HAL
open science

Processus de mobilisation et de transport de sédiments dans la zone de déferlement

Céline Berni

To cite this version:

Céline Berni. Processus de mobilisation et de transport de sédiments dans la zone de déferlement. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU041 . tel-00673277

HAL Id: tel-00673277

https://theses.hal.science/tel-00673277

Submitted on 23 Feb 2012

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 GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Océan, Atmosphère, Hydrologie**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

Céline Berni

Thèse dirigée par **Éric Barthélemy**
et codirigée par **Hervé Michallet**

préparée au sein du **Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI)**
et de l'**Ecole Doctorale Terre, Univers, Environnement**

Processus de mobilisation et de transport de sédiments dans la zone de déferlement

Thèse soutenue publiquement le 30 Novembre 2011 ,
devant le jury composé de :

Dr. P. Bonneton
Directeur de Recherche CNRS, UMR EPOC, Président
Pr. M. Mory
Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Rapporteur
Dr. P. Y. Lagrée
Directeur de Recherche CNRS, UPMC Université Paris 06, Rapporteur
Dr. Giovanni Coco
AGL Researcher, Universidad de Cantabria, Espagne, Examinateur
Pr. Éric Barthélemy
Professeur, ENSE^3, Grenoble INP, Directeur de thèse
Dr. Hervé Michallet
Chargé de recherche CNRS, UMR LEGI, Co-Directeur de thèse

Remerciements

Dans l'agitation de ce mois de décembre, je me suis rendue compte, hier soir, après avoir déposé ma thèse pour impression à la reprographie, que j'avais oublié d'écrire cette fameuse page de remerciements. Pourtant ce n'est pas faute de personnes à remercier. Ce travail de thèse, je ne l'ai pas fait seule.

J'ai tout d'abord été guidée par deux directeurs de thèse. Merci à Hervé pour ton suivi patient, au quotidien. Tant sur les expériences que dans l'analyse, j'ai beaucoup apprécié travailler avec toi, même si, ou peut être plutôt parce que nous travaillons si différemment aussi. Merci également à Éric, tant pour nos discussions sur ma thèse que celles portant sur nos enseignements ou nos étudiants.

Merci aux membres de mon jury, premiers lecteurs attentifs de ce manuscrit.

Je tiens à remercier aussi Jean-Marc, Muriel et Pierre-Alain d'avoir su me venir en aide lors de mes expériences. Leur support qualifié et toujours amical fut d'un précieux secours. Merci à Florent d'avoir si bien débroussaillé le terrain. Sans peut-être t'en rendre compte, tu as laissé de nombreux outils qui m'ont été bien utiles, et tu as répondu présent avec une grande gentillesse quand j'avais besoin de toi.

Merci à l'équipe houle, Julien, David, Philippe, Thibaud, Léandro, et ceux qui en ont fait partie pour un temps, François-Xavier, Pauline, Isabelle, Lena, Maxime, Valérie. Merci aussi aux autres personnes du site que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant cette thèse. Les échanges scientifiques que nous avons eu m'ont beaucoup apporté et vous avez aussi tous contribué à rendre ces trois années chaleureuses.

Merci à ma famille et mes amis. Lorsqu'après six ans d'études, je me suis engagée pour trois années de plus, vous m'avez soutenue avec fierté. Aujourd'hui, si j'écris ces dernières lignes, c'est grâce à vous.

Merci à Sylvain. Pour tout.

Finalement, merci à vous, lecteurs, pour l'intérêt que vous portez à ce manuscrit. Je ne sais si vous serez nombreux, mais je vous souhaite une bonne lecture.

Processus de mobilisation et de transport de sédiments dans la zone de déferlement

Résumé :
Ce travail porte sur les processus locaux de déstabilisation, d'érosion et de transport des sédiments sous l'action des vagues en zone de déferlement. L'étude s'appuie sur une modélisation physique menée dans le canal à houle du LEGI avec un sédiment léger pour respecter les similitudes de Rouse et de Shields. Dans ces expériences, nous développons des techniques de mesure optiques, acoustiques et de pression. Ces capteurs nous permettent de caractériser la couche limite en vitesses et en concentration mais aussi d'étudier la réponse du lit aux sollicitations des vagues *via* la quantification de profondeurs d'érosion, d'épaisseurs de la couche de sédiments en mouvement, fortement concentrée et de la transmission de la pression interstitielle.
L'influence des non-linéarités de la houle sur le transport sédimentaire est étudiée, en particulier la dissymétrie de l'accélération (ou asymétrie). Elle est constatée sur la mesure de flux sédimentaire. Deux mécanismes sont identifiés. *(i)* Une asymétrie hors de la couche limite conduit à une dissymétrie de vitesse dans la couche limite qui produit un transport net. *(ii)* L'accélération hors de la couche limite est proportionnelle au gradient horizontal de pression et l'effort de pression qu'il suscite peut déstabiliser le lit (*plug-flow*). Nous vérifions dans nos expériences que la contrainte de cisaillement (caractérisée par le nombre de Shields) et le gradient de pression (caractérisé par le nombre de Sleath) peuvent alternativement déstabiliser le lit.

Mots clés : canal à houle, contrainte de cisaillement, vélocimétrie Doppler, fibres optiques, milieu poreux, interface sol / écoulement, *sheet-flow*, gradients de pression.

Sediment destabilisation and transport processes in the surf zone

Abstract :
This study investigates the local processes of surf-zone bed sediment destabilization, erosion and transport. It is based on a physical model in the LEGI wave flume using lightweight sediment to fulfill scaling laws. Optical, acoustical and pressure sensors measurements technics were developped.The sensors are used simultaneously to characterize the bottom boundary layer in terms of velocities and concentration. The bed response was also determined measuring erosion depth, sheet-flow thickness and pore-pressure pressure transmission.
This work mainlyfocuses on non-linearities of the flow and their effect on transport, especially the acceleration skewness. It is shown that this asymmetry contributes to the sediment transport in two different ways. One mechanism is that the free-stream asymmetry of the flow results in a velocity skewness near the bed, it produces a net transport. The second one is that the free-stream acceleration is proportional to the horizontal pressure gradient. This pressure stress can destabilize the bed in a form of a plug-flow. Our results show that shear stress (characterized by the Shields number) and pressure gradients (characterized by the Sleath number) can in turn destabilize the bed.

Key words : wave flume, shear stress, Doppler velocimetry, optical fiber sensor, sheet-flow, plug-flow, porous media, water / bed interface.

Table des matières

I Introduction **17**

1 Dynamique des plages **19**

1.1 Contexte général et enjeux 19

1.2 Processus côtiers 22

1.2.1 Les vagues 22

1.2.2 Transport sédimentaire 24

1.3 Objectif et organisation de la thèse 28

II Matériels et Méthodes **31**

2 Dispositif expérimental et outils d'analyse **33**

2.1 Le canal à houle 33

2.2 Le générateur de vagues 33

2.3 Caractéristiques de la houle 35

2.4 Moyennes de phase 40

2.5 Éléments sur les conditions de similitudes 41

2.6 Instruments de mesure 45

2.6.1 Les sondes capacitives 46

2.6.2 Le profileur de fond 47

2.6.3 Les capteurs de pression 47

3 Capteur à fibres optiques **53**

3.1 Présentation du capteur 53

3.1.1 Principe 53

3.1.2 Développement de la tête du capteur 54

3.2 Résolutions 56

3.2.1 Résolution temporelle 56

3.2.2 Résolution spatiale 57

3.3 Calibrations pour la mesure de concentration 59
3.3.1 Étalonnage dans une cuve à hélice 59
3.3.2 Tests à l'aide de glycérine 60
3.3.3 Bilan de la calibration 62
3.4 Interprétation des fluctuations 65
3.5 Mise en place dans le canal à houle 66

4 Profileur acoustique : ADVP 69
4.1 Principe du vélocimètre acoustique 69
4.2 Détection d'interfaces 70
4.2.1 Calcul de l'intensité 70
4.2.2 Un cas simple 72
4.2.3 Interfaces en mouvement 73
4.3 Interprétation 76
4.3.1 Le lit immobile 76
4.3.2 Le sommet de la *sheet-flow* 78

III Résultats 83

5 Hydrodynamique 85
5.1 Hydrodynamique générale 85
5.1.1 Sur l'ensemble du profil de plage 85
5.1.2 Au point de mesure considéré 89
5.2 Hydrodynamique hors couche limite 89
5.2.1 Estimée de la vitesse à partir de la surface libre 89
5.2.2 Bilan de masse 94
5.2.3 Estimée de la pression à partir de la surface libre 96
5.3 Hydrodynamique de la couche limite 100
5.3.1 Gradient horizontal de pression 100
5.3.2 Transfert de l'asymétrie en *skewness* 103
5.3.3 Calcul de la contrainte de cisaillement au fond 110

6 Dynamique du lit 117
6.1 Profondeur d'érosion, épaisseur de *sheet-flow* et forçage 117
6.1.1 Trois cas, trois réponses différentes 117
6.1.2 Évolution instantanée 118

6.1.3 L'épaisseur de *sheet-flow* et la profondeur d'érosion : fonction de la contrainte ? 120
6.1.4 Déstabilisation du lit et gradient horizontal de pression 124
6.2 Transmission de la pression dans le lit 135
6.2.1 Pression interstitielle dans le lit 135
6.2.2 Variation des gradients de pression avec la profondeur 138

7 Transport sédimentaire 143
7.1 Calcul du transport sédimentaire 143
7.1.1 Ajustement de la position verticale des capteurs optiques 143
7.1.2 Sensibilité à l'ajustement 144
7.2 Transport par les crêtes et par les creux 146
7.2.1 Cas d'un profil de plage à l'équilibre 147
7.2.2 Cas d'un profil de plage en évolution 148
7.3 Conclusion 151

IV Conclusion 155

8 Conclusions générales et perspectives 157
8.1 Conclusion 157
8.2 Perspectives 158

Bibliographie 160

Annexes 171

A Diversité de l'évolution de la morphologie d'une plage à l'échelle de la vague et de la marée sur la plage du Truc-Vert. 173

B Mesures de la dynamique d'un lit de sable en zone de déferlement sous une houle irrégulière. 179

C Processus locaux de déstabilisation en zone de déferlement. 197

D Modélisation physique de *sheet-flow* sous les vagues. 203

E Processus de mobilisation des sédiments en zone de déferlement : expériences de laboratoire en similitude. 213

F Coefficients de calibration **221**
F.1 Coefficients de calibration des capteurs optiques 221
F.2 Coefficients de calibration des capteurs de pression STS 222

G Configurations de l'ADVP **223**
G.1 Choix de la configuration 223
G.2 Configurations utilisées dans le canal 224

H Théorie de la houle linéaire **225**

I Expériences en canal : tableaux récapitulatifs **229**
I.1 Tableau Récapitulatif des expériences dans le canal du LEGI 230
I.2 Tableau relatif aux mesures optiques. 234
I.3 Tableau relatif aux mesures de pression (capteurs STS) 236
I.4 Tableau relatif aux mesures ADVP 240

