marche, ils ont mis en évidence que la mise en mouvement des sédiments était corrélée aux passages des balayages proche du fond, et que ces balayages mettaient beaucoup plus de grains en mouvement que les éjections, et ce même si leurs contributions au cisaillement est de même importance. L'importance des *sweeps* pour la mise en mouvement de sédiments a depuis été confirmée dans de nombreuses études (Wu et Shih (2012), Keylock et al. (2014)).

Partant de cette hypothèse que ces mouvements de fluide instantanés (en particulier les balayages) proches du fond sédimentaire ont un rôle fondamental dans la mise en mouvement des sédiments, il est nécessaire de comprendre comment ceux-ci sont influencés par la présence de rugosités. En étudiant comment la déposition de sable dans un fond rugueux a pour effet de modifier la structure de l'écoulement turbulent, Sambrook, Smith et Nicholas (2005) observent que l'émission de balayages diminue fortement lorsque le découvrément des rugosités diminue. Hardy et al. (2010) font une observation similaire en étudiant l'émission de structures cohérentes au dessus d'un fond dont ils font varier la rugosité, le taux d'émission d'éjections et de balayages augmentant en fonction du découvrément des rugosités du fond, et semble lié avec la présence de zones de détachement en aval des rugosités. De la même manière Nezu et Sanjou (2008), qui étudient l'écoulement au sein d'une canopée végétale, observent que le point d'inflexion du profil de vitesse au niveau du sommet de la canopée entraîne une forte instabilité du cisaillement et donc génère des structures tourbillonnaires, en particulier des balayages, qui peuvent pénétrer dans la canopée.

Ce sont ces différentes études qui nous indiquent à quel point l'émission de structures tour-

billonnaires dans le sillage de rugosités immobiles pourrait avoir un rôle important dans le transport sédimentaire. Le taux de passage de *sweeps* proche du fond pourrait être accru pendant le découverture des rugosités et entrer en interaction avec le fond sédimentaire.

1.4 Déstabilisation du lit sédimentaire et croissance de motifs morphodynamiques

Jusqu'à maintenant, on a supposé que le lit sédimentaire s'érodait de manière uniforme et restait ainsi horizontal au cours de l'apparition des rugosités immobiles. En réalité, un lit sédimentaire soumis à un cisaillement peut se déstabiliser. Cette instabilité hydrodynamique va entraîner la formation et la croissance de motifs à la surface du lit de la rivière. Dans cette partie, on se propose donc tout d'abord de décrire brièvement la déstabilisation d'un lit sédimentaire en régime d'apport illimité en grains, puis s'intéresser à la formation de motifs morphodynamiques (ou *bedforms* en anglais) dans des conditions d'apport limité en sédiment mobile.

Dans toute la suite on appelle "rides" les déformations du lit de grains dont la dynamique ou la croissance n'est pas influencée par la présence de la surface libre, et "dunes" les déformations entrant en interaction avec la surface libre (Andreotti et al. (2011)). Il est important de noter que la présence de dunes dans une rivière va jouer un rôle majeur sur la rugosité du fond de la rivière, en agissant en tant que source principale de rugosité (la hauteur d'une dune pouvant atteindre jusqu'à 1/3 du tirant d'eau de la rivière (Naqshband et al. (2014))).

1.4.1 Déstabilisation d'un lit sédimentaire en régime alluvial

Considérons un lit sédimentaire de profondeur infinie, constitué d'une distribution uniforme en taille de grains. Lorsqu'une déformation de faible amplitude du lit est présente à sa surface, deux mécanismes vont entraîner sa croissance d'une part, et le déplacement de la déformation d'autre part. On peut expliquer le déplacement d'une ride dans la direction de l'écoulement par le fait que la vitesse de l'écoulement croît le long de la face amont et décroît le long de la face aval (dû au rapprochement des lignes de courant sur la face amont et écartement sur la face aval), entraînant une différence de contrainte entre le creux de la déformation et sa crête, et donc une déposition de grains en aval de la déformation (Andreotti et al. (2011))².

Pour que l'amplitude de cette ride augmente, il est nécessaire que des grains se déposent au niveau de sa crête. La croissance d'une dune va donc être entraînée par le déphasage entre le débit local de grains $q(x,t)$ et la topographie du fond $h_s(x,t)$ (Kennedy (1963)), comme représenté sur la Figure 1.11. Ce déphasage est créé grâce à deux mécanismes :

- Les effets inertiels (rapprochement des lignes de courant sur la face amont) entraînent un déphasage spatial de la contrainte au fond $\tau_s(x,t)$ par rapport à la topographie $h_s(x,t)$.
- Le flux de grains $q(x,t)$ n'atteint pas instantanément le flux d'équilibre q_{sat} , mais a besoin d'une longueur L_{sat} après imposition d'une contrainte. Si le maximum de débit solide se situe en amont de la crête de la ride, celle-ci va donc croître.

Une étude de stabilité linéaire de ce système est alors possible afin de décrire la croissance de rides et afin de déterminer la longueur d'onde Λ_{max} la plus amplifiée pour un écoulement et une taille de grains donnés. Pour un écoulement laminaire, Charru et Mouilleron-Arnould (2002) obtiennent par exemple une relation entre Λ_{max} et le nombre de Reynolds particulière : $\Lambda_{max} \approx 60\nu/u_*$, les études expérimentales obtenant des valeurs plus élevées (Mantz (1978)), cette différence pouvant être expliquée par des effets fortement non-linéaires prenant place pendant la

2. En régime super-critique ($Fr \geq 1$), la vitesse devient plus importante dans le creux de la déformation que sur sa crête, et la déformation peut se déplacer à contre-courant, on appelle ce mécanisme "anti-dune" (Andreotti et al. (2011)).

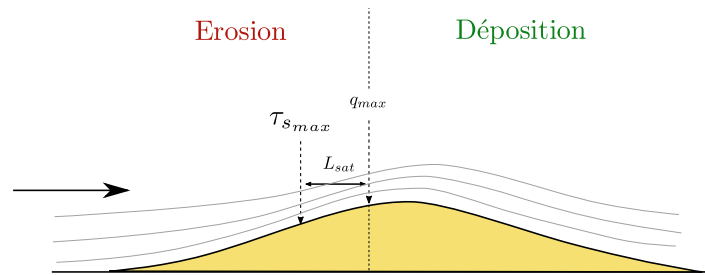


FIGURE 1.11 – Schéma explicatif du déphasage entre la déformation et le débit de grains. Ici, on schématise un cas où le maximum de débit de grains se situe en amont du sommet de la déformation, cette perturbation est donc instable et la déformation va croître. Au contraire, si la crête de la déformation se situe en zone d'érosion, la perturbation est stable. Le déphasage entre crête de la ride et maximum de la contrainte basale est ici exagéré. Schéma inspiré de Fourriere (2009).

déstabilisation d'un lit de grains, comme la coalescence de rides. Au contraire des rides, Fourriere (2009) montre que la formation de dunes ne peut résulter d'une instabilité linéaire.

Par opposition aux rides dont la taille est dictée principalement par la taille des grains, les dunes ont elles une taille fixée par le tirant d'eau de la rivière. Il est alors intéressant de noter que la présence de rides seules est généralement liée au développement d'un écoulement hydrauliquement lisse ($k_s^+ < 5$) alors que la présence de dunes est associée au développement d'un écoulement hydrauliquement rugueux ($k_s^+ > 70$) (Fredsoe et Deigaard (1992)).

Contrairement aux rides, on ne peut pas considérer que les dunes ont une forme symétrique. Comme représenté sur la Figure 1.12a, leur profil est quasi-triangulaire, avec une face amont légèrement courbée et une face aval ayant pour angle une valeur alternant entre angle d'avalanche et angle de repos des grains (l'angle d'avalanche d'un milieu granulaire correspondant à l'angle auquel les grains sont mis en mouvement par gravité, l'angle de repos correspondant à la pente obtenue après une avalanche). Une couche limite se développe sur le dos de la dune, un décollement de l'écoulement étant alors visible au niveau de la crête de la dune, une bulle de recirculation apparaissant au niveau de la face aval jusqu'au point de recollement, parfois situé sur le dos de la dune en aval. Au dessus de cette bulle de recirculation, la production d'énergie cinétique turbulente devient très importante, les sédiments pouvant être mis en mouvement au niveau du point de recollement par ce niveau de turbulence tout en étant sous leur seuil de mise en mouvement (Engelund et Hansen (1967)). Plus de détails sur la vitesse de déplacement d'une dune et sur le débit de grains sur le dos de la dune seront donnés en Chapitre 4 et Chapitre 5.

En imaginant une expérience en canal hydraulique dans laquelle le débit augmenterait progressivement à partir d'une valeur nulle, Engelund et Hansen (1967) illustrent sur la Figure 1.12b comment la contrainte exercée par l'écoulement sur le fond va être modifiée par la présence de motifs morphodynamiques. Il apparaît ainsi que c'est la présence de dunes sur le fond qui va entraîner la plus grande résistance à l'écoulement, celle-ci agissant comme un obstacle dont la traînée de forme peut devenir très importante due à la séparation de l'écoulement prenant place sur sa crête et donc au différentiel de pression entre faces amont et aval. Tout comme pour la présence de rugosités immobiles, il est généralement proposé de partitionner la contrainte τ_b exercée par l'écoulement sur le fond global entre une contrainte exercée sur les dunes $\tau_{bedform}$ et une contrainte résiduelle τ_s mettant les grains en mouvement (Engelund et Hansen (1967)) :

$$\tau_b = \tau_{bedform} + \tau_s. \quad (1.25)$$

La contribution des dunes au frottement total du fond a ainsi motivé de nombreuses études, ayant pour objectif de mieux comprendre comment une dune isolée ou un champ de dunes peuvent modifier la rugosité d'un fond de rivière (Venditti (2007)). La présence simultanée de dunes et de rugosités immobiles devrait complexifier cette partition de la contrainte totale, et

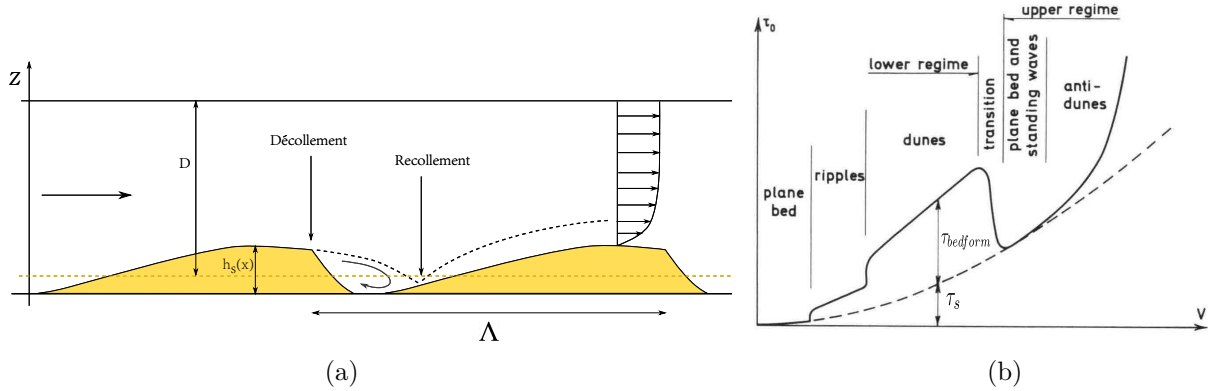


FIGURE 1.12 – (a) Schématisation d'un profil de dune et de l'écoulement correspondant. La ligne pointillée jaune correspond au niveau initial du lit plat. On observe ainsi que des points de la topologie sont sous cette altitude, reflétant le fait que la formation de dune creuse le lit. (b) Schéma de l'évolution de la contrainte totale τ_b exercée entre l'écoulement et le fond, en fonction du type de motifs développés. La contrainte totale τ_b exercée si le fond reste fixe est ici tracée en pointillés, et estimé par la formule $\tau_b = \rho_f f V^2 / 2$ avec f un coefficient de friction caractérisant le fond. Figure tirée de Engelund et Hansen (1967).

ainsi modifier le niveau de protection des sédiments mobiles, cet effet n'ayant pas été étudié dans la littérature.

1.4.2 Effet d'un apport limité en sédiment sur la déstabilisation d'un lit sédimentaire

Différentes études se sont intéressées à la croissance de motifs morphodynamiques dans des conditions d'apport limité en grains, concluant que cet apport limité peut entraîner une diminution de la taille des structures (Tuijnder et al. (2009)) ou de leur nombre (Carling et al. (2000a,b)). En étudiant le transport de grains en canal hydraulique pour une distribution de grains non-uniforme en tailles, Chiew (1991) observe qu'une partie du lit a tendance à s'immobiliser, les gros grains protégeant les petits, et une autre partie des grains est transportée sous forme de motifs morphodynamiques au dessus du lit stable (*armoured layer*). Carling et al. (2000a,b) font une observation similaire en effectuant des mesures à l'aval d'un barrage hydraulique, la présence de grains grossiers immobilisant le lit, des motifs 2D ou 3D se formant au dessus de cette couche immobile par le résidu de grains mobiles et étant mis en mouvement par l'écoulement.

Kleinhans et al. (2002) suggèrent que trois type principaux de motifs peuvent se développer en condition d'apport limité en sédiment fin, comme illustré sur la Figure 1.13, ces motifs étant dépendant du volume de sédiment initialement disponible et des conditions hydrodynamiques³ :

(i) Les rides longitudinales

Le sédiment mobile se réunit en bandes longitudinales parallèles à l'écoulement au dessus du sédiment non-érodable. Ces bandes, facilement observables en canal hydraulique, se développent grâce à la présence de courant secondaire dans l'écoulement, qui entraînent la présence de zones de faible contrainte et de zones de contrainte importante dans la direction latérale à l'écoulement, impactant principalement les grains les plus petits qui sont alors transportés vers les zones de

3. On présente ici seulement les motifs se développant en régime de transport partiel (voir Parker (2008)). Venditti et al. (2017) passent en revue les motifs se développant en régime dit 'sélectif', c'est à dire lorsque toutes les tailles de grains du lit apparaissent dans la couche de transport, mais que les grains présents dans celle-ci sont en moyennes plus petits que ceux dans la couche immobile.

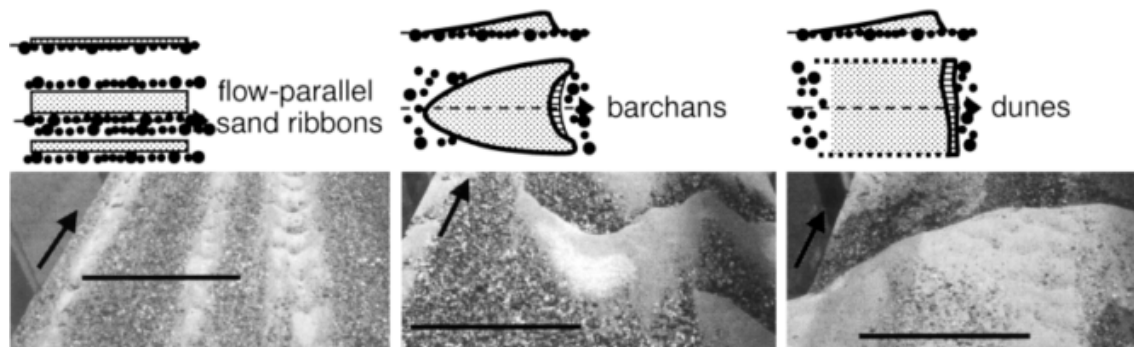


FIGURE 1.13 – Différent types de *bedforms* observable en condition d'apport limité en sédiments. Figure tirée de Kleinhans et al. (2002).

faible contrainte (e.g. Colombini et Parker (1995)). Ce phénomène est d'autant plus complexe que la présence de ces rides longitudinales (et donc de la variation de topologie du fond dans la direction latérale à l'écoulement) a pour effet d'amplifier la présence des courants secondaires, et ainsi amplifier la formation des rides par un phénomène de rétroaction positif (McLelland et al. (1999)). Il est important de noter que l'espacement des rides est directement lié au tirant d'eau, celles-ci étant liées aux courants secondaires se développant dans l'écoulement (McLean (1981)). Une explication plus complète du phénomène sera réalisée dans le Chapitre 4.

(ii) Les barkhanes

Une barkhane correspond à une dune fortement tridimensionnelle se développant dans des conditions d'apport très limité en sédiment mobile, et reconnaissable par sa forme de croissant dont les cornes pointent dans la direction de l'écoulement. Ces structures se développent principalement lorsqu'un tas de sable est soumis à un écoulement unidirectionnel ou lorsque une ride transverse se déstabilise en plusieurs barkhanes par manque d'apport en sédiment (Hersen (2005)). Dans la nature, ces structures ont souvent été observées dans les déserts où du sable est transporté au dessus de reg (désert rocheux) ou de *sebkha* (surface rendue aride par la présence de sel), mais ont aussi depuis été observées en rivière au dessus d'un fond pavé (Carling et al. (2000a,b)). Il a été montré que du sable s'échappe de la barkhane par ses cornes et donc que sa dynamique est entre autre dictée par l'apport de sédiment mobile venant de l'amont (Hersen (2005)).

(iii) Les "barkhanoïdes" et dunes séparées par du fond rugueux

Lorsque un lit de grain mobilisable recouvre la phase immobile et que l'instabilité primaire dictant la déstabilisation d'un lit en régime d'apport illimité en grains peut se mettre en place, des dunes vont commencer à se développer jusqu'à ce que le volume de sédiment initialement disponible ne suffise plus à alimenter la croissance des dunes. Il est alors possible d'observer la présence de motifs ayant un profil de dunes, comme décrit précédemment, mais espacées par des zones érodées ou le fond immobile est visible, un exemple étant donné sur la Figure 1.15. Kleinhans et al. (2002) fait alors la distinction entre ce qu'il nomme "barkhanoïdes" et dunes pleinement développées, les barkhanoïdes correspondant à des dunes dont la crête est fortement sinueuse.

1.4.3 Stabilité des motifs morphodynamiques

A la vue de cette description des différents motifs observés en rivière, il apparaît une importante variété de topologies du fond possibles. Il est alors capital de comprendre quel motif sélectionne le lit de la rivière en fonction de ses données hydrodynamique et morphodynamique.

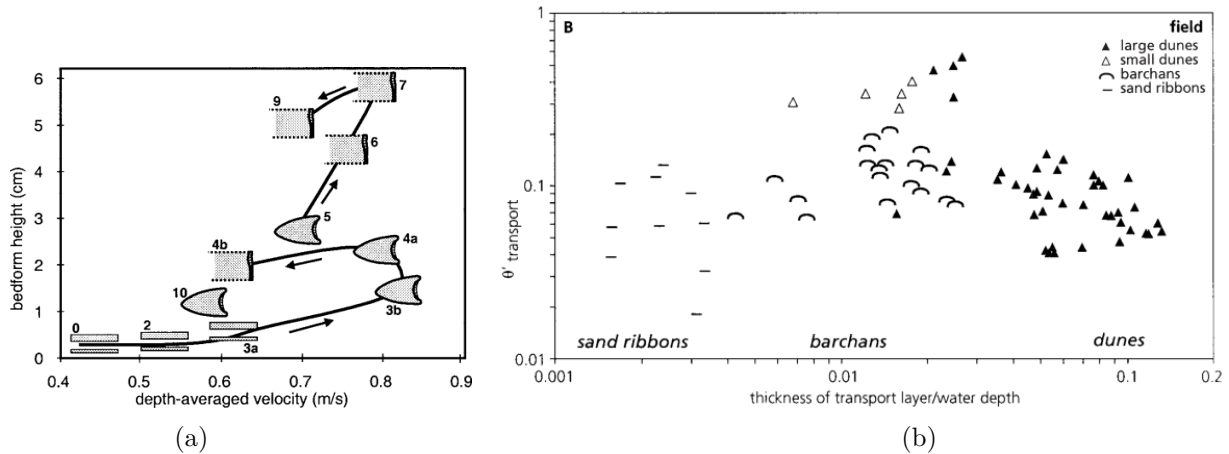


FIGURE 1.14 – (a) Description du chemin suivi pendant l'expérience de Kleinhans et al. (2002). Chaque dessin représente le motif obtenu pour les états d'équilibre choisis. (b) Type de motifs obtenus en rivière en fonction du volume de sédiment mobilisable disponible. Figure tirée de Kleinhans et al. (2002).

Kleinhans et al. (2002) présentent une expérience en canal hydraulique de transport sédimentaire avec sédiment naturel. Leur expérience consiste à augmenter graduellement le débit de l'écoulement, en laissant au lit sédimentaire le temps de développer son état d'équilibre pour des débits choisis. Après observation du motif se développant pour un régime donné, le débit est ensuite augmenté vers un autre état d'équilibre. Il est alors important de noter que dans cette expérience, une augmentation du débit correspond aussi à une augmentation du volume de sédiment mobilisable disponible, une augmentation de la contrainte exercée par l'écoulement limitant le pavage et remettant des grains en mouvement initialement immobilisés. Le résultat, présenté sur la Figure 1.14a, illustre le fait que le type de motif obtenu dépend fortement du régime hydrodynamique et de l'histoire. Pour les débits les plus faibles, les rides longitudinales se mettent en place. Lorsque plus de grains sont mobilisés par l'écoulement, ces rides se déstabilisent en barchanes. Et enfin, pour les débits les plus importants, des dunes peuvent se développer grâce à l'apport nouveaux de sédiment mobile. Des observations similaires ont été réalisées en rivière, et sont présentées sur la Figure 1.14b. Ces résultats confirment que le type de *bedforms* se développant sur un lit sédimentaire est fortement dépendant du volume de sédiment mobile disponible sur le lit de rivière.

Il est intéressant de noter que la hauteur des motifs augmente elle aussi avec le volume de sédiment disponible (Figure 1.14a), plaçant pour le fait que les dunes sont les motifs qui auront le plus d'impact sur la rugosité de la rivière (Tuijnder et Ribberink (2012)).

Dimension et vitesse de migration des dunes en fonction de l'apport en sédiment mobile

Tuijnder et al. (2009) se concentrent sur le régime de dunes en condition d'apport limité en sédiment, leur étude ayant pour objectif de comprendre comment le volume de sédiment mobilisable disponible peut avoir un effet sur la taille des dunes, ou encore sur leur forme. Un exemple de résultat est donné sur la Figure 1.15, chaque scan représentant l'état d'un lit sédimentaire après déstabilisation, pour différentes épaisseurs initiales de lit sédimentaire mais des conditions hydrodynamiques équivalentes. Il apparaît ainsi qu'augmenter le volume de sédiment mobilisable a pour effet d'augmenter la taille des dunes (longueur et hauteur) mais aussi leur tridimensionnalité, les fronts de dunes n'étant plus normaux à l'écoulement pour un apport important en sédiment où la dynamique des dunes se complexifie avec une coexistence de dunes de

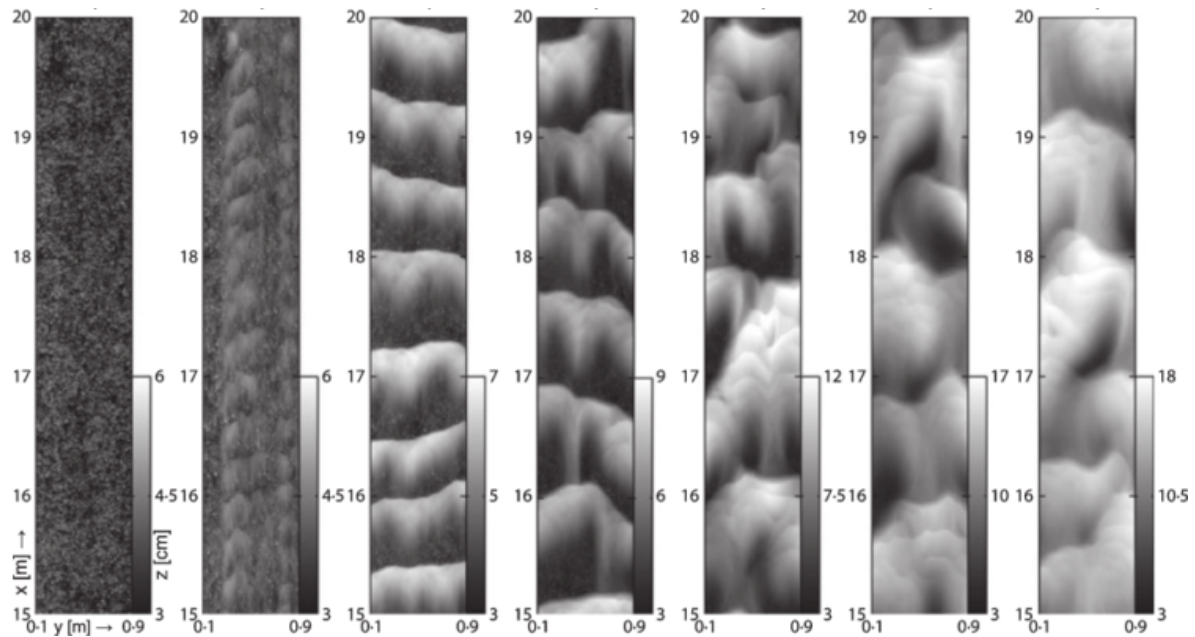


FIGURE 1.15 – Scans lasers des topologies de fond obtenues par Tuijnder et al. (2009) en faisant varier le volume de sédiment mobilisable initialement disponible. Il apparaît ainsi que le fond immobile est visible entre les dunes et qu’augmenter le volume de sédiment disponible réduit l’écart entre les dunes.

différentes échelles. De plus, il apparaît que la taille et le nombre des zones érodées où le fond immobile est visible diminuent lorsque l’apport de sédiments augmente.

La Figure 1.16 représente la longueur des dunes (comme définie sur la Figure 1.12a) observées par Tuijnder et al. (2009), normalisée par la longueur prévue en régime alluvial, en fonction de l’épaisseur du lit de grain initialement disposé sur le fond non-érodable. Cette figure confirme que la taille des dunes est directement dépendante du volume de grain disponible, et que celle-ci tend vers la taille des dunes en régime alluvial lorsque l’épaisseur du lit de grain initial est supérieur à la hauteur des dunes en régime alluvial ($d/\Delta_0 > 1$ sur la Figure 1.16). Cette figure confirme ainsi que la transition entre apport limité et illimité en grains se réalise lorsque le creux des dunes atteint une zone non-érodable du lit, la portion non-érodable du lit n’ayant pas d’influence sur le transport tant que celle-ci est sous les grains mobilisables et donc non visible. Tuijnder et al. (2009) proposent ainsi une formule permettant d’estimer la longueur des dunes Λ et leur hauteur Δ en fonction de l’épaisseur de sédiment mobilisable :

$$\frac{\Lambda}{\Lambda_0} = 1 - \beta \exp\left(\frac{-h_{s0}}{\alpha_l \Delta_0}\right), \quad (1.26)$$

$$\frac{\Delta}{\Delta_0} = 1 - \exp\left(\frac{-h_{s0}}{\alpha_h \Delta_0}\right), \quad (1.27)$$

avec Λ_0 et Δ_0 respectivement les longueur et hauteur de dune en régime alluvial, et β , α_l et α_h des constantes obtenues empiriquement, et h_{s0} l’épaisseur de sédiment mobile initiale. L’équation (1.26) est comparée aux longueurs de dunes mesurées sur la Figure 1.16. Tuijnder et Ribberink (2012) proposent ensuite un modèle permettant de prédire la rugosité d’un fond constitué de dunes en condition d’apport limité en sédiment mobile, ce modèle ayant pour base la partition de la contrainte totale (équation (1.25)). Il serait maintenant intéressant d’y ajouter la contribution de gros grains immobiles. En effet, une fois que ceux-ci sont visibles entre les dunes, leur contribution sur la frottement du fond va devenir importante : une partie de la contrainte de l’écoulement sera exercée sur les dunes ($\tau_{bedforms}$), une partie sera exercée sur les

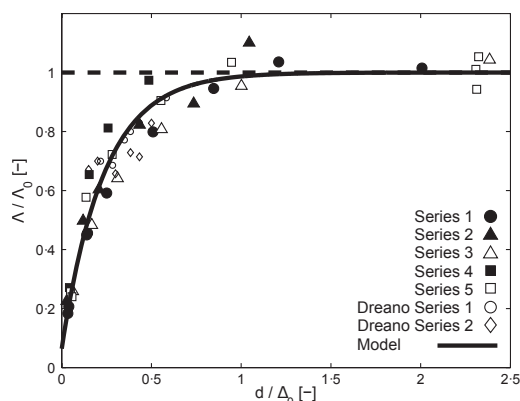


FIGURE 1.16 – Longueur de dune mesurée, normalisée par la longueur de dune prévue par Van Rijn (1984) en régime alluvial, en fonction de l'épaisseur du lit de grain initiale d (nommée h_{s0} dans ce manuscrit), normalisée par la hauteur de dune en régime alluvial. Figure tirée de Tuijnder et al. (2009).

rugosités immobiles (τ_R) et une contrainte résiduelle sera disponible pour mettre en mouvement les grains (τ_s).

1.5 Conclusion et objectifs de la thèse

Au vu de cet état de l'art, il apparaît que la présence de rugosités immobiles a des effets sur les différentes échelles du transport sédimentaire en rivière. D'un point de vue local, deux effets semblent cohabiter. La présence de grains grossiers et immobiles au sein d'un lit de sédiment mobile peut avoir pour effet de protéger les sédiments mobiles. Au contraire, il apparaît dans d'autres situations une augmentation du transport de sédiment grâce à la présence de rugosités immobiles. La relation entre ces deux effets contradictoires est encore mal comprise mais est liée à la dynamique turbulente locale autour des rugosités. Ces effets vont ensuite être répercutés sur les échelles supérieures du transport. La protection et l'immobilisation d'une partie des sédiments mobiles par les rugosités immobiles va entraîner une sélection des motifs morphodynamiques pouvant se développer sur le lit, la capacité de transport de l'écoulement pouvant être fortement réduite (Figure 1.14b). On comprend que, même si les rugosités immobiles ont d'abord un effet local à l'échelle du grain, leur influence sur la rivière et sur sa morphodynamique peut se faire ressentir à grande échelle.

Dans cette thèse, nous allons suivre la même démarche que celle suivie dans cette introduction, en augmentant progressivement l'échelle du transport sédimentaire considérée. À l'échelle des rugosités immobiles, l'objectif principal est d'observer comment la variation du découverture des rugosités immobiles va entraîner une modification de la contrainte et du niveau de turbulence proche des sédiments, afin de déterminer si un modèle de type Raupach (1992) peut s'appliquer. À l'échelle des motifs morphodynamiques, l'objectif sera de comprendre comment les rugosités immobiles peuvent avoir un effet sur la déstabilisation du lit et sur la croissance des dunes.

Afin de simplifier la mesure et l'analyse, on choisit dans cette thèse de représenter les rugosités immobiles par des hémisphères régulièrement espacées, et de choisir une condition initiale commune aux différents chapitres : au temps initial, ces rugosités sont complètement recouvertes par des sédiments. La stratégie choisie pour cette thèse, synthétisée sur la Figure 1.17, est la suivante : dans un premier temps on ignore la présence de motifs morphodynamiques et l'on suppose que le lit s'érode de manière uniforme et reste ainsi plan. Deux études expérimentales purement hydrodynamique sont alors effectuées afin de comprendre quel est l'effet de l'apparition de rugosités immobiles sur l'hydrodynamique s'appliquant sur les sédiments, pour une très faible

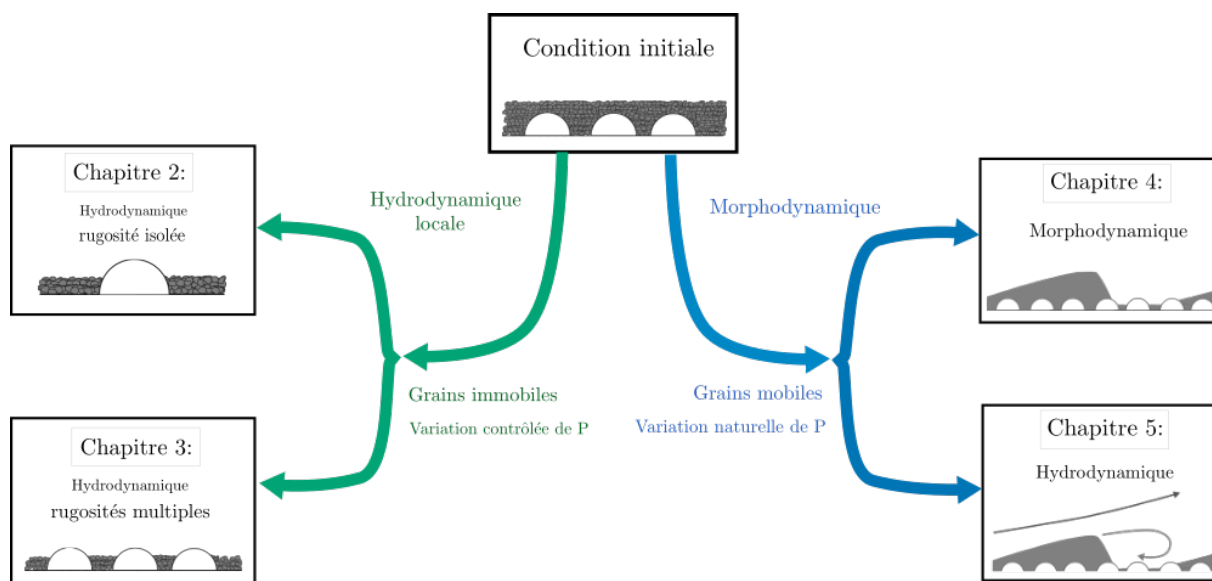


FIGURE 1.17 – Structure du manuscrit, tous les chapitres ayant une condition initiale identique.

densité de rugosités immobiles (i.e. une rugosité isolée dans le Chapitre 2), puis pour une densité importante de rugosités (Chapitre 3). Dans un second temps, dans un canal aux dimensions plus importantes, l'effet de la présence de rugosités immobiles sur l'érosion et la déstabilisation du lit sédimentaire est étudié, grâce à des mesures de morphodynamique à l'échelle du canal (Chapitre 4) ainsi que des mesures d'hydrodynamique à l'échelle des motifs morphodynamiques (Chapitre 5).

Dans le Chapitre 2, nous étudions le cas d'un fond avec une très faible densité de rugosités immobiles. on peut alors considérer que l'interaction entre rugosités immobiles est négligeable, et qu'une couche limite indépendante se redéveloppe entre chaque rugosité immobile. Les rugosités immobiles étant ainsi isolées, l'interaction principale entre rugosité et sédiment prend place au travers du tourbillon en fer à cheval se développant en amont de la rugosité. Ce tourbillon, par sa stabilité et sa robustesse, va entraîner le phénomène d'affouillement, accélérant ainsi le découverture de la macro-rugosité. La question demeure pourtant sur sa stabilité pour des rugosités hémisphériques dont la forme arrondie peut entraîner une forte modification des ses dimensions. En effet, lorsque la macro-rugosité commence à être visible au sein des sédiments, le tourbillon en fer à cheval peut-il se mettre en place et se stabiliser ? L'objectif de ce chapitre sera donc d'étudier la stabilité du tourbillon en fer à cheval pour des faibles niveaux de découverture de la rugosité isolée, ainsi que de mesurer sa taille et la contrainte basale ajoutée que sa présence entraîne.

Le Chapitre 3 aura lui pour objectif de comprendre comment l'apparition d'un fond de forte densité de rugosités immobiles pourrait modifier l'hydrodynamique locale appliquée sur des sédiments plus fins. Cette introduction a montré que l'effet des rugosités évolue en fonction de leur découverture. En particulier, plusieurs études expérimentales semblent montrer qu'un fond de rugosités immobiles peu découvertes aurait tendance à entraîner une augmentation du transport de grains, alors que des rugosités immobiles plus fortement découvertes entraînerait une diminution du transport et un pavage du lit. L'objectif de ce chapitre est donc de déterminer par des mesures locales de contrainte et niveau de turbulence proche du fond si on peut expliquer et prédire du transport de grains, l'objectif au long-terme étant de pouvoir modifier des lois de transport par charriage classiques en prenant en compte l'effet de rugosités immobiles. On étudiera cette question en considérant un patch d'hémisphères et comment ce patch va modifier la structure de l'écoulement, la contrainte locale appliquée sur les sédiments, les structures tourbillonnaires instantanée se développant dans le sillage des rugosités, en fonction

du découverturement des rugosités.

Les différentes études s'intéressant à la croissance de motifs sur fond lisse non-érodable présentées dans cet état de l'art étudiaient soit un lit constitué de grains de différentes tailles entraînant un pavage naturel par l'écoulement (Chiew (1991), Kleinhans et al. (2002), Carling et al. (2000a)), soit du transport de sédiment sur un fond de canal non-érodable sans macro-rugosités (Tuijnder et al. (2009), Dreano et al. (2010), Tuijnder (2010)). La question demeure sur la capacité du lit à développer des *bedforms* lorsque sont présents des macro-rugosités immobiles dans le lit de rivière. L'objectif du Chapitre 4 sera, grâce à des mesures de morphodynamique en canal hydraulique, de déterminer si des motifs sont capables de se développer lorsque le lit est constitué de macro-rugosités immobiles. On étudiera comment le sédiment peut être protégé entre les rugosités immobiles pendant la croissance de dunes ou de rides longitudinales, et donc comment l'effet de protection des rugosités immobiles peut être répercuté sur les échelles supérieures du transport. Le Chapitre 5 aura lui pour objectif d'étudier l'hydrodynamique à l'échelle des motifs morphodynamiques au cours de la déstabilisation du lit.

Chapitre 2

Faible densité de rugosités : Hydrodynamique locale à l'amont d'une rugosité isolée

Contents

2.1	Introduction	30
2.1.1	Description du tourbillon en fer à cheval	30
2.1.2	Influence de la forme de l'obstacle	33
2.1.3	Objectifs du chapitre	35
2.2	Dispositif expérimental et métrologie	36
2.2.1	Dispositif expérimental	36
2.2.2	Méthode de mesure	38
2.3	Résultats expérimentaux	39
2.3.1	Caractérisation de la couche limite incidente	39
2.3.2	Observations préliminaires	41
2.3.3	Dimensions et position du tourbillon en fer à cheval	42
2.3.4	Contrainte ajoutée par le tourbillon en fer à cheval	47
2.4	Discussion et conclusion	49

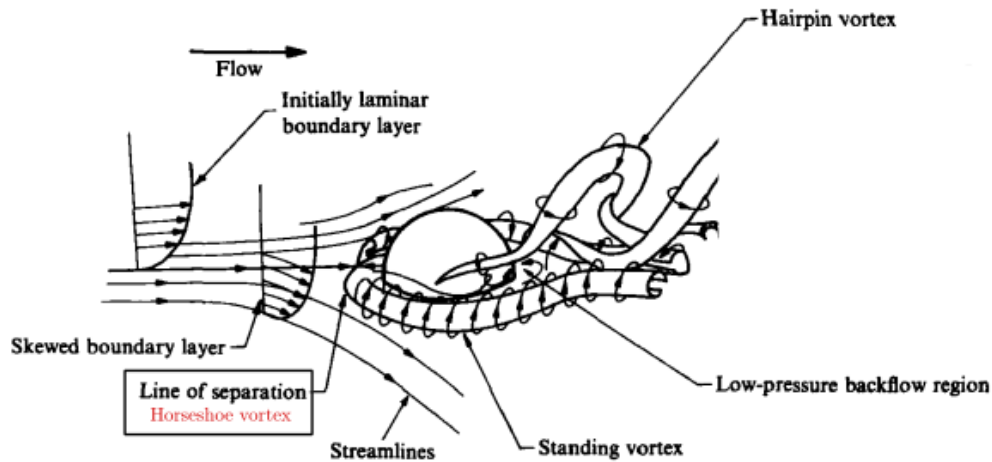


FIGURE 2.1 – Schématisation de la topologie de l'écoulement autour d'un hémisphère. Schéma tiré de Acarlar et Smith (1987).

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, on considère le cas particulier d'un fond de rivière avec une très faible densité de rugosités immobiles, l'interaction entre rugosités pouvant être négligée. Dans ce cas, une couche limite sans sillages vient impacter une rugosité découverte. Dans ce chapitre, on se concentre sur les conditions d'écoulement à l'amont d'une rugosité, les conditions en aval sortent du cadre de ce chapitre, et nécessite une analyse à part.

Lorsqu'une couche limite se développant sur un fond impacte un obstacle, une zone de recirculation se développe en amont de l'obstacle. Comme illustré sur la Figure 2.1, tirée de Acarlar et Smith (1987), cette zone de recirculation est constitué d'un système complexe de tourbillons entrant en interaction, s'enroulant ensuite autour de l'obstacle, lui donnant ainsi son nom de tourbillon en fer à cheval (nommé **HV** dans la suite, pour *horseshoe vortex* en anglais¹). Deux applications principales ont motivé un grand nombre d'études sur ce système de tourbillons :

- L'affouillement au pied des aménagements de rivière : Lorsque un HV se développe autour d'un obstacle en rivière, on peut mesurer une augmentation locale du niveau de turbulence et de la contrainte au fond, pouvant entraîner une érosion rapide des sédiments se situant autour de l'obstacle. Ce phénomène a été grandement étudié (e.g. Melville et Coleman (2000)), cette érosion pouvant mener à une fragilisation des aménagements en rivière.
- Tourbillon en fer à cheval autour d'une aile d'avion : On observe le développement d'un HV à la jonction entre une aile d'avion et l'appareil. Ce tourbillon s'enroulant autour de l'aile, celui-ci peut avoir une influence sur la dynamique du sillage en aval de l'aile.

Ce système de tourbillons a été grandement étudié pour des obstacles ayant une paroi normale au fond, mais encore très peu étudié pour des obstacles dont la paroi est inclinée ou courbée. L'objectif de ce chapitre est donc d'étudier le comportement du HV se développant en amont de calottes sphériques, en fonction de leur découverture et de leurs dimensions. Dans cette introduction, on commence par décrire ce système de tourbillons pour des obstacles normaux à la paroi puis on cherche à déterminer quel est l'effet de la forme de l'obstacle sur le HV.

2.1.1 Description du tourbillon en fer à cheval

Lorsque la couche limite incidente rencontre l'obstacle, celle-ci est soumise à un gradient de pression adverse dû à l'effet de blocage (Ballio et al. (1998)). Ce gradient de pression va entraîner

1. Les termes de '*junction flow*' ou '*necklace vortex*' apparaissent aussi dans la littérature.

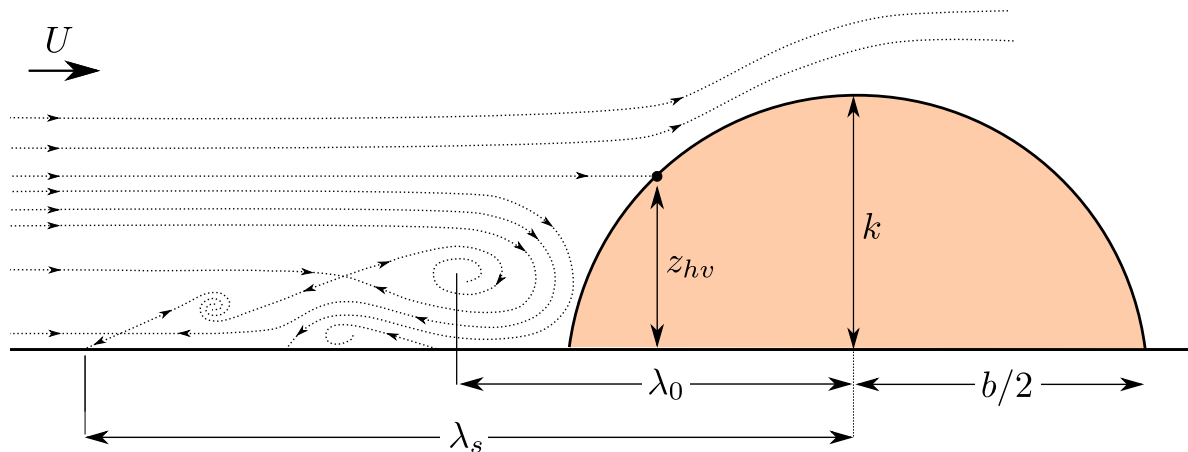


FIGURE 2.2 – Schématisation du HV moyenné en temps, dans le plan de symétrie d'une calotte sphérique. Schéma inspiré de Ballio et al. (1998) et adapté pour les calottes sphériques.

un décollement de la couche limite en amont de l'obstacle, la vorticité contenue dans la couche limite incidente étant ensuite apportée à cette zone de recirculation, et réorganisée en systèmes de différents tourbillons, un exemple étant donné sur la Figure 2.2. L'étirement de cette zone de séparation d   à contournement de l'obstacle va ensuite entraîner une augmentation de la vorticité, pouvant mener à une augmentation de la contrainte au fond. La mise en place de ces tourbillons, la dépendance du nombre de tourbillons contenus dans le HV avec les paramètres de l'écoulement et leur dynamique sont des phénomènes encore mal compris, y compris dans le cas d'HV laminaires, leur étude étant ainsi toujours un domaine de recherche (Launay et al. (2017)).

Dans cette étude, on s'intéresse au comportement du HV moyenné en temps qui se développe en amont de calottes sphériques. Trois paramètres ont été utilisés dans la littérature afin de caractériser un HV moyen, comme illustré sur la Figure 2.2 :

- **La longueur de décollement** λ_s correspondant à la distance entre le centre de l'obstacle et la position où la couche limite subit sa première séparation, dans le plan de symétrie de l'obstacle. Il représente ainsi la longueur du HV.
- **La position moyenne du tourbillon primaire** λ_0 , ou distance entre le centre de la calotte sphérique et le centre du tourbillon le plus intense en amont de la rugosité (Ballio et al., 1998).
- **La valeur maximale de la contrainte de cisaillement** τ_{hv} dans le plan de symétrie de l'obstacle. Ce paramètre, souvent corrélé à la position du tourbillon primaire, est directement lié à l'intensité de l'affouillement développé par le HV.
- On ajoute ici **la hauteur de recollement** z_{hv} du HV, qui a été peu étudiée jusqu'à aujourd'hui mais qui pourrait jouer un rôle important pour les calottes sphériques.

Tourbillon en fer à cheval laminaire

Des comportements très différents sont observés pour des HV laminaires ou turbulents, on définit un nombre de Reynolds décrivant la couche limite incidente, et souvent utilisé dans l'étude des tourbillons en fer à cheval :

$$Re_{\delta_*} = \frac{U_\infty \delta_*}{\nu}, \quad (2.1)$$

avec U_∞ la vitesse en dehors de la couche limite, δ_* l'épaisseur de déplacement de la couche limite (qui permet une estimation du déficit de débit d   à la présence du fond).

Les HV laminaires ($Re_{\delta_*} < 1000$ d'après Simpson (2001)) ont été longuement étudiés dans

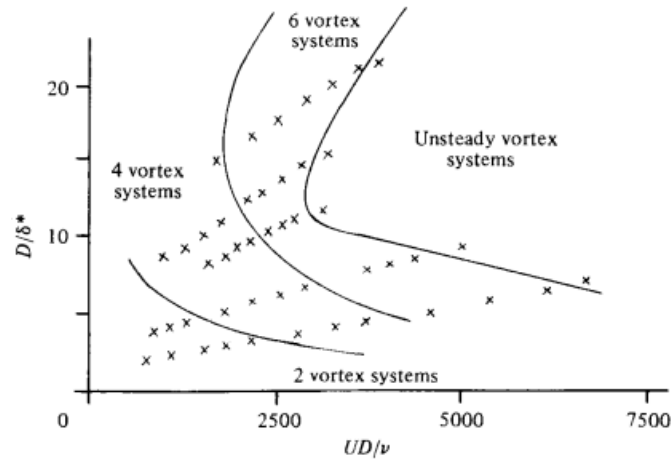


FIGURE 2.3 – Nombre de tourbillons présents dans le HV en fonction du nombre de Reynolds de l’obstacle (D est ici le diamètre de l’obstacle) et du rapport entre diamètre de l’obstacle et épaisseur de déplacement de la couche limite. Figure tirée de Baker (1979).

la littérature de par leur facilité d’exploration, l’observation des tourbillons étant en particulier possible par simple injection de colorant. En réunissant des mesures de dimensions de HV provenant d’un grand nombre d’études, Ballio et al. (1998) observent que la longueur de décollement λ_s et la position longitudinale du tourbillon primaire λ_0 semblent toutes deux augmenter avec le nombre de Reynolds Re_{δ^*} dans le régime laminaire. De son côté, Baker (1979) montre que lorsque les tourbillons sont stables, le nombre de tourbillons constituant le HV augmente avec le nombre de Reynolds, comme représenté sur la Figure 2.3. Les auteurs font ainsi l’hypothèse que, au dessus d’un nombre de Reynolds critique, le tourbillon primaire est instable et se partitionne en plusieurs tourbillons de dimensions réduites plus stables. Cette étude met aussi en avant le fait que l’étude de ce régime de tourbillons stables ne suffit pas à décrire pleinement les HV laminaires, mais que des régimes de tourbillons oscillant et entrant en interaction peuvent se mettre en place. Ces différents régimes ont depuis été étudiés et classifiés (Khan et Ahmed (2005)), il apparaît ainsi que, en plus du régime de tourbillons stationnaires, il a été observé un régime de HV avec tourbillons oscillants, un régime de HV avec fusion de tourbillons, un régime de HV avec des lâchers de tourbillons ainsi que des régimes plus irréguliers (Launay et al. (2017)).

Tourbillon en fer à cheval turbulent

Contrairement au cas laminaire, la dynamique d’un HV turbulent est difficilement caractérisable due à son instabilité entraînée par l’interaction avec la turbulence de la couche limite incidente. Comme présenté en détails par Simpson (2001), il apparaît que l’évolution temporelle d’un HV turbulent est constituée de l’alternance entre formation d’un système complexe de tourbillons secondaires à l’amont d’un tourbillon primaire, puis d’une déstabilisation du système, l’écoulement devenant alors totalement turbulent sans structure aisément reconnaissable, jusqu’à ce qu’un grand tourbillon primaire peu intense se remette en place (Simpson (2001)).

Même si la dynamique d’un HV turbulent s’avère être difficile à caractérisée, Ballio et al. (1998) montrent que les paramètres moyens décrits précédemment (λ_s , λ_0 , z_{hv} , τ_s) sont toujours définissables pour un HV turbulent. En particulier, Ballio et al. (1998) observent que, contrairement au cas laminaire, la longueur de décollement λ_s semble très peu varier avec le nombre de Reynolds pour $10^3 < Re_{\delta^*} < 10^4$.

2.1.2 Influence de la forme de l'obstacle

La formation du HV est dictée par la présence d'un gradient de pression adverse se développant grâce à de l'obstacle, puis d'un étirement du tube de vorticité autour de l'obstacle. La forme de l'obstacle joue donc un rôle sur le HV. Quatre caractéristiques géométriques doivent être considérées pour l'étude d'obstacles hémisphériques : le rapport d'aspect k/b de l'obstacle, la *bluntness*² de l'obstacle, la pente/courbure de la paroi frontale de l'obstacle et la réduction du diamètre avec la hauteur. On présente donc ici différentes études s'étant intéressées à ces quatre caractéristiques géométriques.

Tout d'abord, les dimensions du HV vont être influencées par le rapport d'aspect de l'obstacle k/b , qui dictera quelle portion de fluide va passer au dessus de l'obstacle, et quelle portion de fluide va devoir contourner l'obstacle sur ses côtés. En étudiant le HV se formant au pied de cylindres de rapports d'aspect variables, Baker (1985) observent que les dimensions du HV semblent être indépendantes du rapport d'aspect lorsque $k/b > 1$. En revanche, ils observent que pour $k/b < 1$, la longueur de décollement λ_s et la distance du tourbillon primaire λ_0 diminuent fortement avec le rapport d'aspect, jusqu'à obtenir chacune des valeurs nulles lorsque $k/b = 0$, la vorticité de l'écoulement incident n'étant pas étirée transversalement par un obstacle et ne formant ainsi pas de HV.

Forme de la paroi frontale

D'après Launay et al. (2017), deux méthodes ont été utilisées dans la littérature afin de comparer les HV se formant sur des obstacles ayant des parois frontales normales au fond mais des géométries différentes (cube, prisme, cylindre, profil d'aile...), ces méthodes se basant toutes deux sur le raisonnement qu'un changement de géométrie entraine un changement de gradient de pression adverse.

En suivant ce raisonnement, Ballio et al. (1998) proposent que la largeur frontale b de l'obstacle (largeur pour un prisme rectangulaire ou diamètre pour un cylindre) soit ainsi le paramètre clé afin de comparer des obstacles. En comparant différents types d'obstacles ayant des largeurs frontales b équivalentes, Ballio et al. (1998) observent que le HV se développant en amont d'un cube a des dimensions plus importantes que celui se développant en amont d'un cylindre, ce phénomène mettant en avant le fait que le développement du HV est directement lié à la capacité du fluide à contourner l'obstacle.

Baker (1991) propose un raisonnement inverse en suggérant que deux obstacles entraînant le développement de HV ayant des longueurs de décollement λ_s équivalentes peuvent être comparables, quelles que soient leurs géométries, cette méthode nécessitant une connaissance préalable de la longueur de décollement λ_s . Launay et al. (2017) proposent une amélioration de cette méthode, la connaissance préalable de λ_s n'étant pas triviale : Il est ainsi proposé que si deux obstacles créent des gradients de pression adverse équivalents, ils auront pour effet la création de HV de dimensions équivalentes. Les auteurs montrent que la détermination de ce gradient de pression grâce à un calcul d'écoulement potentiel donne des résultats satisfaisants. Il est alors proposé que pour un obstacle de forme quelconque et de largeur frontale b , il est possible de déterminer la largeur équivalente d'un cylindre entraînant la formation d'un HV identique.

Tourbillon en fer à cheval sur obstacles à parois inclinées ou courbées

Bien que moins étudié jusqu'à maintenant, on trouve dans la littérature quelques études ayant mis en exergue le développement du HV pour des obstacles dont les parois sont courbées ou inclinées, comme représenté sur la Figure 2.4. Le développement d'un HV a ainsi été observé en amont d'un obstacle hémisphérique (Dixen et al. (2013)), d'un obstacle conique (Okamoto

2. On définit ici la *bluntness* comme à la facilité d'un obstacle à paroi normale au fond à être contourner par un écoulement, un cube étant par exemple beaucoup plus difficilement contourner qu'un cylindre ou qu'un profil d'aile.

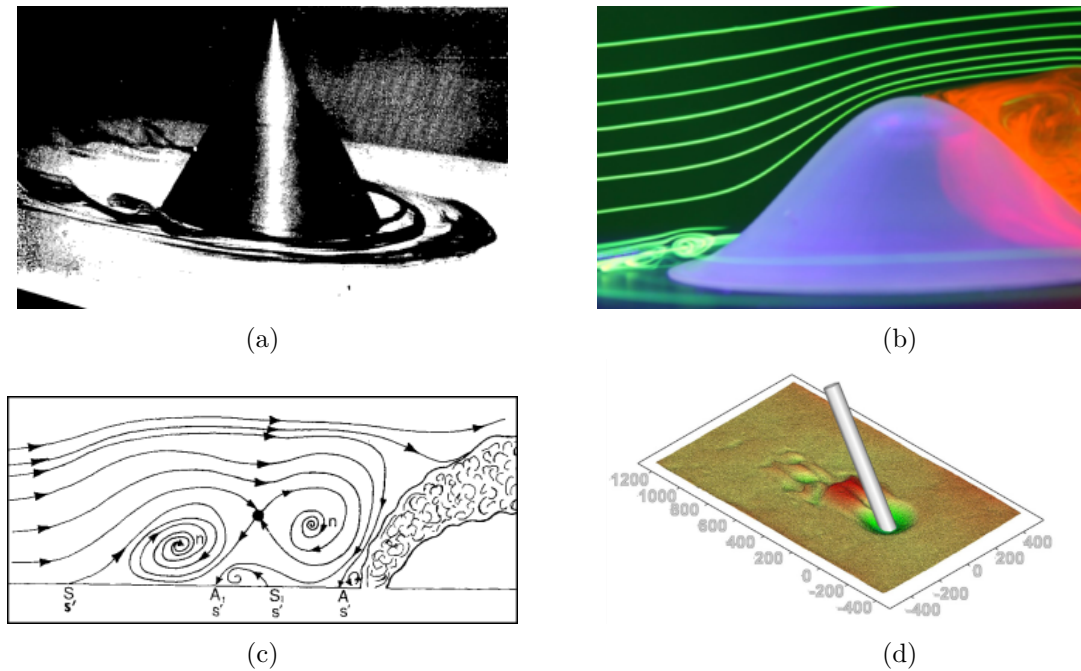


FIGURE 2.4 – (a) Observation d'un HV au pied d'une rugosité conique, par injection d'encre noire dans l'écoulement. Figure tirée de Okamoto et al. (1977). (b) Observation d'un HV en amont d'une rugosité de type colline tridimensionnelle, par injection de colorant. Figure tirée de Bell et al. (2016). (c) Schématisation du HV se développant à l'amont d'un jet normal à un écoulement. Figure tirée de Krothapalli et al. (1990). (d) Affouillement au pied d'un cylindre incliné. Figure tirée de Kitsikoudis et al. (2017).

et al. (1977)), d'un obstacle pyramidal (Martinuzzi (2008)) ou d'un obstacle de type colline tridimensionnelle (Bell et al. (2016)). Pour ce dernier cas, il est important de noter que les autres études d'écoulement au dessus de colline tridimensionnelle ayant des rapports d'aspect plus faibles ne mentionnent pas la formation de HV (Ishihara et al. (1999)).

Krothapalli et al. (1990), qui étudient l'interaction entre un jet normal à un écoulement et l'écoulement incident, observent la formation d'un HV au niveau de la buse où le jet est généré, comme schématisé sur la Figure 2.4c. Leurs observations mettent en avant le fait que, même si le jet se courbe vers l'aval dû à la contrainte exercée par l'écoulement, le HV se maintient en amont de l'obstacle. Il apparaît aussi sur la Figure 2.4c que le système complexe de tourbillons décrit précédemment peut se mettre en place dans ce dispositif, le parallèle étant ainsi faisable avec notre cas d'étude. Il a depuis été montré que la dynamique du HV (stationnaire, oscillant...) est dépendante de la différence de vitesse entre l'écoulement incident et le jet (Kelso et Smits (1995), Mahesh (2013)).

Bien que ces quelques études mentionnent le développement de HV en amont de leur obstacle, celles-ci n'ont pas pour objectif de comprendre l'effet de la géométrie sur le HV. A notre connaissance, seules quatre études mentionnent l'effet de l'angle d'attaque sur la persistance du HV (Okamoto et al. (1977), Bozkus et Yildiz (2004) Euler et al. (2014), Kitsikoudis et al. (2017)). En étudiant l'effet de l'inclinaison d'un cylindre sur l'affouillement au pied de ce cylindre, Bozkus et Yildiz (2004) et Kitsikoudis et al. (2017) observent que l'entraînement de grains et la profondeur de l'affouillement diminuent avec l'inclinaison du cylindre.

L'étude de Okamoto et al. (1977) consiste à étudier l'écoulement autour de différents cônes de surfaces basales identiques mais d'angles au sommet (*vertex*) variables, ayant ainsi des parois de pentes variables ($\alpha = 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ, 15^\circ$), grâce à des mesures de vitesse de fluide au fil chaud, et des mesures de pressions en différents points des cônes. Les auteurs observent ainsi qu'un HV est présent en amont de l'obstacle pour les cônes de pentes $\alpha = 30^\circ - 60^\circ$. En revanche,

pour $\alpha = 15^\circ$, le HV ne se stabilise pas au pied du cône mais est éjecté au sommet du cône, la principale différence entre ce régime et les trois précédents étant la répartition de la pression le long du cône. De la même manière, Euler et al. (2014) observent une disparition du HV en amont d'un cylindre pour une inclinaison $\alpha = 25 - 30^\circ$. En milieu naturel, l'absence du HV peut entraîner une déposition de sédiment en amont de l'obstacle, phénomène par exemple observé en amont des volcans sur Mars ayant une pente $\alpha = 10^\circ - 15^\circ$ (Hovius et al. (2008)).

2.1.3 Objectifs du chapitre

Afin de synthétiser cet état de l'art, il apparaît que les caractéristiques d'un HV moyenné en temps peuvent dépendre d'un nombre important de paramètres, provenant de la couche limite incidente mais aussi de l'obstacle :

$$(\lambda_s, \lambda_0, z_{hv}, \tau_{hv}) = f(\underbrace{U_\infty, U_b, \delta_*, \mu, \rho, k_s}_{C.L.}, \underbrace{b, k, \mathcal{G}}_{\text{Obstacle}}), \quad (2.2)$$

où U_b est la vitesse débitante, et le paramètre \mathcal{G} représente ici les paramètres géométriques significatifs de l'obstacle (pente et courbure de la paroi, réduction du diamètre frontale avec la hauteur...) qu'il reste à définir.

On peut alors combiner ces différents paramètres afin de créer des nombres sans dimensions significatifs pour le problème :

$$\left(\frac{\lambda_s}{b}, \frac{\lambda_0}{b}, \frac{z_{hv}}{k}, \frac{\tau_{hv}}{\tau_0}\right) = f\left(Re_{\delta_*} = \frac{U_\infty \delta_*}{\nu}, Re_b = \frac{U_b b}{\nu}, \frac{k_s}{b}, \frac{k}{b}, \frac{\delta_*}{b}, \mathcal{G}\right), \quad (2.3)$$

avec τ_0 une contrainte de référence. Il est apparu lors de cet état de l'art que le comportement du HV se développant sur des rugosités à géométries complexes, ayant par exemple des parois inclinées ou courbées, a été bien trop peu étudié. L'objectif de ce chapitre est d'étudier quantitativement comment la géométrie des obstacles va entraîner des modifications des dimensions du HV moyenné en temps, afin de mieux comprendre comment l'affouillement se développant autour d'inclusions à formes complexes en rivière va dépendre du niveau de découvrement des inclusions. Il sera ainsi observé le comportement du tourbillon en fer à cheval se développant en amont de calottes sphériques, et en particulier quel est l'effet de la variation du niveau de découvrement de la calotte sphérique sur les dimensions du HV. Ces expériences sur calottes sphériques sont associées à des expériences avec cylindres ayant les mêmes hauteurs k , permettant ainsi de se rapprocher de la littérature existante et de faire apparaître l'effet de la géométrie sur le HV.