Table des figures

1.1 Gains et pertes de sédiments par une plage [Paskoff, 1998]. 20
1.2 Synthèse non-exhaustive des paramètres influençant l'évolution morphologique des côtes (d'après Thornton *et al.* [2000], traduction par Grasso [2009]). 21
1.3 Exemple de superposition de trois ondes sinusoïdales formant une onde irrégulière [Grasso, 2009]. 23
1.4 Grandeurs caractéristiques des vagues. 24
1.5 La houle à l'approche du littoral — cas particulier d'une plage barrée [Grasso, 2009]. 25
1.6 Illustration schématique des deux effets opposés de l'exfiltration [Butt *et al.*, 2001]. 26

2.1 Photo du canal à houle et du batteur piston. 34
2.2 Schéma du canal à houle du LEGI. 35
2.3 Climats de houle choisis pour les expériences en canal. 37
2.4 La méthode « *zero-up crossing* ». 38
2.5 Illustration de vagues non-linéaires. 40
2.6 Organisation de la succession de séquences. 41
2.7 Évolution de l'élévation de la surface libre au cours des séquences. . . . 41
2.8 Photo d'une sonde capacitive installée dans le canal sur son support. . 46
2.9 Photo d'un capteur de pression STS. 47
2.10 Photo de l'étalonnage des capteurs de pression STS dans le canal. . . . 49
2.11 Courbe de calibration des capteurs de pression STS. 50
2.12 Configuration 1 de l'installation des capteurs de pression dans le canal. 52
2.13 Configuration 2 de l'installation des capteurs de pression dans le canal. 52

3.1 Schéma de principe du capteur à fibres optiques. 54
3.2 Chaîne d'acquisition pour capteur à fibres optiques. 54
3.3 Configuration de la tête du capteur. 55

3.4 Tête de capteur utilisée pour les expériences en canal 56
3.5 Nombre de séquences nécessaires à la convergence de la moyenne de phase. 57
3.6 Évaluation du volume de mesure. 58
3.7 Réponse des capteurs en fonction de leur distance à l'interface sol / eau. 58
3.8 Étalonnage dans une cuve ronde munie de 2 hélices. 59
3.9 Courbes d'étalonnage dans la cuve ronde munie de 2 hélices. 61
3.10 Tests dans des pots contenant un mélange eau + glycérine + sédiment 63
3.11 Courbes de calibration dans la glycérine 64
3.12 Réflexion sur un lit déposé – dans l'eau et dans un mélange eau-glycérine. 64
3.13 Exemple de signal de fibres optiques et fluctuations associées. 67
3.14 Installation des capteurs à fibres optiques dans le canal. 67

4.1 Schéma de principe du vélocimètre acoustique : ADVP. 70
4.2 Illustration de la détermination de la position d'un lit au repos. 72
4.3 Intensités totale et variante. Cas d'un lit déposé. 73
4.4 Schéma de l'ADVP dans le cas d'un écoulement à vitesse constante. . . 74
4.5 Intensités totale et variante. Cas d'un écoulement. 75
4.7 Sensibilité au seuil d'intensité. 78
4.8 Modélisation du profil d'intensité total. 79
4.9 Modélisation du profil d'intensité total : suspension faiblement développée. 81

5.1 Profils de fond et hauteurs de vagues H_{rms} pour trois climats. 87
5.2 Profils de *skewness* et d'asymétrie sans dimension pour trois climats. . 88
5.3 Élévation de surface libre et vitesse en $X = 13$ m pour les cas 1 et 2, 11 m pour le cas 3 (moyennes d'ensemble). La vitesse est mesurée 1.5 cm au dessus du lit moyen dans le cas 1, 2 cm dans le cas 2. 90
5.4 Spectres de l'élévation de surface libre à gauche et de la vitesse à droite en $X = 13$ m pour les cas 1 et 3, 11 m pour le cas 3. 91
5.5 Comparaison de la vitesse mesurée à partir de l'ADVP 1.6 et 3 cm au-dessus du lit (- et -) avec celle déduite de l'élévation de la surface libre au premier (-·-) et au second ordre (- -), en $X = 12$ m, dans la zone de déferlement. Les données présentées sont des moyennes d'ensemble. Cas 1. 92
5.6 Comparaison de la vitesse et de l'accélération mesurées à partir de l'ADVP 1.6 et 3 cm au-dessus du lit (- et -) avec celles déduites de l'élévation de la surface libre au premier (-·-) et au second ordre (- -), en $X = 12$ m, dans la zone de déferlement. Agrandissement de la figure 5.5. Cas 1. 93

5.7 Gradient horizontal de vitesse en plusieurs altitudes 94
5.8 Conservation de la masse 95
5.9 atténuation de la pression dans la colonne d'eau. 98
5.10 Spectre d'énergie de l'élévation de la surface libre et de la pression dans la colonne d'eau. 99
5.11 Les trois termes de l'accélération lagrangienne du fluide hors de la couche limite (∞), *i.e.* 2 cm au-dessus du lit, et au niveau du lit (z_f), en X =12 m. Cas 1. 101
5.12 Gradient de pression et accélération de l'écoulement au niveau du lit (z_f) et 2.7 cm au-dessus du lit en X =13 m. Cas 1. 101
5.13 Gradient de pression au fond et 2.6 cm au-dessus du lit en X =13 m. Cas 1. 102
5.14 Profils verticaux de l'écart type de la vitesse U_{rms}, de la moyenne de la vitesse $\overline{U}$, de *skewness* et d'asymétrie dimensionnels (Sk et As) et sans dimension (Sk^* et As^*). Cas 1, premier groupe de période 2.5 s, $X = 13$ m, $h = 12.5$ cm. 104
5.15 Le *skewness* au fond fonction de l'asymétrie hors de la couche limite. . 105
5.16 Couche limite oscillante laminaire. 106
5.17 Déphasage de la vitesse au niveau du lit [Henderson *et al.*, 2004]. 107
5.18 Illustration de l'effet d'un déphasage indépendant de la fréquence dans la couche limite sur les non-linéarités. 108
5.19 *Skewness* et asymétrie mesurés dans la couche limite en fonction de la prédiction par les équations (5.20) et (5.21). 110
5.20 Trois contributions à la contrainte. 112
5.21 Estimée de la contrainte. 113
5.22 Estimée de la contrainte — agrandissement. 114

6.1 Profondeurs d'érosion pour trois climats. 119
6.2 Évolution instantanée de la profondeur d'érosion, de l'épaisseur de la *sheet-flow* et de la contrainte. 121
6.3 Comparaison entre le nombre de Shields déterminé à partir de la vitesse et de la surface libre. 122
6.4 Épaisseur de *sheet-flow* et profondeur d'érosion fonction du nombre de Shields. 123
6.5 Forces sur une portion du lit d'après Sleath [1999]. 125
6.6 Gradient de pression en trois altitudes dans le lit : 2 mm, 2.6 cm et 5.7 cm sous l'interface lit / fluide (Cas 1 en $X = 13$ m). 128

6.7 Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath S ; fluctuation des capteurs optiques F ; nombre de Shields. Cas 1. 131
6.8 Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath S ; fluctuation des capteurs optiques F ; nombre de Shields. Cas 2. 132
6.9 Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath S ; fluctuation des capteurs optiques F ; nombre de Shields. Cas 3. 133
6.10 Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath $-S$ et nombre de Shields θ ; fluctuation des capteurs optiques F ; $|\theta - S|$. Cas 2. Agrandissement. 134
6.11 Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath S ; fluctuation des capteurs optiques F ; nombre de Shields. Cas 3. Agrandissement. 134
6.12 Géométrie du problème. 136
6.13 Atténuation de la pression interstitielle dans le lit 137
6.14 Non uniformité des gradients de pression sur la verticale 139
6.15 Gradients verticaux de pression et concentration. 141

7.1 Exemple de signaux enregistrés par un capteur optique. 144
7.2 Profils moyens de vitesse horizontale, de concentration et de flux sédimentaire. Cas 1. 145
7.3 Profils moyens de concentration et de flux sédimentaire pour trois ajustements verticaux différents. 146
7.4 Profils de flux sédimentaires dans les crêtes et les creux. Cas 1. 149
7.5 Profils de fond qui précède (- -) et qui suit (-) l'expérience considérée. Entre ces deux profils, la plage a été soumise à 400 minutes de houle. . 150
7.6 Profils moyens de vitesse u, de concentration et de flux sédimentaire. Cas 2. 150
7.7 Profils de flux sédimentaires dans les crêtes et les creux. Cas 2. 152

H.1 Schéma descriptif. 226
H.2 Énergie potentielle de la houle. 228

Liste des tableaux

2.1 Caractéristiques des houles bichromatiques sélectionnées pour les expériences en canal. 36
2.2 Comparaison modèle - prototype des paramètres pertinents de l'étude au niveau du point de mesure. 44

F.1 Coefficients des polynômes de calibration des 4 ensembles de 4 capteurs. 221
F.2 Coefficients α pour les récepteurs R. 222
F.3 Coefficients d'étalonnage des capteurs de pression. 222

G.1 Configurations de l'ADVP pour les expériences en canal 224

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Dynamique des plages

Autrefois considérée comme l'objet d'investigations purement scientifiques, la dynamique du littoral et en particulier l'érosion côtière est devenue aujourd'hui un enjeu sociétal. Nous commencerons par définir ce qu'est le littoral, et identifier les enjeux associés à cette portion de territoire tout à fait spécifique. Nous verrons ensuite quel est l'impact de l'érosion côtière et pourquoi la société s'en préoccupe. Finalement, nous tâcherons d'en comprendre les causes.

1.1 Contexte général et enjeux

Le littoral est le lieu de contact entre la terre et la mer. En France métropolitaine, 885 communes sont déclarées comme communes littorales maritimes (référentiel Insee de 2006). Elles ne représentent que 4.05 % du territoire métropolitain mais 6.1 millions de personnes y résident en 2006 soit 10 % de la population. Cela représente une densité de population 2,5 fois supérieure à la moyenne métropolitaine (Observatoire du littoral). De plus, 76 % de la population des communes littorales métropolitaines habitent dans une aire urbaine contre 61 % en moyenne en métropole en 1999 (Insee, RP 1999). Cette forte densité de population et cette forte urbanisation sont conséquence de l'attractivité du littoral français et en font une zone fragile.

L'érosion sur le littoral métropolitain français touche le quart des côtes, soit 1720 km (Observatoire du littoral, 2003) dont grande part sont sableuses (1150 km). Cette thèse se restreint à l'analyse de ce type de côte. Les plages sont dynamiques par leur nature même et sont les plus touchées par l'érosion. À titre d'exemple, sur les plages languedociennes, des taux de recul du trait de côte de 1.5 à 4 m/an ont été mesurés [Paskoff, 1998]. Cette situation est d'autant plus critique que malgré la loi sur le littoral, l'urbanisation se rapproche toujours un peu plus de la côte [de Vendeuil, 2006] se soumettant

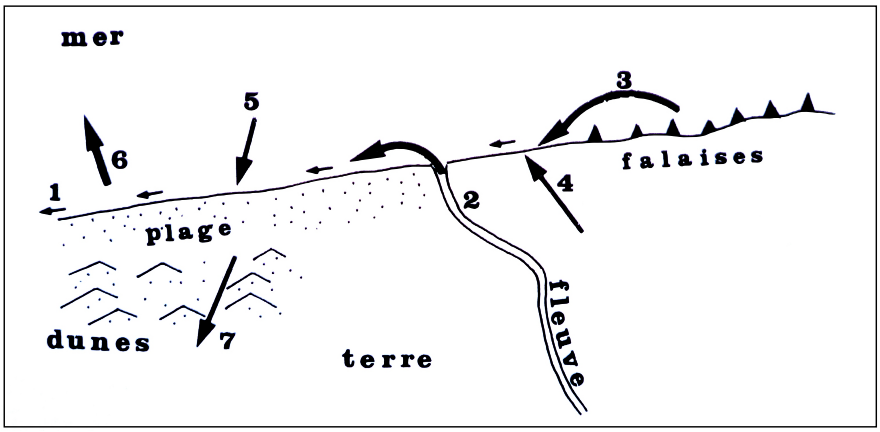


Figure 1.1 – Gains et pertes de sédiments par une plage [Paskoff, 1998].
Apports par la dérive littorale (1) de sédiments provenant d'un cours d'eau (2), de l'érosion de falaises par les vagues (3), d'un vent de terre (4). Apports aussi de sédiments par les vagues à partir de l'avant côte (5). Pertes de sédiments emportés par des courants d'arrachement (6), par un vent de mer édificateur de champs de dunes (7), par la dérive littorale (1).

encore un peu plus aux aléas naturels. Nul besoin de rappeler des évènements comme la tempête Xynthia pour se persuader que la disparition des plages qui absorbent une part de l'énergie des tempêtes peut avoir des conséquences tragiques. Le constat est tout aussi préoccupant à l'échelle mondiale : selon Bird [1985], plus de 70 % des plages sableuses ou gravillonaires mondiales seraient en érosion.

Pourquoi les plages disparaissent elles ? Est-ce un phénomène récent ? Paskoff [1998] explique qu'à la fin de l'ère glacière une importante remontée des eaux sur les plateaux continentaux (de l'ordre de 100 m) a ramené de grandes quantités de matériaux sur les rivages et formé les plages. Une période d'abondance en matériaux s'en est suivie : elle est terminée et commence aujourd'hui une époque de restriction. Cependant, malgré ce contexte géologique défavorable, le retrait des plages semble s'être aggravé récemment [Hanson et Lindh, 1993]. Différentes causes peuvent être identifiées. Certaines sont anthropiques et même si elles n'en représentent qu'une partie, il est pertinent de s'en préoccuper car ce sont celles sur lesquelles nous sommes le plus à même d'agir.

Les plages résultent d'un équilibre fragile entre apport et perte de sédiment. Les différents apports et pertes sont représentés figure 1.1 [Paskoff, 1998]. Que ce soit en empêchant l'érosion des falaises, en bloquant la dérive littorale ou en construisant des barrages qui bloquent les sédiments avant leur arrivée sur la côte, l'homme perturbe cet équilibre et participe à l'érosion des plages [French, 1997].

Cependant, l'homme n'est pas seul responsable de l'évolution morphologique des plages. De nombreux paramètres l'influencent et sont récapitulés figure 1.2 [Thornton

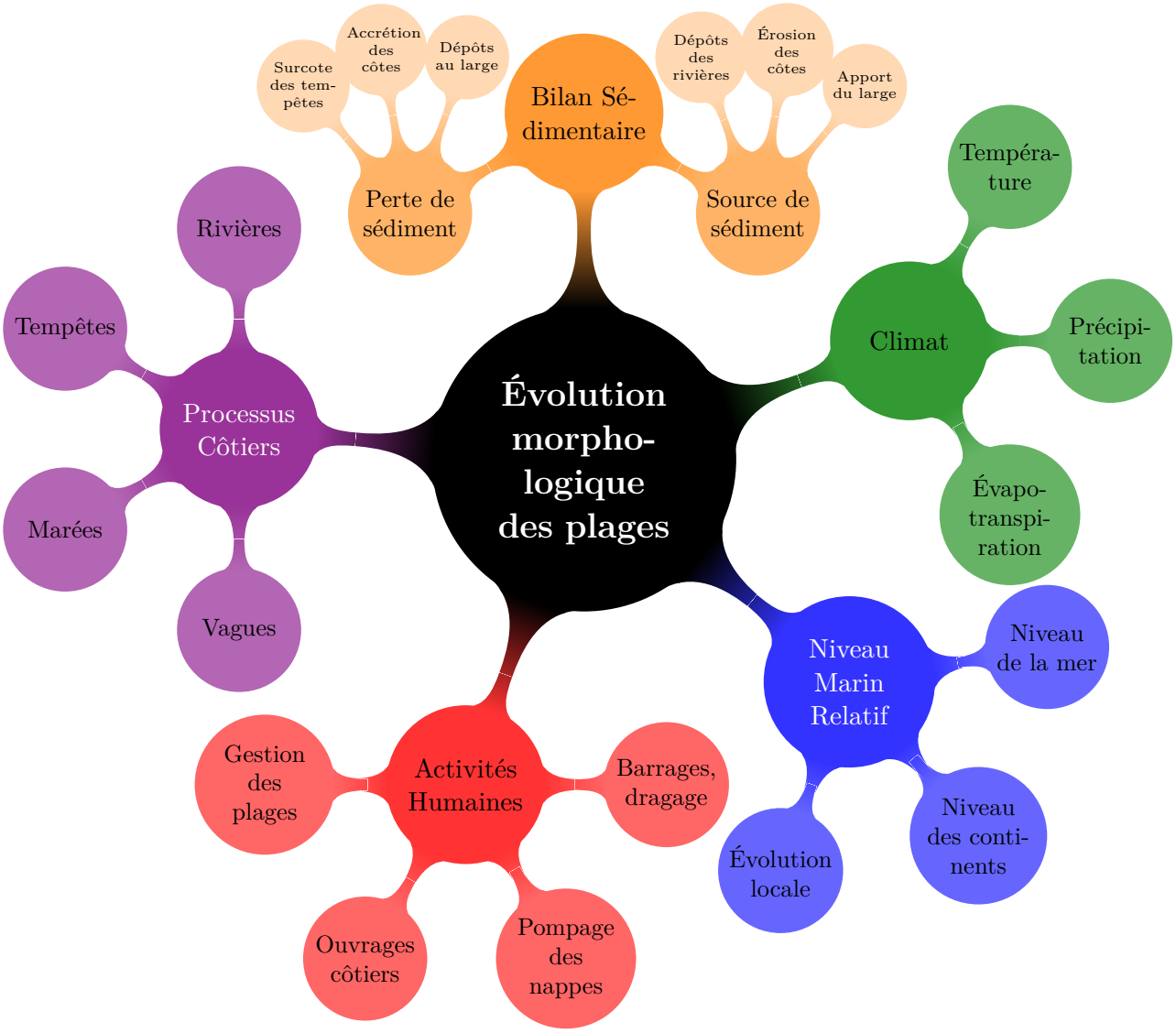


Figure 1.2 – Synthèse non-exhaustive des paramètres influençant l'évolution morphologique des côtes (d'après Thornton *et al.* [2000], traduction par Grasso [2009]).

et al., 2000]. Une grande interrogation réside notamment dans l'influence du niveau de la mer sur ces évolutions. Le niveau marin est en effet globalement en hausse principalement à cause de l'augmentation du volume des océans par le réchauffement climatique [Paskoff, 2004]. L'impact d'une montée des eaux même minime sur le trait de côte pourrait être très important [Zhang *et al.*, 2004].

Ces effets sont perceptibles sur des échelles de temps relativement longues (de l'ordre d'une cinquantaine d'années). Nous allons nous interroger dans le cadre de cette thèse à des effets à plus courts termes causés par les processus côtiers et en particulier par les vagues. Une meilleure compréhension de ces phénomènes pourra nous amener à une gestion du littoral plus respectueuse de l'environnement.

1.2 Processus côtiers

Comme précisé ci-dessus, nous allons nous intéresser dans cette thèse aux processus côtiers et plus particulièrement à l'effet des vagues sur les sédiments. Pour ce faire nous allons tout d'abord décrire brièvement ce que sont les vagues et comment elles parviennent à modeler une plage.

1.2.1 Les vagues

Vue du rivage, la mer change de niveau constamment. Certains changements s'effectuent rapidement, ce sont les vagues. Certaines variations sont plus lentes, que ce soit la langue de mer qui vient lécher la plage quelques mètres plus hauts que les autres toutes les trente secondes environ, ou la marée. Les variations du niveau de la mer s'effectuent à plusieurs niveaux, sur plusieurs échelles de temps. Les vagues, ou plus précisément la houle, se répètent avec une période de l'ordre de la dizaine de secondes, mais nous aurions tort de les réduire à une seule fréquence. Elles sont irrégulières, c'est à dire qu'elles sont la somme de plusieurs ondes sinusoïdales de différentes périodes (voir figure 1.3). Ainsi pour décrire l'état de la mer, la notion de spectre est souvent utilisée, elle permet d'attribuer à chaque fréquence de l'onde une partie de l'énergie totale incidente.

Le spectre à lui seul n'est pas suffisant pour décrire l'état de la mer, il faut lui associer une direction de propagation. Cette direction est dans la majeure partie des cas, oblique à la plage. Lorsque les vagues générées au large arrivent proche des côtes, elles déferlent et peuvent engendrer un courant parallèle au trait de côte appelé « courant de dérive », de l'ordre de 1 m s^{-1} [Longuet-Higgins et Stewart, 1964]. Ce courant induit un transport sédimentaire le long de la plage appelé « dérive littorale » de l'ordre de

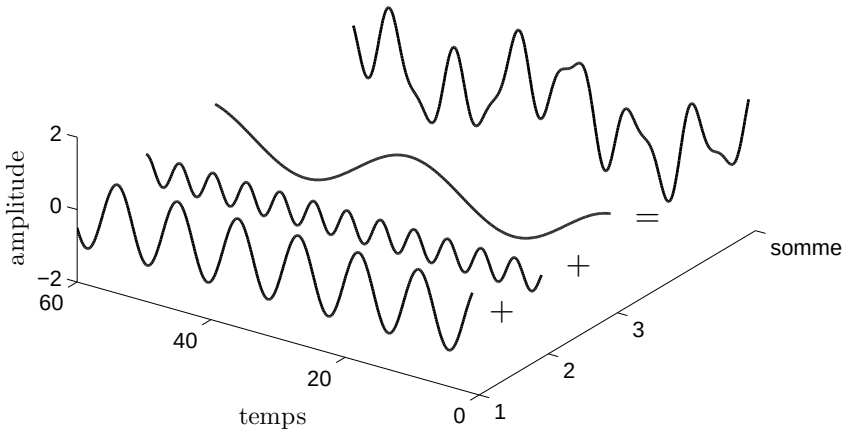
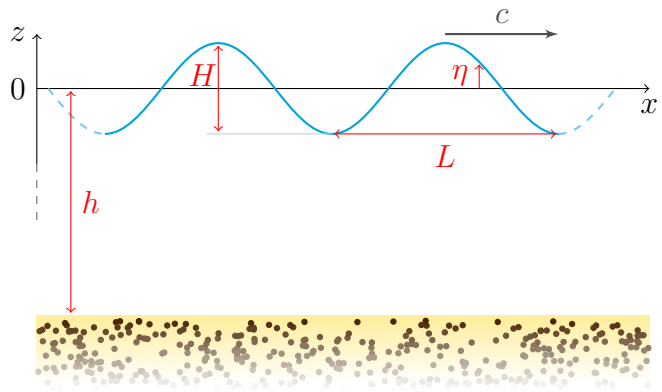


Figure 1.3 – Exemple de superposition de trois ondes sinusoïdales formant une onde irrégulière [Grasso, 2009].