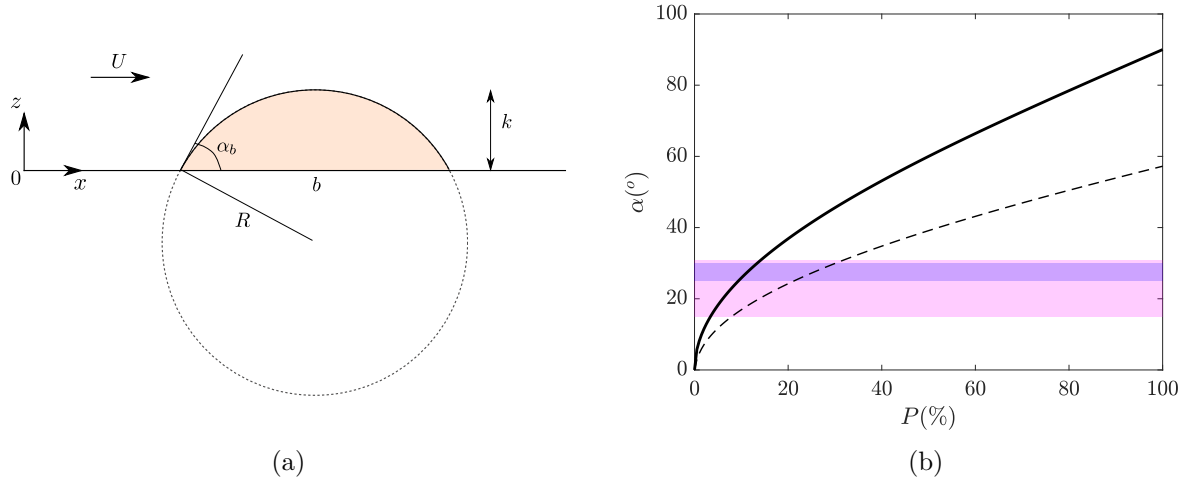


FIGURE 2.5 – (a) Schématisation de profil d'une calotte sphérique et définition de ses paramètres caractéristiques. (b) Angle d'attaque à la base α_b (ligne pleine) et angle d'attaque moyen dans la hauteur de la rugosité α_M (ligne tiret) des obstacles en fonction de leur découvrement pour une calotte sphérique (lignes pleine et tiret). Les zones magenta et violette représentent respectivement les zones où le HV disparaît dans les expériences de Okamoto et al. (1977) et Euler et al. (2014), les valeurs de α_b et α_M étant égales dans ces études.

2.2 Dispositif expérimental et métrologie

On définit le découvrement P (ou *protrusion* en anglais) comme :

$$P = \frac{k}{R}, \quad (2.4)$$

avec k la hauteur d'une calotte sphérique et R son rayon sphérique (ou hauteur d'un hémisphère), comme représenté sur la Figure 2.5a. Un découvrement $P = 0\%$ correspond ainsi à un hémisphère complètement recouvert de grains et donc non visible. Un découvrement $P = 100\%$ correspond à un hémisphère totalement découvert.

2.2.1 Dispositif expérimental

Le canal

L'expérience est conduite dans un canal à surface libre de longueur 11 m , de largeur 49 cm et de profondeur 20 cm , ayant une pente moyenne nulle $I = 0\%$, comme illustré sur la Figure 2.6. En entrée de ce canal se situe une zone de tranquillisation en inox, constituée d'une cuve, de deux grilles perforées puis d'un convergent, afin d'homogénéiser et de diminuer le niveau de turbulence en entrée du canal. De cette manière, on peut considérer que le développement de la couche limite turbulente dans le canal est dicté par le fond rugueux. En sortie de ce canal se situe une seconde cuve, précédée d'un déversoir permettant le contrôle du tirant d'eau dans le canal par la présence d'une vanne. Après s'être déversée dans la cuve aval, l'eau est réacheminée vers la cuve amont, le canal fonctionnant ainsi en circuit fermé grâce à une pompe hydraulique permettant l'injection d'eau par l'amont avec des débits variant entre 3 L/s et 20 L/s , avec une incertitude estimée de 0.05 L/s .

Les parois du canal sont en plexiglas, excepté au niveau de la section de mesure, située à 6 m de l'entrée du canal, où des parois en verre permettent une meilleure visualisation de l'écoulement. Dans les 2.44 m précédant la zone de mesure, le fond du canal hydraulique est recouvert de particules de plastiques de diamètre médian $d_{50} = 2.2\text{ mm}$. Ces sédiments³ sont

3. Une caractérisation plus complète des sédiments (distribution en taille, rapport d'aspect...) est présentée

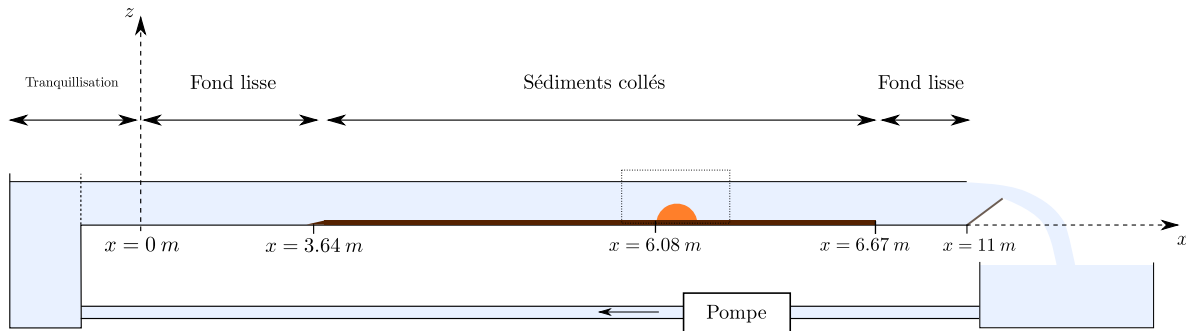


FIGURE 2.6 – Schématisation du canal hydraulique.

collés sur le fond du canal, afin de ne pas mettre en place d'affouillement autour de l'obstacle isolé, et de pouvoir ainsi effectuer des statistiques et observer le HV moyenné en temps.

L'obstacle

Les obstacles étudiés, étant tous équipés d'un pas de vis au centre de leur base, sont vissés tour à tour au centre de la zone de mesure, en maintenant le régime d'écoulement fixé. La liste des obstacles étudiés est donnée dans le Tableau 2.1. Deux types d'obstacles sont étudiés : des calottes sphériques ayant différents niveaux de découvrement k/R , et des cylindres de rapport d'aspect k/b variable, avec b le diamètre de leur base, permettant une comparaison directe à la littérature existante et ainsi une validation du système expérimental. Les calottes sphériques sont fabriquées par imprimante 3D et sont constituées de résine, celles-ci ayant ainsi une rugosité de surface négligeable devant la rugosité du fond.

On fait le choix de travailler avec 2 jeux de calottes sphériques, chaque jeu ayant un rayon sphérique constant ($R = 2\text{ cm}$ et $R = 4\text{ cm}$) et étant constitué de 5 calottes sphériques ayant différents niveaux de découvrement ($P = 20\%/40\%/60\%/80\%/100\%$). Une variation de découvrement d'une calotte sphérique entraîne des modifications des différents caractéristiques géométrique présentés en introduction : sa hauteur, son diamètre de base, son rapport d'aspect, mais aussi son angle d'attaque (défini sur la Figure 2.5a). On trace sur la Figure 2.5b la variation de l'angle d'attaque à la base α_b d'une calotte sphérique en fonction de son niveau de découvrement, afin de la comparer aux angles auxquels Okamoto et al. (1977) et Euler et al. (2014) observaient respectivement une disparition du HV pour un cône et un cylindre incliné. Il apparaît ainsi que l'on atteint les angles mesurés par Okamoto et al. (1977) et Euler et al. (2014) pour des découvtements inférieurs à $P = 20\%$. Il est cependant possible que pour des calottes sphériques, le HV disparaisse pour des découvtements plus importants étant donné le fait que la courbure de la paroi d'une calotte entraîne une diminution de l'angle d'attaque avec la hauteur, l'angle d'attaque étant indépendant de la hauteur pour des cônes et des cylindres.

Pour les cylindres, on fait le choix de maintenir leur rayon à la base constant ($R = 2\text{ cm}$) et de travailler avec 5 cylindres de hauteurs équivalentes aux 5 calottes sphériques de rayon sphérique $R = 2\text{ cm}$. Il sera alors possible de faire ressortir l'effet d'un changement de géométrie sur les dimensions du HV moyen, lorsque les dimensions des obstacles sont équivalentes.

Le rapport entre taille des obstacles et largeur du canal étant faible, on suppose dans toute la suite que le développement des couches limites sur les parois latérales du canal n'ont pas d'influence sur le développement du HV en amont de l'obstacle.

Les régimes d'études

On choisit de maintenir un tirant d'eau constant $D = 12.5\text{ cm}$ pendant toute la campagne expérimentale, l'origine de l'axe vertical étant défini comme la hauteur moyenne des grains collés dans le Chapitre 4, où ceux-ci seront mis en mouvement.

Type de rugosité	R (mm)	P (%)	k (mm)	k/b	α_b (°)	U_∞ ($m.s^{-1}$)		Re_{δ_*}		Re_b	
Calotte sphérique	20	20	4	0.17	36.9	0.27		2300		5300	
Calotte sphérique	20	40	8	0.25	53.1	0.27		2300		7100	
Calotte sphérique	20	60	12	0.33	66.4	0.27		2300		8200	
Calotte sphérique	20	80	16	0.41	78.5	0.27		2300		8700	
Calotte sphérique	20	100	20	0.50	90	0.27		2300		8900	
Calotte sphérique	40	20	8	0.17	36.9	0.17	0.27	1400	2300	6700	11000
Calotte sphérique	40	40	16	0.25	53.1	0.17	0.27	1400	2300	8900	14000
Calotte sphérique	40	60	24	0.33	66.4	0.17	0.27	1400	2300	10000	16000
Calotte sphérique	40	80	32	0.41	78.5	0.17	0.27	1400	2300	11000	17000
Calotte sphérique	40	100	40	0.50	90	0.17	0.27	1400	2300	11000	18000
Cylindre	$b = 40$	-	4	0.10	90	0.27		2300		8900	
Cylindre	$b = 40$	-	8	0.20	90	0.27		2300		8900	
Cylindre	$b = 40$	-	12	0.30	90	0.27		2300		8900	
Cylindre	$b = 40$	-	16	0.40	90	0.27		2300		8900	
Cylindre	$b = 40$	-	20	0.50	90	0.27		2300		8900	

TABLE 2.1 – Caractéristiques des rugosités étudiées et régimes d'écoulement présentés dans ce chapitre. Pour les cylindres, le rayon sphérique est remplacé par leur diamètre b . Le calcul de δ_* est explicité dans la suite.

sur le fond du canal. Ce tirant d'eau est mesuré à l'aide d'un régllet dans la zone de mesure et en différents points dans la zone recouvertes de grains, ne montrant aucune variation longitudinale de la hauteur d'eau dans la zone d'intérêt, dans la limite de précision de la mesure au régllet, soit ± 2 mm.

Différents débits sont étudiés afin d'explorer les différents nombres adimensionnels présentés dans les objectifs du chapitre. Grâce à une variation du débit pour des obstacles équivalents, il va ainsi être possible de déterminer l'influence du nombre de Reynolds $Re_{\delta_*} = U_\infty \delta_*/\nu$ sur les dimensions du HV. En maintenant le débit constant mais en étudiant des calottes sphériques de rayons sphériques variables, on peut alors observer l'effet du nombre de Reynolds $Re_b = U_b b/\nu$ sur les dimensions du HV, sans être influencé par la géométrie de la rugosité. Les deux débits entrant étudiés ($Q = 13.7$ L/s et $Q = 8.6$ L/s) dans ce chapitre ont été choisis tel que :

- Le nombre de Reynolds à l'échelle du canal $U_b D/\nu$ soit supérieur à 3000, afin de pouvoir simuler des conditions observées en rivière.
- Le nombre de Froude $Fr = U_b/\sqrt{gD}$ soit inférieur à 1, de manière à garantir un régime fluvial dans le canal.
- Afin de mettre en avant l'effet de la géométrie sur les dimensions du HV, le choix est fait de travailler avec $10^3 < Re_{\delta_*} < 10^4$, régime dans lequel les dimensions du HV semblent être indépendantes de Re_{δ_*} (Ballio et al. (1998)).

2.2.2 Méthode de mesure

Afin de mesurer les dimensions du tourbillon en fer à cheval, on fait le choix d'utiliser la méthode de vélocimétrie par images de particules (PIV), permettant de réaliser des statistiques sur les champs de vitesses instantanés turbulents et ainsi d'étudier avec précision le champ de vitesse moyen autour de l'obstacle.

Les traceurs utilisés dans cette campagne expérimentale sont des particules sphériques en verre de marque Dantec de diamètre $d = 10$ μm , et de densité $\rho_p = 1.1$ g/cm³,ensemencées de manière uniforme dans l'écoulement au niveau de la cuve aval⁴. La PIV est ici réalisée

4. Il a été montré que le nombre de Stokes St comparant le temps de relaxation des particules au temps caractéristique de l'écoulement est très inférieur à l'unité $St \ll 1$, garantissant que les particules suivent l'écoulement et n'ont pas d'inertie propre. St peut être estimé comme $St = d^2 \rho_p U_b / 18 \mu L_u$ avec $L_u = \mu / \rho_f U_{Max}$ la longueur de Kolmogorov et $U_{Max} \simeq 0.45$ m.s⁻¹ la vitesse la plus élevée mesurée pendant la campagne de mesure. Il a aussi été montré que la vitesse de sédimentation des particules était plus faible que les vitesses débitantes étudiées les

dans un plan vertical passant par le plan de symétrie de l'obstacle au centre du canal, et donc parallèle aux parois latérales du canal. La nappe laser est générée par un laser Quantel Twins Ultra de type Nd :Yag, signifiant que le faisceau est généré par excitation avec une source de lumière intense (lampe flash) d'un barreau solide de grenat yttrium-aluminium. Ce laser, d'une puissance maximale $2 \times 30 mJ$ et d'une fréquence d'émission maximale $20 Hz$, est ainsi constitué de deux cavités émettant des faisceaux monochromatiques de longueurs d'ondes $532 nm$. Un système de lentilles optiques est alors ajouté en sortie du laser, permettant dans un premier temps l'éclatement du laser afin de créer une nappe, puis de pouvoir régler l'épaisseur de cette nappe. On obtient ainsi une nappe laser de longueur $10 cm$ et d'épaisseur $2 mm \pm 0.5 mm$. La nappe laser ne pouvant pénétrer dans l'écoulement par la paroi inférieure du canal du fait de la présence des grains collés, celle-ci est alors générée par le dessus de l'écoulement et pénètre au niveau de la surface libre. Afin de limiter les problèmes optiques dus à l'oscillation de la surface libre, l'accès du laser dans l'écoulement se fait au travers d'une fine plaque de verre venant effleurer la surface libre et dont l'influence sur l'écoulement est considérée comme négligeable.

La visualisation et l'enregistrement des images est rendue possible par l'utilisation d'une caméra haute résolution PCO Edge 5.5 dont le capteur CMOS possède une dynamique de 16 bits (65536 niveaux de gris), une résolution de 2560×2160 pixels, et une fréquence maximale d'acquisition de $100 Hz$. Cette caméra est placée à la hauteur de la rugosité isolée de manière à permettre la visualisation horizontale de l'écoulement avec un angle nul à travers la paroi latérale en verre du canal. L'utilisation d'un objectif permet l'obtention d'un champ caméra de taille $5.2 cm$ selon la direction verticale z et $6.1 cm$ selon la direction longitudinale x , soit une résolution 1 pixel = $2,4 \cdot 10^{-5} m$. Afin que les statistiques soient convergées temporellement, 5000 doublets d'images sont acquis pour chaque régime avec une fréquence de $3 Hz$. Une fois les doublets d'images successives A et B obtenus, le calcul de champs de vitesse sont réalisés avec le logiciel CPIV-IMFT. On donne en Annexe B des compléments sur l'analyse PIV, avec en particulier un développement sur l'analyse de convergence temporelle des quantités moyennées en temps et l'indépendance statistique des champs de vitesse instantanés.

2.3 Résultats expérimentaux

2.3.1 Caractérisation de la couche limite incidente

Comme présenté en introduction de chapitre, les dimensions du HV dépendent des caractéristiques de la couche limite incidente. La caractérisation de la couche limite est réalisée en effectuant des expériences sans aucune rugosité collée sur le fond. On décrit ici brièvement comment est analysée la couche limite incidente pour chaque débit étudié.

Les Figures 2.7a et 2.7b présentent, respectivement, les profils de vitesses et de tenseur de Reynolds en fonction de la hauteur, pour $Q = 13.7 L/s$. Il apparaît que la partie linéaire du tenseur de Reynolds atteint une valeur nulle pour $z = 0.45D$, reflétant le fait que la couche limite se développant sur le fond du canal n'est pas totalement développée après $2,44 m$ de sédiments collés. Cette hauteur de couche limite est donc estimée comme $\delta = 0.45D$. Il est intéressant de remarquer qu'aucune rupture de pente n'est visible sur le tenseur de Reynolds. La couche limite se développant sur le fond lisse précédant le fond de sédiments collés a été effacée par la nouvelle couche limite se développant sur les grains, celle-ci se développant plus rapidement étant donné le k_s plus élevé des grains par rapport au fond lisse, pour un écoulement équivalent (Cheng et Castro (2002)).

Mesure des paramètres de la couche limite

On décrit ici la démarche systématique suivie pour analyser chaque couche limite considérée :

plus faibles.

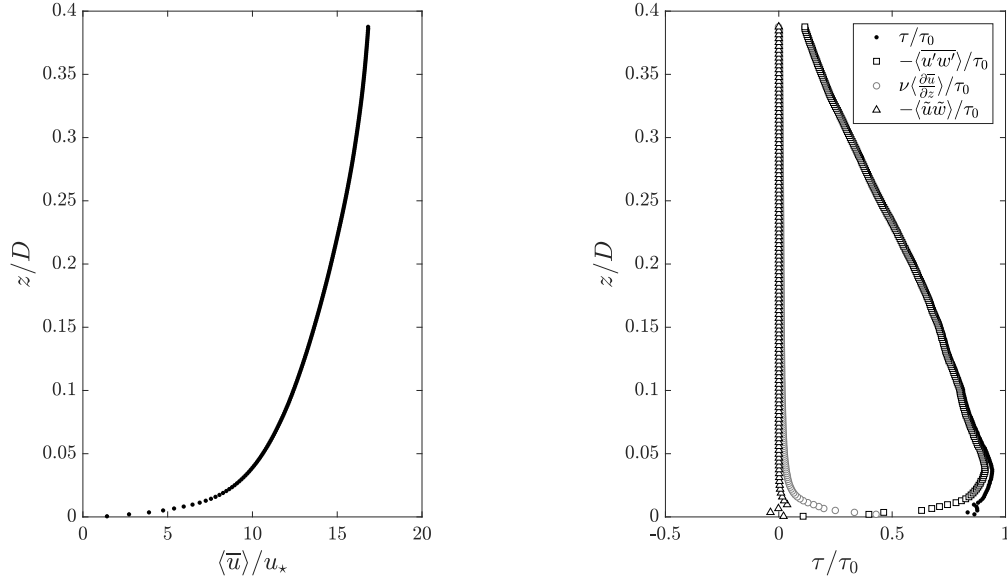


FIGURE 2.7 – Caractérisation de la couche limite pour $Q = 13.7 L/s$: (a) Profil de vitesse doublement moyenné $\langle \bar{u} \rangle$ adimensionnés par la vitesse de friction u_* de l'écoulement. (b) Profils de tenseur de Reynolds et tenseur visqueux adimensionnés par $\tau_0 = \rho_f u_*^2$ de l'écoulement.

$Q(L/s)$	$u_*(mm.s^{-1})$	$k_s (mm)$	$\delta_*(mm)$
13.7	16	1.9	8.7
8.6	11	2.5	8.1

TABLE 2.2 – Paramètre de couche limite pour les deux débit considérés.

1. La vitesse de frottement de l'écoulement est définie comme $u_* = \sqrt{\tau_0 / \rho_f}$, avec τ_0 la contrainte exercée par l'écoulement sur le fond sans présence d'obstacle. Le tenseur des contraintes total s'écrit :

$$\tau_{xz} = \mu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle_x}{\partial z} - \rho_f \langle \overline{u'w'} \rangle_x - \rho_f \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle_x, \quad (2.5)$$

avec $\tilde{\phi} = \bar{\phi} - \langle \bar{\phi} \rangle_x$ et $\langle \cdot \rangle_x$ signifiant ici une moyenne spatiale dans la direction longitudinale⁵, il est ainsi possible de mesurer la vitesse de frottement u_* en extrapolant le profil de contrainte totale jusqu'à $z = 0$, défini comme l'altitude moyenne du fond sédimentaire.

2. En supposant ensuite qu'une portion du profil de vitesse suit une loi de la forme :

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z - d}{z_0} \right), \quad (2.6)$$

avec $\kappa = 0.41$ la constante de Von Karman, et d la hauteur de déplacement. Il est alors possible d'estimer la longueur de rugosité du fond $k_s \simeq 30z_0$. Pour cela, l'algorithme codé ici consiste à déterminer la position de la portion logarithmique du profil de vitesse, puis déterminer la constante k_s permettant de faire passer une loi ayant pour forme l'équation (2.6), dans cette zone logarithmique. Les grains étant ici la seule source de rugosité du fond, on vérifie alors pour chaque régime que l'on obtienne une longueur de rugosité ayant le même ordre de grandeur que le diamètre médian d_{50} des grains collés, comme observé par Nikuradse (1933).

5. Pour un fond de sédiment collé, la moyenne spatiale dans la direction longitudinale $\langle \cdot \rangle_x$ correspond à une double moyenne spatiale $\langle \cdot \rangle$.

3. Les mesures de cette étude ne donnant pas accès à la vitesse moyenne au niveau de la surface libre, une estimation de l'épaisseur de déplacement δ_* est calculée comme :

$$\delta_* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\bar{u}(z)}{\bar{u}(\delta)}\right) dz, \quad (2.7)$$

où $\bar{u}(\delta)$ est obtenu par extrapolation de la loi logarithmique jusqu'à $\delta (\simeq 0.45D)$.

2.3.2 Observations préliminaires

Une fois la couche limite caractérisée et les obstacles placés au centre du canal, on commence par comparer la topologie du HV se développant sur un obstacle de paroi inclinée, par rapport au cylindre, cas classique de la littérature. On représente ainsi sur la Figure 2.8 les lignes de courant de l'écoulement moyen en amont de deux obstacles ayant les mêmes diamètres à la base ($b = 40 \text{ mm}$), les mêmes hauteurs ($k = 20 \text{ mm}$) et pour des conditions d'écoulement similaires ($Re_{\delta_*} \simeq 2300$ et $Re_b \simeq 8900$), mais l'une étant un cylindre et l'autre étant un hémisphère. Les différences observées ici ne dépendent ainsi pas de la couche limite incidente, ni des dimensions ou du rapport d'aspect k/b des rugosités, mais seulement de leurs différences de géométrie.

La première différence de topologie apparaissant entre les deux rugosités est la bulle de recirculation se situant sur le dessus du cylindre, avec un point de décollement situé au niveau de l'arrête supérieur de l'obstacle, en bon accord avec la littérature (Martinuzzi et Tropea (1993)). Au contraire, pour l'hémisphère, les lignes de courant vont venir épouser la forme de la paroi, le seul point de décollement se situant alors à l'arrière de l'obstacle (hors champ) et dont la position est dépendante du nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement autour de l'obstacle (Raupach et al. (1993)).

Pour les deux obstacles, on retrouve alors la topologie de HV moyen décrite en introduction de chapitre, avec la présence d'un point selle (point de séparation) au niveau de la paroi de l'obstacle et d'un décollement de la couche limite en amont de l'obstacle dû à la présence du gradient de pression adverse mis en place par le blocage par l'obstacle. La zone de recirculation formée est, comme attendu, constituée de différents tourbillons (repérés par leurs centres) et de points selles.

La hauteur du point de séparation sur la paroi frontale de l'obstacle diminue lorsque l'on passe d'un cylindre à un hémisphère. Un comportement semblable est présent pour la longueur du HV et la position du tourbillon primaire, qui se rapproche de la paroi de l'obstacle dans le cas de l'hémisphère. Comme présenté en introduction de chapitre, une diminution des dimensions d'un HV signifie une diminution du gradient adverse subit par l'écoulement, reflétant une meilleure capacité du fluide à contourner l'obstacle dans le cas de l'hémisphère. Ce phénomène peut être expliqué par deux caractéristiques géométriques de l'hémisphère :

- Sa **paroi penchée et courbée** entraînant une portion plus importante de fluide à passer au dessus de l'obstacle.
- La **diminution de son diamètre avec la hauteur** rendant ainsi le contournement du fluide par les côtés plus facile.

En adoptant le point de vue de Baker (1991) présenté en introduction de chapitre, il est alors possible de définir un cylindre équivalent à cet hémisphère et entraînant la formation d'un HV aux dimensions équivalentes. Avec ces observations préliminaires, on peut alors en déduire que le cylindre équivalent à cet hémisphère aura un diamètre plus faible que le cylindre de diamètre $b = 40 \text{ mm}$.

Mesure des paramètres du tourbillon en fer à cheval

Dans la suite, on quantifie l'évolution des dimensions du HV avec le découvrément des calottes sphériques. Il est donc pour cela nécessaire de bien définir les paramètres d'intérêt, mesurés dans la suite sur les champs de vitesse moyens et sur les champs de lignes de courant :

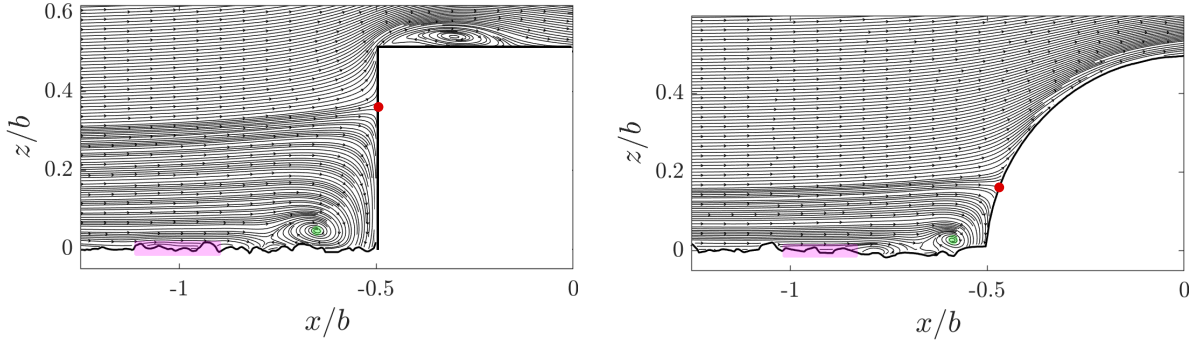


FIGURE 2.8 – Exemples de tourbillons en fer à cheval obtenus en amont d’un cylindre (gauche) et d’une calotte sphérique (droite) ayant les mêmes hauteurs et diamètres à la base ($k = 20\text{ mm}$ et $b = 40\text{ mm}$). Les points rouges et vert désignent respectivement le point de recollement et la position du tourbillon primaire. La zone magenta désigne l’intervalle de confiance de la position du point de décollement.

- La hauteur de recollement z_{hv} mesurée comme la distance entre la hauteur moyenne des grains collés ($z = 0$) et la position du point de recollement, position du point de vitesse normale à la paroi nulle sur la paroi frontale de l’obstacle.
- La distance λ_0 entre centre de l’obstacle ($x = 0$) et position du tourbillon primaire. La position du centre du tourbillon primaire est repérée grâce au point focal (point de vitesse nulle) 0 du tourbillon primaire.
- La longueur de décollement λ_s définie comme la distance entre le centre de l’obstacle ($x = 0$) et le point de décollement de la couche limite. Il apparaît sur la Figure 2.8 que, contrairement au point de recollement, ce point de décollement est difficile à repérer, à cause des grains situés entre la caméra et la nappe laser, cachant la partie proche paroi de l’écoulement. Sa position est déterminée grâce à l’affichage des lignes de courant de l’écoulement. Afin d’être sûr de capter la position du point de décollement, des barres d’erreur de tailles importantes seront utilisées dans la suite, barres d’erreur allant du tourbillon de HV le plus en aval, à une zone de l’écoulement visible non décollée.

2.3.3 Dimensions et position du tourbillon en fer à cheval

Longueur de décollement λ_s

L’évolution de la longueur de décollement λ_s normalisée par le diamètre des calottes sphériques b est tracée sur la Figure 2.9a en fonction du découvrement des calottes sphériques $P = k/R$, avec R le rayon sphérique. Comme mentionné précédemment, le HV étant proche du fond, il est alors compliqué de mesurer λ_s avec une bonne précision, expliquant les importantes barres d’erreur présentes sur la figure. En particulier, on n’observe pas de HV net dans les champs de vitesse moyens pour $P = 20\%$, celui-ci pouvant soit ne pas être présent, soit avoir des dimensions comparables à celles des grains collés, le rendant ainsi difficilement observable.

Il apparaît néanmoins un comportement net pour l’évolution du rapport λ_s/b avec le découvrement. Pour $P < 80\%$, on observe une augmentation importante de la longueur de décollement, passant de $\lambda_s \approx 0.6b$ à $\lambda_s \approx 0.85b$. Pour $P > 80\%$, l’évolution de λ_s/b devient plus lente. En suivant le point de vue de Ballio et al. (1998), une augmentation de λ_s/b signifie alors une augmentation du gradient de pression adverse mis en place par la présence de la rugosité, et donc que le fluide a ainsi moins de facilité à contourner l’obstacle. Plusieurs paramètres peuvent alors expliquer cette évolution, la variation du découvrement d’une calotte sphérique entraînant une évolution du nombre de Reynolds à l’échelle de l’obstacle, du rapport entre taille des grains et taille de l’obstacle, ou encore de la géométrie de l’obstacle (angle d’attaque au pied de la rugosité, angle moyen de la paroi, courbure de la paroi...). L’objectif de la suite est donc de

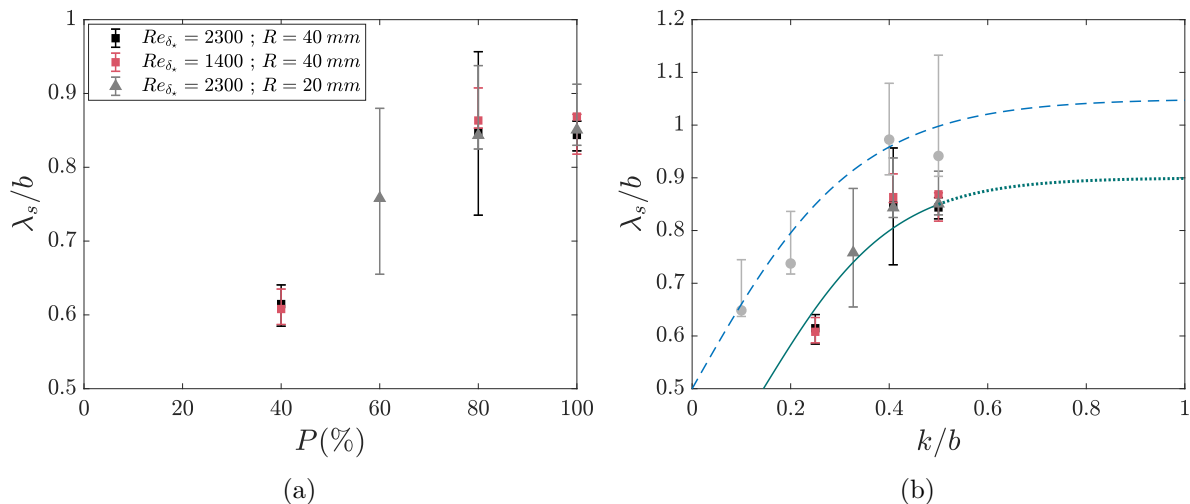


FIGURE 2.9 – (a) Longueur de décollement λ_s normalisée par le diamètre de la base d’une calotte sphérique, en fonction du découvrment P . (b) Longueur de décollement λ_s normalisée par le diamètre de la base d’une calotte sphérique, en fonction du rapport d’aspect des obstacles. La légende est équivalente à celle de la figure (a), les ronds gris correspondant aux cylindre avec $Re_{\delta_*} = 2400$. La ligne bleue pointillée correspond au modèle de Baker (1985) avec $[\lambda_s/b \rightarrow 1.05]_{k/b \rightarrow +\infty}$. La ligne pleine verte correspond à l’équation (2.10) avec $[\lambda_s/b \rightarrow 0.9]_{k/b \rightarrow +\infty}$. La ligne pleine devient pointillée pour $k/b > 0.5$ afin de signifier que ce rapport d’aspect n’a plus de sens pour une calotte sphérique, mais que l’on arrive par exemple dans un régime de rugosités de type cigare (hémisphère surplombant un cylindre).

comprendre quels paramètres dictent principalement la dimension du HV.

Il est important de noter sur la Figure 2.9a qu’un comportement similaire est obtenu pour des obstacles équivalents mais pour les différents débits étudiés. On peut en déduire que le rapport λ_s/b est indépendant du nombre de Reynolds de la couche limite incidente Re_{δ_*} , dans la limite des nombres de Reynolds considérés. Ce résultat va dans le sens Ballio et al. (1998) et Dixen et al. (2013) qui ont tous deux observé une indépendance des dimensions du HV en fonction du nombre de Reynolds pour $10^3 < Re_{\delta_*} < 10^4$. On observe de plus que des comportements similaires sont obtenus pour les calottes de rayon sphérique $R = 20$ mm et pour les calottes de rayon sphérique $R = 40$ mm. Ce résultat permet d’apporter deux informations au problème : cela confirme que deux obstacles ayant des formes semblables mais des dimensions différentes entraîneront des décollements de tailles équivalentes, rapportés à leurs diamètres. On peut en déduire que le rapport λ_s/b est indépendant du nombre de Reynolds de l’obstacle Re_b et du rapport δ_*/b , dans la limite des nombres de Reynolds considérés.

De plus, le rapport entre taille des grains collés sur le fond et taille des calottes sphériques varie fortement en fonction des calottes sphériques étudiées (passant de $R/d_{50} = 9.1$ pour des calottes de rayon sphérique $R = 20$ mm, à $R/d_{50} = 18$ pour des calottes de rayon sphérique $R = 40$ mm). L’obtention de longueurs de décollement similaires montre alors que la longueur de décollement λ_s/b est indépendante de la rugosité du fond alentour, et donc indépendante du rapport k_s/b .

On peut alors simplifier l’équation (2.3), tel que :

$$\frac{\lambda_s}{b} = f(\cancel{Re_{\delta_*}}, \cancel{Re_b}, \frac{k_s}{b}, \frac{k}{b}, \frac{\delta_*}{b}, \mathcal{G}) = f(\frac{k}{b}, \mathcal{G}). \quad (2.8)$$

Deux effets combinés peuvent alors expliquer cette dépendance de la dimension du HV avec le niveau d’apparition des calottes sphériques : l’évolution du rapport d’aspect k/b avec le

découvrement, et l'évolution de la géométrie des calottes sphériques avec le découvrement. L'investigation de l'effet du rapport d'aspect d'un obstacle sur la dimension du HV a été réalisée par Baker (1985) pour des rugosités cylindriques et par Larousse et al. (1991) pour des rugosités prismatiques. Ces deux études observent ainsi que le HV est indépendant du rapport d'aspect pour $k/b > 1$ mais au contraire que la longueur de décollement λ_s tend vers 0 lorsque k/b tend vers 0. Baker (1985) propose alors une loi empirique permettant de prendre en compte le rapport d'aspect d'un cylindre⁶ :

$$\frac{\lambda_{sBaker}}{b} = 0.5 + \tanh\left(3.0\frac{k}{b}\right) \left[\frac{\lambda_s}{b} - 0.5\right]_{k/b \rightarrow +\infty}. \quad (2.9)$$

On trace sur la Figure 2.9b l'évolution de la longueur de décollement en fonction du rapport d'aspect afin de la comparer à la loi empirique de Baker (1985), pour des cylindres et pour des calottes sphériques. Comme attendu, l'équation (2.9) décrit l'évolution de la longueur de décollement dans le cas d'un cylindre, avec un plateau pour $k/b \geq 1$ et une valeur $\lambda_s = 0.5b$ pour $k/b = 0$, signifiant que le HV disparaît seulement lorsque le cylindre a une hauteur nulle. Au contraire, pour des calottes sphériques, on observe un retard dans l'évolution de la longueur de décollement, dû à la géométrie de l'obstacle. L'évolution avec le rapport d'aspect semble identique pour un cylindre ou une calotte sphérique mais, pour chaque rapport d'aspect, la longueur de décollement obtenue pour une calotte sphérique est inférieure à celle attendue pour un cylindre. Contrairement au cas du cylindre, le HV se développant en amont d'une calotte sphérique disparaît avant que l'obstacle ait une hauteur nulle. Ce phénomène est en accord avec l'hypothèse initiale que pour une calotte sphérique, la diminution de l'angle d'attaque pour les faibles découverts peut entraîner une instabilité du HV, ne pouvant se maintenir en amont de la rugosité. On peut alors s'inspirer de la loi empirique de Baker (1985) afin de proposer une loi permettant de déterminer la longueur de décollement dans le cas de calottes sphériques :

$$\frac{\lambda_{sCap}}{b} = 0.5 + \tanh\left(A\frac{k}{b} - B\right) \left[\frac{\lambda_s}{b} - 0.5\right]_{k/b \rightarrow +\infty}, \quad (2.10)$$

avec A et B des constantes empiriques. L'équation (2.10) est tracée sur la Figure 2.10 avec $A = 3.8$ et $B = 0.55$. La constante B représente ainsi le décalage à l'origine et donc l'instabilité du HV due à la géométrie des obstacles, la constante A ayant elle pour rôle de prendre en considération la variation de la géométrie d'une calotte sphérique en fonction de son découvrement. Pour un cylindre incliné, on devrait ainsi obtenir $A = 3.0$ comme proposé par Baker (1985) mais $B \neq 0$.

Avec ces données, il est alors possible de déterminer, pour chaque calotte sphérique, un cylindre équivalent qui entraînerait le développement d'une longueur de décollement identique à celle mise en place par une calotte sphérique. Différentes méthodes sont alors envisageables et ont été testées afin d'obtenir différents cylindres équivalents. On fait ici le choix de déterminer le diamètre b_{eq} d'un cylindre ayant la même hauteur et la même surface frontale qu'une calotte sphérique, comme représenté sur la Figure 2.10a⁷. Il est bien entendu que ce diamètre équivalent b_{eq} va être inférieur au diamètre basal d'une calotte sphérique, ceci allant bien dans le sens que, le fluide ayant plus de difficulté à passer au dessus de l'obstacle, il est nécessaire d'avoir un diamètre de cylindre plus faible pour obtenir un décollement équivalent. On trace ainsi sur la Figure 2.10b l'évolution de la longueur de décollement λ_s des calottes sphériques adimensionnalisée par le diamètre du cylindre équivalent b_{eq} en fonction du rapport d'aspect équivalent k/b_{eq} . Il apparaît que les mesures sur calottes sphérique se rapprochent ainsi de la courbe attendue pour des cylindres.

6. Dans l'article original de Baker (1985), une dépendance en Reynolds (en $Re_{\delta_*}^{0.033}$ pour $Re_{\delta_*} < 10^4$) est aussi présente dans cette équation. L'équation (2.9) provient en fait de Ballio et al. (1998) qui considère que la dépendance en Reynolds est très faible pour $10^3 < Re_{\delta_*} < 10^4$.

7. Il est aussi testé de déterminer la hauteur k_{eq} d'un cylindre équivalent ayant le même diamètre de base b , cette tentative donnant des résultats moins satisfaisants.

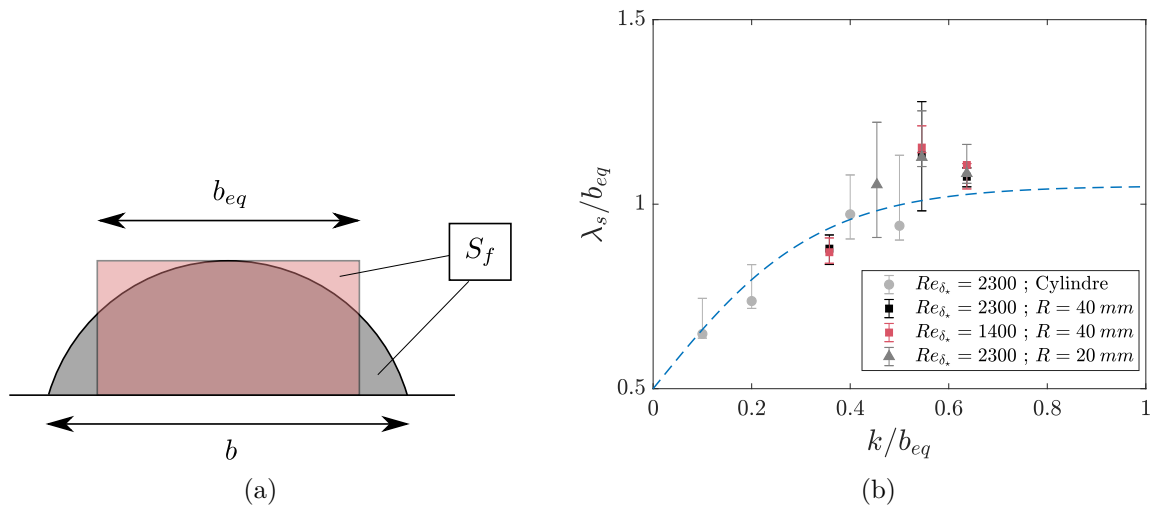


FIGURE 2.10 – (a) Schématisation du cylindre équivalent et de son diamètre équivalent b_{eq} ; (b) Longueur de décollement λ_s adimensionnée par le diamètre d'un cylindre équivalent b_{eq} en fonction du rapport d'aspect équivalent k/b_{eq} . Dans le cas de cylindre, on a bien entendu $b_{eq} = b$.

Hauteur de recollement z_{hv}

La Figure 2.11 présente l'évolution de z_{hv}/k en fonction du rapport d'aspect pour les calottes sphériques et les cylindres. Il apparaît encore une fois une indépendance de la dimension du HV en fonction des caractéristiques de la couche limite incidente ($Re_{\delta_*}, Re_b, \delta_*/b$) et du rapport entre rugosité du fond et taille des calottes sphériques k_s/b , on peut alors écrire :

$$\frac{z_{hv}}{k} = f(\cancel{Re_{\delta_*}}, \cancel{Re_b}, \frac{k_s}{b}, \frac{k}{b}, \frac{\delta_*}{b}, \mathcal{G}) = f(\frac{k}{b}, \mathcal{G}). \quad (2.11)$$

La hauteur du point de recollement sur la face amont des calottes sphériques augmente avec le rapport d'aspect, et ce même lorsque celle-ci est normalisée par la hauteur des calottes sphériques, atteignant ainsi 30% de la hauteur de l'obstacle pour un hémisphère totalement découvert. Un comportement linéaire est cette fois-ci obtenu, tel que $z_{hv}/k = 0.92k/b - 0.11$. Si l'on suppose ce comportement linéaire comme valide pour $k/b < 0.25$, on observe alors qu'il prédit une hauteur de recollement non nulle ($z_{hv}/k = 0.039$) pour $k/b = 0.17$. L'absence de HV net sur les champs PIV pour $k/b = 0.17$ peut donc s'expliquer soit par le fait que la résolution du calcul PIV était trop faible pour observer le HV (le comportement linéaire prédisant par exemple $z_{hv} = 0.3$ mm pour les calottes sphériques de diamètre sphérique 80 mm), soit par le fait que le HV est caché dans les grains, soit par le fait que le comportement n'est pas linéaire pour $k/b < 0.25$ et que le HV est instable pour de faibles découvements. Quand bien même on suppose le comportement linéaire valide pour $k/b < 0.25$, celui-ci prédit alors une disparition du HV pour $k/b = 0.13$ (soit $P = 10\%$ et un angle à la base $\alpha_b = 26^\circ$), la hauteur de recollement atteignant le pied de l'obstacle. Ce comportement pourrait correspondre à l'observation de Euler et al. (2014) qui ont observé une disparition du HV pour un cylindre d'inclinaison $\alpha_b = 25^\circ - 30^\circ$. On observe cependant sur la Figure 2.11 que pour $k/b = 0.5$, on obtient des hauteurs de recollement différentes pour un cylindre et pour un hémisphère, bien que les deux obstacles ont des angles à la base égaux, tels que $\alpha_b = 90^\circ$. Cette observation signifie que l'angle à la base α_b n'est pas le paramètre le plus pertinent pour comparer différents obstacles, et qu'il serait ainsi nécessaire de prendre en compte l'angle de la paroi sur toute la hauteur de l'obstacle α_M .

Même si les études ayant précédemment étudié l'écoulement autour de calottes sphériques ne se sont pas concentrées sur la mesure des dimensions du HV, on peut estimer avec une bonne précision la position du point de recollement de l'écoulement en mesurant la position de la valeur maximale du coefficient de pression C_p le long des calottes sphériques étudiées. En

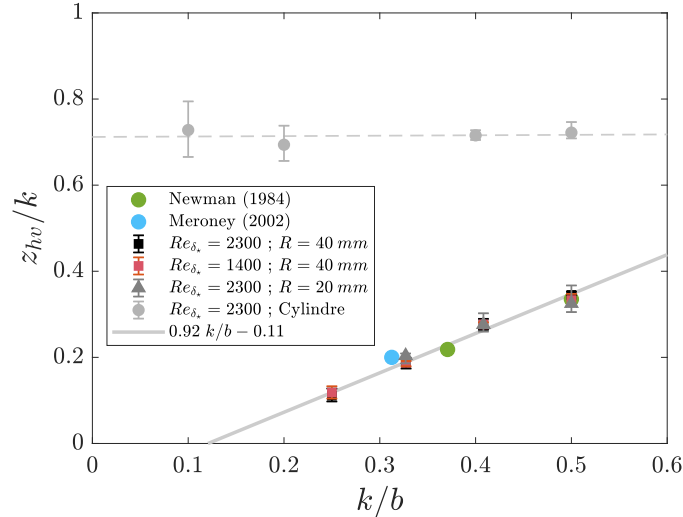


FIGURE 2.11 – Hauteur de recollement z_{hv} normalisée par la hauteur de la rugosité, en fonction du rapport d'aspect des rugosités. Les points expérimentaux de Newman et al. (1984) et numériques de Meroney et al. (2002) ont été mesurés par détermination de la position de la valeur maximale du coefficient de pression C_p sur les calottes sphériques.

effet, on sait que le maximum du coefficient de pression correspond à la position d'un point d'arrêt de l'écoulement, et donc au point de recollement sur l'hémisphère. Les valeurs obtenues grâce aux mesures de pression de Newman et al. (1984) et Meroney et al. (2002) sont ainsi ajoutées dans la Figure 2.11. Il apparaît un bon accord entre ces mesures et nos mesures par visualisation du HV, plaçant pour un comportement linéaire entre z_{hv}/k et le rapport d'aspect pour $k/b \geq 0.25$. Ce bon accord est d'autant plus intéressant que les mesures effectuées dans ces études ont été réalisées pour des calottes sphériques posées sur un fond lisse alors que l'on utilise ici un fond rugueux. Cette observation va dans le sens de Ballio et al. (1998) qui n'observent pas de différences entre mesures sur fond de différentes rugosités, en remarquant que l'effet principale d'une modification de la rugosité du fond est une modification des caractéristiques de la couche limite incidente, et en particulier δ_* .

Contrairement aux calottes sphériques, la position du point de recollement sur la face amont d'un cylindre s'avère ne pas dépendre de son niveau de découvrément, tel que $z_{hv}/k \approx 0.71$ pour l'écoulement incident considéré, expliquant pourquoi la littérature ne s'est pas concentrée sur ce paramètre. Cette information confirme que c'est la variation de la géométrie des calottes sphériques en fonction de leur taux de découvrément qui régie le point de recollement du tourbillon. Dans le cas d'un cylindre, le point de recollement dépend seulement du profil de vitesse incident (et donc du gradient de vitesse local) ainsi que de la largeur du cylindre.

Position du vortex primaire

La distance λ_0 entre tourbillon primaire du HV moyen et centre des obstacles est tracée sur la Figure 2.12 en fonction du rapport d'aspect des rugosités k/b . Comme pour les dimensions précédentes, il apparaît que la distance λ_0 mesurée pour une calottes sphérique ou un hémisphère est toujours inférieure à celle mesurée pour un cylindre, même pour des rapport d'aspect est des dimensions équivalentes. On en déduit donc que la réduction des dimensions extérieurs du HV moyen mesurées précédemment sont associées à une diminution des dimensions à l'intérieur de la zone de recirculation.

En revanche, au contraire des dimensions précédentes, la position du tourbillon primaire semble ici sensiblement dépendre des nombres de Reynolds caractéristiques de l'écoulement. Il apparaît ainsi que pour des rugosités équivalentes ($R = 40$ mm), le centre du tourbillon primaire

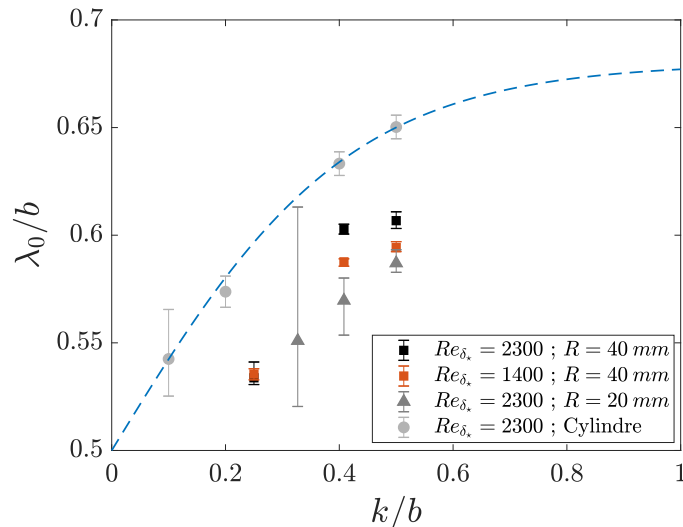


FIGURE 2.12 – Distance λ_0 entre position du tourbillon primaire et centre des calottes sphériques, adimensionnée par leur diamètre, en fonction du rapport d'aspect des rugosités.

s'éloigne de la paroi lorsque le nombre de Reynolds de la couche limite incidente Re_{δ_*} augmente. Ce résultat est en accord avec la littérature sur les cylindres, Baker (1985) obtenant par exemple $\lambda_0/b \propto Re_{\delta_*}^{0.1}$ pour les HV turbulents (et $\lambda_0/b \propto Re_{\delta_*}^{0.67}$ pour des HV laminaires) se développant sur des cylindres. La présente expérience confirme ainsi que cette dépendance semble être valide pour des géométries plus complexes.

La Figure 2.12 révèle aussi que pour des écoulements identiques, la longueur λ_0/b augmente lorsque le diamètre à la base de la calottes sphérique augmente. Ce comportement peut alors être un signe d'une dépendance de λ_0/b avec le nombre de Reynolds Re_b ou avec les rapports k_s/b et δ_*/b . On fait ici l'hypothèse d'une indépendance des dimensions du HV avec k_s/b et δ_*/b en se basant sur les travaux de Ballio et al. (1998), on peut alors écrire :

$$\frac{\lambda_0}{b} = f(Re_{\delta_*}, Re_b, \frac{k}{b}, \mathcal{G}). \quad (2.12)$$

Malgré cette dépendance aux nombres de Reynolds, il apparaît sur la Figure 2.12 un phénomène identique aux dimensions précédemment étudiées pour les faibles rapports d'aspect : Pour les cylindres, la longueur λ_0/b tend vers 0.5 lorsque k/b tend vers 0, en bon accord avec Baker (1985). En revanche, dans le cas des calottes sphériques, la longueur λ_0/b semble tendre vers 0.5 pour des rapports d'aspect non nuls $k/b > 0$. Ce comportement, similaire à ceux des dimensions étudiées précédemment, peut être le signe d'une impossibilité pour le HV de se maintenir en amont des rugosités, celui-ci pouvant être éjecté au dessus de la calotte sphérique, comme observé par Okamoto et al. (1977) pour les cylindres d'angles faibles. Il est d'autant plus intéressant de remarquer que, sur la Figure 2.12, la dépendance en Reynolds semble diminuer lorsque le rapport d'aspect k/b diminue. On peut alors faire l'hypothèse que, même si la position du tourbillon primaire dépend du nombre de Reynolds, la disparition du HV dépend elle seulement du niveau de découverture de la calotte sphérique, et donc seulement de la géométrie de l'obstacle, comme indiqué par les comportement de λ_s et z_{hv} .

2.3.4 Contrainte ajoutée par le tourbillon en fer à cheval

Quelques études, référencées par Ballio et al. (1998), ont étudié comment la présence d'un HV entraînait une contrainte ajoutée sur le fond alentour, en particulier au niveau du tourbillon primaire. En réunissant différentes expériences de la littérature et en traçant l'évolution de la contrainte ajoutée τ_{hv} en fonction de Re_{δ_*} , il apparaît que cette contrainte est bien plus

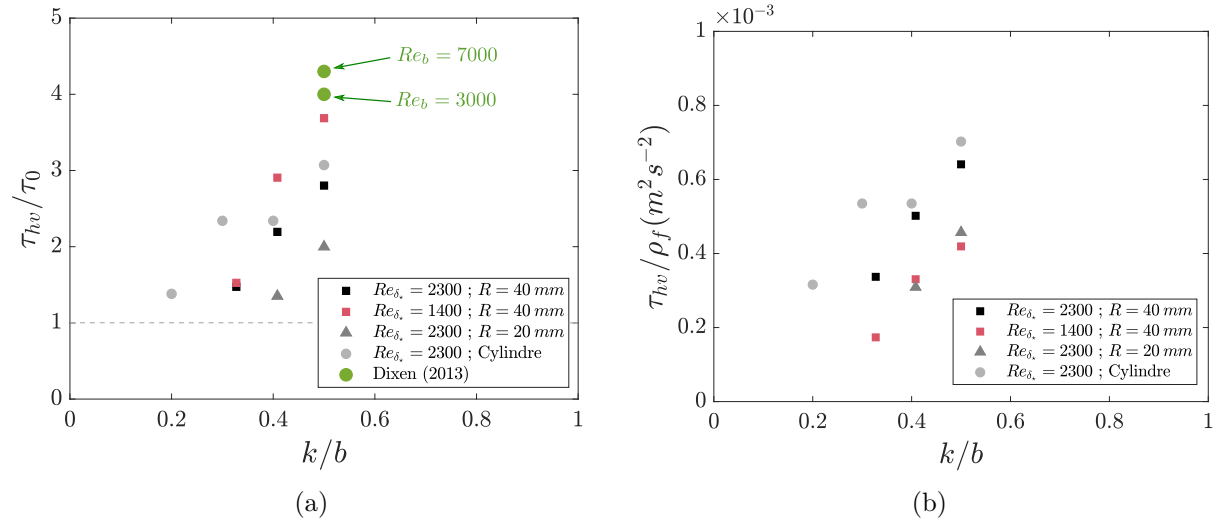


FIGURE 2.13 – (a) Contrainte ajoutée τ_{hv}/τ_0 au niveau de l’axe de symétrie de la calottes sphérique. (b) Contrainte dimensionnelle totale maximale τ_{hv}/ρ_f au niveau de l’axe de symétrie de la calottes sphérique.

importante pour un HV turbulent que pour un HV laminaire. L’augmentation de la contrainte ajoutée avec le Reynolds a été vérifié par Dixen et al. (2013) à l’amont d’hémisphères, les auteurs ayant choisi de comparer la contrainte maximale τ_{hv} au niveau du HV à la contrainte τ_0 sans présence d’obstacles.

Comme mis en avant par Ballio et al. (1998), les différentes études ayant examiné la contrainte ajoutée par un HV sont difficilement comparables. En effet, les méthodes de mesures de τ_{hv} varient sensiblement d’une étude à l’autre, et celles-ci étant souvent peu référencées. Certains auteurs choisissent ainsi de prendre la valeur de la contrainte au centre du tourbillon primaire, d’autre à une hauteur donnée sous le tourbillon, certains ne mesurent que les contraintes de Reynolds, et d’autre la contrainte totale τ_s . Dans l’étude présente on fait le choix de mesurer la contrainte totale locale $\tau_s = \mu \partial \bar{u} / \partial z - \rho_f \overline{u'w'}$, et on choisit d’effectuer cette mesure à une hauteur donnée proche des grains et non au centre du tourbillon primaire, l’altitude choisie ici étant $z = d_{50}$ avec d_{50} le diamètre médian des grains collés et $z = 0$ l’altitude moyenne des grains⁸. Ce choix est justifié par le fait que, dans une optique d’étude de l’affouillement en rivière, des grains situés à l’amont d’un obstacle ne subissent pas une contrainte maximale au niveau du centre du tourbillon, mais bien une contrainte au niveau de l’interface grains/eau, et ceux-ci subissent la contrainte totale τ_s avec une contribution visqueuse.

La Figure 2.13a représente l’évolution en fonction du rapport d’aspect k/b de la contrainte τ_{hv} maximale mesurée à $z = d_{50}$ au niveau du tourbillon primaire, et adimensionnée par la contrainte τ_0 mesurée sans obstacle :

$$\tau_0 = \langle \tau_s \rangle_x \quad (2.13)$$

avec τ_s toujours mesuré à $z = d_{50}$ dans l’expérience sans obstacle, en moyennant spatialement selon x dans l’ensemble du champ caméra. Il apparaît que pour des conditions d’écoulement similaires, la contrainte ajoutée au niveau du HV augmente lorsque le rayon sphérique des calottes sphériques augmente ou lorsque des cylindres sont placés à la place d’hémisphères, ces résultats étant encore en bon accord avec l’évolution de λ_0 et donc le modèle de Manes et Brocchini (2015), qui postule que l’intensité ajoutée par la présence du HV est directement liée à la dimension du plus grand tourbillon présent en amont de la rugosité. Il apparaît sur cette figure que l’adimensionnement par τ_0 ne fait pas ressortir de comportement clair des expériences, en particulier en fonction des nombres de Reynolds. En comparant nos résultats avec ceux de

8. Les motivations de ce choix seront explicitées en détail dans le Chapitre 3.

Dixen et al. (2013) qui ont travaillé sur des hémisphères, il apparaît que des ordres de grandeurs équivalents sont obtenus. En revanche, le fait que cet accord ne soit pas parfait peu résider dans le fait que la méthode de mesure de τ_{hv} par Dixen et al. (2013) peut être sensiblement différente de celle utilisée ici, leur méthode étant peu explicitée. Il apparaît aussi sur la Figure 2.13a que pour tous les obstacles testés ici, on obtient une contrainte ajoutée plus grande que l'unité $\tau_{hv}/\tau_0 > 1$. En revanche, le comportement obtenu montre que pour des rapports d'aspect k/b plus faibles que ceux mesurés, la contrainte ajoutée pourrait devenir plus faible que l'unité. Ce résultat est bon accord avec les comportements obtenus pour λ_s , z_{hv} et λ_0 : Il est possible que pour des calottes sphériques de rapport d'aspect plus faible, le HV ne se stabilise pas devant la calotte sphérique, n'entraînant ainsi pas de contrainte ajoutée (et donc pas d'affouillement si les grains étaient mobilisable). Encore une fois, cette transition de régime est visible pour $k/b \sim 0.2$.

Afin de faire ressortir une dépendance au nombre de Reynolds, on trace sur la Figure 2.13b l'évolution de la contrainte τ_{hv} , en fonction du rapport d'aspect k/b des rugosités. Comme attendu, il apparaît tout d'abord que pour des rugosités équivalentes ($R = 40mm$), la contrainte τ_{hv} augmente lorsque le nombre de Reynolds Re_{δ_x} augmente. Ce comportement peut s'expliquer par le fait que pour un écoulement plus rapide, le niveau de turbulence injecté dans le HV est plus élevé, entraînant une augmentation locale des contraintes de Reynolds. Ce comportement est en bon accord avec l'évolution de la longueur λ_0 en fonction de Re_{δ_x} . En effet, il a été mesuré que λ_0 , et donc la taille du tourbillon primaire augmente avec le nombre de Reynolds.

2.4 Discussion et conclusion

Grâce à des expériences en canal hydraulique, il a pu être mis en avant l'effet de la géométrie d'un obstacle sur les dimensions d'un tourbillon en fer à cheval (HV). Il a ainsi été observé que le HV se développant en amont de calottes sphériques était de dimensions plus faibles que celui se développant en amont d'un cylindre de même rapport d'aspect et de même diamètre à la base. Pour un rapport d'aspect donné, la longueur de décollement λ_s/b du HV se développant à l'amont d'une calotte sphérique est environ 0.25 fois moins importante que celle pour un cylindre ($\lambda_s/b|_{calotte} = 0.75\lambda_s/b|_{cylindre}$), ce résultat étant similaire pour les différents rapports d'aspects k/b et indépendant du nombre de Reynolds Re_{δ_x} . Un résultat équivalent est obtenu pour la position du tourbillon primaire λ_0/b , cette position étant elle dépendante du nombre de Reynolds, en bon accord avec la littérature. Pour la hauteur de recollement z_{hv}/k , indépendante du rapport d'aspect pour un cylindre, un comportement linéaire est obtenu pour les calottes sphériques, avec une augmentation de cette hauteur en fonction du rapport d'aspect. Cette différence entre cylindres et calottes sphériques est expliquée par le fait que les paramètres géométriques (angles d'attaques, diamètre...) sont dépendants du rapport d'aspect dans le cas d'une calotte sphérique, mais indépendants pour un cylindre. Enfin, il a aussi été observé que la contrainte ajoutée par la présence du HV suivait un comportement similaire à celui des dimensions du HV, avec une diminution de la contrainte ajoutée en fonction du rapport d'aspect, cette contrainte ajoutée étant toujours plus importante que la contrainte sans obstacle lorsque le HV est observé.

Ce comportement de réduction des dimensions du HV pour une calotte sphérique par rapport au cylindre est expliqué par les deux caractéristiques géométriques différenciant ces deux types d'obstacles : l'inclinaison/courbure de la paroi de l'hémisphère entraînant le fluide à être moins freiné par l'obstacle et pouvoir facilement passé au dessus, et la diminution du diamètre de l'hémisphère avec la hauteur, facilitant le contournement du fluide par les côtés. Ce résultat est donc en bon accord avec les études précédentes ayant observé que les dimensions du HV étaient directement liées à l'ampleur du blocage mis en place par l'obstacle et donc au gradient de pression adverse poussant le fluide à devoir le contourner.

Le deuxième résultat principal de cet étude est le fait que, en extrapolant les différentes

dimensions du HV vers des rapports d'aspect plus faibles de calottes sphériques, le HV tend à disparaître avant que la hauteur de l'obstacle ne soit nulle, ou en d'autres termes, il existe des calottes sphériques pour lesquelles un HV ne se développe pas, ce phénomène n'ayant pas été explicitement décrit dans la littérature pour des rugosités cylindriques. En effet, l'étude présente montre que le HV se développant en amont d'un cylindre disparaît lorsque le rapport d'aspect k/b du cylindre tend vers 0, en bon accord avec la littérature (Baker (1985)). L'hypothèse pour expliquer ce phénomène est la réduction de l'angle d'attaque de la paroi avec le rapport d'aspect dans le cas de calottes sphériques. En effet, le HV disparaît pour des calottes sphériques ayant des angles d'attaque de même ordre de grandeur que les angles observés dans la littérature auxquels le HV disparaît en amont de cylindres inclinés (Euler et al. (2014)) ou de cônes (Okamoto et al. (1977)). Okamoto et al. (1977), qui observent une disparition du HV pour des cônes d'angle d'attaque $\alpha = 15^\circ$, montrent que le HV ne peut se stabiliser en amont de l'obstacle et est ainsi projeté au niveau du sommet de l'obstacle. La diminution de la contrainte ajoutée avec le rapport d'aspect mesurée dans l'étude présente peut donc être à la fois liée à la diminution des dimensions du HV, mais aussi l'intermittence du HV devant une paroi inclinée. En effet, la contrainte mesurée ici étant une contrainte moyennée en temps, une forte intermittence du HV va se refléter dans les statistiques turbulentes comme une diminution de la contrainte ajoutée. Des mesures ayant été réalisées à plus haute fréquence, il sera étudié dans le futur le comportement instantané du HV. En particulier, il sera nécessaire de comprendre si le taux d'intermittence du HV en amont de l'obstacle est dépendante de la géométrie de l'obstacle.