50 m^3 par jour [Komar et Inman, 1970]. Ce courant joue un rôle dominant dans la dynamique des plages, en particulier dans son interaction avec les ouvrages le long de la côte qui peuvent bloquer ce flux et amener à une forte érosion en aval. Le volume de sédiments transportés parallèlement au trait de côte est nettement plus important que le volume de sédiment qui peut être transporté perpendiculairement. Pourtant, la forme du profil de plage influe directement sur la structure de la dérive littorale et la dynamique perpendiculaire à la côte (*cross-shore*) devient aussi un acteur important. Pour étudier cette dynamique, il est possible de considérer un problème bidimensionnel perpendiculaire à la côte, ce sur quoi nous allons travailler dans le cadre de cette thèse. Bien entendu, ce modèle en deux dimensions ne permet pas d'étudier l'émergence de structures en trois dimensions sur les plages [Coco et Murray, 2007], mais il représente une étape utile dans la compréhension des processus de déstabilisation.

Lorsque les vagues générées au large arrivent à proximité des côtes, leur comportement change [Bonneton, 2003]. Au large, en eau profonde ($h > 2L$, ces grandeurs caractéristiques sont définies figure 1.4), les vagues se propagent sans ressentir l'influence du fond et gardent une symétrie d'amplitude crête-creux. A l'approche de la plage la profondeur d'eau diminue, les vagues sont déformées par le fond et développent une asymétrie de forme avec de grandes crêtes et de larges creux : c'est la **zone de levée**. Lorsque les vagues deviennent trop pincées, les crêtes se propagent plus rapidement que les creux et les vagues se brisent puis déferlent. Nous retrouvons dans cette **zone de déferlement** des vagues en forme de dent de scie avec des fronts plus raides. Enfin, ces vagues arrivent en haut de plage et s'échouent en recouvrant et découvrant



h : hauteur d'eau au repos
η : élévation de la surface libre
H : hauteur de la vague
L : longueur d'onde
T : période
c : vitesse de phase, $c = L/T$
k : nombre d'onde, $k = 2\pi/L$
ω : pulsation, $\omega = 2\pi/T$
g : gravité

Relation de dispersion :
$\omega^2 = gk \tanh(kh)$

Figure 1.4 – Grandeurs caractéristiques des vagues.

alternativement la **zone de jet de rive** (voir figure 1.5).

Ainsi, en se propageant vers la côte, les vagues se déforment. Ce sont alors les non linéarités qui les caractérisent qui sont à l'origine du transport de sédiments [Roelvink et Stive, 1989].

1.2.2 Transport sédimentaire

En régime d'écoulement uniforme

Pour mieux comprendre comment les sédiments sont transportés par les vagues, il est préférable de connaître quels sont les mécanismes du transport en régime uniforme. L'eau est un fluide visqueux, elle exerce quand elle coule une force de cisaillement sur les grains qui tend à les emporter avec elle. Cette force est proportionnelle au gradient de vitesse au fond et la quantité de sédiments transportée par un écoulement dépend de la vitesse et de la turbulence de l'écoulement ainsi que des caractéristiques des grains. Le rapport entre les forces qui entrainent le grain et celles qui le stabilisent (nombre de Shields) permet de calculer cette quantité [Meyer-Peter et Müller, 1948].

Sous les vagues

Une vague parfaitement symétrique ne peut modeler une plage. En effet, si elle mobilise du sédiment pendant la crête et le transporte vers la côte, elle le mobilisera et le transportera de même lors du creux de la vague et le transport net résultant sera nul. Dès lors que les vitesses dans les crêtes sont différentes de celles dans les creux, un transport net peut se produire. Cependant, le sens du transport ne peut

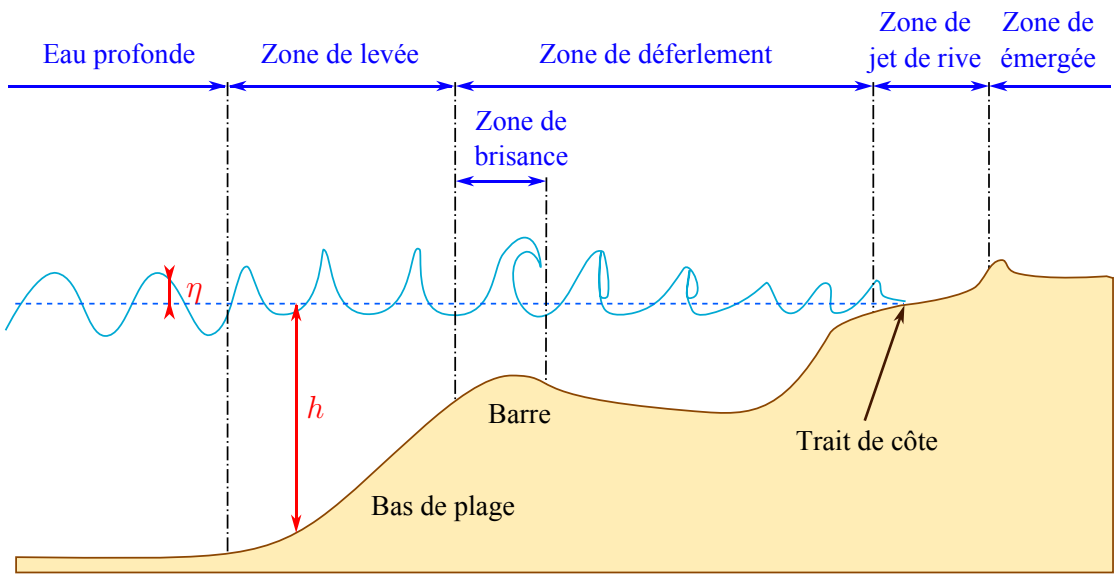


Figure 1.5 – La houle à l'approche du littoral — cas particulier d'une plage barrée [Grasso, 2009].

être déduit facilement de la comparaison des vitesses des crêtes et des creux [Grasso *et al.*, 2011]. En effet, une asymétrie des vitesses (ou *skewness*) avec des vitesses dans les crêtes plus grandes que dans les creux s'accompagne souvent de crêtes plus courtes, trop courtes pour que le sédiment soit transporté par les crêtes. Il peut être mobilisé par les crêtes et transporté par les creux. Cet effet de retard est discuté entre autres par Dohmen-Janssen *et al.* [2002] ; Hsu et Hanes [2004] ; Dibajnia et Watanabe [1992].

Une asymétrie en accélération, *i.e.* un front de vague plus raide que l'arrière, joue aussi un rôle dans le transport sédimentaire. Cet effet est moins immédiat car alors ce n'est plus la vitesse seule de l'écoulement qui joue. Il était même considéré comme nul jusqu'à ce que des expériences en laboratoire le mettent en évidence [King, 1991]. Une interprétation physique du rôle de cette asymétrie, réside dans le fait qu'elle engendre des gradients horizontaux de pression. Ces gradients génèrent des forces sur les grains de sédiment et peuvent les déstabiliser. Cette déstabilisation facilite leur transport. L'accélération contribue aussi à la contrainte de cisaillement au fond. Ruessink *et al.* [2011] récapitulent en quoi elle peut être à l'origine de transport. De nombreux modèles, souvent empiriques, essaient d'intégrer cet effet [Silva *et al.*, 2009 ; Nielsen, 2006 ; Gonzalez-Rodriguez et Madsen, 2007] mais d'après les résultats de van der A *et al.* [2010] aucun ne parvient à ce jour à prédire correctement le transport sous les vagues asymétriques.

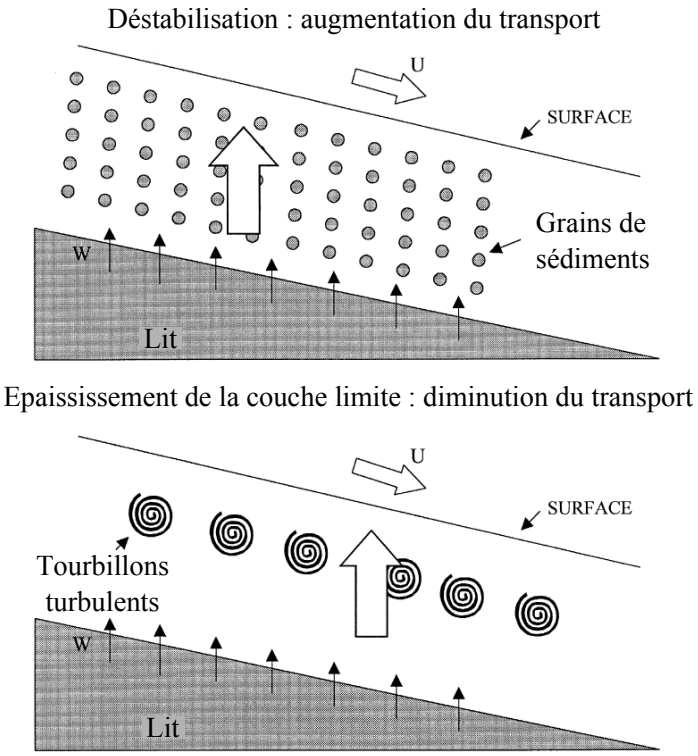


Figure 1.6 – Illustration schématique des deux effets opposés de l'exfiltration [Butt *et al.*, 2001].

Cette asymétrie d'accélération n'est pas le seul facteur de déstabilisation du lit. En plus des gradients horizontaux de pression, les gradients verticaux de pression peuvent déstabiliser les sédiments et promouvoir le transport sédimentaire. Ces effets sont décrits entre autres par Turner et Masselink [1998]. Il est mis en évidence que le flux vertical de fluide à travers le sol induit par les gradients de pression verticaux est à l'origine de deux mécanismes de transport :

1. L'eau qui s'infiltre exerce une force vers le bas qui stabilise le sol alors que l'exfiltration le déstabilise.
2. L'infiltration entraine vers le lit des gros tourbillons extérieurs à la couche limite qui tendent à apporter du fluide plus rapide. Le gradient de vitesse au fond augmente, offrant ainsi un plus grand potentiel de transport, car une plus forte contrainte de cisaillement. L'exfiltration éloigne ces tourbillons du fond et diminue ainsi le potentiel de transport.

Ces deux effets opposés sont illustrés figure 1.6 [d'après Butt *et al.*, 2001].

Plusieurs expériences de laboratoire [*e.g.* Conley et Inman, 1994 ; Nielsen *et al.*, 2001] ont mis en évidence ces phénomènes. Les expériences de terrain en zone de jet de

rive [*e.g.* Butt *et al.*, 2001 ; Austin *et al.*, 2009 ; Puleo *et al.*, 2003] ou de levée [Conley et Inman, 1992] ont aussi tenté de les mettre en évidence. Hormis les cas où le gradient de pression est tellement fort que la poussée d'Archimède fait flotter les grains [1] – on parle alors de liquéfaction du substrat [Mory *et al.*, 2007] – ces effets sont difficiles à isoler et à quantifier.

Différents modes de transport

Les sédiments quand ils sont transportés, peuvent l'être de plusieurs façons. Plusieurs modes de transport sont alors définis [voir par exemple Fredsøe et Deigaard, 1992] :

- le transport par charriage : les sédiments transportés sont en contact continu avec le lit. Ceci inclut essentiellement les grains qui roulent, glissent ou rebondissent le long de l'interface lit-fluide.
- le transport par suspension : les grains évoluent sans contact permanent avec le lit. Ils sont maintenus dans la colonne de fluide par l'agitation turbulente.