Chapitre 3

Forte densité de rugosités : Effet du découvrément d'un patch de rugosités sur l'hydrodynamique proche des grains

Contents

3.1	Introduction	53
3.2	Experimental setup	55
3.3	Flow structure	57
3.3.1	Time-averaged flow fields	57
3.3.2	Double-averaged velocities and spatially-averaged turbulent stresses	58
3.3.3	Logarithmic law and roughness sublayer	60
3.3.4	Effect of patch protrusion on the vertical structure of the turbulent boundary-layer	62
3.4	Near-bed hydrodynamics	64
3.4.1	Determining the local shear stress on the bed of grains	64
3.4.2	Spatial distribution of the sediment shear stress	65
3.4.3	Spatial distribution of the near-bed turbulence intensity	67
3.4.4	Maximum near-bed sediment shear-stress	68
3.5	Quadrant analysis	69
3.5.1	Joint Probability Distribution Functions for the velocity fluctuations	69
3.5.2	Space-averaged residual shear-stress	70
3.5.3	Threshold-level dependence of the Reynolds stress	72
3.6	Discussion and conclusion	73

Résumé du chapitre

Les études de transport sédimentaire au dessus d'une couche de gros grains immobiles ont observé que le transport de sédiment est fortement dépendant du niveau de découverture des rugosités immobiles. L'augmentation ou la réduction du flux de grains en fonction du découverture des rugosités immobiles n'est pas encore expliqué. Des expériences en canal hydraulique sont réalisées afin de quantifier comment différents niveaux de découverture d'un patch d'hémisphères modifie l'hydrodynamique locale au niveau du sédiment collé. Pour de faibles découverture des hémisphères ($P = 20\%$), des contraintes et niveaux de turbulence forts sur le lit sédimentaire sont observées en aval des hémisphères, la couche de mélange générée au niveau du sommet des hémisphères impactant le lit sédimentaire. Il est montré que les événements de type balayage, connus pour leur efficacité sur le transport sédimentaire, sont générés au niveau du sommet des rugosités et atteignent les sédiments collés. Pour de forts découvertures ($P \geq 60\%$), la couche de mélange générée au sommet des hémisphères ne peut pénétrer dans la canopée, entraînant de faibles valeurs de la contrainte au fond, avec une raréfaction des balayages proches du fond. La transition entre ces deux régimes s'effectue pour des découvertures proches de $P = 40\%$, correspondant aux niveaux auxquelles les précédentes études de la littérature observent une réduction forte du transport de grains. Ces résultats ne sont pas prévus par les modèles actuels de partition de la contrainte au fond.

Ce chapitre, rédigé en anglais, est une reproduction d'un article soumis au *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*.

Impact of the protrusion of a patch of large roughness elements on near bed hydrodynamics

David Raus, Frédéric Yann Moulin, Olivier Eiff

Sediment transport in rivers often consists of sediment being transported over gravel and cobble which are rarely set in motion by the flow. Previous studies of sediment transport over a layer of immobile large aggregates have observed that the entrainment rate of sediment strongly depends on the level of protrusion of the aggregates, yet it is not clear why the entrainment rate is suppressed or indeed possibly enhanced, the standard stress-repartition model only predicting a decrease. To help resolve this, experiments are conducted in a laboratory flume in order to quantify how different levels of protrusion above a fixed sediment bed of large-aggregates, modeled as a patch of hemispheres ($P = k/R = \{0\%, 20\%, 40\%, 60\%, 80\%\}$, where k is the protruding height and R the full-radius), modifies the local hydrodynamics near the sediment bed. For small protrusion of the hemispheres ($P = 20\%$), enhanced shear stress and turbulence intensity on the sediment bed is observed downstream of a hemisphere as the mixing layer generated at the hemisphere top impacts the sediment bed. Further, it is shown that sweep events, known to be efficient for sediment transport, are found to be generated near the top of the protruding hemispheres, and to reach the sediment bed. For large protrusions ($P \geq 60\%$), the mixing layer generated near the top of the hemispheres is trapped near the canopy top, and the shear stress on the bed drops, while the remaining turbulence intensity near the sediment bed, although enhanced by the wakes behind the caps, is quasi-isotropic with very few extreme sweep events able to trigger sediment transport. The transition between these two distinct near-bed flow regimes, the first enhancing sediment transport and the second suppressing, is found to be near $P = 40\%$, which corresponds to the minimum levels of protrusion observed in experiments of uniform sediment erosion above beds of cobbles or spheres. These results are not predicted by available models based upon drag partition.

3.1 Introduction

Wide grain-size distributions can lead the classical bed-load formulations to be unsuccessful to predict the sediment transport rate. In particular, if the sediment bed consists of a bimodal granular media with a large size ratio, segregation of the granular media can lead larger aggregates to move toward the surface and protrude through the finer sediment. The river bed thus often consist of fine sediment being transported over coarse aggregates, like large gravel, cobbles or boulders that are not set into motion by the flow except for more extreme events. Clearly, the motion of the finer grains inside the canopy of immobile larger aggregate or roughness elements, is dependent on the geometry of the canopy, including the protrusion and density of the large aggregates. While the large aggregates increase the flow resistance, mainly due to form drag, one view is that not all of the total shear stress acting on the canopy is available to set the finer grains in motion. Numerous authors suggest spatial-averaging of the turbulent and mean quantities in order to analyze the three-dimensional mean flow inside in the roughness sublayer (e.g. Nikora et al. (2001)) in one-dimensional manner. Pokrajac et al. (2006) for instance describes how the time and space-averaged total shear stress has a maximum value near the roughness elements' crest and decreases below as part of the fluid momentum is transferred to the roughness elements through form and viscous drag. The shear stress acting on the bed at the bottom of a canopy, i.e. on the fine sediment, is thus weaker than the total stress. Marshall (1971) and Raupach (1992) express this repartition as :

$$\tau_b = \tau_R + \tau_{sb}, \quad (3.1)$$

where τ_b is the double-averaged total drag acting on the rough bed, τ_R the double-averaged drag acting on the immobile roughness elements and τ_{sb} the residual double-averaged drag acting on

the finer mobile grains.

The effect of the presence of immobile roughness elements on sediment transport has been first studied in aeolian conditions. Gillette et Stockton (1989) and Iversen et al. (1991) investigated the protection effect of immobile roughness elements on transport by saltation, and showed that, for one level of exposure of the roughness elements, the threshold friction velocity is increasing with the density of roughness elements, indicating a protection or sheltering effect. Laboratory studies (Al-Awadhi et Willetts, 1999) and field studies (Gillies et al., 2006) have confirmed these observations. In open-channel flows, Yager et al. (2007) investigated the bed-load transport of sediment in a steep channel flow over immobile roughness elements, by varying the surface density of a canopy of staggered immobile hemispheres. The authors observed that the entrainment rate decreases by increasing the level of protrusion of the immobile spheres or by increasing the surface density of the canopy of coarse grains. Grams et Wilcock (2007, 2014) studied the transport of sediment by suspension over a layer of immobile coarse hemispheres. It appeared that transport occurred in two main modes : (1) patches of fine sediment fully covering the immobile elements ; and (2) entrainment of sediment in the interstitial spaces between the hemispheres. The results showed a strong dependence of sediment transport on the protrusion level of the roughness elements.

This dependence of sediment entrainment on the level of protrusion of immobile roughness elements is not fully understood. Nickling et McKenna Neuman (1995) studied the aeolian transport of fine sediment by saltation over a layer of immobile spheres, the spheres being initially fully covered by sediment. The authors observed that when the immobile spheres started appearing through the sediment, the sediment entrainment first became greater than the one without immobile spheres, in agreement with higher total bed stress, then decreased below the no-protrusion rate when the spheres kept on protruding more, suggesting sheltering and drag repartition effects. Similarly, Grams et Wilcock (2007) measured the near-bed entrainment rate for different levels of protrusion of a layer of coarse hemispheres. It appeared that the entrainment rate first increased for small protrusions until the roughness elements protruded enough to shelter the sediment. No stationary uniform sediment bed levels were observed in the range $0.5R < h_s < R$ (R being the height of the hemispheres and h_s the level of sediment). Such levels of the sediment bed could only be observed in combination with bed forms. The explanation given by the authors is that near-bed turbulence generated in the wake of the immobile hemispheres create a locally strong increase of the bed shear-stress, leading to an enhancement of transport (Wren et al., 2011; Grams et Wilcock, 2014). There are also situations where, even if the bed shear-stress locally decreases, the near-bed turbulence intensity is strongly increased, enhancing the entrainment and transport of fine sediments. Sutton et McKenna Neuman (2008b) faced this situation in a study of the flow around an array of cylinders, where they observed that the bed shear-stress is indeed weaker because of the cylinders, but the near-bed turbulence intensity is strongly increased.

The influence of the near-bed turbulence level on sediment transport has been investigated by Sumer et al. (2003). The authors have shown that sediment entrainment is strongly dependent on the turbulence intensity near the bed when turbulence is generated by an external source (for example the wake of an obstacle). Empirical sediment transport laws depending on the near-bed turbulence level have been suggested by Sumer et al. (2003), successfully applied for the scouring around an isolated hemisphere (Dixen et al., 2013), but not applied yet for the case of sediment transport in a canopy of immobile roughness elements where turbulence can be enhanced due to the wakes of the immobile elements. For complex flows around three-dimensional obstacles, Biron et al. (2004) shows that the bed shear-stress is better estimated with the near-bed turbulent kinetic energy than with the Reynolds stress. The authors suggest that in these flows, the correlation between the instantaneous velocities can be very low, leading to weak Reynolds stress, even if the turbulence intensity is important. This approach relies on the fact that the grains are sensitive to instantaneous velocities, and that high levels of turbulence intensities are

associated with instantaneous events energetic enough to set them in motion.

Indeed, even for turbulent flows over homogeneous beds, sediment is not set in motion by the bed shear stress averaged in time (and space) but by instantaneous events near the bed that can create local strong instantaneous bed shear-stress which are washed out when averaged (Sechet et le Guennec, 1999). The strong correlation between intense sweep events near the bed and sediment transport has been extensively studied (Nelson et al., 1995), sweep events corresponding to fast fluid going downward and leading to streamwise velocities stronger than the mean flow. Thus, fine sediment in a canopy of large immobile roughness elements is very likely subject to strong modifications of the local shear stress due to modifications of the instantaneous events reaching the sediment bed. For example, it has been shown that the generation of coherent flow structures is highly influenced by the bed roughness, coarse gravel being responsible of an increase of the sweep generations near the bed, which suggest a possible influence on fine sediment motions (e.g. (Hardy et al., 2010)). Such an influence is also suggested by the study of Chang et al. (2011) who investigated sediment transport in the lee of an obstacle. These authors showed that using the time-averaged bed shear-stress underestimates the entrainment rate for flow around an in-stream rectangular cylinder at low angles of attack by a factor 2 to 3 compared with an estimation with the instantaneous flow field.

The goal of this study is therefore to understand how the level of protrusion of the canopy consisting of immobile large aggregates can modify the hydrodynamics near the sediment bed. This is modeled in a laboratory flow using a patch of hemispheres at different levels of protrusion above a fixed bed of sediment. Mean flow and turbulence measurements are performed to resolve the flow within the canopy and above down to the sediment scale. The study then aims to identify the mechanisms responsible for the observed increasing and decreasing entrainment rates as observed by Nickling et McKenna Neuman (1995) and Grams et Wilcock (2007). To this end, for different levels of protrusion of the patch of hemispheres, the local bed-shear stress on the fine sediment as well as the local near-bed turbulence statistics are measured and compared with the no-protrusion case. Then, a quadrant analysis near the sediment bed and the crest of the immobile roughness elements is performed to determine if and how the instantaneous events reaching the sediment bed are dependent of the protrusion of the immobile elements.

The experimental set-up for the flow generation and the optical measurements are presented in Section 2. The main features of the three-dimensional mean flow and the roughness sublayer structure are presented and discussed in Section 3. In section 4, the local mean and turbulent hydrodynamics near the sediment bed between the protruding hemispheres is investigated. In section 5, a quadrant analysis is performed near the sediment bed and near the hemispheres' top to determine how the penetration of coherent structures inside the canopy evolves with the protrusion. The conclusions are drawn in Section 6.

3.2 Experimental setup

The experiment was conducted in a 11 *m* long, 0.5 *m* wide, 0.2 *m* deep horizontal flume at the IMFT. The flume was covered by glued sediment for 2.3 *m* upstream of the patch and 0.45 *m* downstream. The glued sediment was plastic particles with a median diameter $d_{50} = 2.2$ *mm* and $d_{90} = 2.9$ *mm*. Four patches of 3D printed spherical caps were screwed on the immobile glued sediment in the measurement section. The caps have a radius $R = 2$ *cm* and were fixed in a square arrangement of 7×5 caps plus a final row of 5 caps, as illustrated in the Figure 3.1a, with a spacing $l = 0.045$ *m*. The square arrangement was chosen so that PIV measurements (see below) could be performed down to the sediment bed, without obstacles blocking the view, at least in the alleys.

The protrusion of a spherical cap is defined as the ratio of the protruding height k to the full radius R :

$$P = \frac{k}{R}, \quad (3.2)$$

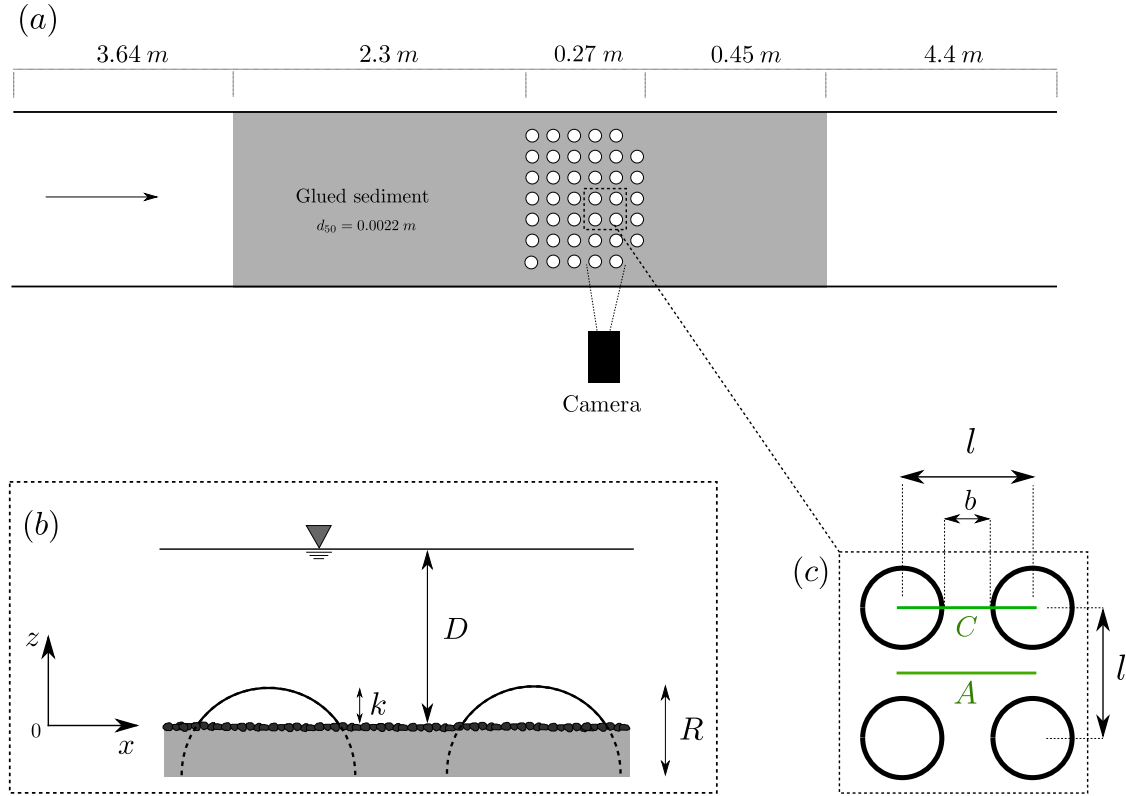


FIGURE 3.1 – (a) Top view of the flume and position of the patch ; (b) Side view of the patch. The grey rectangle represents the bottom of the flume and the dark grey grains represents the glued sediment ; (c) Top view of a pattern of spherical caps and position of the laser sheets C and A .

where $P = 100\%$ corresponds to a completely uncovered (eroded) hemisphere. In each patch, all the spherical caps have the same protrusion level, the four patches having protrusion levels $P = 20\%$, 40% , 60% and 80% . Measurements at $P = 0\%$ represent the measurement for the glued sediment without any caps.

The x , y and z axes are defined, respectively, as the streamwise, transverse and vertical directions. Here $z = 0$ is taken at the average position of the sediment-flow interface. The water depth D , measured between the sediment bed position $z = 0$ and the water surface is maintained constant during all the sets of experiment as $D = 0.125\text{ m}$.

Instantaneous velocity fields were obtained by performing 2D Particle Image Velocimetry (PIV) measurements with a 16 bit high-resolution PCO Edge camera, in two flow-parallel planes : plane C in the center of the flume and patch, crossing two crests of the caps, and plane A in the adjoining alley between the spherical caps (see Figure 3.1c). With the chosen camera angle, two hidden zones were present in plane A , since the spherical caps blocked the near bed-region. The PIV fields were centered between the fourth row and the fifth row of spherical caps, where the flow is assumed to be developed inside the canopy. The flow was seeded with $10\text{ }\mu\text{m}$ Dantec glass spheres and illuminated by a vertical longitudinal laser-sheet generated by a $2 \times 30\text{ mJ}$ Nd : Yag Quantel Twins Ultra laser and introduced via a set of mirrors from above. The sheet penetrated the free surface through a very slender glass window skimming the water surface in order to reduce laser-sheet fluctuations below and at the same time to minimize flow disturbance. To assure statistical convergence of the measurements, 5000 statistically independent instantaneous velocity fields were recorded at $f = 3\text{ Hz}$ for each case. The velocity fields were computed via an in-house software (CPIV-IMFT), with 16×16 pixels interrogation boxes, the resolution of the images being 1 pixel per 0.024 mm .

TABLE 3.1 – Experimental conditions

name	$P(\%)$	$k(m)$	λ_f	λ_p	$Q(Ls^{-1})$	$U_b(cm/s)$	Fr	$Re_D(\times 10^3)$	Re_k
P0Q14	0	0	0	0	13.7	22.4	0.202	27.7	-
P20Q14	20	0.004	0.032	0.22	13.7	22.4	0.204	27.7	489
P40Q14	40	0.008	0.088	0.40	13.7	22.4	0.206	27.7	1027
P60Q14	60	0.012	0.16	0.52	13.7	22.4	0.210	27.7	1449
P80Q14	80	0.016	0.23	0.60	13.7	22.4	0.213	27.7	2191
P0Q9	0	0	0	0	9.2	15.0	0.136	18.6	-
P20Q9	20	0.004	0.032	0.22	9.2	15.0	0.137	18.6	345
P40Q9	40	0.008	0.088	0.40	9.2	15.0	0.138	18.6	685
P60Q9	60	0.012	0.16	0.52	9.2	15.0	0.141	18.6	1157
P80Q9	80	0.016	0.23	0.60	9.2	15.0	0.143	18.6	1427
P0Q7	0	0	0	0	6.6	10.8	0.097	13.3	-
P20Q7	20	0.004	0.032	0.22	6.6	10.8	0.098	13.3	253
P40Q7	40	0.008	0.088	0.40	6.6	10.8	0.099	13.3	481
P60Q7	60	0.012	0.16	0.52	6.6	10.8	0.101	13.3	834
P80Q7	80	0.016	0.23	0.60	6.6	10.8	0.102	13.3	993

The bulk velocity is defined as $U_b = Q/BD$, where B is the total width of the flume and Q the water discharge. Three discharges are investigated, $Q = [6.6, 9.2, 13.7] Ls^{-1}$, for each of the five protrusion levels $P = [0, 20, 40, 60, 80]\%$, see Table 3.1. Two Reynolds numbers can be defined :

$$Re_D = U_b D / \nu, \quad (3.3)$$

$$Re_k = U_k k / \nu, \quad (3.4)$$

where U_k is double-averaged longitudinal velocity at the spherical caps' top ($z = k$).

3.3 Flow structure

3.3.1 Time-averaged flow fields

Figure 3.2 shows the time-averaged longitudinal and vertical velocity fields respectively, with superposed streamlines in the canopy, for all levels of protrusion $P = [0, 20, 40, 80]\%$. For $P = 20\%$, a recirculation is created in the wake of the spherical cap. This recirculation bubble being shorter than the distance between two spherical caps, the spherical caps are fully exposed to the flow. For $P = 40, 60, 80\%$, the reattachment point of the recirculation is on the downstream spherical cap's surface. The reattachment position relative to the crest for $P \geq 40\%$ is not dependent on the protrusion, implying that the portion of the spherical caps exposed to the outer flow is independent of the protrusion. It also appears that the magnitude of the mean vertical velocity between spherical caps depends on the distance at the base between spherical caps, the mean vertical velocity being minimum for $P = 20\%$ where the recirculation bubble is not limited by the next spherical cap. For urban canopies, Grimmond et Oke (1999) suggested to delimit three regimes depending on the level of interaction of the roughness elements with the flow. For $\lambda_p < 0.15$ (where frontal and plane area densities are defined as $\lambda_f = nS_f/S$ and $\lambda_p = nS_p/S$, respectively, with n the number of roughness elements of frontal area S_f and plane area S_p covering the surface S), the interaction between each roughness element and the flow is strong as the roughness elements are fully exposed to the flow and act as wake generators. For $0.15 < \lambda_p < 0.35$, referred to as the wake-interference flow regime, the sheltering effect between the roughness elements becomes strong, and the momentum exchange between the roughness

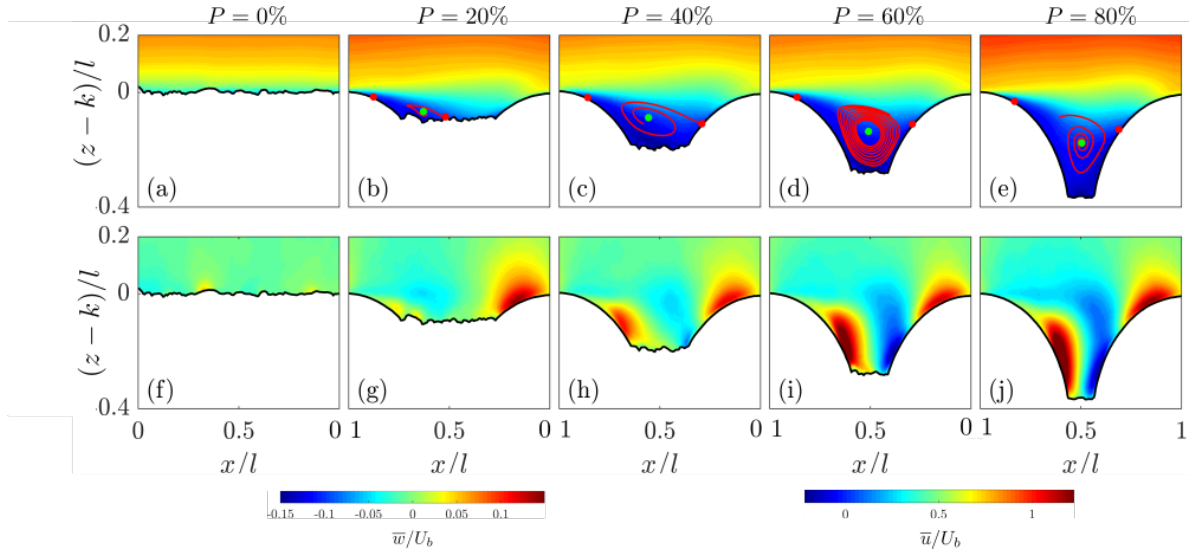


FIGURE 3.2 – Mean velocity fields for $Re_D = 27700$ (experiments PXXQ14) in plane C for all five protrusion levels including $P=0\%$. The red dots show the position of the separation and reattachment points, and the green dots show the position of the center of the vortex.

elements and the flow weakens. Finally, for $\lambda_p > 0.35$, referred as the skimming flow regime, a stable vortex forms and the interaction between the roughness elements and the outer flow diminishes further.

The plane area density λ_p calculated for the patches in the present study for the different protrusions P are 0.22, 0.40, 0.52 and 0.60 for, respectively, $P = 20\%$, 40% , 60% and $P = 80\%$ (see Table 3.1). Here, for $P = 20\%$, the flow topology strongly suggests that the wake interference flow regime has not been reached, even if the value of λ_p is larger than 0.15. With our bed of spherical caps, the first transition proposed by Grimmond et Oke (1999) occurs for a protrusion between $P = 20\%$ and $P = 40\%$, for a value of λ_p between 0.22 and 0.40.

Figure 3.3 shows the local shear stress $\tau_{xz}|_{local} = \mu(\partial\bar{u}/\partial z) - \rho_f \overline{u'w'}$ in planes C and A for all levels of protrusion $P = [0,20,40,60,80]\%$. For the no-protrusion case $P = 0\%$, the inhomogeneities in the Reynolds shear stress reflect still-limited time-convergence of the measurements (see next subsection). When the caps are present, the main contribution to the total shear stress in plane C is the turbulent mixing layer generated downstream the top of the cap. For $P = 20\%$, this turbulent mixing layer impacts the sediment bed. It corresponds to the reattachment point located on the sediment bed identified in the mean velocity fields. For larger protrusions, $P \geq 40\%$, the vertical turbulent mixing layer cannot penetrate the canopy anymore and impacts on the next spherical cap. The upper part of the mixing layer develops similarly for all the protrusion levels investigated, supporting the hypothesis that the form-induced sublayer is not strongly modified with protrusion. However, the lower part of the mixing layer develops fully only for $P \geq 40\%$. For $P = 20\%$, the impact on the sediment bed limits its growth.

3.3.2 Double-averaged velocities and spatially-averaged turbulent stresses

In the framework of the double-averaging methodology (Nikora et al., 2001), all time-averaged quantities are decomposed into a time- and spatially-averaged component $\langle \bar{\psi} \rangle$ and a dispersive component $\tilde{\psi}$, defined as : $\bar{\psi} = \langle \bar{\psi} \rangle + \tilde{\psi}$, where the spatial averaging is performed in the horizontal directions, on the elementary periodic pattern if the roughness distribution is periodic (or on a horizontal domain large enough to achieve spatial convergence).

From here, double-averaged quantities are estimated by averaging at the same level z available measurements in planes A and C between two caps' crests (when caps are present), or by averaging along the longitudinal direction in plane C for the no-protrusion case.

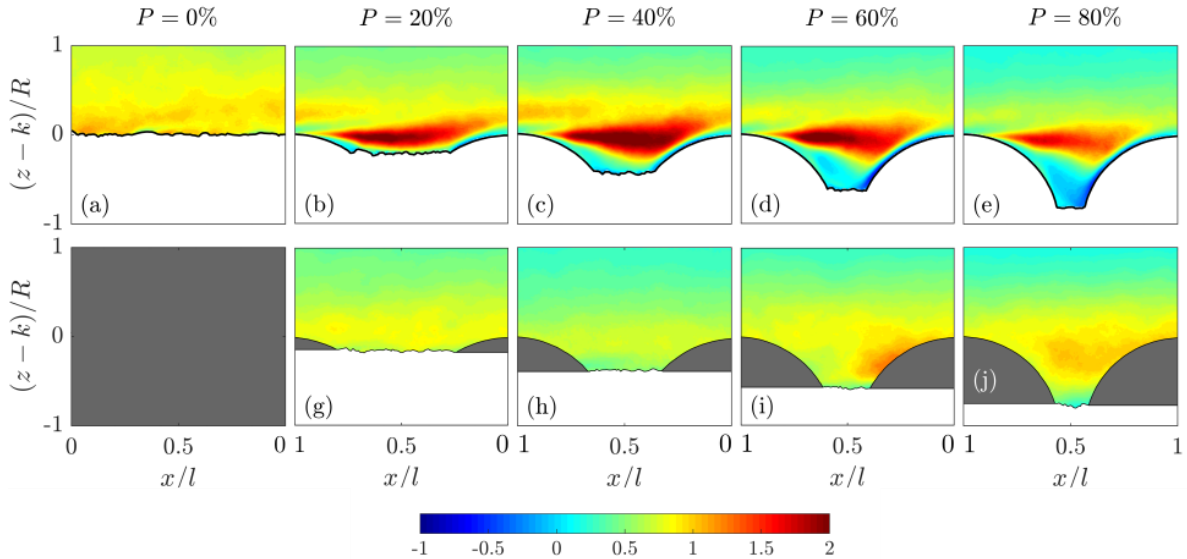


FIGURE 3.3 – Local shear stress $\tau_{xz}|_{local} / \rho_f u_*^2$ for $Re_D = 27700$ for the different protrusion levels. (a-e) measurements in plane C. (g-j) measurements in plane A. Grey areas are hidden regions.

Vertical profiles of the double-averaged longitudinal velocity $\langle \bar{u} \rangle$ are plotted in Figures 3.4(a-e) for the five different protrusion levels and the three different Reynolds numbers. The presence of the low velocity canopy flow below $z < k$ and the associated inflection point near $z = k$ can easily be identified.

In the double-averaged momentum equations, a crucial term is the total shear-stress τ_{xz} at level z which is given by :

$$\tau_{xz} = -\rho_f \langle \bar{u}' w' \rangle - \rho_f \langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle + \mu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z}, \quad (3.5)$$

where the three terms on the right side are, respectively, the spatially-averaged Reynolds stress, the dispersive stress (or form-induced stress) and the double-averaged viscous stress.

Vertical profiles of the total shear stress τ_{xz} are plotted in Figures 3.5(a-e) for different protrusion levels. For $P = 0\%$, see Figure 3.5(a), the profile is linear as expected for a gravity driven two-dimensional boundary layer. Also for $P = 0\%$, τ_{xz} approaches zero at $z/D = 0.4$ indicating the top of the boundary layer and showing that the boundary layer developing on the sediment is not fully developed.

Once the spherical caps are protruding, the linearity of the total shear stress slope is broken and below the break the slope is higher than above. The total stress reaches maximum value near the top of the spherical caps. Below, it decreases, gradually reduced by the form and viscous drag induced by the caps, present in the double-averaged momentum equations inside the canopy (Pokrajac et al., 2006). The presence of the patch of caps leads to the development of a new boundary layer inside the boundary layer generated by the sediment bed upstream. The upper limit of this new boundary layer growing inside the sediment bed boundary layer corresponds to the slope change in the profiles of the total shear stress in Figures 3.5(b-e).

The height of the boundary layer developing on the patch was quantitatively determined using two approaches. A first estimation, noted δ_{extrap} was obtained by extrapolating the lower slope (for $z > k$) of the total shear stress profile to $\tau_{xz} = 0$. A second estimation, noted δ_{IBL} , was obtained by defining δ_{IBL} as the altitude of the slope change in the profiles of the total shear stress. This second approach is close to the approach of Cheng et Castro (2002) who studied the development of an internal boundary layer in a pre-existing boundary layer. Boundary layer heights are given in Table 3.2, normalized by the height k of the spherical caps. For completeness,

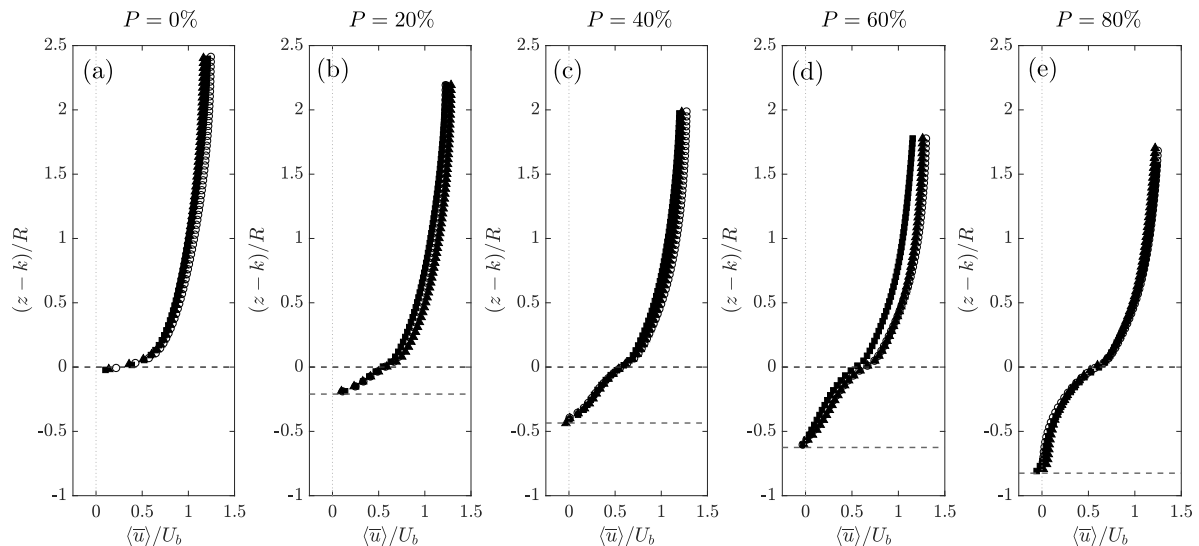


FIGURE 3.4 – Vertical profiles of double-averaged longitudinal velocity $\langle \bar{u} \rangle$ for $Re_D = 27700$ (black square), $Re_D = 18600$ (empty circles) and $Re_D = 13300$ (black triangle). The horizontal dashed lines show the height of the spherical caps and the mean altitude of the glued sediment.

the prediction for the equilibrium layer thickness proposed by Cheng et Castro (2002) was also computed, noted $\delta_{10\%}$ (using equation P10 on Figure 10 of Cheng et Castro (2002)) by adding the displacement height d before normalizing with k .

3.3.3 Logarithmic law and roughness sublayer

The friction velocity u_* scaling the turbulence above the canopy is determined by extrapolating the total shear-stress profile to the top of the spherical caps ($z = k$) (Pokrajac et al., 2006; Rouzes et al., 2018). The roughness height k_s and the displacement height d are then determined by fitting a logarithmic law on the vertical profiles of the double-averaged longitudinal velocity of Figure 3.4, considering only the region above the spherical caps ($z > k$), and following the constant κ method of Rouzes et al. (2018) with $\kappa = 0.41$. The values of the log-law parameters u_* , d and k_s for the investigated regimes are given in Table 3.2, along with the lower and upper limits of the log-law fitting as defined and discussed in Rouzes et al. (2018).

The roughness sublayer for a turbulent flow over a rough bed is defined as the layer where the roughness elements induce mean-flow spatial heterogeneities. Following Florens et al. (2013) and Rouzes et al. (2018), the top of the roughness sublayer, noted h_{RS} is defined as the height where the non-dimensional spatial standard-deviation $2D_s(\bar{\psi}(z))/\langle \bar{\psi}(z) \rangle$ was equal to 5%. In order to remove the contribution of the time-convergence error, Florens et al. (2013) showed that a good estimate of the spatial dispersion of a time-averaged quantity is given by :

$$2D_s(\bar{\psi}(z)) = 2D_t(\bar{\psi}(z)) - \epsilon_{\bar{\psi}}, \quad (3.6)$$

where $D_t(\bar{\psi}(z)) = \sqrt{\langle \tilde{\psi}^2(z) \rangle}$ is the total spatial dispersion based on the double-average decomposition, and $\epsilon_{\bar{\psi}}$ is the time-convergence error of the turbulent quantities due to the finite number of independent sample used in the time-averaging. The time-convergence errors are estimated using the confidence intervals of the mean and variance of the velocity signals and the estimated number of independent samples.

In the present study, the top of the roughness sublayer h_{RS} is given by the total spatial dispersion of the longitudinal mean velocity component. The corresponding values for the different protrusion levels are given in Table 3.2.

TABLE 3.2 – Boundary layer parameters for all regimes. δ_{IBL} is the top of the internal boundary layer identified here as the altitude of the slope change for the Reynolds stress. δ_{extrap} is the altitude where the linear extrapolation of the Reynolds stress reaches zero. ($\delta_{10\%}$ is the thickness of the equilibrium layer predicted by Cheng et Castro (2002) using his equation P_{10} on his Figure 10. The fitted logarithmic parameters are d , k_s as well as the lower and upper bounds z_m and z_M obtained by minimizing the slope error with initially 5 points, following the approach of Rouzes et al. (2018). z_m^ϵ and z_M^ϵ are the lower and upper bounds of the logarithmic law using a spatial convergence error estimate $\epsilon_{(\bar{u})}$ with 95% confidence. h_{RS} is the roughness sublayer heights computed from the spatial standard deviation of the mean and turbulence statistics as in Florens et al. (2013) and Rouzes et al. (2018).

name	$P(\%)$	k (m)	δ_{IBL}/k	δ_{extrap}/k	d/k	k_s/k	h_{RS}/k	z_m/k	z_M/k	z_m^ϵ/k	z_M^ϵ/k	$(\delta_{10\%} + d)/k$
P0Q14	0	0.0022	25.1	25.1	-0.24	1.14	0.50	1.11	2.07	0.67	3.38	6.2
P20Q14	20	0.0040	4.5	8.8	0.30	1.44	2.08	1.60	1.84	1.36	2.36	2.0
P40Q14	40	0.0080	2.8	4.2	0.64	1.02	2.75	1.36	1.46	1.22	1.75	1.6
P60Q14	60	0.0120	2.4	3.2	0.71	0.87	1.33	1.20	1.28	1.12	1.43	1.4
P80Q14	80	0.0160	1.9	2.4	0.74	0.86	1.69	1.12	1.17	1.08	1.28	1.4
P0Q9	0	0.0022	19.9	19.9	-0.05	1.30	0.64	3.25	3.60	2.56	4.65	6.9
P20Q9	20	0.0040	4.5	7.5	0.36	1.27	2.43	1.67	2.01	1.43	2.49	1.9
P40Q9	40	0.0080	2.8	3.9	0.65	1.06	2.38	1.39	1.53	1.22	1.82	1.7
P60Q9	60	0.0120	2.4	2.9	0.71	0.73	1.33	1.21	1.31	1.15	1.45	1.5
P80Q9	80	0.0160	1.9	2.3	0.78	0.74	1.63	1.15	1.22	1.10	1.33	1.4
P0Q7	0	0.0022	21.8	21.8	0.04	0.83	0.55	3.51	4.04	2.47	5.87	5.5
P20Q7	20	0.0040	4.5	7.2	0.38	1.27	3.75	1.72	1.96	1.43	2.58	2.1
P40Q7	40	0.0080	2.9	3.8	0.67	1.03	3.00	1.47	1.59	1.28	1.93	1.7
P60Q7	60	0.0120	2.3	2.8	0.74	0.56	1.42	1.23	1.32	1.15	1.47	1.4
P80Q7	80	0.0160	1.9	2.3	0.77	0.71	1.25	1.17	1.23	1.11	1.33	1.4

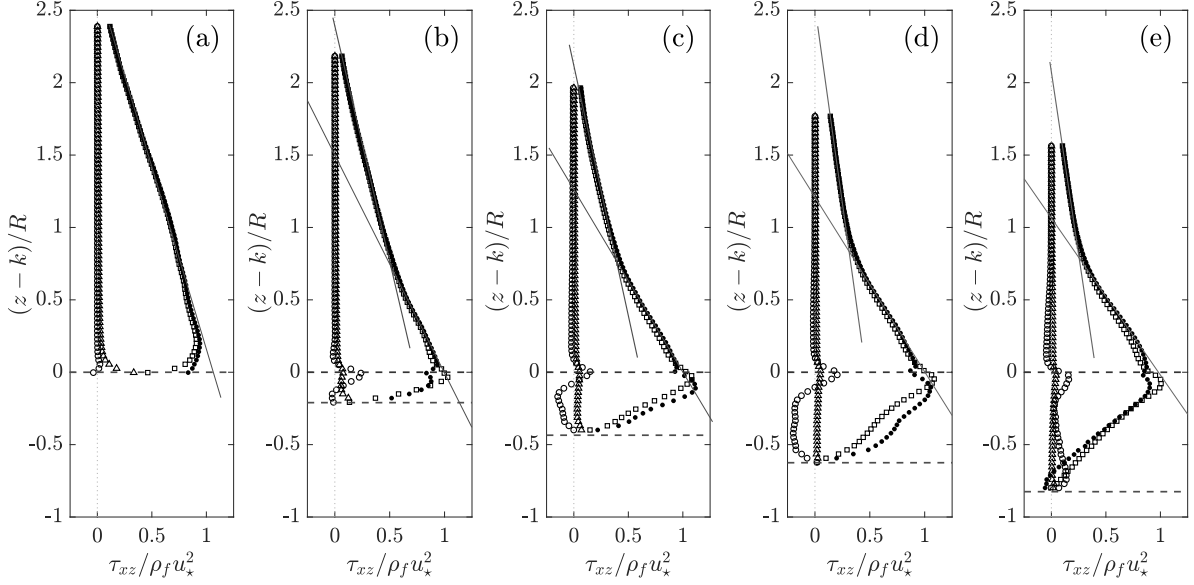


FIGURE 3.5 – Vertical profiles of total shear stress τ_{xz} (black circle), Reynolds shear stress $-\rho_f \langle u'w' \rangle$ (square), viscous shear stress $\mu \langle \partial \bar{u} / \partial z \rangle$ (triangle) and dispersive shear stress $-\rho_f \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ (white circle), for $Re_D = 27700$. The horizontal dashed lines show the height of the spherical cap and the mean altitude of the glued sediment.

The no-protrusion case $P = 0\%$ deserves special attention in the determination of the roughness sublayer. The reason is that in flows with emerging caps, two roughness sublayers coexist : one at the caps' scale, and the other at the sediment particle scale. In the next subsection, spatial variations of the mean flow and turbulence quantities inside the cap's roughness sublayer will be investigated, and must be distinguished from the spatial variations of these quantities inside the particle's roughness sublayer.

For $P = 0\%$, the total spatial dispersions $2D_t$ and the time convergence errors $\epsilon_{\bar{\psi}}$ are presented on Figure 3.6(a-d), for the relevant quantities, i.e., the longitudinal velocity \bar{u} , the Reynolds shear stress $-\overline{u'w'}$ and the streamwise and vertical normal stresses $\overline{u'^2}$ and $\overline{w'^2}$. As explained in Florens et al. (2013), the total spatial dispersion $2D_t$ tends toward the value of the time-convergence error at some level above the bed. The spatial dispersion $2D_s$ is also presented on Figures 3.6(e-h), showing that $2D_s$ now tends toward zero at some level above the bed, in agreement with the concept of a roughness sublayer.

For the sediment bed, the top of the roughness sublayer based upon the longitudinal mean velocity, h_{RS} , is roughly equal to $d_{50}/2$ (see Table 3.2). However, dispersion remains higher for other quantities, as already observed by Florens et al. (2013). By choosing a reference altitude at $z = d_{50}$, the spatial dispersion $2D_s$ is at that level below 5% for \bar{u} , $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, and below 10% for $-\overline{u'w'}$. Therefore, an altitude of $z = d_{50}$ above the sediment bed appears as a good compromise between the requirements of being out of the sediment bed roughness sublayer and still remaining close enough to the bed to quantify the local forcing on the particles. This altitude will be used to calculate flow quantities near the bed in the presence of protrusions in the next section.

3.3.4 Effect of patch protrusion on the vertical structure of the turbulent boundary-layer

In Table 3.2, the relative submergence of the roughness elements inside the developing boundary layer is very high for the no-protrusion case $P = 0\%$ with δ_{extrap}/k in the range [19.9,25.1] for the three Reynolds numbers investigated. As the caps protrude above the sediment bed, the relative submergence decreases and drops to values as low as 1.9 for $P = 80\%$ using δ_{IBL} as the boundary-layer thickness. For a very similar canopy of cubes with roughly the same frontal

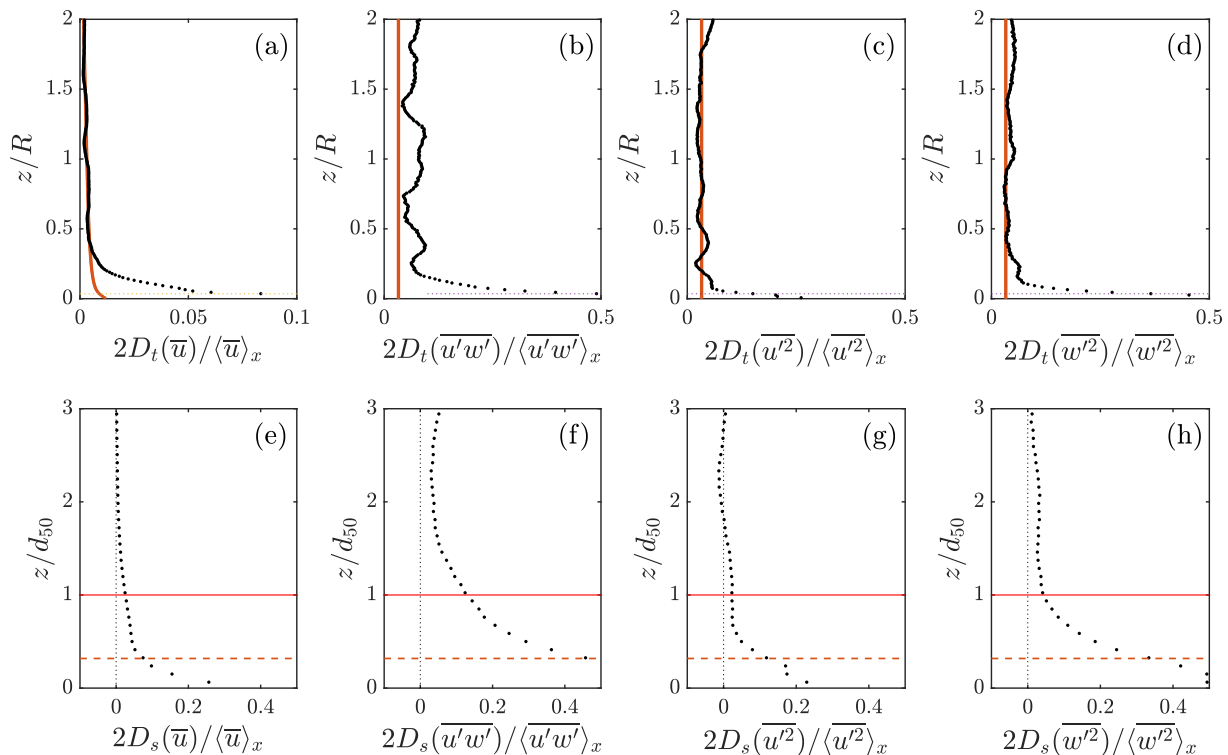


FIGURE 3.6 – (a-d) Total spatial dispersion $2D_t$ (black dots) and time-convergence ϵ_{ψ} (red line), estimated here with a 95% confidence on the estimation on the means and variances. The dotted horizontal line shows the altitude of the highest grain top. (e-h) : Spatial dispersion $2D_s$. The red line represents $z = d_{50}$ and the dotted horizontal line shows the altitude of the highest grain top.

density, Rouzes et al. (2018) already showed that the logarithmic law could still be applied even at such low D/k (they investigated D/k down to 1.5), with a log law present deep inside the roughness sublayer. Here, logarithmic laws are also found, located very close to the cap's top, deep inside the roughness sublayer. Moreover, for confined flows with $P \geq 40\%$, the top of the logarithmic law is in very good accordance with the thickness of the equilibrium layer predicted by Cheng et Castro (2002), and slightly smaller for the less confined flow at $P = 20\%$.

The evolution of $k_s^+ = k_s u_* / \nu$ with the protrusion P is plotted in Figure 3.7(a). For the three Reynolds numbers investigated and for $P = 0\%$, $5 < k_s^+ < 70$, showing that the bed is not hydraulically rough for the no-protrusion case. For $P = 20\%$, the bed becomes hydraulically rough (i.e. $k_s^+ > 70$) for $Re_D = 27700$ but stays in the transitional regime for smaller Reynolds numbers. For greater protrusion levels of the patch, the bed becomes hydraulically rough for all the Reynolds numbers investigated.

The evolution of k_s with the protrusion P is plotted in Figure 3.7(b). For hydraulically rough turbulent boundary layers, k_s is expected to be independent of the Reynolds number if the flow topology inside the roughness sublayer also remains the same. This is verified for $P = 20\%$ and $P = 40\%$, but not for $P = 60\%$ and $P = 80\%$. In Rouzes et al. (2018), a dependence of k_s with the relative submergence D/k is observed, but all estimations of the relative submergence in Table 3.2 (i.e., δ_{IBL}/k and δ_{extrap}/k) are almost Reynolds independent for a fixed value of P and cannot be responsible for the different values of k_s . Only a slight change of the flow topology in the roughness sublayer could explain this Reynolds dependence. The flows around slender objects like spherical caps are more subject to such dependence than roughness elements with sharp edges like cubes or prisms. However, the Reynolds dependence does not mask the very clear trend in Figure 3.7(b), where k_s/l increases linearly with the protrusion P .

As discussed in Rouzes et al. (2018), one of the difficulties with low relative-submergence

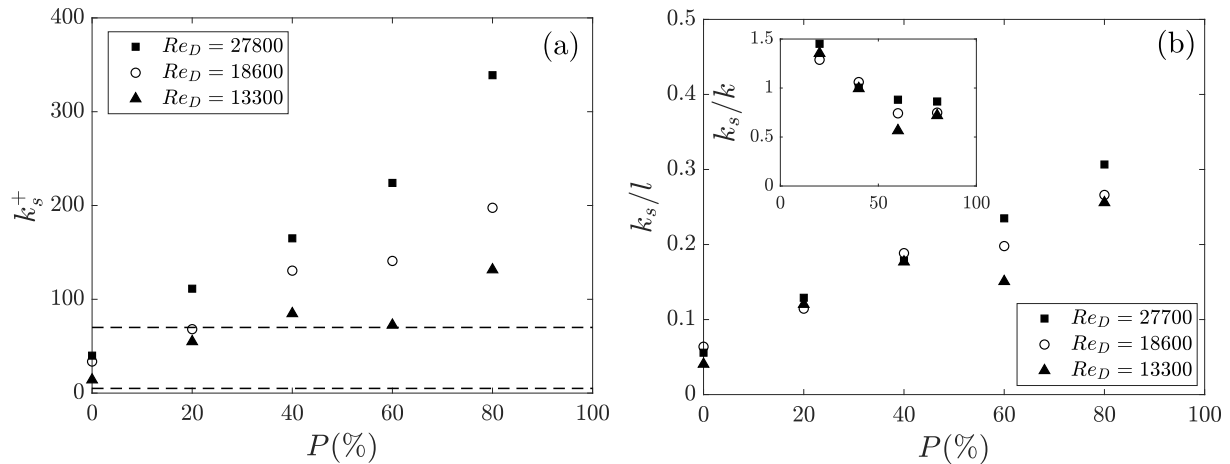


FIGURE 3.7 – (a) k_s^+ of the patch plotted against the protrusion P . Dashed lines delimit the hydraulically smooth, transitional and rough bed. (b) Equivalent sand roughness k_s normalized by the distance between roughness elements plotted against the protrusion P . The inset shows the evolution of k_s normalized by the height of the spherical caps k .

flows over rough beds is that the friction velocity used to fit the logarithmic law estimated at the canopy top is different from the one yielding the bed shear-stress τ_b which measures the flow resistance in vertically integrated models. This bed shear stress associated with the resistance of the bed (both spherical caps and sediment) is given by (Pokrajac et al., 2006) :

$$\tau_b = \rho_f u_*^2 \left(1 + \left(\frac{\int_0^k \phi(z) dz}{k} \right) \frac{k}{\delta_{extrap}} \right), \quad (3.7)$$

where $\phi(z)$ is the porosity, equal to 1 above the canopy, and lower than 1 inside the canopy. Profiles of $\phi(z)$ required to calculate τ_b depend of the protrusion P but are easily calculated.

The evolution of the bed shear stress τ_b normalized by the friction velocity $\rho_f u_*^2$ with P is plotted in Figure 3.8. The ratio $\tau_b/\rho_f u_*^2$ is seen to increase with P , reaching 1.3 for $P = 80\%$. In the experiments presented here, this relatively strong difference between τ_b and $\rho_f u_*^2$ results only from low relative-submergence flow conditions, with δ_{IBL}/k ratios as low as 1.9 for $P = 80\%$.

3.4 Near-bed hydrodynamics

3.4.1 Determining the local shear stress on the bed of grains

In this section, the sediment shear stress τ_s defined as the local shear stress acting on the bed of grains alone is determined, in order to compare it to the total shear stress τ_b acting on the whole rough bed. The term "local" is thus used here as "local at the scale of the spherical caps" by determining the sediment shear stress τ_s at the top of the roughness sublayer of the sediment (Nikora et al., 2001). Under this level, we showed in the previous section that the top of grains induce strong spatial inhomogeneity of the time-averaged quantities. As discussed in subsection 3.3.3 by analyzing Figure 3.6, it is then a good compromise to estimate these mean flow quantities at $z = d_{50}$.

More precisely, in the following, the local shear stress τ_s acting on the sediment bed is thus estimated by :

$$\tau_s \equiv \tau_{xz}|_{local}(z = d_{50}) = \mu \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|_{z=d_{50}} - \rho_f \left. (\overline{u'w'}) \right|_{z=d_{50}}. \quad (3.8)$$

Since all these quantities are estimated above the top of the sediment particle roughness sublayer, the dispersive stress can be neglected. When no spherical caps are present in the flume (i.e. for $P = 0\%$), the total shear stress acting on the sediment bed τ_s is noted by τ_{P0} .

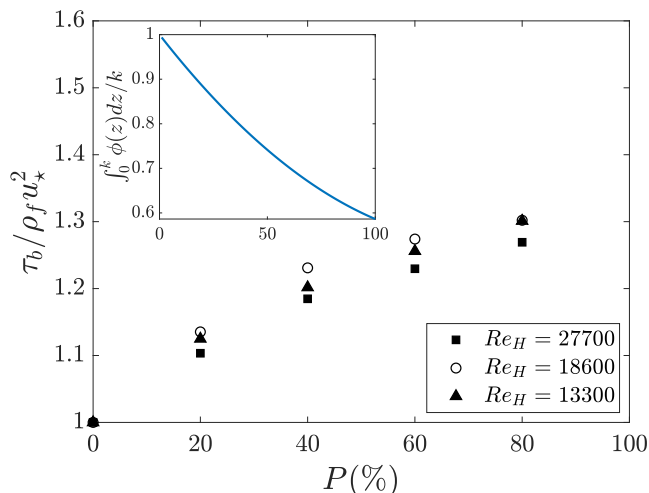


FIGURE 3.8 – Evolution of the ratio $\tau_b / \rho_f u_*^2$ with the protrusion P . The inset shows the evolution of the integrated porosity $\int_0^k \phi(z) dz / k$ with the protrusion P .

Estimating the sediment shear stress τ_s with the local shear stress at $z = d_{50}$ above the sediment bed might lead to some discrepancies since not extrapolated to the bottom of the grains. However, in the following, the local shear stress will be always compared to the value of the bed shear stress taken at $z = d_{50}$ without spherical caps, τ_{P0} to reveal the effect of the presence of spherical caps.

3.4.2 Spatial distribution of the sediment shear stress

Longitudinal profiles of the sediment shear stress in planes C and A , normalized by the total shear stress without spherical caps τ_{P0} , are plotted in Figure 3.9 for all protrusion levels P and Reynolds numbers. When $\tau_s / \tau_{P0} < 1$, the sediment is locally sheltered from strong shear stress due the presence of the spherical caps. On the contrary, if $\tau_s / \tau_{P0} > 1$, the sediment bed is locally exposed to an enhanced shear stress generated by the presence of the caps.

In plane A , the shear-stress distribution on the sediment bed is relatively uniform along the streamwise direction (see Figures 3.9(b, d, f)), and is enhanced ($\tau_s / \tau_{P0} > 1$) by the caps for all protrusions, with a maximal enhancement for $P = 60\%$, for which τ_s / τ_{P0} reaches 1.9 for $Re_D = 27700$ and 1.5 for $Re_D = 13300$. Similar enhanced shear stress has been observed between two side-by-side cylinders (Kim et al., 2014), in the lee-side of a row of cylinders (Sutton et McKenna Neuman, 2008a) or in an array of cylinders (Sutton et McKenna Neuman, 2008b). Kim et al. (2014) shows that when the distance between the two cylinders is smaller than 2.5 times the diameter of the cylinders, the two horseshoe vortices developing on each cylinder can interact and create strong shear stress between the roughness elements. For an array of cylinders, Sutton et McKenna Neuman (2008b) explain that this effect persists if more rows of cylinders are present and that the effect of compression and acceleration of the flow between roughness elements is added. Here, in the canopy, the same process occurs : even if the double-averaged longitudinal velocity is reduced by the drag of protruding caps, this global reduction hides an increase of the mean longitudinal velocity in plane A (which becomes a preferential path for the flow), enhancing the sediment shear stress.

In plane C , strong spatial variations of the bed shear-stress along the streamwise direction is observed in Figure 3.9(a, c, e), with zones of sheltering and zones of enhanced shear stress developing on the lee side of the roughness elements, for all protrusions investigated. The length of this protection area is very small for $P = 20\%$, but increases with P and leads to sediment exposed to reduced shear stress in the whole plane C for $P = 60\%$ and $P = 80\%$. Similar sheltering areas were observed in the lee of an isolated hemisphere by Dixen et al. (2013).

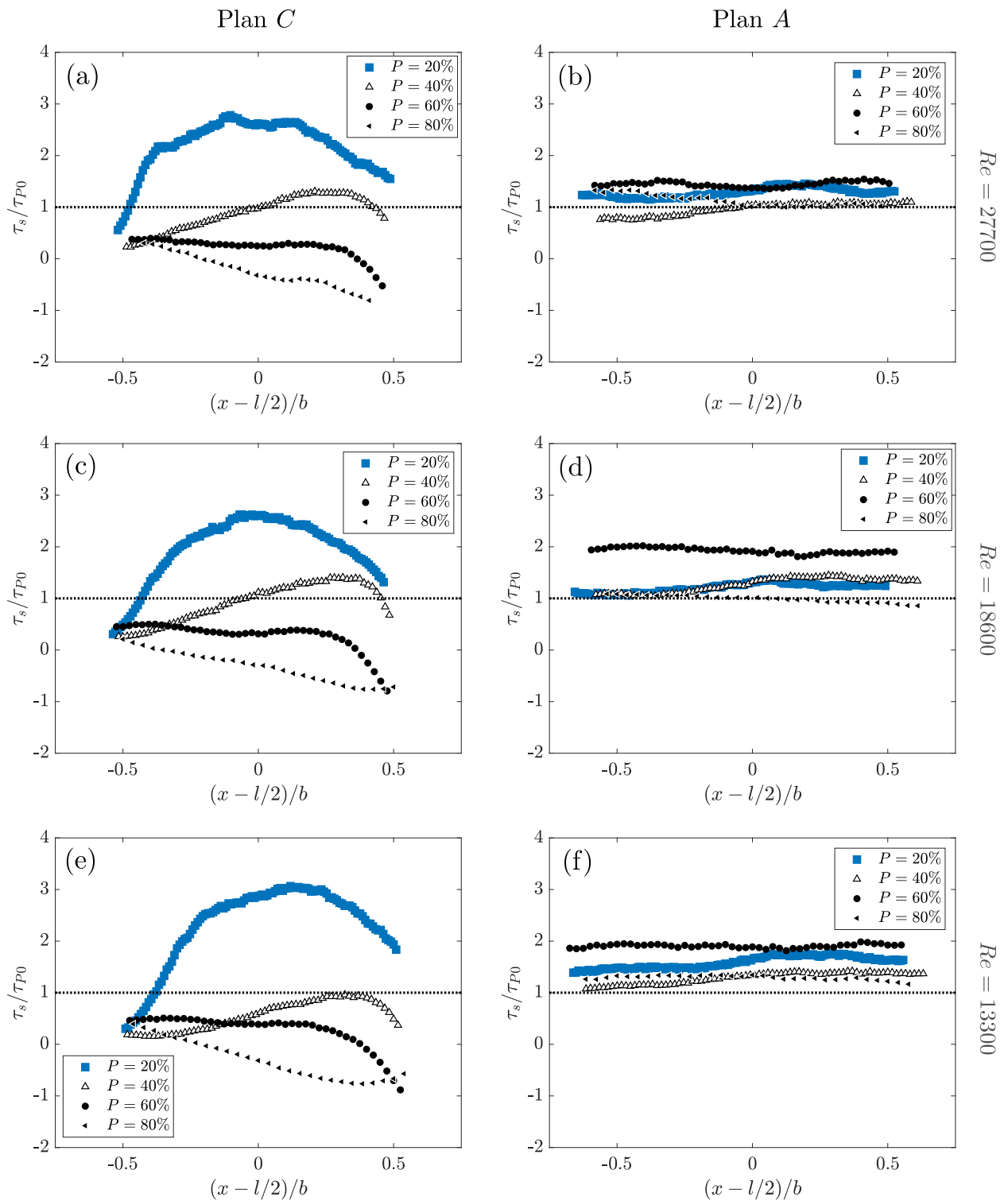


FIGURE 3.9 – Horizontal profiles of sediment shear stress τ_s between the roughness elements, normalized with the reference shear stress τ_{P0} (measured in the no-protrusion case $P = 0\%$) for all protrusion $P \geq 20\%$ for $Re_D = 27700$ in planes (a) C and (b) A , $Re_D = 18600$ in planes (c) C and (d) A , and $Re_D = 13300$ in planes (e) C and (f) A . The longitudinal position is normalized by the spacing b at the base of protruding cap.

For $P = 20\%$, an area of strongly enhanced sediment shear stress is observed near the center between the roughness elements, the sediment shear stress reaching a maximum value of τ_s/τ_{P0} of around 3.0 for the three Reynolds numbers investigated here. This strong enhancement is clearly associated with the impact on the sediment bed of the mixing layer generated at the top of the caps, as observed in Figure 3.3(b) and discussed in subsection 3.3.1. For $P = 40\%$, a short distance of slightly enhanced shear stress appears close to the right spherical cap but only for $Re_D = 27700$ (see Figure 3.9(a)), reaching a maximum value of $\tau_s/\tau_{P0} = 1.3$. For $Re_D = 13300$, this enhancement disappears, with a maximum value reaching the value without caps (see Figure 3.9(e)). The evolution of the horizontal profiles of sediment shear stress in plane C corresponds to the transition observed with P in Figures 3.2(a-e) and 3.3(a-e), where the attachment point of the recirculation and the mixing-layer impact location, initially on the sediment bed for $P = 20\%$, are found on the front side of the next cap for $P \geq 60\%$. The $P = 40\%$ protrusion is an intermediate flow regime between these two situations, with a mixing-layer growth which still allows some enhancement of the sediment shear stress.

3.4.3 Spatial distribution of the near-bed turbulence intensity

Sumer et al. (2003) showed how adding external near bed-turbulence to a flow can enhance grain entrainment. A way to take into account the level of turbulence for sediment transport is to define the sediment shear stress directly via the turbulent kinetic energy near the sediment bed k_{sb} . With this approach, a new estimate for the sediment shear stress, noted $\tau_{s,k}$ is given by :

$$\tau_{s,k} = \rho_f C k_{sb} = \frac{C}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right), \quad (3.9)$$

where C is a constant. This constant is often chosen with a value equal to $C = 0.19$ (Soulsby, 1983; Nezu et Nakagawa, 1993) which corresponds to the amplitude of the exponential fits of the turbulent kinetic energy profiles in turbulent boundary layers when non-dimensionalized by the friction velocity u_* .

Here, we do not have access to the transverse velocity fluctuations v' , so that we estimate the turbulent kinetic energy following the suggestion of Nezu et Nakagawa (1993) with :

$$k = \frac{1}{2} \frac{1}{0.72} \left(\overline{u'^2} + \overline{w'^2} \right). \quad (3.10)$$

It is then possible to determine the value of C from measurements without protrusion $P = 0\%$ at the level $z = d_{50}$ chosen to investigate the near-bed sediment flow conditions. Thus, C is given by :

$$C = \frac{\tau_{xz}(z = d_{50})}{\rho_f k(z = d_{50})} \quad \text{for} \quad P = 0\%. \quad (3.11)$$

For the three different Reynolds numbers, values of C were equal to 0.24, 0.25 and 0.26 for Re_D equal to 13300, 18600 and 27700, respectively. Therefore, a value of $C = 0.25$ was chosen in order to estimate the sediment shear stress $\tau_{s,k}$ from the kinetic turbulent energy measured at $z = d_{50}$ when the caps were protruding for $P \geq 20\%$.

Horizontal profiles of the sediment shear stress calculated with the near-bed turbulent kinetic energy have been plotted in Figures 3.10(a, b) in planes C and A , respectively. The shape of these profiles for $P = 20\%$ and $P = 40\%$ are very similar to the shape of the profiles of τ_s in the corresponding Figures 3.9(a, b). This indicates that for these flow regimes, both estimators reflect that the mixing layer impacts on sediment bed ($P = 20\%$) or the next cap's toe (for $P = 40\%$), enhancing the near-bed sediment shear stress in comparison with the no-protrusion case.

For $P \geq 60\%$, the two estimators give different, yet complementary information in plane C . In Figure 3.9(a), the sediment shear stress τ_s is low and becomes highly negative near the next cap's toe, in accordance with the downward motion of the recirculation there, suggesting

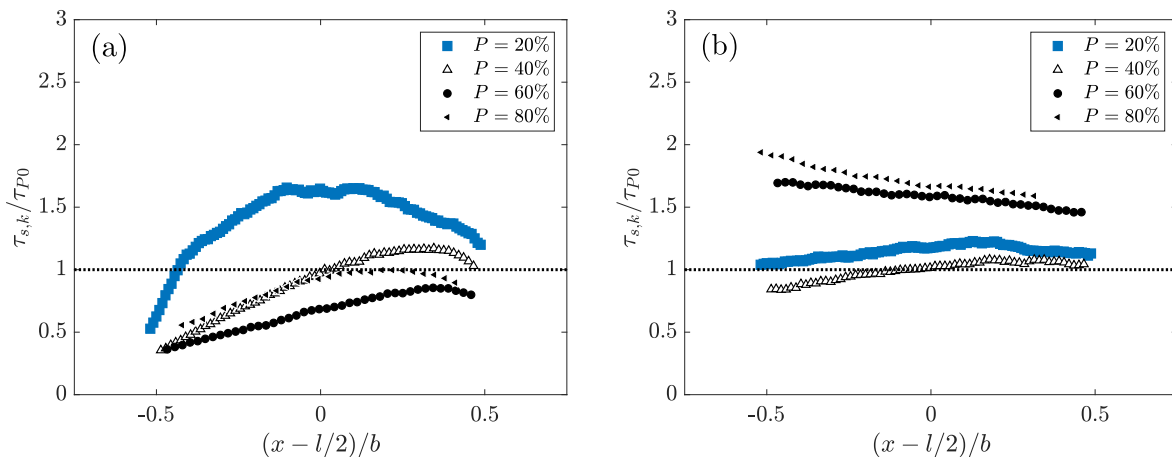


FIGURE 3.10 – Horizontal profiles of sediment shear stress $\tau_{s,k}$ estimated with the turbulent kinetic energy between the roughness elements, normalized with the reference shear stress τ_{P0} (measured in the no-protrusion case $P = 0\%$) for all protrusion $P \geq 20\%$ for $Re_D = 27700$ in (a) plane C and (b) plane A .

a sheltering effect, since grains will tend to move upstream in such a flow. In Figure 3.10(a), the sediment shear-stress $\tau_{s,k}$ remains high, with levels only slightly below the level in the no-protrusion case $P = 0\%$. This indicates that for $P \geq 60\%$, the instantaneous velocity fluctuations are still high enough in the wake of the caps to trigger grain motion, but that τ_s being negative, this motion would transport the grain upstream, towards more sheltered regions closer to the cap's lee-face.

3.4.4 Maximum near-bed sediment shear-stress

In their model for the prediction of the bed shear-stress between roughness elements, Raupach et al. (1993) uses two drag coefficients for the rough elements and the bed, noted respectively C_R and C_S , and defined as :

$$\tau_b(P = 0) = \rho_f C_S U_b^2 \text{ and } F = \rho_f C_R S_f U_k^2 \quad (3.12)$$

where U_k is the double-averaged velocity at the roughness elements' top and F is the drag force applied on one isolated surface-mounted roughness elements.

Using the measurements for $P = 0\%$ and the three different Reynolds numbers, C_S was estimated for the fixed sediment bed to be equal to 0.0050 ± 0.0007 . Values of C_R could not be inferred from measurements of the drag force F on an isolated spherical cap. Instead, it is chosen to assume that the drag coefficient of the spherical caps is not dependent on their protrusion level. A value $C_R = 0.3$ is thus chosen, as suggested by Raupach et al. (1993) for full hemispheres.

For comparison with the predictive model of Raupach et al. (1993), the maximum value τ_s'' of the sediment shear stress τ_s is extracted from the horizontal profiles of τ_s of Figure 3.9 in planes C and A for all protrusions and Reynolds numbers. Figure 3.11 shows the evolution of the maximum sediment shear stress value τ_s'' with P , normalized by the bed shear stress τ_b estimated with equation (3.7), along with predictions of the model of Raupach et al. (1993) using a constant value of C_R equal to 0.3 and three different values of the parameter m to predict the maximum shear stress.

In Figure 3.11, for $P = 0\%$, experimental values of τ_s''/τ_b are not strictly equal to unity. This is due to the time convergence error of the velocity measurements. Even at $z = d_{50}$, above the top of the sediment roughness sublayer, there is still spatial inhomogeneity in the streamwise

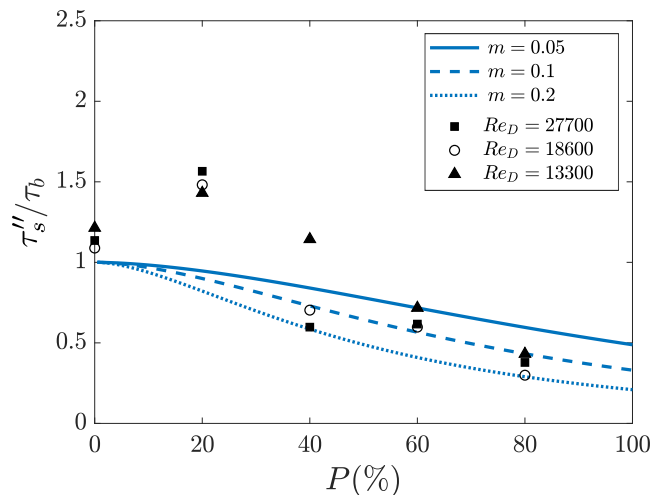


FIGURE 3.11 – Variation of the maximum value of the shear stress at $z = d_{50}$, normalized by the total bed shear stress. Here, Raupach et al. (1993) estimation of τ_s'' is calculated with $C_R = 0.3$ and $m = 0.05, 0.1$ and 0.2 .

direction in Figure 3.3(a), scaling mainly with the time convergence error of $\epsilon_{-u'w'}$ plotted in Figure 3.6(b).

For $P = 20\%$ though, the ratio τ_s''/τ_b clearly increases, confirming the enhancement of the near-bed sediment shear-stress when the caps begin to protrude from the sediment bed. It also shows that locally, the sediment shear-stress can be far larger than the bed shear stress τ_b (which is spatially averaged horizontally). For $P > 20\%$, the ratio τ_s''/τ_b decreases with P lower than unity. This trend is in accordance with the sheltering effect observed for high protrusions.

Raupach et al. (1993)'s model with $m = 0.1$ is found to give the best agreement with the measurements, in particular for $P \geq 40\%$. However, the model does not and cannot predict the initial jump of τ_s''/τ_b at $P = 20\%$ towards values close to 1.5.

3.5 Quadrant analysis

In order to quantify the nature of the events that might affect the sediment and control its transport, a quadrant analysis was performed.

3.5.1 Joint Probability Distribution Functions for the velocity fluctuations

In order to classify the events reaching the sediment bed for each instantaneous measurement field, a quadrant analysis is performed in a bed-parallel line at $z = d_{50}$ above the sediment. Joint Probability Functions (JPDFs) of the fluctuating velocities (u', w') in plane C are shown in Figures 3.12(a-e) for the different patches at $Re_D = 27700$. For $P = 0\%$, the histogram shows a strong presence of ejections (Q_2 with $u' < 0$ and $w' > 0$) and sweeps (Q_4 with $u' > 0$ and $w' < 0$) (Nolan et al., 2010). This reflects the presence of bursts classically observed above a rough bed (e.g. Sechet et le Guennec (1999)) with sweep events (Q_4) being found to be mainly responsible for sediment transport (Nelson et al., 1995). Once the spherical caps appear, the shape of the histogram is modified. For $P = 20\%$, the ellipse's angle increases. The probability of having sweep Q_4 events with great vertical fluctuating velocities therefore increases. If sediment were set into motion, it is reasonable to assume that the sediment rate would increase compared to the $P = 0\%$ case. This observation is in accordance with the increase of the maximum sediment shear stress observed for $P = 20\%$, which is due to a local increase of $-\overline{u'w'}$. For $P = 40\%$, the probability of having strong sweep events near the bed decreases and the ratio between the two joint PDF ellipse axes approaches unity, revealing that strong instantaneous events barely reach

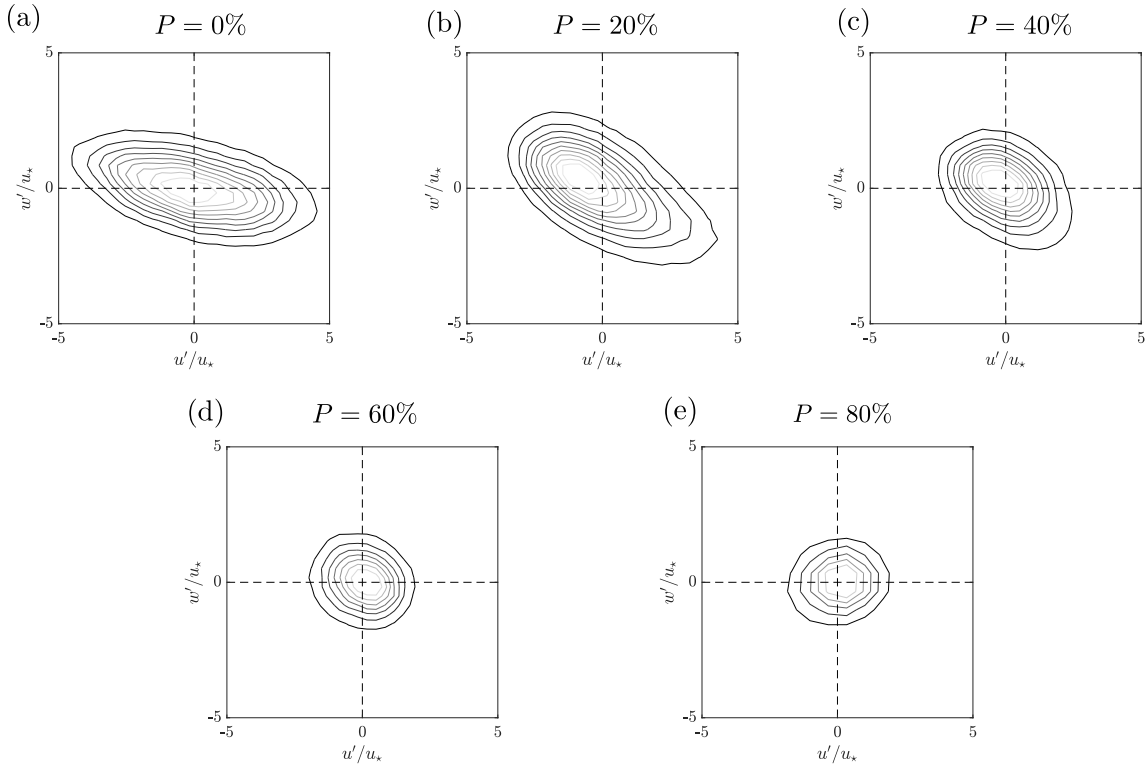


FIGURE 3.12 – Joint PDFs of the fluctuating velocities in a horizontal line at $z = d_{50}$ above the sediment bed in the plane C for $Re_D = 27700$.

the sediment bed anymore. Finally, at $P = 60\%$, the JPDP becomes essentially circular, i.e. the turbulence becomes nearly isotropic. Also, the fluctuating velocities decrease.

Figure 3.13 shows the joint PDFs at $z = d_{50}$ in plane A . It can be seen that the sweep events generation is less modified by increasing P than in plane C . For all P , the joint PDFs of the fluctuating velocities near the bed, although distorted, remain ellipsoidal with strong probabilities of ejections and sweeps. However, it appears that the number of these events is modified.

3.5.2 Space-averaged residual shear-stress

In order to understand which instantaneous events has the most influence on the near bed shear stress, and how their contributions to the total shear stress vary with the protrusion of the spherical caps, we use the residual shear stress introduced by Raupach (1981). Here, we define a space-averaged residual shear stress ΔS as :

$$\Delta S = \frac{|\langle \overline{u'w'_2} \rangle| - |\langle \overline{u'w'_4} \rangle|}{\langle \overline{u'w'} \rangle} \quad (3.13)$$

where $\overline{u'w'_2}$ and $\overline{u'w'_4}$ are the quadrant-selective time-averages of either Q_2 (ejections) or Q_4 (sweep) events, respectively.

Vertical profiles of the one-plane space-averaged residual shear stress (space-averaged in the plane along the x direction) for plane C are plotted in Figures 3.14(a-e) in black lines for all P . For $P = 0\%$, it appears that near the sediment bed, the sweeps and ejection events have an approximatively equal contribution to the total Reynolds shear stress, being in good agreement with Mignot et al. (2009). Above the top of highest grain, the residual shear stress is continuously increasing in the vertical direction (see Figure 3.14(a)), as a sign of the ejection

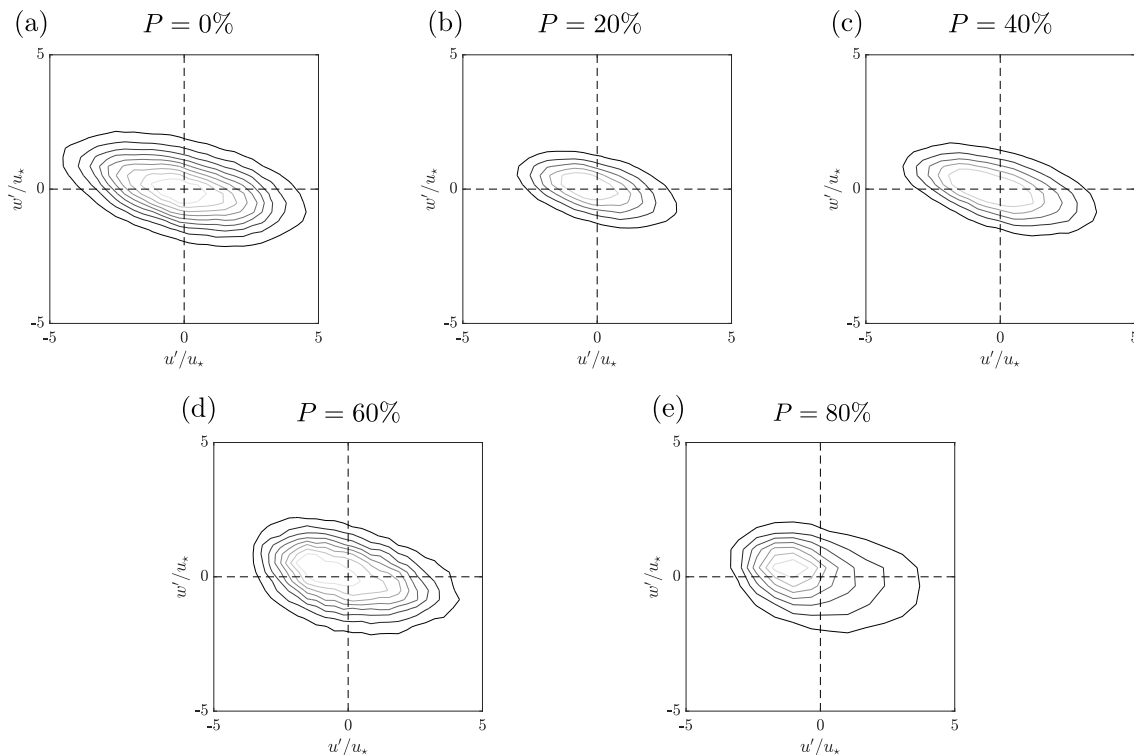


FIGURE 3.13 – Joint PDFs of the fluctuating velocities in a horizontal line at $z = d_{50}$ above the sediment bed in the plane A for $Re_D = 27700$.

events' contribution increasing compared to the sweep contribution, i.e. that strong Q_4 events are rarer further from the bed.

For $P \geq 20\%$, the residual shear stress profiles are strongly modified. For all $P \geq 20\%$, it appears that ejection events have a greater contribution to the total shear stress above the spherical caps top ($z > k$), and that sweep events have a greater contribution under the spherical caps top. This is in good agreement with the observation of Nezu et Sanjou (2008) in a vegetated canopy, who showed that at the inflection point of the double-averaged velocity profile, the shear instability generates ejection and sweeps events. These inflection points are easily seen located near the cap's top $z = k$ in Figure 3.4. Figure 3.14 shows that under this inflection point located near $z = k$, the sweeps are contributing more to the total Reynolds stress.

The main difference between the protrusion levels investigated here is the nature of events that reach the sediment bed, visible in the variation of the near-bed residual shear stress with P . For $P = 20\%$, the residual shear stress decreases towards a values close to -0.5 near the sediment bed, showing that the sweep events generated at the inflection point of the velocity profile still have a strong influence on the sediment shear stress. For $P = 40\%$, the residual shear stress reaches an almost constant value of around -0.2 in the canopy and is still as low as -0.4 near the sediment bed. For $P \geq 60\%$ though, the strong sweep events generated around the inflection point near the cap's top do not reach the sediment bed anymore, the decrease of the residual shear stress in the upper region of the canopy being erased by a return to values close to zero in the lower part, when approaching the sediment bed. To conclude, the contribution of Q_4 sweep events near the bed increases for small protrusion and decreases for greater protrusion.

Vertical profiles of the one-plane space-averaged residual shear stress (space-averaged in the plane along the x direction) for plane A are also plotted in Figure 3.14, in grey, for all P . In plane A , sweep events near the sediment bed remain important (negative values of the residual shear stress) for all P . This is consistent with the persistence of an elliptical shape in the joint PDFs of the velocity fluctuations near the bed.

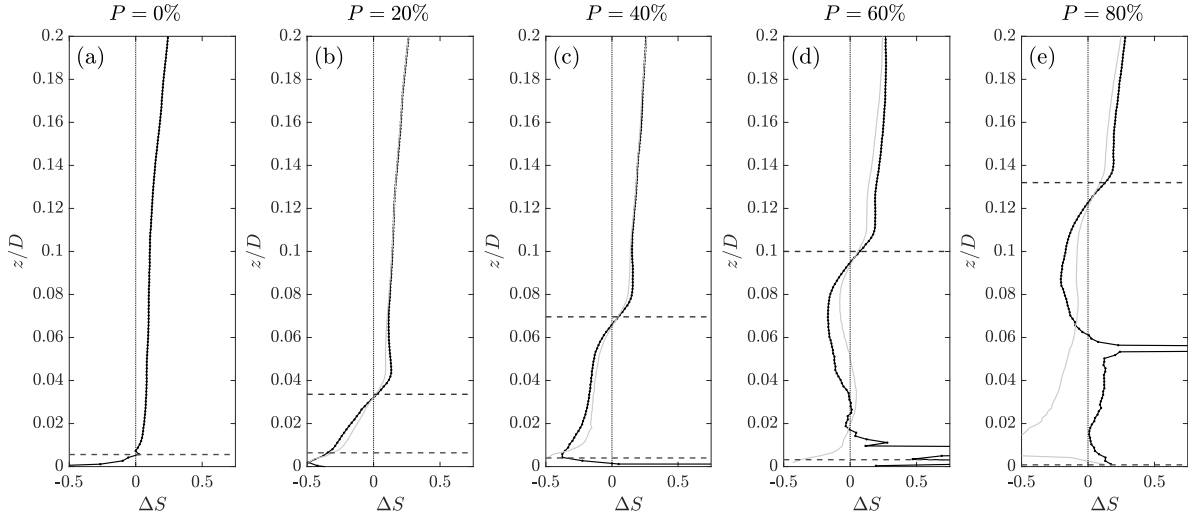


FIGURE 3.14 – Residual shear stress between sweeps and ejections double-averaged in the x direction in plane C (black dotted line) and in plane A (grey line) for $Re_D = 27700$. Dashed lines represent the top of the spherical caps and the top of the highest sediment grain.

3.5.3 Threshold-level dependence of the Reynolds stress

Extreme events are defined as instantaneous fluctuating velocities stronger than a multiple of the mean shear stress. These events, even if rare, are the ones that have the highest probability to set grains in motion. A quadrant hole analysis is therefore performed in order to investigate how extreme events reaching the sediment bed are modified with the protrusion of the spherical caps. In the literature, the quadrant hole analysis is usually performed by defining a threshold as a multiple H of the Reynolds stress taken locally at the analysis position, or as a multiple H of the Reynolds stress averaged in space at the analysis height.

In the current study, the goal is to investigate how events generated near the top of the hemispheres penetrate and reach the sediment bed. To this end, a threshold based on a multiple H_* of the friction velocity (defined at the top of the caps, and not at the analysis height as in the classical approach) is used. Following Mignot et al. (2009) notations, the contribution of one quadrant to the total Reynolds is then defined as :

$$RS_q^*(z, H_*) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \gamma_*(z, n) D_*(\gamma_*), \quad (3.14)$$

where

$$\gamma_*(z, n) = \frac{u'w'(z, n)}{u_*^2}, \quad (3.15)$$

$$D_*(\gamma_*) = \begin{cases} 1 & \text{for } |\gamma_*| \geq H_* \text{ and } \gamma_* \text{ in the quadrant } q. \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.16)$$

At $z = k$, the top of the hemispheres, the use of the classical hole threshold H or the friction velocity hole threshold H_* used here yield almost similar results. At $z = d_{50}$ for the near-bed analysis, the use of the friction velocity hole threshold H_* allows to determine more easily if the extreme events detected are those generated at $z = k$, by simply comparing the results at the two altitudes. Following the approach of Mignot et al. (2009), the quantities above are double-averaged in each plane along the streamwise direction x (one-plane double-averaging).

Figure 3.15(a) gives the evolution with P of the double-averaged Reynolds stress associated with each quadrant against the hole size H_* at the spherical cap's in plane C for $Re_D = 27700$.

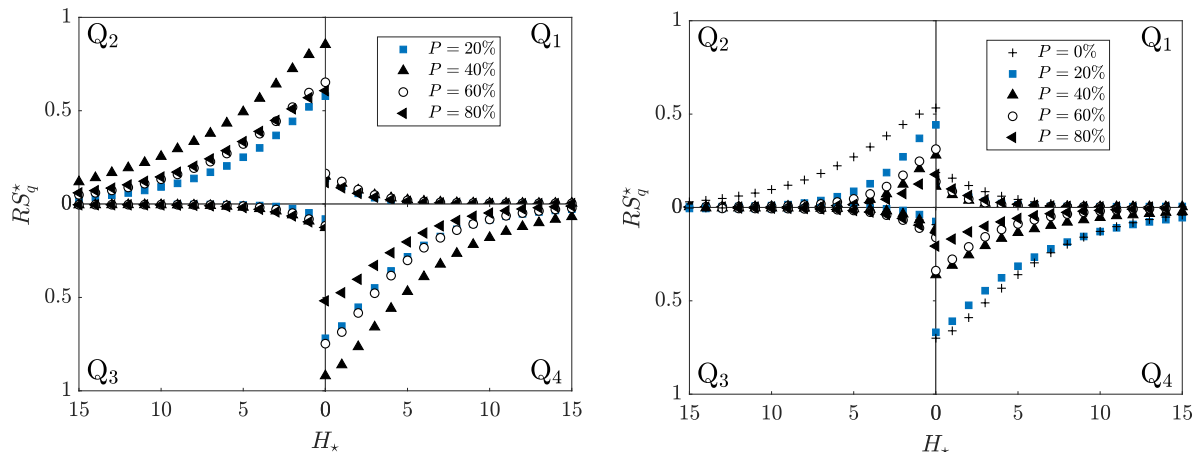


FIGURE 3.15 – Contribution of each quadrant to the total Reynolds stress plotted against the hole size for a hole based on a multiple H_* of the friction velocity and for $Re_D = 27700$ (a) at the spherical cap's top $z = k$ and (b) at $z = d_{50}$.

For all P , it appears that quadrants Q_2 and Q_4 still contribute to the total Reynolds stress for $H_* > 5$ while Q_1 and Q_3 do not contribute to the total Reynolds stress for $H_* > 5$. This observation has been already made in the outer flow over a rough bed by Raupach (1981). It reflects the fact that extreme events generated at the roughness elements top are mainly sweeps and ejections.

For the same plane and Reynolds number, Figure 3.15b shows the evolution of the double-averaged Reynolds stress associated with each quadrant against the hole size H_* now at $z = d_{50}$ near the sediment bed. For all P , it can be seen that for $H_* > 5$, the quadrants Q_1 and Q_3 do not contribute anymore to the total Reynolds stress as for $z = k$. One can also observe that the presence of strong Q_4 events near the bed is heavily dependent on the protrusion level of hemispheres. For $P \geq 40\%$, Q_4 approaches zero contribution to the total Reynolds stress for $H_* \approx 10$, while for $P = 20\%$, Q_4 events are measured up to $H_* = 15$.

For $P = 20\%$, the similarity of the Q_4 sweep events between Figures 3.15(a) and 3.15(b), both qualitatively and quantitatively, indicates that essentially all sweep events generated near the cap's top are reaching the sediment-bed, resulting in an increased probability to set the sediment in motion.

3.6 Discussion and conclusion

This experimental study has examined how the gradual protrusion of a patch of hemispheres from a fixed-sediment bed modifies the local hydrodynamics on the sediment bed, and therefore, the ability of the flow to increase or decrease the sediment entrainment.

Nickling et McKenna Neuman (1995) had observed that when the roughness elements start protrude above the fine sediment bed, the grain entrainment first increases, and then decreases when the roughness elements protrude more. Grams et Wilcock (2007) similarly observed that the entrainment rate of sediment was increased for protrusion levels of hemispheres in the range $0 < P(\%) < 50$. The present results show that two processes are responsible for these observations. First, as the protrusion starts, with $P \geq 0$, the emerging caps generate a vertical mixing layer which impacts the sediment bed downstream, which locally increases both the near-bed sediment shear-stress τ_s and the near-bed turbulence intensity. This enhancement for $P = 20\%$ is larger than the bed shear-stress τ_b which is the spatially averaged drag on the flume bottom including both the contributions of the cap's drag and the friction on the sediment bed. A quadrant analysis shows that this local enhancement consists of strong sweep events which are produced by the vertical mixing layer present near the emergent cap's top. Also, as the

hemisphere's protrusion increases, the hydraulic roughness k_s also increases, approximatively proportional to k , the cap's height. This increase of the hydraulic roughness of the bottom of the flume leads to a global increase of the friction, and therefore, of all relevant turbulence quantities (intensity, Reynolds shear-stress), for a flow generated at constant depth D and discharge Q . The two processes generate for low protrusion an increase of the transport ability of the flow.

The enhancement of the transport properties of the flow in the lee of the emerging caps only stops when the turbulence and sweep events generated by the caps do not reach the sediment bed. In our experiments with a square arrangement of close hemispheres, this protection of the sediment bed in the lee of the hemispheres is clearly reached for $P \geq 60\%$. For these high levels of protrusion, the sediment shear stress drops below the zero-protrusion level, and the turbulence near the sediment bed is essentially void of the sweep events generated near the hemisphere's top which are mostly responsible for grain movement. These processes are likely to explain the higher entrainment rate observed by Grams et Wilcock (2007) in the range $0 < P(\%) < 50$. The transition from the low protrusion flow regime with highly enhanced transport properties to the high protrusion flow regime with complete sheltering of the sediment in the lee of the protruding hemispheres occurs around $P = 40\%$.

Studies of sediment transport over a layer of immobile coarse aggregates have generally using a staggered configuration of hemispheres (Nickling et McKenna Neuman, 1995; Grams et Wilcock, 2007; Yager et al., 2007). Here, a square configuration was chosen to enable PIV measurements within the canopy. Clearly, this choice leads to the presence of preferential alleys for the flow (plane A), where the enhancement and sheltering effects discussed above are not observed. Indeed, in these alleys, for all protrusions up to $P = 80\%$, transport properties of the local flow conditions are enhanced by comparison with the no-protrusion flow. In staggered configurations, these alleys exist for low protrusions, but disappear for high protrusions, and the applicability of our experiments to other configurations must be discussed. For a square configuration, the separation distance in the transverse direction y between two alignments of cap's crests, noted l' , is the same as in the x direction, namely $l' = l$. Also, the separation distance between two alignments of caps in the transverse direction y , noted b' , depends on the protrusion according to $b' = l - 2R\sqrt{P(2-P)}$ so that the relative frontal area of the preferential alleys is $b'/l' = 1 - 2(R/l)\sqrt{P(2-P)}$. For a staggered configuration, l' is a bit lower than l , given by $l' = \sqrt{3}/2l$. Therefore, the relative frontal area of the preferential alleys is $b'/l' = 1 - 2(R/l)(4/\sqrt{3})\sqrt{P(2-P)}$. For $P = 20\%$ and $P = 40\%$, b'/l' is equal to 0.46 and 0.29, respectively, for the square configuration, and to 0.38 and 0.18, respectively, for the staggered configuration. For these low protrusions that correspond to the enhanced transport flow regimes, the preferential alleys are present in the two configurations, occupy roughly the same area fraction, and our results and conclusions are likely to hold for both. For $P = 60\%$, b'/l' is equal to 0.19 and 0.06 for the square and staggered configurations, respectively. For such levels of protrusion, the sheltering effect is effective in plane C along the cap's crests, and high values of the sediment shear stress are found only in the preferential alleys (plane A). However, in a staggered configuration, such preferential alleys would be about to disappear, with a very small contribution to the transport rate. Therefore, the results and conclusions for alley C are likely to hold even more strongly for a staggered configuration.

In experiments of supply-limited sediment bed erosion at constant discharge and water depth on a sediment bed covering non-erodable hemispheres, based on the present results one can expect that when the hemispheres begin to protrude, the transport rate increases, and the sediment bed elevation drops faster, until a final protrusion is reached for which the transport rate reaches values close to zero. This final protrusion depends on the initial transport rate value, but cannot be lower than the critical protrusion discussed in this paper, found around 40%, since for $P < 40\%$, the transport rate is necessarily enhanced in comparison with the initial condition. Moreover, for $P > 40\%$, the transport related quantities near the sediment bed decrease relatively quickly, so that the final protrusion is always close to the critical protrusion

for bed load transport initial conditions. This is why protrusions around 50% are often observed in the literature (in experiments without bedforms).

Although classical drag partition models are not able to reproduce the initial increase of sediment shear stress for low values of P and the transition to sheltering conditions for $P > 40\%$, they can still predict reasonably well the evolution of the maximum sediment shear stress for $P \geq 60\%$. Therefore, if such models cannot be tuned to predict transport rate during the intermediate stage where P evolves from 0% to around 50%, they can still give reasonable predictions of the final protrusion height (after calibration). New models need to be developed for the intermediate protrusions $0 < P < 50\%$ to predict the dynamics of the erosion.

Finally, in some bed erosion experiments with hemispheres where bed forms are evacuated from the flume, Trevisson (2016) observed that the erosion process exhibits two successive stages. In a first stage, erosion occurs at a fast rate, as explained above, then seems to stop with a protrusion around 50%. But in a second stage, erosion keeps on occurring, but at such a low rate that very long experiments are required. Sediment grains are put in motion sporadically by the near-bed turbulence, and find eventually a way to move in the downstream direction along the preferential array between cap's alignments, and are eventually evacuated at the end of the flume. This second stage can only be explained by the ability of the turbulence in the canopy flow to trigger a grain motion even if the sediment bed shear stress is below the classical threshold value (known only for simple boundary layer flows above uniform sediment beds). This mode of transport deserves further investigation.

Chapitre 4

Déstabilisation et morphodynamique d'un lit sédimentaire sur rugosités immobiles

Contents

4.1	Introduction	78
4.2	Dispositif et protocole expérimental	78
4.2.1	Dispositif expérimental et métrologie	78
4.2.2	Protocole expérimental	86
4.3	Résultats expérimentaux	87
4.3.1	Description phénoménologique de la déstabilisation du lit	87
4.3.2	Spécificité de la morphodynamique en écoulement non-uniforme	89
4.3.3	Caractérisation des motifs érodés inter-dunes	90
4.3.3.1	Dimension des motifs morphodynamiques	90
4.3.3.2	Évolution de la hauteur de grains dans les motifs érodés	93
4.3.3.3	Discussion sur les motifs érodés inter-dunes	96
4.3.4	Étude du régime de rides longitudinales	97
4.3.4.1	Rides longitudinales et instabilité transverse	97
4.3.4.2	Position des rides longitudinales	98
4.3.4.3	Érosion des sédiments sur les temps longs	99
4.4	Discussion et conclusion	104

4.1 Introduction

Les deux chapitres précédents nous ont permis d'expliciter l'effet de la présence de rugosités immobiles sur le transport à l'échelle des rugosités, pouvant mener soit à une amplification soit à une réduction du taux d'entraînement des grains, en fonction du découvrement des rugosités immobiles. Comme décrit dans le chapitre d'introduction, ces effets peuvent alors se répercuter sur les échelles supérieures du transport sédimentaire, en particulier sur la déstabilisation en motifs morphodynamiques qui régit le transport sédimentaire en rivière.

En effet, tant que les hémisphères sont recouverts par une couche de grains et cachés sous les dunes, ceux-ci n'ont pas d'influence sur la morphodynamique du lit. Au contraire, une fois que les hémisphères vont apparaître à la frontière entre deux dunes, ceux-ci peuvent immobiliser une portion du sédiment par le phénomène de *sheltering*. Les grains ainsi immobilisés par les hémisphères ne peuvent plus participer à la croissance des dunes, croissance pouvant alors être ralentie. Il a ainsi été observé que plus le volume de grains mobilisables est faible, moins la dimension des motifs morphodynamiques est importante (Tuijnder (2010)). Les quelques études ayant étudié l'effet du manque de sédiment sur la croissance des dunes n'avaient pas accès au volume de sédiment effectivement protégé par les gros grains entre les dunes ou entre des rides longitudinales, par rapport au volume de grains mobilisables effectivement apporté au système en début d'expérience (Kleinhans et al. (2002), Tuijnder et al. (2009)). L'effet de la présence de macro-rugosités immobiles sur la déstabilisation d'un lit sédimentaire en motifs morphodynamiques est donc encore mal compris .

Objectifs du chapitre

Cette expérience a donc tout d'abord pour objectif d'observer comment la présence des rugosités immobiles peut avoir un effet sur la formation des motifs morphodynamiques. En particulier, il sera déterminé si des grains sont protégés par les hémisphères immobiles pendant la formation des dunes, de façon à comprendre si la présence des rugosités peut effectivement ralentir la formation de dunes. Sur les temps longs, lorsque les motifs morphodynamiques ont été évacués vers l'aval de l'écoulement, l'objectif est de déterminer quel peut être l'effet des rugosités immobiles sur le transport à l'échelle des hémisphères, afin de faire le lien avec le Chapitre 3. L'écoulement étudié dans ce chapitre étant non-uniforme, avec une décélération dans la direction longitudinale, la spécificité de la morphodynamique en écoulement non-uniforme sera aussi observée.

4.2 Dispositif et protocole expérimental

L'expérience consiste à filmer en vue du dessus la déstabilisation d'un lit sédimentaire recouvrant des hémisphères immobiles. Cette visualisation va permettre la mesure de la hauteur de sédiments présents entre les rugosités, et donc de suivre le niveau de découvrement au cours du temps des macro-rugosités immobiles. Initialement, les hémisphères sont uniformément recouverts d'une hauteur h_{s0} de grains, aucun nouveau grain n'étant par la suite apporté au système au court de l'expérience.

4.2.1 Dispositif expérimental et métrologie

Le canal hydraulique

Les expériences sont conduites dans un canal de longueur 26 m, de largeur 1.1 m et de profondeur 0.5 m, ayant une pente moyenne $I = 0.3\%$, comme illustré sur la Figure 4.1. En amont de ce canal est située une zone de tranquillisation où l'eau est injectée par le système hydraulique. La zone de tranquillisation est constituée d'une cuve en inox et d'un convergent

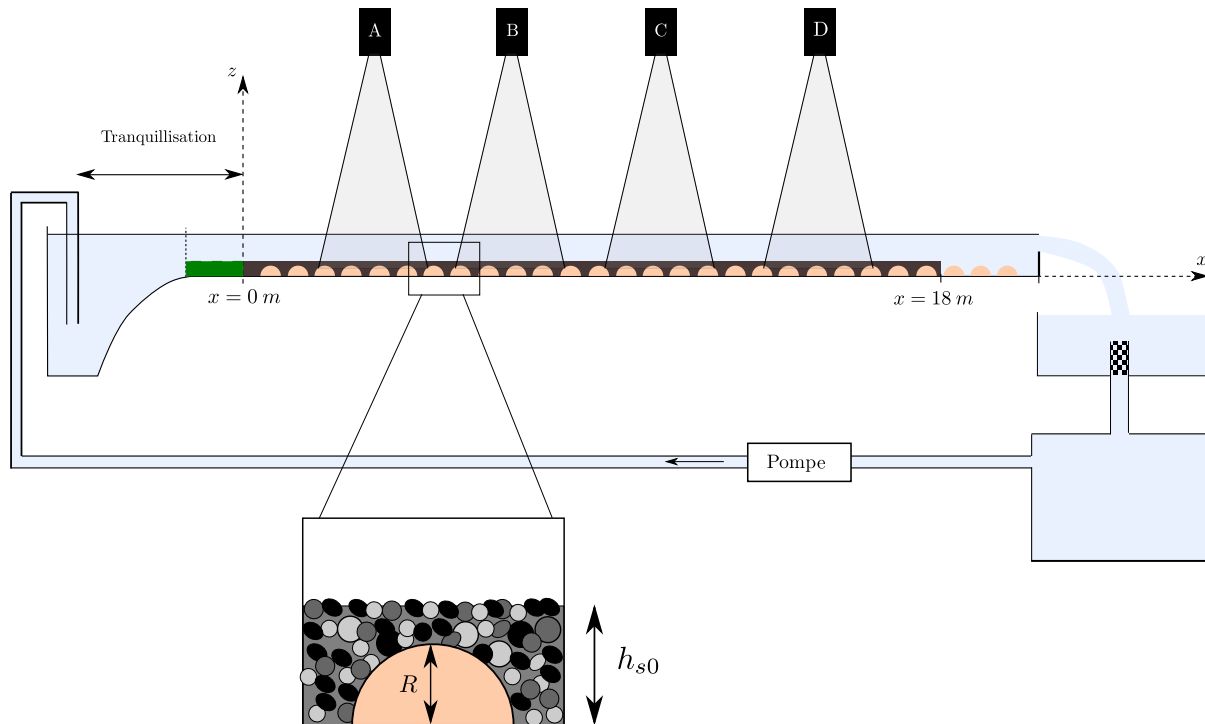


FIGURE 4.1 – Schématisation du canal hydraulique et définition de la hauteur h_{s0} de sédiment initiale. La portion verte représente les plaques de Lego ©

dans lequel est placé un réseau de nid d'abeille et de 4 grilles perforées, de façon à uniformiser l'écoulement et réduire le niveau de turbulence. Sur une longueur de $2,36\text{ m}$, le fond lisse est recouvert par des plaques de Lego ©, dont les rugosités (disques de hauteur $1,7\text{ mm}$ et de diamètre $4,8\text{ mm}$) sont du même ordre de grandeur que les grains utilisés dans l'expérience, de manière à déclencher le développement de la couche limite incidente en avance, et de ne pas créer un front de grains trop facilement érodable en entrée de canal. La position $x = 0$ correspond alors à l'extrémité de la zone de Lego ©. De $x = 0\text{ m}$ à $x = 21,3\text{ m}$, le fond du canal est alors recouvert de plaques en verre sur lesquelles ont été collés des hémisphères. En aval du canal se situe un système de deux cuves, la première ayant ici pour rôle de retenir les sédiments grâce à une grille perforée de très faible ouverture, de façon à éviter que les grains circulent dans le système hydraulique. Une pompe hydraulique, permettant la mise en place de débits entre 1 L/s et 150 L/s , réachemine alors le fluide de la seconde cuve aval jusqu'à la cuve amont, le canal fonctionnant ainsi en circuit fermé. Les parois latérales et le fond du canal sont en plexiglas ou en verre au niveau de différentes zones de mesure, permettant un accès visuel à l'écoulement tout le long du canal. La sortie du canal s'effectue par une vanne à $x = 23,5\text{ m}$ permettant de choisir la courbe de remous dans le canal.

Les macro-rugosités

Les macro-rugosités utilisées sont des hémisphères en résine et poussière de marbre, de rayon $R \simeq 2\text{ cm}$, fabriquées par l'atelier FICAT, poterie de la région Toulousaine. Une mesure de hauteurs et diamètres sur un échantillon de 100 hémisphères est réalisée, permettant une caractérisation des rugosités utilisées. Par rapport aux hémisphères fabriquées par imprimante 3D des chapitres précédents, il apparaît sur les Figures 4.2a et 4.2b une dispersion plus importante dans les hauteurs et diamètres des hémisphères utilisées ici, reflétant la précision de la méthode employée pour les concevoir. Le choix est donc fait de sélectionner les rugosités ayant des formes les plus proches d'hémisphères, pour les placer dans les zones de mesure, le reste des rugosités étant placées dans le reste du canal ou étant mises de côté pour celles ayant des hauteurs ou

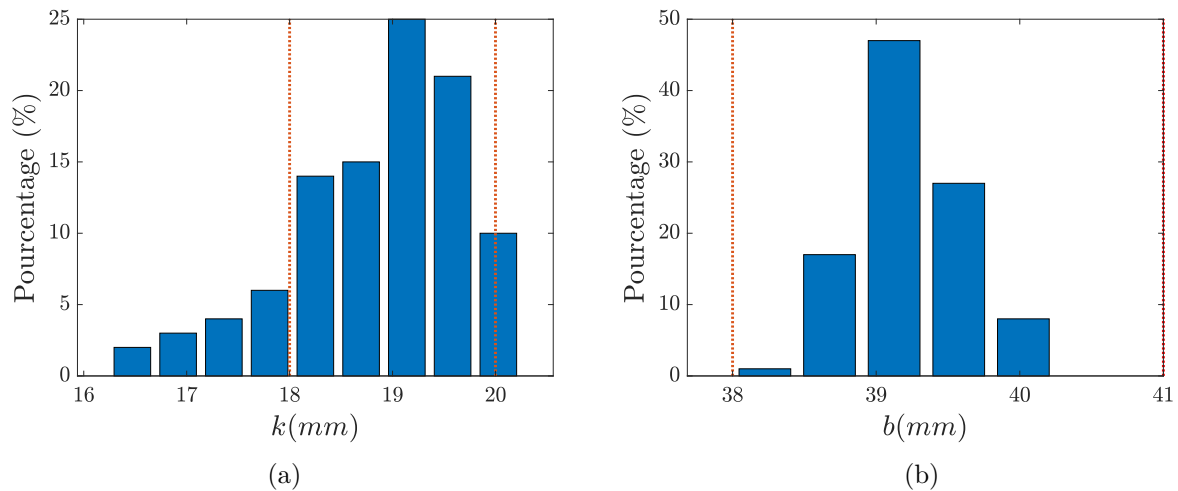


FIGURE 4.2 – (a) Histogramme des hauteurs k des hémisphères mesurés. (b) Histogramme des diamètres b des hémisphères mesurés. Les lignes pointillées rouges représentent les limites autour desquelles les rugosités ne sont pas utilisées pour l’expérience.

diamètres trop extrêmes ($k < 18 \text{ mm}$ ou $k > 20 \text{ mm}$ et $b < 38 \text{ mm}$ ou $b > 41 \text{ mm}$), comme représenté sur la Figure 4.2. Dans les zones de mesures, on a donc $18.5 \text{ mm} < k < 19.5 \text{ mm}$ et $39 \text{ mm} < b < 40 \text{ mm}$, et on repère le sommet des hémisphères par un point noir pour qu’il soit repérable par des algorithmes d’analyse d’images.

Les hémisphères sont alors disposés et collés en quinconces sur des plaques de verres de dimensions $1.09 \times 0.55 \text{ m}$, tel que deux plaques cotes à cotes soient de la largeur du canal, comme représenté sur la Figure 4.3. Chaque plaque est ainsi constituée de 336 hémisphères, soit 23 hémisphères dans la largeur du canal, et un total de 13132 hémisphères collés sur les plaques de verre au fond du canal, pour la durée de la campagne expérimentale.

Le sédiment

Le sédiment utilisé sont des particules de plastique (polycarbonate). La livraison des grains étant réalisée au travers de 11 sacs de 25 kilogrammes, une granulométrie de chaque sac est effectuée préalablement aux expériences. Un échantillon de grains est ainsi prélevé dans chacun des sacs, photographié en vue du dessus (voir l’encart de la Figure 4.4b), puis un algorithme de reconnaissance du contour des grains est implémenté afin de pouvoir extraire leurs dimensions et leur forme typique. En considérant tout d’abord les grains comme des sphères, il est possible de déterminer leurs diamètres en mesurant leurs surfaces projetées et en déterminant les diamètres des disques équivalent à ces surfaces. La distribution des diamètres de grains sur un échantillon de 1900 grains provenant des différents sacs est représenté sur la Figure 4.4a. Le diamètre médian des grains est $d_{50} = 2,2 \text{ mm}$ (ou encore $d_{90} = 2,9 \text{ mm}$) et leur écart type géométrique est $\sigma_g = 0.5(d_{84}/d_{50} + d_{50}/d_{16}) = 1,24$. Leur écart type σ_g étant plus petit que 1.4, on peut alors considérer que les sédiments mobilisables n’ont pas de comportement bimodal (Dey (2014)). Le seul comportement bimodal va donc se mettre en place entre les grains mobiles et les hémisphères immobiles, avec un rapport d’aspect $2R/d_{50} = 17,7$ entre hémisphères et grains mobiles. La distribution de rapports d’aspect des grains est donné sur la Figure 4.4b, montrant que les grains ont une forme allongé avec des rapports d’aspect variant entre 1 et 1,5.

La mesure de la masse volumique des grains est effectuée en pesant différents mélanges eau/grains en gardant le volume d’eau constant, les grains étant prélevés dans les différents sacs livrés. Une masse volumique moyenne $\rho_s = 1330 \pm 50 \text{ g/m}^3$ est ainsi obtenue.

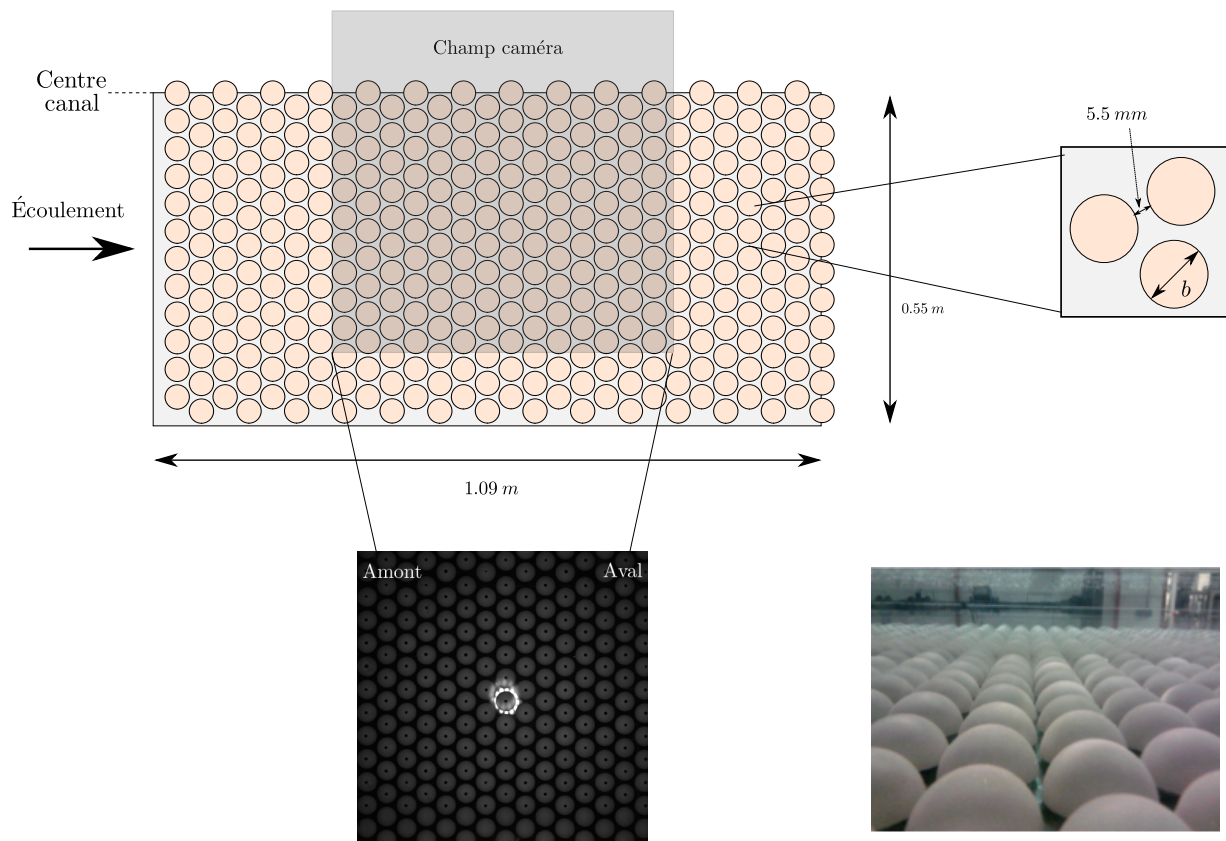


FIGURE 4.3 – Schématisation de la disposition des hémisphères sur une moitié de canal, et exemple de champ caméra. La tache lumineuse au centre du champ caméra correspond à la réflexion directe de l'éclairage annulaire.

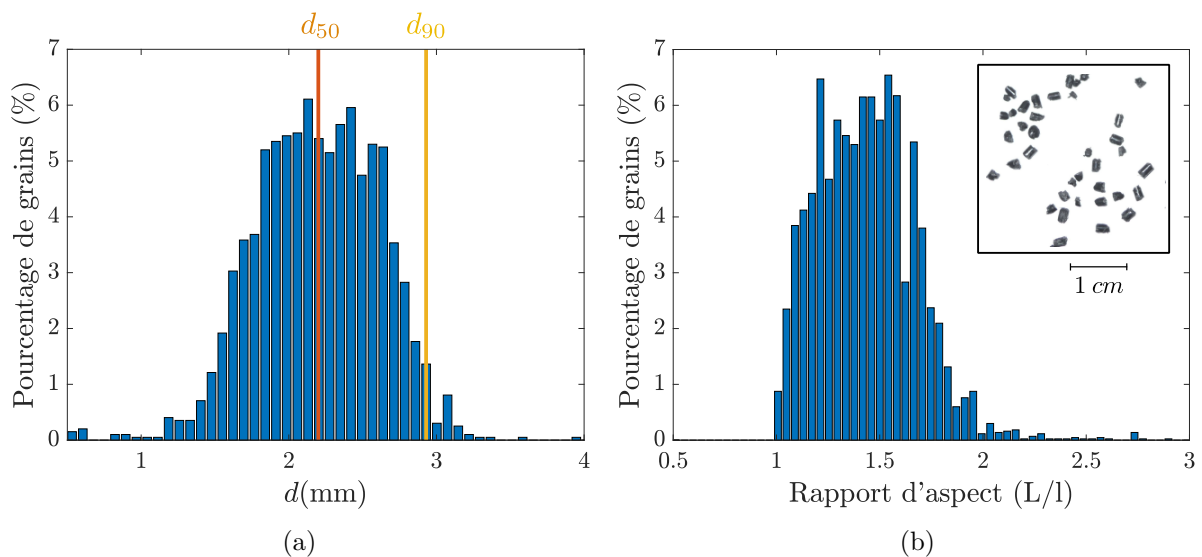


FIGURE 4.4 – (a) Histogramme des diamètres de sédiment sur un échantillon de 1900 grains. (b) Histogramme des rapports d'aspect des sédiments sur un échantillon de 1900 grains. L'encart présente un échantillon caractéristique des grains utilisés.

	Optique	Ouverture	Hauteur caméra	Champ horizontal	Résolution	f_0 (Hz)
Caméra A	55mm	f/11	2,10 m	$x \in [3,61m \ 4,18m]$	35,5 pixels/cm	0.5
Caméra B	60mm	f/11	2,20 m	$x \in [8,05m \ 8,574m]$	38,8 pixels/cm	0.5
Caméra C	55mm	f/11	2,10 m	$x \in [12,27m \ 12,83m]$	36,5 pixels/cm	0.5
Caméra D	60mm	f/11	2,20 m	$x \in [16,76m \ 17,31m]$	37,4 pixels/cm	0.5

TABLE 4.1 – Position et optique des caméras. La hauteur de caméra est mesurée entre la base des hémisphères et la sortie de l'objectif.

La mesure de hauteur de sédiment

Contrairement aux nombreuses méthodes permettant la mesure de topographie d'un fond et nécessitant des métrologies complexes (acquisition d'images simultanées par deux caméras inclinées, projections de motifs complexes sur le fond...), la méthode de mesure de la hauteur de sédiment h_s proposée ici consiste à déduire h_s de la surface de rugosité découverte visible en vue du dessus par une caméra. Pour les hémisphères, la surface apparente en vue du dessus est directement liée à la hauteur de sédiment, comme représenté sur la Figure 4.5 Le découvrément moyen de l'hémisphère est donné par :

$$P = \frac{k}{R} = \frac{R - \sqrt{R^2 - S_{app}/\pi}}{R}, \quad (4.1)$$

où k est ici la hauteur découvertes d'hémisphère moyennée autour de l'hémisphère. Plus de détails sur cette méthode de mesure de h_s sont donnés en Annexe B. Cette méthode permet la mesure de $P(\%)$ seulement lorsque la hauteur de sédiment est inférieure à la hauteur d'un hémisphère.

Les instruments de mesure

Quatre caméras sont situées au-dessus du canal hydraulique en différentes positions longitudinales, données dans le Tableau 4.1. Les caméras utilisées sont des PCO 2000, ayant des résolutions de 2048×2048 pixels et une dynamique de 14 bits, sur lesquels sont ajoutés des objectifs permettant l'obtention de champs variant entre $52 \times 52 \text{ cm}^2$ à $57 \times 57 \text{ cm}^2$ selon les caméras (voir Tableau 4.1). Afin d'augmenter la résolution des champs caméras, il a été choisi de filmer seulement une moitié du canal dans la direction transverse, avec un léger recouvrement au centre du canal de manière à pouvoir vérifier que la morphodynamique est bien symétrique par rapport au centre du canal.

Des éclairages annulaires, composés de diodes électroluminescentes et d'un diffuseur, sont installés au niveau de chaque objectif de caméras, permettent la mise en place d'une source de lumière uniforme dans le champ caméra. La visualisation du fond sédimentaire étant effectuée au travers de la surface libre, il est nécessaire de mettre en place un système limitant les réflexions directes sur la surface. Des filtres polarisants sont alors installés au niveau de chaque éclairage annulaire. L'élimination de la réflexion par cette méthode ne peut être que partielle, et une image réfléchie persiste au centre des champs caméra (voir Figure 4.3). Le système est donc constitué de quatre caméras et de quatre éclairages annulaires, tous connectés à un générateur basse fréquence (GBF), permettant leur déclenchement simultané avec une fréquence d'acquisition f_0 . Compte tenu des temps d'évolution caractéristiques du lit sédimentaire, on choisit de travailler avec une fréquence d'acquisition $f_0 = 0,5 \text{ Hz}$, avec un éclairage à 50% du temps et un déclenchement caméra lorsque l'éclairage est à sa pleine intensité.

Pour les premières expériences, des sondes capacitatives sont placées le long du canal de manière à pouvoir mesurer l'évolution du tirant d'eau juste en aval de chaque champ caméra, avec une fréquence de 10 Hz . Comme explicité dans la suite, la hauteur d'eau ne variant que très

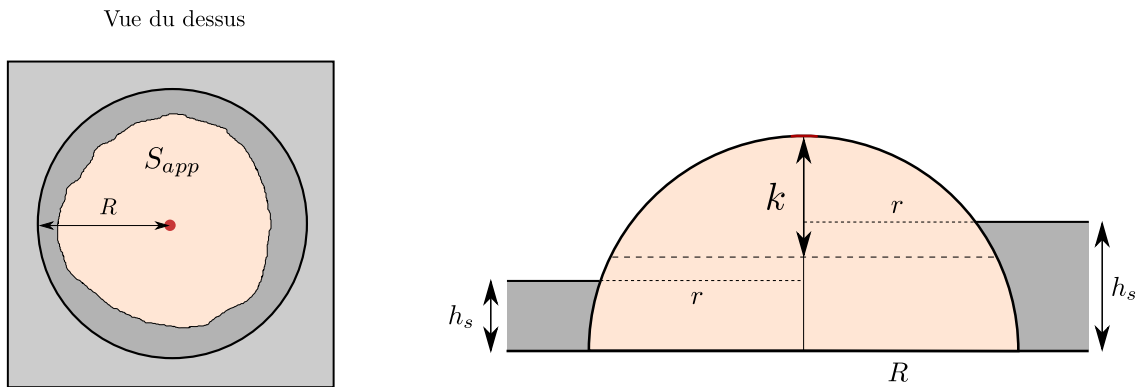


FIGURE 4.5 – Schématisation d'un hémisphère et de ses paramètres caractéristiques permettant la mesure du découvrement moyen P . k est donc définie ici comme la hauteur d'hémisphère découverte moyenne.

peu au cours de chaque expérience, il est décidé de retirer les sondes capacitives pour les dernières expériences, de manière à éviter des perturbations de surfaces libres pouvant impacter les caméras plus en aval. La hauteur d'eau est donc ensuite vérifiée avec un régle, entraînant une incertitude estimée de $\pm 0.5 \text{ mm}$.

Les régimes d'étude

Les régimes d'écoulement considérés dans cette expérience sont choisis tels que :

- Afin de pouvoir représenter une turbulence bien développée, le nombre de Reynolds $Re_D = U_b D / \nu$ doit être supérieur à 3000.
- Afin d'assurer le développement d'un écoulement en régime fluvial, le nombre de Froude $Fr = U_b / \sqrt{gD}$ doit être inférieur à 1.
- Afin de ne pas subir un effet de confinement par la surface libre, dans lequel les paramètres de la couche limite dépendent du confinement, il est nécessaire que k/D soit inférieur à 0,3 (Nepf (2012), Rouzes et al. (2018)).

D'un point de vue transport sédimentaire, des contraintes restreignent aussi le choix des régimes d'étude. Afin que le mode de transport privilégié des grains soit le charriage, il est nécessaire que le nombre de Rouse $Ro = w_s / \kappa u_*$, avec w_s la vitesse de sédimentation des grains, soit supérieur à 2,5 (Andreotti et al. (2011)). Le nombre de Shields θ_s avant apparition des hémisphères doit être proche du seuil, pour observer de la protection des sédiments par les hémisphères immobiles lorsque ceux-ci apparaissent. Afin que l'on puisse considérer que le fond sédimentaire est en conditions d'apport limité en sédiments et ainsi pour pouvoir voir apparaître les hémisphères immobiles, il est nécessaire que le rapport h_{s0}/Λ_0 (avec h_{s0} l'épaisseur de sédiment disponible en début d'expérience et Λ_0 la hauteur de dune en régime d'apport illimité en sédiment) soit inférieur à 1 (Tuijnder et al. (2009)). Afin de privilégier la déstabilisation du lit en motifs de types dunes et non en rides longitudinales, il est nécessaire que $0.05 < h_{s0}/D < 0.1$ en début d'expérience (Kleinhans et al. (2002)).

Les trois paramètres de contrôle des quatre régimes ainsi choisis sont référencés dans le Tableau 4.2. Une expérience est réalisée deux fois de manière à vérifier la reproductibilité du système expérimental. Deux hauteurs de sédiment initiales h_{s0} sont étudiées ($h_{s0} = 2,5 \text{ cm}$ et 3 cm), pour différents régimes d'écoulement (Q , h_v). La pente du canal hydraulique étant fixée à 0,3%, il est choisi ici d'étudier des écoulements non-uniformes. La valeur du tirant d'eau en fonction de la position longitudinale pour les différentes expériences est présentée sur la Figure 4.6a. Il apparaît que la hauteur de surface libre ne suit pas la pente du canal mais augmente

Nom	Q20Hs30	Q30Hs30	Q30Hs25	Q30Hs25bis	Q61Hs30
h_{s0} (mm)	30	30	25	25	30
Q (L/s)	20	30	30,3	30,3	61,0
h_v (cm)	6,5	11,5	12,5	12,5	17,5
D (cm) à $x = 4.3m$	3,4	8,0	9,2	9,6	17,7
Fr à $x = 4.3m$	0,93	0,39	0,32	0,31	0,24
Re_D à $x = 4.3m$	18200	27500	27500	27500	55400
θ_s à $x = 4.3m$	0,25	0,078	0,056	0,051	0,050
β_I à $x = 4.3m$	-0,186	-0,211	0,069	-0,008	-0,084
T (h)	4	12	6	16	12

TABLE 4.2 – Paramètres des régimes étudiés avec h_v la hauteur de vanne et T et la durée d'acquisition. h_{s0} est mesurée ici à partir de la base des hémisphères.

légèrement le long du canal, reflétant le fait que les écoulements choisis ralentissent le long du canal. La Figure 4.6a montre que la surface libre a une pente positive proche de 0.3% par rapport au fond du canal. La pente du canal, étant de 0.3%, on a donc des surfaces libres horizontales. ? proposent un paramètre β_I permettant de caractériser les écoulements non-uniforme, et donné par :

$$\beta_I = \frac{gD}{u_*^2} \left(\frac{dD}{dx} - S \right). \quad (4.2)$$

Les valeurs de β_I sont données dans le Tableau 4.2. Pour tous les régimes considérés, $\beta_I > -1$, signifiant que les écoulements sont décélérants dans la direction longitudinale.