Sous les vagues, deux régimes de transport s'ajoutent à ces modes [Dohmen-Janssen, 1999] :

- le régime dit de *sheet-flow* ou écoulement en nappe.
- le régime de rides.

Ces différents régimes sont caractérisés par la valeur du nombre de Shields. Si le nombre de Shields est très faible, les grains ne sont pas mis en mouvement. La valeur critique du nombre de Shields dépend des caractéristiques des sédiments et du fluide.

Lorsque le nombre de Shields augmente, les particules commencent à rouler, glisser, sauter les unes au-dessus des autres, mais le lit reste globalement plan. Les particules sont en contact permanent avec le lit et entre elles, les forces inter-particulaires jouent un rôle important. C'est le transport par charriage. La couche de sédiment transporté est alors de quelques diamètres de grains.

Si le nombre de Shields continu d'augmenter, des formes de fond se développent, allant de rides « à tourbillon » (*vortex ripples*) aux dunes en passant par les mega-rides. Les rides à tourbillon tiennent leur nom du tourbillon qui se forme sous leur crête à chaque demi-cycle de vague. Le transport au-dessus des rides peut s'effectuer soit sous forme de charriage, soit sous forme de suspension.

Quand le nombre de Shields atteint des valeurs de l'ordre de 1, les petites rides disparaissent et le lit est de nouveau plan. Une couche fine, fortement concentrée, se déplace le long du lit : la *sheet-flow* (ou nappe de sédiment en écoulement). Son épais-

1. Pour du sable de porosité de 0.5, le gradient de pression doit être supérieur à $1.8\ 10^4$ Pa.m^{-1}.

seur est généralement de l'ordre de 10 à 100 diamètres de grains [Dohmen-Janssen, 1999 ; Horikawa et Katori, 1982]. Les forces inter-particulaires y jouent un rôle important et elle peut à ce titre être considérée comme du transport par charriage, même si les grains ne font pas que rouler les uns sur les autres. Au dessus de cette *sheet-flow* peut se développer de la suspension. Lorsque ces deux modes de transport coexistent, la plus grande part du sédiment est transportée dans la *sheet-flow* [voir par exemple McLean *et al.*, 2001]. L'interface entre la *sheet-flow* et la suspension est mal définie, elle correspond à l'altitude à laquelle les forces inter-particulaires deviennent négligeables. Pour une concentration volumique de l'ordre de 8 %, la distance entre les grains est de l'ordre du diamètre des grains. Il parait acceptable d'imaginer qu'en deça de cette distance, les forces inter-particulaires jouent un rôle important. Nous considèrerons, comme le suggère Bagnold [1956], que l'interface entre *sheet-flow* et suspension correspond à des concentrations de cet ordre [2].

1.3 Objectif et organisation de la thèse

L'objectif de cette thèse est de reproduire les processus locaux de déstabilisation des grains sous l'action des vagues dans un environnement contrôlé de laboratoire afin de mieux les comprendre. Cette étude porte sur la zone de déferlement d'une plage à échelle réduite. De précédentes études [Grasso, 2009] ont montré que l'utilisation d'un sédiment léger permet de bien reproduire la morphodynamique globale du profil de plage transversal. Nous utilisons dans ces expériences en canal à houle des capteurs innovants, développés au laboratoire du LEGI qui permettent de sonder l'écoulement au plus proche du lit.

Le contexte ainsi que l'introduction aux différents processus mis en jeu dans le transport sédimentaire ci-dessus constituent la première partie de cette thèse.

Dans une deuxième partie, nous décrirons les outils utilisés. Nous présenterons le dispositif expérimental, le fonctionnement de capteurs optiques qui permettent de mesurer une concentration et le fonctionnement du profileur acoustique capable de mesurer la vitesse sur un profil vertical ainsi que la position d'interfaces telles que le lit et le sommet de la *sheet-flow*. Les caractéristiques des vagues ainsi que les outils pour les analyser seront également décrits dans cette partie.

La troisième partie porte sur les résultats obtenus lors de ces expériences. Nous nous attacherons tout d'abord à décrire le forçage qui s'exerce sur le lit de sédiments. Nous

2. Une concentration volumique de 8 % correspond à une concentration massique de l'ordre de 100 g L^{-1} pour le sédiment utilisé dans le canal à houle.

analyserons ensuite comment le lit répond à ce forçage. Enfin, le transport sédimentaire sera présenté pour deux types de plage différents.

Finalement, la dernière partie présente les conclusions de ce travail et propose quelques perspectives au travail réalisé.

Deuxième partie

Matériels et Méthodes

Chapitre 2

Dispositif expérimental et outils d'analyse

Les expériences présentées dans cette thèse se sont, pour l'essentiel, déroulées dans le canal à houle du LEGI. Elles complètent les travaux de Grasso [2009] et de Chassagneux [2011]. Ce modèle physique à échelle réduite représente un profil de plage transversal (perpendiculaire à la côte). Les caractéristiques du canal, le générateur de houle et certains instruments de mesure sont présentés en détail par Grasso [2009]. Un résumé de ces informations est présenté dans cette partie, ainsi que certains détails propres à cette thèse.

2.1 Le canal à houle

Le canal à houle du LEGI mesure 36 m de long, 0.55 m de large et 1.3 m de haut. Les parois latérales du canal sont vitrées, ce qui permet d'observer l'écoulement. Il est surmonté de deux rails sur lequel un chariot motorisé peut se déplacer. Il est équipé d'un batteur de type « piston » (Figures 2.1 et 2.2). Ce générateur de vagues est situé à l'une des extrémités du canal, sa position moyenne définit l'origine $X = 0$ du profil de plage. Le fond du canal est recouvert d'un sédiment plastique de faible masse volumique ($\rho_s = 1190$ g.L^{-1}).

2.2 Le générateur de vagues

Les vagues sont générées par le batteur de type « piston ». Une plaque verticale de même dimension que la section du canal, est déplacée parallèlement à lui même sous l'action de 2 vérins commandés par une servovalve. Le déplacement du batteur, limité

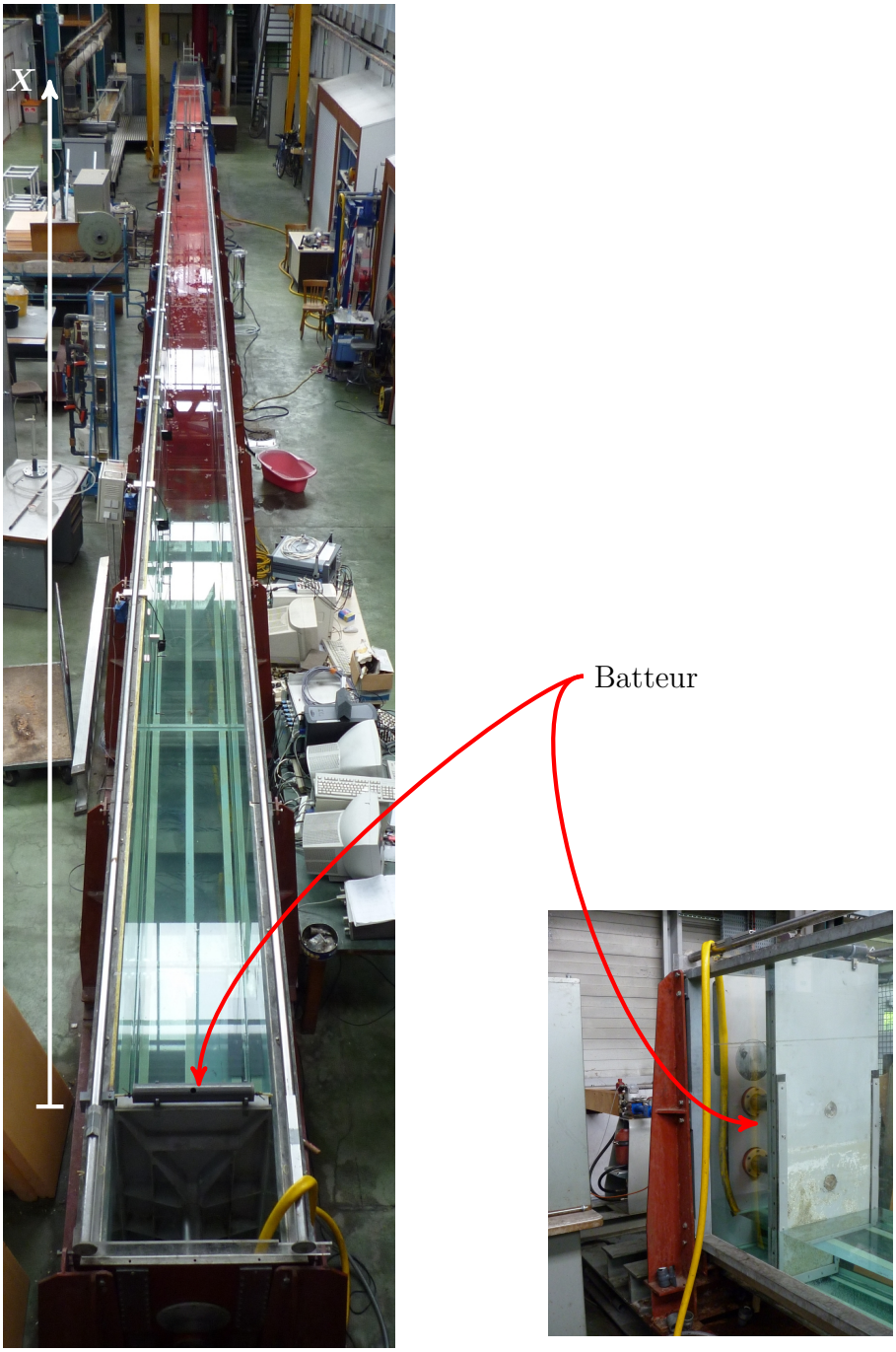


Figure 2.1 – Photo du canal à houle et du batteur piston.

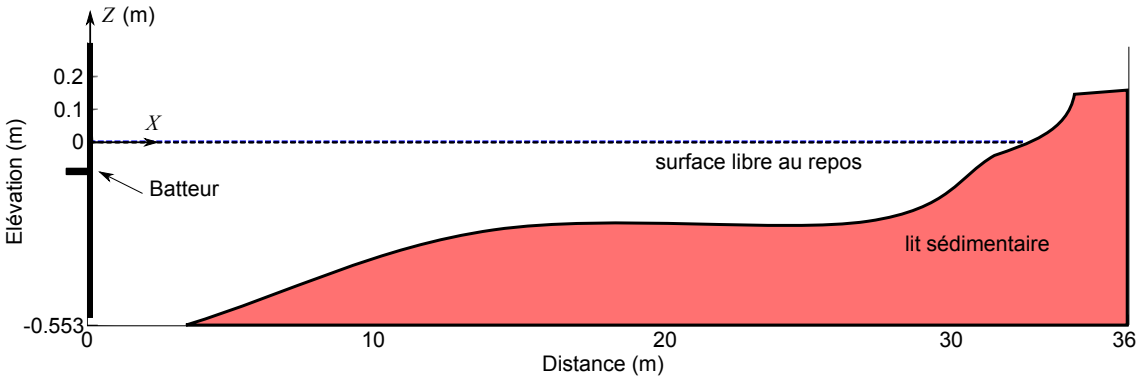


Figure 2.2 – Schéma du canal à houle du LEGI.