Estimation des paramètres de transport

La méthode la plus couramment utilisée pour déterminer la vitesse de friction $u_* = \sqrt{gDI}$ n'est pas utilisable ici, l'écoulement étant non-uniforme. En supposant qu'en début d'expérience, lorsque les hémisphères sont complètement recouverts, la rugosité hydraulique du fond est $k_s = d_{50}$, et connaissant le tirant d'eau dans le canal, il est alors possible d'estimer $u_*(x)$, en supposant que les sédiments sont hydrauliquement rugueux et grâce à l'estimation (Grams et Wilcock (2014)) :

$$\frac{U_b}{u_*(x)} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{11D(x)}{k_s} \right). \quad (4.3)$$

On déduit de cette estimation de la vitesse de frottement u_* les différents paramètres de transport des régimes explorés :

$$\theta_s = \frac{\rho_f u_*^2}{(\rho_s - \rho_f) g d_{50}}, \quad (4.4)$$

$$T = \frac{(u_*^2 - u_{*cr}^2)}{u_{*cr}^2}, \quad (4.5)$$

$$Ro = \frac{w_s}{k u_*}. \quad (4.6)$$

où T est le coefficient de transport, tel que les grains sont aux repos pour $T < 0$. Dans ces expressions, la vitesse de frottement au seuil de mise en mouvement est calculée comme $u_{*cr}^2 = \theta_{cr}(\rho_s - \rho_f) g d_{50} / \rho_f$ où le nombre de Shields critique a ici été estimé grâce à (Wu et Wang (1999)) :

$$\theta_{cr} = 0.0173 Ga^{0.13} \quad \text{pour} \quad 89 < Ga < 253, \quad (4.7)$$

avec le nombre de Galilée $Ga = \sqrt{g \rho_f (\rho_p - \rho_f) d_{50}^3 / \mu^2} = 186$.

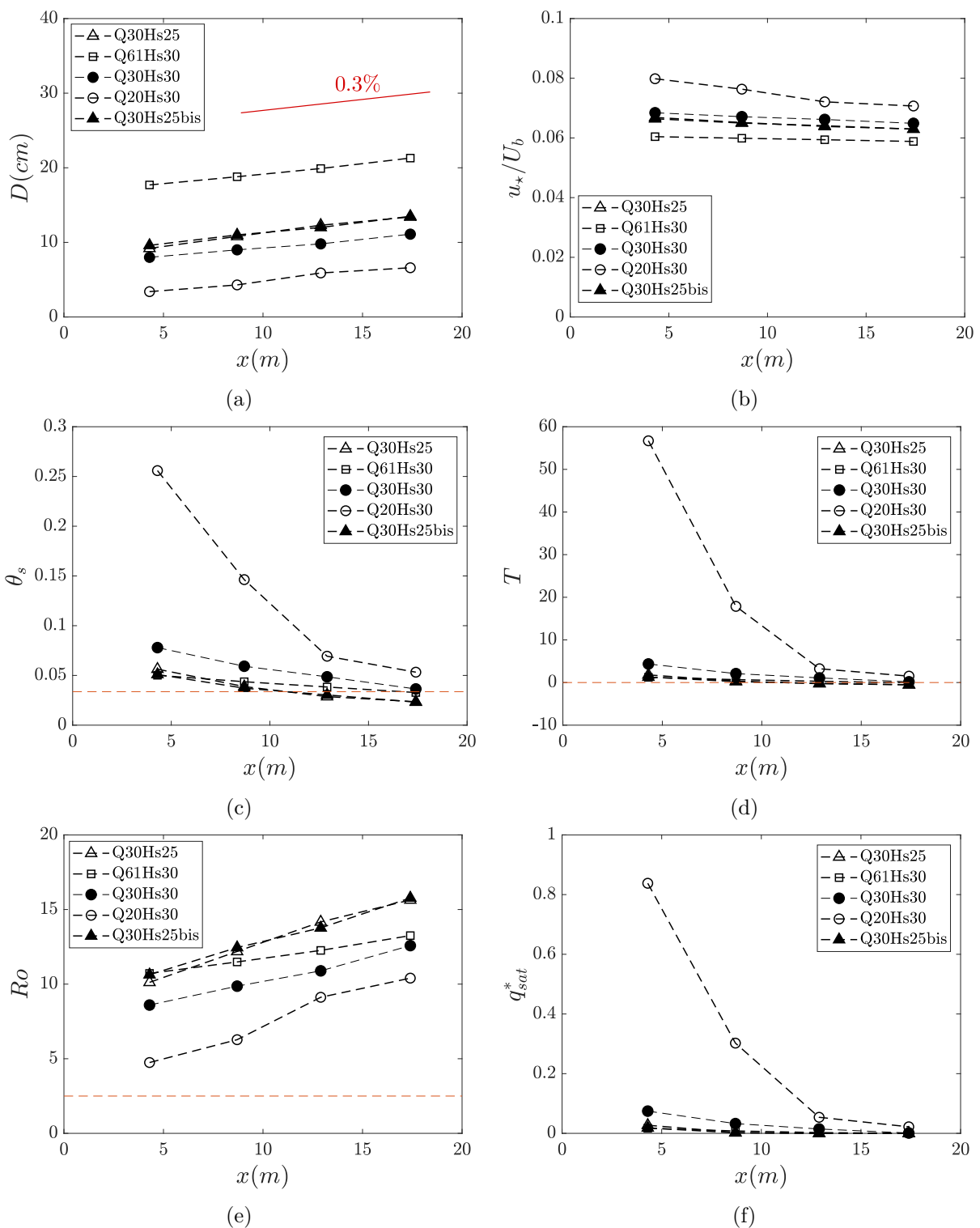


FIGURE 4.6 – (a) Tirant d'eau D mesuré le long du canal. La droite rouge représente une pente de 0.3%. (b) Vitesse de frottement u_* , calculée grâce à l'équation 4.3. (c) Nombre de Shields θ_s , calculé avec l'équation (4.4). (d) Coefficient de transport T , calculé avec l'équation (4.5). (e) Nombre de Rouse Ro , calculé avec l'équation (4.6). (f) Débit de grains adimensionnalisé, calculé avec l'équation (4.8).

Les paramètres de transport déduit de ce calcul de u_* sont réunis dans les Figures 4.6c et 4.6d. Comme attendu avec l'augmentation de tirant d'eau mesurée, il apparaît bien une diminution du nombre de Shields θ_s et du coefficient de transport T avec la distance longitudinale x . En particulier, l'estimation de ces nombres sans dimensions prévoit un arrêt du transport en aval du canal hydraulique pour certains des régimes explorés, on verra dans la suite que ce phénomène est bien observé expérimentalement. La valeur du nombre de Rouse Ro restant supérieur à 2.5 pour tous les régimes considérés, on est bien dans ces expériences dans des régimes de transport par charriage. La valeur du débit de grains adimensionnée avant apparition des hémisphères est ainsi estimée comme (Meyer-Peter et Müller (1948)) :

$$q_{sat}^* = 8(\theta_s - \theta_{cr})^{3/2}, \quad (4.8)$$

et représenté sur la Figure 4.6f.

4.2.2 Protocole expérimental

Le protocole expérimental, identique pour toutes les expériences présentées dans ce chapitre, est décrit ici de manière détaillée, de la préparation du lit sédimentaire plat jusqu'à l'extraction des sédiments en fin d'expérience.

Mise en place du sédiment et aplanissement

Le lit sédimentaire initial est un lit plat recouvrant uniformément les hémisphères immobiles, entre $x = 0$ et $x = 18 m$, avec une hauteur h_{s0} entre la base des hémisphères et la surface des grains.

La vanne seuil à l'aval du canal étant équipée d'un joint gonflable permettant l'étanchéité du canal, les sédiments, préalablement mouillés, sont alors mis en place dans le canal en les saupoudrant et en les laissant sédimenter dans un canal rempli avec un tirant d'eau d'au moins 20 cm dans toute la longueur du canal, de manière à recouvrir uniformément les hémisphères. Cette méthode, et l'utilisation de grains mouillés, permet de minimiser le piégeage des bulles d'air à la surface et sous les grains.

Une fois les grains mis en place, l'eau est évacuée du canal afin d'effectuer l'aplanissement du lit de grains, ici réalisé en faisant rouler un cylindre en PVC de 90 cm de longueur et 30 cm de diamètre sur les grains sans appliquer de force trop importante, de manière à uniformément répartir les grains dans la direction longitudinale du canal. Une fois 3 passages de ce rouleau effectués, l'aplanissement des grains dans la région proche paroi est effectuée par utilisation d'une plaque en PVC que l'on fait effleurer au lit sédimentaire le long du canal. L'aplanissement est réalisé ici sans eau, le passage du rouleau et de la plaque dans le canal avec eau ayant tendance à mettre en mouvement les grains par création de structures turbulentes proche du fond. La hauteur de grains est mesurée avec un réglelet le long du canal, l'incertitude sur l'épaisseur du lit étant estimée comme un demi diamètre médian des grains, soit $\pm 1 mm$.

Finalement, l'eau est réinjectée dans le canal avec un débit de 2 L/s de manière à ne pas mettre en mouvement les grains et une hauteur de vanne de 30 cm. Une fois le canal rempli, le débit est augmenté à $Q = 20 L/s$ et ce régime est maintenu pendant 20 minutes. Avec cet écoulement, en dessous du seuil de mise en mouvement des grains, il est ainsi possible de laisser le lit de grains se préparer naturellement, avec éjection des dernières bulles d'air et déplacement des grains posés à la surface vers des puits, aplanissant ainsi le lit à l'échelle du grain.

Déroulement de l'expérience

Le débit est ensuite augmenté jusqu'au débit que l'on souhaite étudier en maintenant l'importante hauteur de vanne, de manière à être en dessous du seuil de mobilité des sédiments sur la totalité du canal. On descend ensuite la hauteur de la vanne, jusqu'à se placer au régime

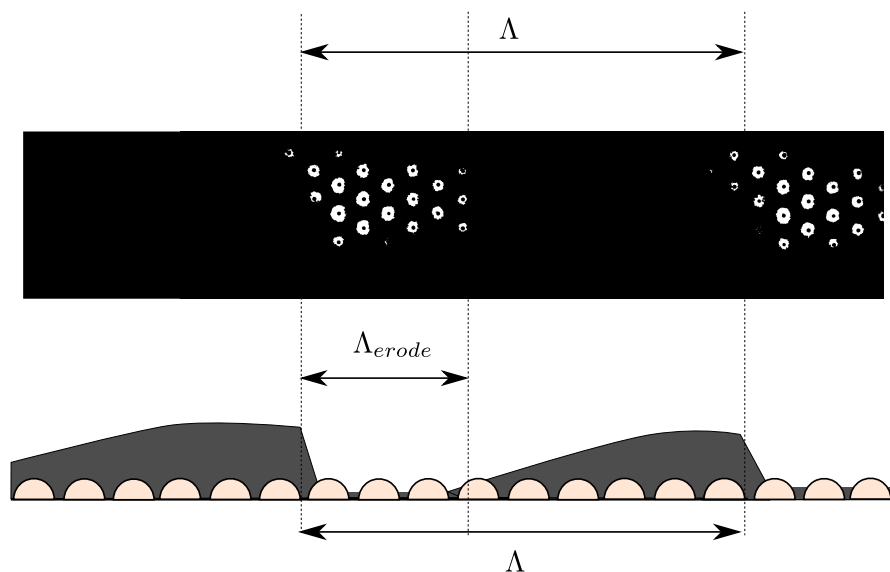


FIGURE 4.7 – Définition des longueurs de dune Λ et de motif d'érosion Λ_{erode} . L'image supérieure est un collage de deux champs caméras créé pour illustrer le problème.

souhaité. Une fois la hauteur de vanne souhaitée atteinte, on laisse le lit sédimentaire évoluer naturellement sans modifier le moindre réglage et sans apport de sédiments au système. Les mesures de tirant d'eau effectuées pendant les expériences montrent que les hauteurs d'eau ne varient pas pendant la durée de l'expérience, dans la limite de l'incertitude de la mesure.

En fin d'expérience, les sédiments sont extraits du canal en diminuant la hauteur de vanne et en augmentant le débit, de manière à mettre les grains en suspension, ceux-ci étant ensuite retenus dans la première cuve aval. L'extraction des sédiments, puis leur remise en place et l'aplanissement des 18 mètres de sédiments nécessitent une journée. De manière à pouvoir ensuite acquérir des données en continu sans interruption de l'écoulement, il a alors été décidé d'étaler le déroulement d'une expérience sur deux jours pour les expériences ayant une durée d'acquisition supérieure à 4 heures, le premier jour étant seulement dédié au nettoyage du canal et à la préparation du nouveau lit sédimentaire.

4.3 Résultats expérimentaux

4.3.1 Description phénoménologique de la déstabilisation du lit

Une fois le régime d'étude atteint, les grains sont mis en mouvement et le lit se déstabilise. Des motifs morphodynamiques de type dunes barchanoïdes, comme décrit par Kleinhans et al. (2002), croissent dans le canal. Il apparaît dans les champs caméras des zones d'érosion, se déplaçant de l'amont vers l'aval, dans lesquelles sont présents des hémisphères partiellement découverts. On observe à l'œil pendant l'expérience que ces zones d'érosion sont situées entre deux dunes, telle que la limite aval de la zone d'érosion correspond au dos d'une dune étant passée dans le champ caméra et la limite amont de la zone d'érosion correspond à la zone d'avalanche de la dune suivante, comme illustré sur la Figure 4.7.

Les Figures 4.8 et 4.9 présentent deux exemples de motifs d'érosion inter-dunes typiques traversant les champs des Caméras A et C pendant l'expérience Q61Hs30. Ceux-ci sont plutôt centrés dans le canal, il en va de même pour tous les motifs érodés des débuts d'expérience, les motifs érodés se développant à des temps plus avancés de l'expérience pouvant avoir des positions plus excentrées, le manque de sédiment étant ressenti en toute position transverse. Ce phénomène, observé en rivière où le lit sédimentaire est plus bas en son centre qu'au niveau

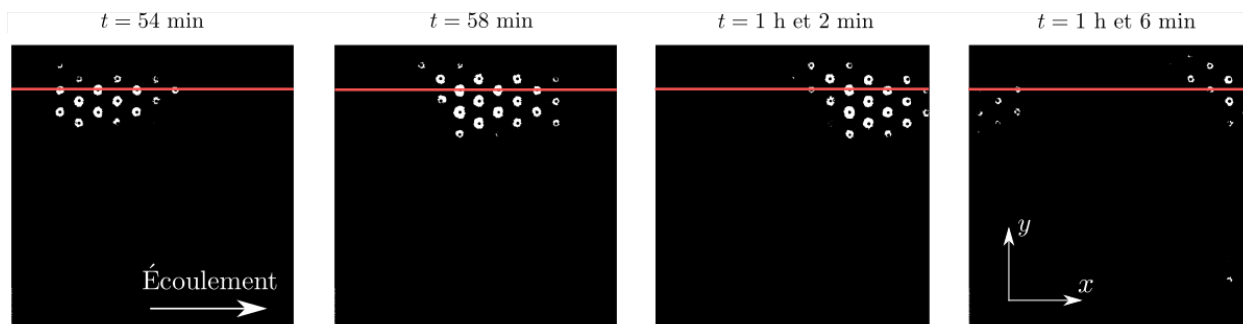


FIGURE 4.8 – Exemple d'un motif érodé inter-dunes passant dans le champ de la Caméra A après une heure pendant l'expérience Q61Hs30. La ligne rouge indique le centre du canal.

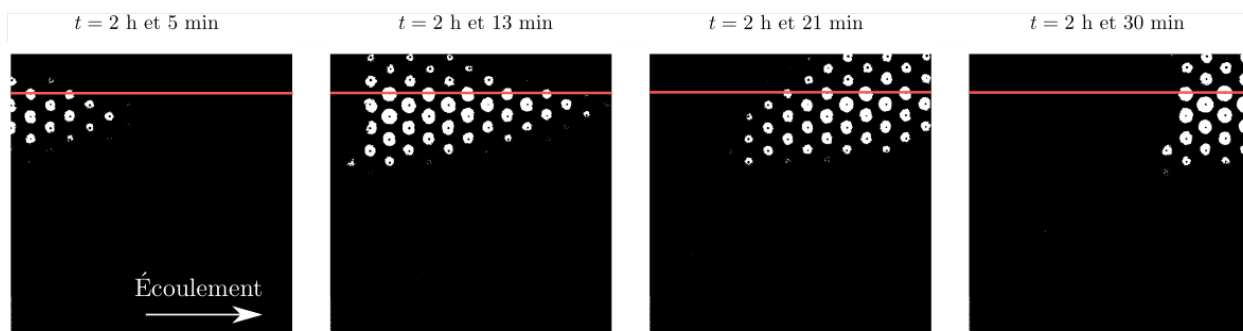


FIGURE 4.9 – Exemple de passage d'un motif érodé inter-dunes dans le champ de la Caméra C pendant l'expérience Q61Hs30 après 2 heures. La ligne rouge indique le centre du canal.

des berges¹, peut être expliqué par le fait que des couches limites se développent au niveau des parois, ralentissant l'écoulement proche paroi et ainsi la friction au fond, l'écoulement ne pouvant ainsi éroder jusqu'aux hémisphères.

Il apparaît une sensible évolution de la forme et de la dimension des motifs érodés inter-dunes au cours de leur passage dans les champs caméra. On peut par exemple observer sur la Figure 4.9 que l'amont du motif érodé est transverse à l'écoulement pour les temps $t = 2$ h 13 min et $t = 2$ h 30 min, mais a un angle de 45° à $t = 2$ h 21 min (angle pouvant être lié à la disposition des hémisphères sur le fond). Cette variabilité, qui va compliquer la mesure des dimensions et vitesse des motifs érodés et des dunes, est due à l'évolution morphodynamique des dunes au cours de leur avancée.

Plusieurs différences, qui guideront la suite de l'étude, peuvent alors être observées en comparant ces deux exemples de motifs érodés. En comparant tout d'abord leur temps d'évolution, le motif érodé de la Figure 4.8, qui traverse le champ caméra en environ 15 minutes, a une dynamique bien plus rapide que celui de la Figure 4.9, qui traverse le champ caméra en 40 minutes. Il est en particulier possible d'observer sur la Figure 4.8 qu'un second motif érodé entre dans le champ caméra à $t = 1$ h et 6 minutes. Si l'on observe maintenant le niveau de sédiment à l'intérieur des motifs érodés, on observe que la surface apparente des hémisphères dans les motifs érodés est moins importante dans les motifs de la Figure 4.8 que dans celui de la Figure 4.9.

Une fois que les dernières zones érodées sont passés sous les champs caméras, on observe la formation de rides longitudinales (voir Figure 4.10), comme décrit par Kleinhans et al. (2002) pour des très faibles apports en sédiment, et résultant de courants secondaires présents dans le canal (McLelland et al. (1999)). On observe sur la Figure 4.10 que ces rides, parallèles aux

1. Cette observation n'est plus valide au niveau de la courbure d'une rivière où le maximum de friction peut être excentré vers une berge.

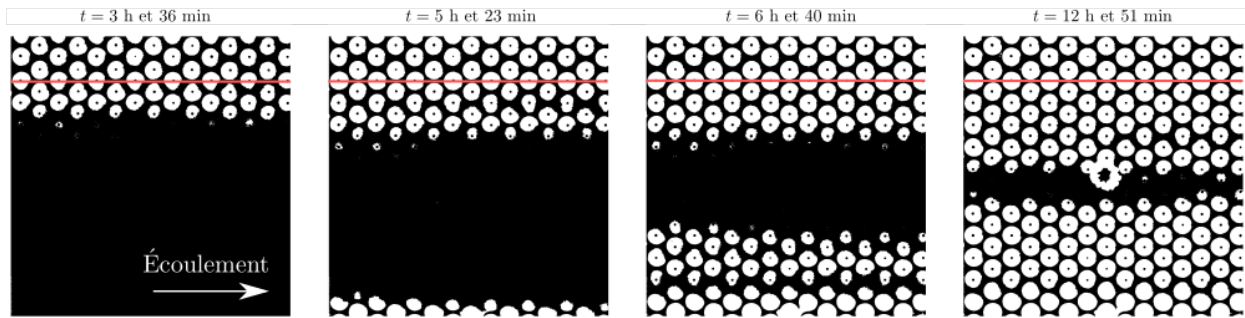


FIGURE 4.10 – Arrivée du front d'érosion amont dans le champ la Caméra A dans l'expérience Q61Hs30, et formation des rides longitudinales. La paroi latérale du canal est ici située en bas du champ caméra. La ligne rouge indique le centre du canal.

parois latérales du canal, ont une largeur diminuant avec le temps, au fur et à mesure que celles-ci sont érodées par l'écoulement. Alors que la ride s'amincit proche de la paroi latérale du canal, il apparaît une ride longitudinale secondaire proche paroi à $t = 6\text{h } 40\text{ minutes}$, cette ride étant ensuite érodée par l'écoulement et annihilée sur des temps plus courts que la ride primaire. Entre les rides longitudinales, il apparaît que des sédiments sont protégés entre les hémisphères découverts, longtemps après que les dernières zones érodées sont passées dans les champs caméra. On nomme dans la suite "front d'érosion" le développement des rides longitudinales après passage des dunes.

4.3.2 Spécificité de la morphodynamique en écoulement non-uniforme

La pente du canal hydraulique étant fixée et la rugosité du fond étant en perpétuelle évolution (entre rugosités de grains seuls, des hémisphères découverts, des dunes et rides longitudinales...), il a été choisi ici d'étudier un écoulement non-uniforme. La non-uniformité de l'écoulement a un impact sur le transport des sédiments, sur la déstabilisation du lit et sur son évolution morphodynamique. On donne ici une description des différents effets de l'écoulement non-uniforme prenant place pendant la déstabilisation du lit, tous ayant pour base le fait que le nombre de Shields θ_s diminue le long du canal :

1. Le premier effet de la diminution de θ_s dans la direction longitudinale est une diminution du taux de mise en mouvement de grains dans la direction x . Dès le début d'expérience, on observe que le débit de grains transportés est plus important en amont du canal qu'en aval, où il est même possible d'y observer un arrêt total du transport après une certaine position longitudinale où l'écoulement passe sous le seuil de mise en mouvement des grains, en bon accord avec l'estimation du seuil de la Figure 4.6.
2. Ce gradient longitudinal de débit de grains entraîne une différence dans la croissance de dunes en fonction de la position dans le canal. La croissance de motifs morphodynamiques étant entraînée par une instabilité hydrodynamique, les dunes se développant à l'amont vont alors se développer plus vite qu'à l'aval, dû au plus important écart au seuil de développement de l'instabilité.
3. Le transport étant plus important à l'amont qu'à l'aval, une accumulation de grains va alors se mettre en place à l'aval, le taux de déposition des grains venant de l'amont étant plus important que le taux d'érosion. En particulier, il apparaît que la Caméra D n'observe pas d'apparition d'hémisphères durant la campagne expérimentale, l'accumulation étant trop rapide devant le découverture.

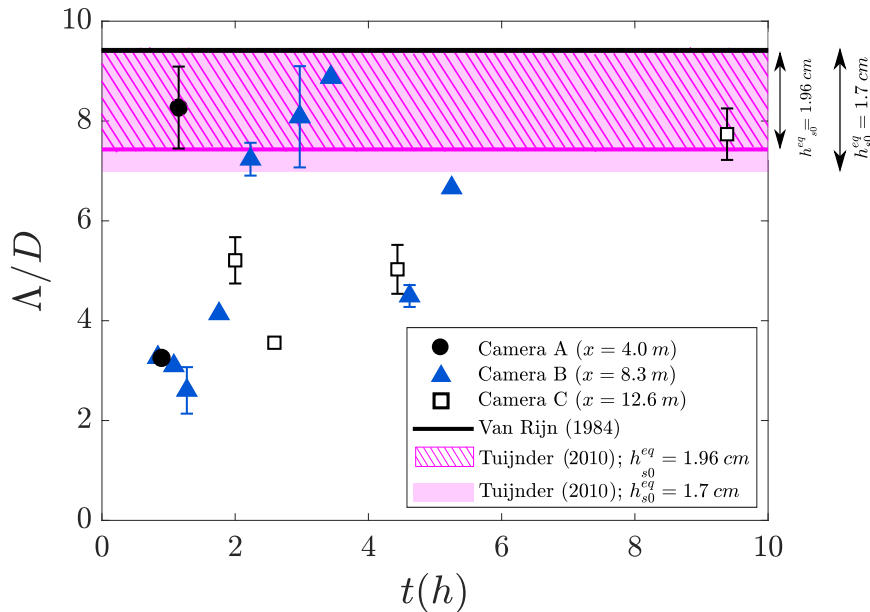


FIGURE 4.11 – Longueur des dunes Λ/D se développant dans l'expérience Q61Hs30, en fonction du temps. Les limites basses et hautes des intervalles calculés avec les formules de Tuijnder (2010) correspondent respectivement aux longueurs de dunes calculées à l'amont et l'aval du canal.

4.3.3 Caractérisation des motifs érodés inter-dunes

4.3.3.1 Dimension des motifs morphodynamiques

Afin d'étudier l'effet de la présence des hémisphères immobiles sur la déstabilisation du lit sédimentaire, on se propose tout d'abord d'étudier la morphodynamique des motifs érodés se situant entre les dunes, et se déplaçant en suivant la dynamique caractéristique des dunes. Comme illustré sur la Figure 4.7, la longueur Λ des dunes mesurées ici est définie comme la distance entre deux crêtes de dunes successives, comme dans le cas d'un apport illimité en grains (Tuijnder (2010)). Cette longueur ne décrit pas la longueur à proprement parler d'une dune, mais celle-ci permet de caractériser la longueur d'onde de l'instabilité. On définit alors ici la longueur des motifs érodés Λ_{erode} comme la longueur de la zone où les hémisphères immobiles sont visibles. Comme illustré sur la Figure 4.7, la crête de la dune n'est pas toujours transverse aux parois latérales du canal, cet angle évoluant pendant l'avancée des dunes, ce phénomène entraînant une incertitude sur les valeurs de Λ et Λ_{erode} .

On se propose donc de mesurer les longueurs des dunes et zones érodées se déplaçant sous les caméras au cours du temps. Les dunes étant plus longues que les champs caméra, il est nécessaire d'estimer leur taille en mesurant leur vitesse de migration v_d et en déterminant le temps t_d passé par la dune à une position longitudinale x . La longueur de la dune peut ainsi être estimée comme $\Lambda = v_d t_d$. La vitesse des dunes v_d est ici mesurée en déterminant le temps nécessaire pour que le front d'une dune (ou l'amont d'une zone érodée) traverse le champ caméra, cette mesure donne ainsi accès à la vitesse de dune moyennée dans la longueur du champ caméra.

La Figure 4.11 représente l'évolution de la longueur des dunes dans les champs des caméras A, B et C au cours de l'expérience Q61Hs30, dans laquelle le plus grand nombre de zones érodées a été observé. Pour rappel, seules les dunes étant entourées de zones d'érosion sont visibles avec la métrologie mise en place. Les premiers instants de la croissance des dunes, lorsque les zones érodées inter-dunes ne sont pas encore présentes, ne sont donc pas référencés dans la Figure 4.11. On note que les premières dunes visibles apparaissent à des instants équivalents ($t \simeq 50 \text{ min}$) pour les caméras A et B, même avec la présence de l'écoulement non-uniforme. En revanche les

premières dunes visibles par la caméra C se développent à des temps plus importants ($t \simeq 2$ h et 35 min). Ces dunes ont des longueurs variant entre $0,48 \text{ m} < \Lambda < 0,6 \text{ m}$. Comme attendu, les longueurs des dunes suivantes augmentent alors avec le temps, jusqu'à atteindre des valeurs plateaux ($1,0 \text{ m} < \Lambda < 1,5 \text{ m}$) pour des temps long. Pour la caméra A, seule deux dunes sont visibles, les rides longitudinales se mettant ensuite en place. On observe sur la Figure 4.11 que la taille des dunes croît plus rapidement en amont du canal qu'en aval, avec une taille maximale atteinte à $t = 1$ h 9 min au niveau de la caméra A, à $t = 3$ h 26 min au niveau de la caméra B et à $t = 9$ h 23 min au niveau de la caméra C. Ce comportement peut être expliqué par la non-uniformité de l'écoulement, le gradient de nombre de Shields longitudinal entraînant un gradient d'écart au seuil de l'instabilité du lit, et donc un gradient longitudinal de taux de croissance de l'instabilité. Coleman et al. (2005) observent que le temps t_e auquel les dunes ont atteint leur taille d'équilibre est donné par :

$$t_e = 0.0205 \left(\frac{d_{50}}{u_*} \right) \left(\frac{d_{50}}{D} \right)^{-3.5} \left(\frac{\theta_s}{\theta_{cr}} \right)^{-1.12}, \quad (4.9)$$

prédisant ainsi pour l'expérience Q61Hs30 des temps d'équilibre $t_e = 1$ h et 59 min au niveau de la caméra A et $t_e = 3$ h et 04 min au niveau de la caméra B, en plutôt bon accord avec nos résultats expérimentaux. En revanche, la relation empirique de Coleman et al. (2005) prédit $t_e = 4$ h et 37 min au niveau de la caméra C, soit un temps bien inférieur au temps observé expérimentalement. L'accumulation de grains venant de l'amont empêche ici de pouvoir observer les dunes.

Tuijnder (2010), qui étudie l'effet de l'épaisseur h_{s0} du lit de grains initial sur les dimensions des dunes se développant dans un canal hydraulique uniforme, observe une diminution des dimensions des motifs morphodynamiques lorsque le volume de grains disponibles diminue. Il propose ainsi des formules empiriques permettant de déterminer la longueur des dunes Λ en conditions d'apport limité en sédiment et en régime uniforme comme :

$$\frac{\Lambda}{\Lambda_0} = 1 - \beta \exp \left(\frac{-h_{s0}}{\alpha_l \Delta_0} \right), \quad (4.10)$$

avec $\alpha_l = 0.39$ et $\beta = 0.96$ des constantes empiriques, et Λ_0 et Δ_0 , respectivement, les longueur et hauteur de dune en régime d'apport illimité en sédiment qui peuvent être estimées avec les formules empiriques proposées par Van Rijn (1984) :

$$\frac{\Delta_0}{D} = 0.11 \left(\frac{d_{50}}{D} \right)^{0.3} (1 - e^{-0.5T})(25 - T), \quad (4.11)$$

$$\Lambda_0 = 1.29 \times 7.3D, \quad (4.12)$$

le facteur 1.29 ayant ici été ajouté car, en testant ces lois dans le cas d'un apport illimité en sédiment, Tuijnder (2010) obtient que ces lois ont tendance à sous-estimer la longueur des dunes d'un facteur 1.29 en régime d'apport illimité en sédiment. Les longueurs de dunes estimées par Van Rijn (1984) sont représentées sur la Figure 4.11. Ces lois, valides en régime d'apport illimité en sédiment, prédisent des longueurs de dunes d'ordre supérieur à celles observées.

Afin de pouvoir tester les formules empiriques de Tuijnder (2010) sur l'effet de l'apport limité sur nos résultats expérimentaux, il est nécessaire d'estimer l'épaisseur de sédiment disponible h_{s0}^{eq} équivalente pour notre expérience. En effet, lorsque le lit de grains est simplement déposé sur un fond peu rugueux et donc que tout le volume de grains est mobilisable pour le transport, h_{s0} s'avère simple à mesurer. En revanche, dans le cas de la présente étude, il est possible que tout le volume de sédiment ne soit pas disponible pour le développement des dunes, mais qu'une partie des sédiments soient protégée et immobilisée par les hémisphères. Il est donc possible que, par leur présence, les hémisphères aient comme effet d'immobiliser une partie du sédiment disponible, diminuant ainsi l'apport en sédiment nécessaire pour la croissance des dunes, et limitant ainsi

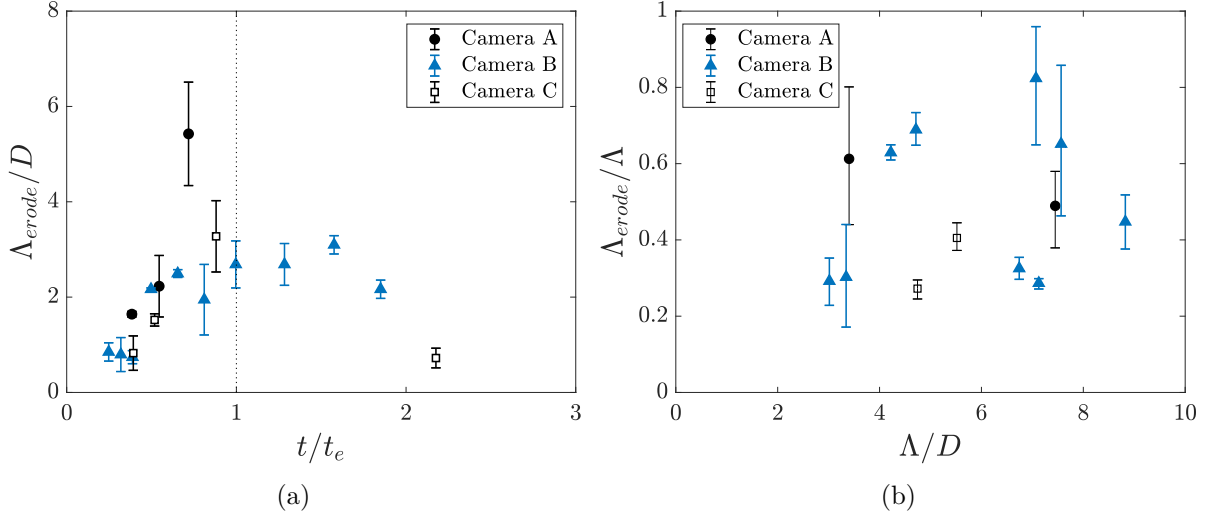


FIGURE 4.12 – (a) Longueur des dunes Λ se développant dans l'expérience Q61Hs30, en fonction du temps. (b) Rapport entre longueur de dune et longueur de zone érodée constituant cette dune, en fonction de la taille des dunes.

leur longueur finale. La condition d'apport limité en sédiment ayant pour base l'épaisseur de lit initial h_{s0} proposée par Tuijnder (2010) doit donc être modifiée par la présence de macro-rugosités immobiles, l'épaisseur de lit initial h_{s0} devant ainsi être remplacée par l'épaisseur équivalente h_{s0}^{eq} de sédiment initial représentant seulement le volume sédiment non-protégé par les hémisphères, et donc mobilisable.

Si l'on considère en premier lieu que tous les grains sont mobilisables et donc que l'effet des hémisphères est négligeable, la hauteur h_{s0}^{eq} de grains mobilisables par mètre-carré pour une hauteur de sédiment initiale de $h_{s0} = 3\text{ cm}$ au-dessus du fond du canal peut être calculé comme :

$$h_{s0}^{eq} = h_{s0} - N \frac{4\pi R^3/3}{2} = 1.96\text{ cm}, \quad (4.13)$$

avec $N = 672$ le nombre d'hémisphères par mètre-carré.

On représente sur la Figure 4.11 les longueurs de dunes estimées par les formules de Tuijnder (2010) avec cette hauteur h_{s0}^{eq} (zone hachurée sur la Figure 4.11), les limites basse et haute correspondant aux valeurs de Λ calculées en amont et en aval, respectivement, du canal hydraulique, différentes dues à la non-uniformité de l'écoulement. Il apparaît alors une amélioration par rapport aux longueurs estimées par la formule de Van Rijn (1984), plus de dunes étant prises en compte dans l'intervalle de Tuijnder (2010). En revanche, on observe que des points se situent toujours en dehors de l'intervalle calculé avec $h_{s0}^{eq} = 1.96\text{ cm}$.

Si l'on considère maintenant qu'une partie des grains est protégée par les hémisphères immobiles et donc sont non utilisables pour la croissance des dunes, il est ainsi possible de calculer une hauteur de grains initialement disponible h_{s0}^{eq} équivalente seulement pour les grains mobilisables. Si l'on considère que les grains sont protégés lorsque le découvrément des hémisphères est supérieur à un découvrément $P = k/R$, les sédiments mobilisables se situent donc entre $z = R - k$ et $z = h_{s0}$ et il est ainsi possible de calculer h_{s0}^{eq} comme :

$$h_{s0}^{eq} = h_{s0} - (R - k) - N \frac{\pi k^2 (3R - k)}{3}. \quad (4.14)$$

En se basant sur le Chapitre 3 de ce manuscrit, on peut faire l'hypothèse que les sédiments sont protégés lorsque le découvrément des hémisphères P est plus important que 50%. Avec cette hypothèse, on obtient $h_{s0}^{eq} = 1.7\text{ cm}$. La zone magenta présentée sur la Figure 4.11 représente les longueurs de dunes estimées avec les formules de Tuijnder (2010) pour $h_{s0}^{eq} = 1.7\text{ cm}$, les limites

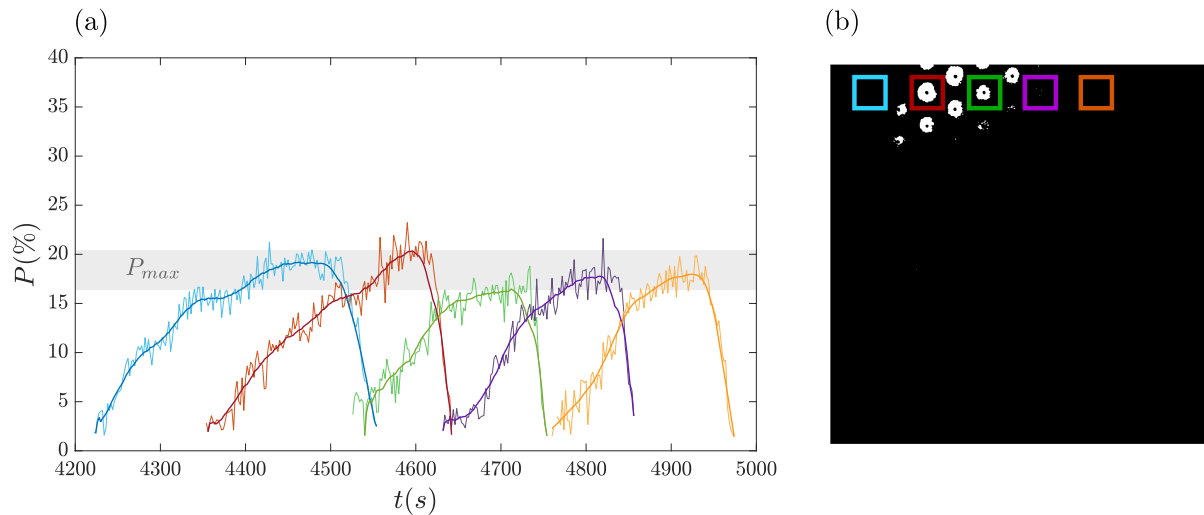


FIGURE 4.13 – (a) Découvrement moyen au cours du temps $P(t)$ de 5 hémisphères alignés longitudinalement, pendant le passage d’un motif érodé inter-dunes dans la caméra B pendant l’expérience Q61Hs30. (b) Champ caméra à $t = 4600$ s, où les hémisphères suivis ont été marqués par les couleurs choisis dans le graphe.

hautes et basses de l’intervalle représentant respectivement les longueurs de dunes calculées à l’amont et l’aval du canal. Cette diminution d’épaisseur de sédiment disponible diminue la limite basse de l’intervalle calculé, les formules de Tuijnder (2010) représentant ainsi mieux les dunes obtenues, ce qui suggère que la présence des hémisphères a bien comme effet de diminuer la taille de certaines dunes, en immobilisant une partie du sédiment.

Dimension des motifs érodés

La longueur Λ_{erode} des motifs érodés traversant les champs caméras au cours du temps est donnée sur la Figure 4.12a en fonction de t/t_e , avec t_e le temps auquel les dunes sont censées avoir atteint leur taille d’équilibre, prédit par l’équation (4.9). Comme dans le cas des dunes, on observe une augmentation de la taille des zones érodées avec le temps. On note que les zones érodées inter-dunes atteignent leur dimension finale à $t/t_e \sim 1$, quel que soit la position dans le canal. Lorsque les dunes atteignent leur taille d’équilibre, les zones érodées arrêtent elles-aussi leur croissance. Ce résultat met en exergue à quel point les croissances des dunes et des zones érodées sont connectées, les dunes devant puiser le sédiment disponible alentour au cours de leur croissance, augmentant ainsi les dimensions des motifs inter-dunes.

Afin de déterminer si il existe un lien entre la longueur d’une dune Λ et la longueur de la zone érodée constituant cette dune, on trace sur la Figure 4.12b l’évolution du rapport Λ_{erode}/Λ en fonction de la taille des dunes adimensionnalisée par la hauteur d’eau. Les zones érodées représentent entre 20% et 80% des longueurs de dunes observées dans l’expérience Q61Hs30, la qualité des mesures ne permettant pas de faire ressortir un comportement en fonction de la longueur des dunes.

4.3.3.2 Évolution de la hauteur de grains dans les motifs érodés

La Figure 4.13 montre l’évolution du découvrement moyen P de différents hémisphères alignés, pendant le passage d’une zone érodée. Le découvrement moyen d’un hémisphère est ici calculé en mesurant la surface apparente d’un hémisphère puis à l’aide de l’équation (B.10). La mesure de la surface apparente étant bruitée due à des ondes présentes à la surface et aux grains continûment transportés au-dessus des hémisphères, un lissage est effectué (trait épais sur la Figure 4.13) avec une fenêtre de lissage de 43 secondes de longueur.

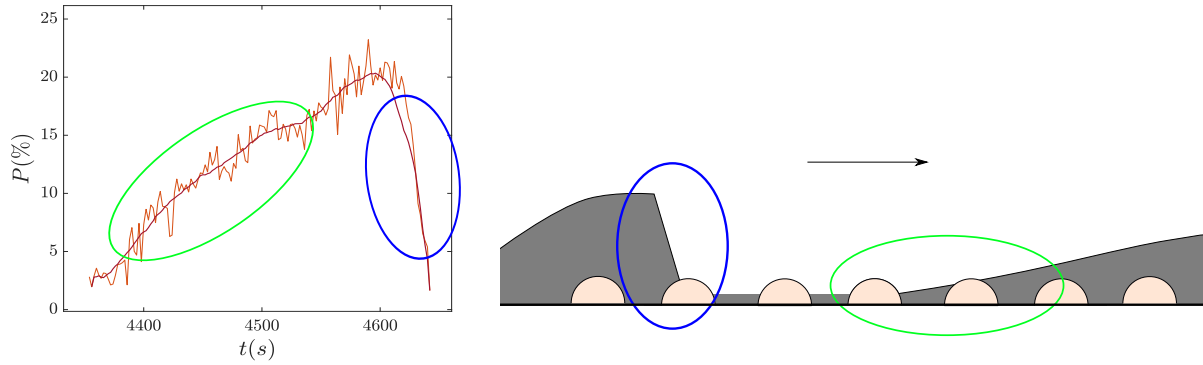


FIGURE 4.14 – Explication schématique de l'asymétrie entre découverture et recouvrement des hémisphères due à l'asymétrie des dunes.

On note sur la Figure 4.13 des comportements similaires pour les différents hémisphères alignés dans le sens de l'écoulement, plaidant pour l'hypothèse de faibles modifications du comportement et des dimensions des motifs érodés pendant la durée de leur passage dans le champ caméra. Comme noté précédemment, les hémisphères ne se découvrent pas totalement pendant le passage d'un motif érodé. A l'arrivée du motif érodé, la hauteur de sédiment autour de l'hémisphère diminue progressivement jusqu'à atteindre un palier d'érosion maximale, puis le niveau de sédiment réaugmente brusquement jusqu'à ce que l'hémisphère soit totalement recouvert et donc non-visible. On peut alors définir P_{max} comme le découverture moyen maximal atteint pendant le passage d'un motif érodé. Comme observé sur la Figure 4.13, ce découverture est différent en fonction de la position des hémisphères, l'incertitude sur ce découverture moyen est donc déterminée en comparant les découvertures moyens maximaux obtenus dans la ligne d'hémisphère centrée au motif érodé. Dans l'exemple de la Figure 4.13, on obtient donc un découverture moyen maximal pour ce motif érodé $P_{max} = 18\%$.

On note sur la Figure 4.13 que la hauteur de sédiment entre les hémisphères reste sensiblement constante avant que les hémisphères soient recouverts, P atteignant ainsi un palier. On observe par exemple sur la Figure 4.13 que la hauteur de sédiment autour de l'hémisphère la plus à l'amont (courbe bleue ciel) reste constante pendant environ une minute à $P \sim 18\%$ avant l'arrivée du front de dune suivant. Ce phénomène reflète le fait que, pendant un instant, le taux de déposition et le taux d'érosion de grains sont égaux (ou nuls) autour des hémisphères (l'érosion étant supérieure à la déposition après le passage d'une dune, et la déposition étant nettement supérieur à l'érosion lorsque la dune suivante arrive).

Le second phénomène observable sur la Figure 4.13 et commun à tous les hémisphères de la ligne étudiée, est la forte asymétrie entre découverture des hémisphères à l'arrivée du motif, et recouvrement après son passage. Le temps nécessaire pour atteindre le découverture maximal P_{max} après apparition des hémisphères est entre 15 et 25 fois plus long que le temps nécessaire pour recouvrir l'hémisphère après avoir atteint P_{max} . Comme schématisé sur la Figure 4.14, cette forte asymétrie peut s'expliquer par la forte asymétrie des dunes. En effet, le découverture d'un hémisphère correspond au moment où le dos d'une dune devient plus bas que le rayon R des hémisphères, alors que le recouvrement d'un hémisphère correspond ici à l'arrivée d'un front de la dune suivante. Ce recouvrement est donc dicté en partie par les grains tombant dans la zone d'avalanche de la dune suivante et en partie par les grains piégés dans la zone de recirculation en aval de la dune. Pour une vitesse de dune donnée, la variation du niveau de sédiment autour des hémisphères dépend de l'angle des parois des dunes : à angle très faible (par exemple le dos d'une dune) il est nécessaire que la dune parcourt une distance importante pour découvrir totalement un hémisphère.

Une seconde visualisation de cette géométrie complexe et du niveau de sédiment dans les

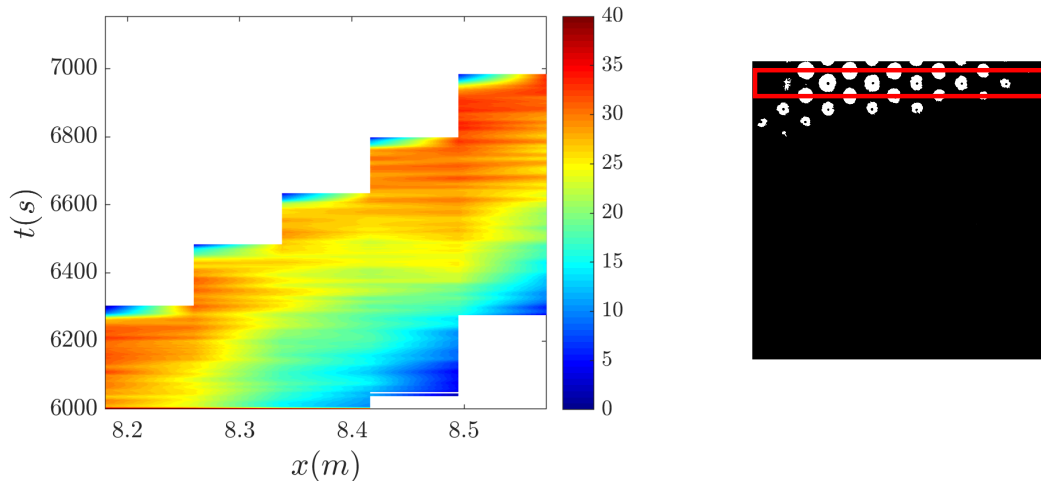


FIGURE 4.15 – Diagramme spatio-temporel du niveau de découverte P d’une ligne d’hémisphère pendant le passage d’une zone d’érosion. Les couleurs correspondent aux découvertes moyennes $P(\%)$, avec une interpolation entre chaque hémisphère selon x . La présence de marches dans le diagramme spatio-temporel est expliquée par le fait que l’on ne connaît pas la hauteur de sédiment en continu dans la direction longitudinale, mais seulement autour des hémisphères découverts. L’image de droite présente le motif érodé étudié, ainsi que la ligne d’hémisphères choisie.

zones érodées est possible en observant comment varie le niveau de sédiments dans la longueur d’une zone érodée. On choisit ici comme exemple la zone érodée arrivant dans le champ de la caméra B à $t = 1$ h 40 min dans l’expérience Q61Hs30. La Figure 4.15 présente le découvrage d’une ligne d’hémisphères centrées dans une zone d’érosion en fonction du temps dans un diagramme spatio-temporel. L’abscisse est la longueur du champ caméra, l’ordonnée le temps et le niveau de couleur le niveau de découverte des hémisphères. On note qu’un comportement plutôt comparable est obtenu pour les différents instants de l’avancée du motif érodé, plaçant pour une robustesse du motif obtenu. Le découvrage est maximal en amont du motif (c’est à dire juste en aval du front de la dune suivante), et diminue progressivement jusqu’à l’aval du motif érodé. Cette diminution du découvrage en aval de la zone érodée peut s’expliquer par l’angle du dos de la dune qui entraîne une hauteur de sédiment qui croît jusqu’à sa crête, ou simplement par la durée de découvrage d’un hémisphère, les hémisphères situés à l’amont d’un motif érodé ayant passé plus de temps découverts que ceux à l’aval.

Découvrage maximal des hémisphères en fonction de la longueur des motifs érodés

Les deux méthodes illustrées par les Figures 4.13 et 4.15 sont alors appliquées à chaque motif érodé observé dans les champs caméras, afin de déterminer si le découvrage moyen maximal P_{max} des calottes sphériques pendant le passage d’un motif érodé est lié à la longueur des motifs érodés Λ_{erode} . Le protocole suivi afin de mesurer P_{max} consiste donc à tout d’abord repérer la bande d’hémisphères alignés longitudinalement la plus centrée dans le motif érodé, puis à mesurer le maximum de découvrage moyen atteint pour chaque hémisphère de cette bande, de manière à obtenir une valeur de P_{max} moyennée en espace selon la ligne d’hémisphères, comme illustré sur la Figure 4.13. La Figure 4.16 présente l’évolution du découvrage moyen maximal P_{max} en fonction de la longueur des motifs érodés. Pour $\Lambda_{erode}/D < 3$, le découvrage maximal atteint par les hémisphères augmente lorsque la longueur des zones érodées augmente, avec P_{max} tendant vers 0 lorsque Λ_{erode} tend vers 0. En revanche, lorsque $\Lambda_{erode}/D > 3$, le découvrage maximal atteint un palier, avec des valeurs variant entre $50 < P_{max} < 80\%$ même pour les très

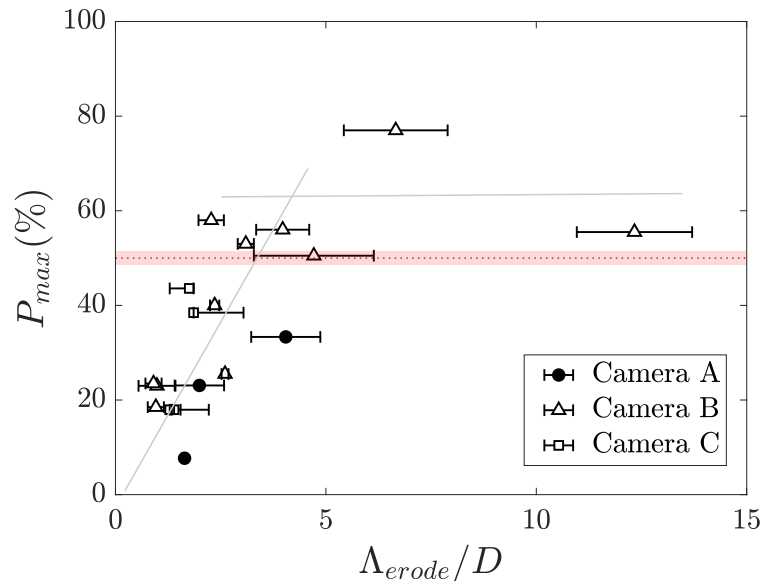


FIGURE 4.16 – Découvrement moyen maximal P_{max} atteint par les hémisphères centrées dans les motifs érodés. La ligne rouge correspond à l’observation de Grams et Wilcock (2007). Les lignes grises représentent le comportement supposé avec les points obtenus.

longues zones érodées. Il est donc possible de supposer que le découvrement des hémisphères soit dépendant de la dimension des motifs morphodynamiques lorsque ceux-ci sont de faibles dimensions, mais indépendant à partir d’une certaine dimension critique.

4.3.3.3 Discussion sur les motifs érodés inter-dunes

Pour comprendre la rupture de pente présente sur la Figure 4.16, supposons qu’une zone de recirculation de longueur x_R est présente à l’aval de chaque dune. D’après Paarlberg et al. (2007), on peut estimer la longueur de la zone de recirculation en aval d’une dune à l’équilibre comme $x_R = 6\Delta$, avec Δ la hauteur d’une dune. En aval de cette zone de recirculation, une nouvelle couche limite se développe sur le fond, comme représenté sur la Figure 4.17 où l’on a noté x_F la distance dont la nouvelle couche limite a besoin pour être à l’équilibre avec le fond d’hémisphères partiellement découverts. Si cette zone de recirculation est plus longue que la longueur d’un motif érodé inter-dune ($x_R > \Lambda_{erode}$), aucune couche limite ne se développe sur les hémisphères. Au contraire, si cette zone de recirculation est plus courte que la longueur d’un motif érodé inter-dunes ($x_R < \Lambda_{erode}$), une nouvelle couche limite se développe sur les hémisphères découverts et leur influence sur l’hydrodynamique locale devient importante, on se retrouve alors dans la situation décrite dans le Chapitre 3 dans laquelle les hémisphères entraînent de fortes variations locales de contrainte au fond. Cette transition, représentée sur la Figure 4.17, peut expliquer la rupture de pente observée sur la Figure 4.16 à $\Lambda_{erode} \sim 3D$. On peut donc en déduire :

$$x_R + x_F \sim 3D. \quad (4.15)$$

On peut alors écrire :

$$\Delta \sim \frac{3D - x_F}{6}. \quad (4.16)$$

En supposant que la nouvelle couche limite a besoin de 4 rangées de rugosités pour être développée entre les hémisphères ($x_F \sim 4b$, avec b le diamètre de la base d’un hémisphère), on obtient ainsi des hauteurs de dunes $\Delta \sim 6.5 \pm 0.5 \text{ cm}$, soit le même ordre de grandeur que les dunes observées pendant l’expérience, l’interprétation proposée dans la Figure 4.17 étant donc plausible.

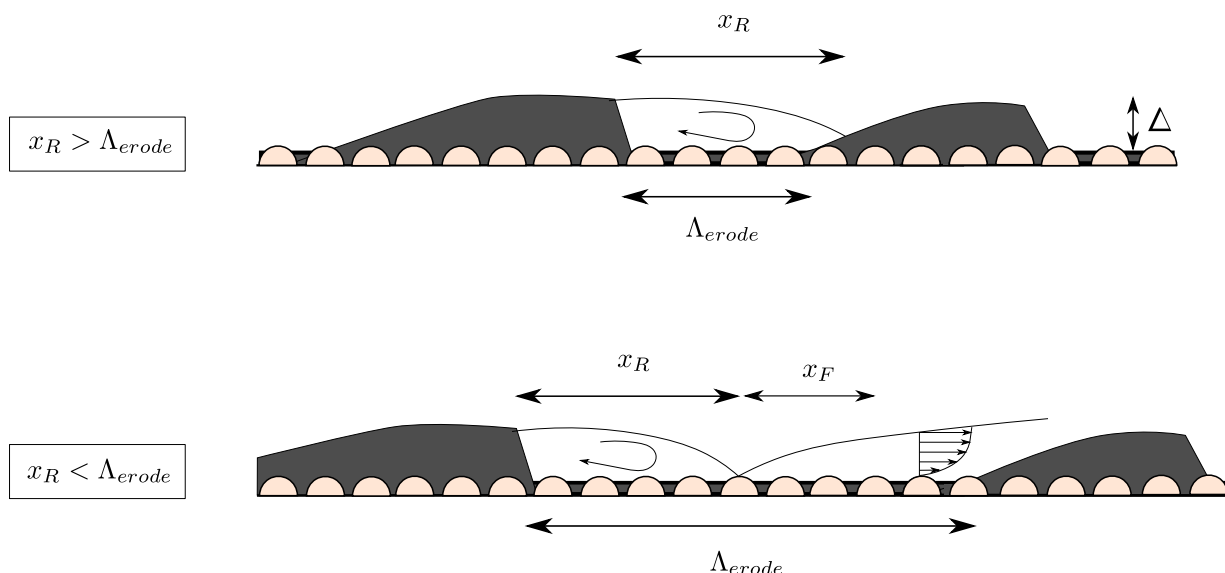


FIGURE 4.17 – Schématisation des longueur Λ_{erode} des motifs érodés inter-dunes, de la longueur x_R de recirculation à l’aval d’une dune et de la longueur x_F de développement de la nouvelle couche limite interne.

4.3.4 Étude du régime de rides longitudinales

Une fois que les dernières dunes sont passées au-dessus des hémisphères immobiles, des rides parallèles à la direction de l’écoulement se mettent en place pour chaque expérience, la condition d’apport limité en sédiments devenant plus forte, en bonne accord avec Kleinhans et al. (2002) qui observent la présence de rides longitudinales pour des lits très pauvres en grains. Entre les rides longitudinales constituées de grains, on observe l’apparition des hémisphères immobiles entre lesquels des grains sont protégés. Deux phénomènes nous intéressent alors tout particulièrement dans cette partie : La position des rides longitudinales, et l’érosion du sédiment entre les hémisphères sur les temps longs entre les rides longitudinales.

4.3.4.1 Rides longitudinales et instabilité transverse

La formation de rides longitudinales peut être expliquée par la présence d’écoulements secondaires dans le canal hydraulique, entraînant un transport latéral de grains vers les zones de convergence des écoulement secondaires, comme représenté sur la Figure 4.18 (Nezu et Nakagawa (1993)). Comme décrit par Nezu et Nakagawa (1993), le mécanisme entraînant le développement de courants secondaires dans un canal non-courbé est l’anisotropie des fluctuations turbulentes dans le plan transverse à l’écoulement, cette anisotropie étant créée par une variation transverse de topographie du fond ou par une variation transverse de rugosité du fond (Karcz (1966), Nezu et Nakagawa (1993)) :

1. Nezu et Nakagawa (1993) expliquent en détails comment la présence d’une variation transverse de topographie du fond entraîne la présence de recirculation. Les auteurs présentent une expérience en canal hydraulique dans lequel sont placées des barres parallèles à l’écoulement sur le fond d’un canal à surface libre. Il apparaît alors la présence de recirculations tels que l’écoulement vertical vers le haut se situe au-dessus des barres et l’écoulement vertical vers le bas au centre entre deux barres, comme illustré sur la Figure 4.18. Des mesures de contrainte au fond montrent alors que la contrainte s’appliquant sur le fond est maximale dans le creux entre deux barres, et minimale au niveau des barres, une des raisons étant que l’écoulement vertical vers le bas entraîne du fluide ayant une quantité de mouvement importante du haut de l’écoulement vers le fond.

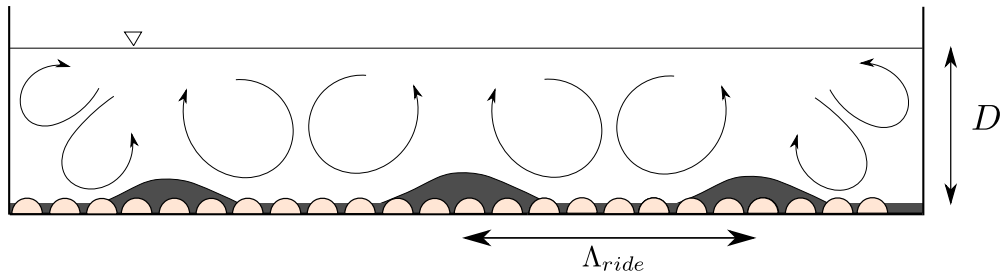


FIGURE 4.18 – Définition de la distance entre centres des rides Λ_{ride} et schématisation des courants secondaires. La hauteur des rides est exagérée pour le schéma. Schéma inspiré de Nezu et Nakagawa (1993).

2. Le deuxième mécanisme entraînant une anisotropie de la turbulence est la variation transverse de la rugosité du fond. McLean (1981), qui étudie les courants secondaires au-dessus d'un fond de rugosité transverse variable mais sans variation de hauteur, propose une explication pour la formation des courants latéraux : Au niveau des bandes les plus rugueuses (ou creux entre deux rides), l'intensité turbulente plus forte proche du fond entraîne une contrainte normale plus importante. McLean (1981) montre alors que cette inhomogénéité de la turbulence au fond entraîne naturellement la présence d'une composante de vitesse dirigée vers les zones de frottement plus faible, et ainsi la création de courants secondaires.

Ces deux mécanismes sont donc présents dans le cas de rides longitudinales de sédiment. En effet, McLelland et al. (1999) observent que les courants secondaires ont tendance à majoritairement mettre en mouvement les grains les plus fins. Les rides longitudinales sont ainsi constituées de grains plus fins que les creux entre rides, entraînant alors des variations transverses de rugosité du fond, mais aussi de topographie, comme illustré sur la Figure 4.18. Comme montré dans le Chapitre 3, la rugosité des hémisphères k_s augmente au fur et à mesure de leur découverture. La rugosité des grains mobiles étant elle constante, au fur et à mesure de la formation des rides, les hémisphères vont se découvrir, augmentant ainsi le gradient de rugosité entre rides et creux, et accélérant ainsi la croissance des rides. La variation de topographie transverse et la variation transverse de rugosité du fond étant tous deux amplifiés par la croissance des rides, on peut supposer que c'est une instabilité hydrodynamique qui est à l'origine de la croissance des rides : Les courants secondaires entraînent la formation de rides, qui ont elles pour effet d'amplifier les courants secondaires. Avant formation et amplification des rides, c'est la présence de la forte anisotropie des fluctuations turbulentes proche de la paroi qui entraîne le développement de recirculations dans un canal, séparées par la bissectrice de l'angle des parois, comme représenté sur la Figure 4.18. McLelland et al. (1999) expliquent alors que pour un écoulement sans fond déformable, si le rapport d'aspect de l'écoulement B/D , avec B la largeur du canal, est plus petit que 5, ces tourbillons proches parois vont entraîner le développement de courants secondaires jusqu'au centre du canal. Au contraire, si $B/D > 5$, comme dans tous les régimes étudiés dans ce chapitre, les courants secondaires devraient être absents au centre du canal. C'est alors la présence des rides qui va amplifier les recirculations loin des parois.