à ±30 cm, est mesuré à chaque instant par un capteur magnétostrictif. Par une boucle de rétroaction, le mouvement du batteur est asservi. Les plus hautes vagues générées au niveau du batteur dans nos expériences sont de l'ordre de 16 cm.

2.3 Caractéristiques de la houle

La houle en milieu naturel n'est pas une simple onde sinusoïdale mais la superposition de nombreuses ondes de différentes fréquences déphasées aléatoirement. C'est une houle que l'on qualifie d'irrégulière. Ces houles peuvent être simulées en laboratoire notamment dans le canal à houle du LEGI. C'est avec ce type de houle que Grasso [2009] et Chassagneux [2011] ont travaillé. Dans le cadre de cette thèse, nous ne souhaitons pas reproduire la dynamique globale de la plage en étudiant par exemple l'évolution de la bathymétrie sur des temps longs, mais identifier les processus locaux à l'échelle de la vague. C'est pourquoi nous avons cherché à simplifier le climat de houle. Nous ne voulions néanmoins pas réduire le forçage à une simple houle sinusoïdale pour laquelle on ne pourrait identifier des effets de groupe par exemple. Par conséquent, suite au travail de Prel *et al.* [2011], nous avons opté pour un forçage bichromatique. De récentes études à l'échelle 1 ont montré que houles bichromatiques et vagues irrégulières conduisent à un transport similaire, par opposition aux vagues régulières [Baldock *et al.*, 2010]. Ce forçage résulte de la somme de 2 ondes sinusoïdales (Éq. (2.1)). Les fréquences de ces sinusoïdes sont choisies relativement proches, et les amplitudes égales afin d'obtenir une onde de haute fréquence modulée par une onde de basse fréquence (Éq. (2.2)) :

$$\eta(x,t) = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x) + A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 x)\ , \quad A_1 = A_2 = A \tag{2.1}$$

$$= 2\,A \cos(\delta\omega t - \delta k\, x) \cos(\omega t - kx) \tag{2.2}$$

Caractéristiques	A(cm)	ω_1(rad s^{-1})	ω_2(rad s^{-1})	$T = 2\pi/\omega$(s)	δT(s)
`bichrom2s`	4	3.0	3.3	2	44
`bichrom2s5`	4	2.8	2.7	2.5	45
`bichrom3s`	4	2.0	2.2	3	54

Tableau 2.1 – Caractéristiques des houles bichromatiques sélectionnées pour les expériences en canal.

où

$$k = \frac{k_1 + k_2}{2}, \qquad \delta k = \frac{k_1 - k_2}{2}, \tag{2.3}$$

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}, \qquad \delta\omega = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}, \tag{2.4}$$

η est l'élévation de la surface libre, $\omega_i = 2\pi/T_i$ la pulsation de l'onde i de période T_i et k_i le nombre d'onde qui vérifie la relation de dispersion donnée par l'équation :

$$\omega_i^2 = gk_i \tanh(k_i h) \tag{2.5}$$

où g est l'accélération de la pesanteur, h la hauteur d'eau. À noter que δk et $\delta\omega$ ne vérifient pas cette relation. La durée des deux groupes de vagues ainsi obtenus est $\delta T = 2\pi/(\delta\omega)$.

Trois houles bichromatiques ont été sélectionnées pour les expériences en canal. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.1.

Nous avons combiné deux groupes de houles bichromatiques pour déterminer les climats de houle finaux. Cette combinaison permet d'obtenir un profil de plage plus réaliste en s'approchant d'un forçage irrégulier. Elle permet aussi d'observer la dépendance de la dynamique locale du lit en fonction de la période sur des profils de fond identiques. Les deux climats de houle au batteur que nous avons principalement utilisés sont présentés figure 2.3. Ils résultent de l'association de deux bichromatiques de périodes 2 s et 2.5 s pour le premier, 2.5 s et 3 s pour le deuxième. Ces séquences de 53 s peuvent être répétées à volonté.

Contrairement à une houle irrégulière, la houle au batteur dans notre cas est assez simplement définie par une fonction (Éq. (2.2)). Cependant, lorsque le fond se fait ressentir, les vagues s'amplifient, se déforment et deviennent au cours de leur propagation de plus en plus non-linéaires. Elles ne suivent plus une simple loi, c'est pourquoi nous utilisons les outils d'analyse développés pour la houle irrégulière.

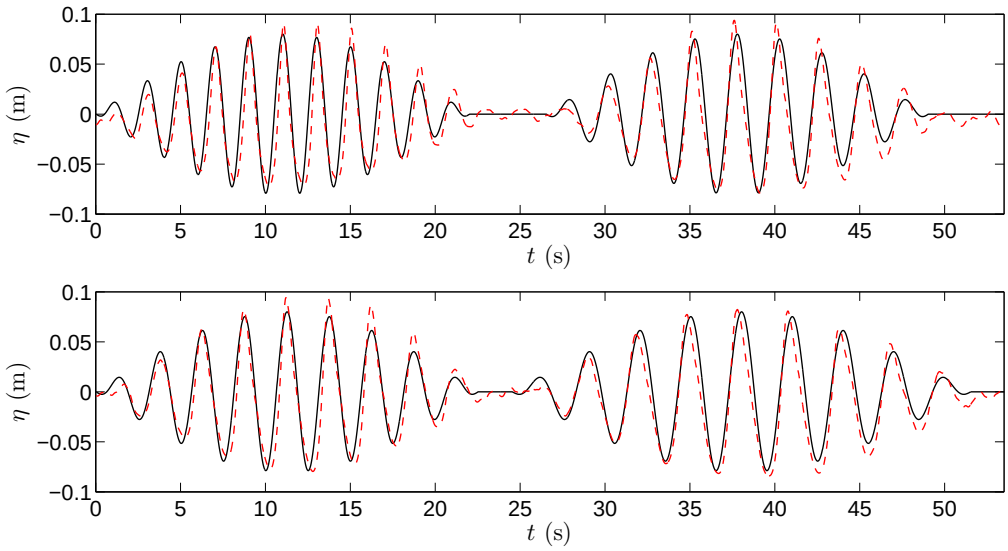


Figure 2.3 – Climats de houle choisis pour les expériences en canal. En trait plein, la consigne, en tireté, l'élévation de la surface libre enregistrée par une sonde capacitive en $X = 2$ m. La figure du haut représente le climat nommé `bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets` et celle du bas, le climat `bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets` (cf. annexe I)

Analyse vague à vague. Une première méthode d'analyse, la plus naturelle, consiste à découper le signal en vagues à partir des mesures de surface libre et à réaliser une analyse statistique [Cartwright et Longuet-Higgins, 1956]. La hauteur H_i et la période T_i de chacune des vagues sont déterminées par la méthode dite de « *zero-up crossing* » (ou de façon équivalente « *zero-down crossing* »). Cette méthode consiste à repérer le point d'intersection de l'élévation de la surface libre avec le niveau moyen pour les phases montantes ou descendantes (Figure 2.4). Sont alors définies :

- la hauteur moyenne, $\overline{H} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} H_i$, n étant le nombre de vagues dans la séquence,
- la hauteur quadratique moyenne, $H_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} H_i^2}$,
- la hauteur significative H_s approchée par $H_{1/3}$, la hauteur moyenne du tiers des vagues les plus hautes [Munk, 1944].

Analyse spectrale. Une seconde méthode consiste à décomposer la houle en une somme d'ondes sinusoïdales par transformée de Fourier.

$$\text{TF}[\eta](f) = \int_0^\infty \eta(t) e^{i2\pi f t}\, \mathrm{d}t \tag{2.6}$$

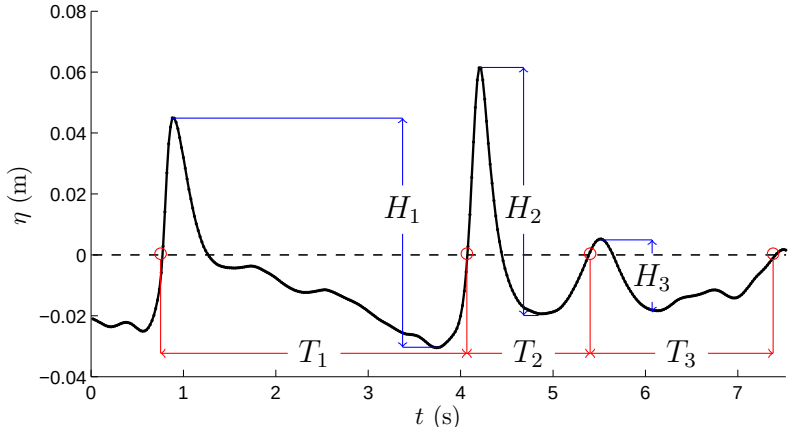


Figure 2.4 – Caractérisation de la hauteur des vagues H_i et de la période des vagues T_i par la méthode « *zero-up crossing* ».

La densité spectrale de puissance S_η de la surface libre, estimée par la méthode du périodogramme moyenné de Welch, est alors définie comme :

$$S_\eta(f) = |\mathrm{TF}[\eta](f)|^2 \tag{2.7}$$

Elle reflète la répartition de l'énergie de la houle pour les différentes fréquences de ces sinusoïdes. D'une part le théorème de Parseval stipule que :

$${\sigma_\eta}^2 = \int_0^\infty \eta(t)^2 \,\mathrm{d}t = \int_0^\infty |\mathrm{TF}[\eta](f)|^2 \,\mathrm{d}f = \int_0^\infty S_\eta(f) \,\mathrm{d}f = m_0 \tag{2.8}$$

où m_0 est le moment spectral d'ordre 0 de η. D'autre part, on sait que l'énergie moyenne de la houle s'écrit (*cf.* démonstration dans le cas particulier d'une houle linéaire dans l'annexe H) :

$$\overline{E} = \rho g {\sigma_\eta}^2 \tag{2.9}$$

Car l'équipartition prédit que l'énergie moyenne totale de la houle est égale au double de l'énergie potentielle.

Enfin, cette énergie peut s'exprimer comme [Longuet-Higgins, 1952] :

$$\overline{E} = \rho g \times \frac{1}{8} {H_{\mathrm{rms}}}^2 \tag{2.10}$$

Les grandeurs caractéristiques de la houle peuvent alors être déterminées de la façon suivante :

– la hauteur quadratique moyenne, $H_{\mathrm{rms}} = 2\sqrt{2\, m_0}$,

– la hauteur significative des vagues $H_s = H_{m_0} = 4\sqrt{m_0}$, pour une distribution des vagues de type Rayleigh [Sumer et Fredsøe, 2006].

Cette méthode permet de séparer plus facilement les contributions des différentes fréquences, elle permet notamment d'étudier séparément l'influence des composantes infragravitaires.

Analyse de la forme des vagues. Nous avons vu comment caractériser la hauteur et la durée des vagues, mais leur forme joue elle aussi un rôle dans la morphodynamique d'une plage. Deux paramètres sont utilisés pour décrire la forme des vagues :

– le *skewness* noté Sk caractérise le pincement des crêtes et l'élargissement des creux. Il quantifie une dissymétrie en vitesse et peut être estimé par la relation suivante [Nielsen, 2006] :

$$Sk^* = \frac{\left\langle (\eta - \langle \eta \rangle)^3 \right\rangle}{\left[\left\langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \right\rangle \right]^{3/2}} \tag{2.11}$$

où η est l'élévation de la surface libre et $\langle . \rangle$ l'opérateur moyenne temporelle. Cet indicateur est sans dimension, il est possible de définir un *skewness* dimensionné en omettant le dénominateur.

– l'*asymétrie* notée As caractérise les vagues en dents de scie, présentant par exemple un front plus raide que l'arrière. Elle quantifie une dissymétrie en accélération et peut être estimé par la relation suivante :

$$As^* = \frac{\left\langle (\eta' - \langle \eta' \rangle)^3 \right\rangle}{\left[\left\langle (\eta' - \langle \eta' \rangle)^2 \right\rangle \right]^{3/2}} \tag{2.12}$$

où η' est la dérivée de l'élévation de la surface libreou de façon équivalente [Elgar, 1987] par le moment d'ordre 3 de la transformée de Hilbert des variations de l'élévation de la surface libre. De la même façon que pour le *skewness*, cet indicateur est sans dimension et il est possible de définir une asymétrie dimensionnée en omettant le dénominateur.

La figure 2.5 illustre ces différentes non-linéarités. Ces illustrations sont réalisées à l'aide d'une formule analytique développée par Abreu *et al.* [2010].

On peut calculer ces indicateurs à partir de la surface libre comme décrit ci-dessus ou de la vitesse.

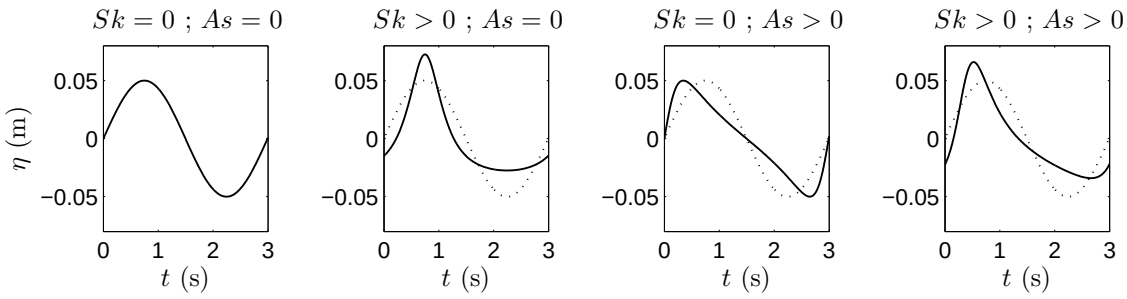


Figure 2.5 – Illustration de vagues non-linéaires, une vague sinusoïdale est rappelée en pointillés sur les trois figures de droite [Abreu *et al.*, 2010].

2.4 Moyennes de phase

Les séquences de houles choisies sont courtes (53 s), ce qui permet de les répéter de nombreuses fois. Si les variations de la bathymétrie de la plage sont faibles, il est possible de réaliser des moyennes d'ensemble sur les différentes réalisations d'une même séquence de vague. C'est ce que l'on appelle, par abus de langage, des moyennes de phase. Cette moyenne est réalisée tant sur les signaux d'élévation de la surface libre, que ceux de pression, de vitesse ou de concentration. Nous verrons chapitre 3 que cette moyenne est même nécessaire à l'estimation d'une concentration.

Les séquences de vagues sont groupées par 30 ou 50 ; entre chaque groupe, une pause de 5 ou 10 min est aménagée pour pouvoir éventuellement arrêter le batteur (Figure 2.6). Un calcul d'indicateur est effectué afin de quantifier le nombre de séquences nécessaires à l'établissement des basses fréquences :

$$\sigma(s) = \sigma(\eta(t,s) - \widetilde{\eta(t)}) \tag{2.13}$$

où σ est l'opérateur écart-type, $\eta(t,s)$ est l'élévation de la surface libre mesurée lors de la séquence s et $\widetilde{\eta(t)}$ est la moyenne d'ensemble de η sur les séquences 6 à 50. Cet écart type est représenté figure 2.7. On distingue deux régimes : l'écart type est en baisse pour les séquences 1 à 5, et supérieur à 0.4 cm, puis constant pour les séquences suivantes, de l'ordre de 0.35 cm. Ce phénomène constaté ici sur l'élévation de la surface libre se répercute sur les mesures de vitesse, de pression et de concentration. Dans les moyennes de phase, les 5 premières séquences de chaque groupe, manifestement différentes des suivantes car les ondes infragravitaires ne sont pas établies, sont systématiquement écartées.

Sauf mention contraire, les données présentées dans cette thèse seront systématiquement des moyennes de phase sur un groupe de $50 - 5$ ou $30 - 5$ séquences. Nous

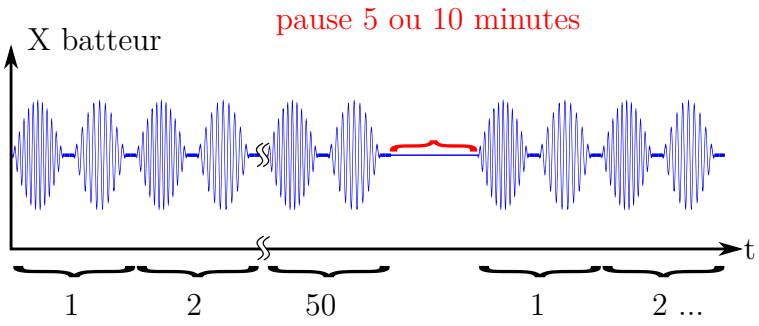


Figure 2.6 – Organisation de la succession de séquences.

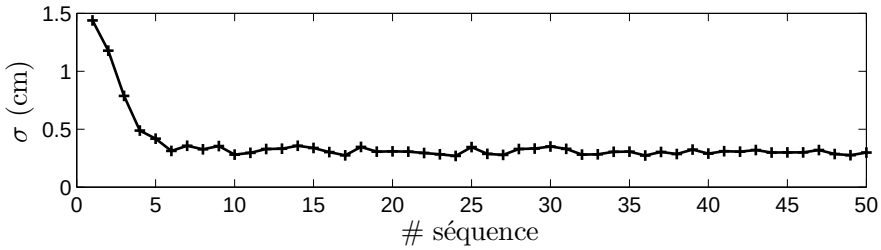


Figure 2.7 – Évolution de l'élévation de la surface libre au cours des séquences. L'écart type σ de la différence entre l'élévation de la surface libre en $X = 13$ m pour une séquence et cette même élévation moyennée sur les séquences 6 à 50 est représenté en fonction du numéro de la séquence considérée.

omettrons le signe de moyenne d'ensemble $\tilde{}$.

La différence entre un signal instantané et sa moyenne d'ensemble permet d'obtenir la composante turbulente du signal.

2.5 Éléments sur les conditions de similitudes

Hydrodynamique. Les expériences dans le canal à houle visent à reproduire, à petite échelle, la dynamique d'une plage. Il faut alors définir des lois d'échelles qui permettent de comparer modèle et nature (ou prototype). Le rapport entre la valeur en nature et la valeur au laboratoire d'un paramètre est qualifié de facteur d'échelle, $\lambda_p = p_n/p_m$ où p_n est la valeur du paramètre p en nature et p_m celle de ce même paramètre dans le modèle. Une échelle de longueur λ_l de 1:10 est choisie afin de modéliser une plage de 360 m et des vagues pouvant atteindre 1.6 m au large.

Le nombre de Froude Fr s'écrit :

$$Fr = \frac{H_s\,\omega}{2\sqrt{gh}} \tag{2.14}$$

où H_s est la hauteur significative des vagues, ω la pulsation, g la gravité et h la hauteur d'eau. Il est indispensable pour un modèle d'écoulement à surface libre que celui-ci soit conservé, il assure non seulement que l'écoulement organisé lié à la houle est similaire mais aussi la turbulence due au déferlement. Le parti pris dans cette expérience est de garder la même échelle de longueur pour la géométrie du canal, les hauteurs de vague et la hauteur d'eau (modèle non distordu). Ceci conduit à une échelle de temps $\lambda_t = \sqrt{\lambda_l}$. L'échelle des vitesses est alors $\lambda_u = \lambda_l/\lambda_t = \sqrt{\lambda_l}$ et celle des accélérations $\lambda_a = \lambda_l/\lambda_t^2 = 1$.

Le nombre de Reynolds est défini par :

$$Re = \frac{Uh}{\nu} \tag{2.15}$$

où U est la vitesse de l'écoulement sous les crêtes, ν la viscosité de l'eau. L'eau étant le fluide utilisé dans le modèle et en nature, il n'est pas conservé. Il est cependant suffisamment élevé pour que le régime d'écoulement soit turbulent en modèle comme en nature (*cf.* tableau 2.2).

Transport sédimentaire. L'objectif de cette thèse est de reproduire fidèlement en laboratoire les processus de déstabilisation du lit. Il est, entre autres, nécessaire de conserver les nombres de Shields θ et de Rouse Rou qui caractérisent la mise en mouvement du sédiment et son transport par charriage ou par suspension.

Le nombre de Shields s'écrit :

$$\theta = \frac{1}{2}\, f_w\, \frac{U^2}{g(s-1)d_{50}}, \tag{2.16}$$

où U est l'amplitude de la vitesse du fluide hors de la couche limite, s est la densité relative du sédiment, d_{50} le diamètre médian et f_w est le coefficient de frottement qui peut être approché d'après Swart [1974] par la formule suivante :

$$f_w = \exp\left[5.213\left(\frac{2.5\, d_{50}}{A}\right)^{0.194} - 5.977\right] \qquad \frac{A}{2.5\, d_{50}} > 1.57 \tag{2.17}$$

$$f_w = 0.3 \qquad \frac{A}{2.5\, d_{50}} \leq 1.57 \tag{2.18}$$

où A est la demi-excursion juste au-dessus de la couche limite, $A = U/\omega$.

Le nombre de Rouse s'écrit [Soulsby, 1997] :

$$Rou = \frac{w_s}{\kappa u^*}, \tag{2.19}$$

où w_s est la vitesse de chute du sédiment, $\kappa = 0.4$ la constante de Von Karman, et u^* la vitesse de frottement au fond approchée par :

$$u^* = \sqrt{\frac{f_w}{2}}\, U. \tag{2.20}$$

Il caractérise le mouvement des sédiments en suspension dans un écoulement turbulent.