4.3.4.2 Position des rides longitudinales

La position latérale du centre des rides longitudinales est mesurée par analyse des images pour chaque régime considéré et présentée sur la Figure 4.19a. Pour les expériences Q30Hs30 et Q30Hs25 ($Q = 30 L/s$ et $D \simeq 10 cm$), les rides sont sensiblement positionnées aux mêmes positions transverses, dans la limite d'incertitude de la mesure. On peut alors en déduire que le volume de sédiment initialement disponible n'a pas d'influence sur la position des rides longitudinales pour les régimes étudiés. Pour l'expérience Q61Hs30 ($Q = 61 L/s$ et $D \simeq 18 cm$), seuls

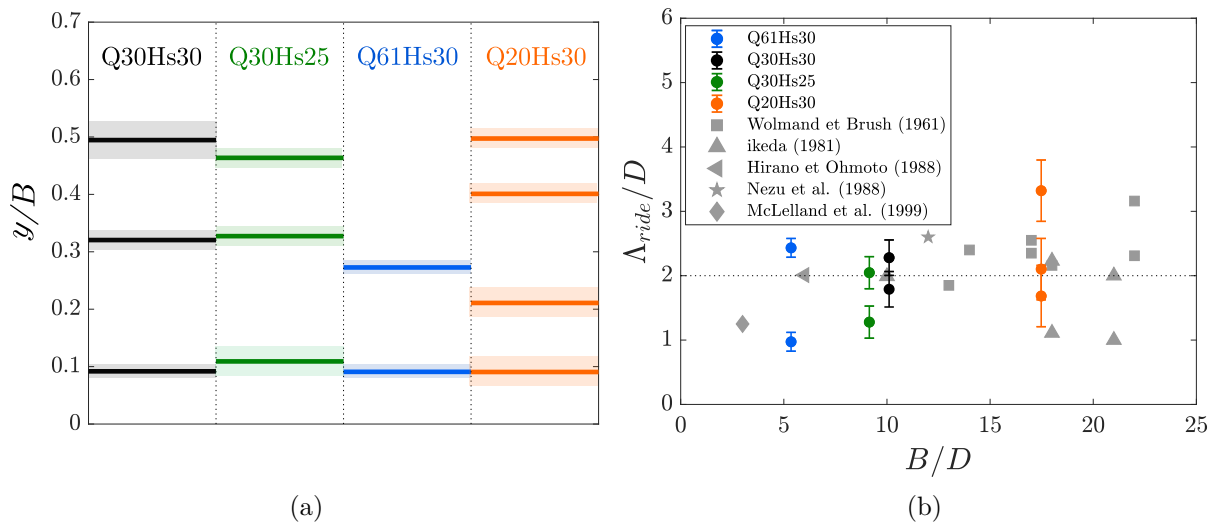


FIGURE 4.19 – (a) Position transverse des rides longitudinales pour les différents régimes considérés. Les bandes transparentes représentent l’incertitude sur la mesure. (b) Distance Λ_{ride} entre centres des rides longitudinales. Le tirant d’eau D est ici mesuré entre la base des hémisphères et la surface libre, les rides étant présentes même sans sédiment protégé entre les hémisphères.

deux rides sont présentes dans une moitié de canal, dont une ride secondaire rapidement érodée en proche paroi. Au contraire, pour Q20Hs30 ($Q = 20 L/s$ et $D \simeq 4 cm$), quatre rides sont présentes dans une moitié de canal, avec un faible espacement entre les rides. Ces résultats sont en bon accord avec Nezu et Nakagawa (1993) qui montrent que les cellules de recirculation des courants secondaires dans un canal à surface libre et donc la position des rides longitudinales sont directement liées au tirant d’eau dans le canal, tel que $\Lambda_{ride} \simeq 2D$. On trace donc sur la Figure 4.19b l’espacement Λ_{ride} entre les centres des rides pour les différentes expériences², en fonction du rapport d’aspect de l’écoulement B/D , avec B la largeur du canal. Des valeurs $\Lambda_{ride}/D \simeq 2$ sont bien obtenues, mais avec une forte dispersion telle que $1 < \Lambda_{ride}/D < 4$. Les valeurs obtenues sont comparées avec des valeurs de la littérature pour des lits sédimentaires unimodaux (Wolman et Brush (1961), Ikeda (1981), Hirano et Ohmoto (1988) et Nezu et al. (1988)) et faiblement bimodaux (McLelland et al. (1999)). La dispersion obtenue dans la présente expérience est retrouvée dans ces études.

Il est important de noter que les différentes études répertoriées sur la Figure 4.19b s’intéressaient à des lits très peu ou non-bimodaux où toutes les familles de grains mobiles, contrairement au lit fortement bimodale avec gros grains immobiles étudié ici. Le fait que l’on retrouve des positions de rides similaires à ces études indique alors que la présence des hémisphères immobiles n’a pas d’influence sur la position des rides longitudinales. En réalité, il est apparu que sur les temps longs, les rides ont tendance à se situer dans les allées entre les hémisphères (par exemple visible sur la ride secondaire de la Figure 4.10 à $t = 6 h 40 min$), plutôt qu’au sommet des hémisphères. On peut alors en conclure que les hémisphères ont une influence sur la position des rides, à plus ou moins R près.

4.3.4.3 Érosion des sédiments sur les temps longs

Entre les rides longitudinales, les hémisphères immobiles sont apparents et il est possible d’observer la présence de grains entre ces hémisphères. Les rides n’ayant pas d’effet de protection dans la direction longitudinale (ou un effet de protection négligeable) sur les sédiments placés entre les hémisphères situés loin des rides, on peut alors en déduire que seuls les hémis-

2. Les rides étant symétriques par rapport au centre du canal, on suppose pour l’expérience Q61Hs30 la présence d’une ride équivalente à celle observée, dans la moitié non-visible du canal hydraulique, soit à $y/B \simeq 0.72$.

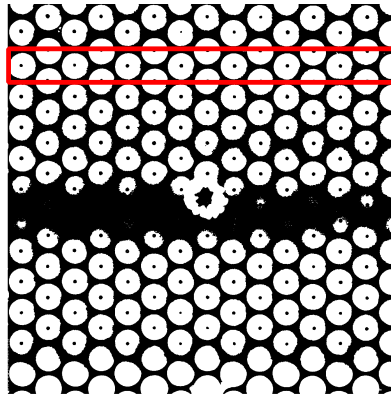


FIGURE 4.20 – Position de la ligne d’hémisphères centrale, utilisée pour le suivi d’érosion sur les temps longs.

sphères vont interagir avec le transport des grains. Une fois les dunes évacuées vers l’aval et les rides ayant une faible largeur, on suppose alors que l’on se situe dans les conditions simplifiées explorées dans les Chapitres 2 et 3, où le système est composé de grains transportés au sein d’une canopée d’hémisphères immobiles, en ajoutant la faible composante latéral du transport due aux recirculations. Ce système peut alors permettre d’observer précisément l’interaction entre hémisphères et grains mobiles, en suivant l’érosion des sédiments au cours du temps, et en déterminant comment le découvrément progressif des hémisphères peut jouer un rôle sur le taux d’entraînement des grains.

On se propose donc de suivre le découvrément $P = k/R$ des hémisphères au cours du temps après l’évacuation des dernières dunes, en se concentrant donc sur les champs de la caméra A dans les différentes expériences. Pour cela, le choix est fait ici de sélectionner une bande d’hémisphères, tous les hémisphères d’une même bande ayant un découvrément supposé similaire. La bande d’hémisphère située au centre du canal est sélectionnée ici, comme illustré sur la Figure 4.20, les niveaux de découvrément de chacun de ces hémisphères étant mesurés indépendamment au cours du temps, puis moyennés afin d’obtenir le découvrément moyenné spatialement $\langle P(t) \rangle$ des hémisphères au centre du canal, tel que :

$$\langle P(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N P_n(t - t_0), \quad (4.17)$$

avec N le nombre d’hémisphères choisis pour la moyenne spatiale, P_n le découvrément de l’hémisphère n et t_0 le temps auquel un hémisphère devient visible pour la dernière fois sans jamais être recouvert. Ce temps dépend donc de la position de l’hémisphère dans le canal. Des moyennes spatiales similaires seront effectuées dans la suite pour les différents paramètres géométriques et caractérisées par le symbole $\langle \cdot \rangle$.

La Figure 4.21a présente l’évolution au cours du temps du découvrément moyen $\langle P \rangle$. Seules les expériences Q30Hs25 et Q61Hs30 sont présentées ici, les autres expériences affichant des dynamiques plus complexes avec passages de motifs morphodynamique même après développement des rides longitudinales. Une forte discontinuité dans l’évolution du découvrément est observée, avec un découvrément rapide des hémisphères pour $t < 15min$, passant ainsi de $\langle P \rangle = 0\%$ à $\langle P \rangle = 50\%$ en 15 minutes. Après avoir atteint ce découvrément, leur évolution va alors soudainement se ralentir, avec un découvrément atteignant ensuite $\langle P \rangle = 80\%$ en seulement 4 – 6 heures, selon les expériences. L’influence des motifs morphodynamiques étant considérée comme négligeable, ce ralentissement de l’érosion au cours du temps peut être dû à la présence des rugosités immobiles. En traçant l’évolution de $\langle P(t) \rangle$ en semilogarithmique sur la Figure 4.21b, il apparaît que l’on peut, en première approximation, décrire les comportements de $\langle P(t) \rangle$ avant

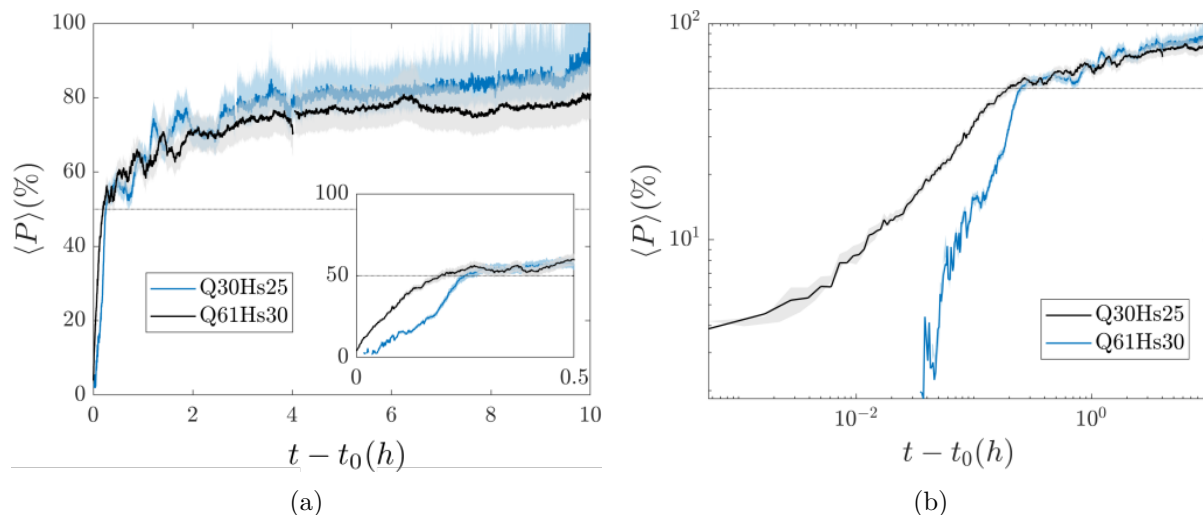


FIGURE 4.21 – (a) Découverte moyenne de la bande d’hémisphères situés au centre du canal au niveau de la caméra A, avec t_0 le temps auquel un hémisphère devient visible pour la dernière fois sans jamais être recouvert, qui dépend de la position longitudinale de l’hémisphère. L’encart de la figure de gauche présente un zoom sur le début de découverte. (b) Découverte moyenne de la bande d’hémisphères situés au centre du canal.

et après transition par de simples lois de puissance, tel que :

$$\langle P \rangle = \begin{cases} a_1 t^{n_1} & \text{si } \langle P \rangle < 50\% \\ a_2 t^{n_2} & \text{si } \langle P \rangle > 50\% \end{cases} \quad (4.18)$$

les coefficients de ces lois de puissance pour les différents régimes considérés étant donnés dans le Tableau 4.3. On observe dans le Tableau 4.3 et sur la Figure 4.21a que, pour $\langle P \rangle < 50\%$ le découverte suit des comportements sensiblement différents en fonction des régimes considérés, ceci pouvant entre autres être expliqué par le fait que les rides longitudinales, placées à des positions différentes, peuvent encore avoir une influence sur l’érosion. En revanche, après avoir atteint un découverte $\langle P \rangle > 50\%$, l’érosion entre différentes expériences suit alors un comportement beaucoup plus similaires, avec des constantes a_2 et b_2 proches en fonction des régimes. Ce phénomène pourrait refléter le fait que pour des faibles découvertes, l’influence de la géométrie du fond sur la vitesse d’érosion devient extrêmement importante. Un exemple d’interprétation peut être qu’à partir d’un certain découverte, seul une taille précise de tourbillon (de taille inférieure à l’espacement entre hémisphères immobiles ?) peut atteindre le fond pour mettre les sédiments en mouvement. Des expériences supplémentaires avec des géométries différentes et plus de régimes d’écoulement pourraient permettre de jauger l’influence réelle de la géométrie et de la disposition des rugosités immobiles.

On note sur la Figure 4.21a que, même si l’érosion est extrêmement ralentie lorsque $\langle P \rangle > 50\%$, celle-ci ne s’arrête jamais totalement, pour les temps mesurés (10 heures). Le découverte moyen continue alors à augmenter irrémédiablement sur les temps très longs, reflétant le fait que des grains finissent toujours par être arrachés de leur position entre les hémisphères. Ce phénomène met en exergue le comportement des balayages et leur capacité à parvenir à atteindre les grains situés entre des macro-rugosités, les grains étant principalement mis en mouvement par de forts événements turbulents instantanés amenant du fluide rapide vers le fond sédimentaire. Comme mis en avant dans le Chapitre 3, l’apparition de macro-rugosités immobiles entre des sédiments a pour effet d’augmenter la fréquence d’événements turbulents instantanés de forte intensité, grâce au développement de leur sillage. Néanmoins, le Chapitre 3 a montré qu’au fur et à mesure du découverte des rugosités immobiles, la capacité de ces événements instantanés à atteindre le fond sédimentaire (ou base des rugosités) diminue fortement.

	a_1	n_1	a_2	n_2
Q30Hs25	0,0020	1,5	20	0,14
Q61Hs30	1,3	0,55	28	0,10

TABLE 4.3 – Coefficients des lois de puissance décrivant le découverture moyen $\langle P(t) \rangle$ après arrivée du front d'érosion amont.

Le taux d'entraînement des grains dépend alors fortement de la fréquence et de l'intensité des événements turbulents de type balayage atteignant les grains. Les résultats obtenus ici sont en accord qualitatif avec ceux du Chapitre 3 : plus le découverture des rugosités immobiles est important, plus la fréquence des forts événements de type *sweeps* proche des grains est faible, et donc la fréquence d'arrachage de sédiment du lit granulaire est faible. Sur les temps très longs, il arrivera toujours que des tourbillons parviennent à pénétrer dans la canopée d'hémisphères et puisse mettre des grains en mouvement. On peut alors supposer que pour la géométrie du fond et le rapport d'aspect entre grains mobiles et hémisphères choisis ici, il est impossible d'obtenir un état d'équilibre pour lequel les grains seraient totalement immobilisés entre les hémisphères et le système n'évoluerait plus. En effet, même si la probabilité que des événements de type *sweeps* de forte intensité atteignent le fond et que la contrainte moyennée en temps τ_s deviennent extrêmement faibles, il est possible que cette probabilité ne devienne jamais nulle. Il est possible que ce comportement soit directement lié au cas particulier de géométrie testé ici (en particulier le rapport entre écartement des rugosités immobiles et taille des grains), des exemples de pavage avec arrêt total du transport étant observés en laboratoire et sur le terrain.

Taux d'érosion du fond

Les mesures effectuées ici ne permettent pas d'accéder au débit de grains $q_{sat}(t)$ grâce à la variation de hauteur de sédiment $h_s(t)$ du fond. L'utilisation de la relation de conservation de la masse projetée dans la direction longitudinale :

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} = -\frac{\partial q_{sat}}{\partial x}, \quad (4.19)$$

peut seulement mener à l'estimation d'une différence de débit entre amont et aval d'un champ caméra, sans obtenir de valeur absolue de débit.

On se propose donc ici de déterminer la vitesse d'érosion du lit granulaire qui, même si elle ne peut être directement liée à la contrainte τ_s , peut nous donner des informations sur la variation des conditions hydrodynamiques au fond. On définit donc le taux d'érosion net du lit granulaire comme :

$$E(t) = (\phi - \lambda_p(t)) \frac{\partial h_s}{\partial t}, \quad (4.20)$$

avec h_s l'épaisseur de grains, $\phi \simeq 0.55$ la compacité du lit³, et $\lambda_p = nS_p/S$ la densité planaire d'hémisphères, telle que la surface planaire S est occupée par n rugosités de surfaces frontales S_p . Afin de calculer le taux d'érosion E au cours du temps, l'évolution de h_s est au préalable lissé avec une fenêtre glissante de longueur 5 minutes.

Le taux d'érosion net E définit ici ne correspond pas réellement au taux de grains arrachés du lit granulaire au cours du temps. En réalité des grains sont continûment érodés et déposés autour des hémisphères. On peut alors définir des flux de grains ascendant φ_\uparrow et descendant φ_\downarrow comme les volumes de grains étant arrachés et déposés sur le lit au cours du temps. Le taux d'érosion défini précédemment se réécrit donc :

$$E(t) = \varphi_\uparrow(t) - \varphi_\downarrow(t), \quad (4.21)$$

3. Mesurée en pesant différents volume eau-grains et grains seuls. La valeur semble basse comparée à la littérature qui mesure $\phi \simeq 0.64$ pour des sphères parfaites.

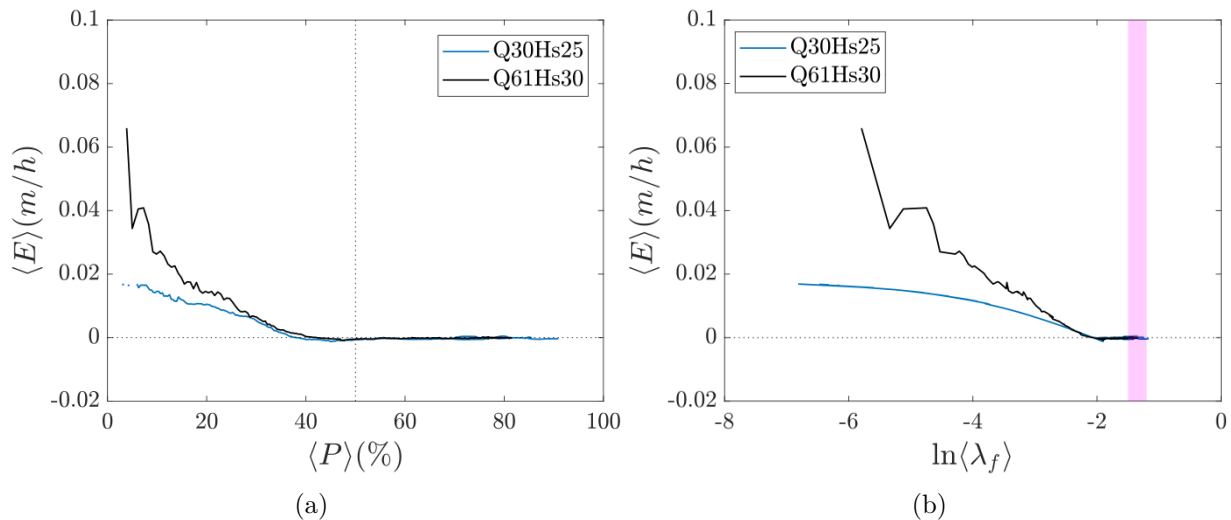


FIGURE 4.22 – (a) Taux d'érosion $\langle E \rangle$ des sédiments en fonction du niveau de découvrement moyen $\langle P \rangle$ des hémisphères. La ligne verticale pointillée correspond à l'observation de Grams et Wilcock (2007). (b) Taux d'érosion $\langle E \rangle$ des sédiments en fonction de la densité frontale de macro-rugosités $\langle \lambda_f \rangle$. La zone magenta correspond aux densités auxquelles Nickling et McKenna Neuman (1995) observent un arrêt du total du transport.

le flux de grains ascendant étant en moyenne plus important que le flux descendant après l'arrivée du front d'érosion amont.

Le taux d'érosion net ainsi défini est mesuré pour chaque hémisphère dans la bande centrale au canal et moyenné en espace sur une bande longitudinale afin d'obtenir le taux d'érosion net moyen $\langle E \rangle$ au cours du temps. La Figure 4.22a présente l'évolution du taux d'érosion moyen des grains en fonction du découvrement des hémisphères immobiles. On observe que $\langle E \rangle$ dépend fortement de la géométrie du fond. Pour les deux régimes testés, au fur et à mesure de l'apparition des rugosités, le taux d'érosion diminue jusqu'à atteindre une valeur négligeable pour les très forts découvrements. En particulier, il apparaît que la transition se situe à $\langle P \rangle \simeq 50\%$, en bon accord avec les observations effectuées dans le Chapitre 3 et dans la littérature (Grams et Wilcock (2007)). Les mesures de la présente étude ne donnant pas accès au taux d'érosion avant apparition des rugosités immobiles, il n'est pas possible de déterminer si le taux d'érosion a augmenté grâce à la présence des rugosités peu érodées.

D'après Raupach (1992), le paramètre pouvant avoir une influence majeure sur le transport de grains est la densité frontale de macro-rugosités $\lambda_f = nS_f/S$, tel que la surface planaire S est occupée par n rugosités de surfaces frontales S_f . λ_f pouvant ici être déduite du niveau de découvrement des hémisphères, l'évolution du taux d'érosion $\langle E \rangle$ en fonction de la densité frontale de rugosités moyenne est présentée sur la Figure 4.22b. On observe encore une fois une diminution du taux d'érosion lorsque $\langle \lambda_f \rangle$ augmente, avec atteinte d'un taux de transport négligeable pour $\ln \langle \lambda_f \rangle \simeq -2$. Nickling et McKenna Neuman (1995), qui étudient le transport par saltation au-dessus de sphères immobiles observent un arrêt total du transport lorsque $-1.5 < \ln \langle \lambda_f \rangle < -1.3$, soient des valeurs plus faibles que celle mesurée dans la présente étude. La différence entre ces deux valeurs pouvant être expliquée par les différences entre les mécanismes de transport en saltation ou en charriage. Comme observé précédemment, les Figures 4.22a et 4.22b montrent que, bien que l'érosion soit sensiblement différentes en fonction des régimes d'écoulement considérés, la transition vers une érosion lente se fait pour les mêmes niveaux de découvrement, plaidant pour une érosion principalement dépendante de la géométrie du fond pour les très forts découvrements.

A la vue de la Figure 4.22a, on peut supposer que pour $\langle P \rangle \simeq 50\%$, les grains sont à leur

seuil de mise en mouvement⁴. La contrainte résiduelle τ_s appliquée seulement sur les grains peut donc être estimée comme étant proche de la contrainte seuil de mise en mouvement $\tau_s \sim \tau_{th}$. En supposant $k_s \simeq 0.0072 m$ pour $P = 50\%$, comme mesuré dans le Chapitre 3 pour des rugosités alignées, on peut estimer la valeur de la vitesse de frottement $u_*(P = 50\%)$ grâce à l'équation (4.3). Le modèle de Raupach (1992) stipule que le rapport entre la contrainte maximale locale appliquée sur les sédiments et la contrainte appliquée sur le fond global peut s'écrire :

$$\frac{\tau_s''}{\tau_b} = \frac{1}{(1 - m\sigma\lambda_f)(1 + m\beta\lambda_f)}, \quad (4.22)$$

avec $m \leq 1$ une constante empirique signifiant que les grains peuvent être soumis à une contrainte locale plus importante que la contrainte moyennée autour des rugosités. $\sigma = S_p/S_b$ est le rapport entre surface basale et frontale d'une rugosité, et $\beta = C_R/C_S$ avec C_R et C_S respectivement les coefficients de trainée d'une rugosité isolée et du fond. En supposant $C_R \sim 0.3$ comme proposé par Raupach (1992) et $C_S \sim 0.0055$ comme estimé dans le Chapitre 3, on peut résoudre l'équation :

$$\frac{1}{(1 - m\sigma\lambda_f)(1 + m\beta\lambda_f)} = \frac{\tau_{th}}{\rho_f u_*^2}, \quad (4.23)$$

afin de déterminer la valeur de la constante m fonctionnant pour l'étude présente. On obtient alors $m = 0.22$ pour Q61Hs30, et $m = 0.25$ pour Q30Hs25, en accord avec la valeur de $m = 0.1 - 0.2$ déterminée dans le Chapitre 3 par mesure directe des contraintes s'appliquant sur le fond. Cette valeur, étant plus faible que 1, signifie que les sédiments sont bien soumis à une contrainte locale maximale plus importante que la contrainte moyennée en espace autour des hémisphères.

4.4 Discussion et conclusion

Cette expérience avait donc pour objectif d'étudier l'effet de la présence de rugosités immobiles sur la déstabilisation d'un lit sédimentaire initialement plat. Comme attendu pour un lit granulaire plat soumis à un cisaillement, celui-ci s'est déstabilisé et des dunes se sont développées à sa surface, entre lesquelles sont apparues des zones érodées dans lesquelles étaient visibles des hémisphères partiellement découverts. Différents résultats ont été obtenus par l'étude de ces zones érodées. L'étude de leur dynamique et de leur dimension a tout d'abord montré que ces zones érodées se déplacent de l'amont vers l'aval en suivant la dynamique propre des dunes. Il a aussi été montré que la croissance de ces zones érodées était directement liée à la croissance des dunes, avec atteinte d'une taille saturée aux mêmes instants que la taille maximum des dunes. Ce résultat est expliqué par le fait que pour croître, les dunes puisent du sédiment alentour, augmentant ainsi la taille des zones érodées. Si les dunes finissent leur croissance, les zones érodées arrêtent ainsi de croître.

Le suivi de la hauteur de sédiment à l'intérieur des zones érodées a mis en exergue plusieurs phénomènes jusqu'alors non décrit dans la littérature. Tout d'abord, une forte asymétrie existe entre découverture et recouvrement d'un hémisphère dans une zone érodée. Cette asymétrie est expliquée par la forte asymétrie entre face d'avalanche et dos des dunes. Pendant le passage des zones érodées, les hémisphères ne sont pas totalement découverts. Tous les hémisphères d'une bande longitudinale atteignant des valeurs proches de découverture maximale. Il a alors été montré que la valeur de ce découverture maximal est fortement dépendant de la taille des zones érodées pour $\Lambda_{erode}/D < 3$, mais indépendant de la taille des zones érodées pour $\Lambda_{erode}/D > 3$. Une explication de ce phénomène a alors été proposée en se basant sur la topologie

4. En réalité, un taux de transport E nul pourrait aussi signifier que les taux d'érosion et de déposition sont égaux, mais dans ce cas, on devrait observer un gradient longitudinale de découverture des rugosités dû à un manque de sédiment en amont, non-visible dans notre cas. De plus, les observations pendant les expériences allait dans le sens d'un fond sédimentaire sans mouvement en fin d'expérience.

de l'écoulement dans les zones érodées : En supposant qu'une zone de recirculation est présente en aval de chaque dune, on propose que pour $\Lambda_{erode}/D > 3$, une nouvelle couche limite se développe sur les hémisphères partiellement découverts. Dans cette couche limite, le sédiment est protégé par les hémisphères et ne subissent plus de protection de la dune en amont. On retrouve alors une protection des sédiment autour de $P = 50\%$ comme observé dans le Chapitre 3 par des mesures de contrainte locale.

Sur les temps longs et après évacuation des dernières dunes, des rides longitudinales de sédiment se mettent en place, entre lesquelles apparaissent des hémisphères partiellement découverts. Il a été montré que la présence des rugosités immobiles avait peu d'effet sur la position latérale des rides longitudinales, les positions mesurées étant en accord avec la littérature sur les rides longitudinales sans présence de macro-rugosités. En considérant que les rides longitudinales ont peu d'influence sur le transport de grains entre les hémisphères, la contribution des hémisphères sur le transport à l'échelle des rugosités a ainsi pu être mise en avant. Des mesures de taux d'érosion du lit granulaire en fonction du temps ont alors montré une forte dépendance du transport sédimentaire en fonction de la géométrie du fond (découvrement et/ou densité frontale). Il est en particulier apparu une érosion rapide des grains dans les premiers instants d'apparition des hémisphères, puis une forte diminution du taux de transport lorsque ceux-ci atteignaient un découvrement $P > 50\%$. De plus, il est ressorti que l'effet de la géométrie augmente avec le découvrement croissant, les taux d'érosion se rapprochant pour les différents régimes au fur et à mesure du découvrement des rugosités immobiles.

A la vue de ces résultats, on peut donc supposer que les effets locaux à l'échelle des rugosités observés dans le Chapitre 3 ont des répercussions sur les échelles supérieures du transport. Si des grains sont protégés par les hémisphères au sein des zones érodées, on peut déduire que les hémisphères ont pour effet de ralentir la croissance des dunes, en immobilisant une partie des grains, ne les rendant ainsi pas disponibles pour permettre aux dunes de croître davantage. Dans ses expériences de formations de motifs morphodynamiques sans grosse rugosités immobiles, Tuijnder (2010) suppose que tout son volume de grain initial est disponible pour la croissance de dunes. Dans notre cas, il est possible que seule la portion des grains située tel que $0 < P(\%) < 50$ prenne part au développement des dunes, la modification des formules empiriques de Tuijnder (2010) étant ainsi nécessaire en déterminant la hauteur de grains mobilisables équivalente. Avec ce résultat, il est donc possible de supposer que les hémisphères ont un effet négligeable sur la formation des dunes pendant le début de la déstabilisation, la protection des grains dans les creux de dunes étant principalement créée par la résistance exercée par les dunes. En revanche, lorsque leur découvrement devient plus important que $P = 50\%$ (soit des zones érodées de longueur $\Lambda_{erode}/D > 3$), l'effet des hémisphères sur la protection des grains devient non négligeable et les hémisphères peuvent limiter la dimension des dunes.

L'existence de ces différents phénomènes étant mise en avant, il est maintenant nécessaire de prolonger cette étude en redimensionnant le système de manière à se concentrer sur des points clés de la déstabilisation du lit. Deux expériences, avec et sans présence des hémisphères, mais avec des volumes de grains initialement disponibles identiques permettrait d'analyser comment la présence des hémisphères a limité la croissance des dunes. Se placer à des nombres de Shields encore plus proches du seuil permettrait de pouvoir vérifier si il est possible d'obtenir des lits granulaires stables avec $P < 50\%$. Si il s'avère que cet état stable est impossible à atteindre, il sera alors possible de conclure que l'augmentation de la contrainte proche des sédiments au sein de la couche de mélange observée dans le Chapitre 3, a bien pour effet d'empêcher une stabilisation du lit sédimentaire pour de faibles découverts.

L'utilisation d'un système de pesée en aval du canal permettrait de pouvoir mesurer l'évolution au cours du découvrement des rugosités du débit de grains en aval du canal. Ces mesures, couplées à des mesures d'hydrodynamique et de contrainte au fond entre les rugosités, par exemple grâce à un système d'ADV, permettrait de déterminer si le débit de grains mesuré

est directement lié à la diminution ou l'augmentation de la contrainte appliquée sur les grains. Ces mesures pourraient alors mener à la proposition d'une relation de transport semi-analytique pouvant être utilisée dans les rivières en apport très limité en sédiment, lorsque seuls sont connus la contrainte totale τ_b exercée par l'écoulement sur le fond, et la géométrie moyenne des galets immobiles du fond de la rivière (taille/densité/porosité des rugosités). Pour cela, de futures études ont besoin de mieux comprendre comment il est possible d'estimer la contrainte τ_s résiduelle effectivement appliquée sur les grains lorsque la contrainte totale τ_b est connue, et de comprendre si des lois de transport classiques de type Meyer-Peter et Müller (1948) peuvent être appliquées avec la contrainte τ_s ainsi estimée, le nombre de Shields utilisé dans ces lois étant généralement moyenné sur le fond sédimentaire et non local comme la contrainte τ_s .

Chapitre 5

Écoulement turbulent au dessus d'un lit sédimentaire en conditions d'apport limité en sédiments

Contents

5.1	Introduction	108
5.2	Dispositif et protocole expérimental	108
5.2.1	Dispositif expérimental et métrologie	108
5.2.2	Protocole expérimental	110
5.2.3	Régimes d'études	110
5.3	Résultats expérimentaux	111
5.3.1	Hydrodynamique au dessus des fonds plats de référence	111
5.3.2	Description phénoménologique de la déstabilisation du lit	113
5.3.3	Hydrodynamique au dessus d'un lit de dunes	116
5.4	Discussion et conclusion	118

5.1 Introduction

De nombreuses études ont étudié l'écoulement turbulent complexe se développant au dessus de lits de dunes, pour des dunes fixes 2D (McLean et al. (1994), Chang et Constantinescu (2013)) ou même pour des dunes tridimensionnelles fixes (Venditti (2007), Palmer et al. (2012)). Ces études font la supposition que, la forme des dunes étant connue, il est possible d'observer l'écoulement au dessus de dunes fabriquées artificiellement de façon à déduire l'écoulement réel au dessus de dunes de rivière. Dans le cas d'un apport limité en sédiment, la morphodynamique du lit devient trop complexe pour être recréée artificiellement. Il est donc nécessaire de pouvoir effectuer des mesures hydrodynamiques au dessus des dunes pendant la déstabilisation réelle du lit. A notre connaissance, on ne trouve pas dans la littérature d'étude ayant fait des mesures d'hydrodynamique pendant la déstabilisation d'un lit en conditions d'apport limité en sédiment. En apport illimité en sédiment on peut par exemple citer Naqshband et al. (2014) qui effectuent en temps réel des mesures de vitesse du fluide et de débit de grains en suspension et en charriage par méthode acoustique (ACVP). Dans ce chapitre, on présente une expérience se situant dans la continuité de celle du chapitre précédent, et ayant pour objectif de pouvoir suivre en parallèle la morphodynamique du fond sédimentaire (hauteur de sédiment au cours du temps au centre du canal), et l'écoulement turbulent généré au dessus de ce fond.

5.2 Dispositif et protocole expérimental

5.2.1 Dispositif expérimental et métrologie

L'expérience prend place dans le même canal que celui décrit dans le Chapitre 4, sur le fond duquel sont toujours collés les hémisphères en quinconce. Les 4 caméras utilisées précédemment sont retirées du système, et remplacées par un système de PIV dont le champ caméra est centré à $x = 7.46\text{ m}$, comme représenté sur la Figure 5.1.

Comme dans le dispositif expérimental des Chapitre 2 et 3, la nappe laser est générée verticalement au dessus du canal, et pénètre l'écoulement au niveau de la surface libre au travers d'une fine plaque de verre venant effleurer la surface libre et dont l'influence sur l'écoulement est considérée comme négligeable. Le système PIV est ici constitué d'un laser $2 \times 200\text{ mJ}$ (qui sera utilisé à faible puissance pour limiter l'intensité de la réflexion sur les grains) et d'une caméra PCO2000. La nappe laser est centrée dans le canal et parallèle aux parois du canal. La caméra en légère contre-plongée, afin d'éviter que les sédiments situés contre la paroi du canal puissent obstruer le champ de vision. Le champ caméra est centré en $x = 7.46\text{ m}$, et a pour dimensions $22 \times 22\text{ cm}$, soit une résolution de 92 pixels par centimètres. Le choix est fait ici d'acquérir des doublets d'images avec une fréquence $f_0 = 3\text{ Hz}$, de manière à pouvoir être bien résolu pour suivre au cours du temps la morphodynamique du lit, mais à une fréquence assez basse pour que les doublets d'images soient indépendants statistiquement.

Suivi du fond en parallèle de la PIV

Le fond étant en permanente évolution, il est impossible de pouvoir continûment masquer la réflexion de la nappe laser sur le fond au cours de l'expérience. De plus, pouvoir enregistrer la réflexion du laser sur le fond au cours du temps grâce à la caméra permet de suivre au cours du temps la hauteur de grain dans le champ caméra. Afin d'éviter toute saturation du capteur de la caméra par réflexion de laser sur le fond, le laser a été utilisé avec une puissance faible et l'ouverture de l'obturateur de l'objectif sur la caméra a été modifiée en fonction des fonds observés (entre f32 et f11) de manière à capter un maximum de lumière sans saturer le capteur. La luminosité du champ caméra étant ainsi fortement réduite, il était impossible d'utiliser des traceurs de diamètre $10\mu\text{m}$ comme dans les chapitres précédents. L'ensemencement est donc effectué ici avec des particules Orgasol, de diamètre $61\mu\text{m}$, et ayant un meilleur indice

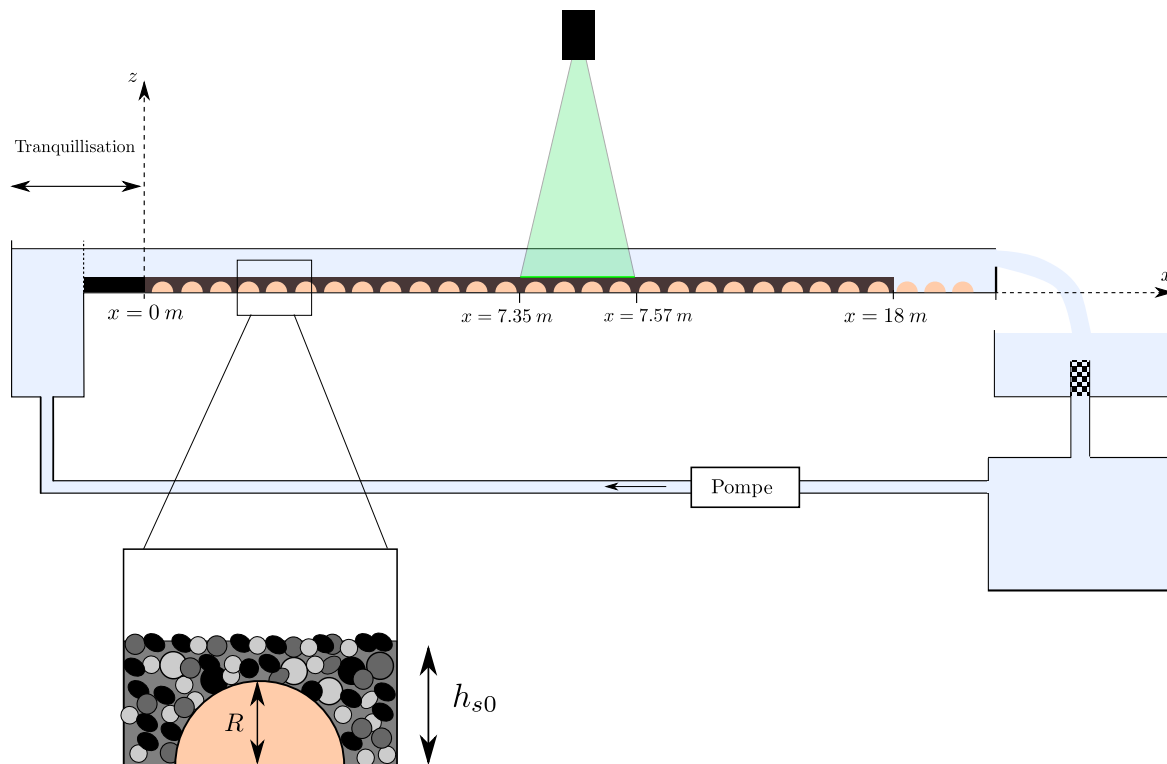


FIGURE 5.1 – Schématisation du canal hydraulique au temps initial de l'expérience, position du champ PIV et définition de la hauteur de sédiment initiale h_{s0} .

de réflexion que les particules précédemment utilisées. L'expérience étant réalisée en continu pendant plusieurs heures, il est impossible de remettre en mouvement les traceurs qui se déposent et sont piégés sur les grains du fond sédimentaire. Un ensemencement régulier de particules Orgasol est donc effectué au niveau de la cuve aval du canal, afin de limiter la réduction de la densité de particules dans le champ caméra avec le temps. La densité de particules PIV étant plus faible que précédemment, des boîtes de corrélations de 32×32 pixels ont été utilisées avec un chevauchement de 50%. Des exemples de champs caméra sont donnés sur la Figure 5.2 pour différents exemples de fond typiques étudiés dans l'expérience. Il apparaît alors bien des variations dans la luminosité du champ caméra en fonction du type de rugosité présent au fond.

La routine de détection de la position du fond sédimentaire implémentée ici a pour base la recherche de la position de la tache lumineuse de la réflexion de la nappe laser sur le fond, ainsi que la différence de luminosité entre grains et écoulement. Cette routine consiste à tout d'abord faire passer une fenêtre glissante dans l'image afin d'homogénéifier les niveaux de gris dans l'écoulement et dans les zones de grains. A chaque position longitudinale du champ caméra, on recherche ensuite la position de la surface du sédiment en cherchant deux seuils de luminosité : un seuil de très forte luminosité si la réflexion de la nappe est visible et un seuil de faible luminosité signifiant la transition sédiment/fluide. Il apparaît sur la Figure 5.2c que la réflexion de la nappe laser sur le fond n'est pas une ligne continue, due au mouvement permanent des grains à la surface du lit, venant cacher la position exacte de la réflexion laser. On considère cependant dans la suite que l'erreur sur la hauteur de sédiment est seulement de l'ordre de $2d_{50}$. Pour chaque doublet d'images PIV, la hauteur de sédiment dans le champ PIV est ainsi mesurée de manière automatisée et un masque est fabriqué de manière à pouvoir cacher les zones n'étant pas des zones d'écoulement dans les images enregistrées.

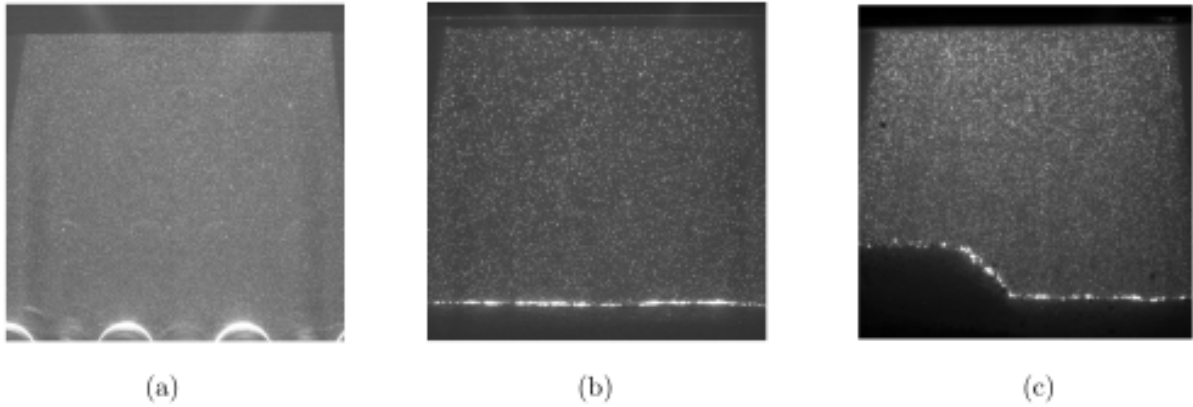


FIGURE 5.2 – Exemples de champs caméra pour (a) Hémisphères totalement découverts (plan C) (b) Sédiments au repos (c) Passage d'une dune.

5.2.2 Protocole expérimental

Le protocole expérimental suivi ici est identique à celui décrit dans le Chapitre 4, de la mise en place des sédiments jusqu'à extraction des grains en fin d'expérience. Initialement, les hémisphères sont uniformément recouverts d'une couche de grains, ayant une épaisseur z_{s0} à partir de la base des hémisphères. L'écoulement est ensuite passé au dessus du seuil de mise en mouvement des grains en abaissant lentement la vanne située en aval du canal, puis le système de PIV est actionné au moment où les grains sont mis en mouvement. Des doublets d'images sont alors enregistrés en continu pendant toute la durée de l'expérience, avec une fréquence de $3 Hz$ entre chaque doublets, et sans ajout du moindre grain au système. La différence majeure entre le protocole de cette expérience et celle du chapitre précédent est la durée d'expérience qui s'avère ici être limitée, le stockage des doublets d'images atteignant plus rapidement les limites de l'espace de stockage du système PIV. Il est alors nécessaire d'effectuer une ou deux pauses pendant la durée d'une expérience pour vider les systèmes de stockage. Une pause consiste à augmenter rapidement la hauteur de vanne de manière à faire passer l'écoulement sous le seuil de mobilité des grains pendant le temps de vidage, puis de redescendre lentement la vanne jusqu'à ré-obtenir le régime initialement étudié. On suppose dans la suite que ces pauses n'ont pas d'influence drastique sur la déstabilisation du lit et l'hydrodynamique.

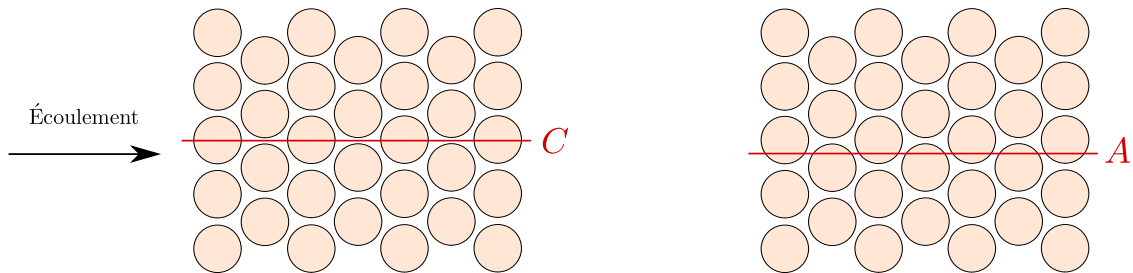
5.2.3 Régimes d'études

La liste des régimes étudiés est donné dans le Tableau 5.2, le tirant d'eau dans la zone de mesure étant identique pour tous les régimes, tel que $D = 19 cm$ à partir des sédiment (soit la surface libre placée à $z = 22 cm$ à partir de la base des hémisphères). Deux expériences de référence sont tout d'abord effectuées afin de mieux caractériser les fonds rugueux étudiés. Tout d'abord une série de doublets d'images est capturée pour un débit $Q = 61 L/s$ et sans présence de sédiments, de façon à estimer la résistance développée par les hémisphères seuls. Pour ce régime, deux plans PIV, schématisés sur la Figure 5.3, sont analysés de manière à pouvoir effectuer une moyenne spatiales des quantités turbulentes et ainsi mieux décrire l'hydrodynamique de l'écoulement. Pour tous les autres régimes, seul le plan central au canal sera analysé. La deuxième expérience de référence consiste à étudier l'écoulement au dessus d'un lit de sédiment au repos. Pour cela, un débit $Q = 40 L/s$ est choisi, permettant de se placer sous le seuil de mise en mouvement des grains.

Pour les expériences dans lesquelles les grains sont mis en mouvement, une première expérience est réalisée avec un lit de grains de seulement 4 mètres de longueur, situé entre $x = 5.45 m$ et $x = 9.45 m$, de manière à pouvoir observer l'arrivée du front d'érosion de manière plus aisée. Deux expériences sont ensuite réalisées avec des lits sédimentaires s'étendant cette fois-ci entre

Nom	Q61Hs0	Q40Hs30	Q61Hs30L4	Q61Hs30	Q70Hs30
Débit (L/s)	61	40	61	61	70
z_{s0} (cm)	0	3	3	3	3
Longueur du lit (m)	0	18	4	18	18
Hauteur de vanne (cm)	17.5	20.3	17.5	17.5	16.5
dt (ms)	3.3	4	3.3	3.3	2.6
Nombre de doublets	2 x 10000	6000	40000	38000	37800

TABLE 5.1 – Paramètres des régimes étudiés.

FIGURE 5.3 – Position des deux plans PIV C et A pour l'expérience Q61Hs0, 10000 doublets d'images étant acquis dans pour chaque plan.

$x = 0\text{ m}$ et $x = 18\text{ m}$, pour deux débit différents, l'expérience Q61Hs30 étant effectuée deux fois de manière à pouvoir vérifier la reproductibilité du protocole expérimental.

5.3 Résultats expérimentaux

5.3.1 Hydrodynamique au dessus des fonds plats de référence

Trois expériences de références sans motifs morphodynamiques sont tout d'abord effectuées afin de mieux caractériser les fond rugueux de référence étudiés. On compare donc l'hydrodynamique au dessus d'hémisphères découverts ($P = 100\%$ et $Q = 61\text{ L/s}$), au dessus d'un lit de grains sous son seuil de mise en mouvement ($P = 0\%$ et $Q = 40\text{ L/s}$) et au dessus d'un lit de grains juste au dessus de son seuil de mise en mouvement ($P = 0\%$ et $Q = 61\text{ L/s}$). Il est important de noter que, la hauteur de la surface libre étant constante pour les différents fonds, le tirant d'eau effectif varie ici en fonction du fond rugueux considéré. Pour les hémisphères découverts, on obtient un tirant d'eau $D = 22\text{ cm}$ à partir de la base des hémisphères (soit 20 cm au dessus du sommet des hémisphères), alors que pour les fonds sédimentaires, avec une hauteur de 1 cm de grains au dessus des hémisphères, on obtient un tirant d'eau $D = 20\text{ cm}$, avec ici $z = 0$ correspondant à la hauteur de sédiment moyenne dans le champ caméra. On n'étudie ici pas l'hydrodynamique pour le débit $Q = 70\text{ L/s}$, le lit de grains étant trop instable, restant plat pendant un temps trop court, ne permettant pas le calcul de statistiques turbulentes avant la formation des motifs morphodynamiques.

La Figure 5.4 présente les profils doublement moyennés des vitesses longitudinale et verticale et du tenseur totale des contraintes pour les trois fonds de référence. Il apparaît tout d'abord sur les profils de vitesses doublement moyennés adimensionnalisés par les vitesses de frottement, que l'écoulement est bien plus ralenti dans le cas des hémisphères que dans le cas des fonds sédimentaires, le frottement mis en place au fond étant bien plus important, en particulier dû aux sillages se développant à l'aval des hémisphères. Plus intéressant encore, il apparaît que la présence de charriage tend à réduire la vitesse du fluide par rapport au cas avec grains immobiles. Ce résultat est en accord avec les observations de Carbonneau et Bergeron (2000) qui observent que, plus le débit de grains est important, plus le fluide va être ralenti, en particulier loin du fond.

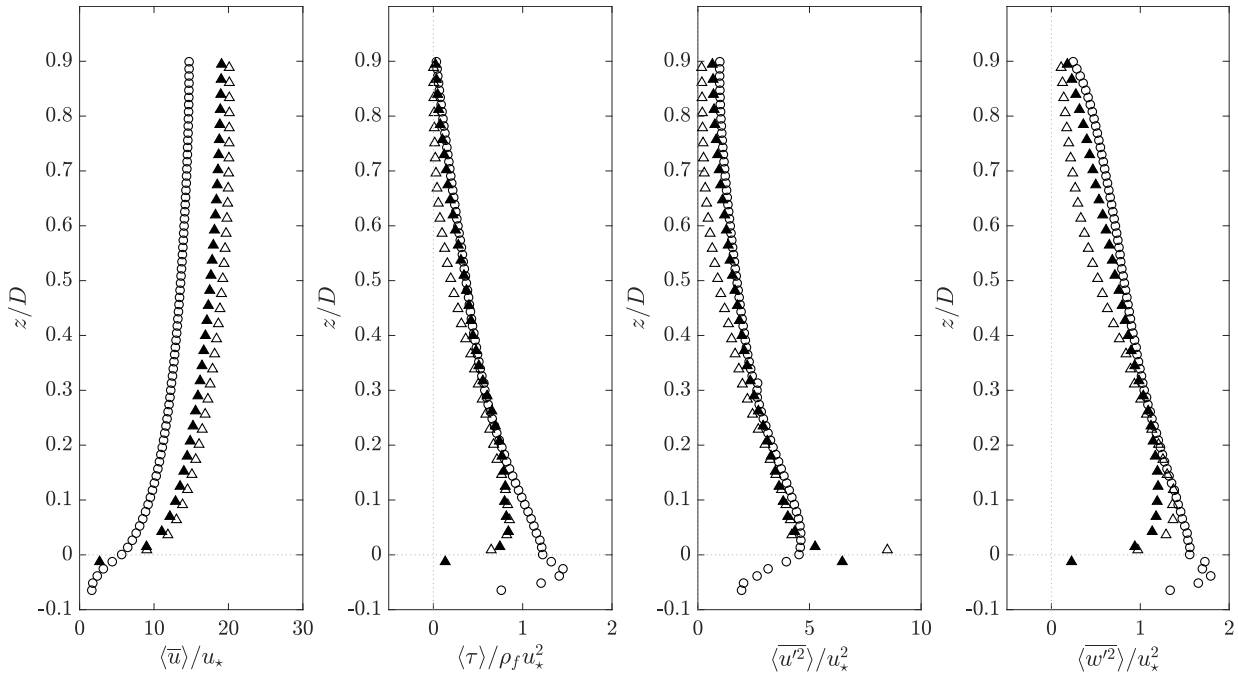


FIGURE 5.4 – Profils des grandeurs statistiques turbulentes doublement moyennées pour (○) les hémisphères découverts (△) le sédiment sous son seuil de mise en mouvement (▲) le sédiment charrié.

Le fluide est donc ralenti dans la zone de transport, dans laquelle une partie de la quantité de mouvement de l'écoulement est dissipée par interaction avec les grains en mouvement. De plus, comme explicité dans la suite, les deux fonds sédimentaires sont dans le régime hydrauliquement transitionnel ($5 < k_s^+ < 70$), l'effet du nombre de Reynolds sur les statistiques turbulentes est alors important.

La courbure du tenseur des contraintes totales observée pour les différents fonds peut être liée à la présence des écoulements secondaires dans le canal présentés dans le Chapitre 4 (Nezu et Nakagawa (1993)). Il apparaît sur la Figure 5.4 que, pour le fond de sédiment fixe, le tenseur total tend vers zéro pour une altitude plus faible que pour le fond d'hémisphères découverts. Il est possible d'expliquer ce phénomène par le fait que la distance de développement de la couche limite dépend fortement de la rugosité hydraulique du fond, Petersen (1997) proposant par exemple de déterminer la hauteur de la couche limite δ en fonction de la position longitudinale x comme :

$$\delta(x) = 0.36z_0 \left(\frac{x}{z_0} \right)^{0.75}, \quad (5.1)$$

cette équation prédisant que la couche limite est développée après 7.2 m dans le cas d'un fond constitué d'hémisphères découverts et au bout de 11.6 m dans le cas d'un fond constitué de sédiments immobiles. Le champ caméra étant situé à $x = 7.46 \text{ m}$, la couche limite sur les hémisphères découverts est développée avant le champ caméra, contrairement à celle sur le sédiment. Si l'on compare maintenant le développement des couches limites sur des fonds de sédiments fixes et en régime de faible charriage, on observe sur la Figure 5.4 que le tenseur total des contraintes semble tendre vers zéro à une altitude plus élevée dans le cas du charriage que dans le cas des sédiments fixes, ce résultat pouvant être lié à la fois à la légère augmentation de la rugosité hydraulique due aux grains en mouvement.

Les paramètres hydrauliques sont réunis dans le Tableau 5.2 pour les différents fonds de référence. Il apparaît ainsi que pour les fonds sédimentaires fixes et en charriage, on retrouve des valeurs de la rugosité hydraulique k_s proches de d_{50} , comme observé par Nikuradse (1933). k_s semble être plus importante pour le fond en faible régime de charriage que pour le fond fixe, mais

	$u_*(m.s^{-1})$	$k_s(m)$	u_*/U_b	k_s/k	k_s^+
Sédiment immobile ($Q = 40 L/s$)	0.013	0.0019	0.047	0.84	23
Sédiment charrié ($Q = 61 L/s$)	0.020	0.0028	0.073	1.3	54
Hémisphères découverts ($Q = 61 L/s$)	0.024	0.0112	0.089	0.57	269

TABLE 5.2 – Paramètres hydrodynamiques des régimes étudiés. La hauteur k des rugosités correspond à $R = 1.95 cm$ pour les hémisphères découverts et $d_{50} = 0.22 cm$ pour les grains.

cette différence n'est pas nette et peut être due à l'erreur de mesure sur u_* et k_s , ou simplement à la différence de débit entre les deux régimes. Alors que le fond d'hémisphères découverts entraîne le développement d'un écoulement pleinement rugueux ($k_s^+ > 70$), il apparaît que les deux fonds sédimentaires entraînent le développement d'un écoulement transitionnel, avec encore une fois un k_s^+ plus important dans le cas du fond en faible régime de charriage.

5.3.2 Description phénoménologique de la déstabilisation du lit

On se propose donc de suivre la déstabilisation du lit et la croissance des motifs morphodynamiques à sa surface pour l'expérience Q70Hs30, dans laquelle le plus grand nombre de dunes est observé. Pour cela, la position de la réflexion de la nappe laser est déterminée à chaque instant, repérant l'altitude du sédiment dans le champ caméra. L'altitude du sédiment en fonction du temps dans le champ caméra est représentée dans les Figures 5.5 et 5.6, sous la forme d'un diagramme spatio-temporel, dans lequel l'abscisse est la longueur longitudinale du champ caméra, l'ordonnée le temps et les niveaux de couleurs la hauteur de sédiment à partir de la base des hémisphères. La dynamique extrêmement complexe du fond est alors visible. Dans les premiers instants de l'expérience, des dunes ayant des hauteurs de plus en plus importantes passent dans le champ caméra et se déplacent dans la direction de l'écoulement. Ces dunes sont assez faiblement tridimensionnelles pour que leurs interfaces soient aisément détectables.

A $t = 1$ heure, la condition d'apport limité en sédiments se fait pour la première fois ressentir, avec l'apparition d'hémisphères entre deux dunes. Comme illustré sur les Figures 5.5 5.6, des grains situés contre la paroi du canal bloquent le champ de vision proche du fond, rendant impossible des mesures d'hydrodynamique entre les hémisphères. L'impact de ces grains proches paroi devient plus important pendant la suite de l'expérience, au point que ceux-ci puissent cacher totalement le passage de zones érodées, comme illustré sur les Figures 5.5 et 5.6 à $t = 1.6$ heures et $t = 2.65$ heures. Dans ce cas, la hauteur h_s mesurée par l'algorithme implémenté ici ne représente plus la hauteur de grains réelle dans le canal. On fait ainsi le choix dans la suite du chapitre de se concentrer sur la première heure de l'expérience dans laquelle l'erreur sur la mesure de h_s est faible (de l'ordre de $2d_{50}$), même si l'effet des hémisphères immobiles est encore faible, comme observé dans le Chapitre 4.

L'étude de cette première partie de la déstabilisation est d'autant plus intéressante ici que celle-ci n'était pas disponible dans le Chapitre 4. En effet, dans le chapitre précédent, le système expérimental ne donnait pas accès à l'évolution de la hauteur de sédiment avant apparition des hémisphères immobiles. L'altitude de sédiment au cours du temps au centre du champ caméra est ainsi donnée dans sur Figure 5.7. Cette figure renseigne alors sur la morphodynamique complexe pouvant avoir lieu avant que la condition d'apport limité en sédiment se fasse ressentir et que les hémisphères apparaissent. Jusqu'à $t = 0.6$ heures, la hauteur de l'altitude des sommets de dunes augmente (ici de manière quasi-linéaire). En parallèle, la hauteur de la base des dunes (bases des zones d'avalanche) augmente aussi au cours du temps, indiquant qu'il ne faut pas définir la hauteur Δ des dunes comme la distance entre bases des hémisphères et le sommet des dunes, mais bien la distance entre base de la zone d'avalanche et sommet des dunes. Ce phénomène d'augmentation de la hauteur de la base des dunes peut être lié à la fois aux phénomènes complexes apparaissant dans les premiers instants de la déstabilisation d'un lit de grains (en par-

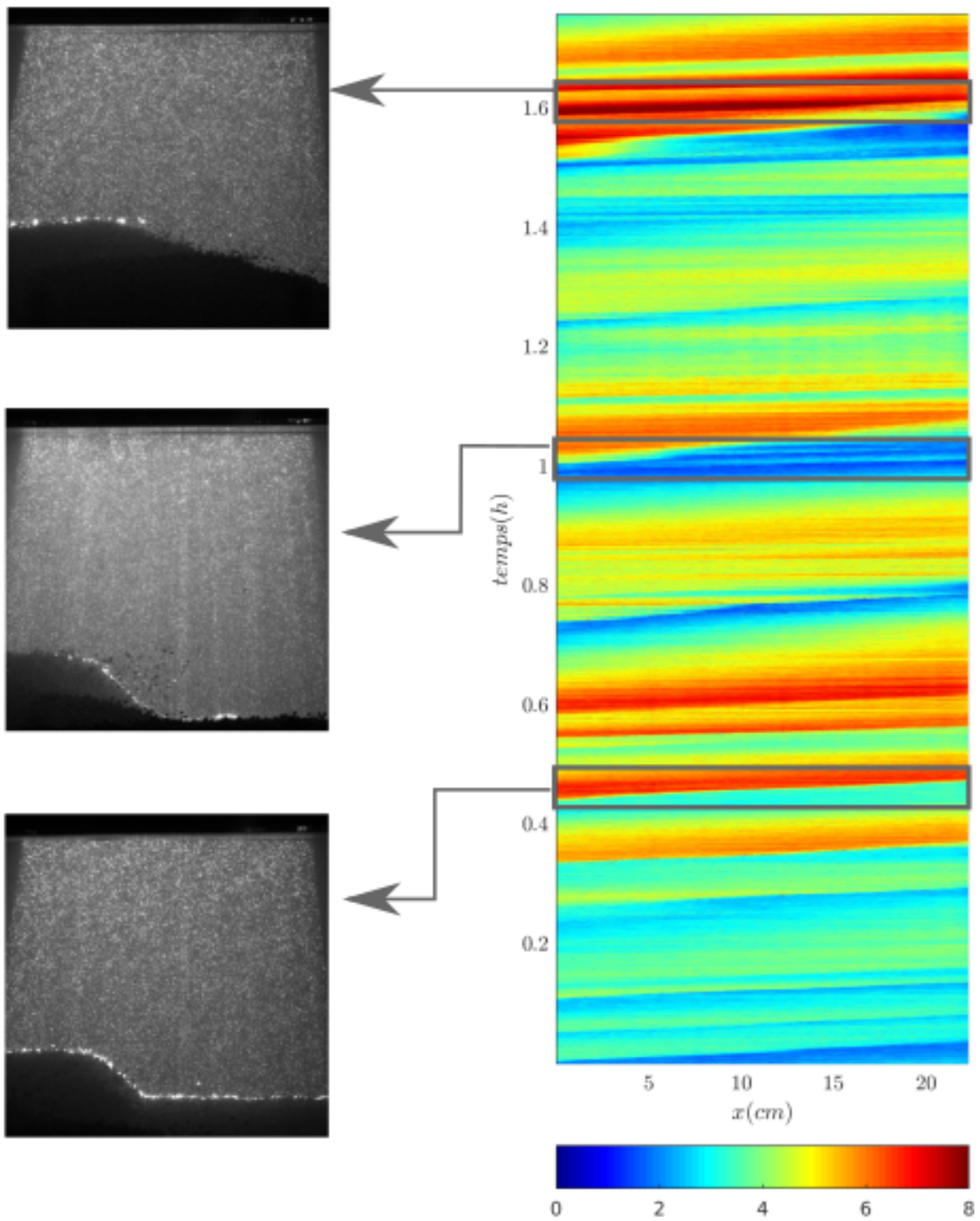


FIGURE 5.5 – Diagramme spatio-temporel de hauteur de sédiment h_s dans le champ caméra en fonction du temps pendant la première moitié de l'expérience, et photo des différents événements observés. Les couleurs correspondent à h_s , défini comme la distance entre base des hémisphères et interface grains/eau.

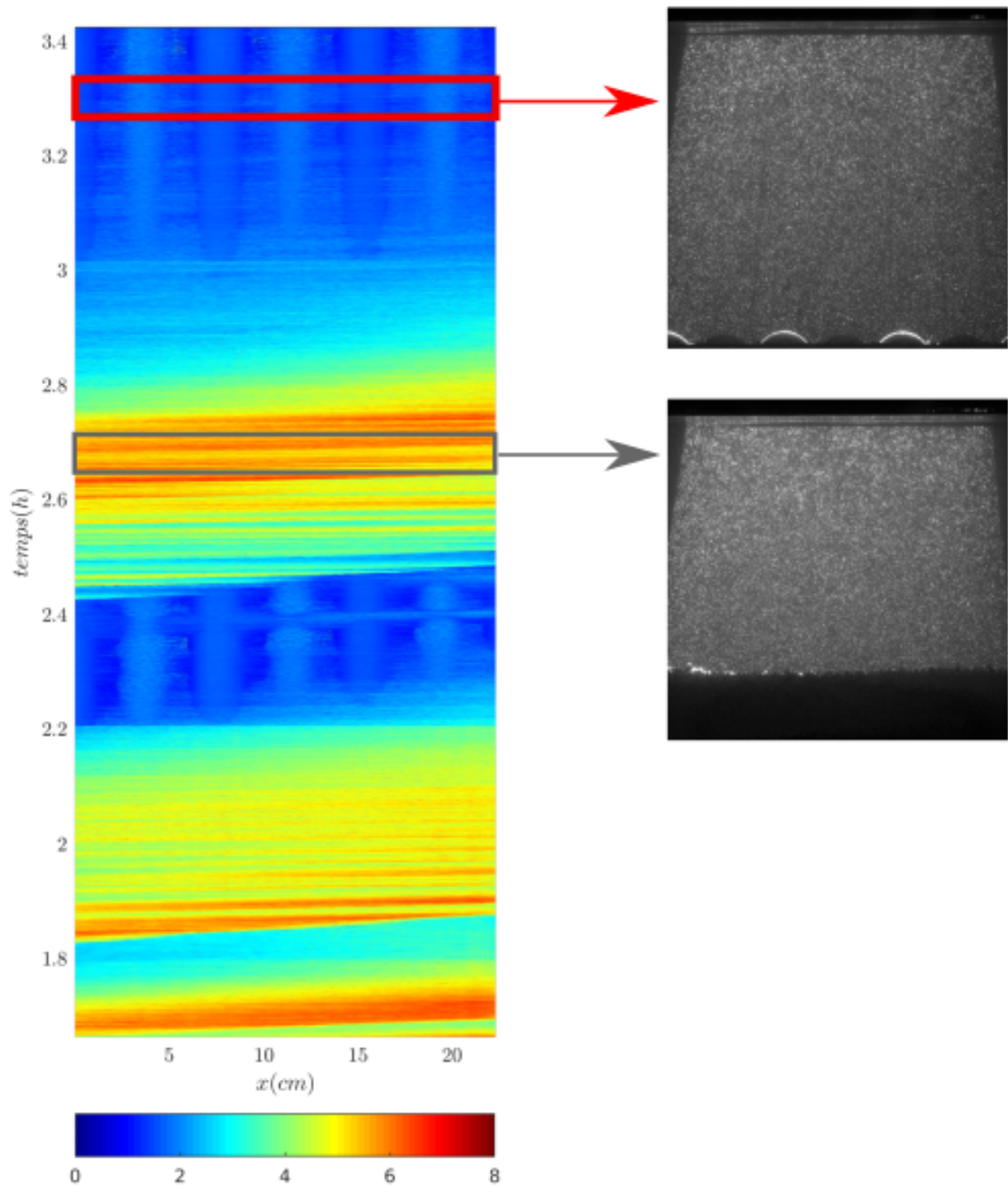


FIGURE 5.6 – Diagramme spatio-temporel de hauteur de sédiment h_s dans le champ caméra en fonction du temps pendant la deuxième moitié de l'expérience, et photo des différents événements observés. Les couleurs correspondent à h_s , défini comme la distance entre base des hémisphères et interface grains/eau.

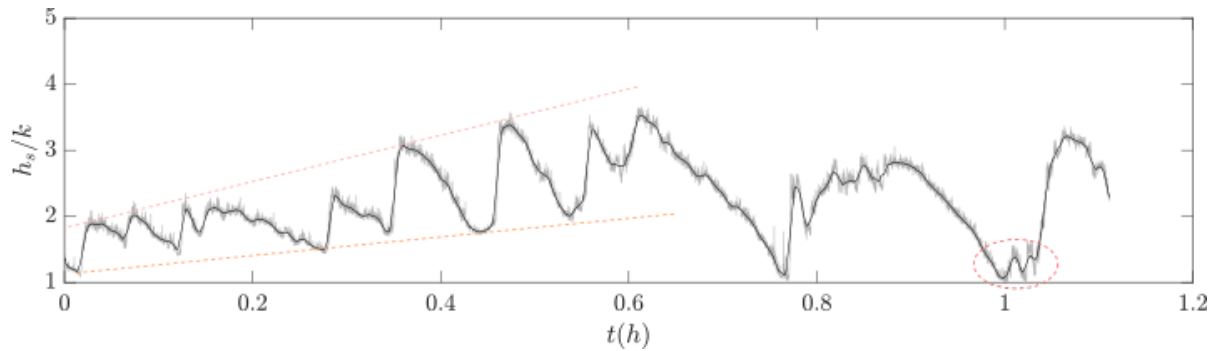


FIGURE 5.7 – Hauteur de grains h_s au centre du champ caméra en fonction du temps, adimensionnée par la hauteur k des hémisphères, en fonction du temps.

ticulier la coalescence de dunes, et la croissance de dunes secondaires sur les dos des dunes), mais peut aussi être lié à l'écoulement non-uniforme choisi ici qui entraîne une déposition progressive de sédiment venant de l'amont.

Pour $t > 0.6$ heures, on observe l'arrivée de dunes ayant une hauteur par rapport aux bases des hémisphères plus faible qu'en début de déstabilisation. Cette fois-ci, les bases des zones d'avalanche des dunes sont très proches des hémisphères immobiles, entraînant finalement l'apparition d'hémisphères à $t = 1$ heure.

5.3.3 Hydrodynamique au dessus d'un lit de dunes

Méthode de calcul de statistiques dans une fenêtre glissante

On se propose donc maintenant de suivre l'hydrodynamique au dessus des dunes, de manière à pouvoir estimer les conditions locales s'appliquant sur les grains pendant la déstabilisation du lit. Le fond étant en constante évolution, il est nécessaire ici d'effectuer une moyenne glissante afin d'accéder à des statistiques turbulentes sur un nombre assez conséquent d'échantillons. Comme schématisé sur la Figure 5.8, la moyenne glissante implémentée ici consiste à translater horizontalement les champs de vecteurs vitesses instantanés obtenus par calculs PIV, puis à effectuer une moyenne temporelle sur cette matrice de champs translatsés. Comme représenté sur la Figure 5.8, il est important de comprendre que la translation des champs de vitesses instantanées doit être réalisée avec une vitesse correspondant à la vitesse v_d de migration des dunes. La vitesse v_d est ici mesurée en déterminant le temps nécessaire pour que le front de la dune traverse la longueur du champ caméra.

Afin de pouvoir utiliser cette méthode de statistiques glissantes, deux hypothèses majeures sont faites ici :

1. La vitesse des dunes est constante pendant leur passage dans le champ caméra, celle-ci étant seulement mesurable sur le front de dune.
2. La forme des dunes est peu modifiée pendant leur passage dans le champ caméra, il est donc possible de supposer que l'hydrodynamique au dessus des dunes est à fortiori peu modifiée.

Cette méthode de moyenne glissante est ensuite utilisée de manière à pouvoir déterminer le profil moyen de la dune pendant son passage dans le champ caméra, ce profil sera dans la suite superposé aux résultats de statistiques de l'écoulement turbulent.

Analyse des champs moyens

On se concentre maintenant sur la dune arrivant dans le champ caméra à $t = 0.46$ heures, dont une photo est donnée dans la Figure 5.5. Cette dune, de hauteur $\Delta = 3.1$ cm, et de vitesse

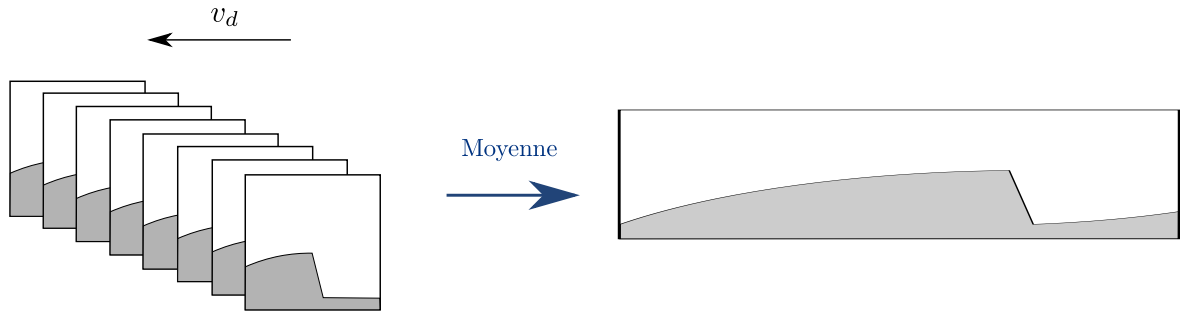


FIGURE 5.8 – Schématisation du principe de la moyenne glissante par décalage des champs de vitesse instantanée avec la vitesse v_d de migration des dunes.

de migration $v_d = 0.80 \text{ mm.s}^{-1}$, est intéressante car située entre différentes dunes de tailles sensiblement similaires. Les champs des vitesses longitudinales et verticales moyennées en temps au dessus de cette dune sont donnés sur la Figure 5.9. Les vitesses sont ici adimensionnalisées par la vitesse débitante U_b avant déstabilisation du lit, soit $U_b = Q/(BD) = 0.33 \text{ m.s}^{-1}$. On retrouve la topographie d'écoulement typique observée au dessus d'un lit de dunes (Naqshband et al. (2014)). Sur le dos de la dune (face amont), on observe des vitesses verticales positives et il est possible de remarquer un léger resserrement des lignes de courant. En aval de la dune, il apparaît ensuite une zone de retournement, avec des vitesses longitudinales négatives proches du fond, et une décélération de l'écoulement loin du fond. Le point de recollement, dont la position est mesurée ici en recherchant la position de vitesse longitudinale \bar{u} nulle, est alors situé sur le dos de la dune située en aval. La longueur de séparation, définie comme la longueur entre la face d'avalanche de la dune et le point de recollement, a une valeur proche de 6 fois la hauteur de la dune Δ , en très bon accord avec la littérature (Paarlberg et al. (2007)). La visualisation du tenseur visqueux sur la Figure 5.9 présente des valeurs importantes de contrainte visqueuse très proche du fond, ce résultat reflétant la bonne qualité de la mesure des champs de vitesse moyens très proche des grains, avec une bonne résolution du fort gradient de vitesse longitudinale au fond.

Pour finir, il apparaît sur la Figure 5.9 des zones de fortes tensions de Reynolds ($-\overline{u'w'}$) au niveau de la séparation de l'écoulement, où une couche de mélange se forme. Il est ainsi possible d'observer que ces valeurs importantes de tensions de Reynolds sont transportée vers l'aval de la dune de manière légèrement orientée vers la surface libre jusqu'à être progressivement atténuées, ces observations étant encore en bon accord avec la littérature (Venditti (2007)).

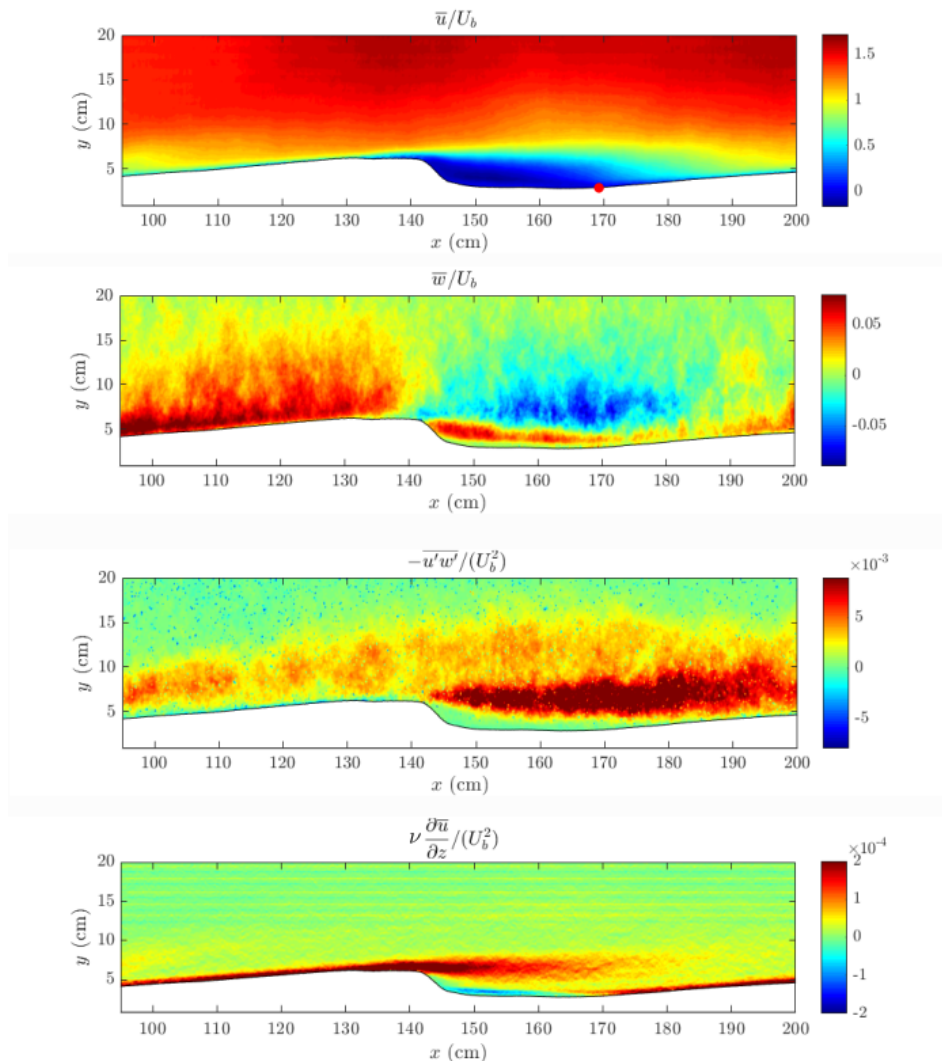


FIGURE 5.9 – Statistiques turbulentes au dessus de la dune passant dans le champ caméra à $t = 0.46$ heures. Le point rouge montre la position du recollement.

5.4 Discussion et conclusion

Ce chapitre a donc permis la validation d'un système expérimental permettant de suivre en parallèle la hauteur de sédiment au cours du temps, grâce à la détection de la réflexion de la nappe laser sur le fond, et l'hydrodynamique à l'échelle des dunes, grâce à des statistiques dans des fenêtres glissantes au dessus des dunes. L'avantage de ce système par rapport aux différentes expériences réalisées en laboratoire dans la littérature est qu'il permet de considérer la déstabilisation réelle du lit, en laissant le système évoluer naturellement grâce aux conditions fixées par l'écoulement.

Il est ainsi apparu que la déstabilisation d'un lit granulaire en une position fixe permettait l'observation d'un nombre important d'événements morphodynamiques complexes, avec apparition des hémisphères immobiles, méritant ainsi une étude approfondie. La méthode de calcul de statistiques turbulentes dans une fenêtre glissante au dessus des dunes a pu être validée, en obtenant différents résultats connus de la littérature.

Il est apparu sur les champs des quantités turbulentes moyennées en temps que les statistiques n'étaient pas totalement convergées temporellement, ce qui pourrait compliquer des mesures futures plus détaillées. Dans les expériences précédentes de la thèse, les statistiques turbulentes étaient calculées avec un nombre d'échantillons choisi, permettant d'assurer une convergence

temporelle des calculs de moyennes et variances des vecteurs vitesses. Dans la présente expérience, la longueur du champ de la caméra étant fixée, le nombre d'échantillons utilisés pour les statistiques est seulement fixé par la vitesse des dunes. Il est possible de faire des moyennes temporelles au dessus d'un point précis de la dune seulement pendant la durée où ce point est présent dans le champ caméra. Plus les dunes sont petites, plus celles-ci sont rapides, il va donc de soi que cette méthode de moyenne glissante sera mieux convergée temporellement pour les dunes de dimension importante, pour lesquelles chaque vecteur vitesse de l'écoulement aura plus d'échantillons pour ses statistiques.

Pour un champ caméra de longueur longitudinale L_x , le nombre d'échantillons N utilisé pour les calculs de statistiques est donc calculé comme :

$$N = L_x/v_d. \quad (5.2)$$

Pour la dune étudiée ayant une vitesse de migration $v_d = 0.80 \text{ mm.s}^{-1}$, les statistiques turbulentes sont calculées sur un nombre d'échantillons $N = 274$. Cette valeur pourrait être augmentée dans le futur en augmentant la taille du champ caméra.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Le transport de sédiment sur un lit de grains grossiers et immobiles reste aujourd'hui peu documenté, bien que souvent observé en rivière. Dans ces situations, l'utilisation de lois de transport classiquement utilisées en rivières devient impossible, tant la contrainte appliquée sur les grains mobilisable est difficilement estimable. De plus, la formation des motifs morphodynamique observés sur le lit des rivières devient fortement dépendante du volume de sédiment disponible, les lois d'échelles permettant la prédiction des dimensions des rides et dunes devant être modifiées. L'objectif de cette thèse était ainsi de mettre en exergue différents effets de la présence de macro-rugosités immobiles sur les différentes échelles du transport sédimentaire, avec pour objectif de comprendre comment les lois de transport classiques pourraient être modifiées pour être généralisées aux rivières avec gros grains immobiles.

Dans l'étude préliminaire du Chapitre 2, il a tout d'abord été étudié comment l'apparition d'une rugosité isolée à travers du sédiment avait pour effet de modifier les conditions d'hydrodynamique locale à l'amont de cette rugosité. L'étude s'est concentrée ici sur le tourbillon en fer à cheval se développant à l'amont de la rugosité, connu pour jouer un rôle fondamental sur l'érosion du sédiment. Ce système de tourbillons, souvent étudié pour des rugosités ayant des parois normales au fond (cylindre, cube...), avait jusqu'à aujourd'hui été très peu étudié pour des rugosités aux géométries plus complexes. Les lois d'échelles utilisées dans la littérature pour caractériser ce tourbillon en fer à cheval ne peuvent alors être appliquées pour des grains de rivières aux parois arrondies. Il a alors été étudié comment une géométrie de type 'grain arrondi' pouvait avoir un impact sur les dimensions du tourbillon en fer à cheval, en fonction du niveau de découverture de l'obstacle. Il est alors apparu que les dimensions du tourbillon en fer à cheval ainsi que la contrainte ajoutée par la présence de la rugosité étaient plus faibles pour le cas d'une rugosité à paroi inclinée et arrondi que pour une rugosité à paroi normale au fond. Ce tourbillon en fer à cheval étant généré par la présence d'un gradient de pression adverse dû à l'effet de blocage mis en place par l'obstacle, ce résultat peut être en partie expliqué par la meilleure capacité de l'écoulement à contourner l'obstacle pour une paroi inclinée et donc une diminution du gradient de pression adverse à l'amont de la rugosité. Il est aussi apparu que, contrairement aux rugosités cylindriques ou cubiques, le tourbillon en fer à cheval peut être instable pour de faibles niveaux de découverture pour une rugosité à paroi inclinée. Ce phénomène nécessiterait alors une étude à haute-fréquence afin d'observer le comportement du tourbillon au cours du temps, et en particulier déterminer si celui-ci glisse et est projeté au dessus de la rugosité comme observé par Okamoto et al. (1977). Cette étude en amont étant réalisée, il faudrait la compléter par une étude des conditions à l'aval de la rugosité, cette zone aval étant le lieu d'une déposition importante de sédiment.

Cette étude à faible densité ($\lambda_f \rightarrow 0$) ayant été réalisée, le Chapitre 3 a ensuite eu pour objectif d'étudier comment l'hydrodynamique locale dans une canopée de rugosités plus dense

($\lambda_f \rightarrow 0.23$) peut dépendre du niveau de découvrément de ces rugosités. En effet, plusieurs études analysant le transport de sédiment autour de grains grossiers et immobiles ont remarqué que le transport des grains semblait fortement dépendre du découvrément des rugosités, aucune de ces études n'ayant véritablement accès à l'hydrodynamique locale au niveau des grains. Des mesures de contrainte s'appliquant sur les grains ont alors montré l'importance d'adopter une approche locale pour décrire l'hydrodynamique dans la canopée, les sédiments étant placés dans la sous-couche de rugosité des hémisphères dans laquelle l'écoulement est fortement tridimensionnel. En particulier, il a pu être quantifié comment, en fonction du niveau de découvrément des hémisphères, des zones de protection ou de sur-contrainte peuvent apparaître proches des grains. Pour un découvrément des hémisphères de $P = 20\%$, il apparaît que le tenseur total des contraintes proche du fond juste en aval des rugosités est bien plus important que si des macro-rugosités n'étaient pas présentes. Au contraire, pour des découvréments plus importants le sédiment est protégé à l'arrière des rugosités. Une analyse des événements instantanés turbulents au sein de la canopée a alors montré que ce phénomène est expliqué par la capacité des événements turbulents intenses à pénétrer la canopée de rugosité et atteindre le fond. En particulier, les événements de type balayage (fluide rapide ayant un mouvement descendant) de forte intensité, connus pour leur effet important sur la mise en mouvement des grains, ont beaucoup de facilité à atteindre le fond sédimentaire pour de faibles découvréments ($P = 20\%$) mais au contraire deviennent très rares proches des grains pour des découvréments plus importants ($P \geq 60\%$). Toutes ces observations d'hydrodynamique sont en accord avec les différentes études ayant mesuré le transport de grains autour de rugosités immobiles. Pour pouvoir appliquer des modèles de partition de la contrainte au fond (de type Raupach (1992)) au transport sédimentaire autour de rugosités immobiles, il est donc nécessaire de prendre en compte le niveau de découvrément des rugosités. Le modèle de Raupach (1992) propose qu'une zone de contrainte nulle est située juste en aval de chaque rugosité. Ce manuscrit a montré que cette hypothèse est valable seulement pour des rugosités fortement découvertes. Dans le cas de rugosités faiblement découvertes, il faut modifier ces modèles tel que se situe à l'aval des rugosités une zone de forte sur-contrainte.

L'hydrodynamique à l'échelle des rugosités étant mieux comprise, l'étape suivante a été l'ajout de grains en mouvement entre les hémisphères, l'objectif étant de pouvoir observer l'effet direct des macro-rugosités sur le transport. Afin d'explorer cette problématique, le choix a été fait ici de représenter une situation typique pouvant apparaître en aval d'un barrage hydraulique après une chasse de barrage : un volume de sédiments, qui a été précédemment déposé sur un lit de macro-rugosités immobiles, va ensuite être remis en mouvement par l'écoulement de la rivière. L'expérience en canal hydraulique a donc consisté à observer la déstabilisation d'un lit sédimentaire initialement plat et recouvrant totalement une canopée d'hémisphères. L'analyse a été partitionnée en deux parties distinctes : l'analyse de la formation et la croissance de dunes, et l'analyse de l'érosion du lit sur les temps longs après évacuation des dunes.

Au début de la déstabilisation du lit, des dunes se sont formées à la surface du lit. Lorsque leur volume est devenu plus important que le volume de sédiment disponible au dessus des rugosités, ces rugosités sont apparues au sein de motifs érodés entre les dunes. La mesure de la hauteur de sédiment située entre les hémisphères dans ces motifs érodés a montré que cette hauteur était fortement dépendante de la longueur d'un motif érodé pour les motifs érodés de faible dimensions. En revanche, pour les motifs érodés ayant une longueur plus importante que la longueur de la zone de recirculation en aval des dunes, il a alors été observé que le niveau de sédiment entre les hémisphères est indépendant des dimensions des motifs érodés. L'explication proposée est que lorsque les motifs érodés sont plus longs que la zone de recirculation en aval des dunes, une nouvelle couche limite peut se développer sur les hémisphères, ceux-ci dictant ainsi la contrainte résiduelle disponible pour mettre en mouvement le sédiment, ainsi que le niveau de turbulence proche du fond. De nombreuses questions demeurent encore sur l'effet de la présence de macro-rugosités sur la formations de dunes. En particulier, il serait intéressant de pouvoir

quantifier comment la présence de macro-rugosités peut immobiliser une partie du sédiment, ralentissant la croissance des dunes. Il serait aussi nécessaire de déterminer si, lorsqu'une nouvelle couche limite se développe sur les hémisphères entre deux dunes, l'interaction entre cette couche limite et la dune en aval a un impact notable sur la migration ou la croissance de la dune. Il serait possible de répondre à ces questions en effectuant deux expériences, avec même volume de sédiment initialement disponible, mais avec et sans macro-rugosités. La mesure des dimensions finales des dunes et de leur dynamique informerait sur le volume de sédiment qui a été immobilisé ou sur l'effet des macro-rugosités sur les longueurs d'onde des dunes obtenues.

Après évacuation des dunes en aval du canal, le lit était constitué de rides longitudinales de grains, entre lesquelles les hémisphères immobiles étaient visibles mais non totalement découverts. L'évolution du niveau de sédiment entre ces hémisphères a donc été mesurée, en supposant que la présence des rides longitudinales avait peu d'impact sur l'érosion des grains. Il est alors apparu que le niveau de découverture des hémisphères avait un impact fort sur le taux d'érosion des grains autour de ces hémisphères. Pour $P < 50\%$, l'érosion est rapide et dépendante des conditions hydrodynamiques extérieures, alors que pour $P > 50\%$, l'érosion devient brusquement lente et cette fois indépendante des conditions d'écoulement, en bon accord avec les observations du Chapitre 3. Cette transition de régime d'érosion semblait fortement liée à la géométrie du fond, il serait intéressant de quantifier l'effet d'un changement de densité de rugosités ou de leur disposition sur la valeur du découverture de transition. L'utilisation d'un canal inclinable pourrait permettre d'accéder à des valeurs de nombre de Shields plus proches du seuil de mise en mouvement, et ce sur la totalité du canal, de manière à pouvoir observer si il est possible d'obtenir des états d'équilibre avec arrêt total du transport pour $P < 50\%$ en régime uniforme.

Pour finir, le Chapitre 5 a permis la validation d'un système expérimental permettant de suivre l'évolution de la hauteur de sédiment ainsi que l'hydrodynamique au centre du canal au cours du temps. Dans ce système, la morphodynamique est mesurée en visualisant la réflexion de la nappe laser sur le fond. Cette méthode s'est avérée efficace en début de déstabilisation, où les dunes sont très peu tridimensionnelles, mais limitée lorsque du sédiment est présent contre la paroi et cache la réflexion de la nappe laser sur le fond. Afin de pouvoir visualiser des statistiques turbulentes au dessus de dunes, les moyennes ont été réalisées dans des fenêtres glissantes, permettant de se placer dans le référentiel des dunes, et de mettre en avant la topologie complexe de l'écoulement au dessus d'un lit de dunes. Cette méthode de statistiques turbulentes peut alors s'avérer limitée par le nombre d'échantillons disponibles pour les statistiques, fixé par la vitesse de migration des dunes. Il serait maintenant intéressant d'utiliser cette méthode afin de mieux mettre en exergue l'effet de la présence des macro-rugosités sur la déstabilisation du lit.

Et j'ai essayé de crier mon tourbillon

Casey

Liste des symboles

α_b	Angle d'attaque à la base d'un obstacle
β	Rapport entre C_R et C_S
δ_*	Épaisseur de déplacement de la couche limite
λ_f	Densité frontale de rugosité
λ_p	Densité planaire de rugosité
λ_0	Longueur de décollement du HV
λ_s	Distance entre centre du vortex primaire du HV et centre de la rugosité
Λ_0	Longueur de dune en régime d'apport illimité en grains
Λ	Longueur de dune en régime d'apport limité en grains
Λ_{erode}	Longueur de zone érodée inter-dune
Λ_{ride}	Distance entre rides longitudinales
Δ_0	Hauteur de dune en régime d'apport illimité en grains
Δ	Hauteur de dune en régime d'apport limité en grains
ϕ	Porosité
θ_s	Nombre de Shields
θ_{th}	Nombre de Shields au seuil de mise en mouvement
τ_{ij}	Tenseur des contraintes total
τ_s	Contrainte appliquée sur les sédiments
τ_b	Contrainte totale appliquée sur le fond
τ_R	Contrainte appliquée sur les macro-rugosités immobiles
τ_{th}	Contrainte seuil de mise en mouvement
τ_G	Contrainte appliquée sur les grains déjà en mouvement
$\tau_{bedform}$	Contrainte appliquée sur les dunes
τ_{P0}	Contrainte appliquée sur les sédiments pour $P = 0\%$
τ_{hv}	Contrainte ajoutée par la présence d'un HV
ρ_s	Masse volumique du sédiment
ρ_f	Masse volumique du fluide
ν	Viscosité cinématique du fluide
μ	Viscosité dynamique du fluide
σ	Tenseur des contraintes visqueuses
b	Diamètre de la base de la macro-rugosité
B	Largeur du canal
C_R	Coefficient de traînée des macro-rugosités
C_S	Coefficient de traînée des sédiments
d	Diamètre d'un grain
d_{50}	Diamètre médian des grains
D	Tirant d'eau (distance entre hauteur moyenne de sédiment et surface libre)

E	Taux d'érosion des grains
f	Résultante des forces externes
f_0	Fréquence d'acquisition
Fr	Nombre de Froude
g	Accélération gravitationnelle
h_s	Hauteur de sédiment à partir de la base des hémisphères
h_{s0}	Hauteur de grains initialement disponible
k	Hauteur découverte d'une rugosité
k_s	Longueur équivalente de rugosité
k_s^+	Nombre de Reynolds de rugosité
l_*	Longueur visqueuse
p	Pression
P	Découvrement des rugosités immobiles = k/R
P_{max}	Découvrement maximale atteint par les hémisphères pendant le passage d'un motif érodé inter-dunes
q	Flux de grains
q_{sat}	Flux de grains saturé
R	Rayon d'un hémisphère
Re_*	Nombre de Reynolds particulière = $\frac{u_* d}{\nu}$
Re_{δ_*}	Nombre de Reynolds = $\frac{U_\infty \delta_*}{\nu}$
Re_b	Nombre de Reynolds = $\frac{U_b b}{\nu}$
Ro	Nombre de Rouse
$R_{u'u'}$	Fonction d'autocorrélation des fluctuations u'
$R_{w'w'}$	Fonction d'autocorrélation des fluctuations w'
t	Temps
t_e	Temps pour atteindre taille d'équilibre des dunes
T	Coefficient de transport
\vec{u}	Vecteur vitesse
u	Vitesse longitudinale instantané
\bar{u}	Vitesse longitudinale moyenne
u'	Fluctuation instantanée de vitesse longitudinale
u_*	Vitesse de frottement
U_b	Vitesse débitante de l'écoulement
U_∞	Vitesse en dehors de la couche limite
v_d	Vitesse de migration des dunes
w	Vitesse verticale instantané
\bar{w}	Vitesse verticale moyenne
w'	Fluctuation instantanée de vitesse verticale
z_0	Longueur de rugosité
z_s	Position verticale des sédiments
z_{hv}	Hauteur de recollement du tourbillon en fer à cheval
z_{RS}	Hauteur de sous-couche de rugosité

Annexe A

État de l'art des modèles de *drag* *partition*

On décrit ici brièvement différents modèles de la littérature permettant d'obtenir la contrainte τ_s s'appliquant sur les grains mobiles. Cette liste n'est pas exhaustive mais reflète les différentes approches utilisées dans différentes communautés scientifiques.

Modèle de Shao et Yang

Shao et Yang (2008) proposent une amélioration du modèle de Raupach (1992) afin de pouvoir l'appliquer pour $\lambda_f > 0.1$, c'est à dire quand l'espace entre les rugosités devient négligeable. D'après eux, il est important de prendre en compte la trainée à la surface des obstacles τ_c dans le calcul de la partition de la contrainte totale (τ_c/τ_b étant négligeable pour $\lambda_f < 0.1$). L'équation 1.20 s'écrit donc :

$$\tau_b = \tau_R + \tau_s + \tau_c \quad (\text{A.1})$$

avec

$$\begin{cases} \tau_R/\tau_b \rightarrow 0, & \tau_c/\tau_b \rightarrow 0, & \tau_s/\tau_b \rightarrow 1 & \text{si } \lambda_f \rightarrow 0 \\ \tau_R/\tau_b \rightarrow 0, & \tau_c/\tau_b \rightarrow 1, & \tau_s/\tau_b \rightarrow 0 & \text{si } \lambda_f \rightarrow 1 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

En définissant les contraintes comme :

$$\tau_R = \rho_f f_r C_{rg} \lambda_f U^2 (1 - \eta), \quad \tau_s = \rho_f f_s C_{sg} \lambda_f U^2 (1 - \eta), \quad \tau_c = \rho_f f_c C_{sg} \lambda_f U^2 \eta \quad (\text{A.3})$$

où C_{rg} et C_{sg} sont les valeurs de C_r et C_s pour $\lambda_f = 0$ et f_s et f_r sont des fonctions dépendantes de λ_f et $\eta = nS_p$, avec n le nombre de rugosités de surface planaire S_p par unité de surface.

Les auteurs montrent que l'on peut obtenir les contraintes partitionnées comme :

$$\begin{aligned} \frac{\tau_R}{\tau_b} &= \frac{f_r f_s^{-1} \beta \lambda_f}{1 + f_r f_s^{-1} \beta \lambda_f + f_c f_s^{-1} \eta / (1 - \eta)} \\ \frac{\tau_s}{\tau_b} &= \frac{1}{1 + f_r f_s^{-1} \beta \lambda_f + f_c f_s^{-1} \eta / (1 - \eta)} \\ \frac{\tau_c}{\tau_b} &= \frac{f_c f_s^{-1} \eta / (1 - \eta)^{-1}}{1 + f_r f_s^{-1} \beta \lambda_f + f_c f_s^{-1} \eta / (1 - \eta)} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

avec $f_c = (1 + (C_{scg}/C_{sg} - 1)\eta)$ et C_{scg} le coefficient de trainée à la surface des obstacles.

Des lois empiriques pour f_r et f_s sont ensuite proposées en se basant sur des simulations LES. Ce modèle semble être une bonne amélioration du modèle de Raupach. En effet, les équations (A.4) permettent de retrouver un comportement similaire aux équations (1.22) pour $\lambda_f < 0.1$

(et $\eta \rightarrow 0$) mais permettent d'atteindre $\tau_R/\tau_b \rightarrow 0$ lorsque l'espace entre les rugosités devient négligeable.

En aérodynamique, ces deux cas extrêmes sont souvent appelés "canopée ouverte" et "canopée fermée". En particulier, lorsque l'on étudie le vent au dessus de forêt, on comprend bien que la contrainte τ_c à la cime des arbres devient très importante lorsque les arbres sont très proches par rapport à τ_R au niveau des troncs (Betz et al. (2015)).

Modèle de Marticorena et Bergametti

En s'inspirant de Arya (1975), Marticorena et Bergametti (1995) proposent un modèle ayant pour base les profils de vitesse dans la canopée et au dessus de la canopée. En considérant une faible densité de rugosités au fond, on peut considérer qu'une couche limite interne se développe entre chaque rugosité dans la canopée. Si on fait l'hypothèse que cette couche limite interne ainsi que la couche de limite externe à la canopée, sont chacune caractérisées par des profils logarithmiques et des longueurs de rugosités respectives z_{0s} et z_0 , Marticorena et Bergametti (1995) montrent que l'on peut écrire :

$$\sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_b}} = 1 - \frac{\ln\left(\frac{z_0}{z_{0s}}\right)}{\ln\left(\left(0.7\frac{X}{z_{0s}}\right)^{0.8}\right)} \quad (\text{A.5})$$

avec X la hauteur à laquelle on peut considérer que l'on entre dans la couche de limite interne à la canopée.

L'avantage de ce modèle par rapport au modèle de Raupach est qu'il n'est pas nécessaire d'estimer les coefficients de traînée des obstacles et du fond (qui varient en fonction de la densité de rugosité λ_f), l'estimation de z_{0s} pouvant s'avérer être plus aisée en faisant par exemple l'hypothèse $z_{0s} = k_s/30 \simeq d_{50}/30$

Malheureusement, ce modèle est limité par une densité d'obstacles $\lambda_f < 0.05$. Il n'est en effet plus possible de considérer le développement d'une couche limite indépendante entre les rugosités pour des densités plus élevées.

Modèle de Yager

A notre connaissance, seule l'étude de Yager et al. (2007) a appliqué directement le principe de *drag partition* au transport sédimentaire en rivière. L'approche utilisée consiste simplement à déterminer les contraintes τ_R et τ_s en utilisant les forces de traînées :

$$\tau_s = \rho_f C_s U^2, \quad \tau_R = \rho_f S_f C_R U^2 / S_p \quad (\text{A.6})$$

avec S_p et S_f respectivement l'aire planaire total occupée par les rugosités isolées et l'aire frontale totale des rugosités isolées exposées à l'écoulement.

La puissance de ce modèle réside dans le fait qu'il permet d'obtenir la contrainte τ_s sans connaître initialement la contrainte totale τ_b . La contrainte totale est obtenue par somme de τ_s et τ_R , ce qui permet d'aboutir à des données hydrodynamiques simples telles que le tirant d'eau et la vitesse moyenne proche du fond, qui sont ensuite réinjectés pour revenir à τ_s par récursivité. Sur la figure A.1a est par exemple représenté la variation d'un flux de sédiment (donc équivalent à τ_s) en fonction du taux de découverture des rugosités immobiles et de la densité de rugosités. On observe que le modèle prévoit une diminution du débit de grains dès l'apparition des rugosités.

Malheureusement, l'application de ce modèle s'avère être une tâche peu aisée, que ce soit car le coefficient de traînée C_s des grains est difficile à estimer, qu'on ne peut pas considérer que c'est la vitesse moyenne débitante U qui s'applique sur les grains dans l'équation (A.6), ou

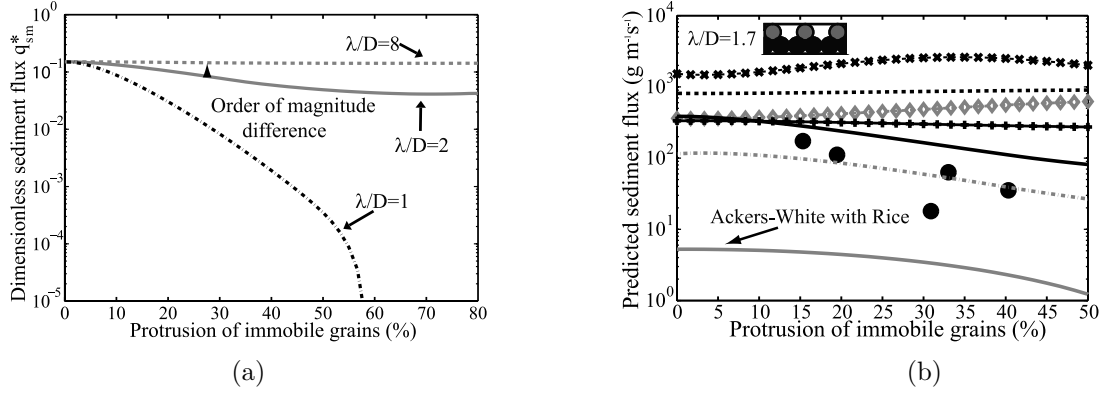


FIGURE A.1 – (a) Variation du débit solide de sédiments en fonction du découverture et de la densité de rugosités immobiles en appliquant le modèle de Yager et al. (2007) (b) Variation du débit solide de sédiments en fonction du découverture, et comparaison avec des mesures expérimentales (●). Le trait noir plein correspond au modèle de Yager et al. (2007) (les autres traits correspondent à des modèles de transport classiques). Figures tirées de Yager et al. (2007).

simplement parce que ce modèle ne prend pas en compte la variation spatiale du *sheltering*, ce qui peut expliquer les différences entre mesures expérimentales et flux de grains prédit par ce modèle que l'on observe sur la Figure A.1b.

Modèle de Grams et Wilcock

Contrairement aux modèles présentés jusqu'ici, le modèle mis en place par Grams et Wilcock (2007) permet l'estimation de la contrainte sur les grains sans calculer explicitement la force de traînée sur les rugosités immobiles. Ce modèle consiste à faire l'analogie entre l'écoulement que l'on étudie, et un écoulement hypothétique qui aurait la même pente et la même vitesse moyenne débitante que l'écoulement étudié, mais sans la traînée des obstacles immobiles. Si on suppose un profil de vitesse logarithmique pour l'écoulement de base, la vitesse moyenne peut s'estimer comme :

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{11H}{k_s} \right) \quad (\text{A.7})$$

avec k_s la rugosité totale du fond.

De la même manière, on peut écrire pour l'écoulement hypothétique sans traînée :

$$\frac{U}{u_{*s}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{11H_{sk}}{k_{s,sk}} \right) \quad (\text{A.8})$$

où on définit H_{sk} comme le tirant d'eau dû au frottement des sédiments, et $k_{s,sk}$ comme la rugosité du sédiments seuls, qui peut s'estimer classiquement comme $k_{s,sk} \sim d_{50}$.

En supposant que les deux écoulements sont uniformes et de même pente S , on peut obtenir :

$$u_* = \sqrt{gHS}, \quad \text{et} \quad u_{*s} = \sqrt{gH_{sk}S} \quad (\text{A.9})$$

Et donc :

$$\frac{u_{*s}}{u_*} = \sqrt{\frac{H_{sk}}{H}} \quad (\text{A.10})$$

En introduisant (A.10) dans (A.8), il est possible de retrouver la contrainte s'exerçant sur les grains de manière itérative.

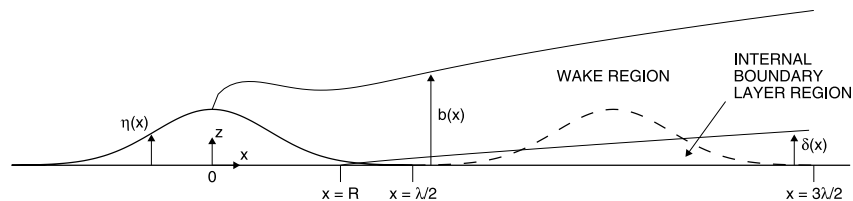


FIGURE A.2 – Schémas explicatifs du modèle de Kean et Smith (2006). Schéma tiré de Kean et Smith (2006)

Modèle de Kean et Smith

Kean et Smith (2006) s'intéressent à la trainée exercée par un fond constitué de multiples rugosités de formes Gaussiennes régulièrement espacées. Leur approche consiste à séparer l'écoulement à l'arrière d'une rugosité en trois couches distinctes comme illustré sur la Figure A.2 : une couche de limite interne qui se redéveloppe après la première rugosité, une région de sillage et une région externe. En déterminant les profils de vitesse dans chacune de ces couches, par application directe de la littérature sur la turbulence de paroi, Kean et Smith (2006) obtiennent la contrainte moyenne due à la rugosité du fond comme :

$$\tau_s = \rho_f \alpha_0 \langle u_{*IBL} \rangle^2 \quad (\text{A.11})$$

avec α_0 une constante que les auteurs prennent égale à 1. La vitesse de frottement moyennée en espace liée à la couche limite interne $\langle u_{*IBL} \rangle$ s'obtient comme :

$$\langle u_{*IBL} \rangle = \alpha_1 u_b \quad (\text{A.12})$$

avec u_b la vitesse en haut de la région de sillage, et :

$$\alpha_1 = \frac{1}{\lambda_i} \int_{x_1}^{x_2} \left[1 - g(x) f \left(\frac{\delta}{b} \right) \right] \left[\frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \right]^{-1} dx \quad (\text{A.13})$$

où λ_i est la taille de la cellule pour la moyenne spatiale, δ est la hauteur de la couche limite interne et g et f des fonctions données par les auteurs.

Il faut cependant faire attention, dans ce modèle la contrainte au fond est calculée et intégrée sur toute la surface du fond, y compris à la surface des rugosités Gaussiennes. Il peut donc s'appliquer aisément dans le cas où les reliefs du fond sont des dunes (où des grains sont transportés sur toute la surface du fond) mais il faudrait modifier ce modèle pour la prise en compte de la surface effective de sédiment disponible pour notre cas d'étude.

Annexe B

Compléments sur les méthodes expérimentales

Compléments sur la méthode PIV

La PIV consiste tout d'abord à ensemercer l'écoulement avec des traceurs réfléchissants puis à éclairer cet écoulement avec une nappe laser. Deux photographies consécutives de l'écoulement sont ensuite réalisées afin de déterminer la direction et la distance parcourues par les traceurs entre les deux prises de vue.

On fait le choix dans cette thèse d'utiliser la méthode de "double frame", consistant à enregistrer des doublets d'images, indépendants les uns des autres. L'intervalle de temps δt séparant les deux images au sein d'un doublet étant adapté à l'écoulement étudié de manière à pouvoir déterminer le déplacement des traceurs entre les deux images d'un doublet. Comme conseillé dans la littérature, δt est choisi ici de manière à ce que les traceurs les plus rapides parcourent environ $2/3$ d'une boîte de corrélation, permettant une bonne résolution des vitesses les plus faibles sans que les traceurs les plus rapides ne sortent des boîtes d'interrogations.

Une fois les doublets d'images successives A et B obtenus, les images sont tout d'abord pré-traitées avec le logiciel Matlab, et le calcul de champs de vitesse sont réalisés avec le logiciel CPIV-IMFT. Une description complète des étapes d'un calcul PIV. CPIV est un logiciel libre développé au sein de l'IMFT et permettant le lancement des calculs de corrélation PIV en multi-parallèle, réalisés dans le cadre de cette thèse sur le supercalculateur du mésocentre de calcul CALMIP. Le logiciel CPIV-IMFT utilise la méthode itérative de décalage et de déformation des boîtes d'interrogation avec corrélation par transformée de Fourier, décrite ici synthétiquement.

Un calcul de champ de vitesse PIV consiste à tout d'abord subdiviser le champ caméra en une grille de multiples fenêtres d'interrogation de tailles et positions équivalentes dans les images A et B. Dans chaque boîte de corrélation de l'image A est visible un motif net de particules, visibles par le fait qu'elles diffusent la lumière laser. Il est alors possible de faire un premier calcul de corrélation (dans l'espace de Fourier pour CPIV) entre les deux images afin d'avoir une première estimation de la vitesse et de la direction de mouvement des motifs initiaux entre les deux images, les maximums de corrélation obtenus indiquant la carte des déplacements les plus probables des multiples motifs. Une fois cette première estimation obtenue, il est alors possible d'affiner les vecteurs vitesses obtenus en calculant à nouveau la carte des corrélations mais cette fois-ci en translatant au préalable la grille de fenêtres d'interrogation de l'image B de la valeur entière du déplacement obtenu dans le premier calcul grossier. Enfin la seconde méthode itérative utilisée par CPIV consiste à déformer les fenêtres d'interrogation en fonction des estimations de déplacements obtenus pendant la première étape de calcul. Ces méthodes itératives se sont avérées être plus robustes pour déterminer des champs de vitesse dans le cas d'écoulement avec forts gradients de vitesses, qu'il sera possible de rencontrer dans l'étude de HV.

Dans le cadre des Chapitres 2 et 3, on fait le choix d'utiliser des boîtes de corrélations de 16×16 pixels, taille minimale possible pour que le nombre de traceurs par boîte d'interrogation soit suffisant (> 5), étant donné l'ensemencement uniforme mis en place. On obtient ainsi des boîtes de corrélations carrées de côtés 0.19 mm , permettant d'avoir un important nombre de boîtes d'interrogation dans la hauteur d'un obstacle (de 20 boîtes pour les plus petits obstacles de hauteur $k = 4 \text{ mm}$ jusqu'à 200 boîtes pour les plus hauts obstacles de hauteur $k = 4 \text{ cm}$) et donc une bonne résolution à l'échelle des macro-rugosités. Les différents doublets d'images étant indépendants les uns des autres, il est possible de calculer en parallèle les déplacements au sein d'un grand nombre de doublets, chaque cœur d'une ordinateur pouvant gérer un doublet d'images de manière indépendante. On utilise donc ici le calcul parallèle le plus basique, sans aucune communication entre les cœurs pendant le calcul PIV. Les calculs PIV sont ainsi lancés sur le supercalculateur CALMIP permettant l'étude d'un nombre extrêmement important de doublets d'images en parallèle, et permettant de rendre le temps de calcul PIV négligeable, ce temps n'étant ainsi plus une limite lorsque l'on souhaite calculer des statistiques sur un grand nombre de doublets. Pour des raisons de convergence temporelle explicitées dans la suite, on choisit d'enregistrer 5000 doublets d'images pour chaque configuration ('débit + rugosité'). Le calcul de corrélation de ces 5000 doublets, avec un champ caméra de 2560×2160 pixels et des boîtes de corrélation de 16×16 pixels, est exécuté en parallèle sur 280 cœurs (14 nœuds de 20 cœurs) sur CALMIP permettant un temps de calcul moyen de 1 heure et 40 minutes par configuration. Il est intéressant de noter que, le temps susnommé de calcul PIV ne fixant plus la limite de nombre de doublets d'images enregistrés, cette limite est lors fixée par l'espace de stockage disponible pour les images, ainsi que par les temps de transfert/pré-traitement/post-traitement devenant alors ironiquement supérieurs au temps de calcul de corrélation PIV en lui-même.

Indépendance statistique et convergence temporelle

Étant donné que l'on cherche à étudier le comportement du tourbillon en fer à cheval moyenné en temps, il est tout d'abord crucial de vérifier la convergence temporelle des moyennes temporelles effectuées. En définissant N comme le nombre de doublets d'images enregistrés pour une configuration, la moyenne temporelle d'une grandeur instantanée discrète $\phi(n)$ est ici calculée comme :

$$\bar{\phi} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi(n). \quad (\text{B.1})$$

Différentes méthodes existent alors pour déterminer l'erreur de convergence commise avec cette équation lorsque N n'est pas infini. Ces méthodes impliquent tout d'abord que les N échantillons de ϕ soient indépendants statistiquement. Cette contrainte d'indépendance statistique de deux doublets d'images consécutifs va fixer la fréquence d'acquisition du système PIV, c'est à dire le temps choisi entre deux doublets successifs.

Indépendance statistique

Afin de pouvoir choisir la fréquence d'acquisition f_0 du système PIV, deux critères vont entrer en jeu : f_0 ne doit pas être trop faible, pour pouvoir enregistrer un grand nombre d'échantillons dans un temps limité de campagne expérimentale. Au contraire, f_0 ne doit pas être trop grande, pour que les échantillons soient indépendants statistiquement. Deux images indépendantes statistiquement signifie que les structures turbulentes instantanées de l'écoulement dans chacune des images sont indépendantes d'une image à l'autre. On peut calculer le niveau de corrélation entre deux champs de vitesses instantanés séparés par un intervalle de temps Δt grâce à la fonction d'autocorrélation calculée avec les fluctuations turbulentes u' (ou w') en toute position \vec{x} du champ :

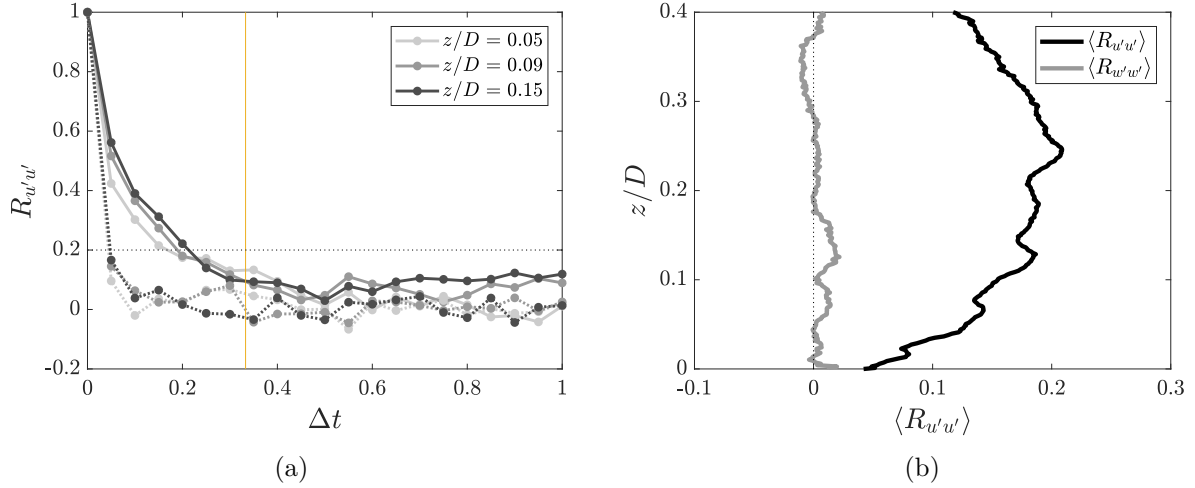


FIGURE B.1 – (a) Évolution de la fonction d'autocorrélation $R_{u'u'}$ (trait plein) et $R_{w'w'}$ (trait pointillé) en fonction du temps séparant deux doublets d'images, en différentes hauteurs z/D au niveau du HV, pour $Q = 13.7 L/s$ et sans obstacle. La ligne jaune verticale représente la fréquence $f_0 = 3 Hz$ choisie dans la suite. (b) Evolution des fonctions d'autocorrélation $\langle R_{u'u'} \rangle$ et $\langle R_{w'w'} \rangle$ avec la hauteur, pour $f_0 = 3 Hz$, $Q = 13.7 L/s$ et sans obstacle.

$$R_{u'u'}(\vec{x}, \Delta t) = \frac{\overline{u'(\vec{x}, t) \cdot u'(\vec{x}, t + \Delta t)}}{\sqrt{\overline{u'^2(\vec{x}, t)} \cdot \overline{u'^2(\vec{x}, t + \Delta t)}}}. \quad (\text{B.2})$$

Une série de mesure est alors réalisée avec $f_0 = 20 Hz$ de façon à pouvoir rechercher le temps minimal séparant deux doublets d'images Δt à partir duquel les doublets sont indépendants statistiquement. La Figure B.1a présente un exemple de comportement de la fonction de corrélation calculée en faisant varier Δt , ici pour le débit maximal utilisé dans ce chapitre $Q = 13.7 L/s$ et sans la présence d'obstacle. Comme attendu, on obtient $R_{u'u'}(\vec{x}, 0) = 1$ lorsque l'on corrèle l'image avec elle-même ($\Delta t = 0$). Lorsque l'on augmente Δt , la fonction de corrélation diminue alors pour atteindre une valeur proche de 0.1 lorsque les doublets sont séparés par un temps très long. En considérant que deux images sont décorréliées lorsque $R_{u'u'}$ est inférieur à 0.3, on fait ainsi le choix d'utiliser une fréquence d'acquisition $f_0 = 3 Hz$ dans toute la suite de ce chapitre, afin de garantir ainsi une indépendance statistique des champs de vitesse. On peut alors vérifier que les valeurs de $R_{u'u'}$ et $R_{w'w'}$ en fonction de la hauteur d'eau restent inférieures à 0.2 lorsque $f_0 = 3 Hz$. Les valeurs moyennées spatialement selon x de $R_{u'u'}$ et $R_{w'w'}$ pour $Q = 13.7 L/s$ et sans obstacle sont représentées sur la Figure B.1b, attestant que $\langle R_{u'u'} \rangle$ et $\langle R_{w'w'} \rangle$ restent inférieurs à 0.2 dans le champ caméra. La fréquence f_0 ayant été déterminée ici pour le débit étudié le plus élevé, celle-ci est aussi valide pour les débits plus faibles.

Convergence temporelle

Afin de déterminer le nombre adéquat de doublets d'images statistiquement indépendants nécessaire pour obtenir des moyennes temporelles convergées, il est tout d'abord possible de calculer les valeurs moyennes des statistiques d'ordre 1 et 2 en fonction du nombre d'échantillons choisis :

$$\overline{\phi_e(N)} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi(n). \quad (\text{B.3})$$

L'évolution de la moyenne de deux exemples de statistiques d'ordre 1 et 2 en fonction du nombre d'échantillons choisis est représentée sur la Figure B.2, ici pour $Q = 13.7 L/s$ et sans obstacle. Comme attendu, il apparaît que la moyenne tend vers une valeur constante pour des très grands

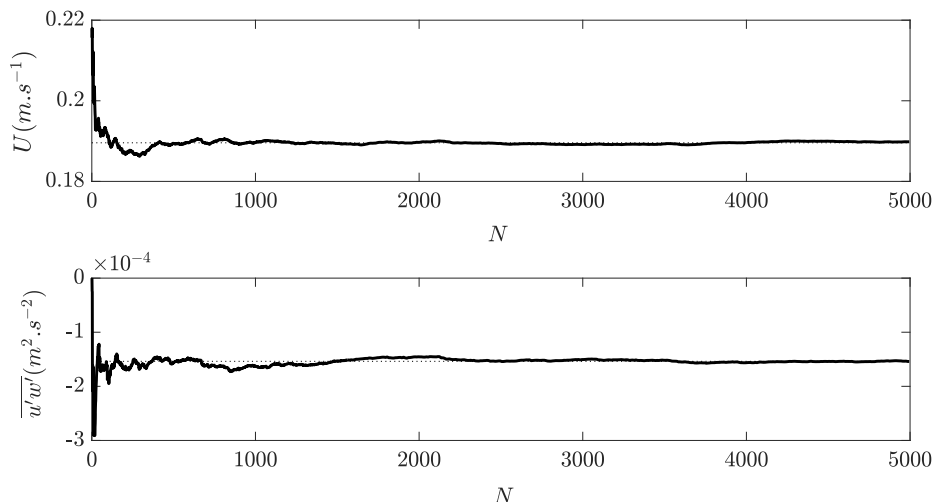


FIGURE B.2 – Évolution des valeurs des moyennes temporelles de la vitesse U (haut) et des tension de Reynolds $\overline{u'w'}$ (bas) en fonction du nombre de doublets indépendants utilisés pour la moyenne, à $z = 0.14D$ pour $Q = 13.7 L/s$.

nombre d'échantillons (ici $N > 3000$). Cette méthode, utile pour visualiser ce phénomène de convergence temporel, ne permet cependant pas de calculer l'erreur commise sur la moyenne pour un nombre d'échantillons indépendants choisi N .

Une estimation de l'erreur de convergence peut être calculée grâce à des préceptes statistiques, développés en détails par Bendat et Piersol (1971), et déjà utilisé pour la PIV par Florens et al. (2013). Il est alors possible de montrer que l'erreur commise sur le calcul de la moyenne $\overline{\phi}_e$ d'une série discrète ϕ grâce à N échantillons indépendants peut être estimée comme :

$$\epsilon_{\overline{\phi}_e}^{\pm} = \frac{\sqrt{\overline{\phi}_e'^2} t_{N;\zeta/2}}{\sqrt{N}}, \quad (\text{B.4})$$

avec $t_{N;\zeta/2}$ le coefficient de Student dépendant du nombre d'échantillons N et du pourcentage d'erreur souhaité entre la valeur réelle de la moyenne et la valeur estimée, ici 95% soit $\zeta = 0.05$. Pour $N \gg 100$ et $\zeta = 0.05$, on obtient $t_{N;\zeta/2} \simeq 1.96$. On peut obtenir de la même manière une estimation de l'erreur sur le calcul des variances :

$$\epsilon_{\overline{\phi}_e'^2}^+ = \left| \overline{\phi}_e'^2 - \frac{(N-1)\overline{\phi}_e'^2}{\chi_{N-1;\zeta/2}^2} \right|, \quad (\text{B.5})$$

$$\epsilon_{\overline{\phi}_e'^2}^- = \left| \overline{\phi}_e'^2 - \frac{(N-1)\overline{\phi}_e'^2}{\chi_{N-1;1-\zeta/2}^2} \right|, \quad (\text{B.6})$$

où χ^2 est un coefficient issu de la distribution de Chi-carré, dépendant du nombre d'échantillons N utilisés pour les calculs statistiques, et de l'intervalle de confiance souhaité, pouvant être estimé comme :

$$\chi_{n;\alpha}^2 \simeq n \left[1 - \frac{2}{9n} + (1-\alpha)\sqrt{\frac{2}{9n}} \right]^3 \quad \text{pour } n > 120. \quad (\text{B.7})$$

Les signes + et - utilisés dans les équations (B.5) et (B.6) définissent les erreurs de part et d'autre de la moyenne estimée, l'erreur étant alors symétriques autour de la moyenne pour les statistiques d'ordre 1, mais pas pour les statistiques d'ordre 2. En s'inspirant de ces formules,

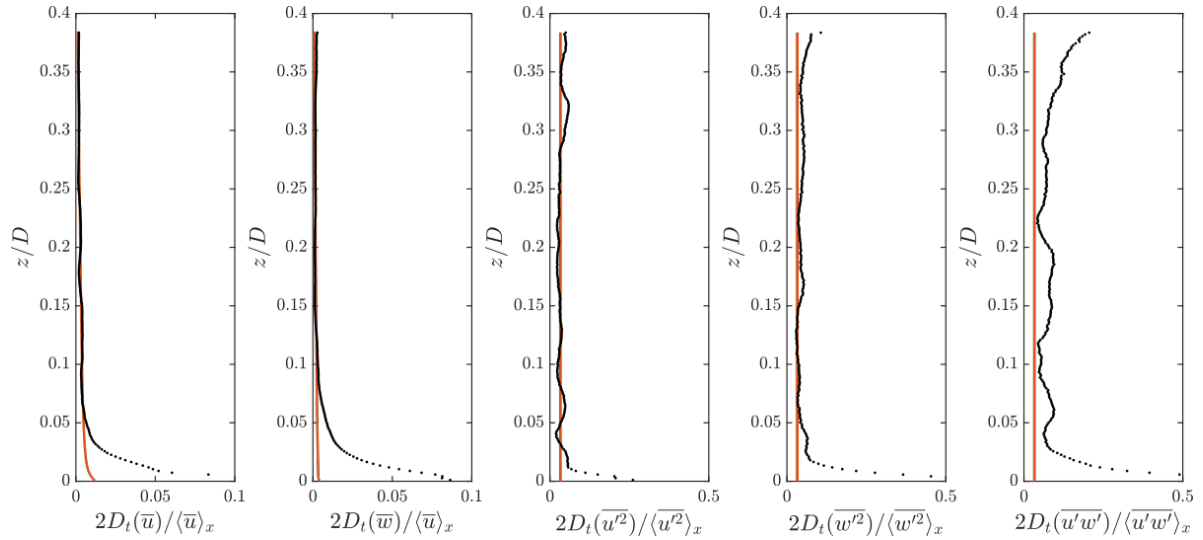


FIGURE B.3 – Dispersions spatiales totales des moments d'ordres 1 et 2 moyennés spatialement selon x . Les courbes oranges correspondent aux erreurs de convergence temporelle calculées avec les équations (B.4), (B.5) et (B.6).

Florens (2010) propose alors une estimation d'erreur commise sur les moyennes des corrélations croisées $u'w'$, calculées comme :

$$\epsilon_{u'w'}^+ = \left| \overline{u'w'} - \frac{(N-1)\overline{u'w'}}{\chi_{N-1;\zeta/2}^2} \right|, \quad (\text{B.8})$$

$$\epsilon_{u'w'}^- = \left| \overline{u'w'} - \frac{(N-1)\overline{u'w'}}{\chi_{N-1;1-\zeta/2}^2} \right|. \quad (\text{B.9})$$

Des profils d'erreur de convergence temporelle en fonction de la hauteur sont présentés en Figure B.3.

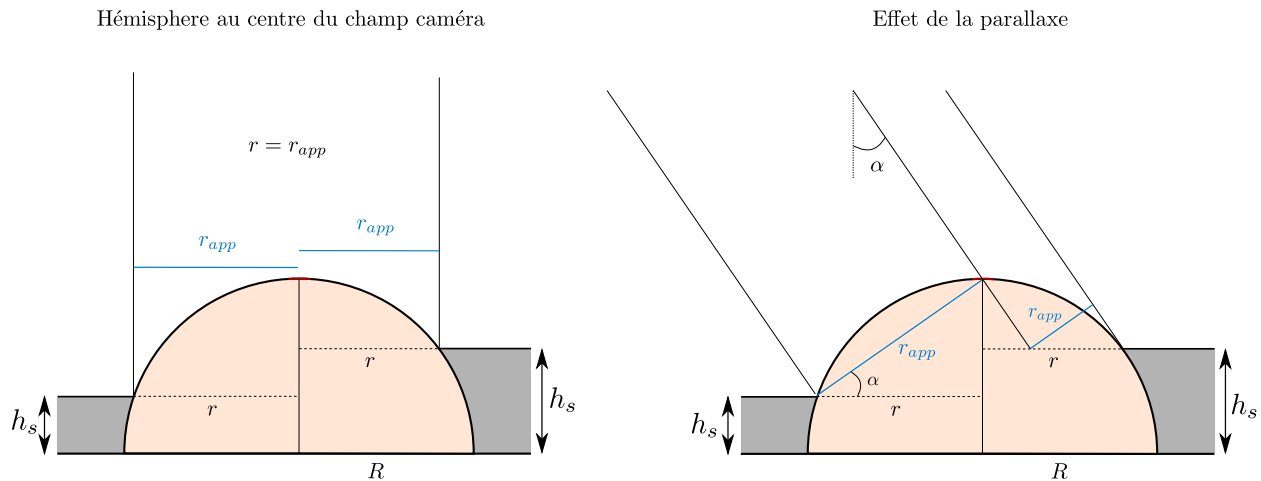


FIGURE B.4 – Schématisation d'un hémisphère et de ses paramètres caractéristiques permettant la mesure de $h_s(x,y)$ en toute position.

Compléments sur la méthode de mesure de topographie

Comme expliqué dans le Chapitre 4, la méthode de mesure de topographie en vue du dessus, utilisée dans cette thèse, consiste à déterminer le découvrement moyen de l'hémisphère en mesurant l'air apparent S_{app} de la partie visible de l'hémisphère. Le découvrement moyen de l'hémisphère est donc défini comme :

$$P = \frac{k}{R} = \frac{R - \sqrt{R^2 - S_{app}/\pi}}{R}. \quad (\text{B.10})$$

Mais la visualisation en vue du dessus permet aussi de mesurer la hauteur de sédiment h_s en tout point sur le contour de l'hémisphère apparent. En connaissant au préalable le rayon R d'un hémisphère totalement découvert, et en mesurant le rayon r , défini comme la distance entre le sommet de l'hémisphère et les grains, il est alors possible de calculer la hauteur de grains h_s comme :

$$h_s = \sqrt{R^2 - r^2}. \quad (\text{B.11})$$

Si ce calcul est aisé lorsque l'on a déterminé tous les paramètres, la détermination de r peut s'avérer complexe pour des raisons optiques dû à l'extension du cône optique de la caméra avec la distance. Comme représenté sur la Figure B.4, si l'on considère tout d'abord un hémisphère au centre du champ optique de la caméra, il apparaît que la valeur du rayon apparent r_{app} visible par la caméra est égale à la valeur réelle de r . En revanche, pour les hémisphères éloignés du centre optique, le rayon apparent r_{app} peut alors différer du rayon réel r , dû à l'effet de parallaxe de la caméra. Pour simplifier les calculs, on considère que les rayons incidents de part et d'autres de l'hémisphère sont parallèles, la distance caméra-hémisphère ($= 2,1 \text{ m}$) étant sensiblement supérieur au diamètre d'un hémisphère. On peut alors obtenir :

$$r = \frac{r_{app} + (R - h_s) \sin \alpha \cos \beta}{\cos \alpha}, \quad (\text{B.12})$$

où l'angle α correspond à l'angle entre les rayons incidents de la caméra et la verticale (mesurable pour chaque hémisphère à partir des champs caméras pour $h_s = 0$) et β l'angle par rapport au plan radial de la caméra.

Afin de déterminer quelle est l'erreur commise sur une mesure de h_s , il est important de prendre en compte que la paroi d'un hémisphère est courbée, entraînant une dépendance de l'erreur avec le niveau de découvrement des hémisphères. On prend ici l'exemple de deux erreurs de mesure possibles et on observe comment ces erreurs peuvent se répercuter sur les hauteurs

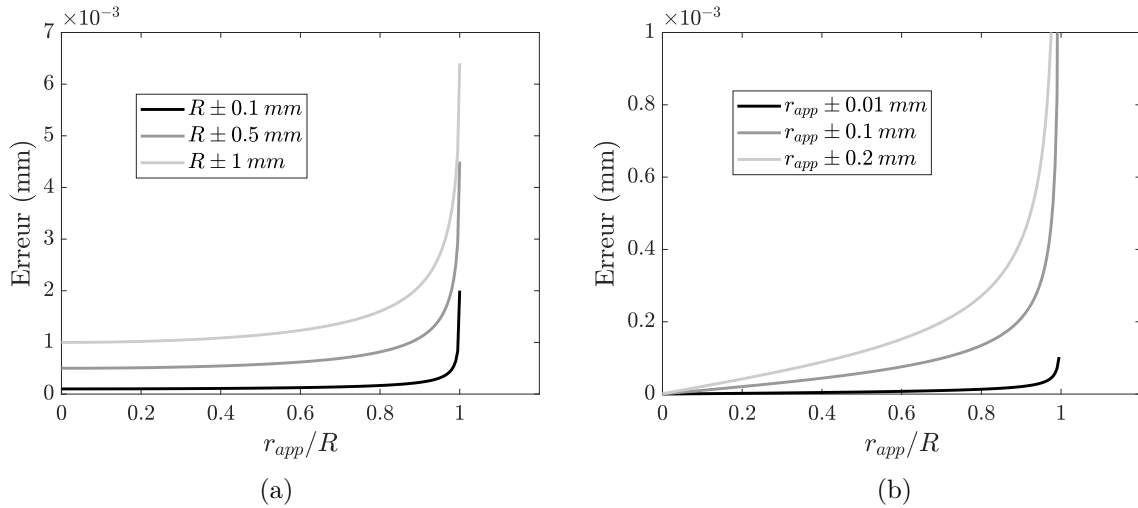


FIGURE B.5 – (a) Erreur commise sur la mesure de h_s lorsqu’une erreur est commise sur la mesure du rayon de l’hémisphère totalement découvert. (b) Erreur commise sur la mesure de h_s lorsqu’une erreur est commise sur la mesure du rayon apparent r_{app} .

de sédiments mesurées. Les Figures B.5a et B.5b représentent ainsi respectivement les erreurs commise sur la mesure de h_s lorsque des erreurs sont commise sur le rayon R supposé des hémisphères, et sur la mesure du rayon apparent r_{app} . Dans les deux cas, il apparaît alors que l’erreur commise sur la mesure de h_s est faible lorsque le découvrément des hémisphères est faible, avec par exemple une erreur d’environ 1 mm sur h_s si l’on a fait une erreur de 1 mm sur la valeur du rayon sphérique R , pour des découvrément $P < 80\%$. En revanche, il apparaît que ces deux erreurs divergent pour des forts découvrément, la variation de rayon apparent r_{app} devenant très faible avec le découvrément.

A la vue de cette étude d’erreur, il est possible d’en déduire que la méthode de mesure de hauteur de sédiments employée ici est difficilement utilisable pour des découvrément supérieurs à $80 - 90\%$. En revanche, pour de faibles niveaux de découvrément, cette méthode semble très peu dépendre de l’incertitude sur les paramètres mesurés et paraît alors un bon compromis par sa facilité de mise en place par rapport à des méthodes de mesure à métrologie plus complexe. En plus de ne permettre la mesure de h_s seulement lorsque les hémisphères sont apparents, il est important de noter que cette méthode ne permet la mesure de hauteur de sédiments seulement au niveau du périmètre de la zone d’hémisphère apparente, et non en tout point du fond sédimentaire. On verra dans la suite, qu’il est possible d’estimer la hauteur de grains dans toute la distance inter-hémisphères tant les hémisphères sont proches ($5,5 \text{ mm}$ pour $P = 100\%$) dans la configuration choisie.

Estimation de la pente des dunes

Cette méthode de visualisation en vue du dessus permet l’estimation de la pente des différents côtés d’une dune. On a montré dans le Chapitre 4 que la vitesse de découvrément des hémisphères pouvaient être directement liée aux pentes des différents côtés des dunes. On propose donc ici un modèle géométrique simple permettant d’estimer la pente des dunes en connaissant leur vitesse d’avancée. Il est important de noter que la différence de découvrément de part et d’autre d’un hémisphère pourrait permettre en soit de prédire la pente d’une dune, mais cette méthode entraînerait une incertitude trop importante, en particulier dû à la protection des grains en aval des rugosités entraînant un différentiel de découvrément même sans la pente de la dune.

On fait l’hypothèse forte que les dunes avancent avec une vitesse constante v_d et que les pentes de leur dos restent inchangées au cours de leur avancée. Comme illustré sur la Figure

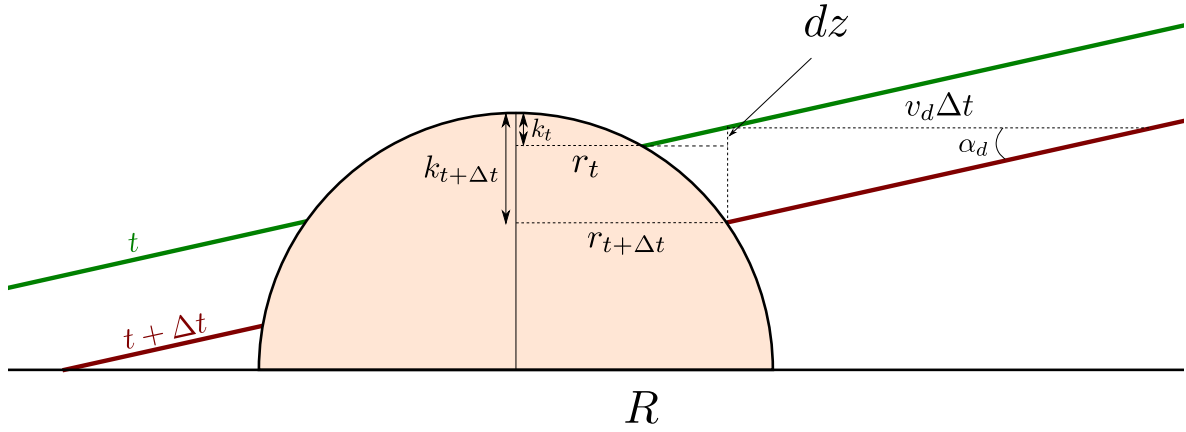


FIGURE B.6 – Définition des paramètres utilisés pour l'estimation de la pente d'une dune. Les lignes vertes et rouges représentent respectivement le dos de la dune aux temps t et $t + \Delta t$.

B.6, la dune avance d'une distance $v_d \Delta t$ pendant un intervalle de temps Δt , la pente α_d du dos d'une dune peut alors être estimée grâce à :

$$\tan(\alpha_d) = \frac{k_{t+\Delta t} - k_t + dz}{v_d \Delta t}, \quad (\text{B.13})$$

avec $k_{t+\Delta t}$ et k_t les hauteurs d'hémisphères découverts, et dz la distance définie sur la Figure B.6. Un raisonnement géométrique similaire permet de déduire la distance dz comme :

$$dz = (r_{t+\Delta t} - r_t) \tan(\alpha_d), \quad (\text{B.14})$$

avec $r_{t+\Delta t}$ et r_t les rayons apparents respectivement mesurés au temps $t + \Delta t$ et t . En introduisant l'équation (B.14) dans l'équation (B.13), on obtient :

$$\tan(\alpha_d) = \frac{k_{t+\Delta t} - k_t}{v_d \Delta t} + \frac{r_{t+\Delta t} - r_t}{v_d \Delta t} \tan(\alpha_d), \quad (\text{B.15})$$

et ainsi

$$\alpha_d = \arctan\left(\frac{k_{t+\Delta t} - k_t}{v_d \Delta t - r_{t+\Delta t} + r_t}\right) \quad (\text{B.16})$$

$$= \arctan\left(\frac{k_{t+\Delta t} - k_t}{v_d \Delta t - \sqrt{R^2 - (R - k_{t+\Delta t})^2} + \sqrt{R^2 - (R - k_t)^2}}\right). \quad (\text{B.17})$$

A l'aide d'un raisonnement similaire, on peut obtenir la pente α_f du front de la dune comme :

$$\alpha_f = \arctan\left(\frac{k_t - k_{t+\Delta t}}{v_d \Delta t + \sqrt{R^2 - (R - k_{t+\Delta t})^2} - \sqrt{R^2 - (R - k_t)^2}}\right). \quad (\text{B.18})$$

Annexe C

Compléments d'analyse de structures cohérentes

Description de l'analyse par quadrants

Comme décrit en chapitre d'introduction, l'analyse d'écoulements turbulents employée dans ce manuscrit consiste à utiliser la décomposition dite de Reynolds $u' = u - \bar{u}$ (et respectivement $w' = w - \bar{w}$) afin d'obtenir les champs de fluctuations de vitesses instantanées, avec u et w les champs de vitesses instantanées, et \bar{u} et \bar{w} les champs de vitesses moyennées sur un grand nombre d'échantillon. Afin de mieux comprendre la structure des événements turbulents instantanés proche d'une paroi, Willmarth et Lu (1972) ont alors proposé de partitionner les événements turbulents en quatre familles, en fonction du signe des composantes des vecteurs de vitesses fluctuantes u' et w' . Comme représenté sur la Figure C.1, on nomme les quadrants Q_1 à Q_4 , tel que le quadrant Q_2 correspond aux événements turbulents avec vitesse longitudinales négative et vitesse verticale positive ($u' < 0$ et $w' > 0$), soient des éjections (fluide lent ayant un mouvement vertical ascendant vers du fluide plus rapide), et le quadrant Q_4 correspond aux événements turbulents avec vitesse longitudinales positive et vitesse verticale négative ($u' > 0$ et $w' < 0$), soient des balayages (fluide rapide ayant un mouvement vertical descendant vers du fluide plus lent). Les quadrants Q_1 et Q_3 sont respectivement nommés dans la littérature *outward interactions* et *inward interactions*. Lorsque la troisième composante de vitesse v est mesurée, les événements turbulents peuvent être partitionnés en octants, en fonction des signes des trois composantes de chaque vecteur vitesse fluctuante (Keylock et al. (2014)).

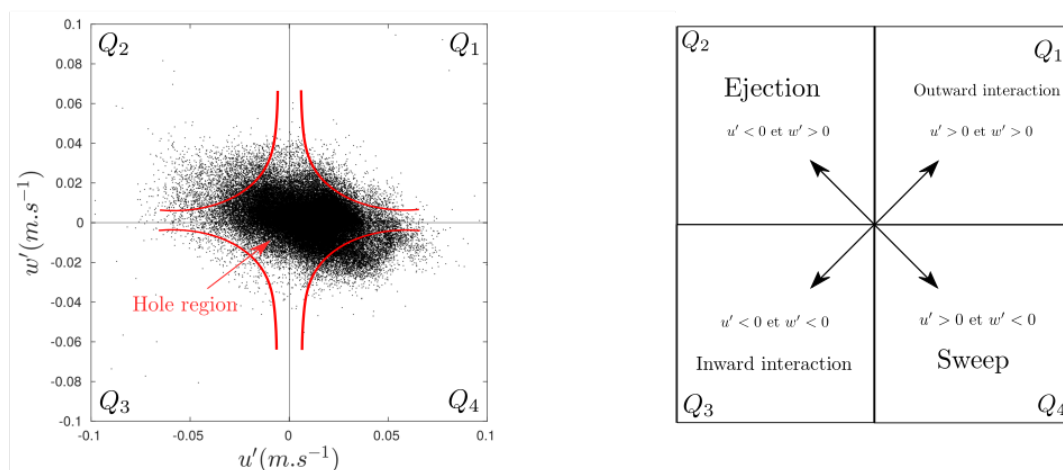


FIGURE C.1 – Description du partitionnement par quadrants des vitesses fluctuantes u' et w' .

L'analyse par quadrants consiste donc à se placer à une position fixe au cours du temps (à un point ou dans une boîte d'interrogation), et de placer, pour chaque instant, le vecteur vitesse fluctuante dans l'espace des vitesses fluctuantes (u', w') représenté sur la Figure C.1. Les échantillons temporels étant indépendants statistiquement et un grand nombre d'échantillons étant analysé pour chaque régime ($N = 5000$), on considère que la représentation par quadrants obtenue représente bien la structure réelle de l'écoulement, avec en particulier où sont captés en particulier les événements les plus rares et extrêmes.

Il est alors possible de déterminer le nombre d'événements d'un quadrant qui sont passés à une position donnée pendant la durée de l'expérience. En l'adimensionnalisant par le nombre total d'événements passés à cette position, on peut définir la fraction du temps passé dans quadrant comme (les notations utilisées ici sont inspirées de Mignot et al. (2009) et adaptées à de la mesure discrète en temps) :

$$T_q(\vec{x}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N D(n), \quad (\text{C.1})$$

avec

$$D(n) = \begin{cases} 1 & \text{si } u'w' \text{ est dans le quadrant } q, \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

On peut alors écrire :

$$\sum_{q=1}^4 T_q(\vec{x}) = 1. \quad (\text{C.3})$$

Contributions aux tenseur de Reynolds

Une fois ce partitionnement en familles d'événements effectué, il est possible de calculer un tenseur de Reynolds pour chaque quadrant, de manière à déterminer quels événements ont la plus forte contribution sur le tenseur des contraintes totales. Pour cela, seuls les vecteurs appartenant à un quadrant sont sélectionnés, et le calcul des corrélations croisées est effectué comme :

$$\overline{u'w'}_q(z) = \frac{\langle \overline{u'w'}(z) \rangle}{N} \sum_{n=1}^N \gamma(z, n) D(\gamma), \quad (\text{C.4})$$

avec

$$\gamma(z, n) = \frac{u'w'(z, n)}{\langle \overline{u'w'}(z) \rangle}, \quad (\text{C.5})$$

$$D(\gamma) = \begin{cases} 1 & \text{si } \gamma \text{ est dans le quadrant } q, \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

On peut alors écrire :

$$\sum_{q=1}^4 \overline{u'w'}_q(z) = \overline{u'w'}(z). \quad (\text{C.7})$$

Analyse des événements extrêmes

Dans la littérature, les événements turbulents extrêmes sont définis comme les événements pour lesquels la valeur instantanée $u'w'(\vec{x})$ est très intense devant la valeur du tenseur de Reynolds à cette position $\overline{u'w'}(\vec{x})$ (ou devant la valeur du tenseur de Reynolds doublement moyennée à cette altitude $\langle \overline{u'w'}(z) \rangle$). L'étude de ces événements extrêmes est tout particulièrement intéressante pour le transport sédimentaire, les événements intenses ayant le plus de probabilité de mettre des grains en mouvement. Pour étudier la contribution des événements turbulents en fonction de leur intensité, la notion de *hole region* dans l'espace (u', w') est alors introduite.

Comme représenté sur la Figure C.1, une région est ainsi définie dans l'espace (u', w') à l'intérieur de laquelle les événements turbulents sont retirés de l'analyse par quadrants. En faisant varier la taille de cette région et en réitérant l'analyse proposée ci-dessus seulement avec les événements se situant en dehors de cette région (donc seulement les événements intenses), on peut alors mettre en exergue la contribution des événements turbulents instantanés en fonction de leur intensité. Les équations présentées ci-dessus peuvent alors se réécrire :

$$T_q(\vec{x}, H) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N D(\gamma), \quad (\text{C.8})$$

$$\overline{u'w'}_q(\vec{x}, H) = \frac{\langle \overline{u'w'}(z) \rangle}{N} \sum_{n=1}^N \gamma(\vec{x}, n) D(\gamma), \quad (\text{C.9})$$

avec

$$\gamma(\vec{x}, n) = \frac{u'w'(\vec{x}, n)}{\langle \overline{u'w'}(\vec{x}) \rangle}, \quad (\text{C.10})$$

$$D(\gamma) = \begin{cases} 1 & \text{pour } |\gamma| \geq H \text{ et } \gamma \text{ dans la quadrant } q, \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

Pour $H = 0$, tous les événements instantanés sont pris en compte dans l'analyse, on peut alors écrire :

$$\sum_{q=1}^4 \overline{u'w'}_q(\vec{x}, 0) = \overline{u'w'}(\vec{x}), \quad (\text{C.12})$$

$$\sum_{q=1}^4 T_q(\vec{x}, 0) = 1. \quad (\text{C.13})$$

Annexe D

Proposition d'un modèle de transport à l'échelle du grain avec macro-rugosités immobiles

On propose ici un modèle de transport sédimentaire à l'échelle du grain applicable lorsque sont présentes des macro-rugosités immobiles. Ce modèle est inspiré du modèle de transport à l'échelle du grain présenté par Andreotti et al. (2011), en ajoutant la contribution de la présence des macro-rugosités immobiles.

On sait que le flux de grains transportés en charriage peut s'écrire :

$$q = nu_p V_p, \quad (\text{D.1})$$

avec n le nombre de grains en mouvement par unité de surface, u_p la vitesse moyenne de ces grains, et $V_p = (\pi/6)d^3$ le volume d'un grain, avec d le diamètre du grain. Afin de déterminer le débit de grains à saturation q_{sat} pour des conditions hydrodynamiques données, il est donc nécessaire de déterminer quel est le nombre de grains en mouvement à saturation, et quelle est leur vitesse moyenne.

Nombre de grains en mouvement

Afin de déterminer le nombre de grains mis en mouvement dans l'écoulement, on va s'intéresser à la première couche de grains au repos sous les grains mobiles. Celle-ci subit une contrainte τ_{seff} correspondant à la contrainte totale τ_b exercée par l'écoulement sur le fond, à laquelle on vient retirer la contrainte dépensée par la perte de quantité de mouvement due à l'interaction avec les n grains déjà en mouvement ainsi que la contrainte τ_R due à la quantité de mouvement dissipée dans le sillage des macro-rugosités immobiles :

$$\tau_{seff} = \tau_b - \tau_G - \tau_R \quad (\text{D.2})$$

D'après Andreotti et al. (2011), on peut alors estimer τ_G comme le nombre de grains en mouvement n multiplié par le poids d'un grain déjaugé de la force de flottaison $\pi/6(\rho_s - \rho_f)gd$, multiplié par le coefficient de friction effectif μ_{eff} :

$$\tau_{seff} = \tau_b - n \frac{\pi}{6} \mu_{eff} (\rho_s - \rho_f) g d^3 - \tau_R. \quad (\text{D.3})$$

A saturation, la couche de grains immobiles sous les grains mobiles étant à son seuil de mise en mouvement, on peut alors supposer que $\tau_{seff} \sim \tau_{th}$, et donc :

$$n \frac{\pi}{6} \mu_{eff} (\rho_s - \rho_f) g d^3 \sim \tau_b - \tau_R - \tau_{th} \quad (\text{D.4})$$

$$n \sim \frac{1}{\frac{\pi}{6}\mu_{eff}gd^2} (\theta_b - \theta_R - \theta_{th}) \quad (D.5)$$

avec $\theta_\alpha = \tau_\alpha/(\rho_s - \rho_f)gd$. Andreotti et al. (2011) montre qu'en régime inertiel, on peut estimer θ_{th} comme :

$$\theta_{th} = \frac{8\mu_{eff}\kappa^2}{3C_S \ln^2(d/(2z_0))}, \quad (D.6)$$

avec C_S le coefficient de traînée des grains et $z_0 = d/30$ la rugosité hydrodynamique des grains. Le nombre de grains en mouvement à saturation s'écrit alors :

$$n \sim \frac{16\kappa^2}{\pi C_S d^2 \ln^2(d/(2z_0))} \left(\frac{\theta_b - \theta_R}{\theta_{th}} - 1 \right). \quad (D.7)$$

Vitesse moyenne des grains

La vitesse de l'écoulement u_f autour des grains peut être approximée par la vitesse du fluide à la hauteur $z = d/2$. En supposant une faible densité de macro-rugosités immobiles, telle qu'une couche limite logarithmique se redéveloppe sur les grains entre chaque rugosité, on en déduit :

$$u_f = \frac{u_\star}{\kappa} \ln \left(\frac{d}{2z_0} \right) = \frac{\sqrt{(\tau_b - \tau_R)/\rho_f}}{\kappa} \ln \left(\frac{d}{2z_0} \right) \quad (D.8)$$

avec κ la constante de Von Karman et u_\star la vitesse de frottement. Il est possible d'obtenir la vitesse des grains u_p en supposant un écoulement stationnaire, dans lequel il existe un équilibre entre la force de friction et la force de traînée turbulente sur chaque grain :

$$\frac{\pi}{6}\mu_{eff}(\rho_s - \rho_f)gd^3 \simeq \frac{\pi}{16}C_S\rho_f(u_f - u_p)^2d^2. \quad (D.9)$$

Au seuil de mise en mouvement des sédiments ($\theta = \theta_{th}$), on sait que $u_p = 0$. On a donc $u_p = u_f - u_{th}$, et il est possible d'en déduire la vitesse moyenne des grains :

$$u_p \simeq \frac{\sqrt{(\rho_s - \rho_f)gd/\rho_f}}{\kappa} \ln \left(\frac{d}{2z_0} \right) \left(\sqrt{\theta_b - \theta_R} - \sqrt{\theta_{th}} \right) \quad (D.10)$$

Il apparaît cette fois si que la vitesse des grains ne dépend pas explicitement de la présence des hémisphères immobiles.

Flux de sédiments à saturation

Comme explicité précédemment, le flux de sédiment à saturation est défini comme le produit entre le nombre de grains en mouvement à saturation, la vitesse moyenne des grains u_p et le volume moyen des grains $V_p = (\pi/6)d^3$:

$$q_{sat} = \frac{8\kappa\sqrt{\theta_{th}}}{3C_S \ln(d/(2z_0))} d \sqrt{\frac{(\rho_s - \rho_f)gd}{\rho_f}} \left(\sqrt{\frac{\theta_b - \theta_R}{\theta_{th}}} - 1 \right) \left(\frac{\theta_b - \theta_R}{\theta_{th}} - 1 \right) \quad (D.11)$$

Il apparaît alors explicitement une dépendance de q_{sat} en fonction du niveau de découverture des rugosités immobiles, le flux de grains étant réduit au fur et à mesure de l'augmentation de θ_R , si $\theta_R > 0$. Si l'on a connaissance de τ_b , il est possible d'estimer la valeur de θ_R en fonction du découverture grâce au modèle de Raupach (1992).

En supposant un comportement linéaire pour k_s entre $k_s = d_{50}$ pour $P = 0\%$ et $k_s = 0.71R$ pour $P = 100\%$ (Coundoul et al. (2015)), on peut estimer les valeurs de τ_b , τ_R et donc de q_{sat} , qui est ainsi tracé sur la Figure D.1 pour différents régimes testés. Il apparaît alors bien une

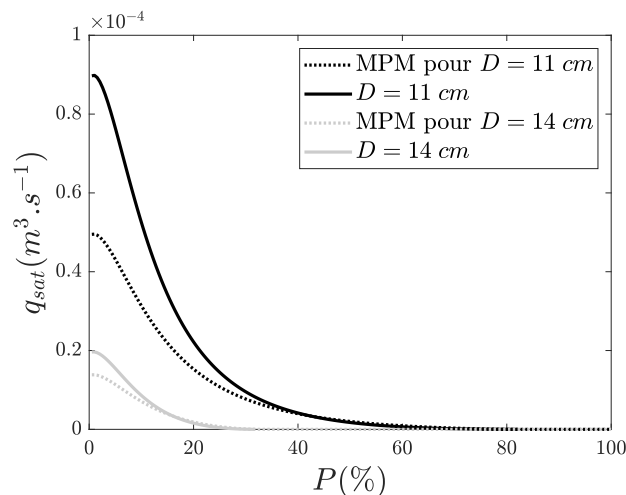


FIGURE D.1 – Comparaison du modèle à l'échelle des grains au modèle de Meyer-Peter et Müller (1948), en fonction du découverture des hémisphères, pour deux tirants d'eau et un débit $Q = 60 L/s$.

diminution du flux de grains estimé au fur et à mesure de l'apparition des hémisphères, avec un augmentation de q_{sat} dans les tous premiers instants du découverture. Il est visible sur la Figure D.1 que le modèle prévoit un arrêt total du transport, avec une valeur de q_{sat} nulle, pour des valeurs différentes de découverture en fonction du régime considéré.

Il est possible de comparer ce modèle à l'échelle du grain au modèle de Meyer-Peter et Müller (1948), dans lequel on ajoute la contribution des macro-rugosités immobiles :

$$q_{sat}^{MPM} \sim 8 \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_s}} g d^3 (\theta_b - \theta_R - \theta_{th})^{3/2}. \quad (D.12)$$

Il apparaît un plutôt bon accord entre les deux modèles, dont les flux de grains estimés sont du même ordre de grandeur, même si le modèle analytique à l'échelle du grain a tendance à sur-estimer la valeur du flux de grains par rapport à Meyer-Peter et Müller (1948).

Problèmes et améliorations possible

Ce modèle simple de transport pourrait être amélioré de plusieurs manières :

- Lorsque la densité de macro-rugosités est importante, on ne peut plus considérer que la vitesse du fluide u_f proche de fond est décrite par un profil logarithmique. Il faudrait ainsi adapter le profil de vitesse au cours de l'érosion, par exemple en le remplaçant par un profil exponentiel.
- Il est aussi possible de supposer que le coefficient de friction μ_{eff} dépende du taux d'érosion : Pour un fond de sédiments seuls, les grains subissent seulement la friction des autres grains, alors que pour un fond avec des obstacles immobiles, leurs mise en mouvement peut être ralenti par l'interaction avec les obstacles.
- A la vue de ce manuscrit, il serait intéressant de pouvoir ajouter la contribution de la forte agitation turbulente proche des grains lorsque les hémisphères sont peu découverts. Une piste possible serait alors d'allier le modèle à l'échelle de grain proposé ici avec la piste proposé par Gissoni et Vacca (2005) pour prendre en compte le niveau de turbulence proche du fond. L'équation (D.11) deviendrait alors :

$$q_{sat} = \frac{8\kappa\sqrt{\theta_{th}}}{3C_S \ln(d/(2z_0))} d \sqrt{\frac{(\rho_s - \rho_f)gd}{\rho_f}} \left(\sqrt{\frac{\theta_b - \theta_R}{\theta_{th}}} - 1 \right) \left(\frac{\theta_b - \theta_R}{\theta_{th}} - 1 \right) \left(1 + 2.5 \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} \right)^3. \quad (D.13)$$

Bibliographie

- Acarlar, M. S. et Smith, C. R. A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. part 1. hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance. *Journal of Fluid Mechanics*, 175 : 1–41, 1987. doi : 10.1017/S0022112087000272.
- Al-Awadhi, J. M. et Willetts, B. B. Sand transport and deposition within arrays of non-erodible cylindrical elements. *Earth Surface Processes and Landforms*, 24(5) :423–435, 1999. doi : 10.1002/(SICI)1096-9837(199905)24:5<423::AID-ESP998>3.0.CO;2-E.
- Andreotti, B., Forterre, Y., et Pouliquen, O. *Les milieux granulaires : Entre fluide et solide*. EDP Sciences/CNRS Editions, 2011.
- Arya, S. P. S. A drag partition theory for determining the large-scale roughness parameter and wind stress on the arctic pack ice. *Journal of Geophysical Research*, 80(24) :3447–3454, 1975. doi : 10.1029/JC080i024p03447.
- Ashida, K et Michiue, M. Studies on bed-load transport rate in open channel flows. 1 :407–417, 01 1973.
- Bagnold, R. A. Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 225(1160) :49–63, 1954.
- Bagnold, R. A. An empirical correlation of bedload transport rates in flumes and natural rivers. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 372(1751) :453–473, 1980. ISSN 00804630.
- Baker, C. J. The laminar horseshoe vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 95(2) :347–367, 1979. doi : 10.1017/S0022112079001506.
- Baker, C.J. The position of points of maximum and minimum shear stress upstream of cylinders mounted normal to flat plates. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 18(3) :263 – 274, 1985. ISSN 0167-6105. doi : [https://doi.org/10.1016/0167-6105\(85\)90085-6](https://doi.org/10.1016/0167-6105(85)90085-6).
- Baker, C.J. The oscillation of horseshoe vortex systems. *Journal of Fluids Engineering*, 113(3) : 489–495, 1991. doi : 10.1115/1.2909523.
- Ballio, F., C., Bettoni, et S., Franzetti. A survey of time-averaged characteristics of laminar and turbulent horseshoe vortices. *Journal of Fluids Engineering*, 120(2) :233–242, 1998. doi : doi:10.1115/1.2820639.
- Beach, MH. Fish pass design-criteria for the design and approval of fish passes and other structures to facilitate the passage of migratory fish in rivers. 1984.
- Bell, J.H., Heineck, J.T., Zilliac, G., Mehta, R.D., et Long, K.R. Experimental investigation of subsonic turbulent boundary layer flow over a wall-mounted axisymmetric hill. *NATO CSO AVT-246 Specialists Meeting, 26-28 Sep. 2016, Avila ; Spain*, 2016.

- Bendat, J. S. et Piersol, A. *Random data : Analysis and Measurement procedures*. John Wiley and sons Inc., New York, 1971.
- Betz, F., Halik, Ü., Kuba, M., Tayierjiang, A., et Cyffka, B. Controls on aeolian sediment dynamics by natural riparian vegetation in the Eastern Tarim Basin, NW China. *Aeolian Research*, 18 :23–34, 2015. doi : 10.1016/j.aeolia.2015.04.005.
- Biron, P. M., Robson, C., Lapointe, M. F., et Gaskin, S. J. Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields. *Earth Surface Processes and Landforms*, 29(11) :1403–1415, 2004. ISSN 1096-9837. doi : 10.1002/esp.1111.
- Bougouin, A., Lacaze, L., et Bonometti, T. Collapse of a neutrally buoyant suspension column : from Newtonian to apparent non-Newtonian flow regimes. *Journal of Fluid Mechanics*, 826 : 918–941, 2017. doi : 10.1017/jfm.2017.471.
- Bozkus, Z. et Yildiz, O. Effects of inclination of bridge piers on scouring depth. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(8) :827–832, 2004. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(2004)130:8(827).
- Carbonneau, P.E. et Bergeron, N.E. The effect of bedload transport on mean and turbulent flow properties. *Geomorphology*, 35(3) :267 – 278, 2000. doi : [https://doi.org/10.1016/S0169-555X\(00\)00046-5](https://doi.org/10.1016/S0169-555X(00)00046-5).
- Carling, P.A., Gözl, E., Orr, H.G., et Radecki-Pawlik, A. The morphodynamics of fluvial sand dunes in the River Rhine, near Mainz, Germany. I. Sedimentology and morphology. *Sedimentology*, 47(1) :227–252, 2000a. ISSN 1365-3091. doi : 10.1046/j.1365-3091.2000.00290.x.
- Carling, P.A., Williams, J.J., Gözl, E., et Kelsey, A.D. The morphodynamics of fluvial sand dunes in the River Rhine, near Mainz, Germany. II. Hydrodynamics and sediment transport. *Sedimentology*, 47(1) :253–278, 2000b. ISSN 1365-3091. doi : 10.1046/j.1365-3091.2000.00291.x.
- Chang, K. et Constantinescu, G. Coherent structures in flow over two-dimensional dunes. *Water Resources Research*, 49(5) :2446–2460, 2013. ISSN 1944-7973. doi : 10.1002/wrcr.20239. URL <http://dx.doi.org/10.1002/wrcr.20239>.
- Chang, W. Y., Constantinescu, George, Tsai, W. F., et Lien, H. C. Coherent structure dynamics and sediment erosion mechanisms around an in-stream rectangular cylinder at low and moderate angles of attack. *Water Resources Research*, 47(12) :n/a–n/a, 2011. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/2011WR010586.
- Charru, F. et Mouilleron-Arnould, H. Instability of a bed of particles sheared by a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 452 :303–323, 2002. doi : 10.1017/S0022112001006747.
- Charru, F., Mouilleron, H., et Eiff, O. Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 519 :55–80, 2004. doi : 10.1017/S0022112004001028.
- Charru, F., Andreotti, B., et Claudin, P. Sand ripples and dunes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45 :469–493, 2013.
- Cheng, H. et Castro, Ian P. Near-wall flow development after a step change in surface roughness. *Boundary-Layer Meteorology*, 105(3) :411–432, Dec 2002.
- Chiew, Y. M. Bed features in nonuniform sediments. *Journal of Hydraulic Engineering*, 117(1) : 116–120, 1991. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(1991)117:1(116).

- Coceal, O., Thomas, T. G., Castro, I. P., et Belcher, S. E. Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Boundary-Layer Meteorology*, 121(3) :491–519, Dec 2006. URL <https://doi.org/10.1007/s10546-006-9076-2>.
- Coleman, S.E., Zhang, M.H., et Clunie, T. M. Sediment-wave development in subcritical water flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 131(2) :106–111, 2005. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131:2(106).
- Colombini, M. et Parker, G. Longitudinal streaks. *Journal of Fluid Mechanics*, 304 :161–183, 1995. doi : 10.1017/S0022112095004381.
- Coundoul, F., Bonometti, T., Graba, M., Sauvage, S., Sanchez Pérez, J.-M., et Moulin, F. Y. Role of local flow conditions in river biofilm colonization and early growth. *River Research and Applications*, 31(3) :350–367, 2015. doi : 10.1002/rra.2746.
- Cui, Y., Wooster, J. K., Baker, P. F., Dusterhoff, S. R., Sklar, L.S., et Dietrich, W.E. Theory of fine sediment infiltration into immobile gravel bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(10) :1421–1429, 2008. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(2008)134:10(1421).
- Dey, S. *Fluvial hydrodynamics*. Springer, 2014.
- Dixen, M., Sumer, B. Mutlu, et Fredsøe, Jørgen. Numerical and experimental investigation of flow and scour around a half-buried sphere. *Coastal Engineering*, 73 :84 – 105, 2013. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.coastaleng.2012.10.006>.
- Dreano, J., Valance, A., Lague, D., et Cassar, C. Experimental study on transient and steady-state dynamics of bedforms in supply limited configuration. *Earth Surface Processes and Landforms*, 35(14) :1730–1743, 2010. ISSN 1096-9837. doi : 10.1002/esp.2085.
- Engelund, F. et Fredsøe, J. A sediment transport model for straight alluvial channels. *Nord. Hydrol.*, 7(5) :293 – 306, 1976.
- Engelund, F. et Hansen, E. A monograph on sediment transport in alluvial streams. Technical report, Technical University of Denmark Østervoldgade 10, Copenhagen K., 1967.
- Euler, T., Zemke, J., Rodrigues, S., et Herget, J. Influence of inclination and permeability of solitary woody riparian plants on local hydraulic and sedimentary processes. *Hydrological Processes*, 28(3) :1358–1371, 2014. ISSN 1099-1085. doi : 10.1002/hyp.9655.
- Florens, E. *Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre : étude expérimentale d'effets de macro-rugosités*. PhD thesis, Université de Toulouse, France, 2010.
- Florens, E., Eiff, O., et Moulin, F. Defining the roughness sublayer and its turbulence statistics. *Experiments in Fluids*, 54(4) :1500, Apr 2013.
- Fourriere, A. *Morphodynamique des rivières : Sélection de largeur, rides et dunes*. PhD thesis, Université Paris Diderot, Paris, 2009.
- Fredsøe et Deigaard. *Mechanics of coastal sediment transport*. World Scientific, 1992.
- Gillette, D. A. et Stockton, P. H. The effect of nonerodible particles on wind erosion of erodible surfaces. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 94(D10) :12885–12893, 1989. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JD094iD10p12885.
- Gillies, J. A., Nickling, W. G., et King, J. Aeolian sediment transport through large patches of roughness in the atmospheric inertial sublayer. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 111(F2) :n/a–n/a, 2006. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2005JF000434. F02006.

- Gisonni, C. et Vacca, A. Discussion of "Influence of turbulence on bed load sediment transport" ; by B. Mutlu Sumer, Lloyd H. C. Chua, N. S. Cheng, and Jørgen Fredsøe. *Journal of Hydraulic Engineering*, 131(1) :72–73, 2005. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131:1(72).
- Grams, P.E. et Wilcock, P.R. Equilibrium entrainment of fine sediment over a coarse immobile bed. *Water Resources Research*, 43(10) :n/a–n/a, 2007. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/2006WR005129.
- Grams, P.E. et Wilcock, P.R. Transport of fine sediment over a coarse, immobile riverbed. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 119(2) :188–211, 2014. ISSN 2169-9011. doi : 10.1002/2013JF002925.
- Grimmond, C. S. B. et Oke, T. R. Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form. *Journal of Applied Meteorology*, 38(9) :1262–1292, 1999. doi : 10.1175/1520-0450(1999)038<1262:APOUAD>2.0.CO;2.
- Hardy, R.J., Best, J.L., Lane, S.N., et Carbonneau, P.E. Coherent flow structures in a depth-limited flow over a gravel surface : The influence of surface roughness. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 115(F3) :n/a–n/a, 2010. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2009JF001416.
- Hersen, P. *Morphogenese et Dynamique des Barchanes*. PhD thesis, Université Paris VII, France, 2005.
- Hirano, M. et Ohmoto, T. Experimental study on the interaction of between longitudinal vortices and sand ribbons. In *Proceedings of the 6th Congress*, volume 2, pages 59–65, 1988.
- Hovius, N., Lea-Cox, A., et Turowski, J.M. Recent volcano–ice interaction and outburst flooding in a mars polar cap re-entrant. *Icarus*, 197(1) :24 – 38, 2008. ISSN 0019-1035.
- Ikeda, S. Self-formed straight channels in sandy beds. *Journal of the hydraulics division*, 107 (4) :389–406, 1981.
- Ishihara, T., Hibi, K., et Oikawa, S;. A wind tunnel study of turbulent flow over a three-dimensional steep hill. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 83(1) :95 – 107, 1999. ISSN 0167-6105. doi : [https://doi.org/10.1016/S0167-6105\(99\)00064-1](https://doi.org/10.1016/S0167-6105(99)00064-1).
- Iversen, J. D., Wang, W. P., Rasmussen, K. R., Mikkelsen, H. E., et Leach, R. N. *Roughness element effect on local and universal saltation transport*, pages 65–75. Springer Vienna, Vienna, 1991.
- Karcz, Iaakov. Secondary currents and the configuration of a natural stream bed. *Journal of Geophysical Research*, 71(12) :3109–3112, 1966. doi : 10.1029/JZ071i012p03109.
- Kean, J. W. et Smith, J. D. Form drag in rivers due to small-scale natural topographic features : 1. Regular sequences. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 111(F4) :n/a–n/a, 2006. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2006JF000467. F04009.
- Kelso, R. M. et Smits, A. J. Horseshoe vortex systems resulting from the interaction between a laminar boundary layer and a transverse jet. *Physics of Fluids*, 7(1) :153–158, 1995. doi : 10.1063/1.868736.
- Kennedy, J.F. The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 16(4) :521–544, 1963. doi : 10.1017/S0022112063000975.
- Keylock, C.J., Lane, S.N., et Richards, K.S. Quadrant/octant sequencing and the role of coherent structures in bed load sediment entrainment. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 119(2) :264–286, 2014. ISSN 2169-9011. doi : 10.1002/2012JF002698.

- Khan, M.J. et Ahmed, A. Topological model of flow regimes in the plane of symmetry of a surface-mounted obstacle. *Physics of Fluids*, 17(4) :045101, 2005. doi : 10.1063/1.1864072.
- Kim, H. S., Nabi, M., Kimura, I., et Shimizu, Y. Numerical investigation of local scour at two adjacent cylinders. *Advances in Water Resources*, 70 :131–147, 2014.
- Kitsikoudis, V., Kirca, V.S.O., Yagci, O., et Celik, M.F. Clear-water scour and flow field alteration around an inclined pile. *Coastal Engineering*, 129 :59 – 73, 2017. ISSN 0378-3839. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2017.09.001>.
- Kleinhans, M.G., Wilbers, A.W.E., de Swaaf, A, et Berg, Jan H. Sediment supply-limited bedforms in sand-gravel bed rivers. *Journal of Sedimentary Research*, 72, 09 2002.
- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A., et Runstadler, P. W. The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 30(4) :741–773, 1967. doi : 10.1017/S0022112067001740.
- Krothapalli, A., Lourenco, L., et Buchlin, J.M. Separated flow upstream of a jet in a crossflow. *AIAA Journal*, 28(3) :414–420, 1990.
- Kuhnle, R. A., Wren, D. G., Langendoen, E. J., et Rigby, J. R. Sand transport over an immobile gravel substrate. *Journal of Hydraulic Engineering*, 139(2) :167–176, 2013. doi : 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000615.
- Kuhnle, R. A., Langendoen, E. J., et Wren, D. G. Prediction of sand transport over immobile gravel from supply-limited to capacity conditions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 143(7) : 04017010, 2017. doi : 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001292.
- Lajeunesse, E., Malverti, L., et Charru, F. Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 115(F4) : n/a–n/a, 2010. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2009JF001628.
- Lancaster, N. et Baas, A. Influence of vegetation cover on sand transport by wind : Field studies at Owens Lake, California. *Earth Surface Processes and Landforms*, 23(1) :69–82, 1998. ISSN 1096-9837. doi : 10.1002/(SICI)1096-9837(199801)23:1<69::AID-ESP823>3.0.CO;2-G.
- Larousse, A., Martinuzzi, R., et Tropea, C. Flow around surface-mounted, three-dimensional obstacles. In *8th Symposium on Turbulent Shear Flows, Volume 1*, volume 1 of *Thin Solid Films*, pages 14–4, 1991.
- Launay, G., Mignot, E., Riviere, N., et Perkins, R. An experimental investigation of the laminar horseshoe vortex around an emerging obstacle. *Journal of Fluid Mechanics*, 830 :257–299, 2017. doi : 10.1017/jfm.2017.582.
- Mahesh, K. The interaction of jets with crossflow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45(1) : 379–407, 2013. doi : 10.1146/annurev-fluid-120710-101115.
- Malavoi, J-R., Garnier, C-C., Landon, N., Recking, A., et Baran, P. Eléments de connaissance pour la gestion du transport solide en rivière. *ONEMA*, 2011.
- Manes, C. et Brocchini, M. Local scour around structures and the phenomenology of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 779 :309–324, 2015. doi : 10.1017/jfm.2015.389.
- Mantz, P.A. Bedforms produced by fine, cohesionless, granular and flakey sediments under subcritical water flows. *Sedimentology*, 25(1) :83–103, 1978. ISSN 1365-3091. doi : 10.1111/j.1365-3091.1978.tb00302.x.

- Marshall, J.K. Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution. *Agricultural Meteorology*, 8 :269 – 292, 1971. ISSN 0002-1571. doi : [https://doi.org/10.1016/0002-1571\(71\)90116-6](https://doi.org/10.1016/0002-1571(71)90116-6).
- Marticorena, B. et Bergametti, G. Modeling the atmospheric dust cycle : 1. Design of a soil-derived dust emission scheme. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 100(D8) : 16415–16430, 1995. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/95JD00690.
- Martinuzzi, R.J. Dual vortex structure shedding from low aspect ratio, surface-mounted pyramids. *Journal of Turbulence*, 9 :N28, 2008. doi : 10.1080/14685240802272117.
- Martinuzzi, R.J. et Tropea, C.C. The flow around surface-mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel flow (data bank contribution). *Journal of Fluids Engineering*, 115 :85–92, 1993.
- Mason, P. J. et Morton, B. R. Trailing vortices in the wakes of surface-mounted obstacles. *Journal of Fluid Mechanics*, 175 :247–293, 1987. doi : 10.1017/S0022112087000387.
- McLean, S. R., Nelson, J. M., et Wolfe, S. R. Turbulence structure over two-dimensional bed forms : Implications for sediment transport. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 99 (C6) :12729–12747, 1994. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/94JC00571. URL <http://dx.doi.org/10.1029/94JC00571>.
- McLean, S.R. The role of non-uniform roughness in the formation of sand ribbons. *Marine Geology*, 42(1) :49 – 74, 1981. doi : [https://doi.org/10.1016/0025-3227\(81\)90158-4](https://doi.org/10.1016/0025-3227(81)90158-4).
- McLelland, S.J., Ashworth, P.J., Best, J.L., et Livesey, J.R. Turbulence and secondary flow over sediment stripes in weakly bimodal bed material. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(5) : 463–473, 1999. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(1999)125:5(463).
- Melville, B. W. et Coleman, S.E. *Bridge scour*. Highlands Ranch, Colo. : Water Resources Publications, LLC, 2000.
- Meroney, R., Letchford, C., et Sarkar, P. Comparison of numerical and wind tunnel simulation of wind loads on smooth, rough and dual domes immersed in a boundary layer. *Wind and Structures*, 5 :347–358, 04 2002.
- Meyer-Peter, E. et Müller, R. Formulas for bed-load transport. *IAHSR 2nd meeting, Stockholm*, 1948.
- Mignot, E., Barthelemy, E., et Hurther, D. Double-averaging analysis and local flow characterization of near-bed turbulence in gravel-bed channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 618 : 279–303, 2009. doi : 10.1017/S0022112008004643.
- Naqshband, S., Ribberink, J. S., Hurther, D., et Hulscher, S. J. M. H. Bed load and suspended load contributions to migrating sand dunes in equilibrium. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 119(5) :1043–1063, 2014. ISSN 2169-9011. doi : 10.1002/2013JF003043. 2013JF003043.
- Nelson, J. M., Shreve, R. L., McLean, S. R., et Drake, T. G. Role of near-bed turbulence structure in bed load transport and bed form mechanics. *Water Resources Research*, 31(8) : 2071–2086, 1995. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/95WR00976.
- Nepf, H.M. Flow and transport in regions with aquatic vegetation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44(1) :123–142, 2012. doi : 10.1146/annurev-fluid-120710-101048.

- Newman, B.G., Ganguli, U., et Shrivastava, S.C. Flow over spherical inflated buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 17(3) :305 – 327, 1984. ISSN 0167-6105. doi : [https://doi.org/10.1016/0167-6105\(84\)90023-0](https://doi.org/10.1016/0167-6105(84)90023-0).
- Nezu, I. et Nakagawa, H. *Turbulence in Open Channel Flows*. Taylor and Francis, 1993.
- Nezu, I. et Sanjou, M. Turburence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows. *Journal of Hydro-environment Research*, 2(2) :62 – 90, 2008. ISSN 1570-6443. doi : <https://doi.org/10.1016/j.jher.2008.05.003>.
- Nezu, I., Nakagawa, H., et Kawashima, N. Cellular secondary currents and sand ribbons in fluvial channel flows. In *Proceedings of the 6th Asia and Pacific Division of International Association for Hydraulic Research (APD-IAHR) Congress, Delft, The Netherlands*, volume 2629, page 5158, 1988.
- Nickling, W. G. et McKenna Neuman, C. Development of deflation lag surfaces. *Sedimentology*, 42(3) :403–414, 1995. ISSN 1365-3091. doi : [10.1111/j.1365-3091.1995.tb00381.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-3091.1995.tb00381.x).
- Nikora, V., Goring, D., McEwan, I., et Griffiths, G. Spatially averaged open-channel flow over rough bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 127(2) :123–133, 2001. doi : [10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2001\)127:2\(123\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2001)127:2(123)).
- Nikuradse, J. *Stromungsgesetze in rauhen Rohren - English translation : Laws of Flow in rough pipe (1950)*. Germany, 1933.
- Nolan, K. P., Walsh, E. J., et McEligot, D. M. Quadrant analysis of a transitional boundary layer subject to free-stream turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 658 :310–335, 2010. doi : [10.1017/S0022112010001758](https://doi.org/10.1017/S0022112010001758).
- Okamoto, T., Yagita, M., et Kataoka, S-I. Flow past cone placed on flat plate. *Bulletin of JSME*, 20(141) :329–336, 1977. doi : [10.1299/jsme1958.20.329](https://doi.org/10.1299/jsme1958.20.329).
- Paarlberg, A., Dohmen-Janssen, C.M., Hulscher, S.J.M.H., et Termes, P. A parameterization of flow separation over sub-aqueous dunes. *Water resources research*, 43(12), 2007. ISSN 0043-1397. doi : [10.1029/2006WR005425](https://doi.org/10.1029/2006WR005425).
- Palmer, J.A., Mejia-Alvarez, Ricardo, Best, J.L., et Christensen, K.T. Particle-image velocimetry measurements of flow over interacting barchan dunes. *Experiments in Fluids*, 52(3) :809–829, 3 2012. ISSN 0723-4864. doi : [10.1007/s00348-011-1104-4](https://doi.org/10.1007/s00348-011-1104-4).
- Papanicolaou, A. N., Dermisis, D. C., et Elhakeem, M. Investigating the role of clasts on the movement of sand in gravel bed rivers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 137(9) :871–883, 2011. doi : [10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0000381](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000381).
- Parker, G. *Transport of Gravel and Sediment Mixtures*, chapter Chapter 3. 2008. doi : [10.1061/9780784408148.ch03](https://doi.org/10.1061/9780784408148.ch03).
- Pellachini, C. *Modelling fine sediment transport over an immobile gravel bed*. PhD thesis, University of Trento, Italy, 2011.
- Perret, E. *Transport de graviers à faible contrainte : Impact de l'arrangement et de l'infiltration du lit par des sédiments fins*. PhD thesis, IRSTEA - Université Claude Bernard, Lyon, France, 2017.
- Petersen, R.L. A wind tunnel evaluation of methods for estimating surface roughness length at industrial facilities. *Atmospheric Environment*, 31(1) :45 – 57, 1997. ISSN 1352-2310. doi : [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(96\)00154-9](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(96)00154-9).

- Poggi, D., Katul, G. G., et Albertson, J. D. A note on the contribution of dispersive fluxes to momentum transfer within canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, 111(3) :615–621, Jun 2004. doi : 10.1023/B:BOUN.0000016563.76874.47. URL <https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000016563.76874.47>.
- Pokrajac, D., Finnigan, J.J., Manes, C., McEwan, I., et Nikora, V. On the definition of the shear velocity in rough bed open channel flows. *Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics - River Flow 2006*, 1 :89–98, 08 2006.
- Powell, D.M. Patterns and processes of sediment sorting in gravel-bed rivers. *Progress in Physical Geography*, 22 :1–32, 1998.
- Rashidi, M., Hetsroni, G., et Banerjee, S. Particle-turbulence interaction in a boundary layer. *International Journal of Multiphase Flow*, 16(6) :935 – 949, 1990. ISSN 0301-9322. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0301-9322\(90\)90099-5](http://dx.doi.org/10.1016/0301-9322(90)90099-5).
- Raupach, M. R. Conditional statistics of reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 108 :363–382, 1981. doi : 10.1017/S0022112081002164.
- Raupach, M. R. Drag and drag partition on rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, 60 (4) :375–395, 1992. doi : 10.1007/BF00155203.
- Raupach, M. R., Antonia, R. A., et Rajagopalan, S. Rough-wall turbulent boundary layers. *Applied Mechanics Reviews*, 44 :1–25, 1991.
- Raupach, M. R., Gillette, D. A., et Leys, J. F. The effect of roughness elements on wind erosion threshold. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 98(D2) :3023–3029, 1993. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/92JD01922.
- Rouzes, M., Y., Moulin F., E., Florens, et O., Eiff. Accelerating shear velocity in gravel-bed channels. *Journal of Hydraulic Research*, 2018.
- Sagaut, P. Turbulence : une introduction, September 2013.
- Schlichting, V.H. Experimentelle untersuchungen zum rauhgheitsproblem. *Ingenieur Archiv*, 7 :1–34, 1936.
- Sechet, P. et le Guennec, B. The role of near wall turbulent structures on sediment transport. *Water Research*, 33(17) :3646 – 3656, 1999. ISSN 0043-1354. doi : [https://doi.org/10.1016/S0043-1354\(99\)00072-X](https://doi.org/10.1016/S0043-1354(99)00072-X).
- Shao, Y. et Yang, Y. A theory for drag partition over rough surfaces. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 113(F2) :n/a–n/a, 2008. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2007JF000791.
- Shields, A. *Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschlechtsbewegung*. Preussischen Versuchsanstalt für Wasserbau, 1936.
- Simpson, Roger L. Junction flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 33(1) :415–443, 2001. doi : 10.1146/annurev.fluid.33.1.415.
- Soulsby, R.L. Chapter 5 the bottom boundary layer of shelf seas. In Johns, B., editor, *Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas*, volume 35 of *Elsevier Oceanography Series*, pages 189 – 266. Elsevier, 1983. doi : [https://doi.org/10.1016/S0422-9894\(08\)70503-8](https://doi.org/10.1016/S0422-9894(08)70503-8).
- Staudt, F., Mullarney, J.C., Pilditch, C.A., et Huhn, K. The role of grain-size ratio in the mobility of mixed granular beds. *Geomorphology*, 278(Supplement C) :314 – 328, 2017. ISSN 0169-555X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2016.11.015>.

- Sumer, B. Mutlu, Chua, Lloyd H. C., Cheng, N.-S., et Fredsøe, J. Influence of turbulence on bed load sediment transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(8) :585–596, 2003. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(2003)129:8(585).
- Sutton, S. L. F. et McKenna Neuman, C. Sediment entrainment to the lee of roughness elements : Effects of vortical structures. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 113(F2), 2008a. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2007JF000783.
- Sutton, S. L. F. et McKenna Neuman, C. Variation in bed level shear stress on surfaces sheltered by nonerrodible roughness elements. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 113(F3) : n/a–n/a, 2008b. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2007JF000967. F03016.
- Thomas, N. Reverse and intermediate segregation of large beads in dry granular media. *Phys. Rev. E*, 62 :961–974, Jul 2000. doi : 10.1103/PhysRevE.62.961.
- Trevisson, M. Experimental study of erosion of particles in a rough bed. *Karlsruhe Institute für Technologie's Master*, 2016.
- Tuijnder, A. et Ribberink, J.S. Experimental observation and modelling of roughness variation due to supply-limited sediment transport in uni-directional flow. *Journal of hydraulic research*, 50(5) :506–520, 2012. ISSN 0022-1686. doi : 10.1080/00221686.2012.719201.
- Tuijnder, A.P. *Modelling of bedforms, roughness and sediment transport in rivers under supply-limited conditions*. PhD thesis, University of Twente, Enschede, Netherlands, 2010.
- Tuijnder, A.P., Ribberink, J.S., et Hulscher, S.J. M. H. An experimental study into the geometry of supply-limited dunes. *Sedimentology*, 56(6) :1713–1727, 2009. ISSN 1365-3091. doi : 10.1111/j.1365-3091.2009.01054.x.
- Van Rijn, L.C. Sediment transport, part iii : Bed forms and alluvial roughness. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(12) :1733–1754, 1984. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(1984)110:12(1733).
- Venditti, J. G., Dietrich, W. E., Nelson, P. A., Wydzga, M. A., Fadde, J., et Sklar, L. Mobilization of coarse surface layers in gravel-bedded rivers by finer gravel bed load. *Water Resources Research*, 46(7) :n/a–n/a, 2010. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/2009WR008329. W07506.
- Venditti, J. G., Nelson, P. A., Bradley, R. W., Haught, D., et Gitto, A. B. Bedforms, structures, patches, and sediment supply in gravel-bed rivers. In Tsutsumi, D. et Laronne, J. B., editors, *Gravel-Bed Rivers : Processes and Disasters*. John Wiley & Sons, Ltds, Chichester, UK, 2017.
- Venditti, J.G. Turbulent flow and drag over fixed two- and three-dimensional dunes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 112(F4) :n/a–n/a, 2007. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2006JF000650.
- Wilcock, P. R. et Kenworthy, S. T. A two-fraction model for the transport of sand/gravel mixtures. *Water Resources Research*, 38(10) :12–1–12–12, 2002. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/2001WR000684.
- Williams, G.P. et Wolman, M.G. Downstream effects of dams on alluvial rivers. Technical report, Geological survey professional paper 1286, 1984.
- Willmarth, W. W. et Lu, S. S. Structure of the reynolds stress near the wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 55(1) :65–92, 1972. doi : 10.1017/S002211207200165X.
- Wolman, M.G. et Brush, L.M. *Factors controlling the size and shape of stream channels in coarse noncohesive sands*. US Government Printing Office, 1961.

- Wooding, R. A., Bradley, E. F., et Marshall, J. K. Drag due to regular arrays of roughness elements of varying geometry. *Boundary-Layer Meteorology*, 5(3) :285–308, 1973. doi : 10.1007/BF00155238.
- Wooster, J. K., Dusterhoff, S. R., Cui, Y., Sklar, L. S., Dietrich, W. E., et Malko, M. Sediment supply and relative size distribution effects on fine sediment infiltration into immobile gravels. *Water Resources Research*, 44(3) :n/a–n/a, 2008. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/2006WR005815. W03424.
- Wren, D. G., Langendoen, E. J., et Kuhnle, R. A. Effects of sand addition on turbulent flow over an immobile gravel bed. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 116(F1) :n/a–n/a, 2011. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2010JF001859. F01018.
- Wren, D. G., Kuhnle, R. A., Langendoen, E. J., et Rigby, J. R. Turbulent flow and sand transport over a cobble bed in a laboratory flume. *Journal of Hydraulic Engineering*, 140(4) :04014001, 2014. doi : 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000838.
- Wu, F.C. et Shih, W.R. Entrainment of sediment particles by retrograde vortices : Test of hypothesis using near-particle observations. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 117(F3) :n/a–n/a, 2012. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2011JF002242. F03018.
- Wu, W. et Wang, S.S.Y. Movable bed roughness in alluvial rivers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(12) :1309–1312, 1999. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(1999)125:12(1309).
- Wu, W., Wang, S.S.Y., et Jia, Y. Nonuniform sediment transport in alluvial rivers. *Journal of Hydraulic Research*, 38 :427–434, 2000.
- Yager, E. M., Kirchner, J. W., et Dietrich, W. E. Calculating bed load transport in steep boulder bed channels. *Water Resources Research*, 43(7), 2007. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/2006WR005432.
- Yang, Y. et Shao, Y. Drag partition and its possible implications for dust emission. 5 :251–259, 12 2005.