Nous souhaitons reproduire dans ce modèle différents régimes de transport : un régime de rides mais aussi un régime dit de *sheet-flow*. Ces régimes de transport peuvent être caractérisés par le nombre de Shields. Le sédiment est mobilisé à partir d'un certain Shields critique θ_c qui dépend du diamètre sédimentologique d^* [Yalin, 1972] :

$$d^* = d\left((s-1)\frac{g}{\nu^2}\right)^{1/3}. \tag{2.21}$$

La transition rides / *sheet-flow* s'effectue pour $\theta \approx 1$ [*e.g.*, Nielsen, 1992]. Pour modéliser ces différents régimes de transport, il est donc nécessaire de pouvoir atteindre des nombres de Shields supérieurs à 1 avec des vitesses 3 fois plus faibles qu'en nature. Une solution consiste à utiliser du sable plus fin qu'en nature. Cependant, un sable trop fin devient cohésif. C'est pourquoi la plage du canal est constituée d'un sédiment plastique de densité $\rho_s = 1190$ g.L^{-1} et de diamètre médian $d_{50} = 0.6$ mm. Ce sédiment léger permet d'atteindre des nombres de Shields le long du profil semblables à ceux observés en nature [Grasso *et al.*, 2009]. Les valeurs des paramètres discutés ci-dessus sont présentées dans le tableau 2.2 pour le modèle et une plage type. Les nombres de Rouse et de Shields ainsi que le diamètre sédimentologique sont similaires. Le Shields critique θ_c à partir duquel le sédiment est mis en mouvement est donc, pour la plage comme pour le modèle, de l'ordre de 0.04.

Ainsi, le sédiment est mobilisé et maintenu en suspension de la même façon dans notre modèle que sur une plage de sable de diamètre médian 300 μm avec des vitesses 3 fois plus élevées. Nous remarquons que le débit volumique de grain est du même ordre de grandeur en nature et en modèle. En effet, il peut être estimé par exemple par la formule suivante [Meyer-Peter et Müller, 1948] :

$$q_s = 8\nu(\theta - \theta_c)^{3/2} d^{*3/2}, \tag{2.22}$$

où chacun des termes qui apparaissent dans le membre de droite sont identiques ou du même ordre de grandeur en nature et dans le modèle.

Grandeurs Caractéristiques	Nature	Modèle
U (m s^{-1})	1	0.3
h (m)	2	0.2
Re	2 10^6	6 10^4
T (s)	10	3
ω (rad s^{-1})	0.6	2.1
$A = U/\omega$ (m)	1.6	0.14
d_{50} (m)	3 10^{-4}	6.4 10^{-4}
s	2.65	1.19
f_w	8 10^{-3}	0.02
θ	0.8	0.8
d^*	7.6	7.9
u^* (m s^{-1})	6.3 10^{-2}	3.0 10^{-2}
w_s (m s^{-1})	4.5 10^{-2}	2.1 10^{-2}
Rou	1.8	1.7

Tableau 2.2 – Comparaison modèle - prototype des paramètres pertinents de l'étude au niveau du point de mesure.

Effets d'inertie. L'utilisation d'un sédiment léger permet d'être en similitude en terme de transport sédimentaire, mais quel est son impact sur l'inertie des grains ? Une approche simplifiée consiste à considérer une particule *initialement au repos* mise en mouvement dans un écoulement uniforme de vitesse U où seule la force de trainée F_D sera considérée. L'accélération a_p de cette particule s'écrit alors :

$$a_p = \frac{F_D}{m_p} \approx \frac{C_D\, \rho\, U^2 d^2}{\rho_s\, d^3}\,, \tag{2.23}$$

où m_p est la masse de la particule, ρ la masse volumique de l'eau, ρ_s la masse volumique du sédiment, C_D le coefficient de trainée, et d le diamètre de la particule. Le Reynolds particulaire $Re_p = Ud/\nu$ est, pour les conditions exposées ci-dessus, de l'ordre de 100 en modèle comme en nature, et le coefficient de trainée est de l'ordre de 1. L'équation (2.23) se simplifie en :

$$a_p = \frac{U^2}{s\, d}\,. \tag{2.24}$$

On peut alors calculer un temps caractéristique correspondant au temps nécessaire

pour que la particule atteigne la vitesse du fluide :

$$t_c = \frac{U}{a_p} = \frac{sd}{U} \tag{2.25}$$

$$\frac{t_c}{T} = \frac{sd}{UT} \tag{2.26}$$

Le rapport de ce temps caractéristique à la période de la houle est de 10^{-3} dans le modèle et 10^{-4} en nature. La particule accélère 10 fois plus vite en nature que dans le modèle, mais le temps caractéristique d'accélération est dans les deux cas très inférieur à la période de la houle.

Dans cette approche simplifiée, plusieurs approximations ne sont pas valables, comme le fait de considérer la force de trainée constante lorsque la particule accélère. Pourtant, elle permet d'obtenir à partir de considérations simples, l'ordre de grandeur de temps caractéristiques liés à ces termes d'inertie.

Une approche plus rigoureuse des effets instationnaires du mouvement de particules est proposée par Sommerfeld [2000]. Il considère l'équation du mouvement d'une particule dans un écoulement oscillant en prenant en compte la force de trainée, les forces de pression, la gravité, la masse ajoutée et la force dite de Basset. Ces deux dernières forces résultent du fait que le mouvement non uniforme du grain implique un mouvement instationnaire du fluide qui l'environne. Il cherche ensuite une solution à l'équation sous forme d'intégrales de Fourier et en déduit le retard de la particule, ainsi que le rapport entre l'amplitude de la vitesse de la particule sur celle du fluide pour un écoulement oscillant en fonction de la fréquence d'oscillation. Il résulte de ce calcul que pour du sable, sous des vagues de période 10 s, le retard à l'accélération de la particule est $8\ 10^{-4} \times T$. Pour le sédiment utilisé dans le canal sous une houle de période 3 s, le retard est de $10^{-3} \times T$. Le rapport des amplitudes est dans les deux cas de 1 ± 10^{-3}.

Les ordres de grandeurs trouvés précédemment par une approche simplifiée apparaissent validés. L'inertie de la particule est différente en modèle et en nature, cependant, dans les 2 cas, les fréquences considérées sont suffisamment faibles pour que le temps caractéristique de l'accélération soit très faible devant la période de la houle.

2.6 Instruments de mesure

Les différents instruments de mesure utilisés dans le canal sont présentés dans cette partie, sauf les capteurs optiques et le profileur de vitesse auxquels un chapitre sera consacré.

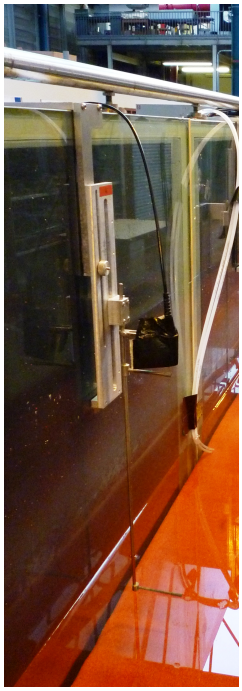


Figure 2.8 – Photo d'une sonde capacitive installée dans le canal sur son support.

2.6.1 Les sondes capacitives

Une sonde capacitive permet de mesurer l'élévation de la surface libre. Nous disposons de 12 sondes qui peuvent être réparties le long du canal. Ces sondes sont constituées d'un fil recouvert de vernis qui est maintenu au travers de la surface libre. Lorsque la surface libre oscille sous l'effet de la houle, l'immersion du fil varie, ce qui entraine une variation de sa capacité électrique. Nous mesurons en sortie d'un pont d'équilibrage une tension proportionnelle à cette capacité, et proportionnelle à la longueur de fil immergée. L'acquisition de cette tension est gérée par le logiciel LabVIEW, à une fréquence de 50 Hz. Les sondes sont maintenues dans le canal grâce à un support pincé sur le haut de la paroi du canal. Ce support est ajustable en hauteur soit de façon continue, soit par paliers de 10 cm. Le saut de tension enregistré pour un palier permet de réaliser un étalonnage et de convertir la tension en élévation de la surface libre. On estime l'incertitude à 5 % sur la calibration.

Les supports de sonde peuvent être facilement déplacés le long du canal avec une précision sur la position en X des sondes de 1 cm.

Figure 2.9 – Photo d'un capteur de pression STS.

2.6.2 Le profileur de fond

Le profileur de fond permet de mesurer, en l'absence de vagues, la bathymétrie de la plage. Une sonde à ultrason légèrement immergée émet puis reçoit un train d'ultrason. La distance du fond à la céramique est déduite du temps de vol de l'ultrason. Cette sonde est solidaire d'un chariot motorisé qui se déplace à vitesse constante (4.18 cm s^{-1}). Ainsi, après une étape de calibration, l'ensemble sonde + chariot permet d'obtenir avec une précision de l'ordre de 1 mm, la profondeur d'eau locale tout le long du profil immergé avec une résolution spatiale de 1 cm. Les détails quant à la résolution et la précision sont fournis par Grasso [2009]. La partie émergée du profil de plage est relevée à la main, avec une précision de l'ordre du centimètre et une résolution nettement plus faible (2 à 3 points par mètre).

2.6.3 Les capteurs de pression

Caractéristiques. Nous disposons de 4 capteurs de pression STS ATM/N (Figure 2.9). Ces capteurs peuvent mesurer une pression relative à la pression atmosphérique de 0 à 100 mbar, ce qui correspond en conditions standard à la pression exercée par une colonne de 1 m d'eau. L'incertitude de la mesure donnée par le constructeur est d'au plus ± 0.2 % de l'étendue de la mesure, *i.e.* 2 mm, le temps de réponse de 1 ms. Les capteurs sont alimentés en continu à 20 V. Le signal à la sortie du capteur est une tension qui varie entre 0 et 10 V. Cette tension est acquise sur la même carte d'acquisition que les tensions des sondes capacitives.

Étalonnage. Nous avons réalisé un étalonnage dans le canal à houle afin de nous assurer de la précision de ces capteurs. Les 4 capteurs sont montés sur un limnimètre, alignés horizontalement (Figure 2.10). Ils sont ensuite déplacés verticalement avec une précision de 0.1 mm. La position absolue des capteurs par rapport à la surface libre est connue avec une précision de l'ordre de 1 mm. Pour chaque profondeur d'immersion des capteurs, les tensions sont enregistrées puis moyennées. La figure 2.11 présente ces tensions en fonction de la profondeur d'immersion des capteurs de pression. La profon-

deur d'immersion peut être modélisée par une droite affine fonction de la tension. Les coefficients de ces droites sont précisés en annexe F. L'écart entre mesure et ajustement est reporté sur la figure du bas. Il est en général inférieur à 0.5 mm, et toujours inférieur à 1 mm.

Nous avons réalisé deux autres étalonnages, toujours avec une précision de la mesure des variations de la profondeur d'immersion de l'ordre de 1 mm. Les coefficients directeurs des droites affines de calibration des 4 capteurs sont similaires pour un même étalonnage. La différence entre 2 capteurs est d'au plus 0.2 %. Mais ils peuvent varier d'un étalonnage à l'autre, au maximum de 0.5 %. Un changement de température de 10°C entraine une variation de la masse volumique de l'eau de l'ordre de 0.2 % et pourrait expliquer une part de ces différences, d'autant plus que l'étalonnage qui diffère le plus des 2 autres a été réalisé au mois d'Août dans une petite cuve.

D'autre part, on a observé entre les différents étalonnages de fortes variations de l'ordonnée à l'origine qui peuvent aller jusqu'à 10 cm de hauteur d'eau. Ainsi, les variations de température et d'ordonnée à l'origine (*offset*) pourraient amener une forte incertitude sur les mesures de pression. Cependant, ces variations d'*offset* ou de coefficients directeurs s'effectuent sur des temps longs. Nous avons comparé les niveaux moyens au repos au début et à la fin d'une des plus longues expériences durant laquelle les capteurs de pression n'ont pas été déplacés (plus de 6 h). L'écart entre valeurs finales et initiales est de l'ordre de 0.6 mm pour les 4 capteurs. Cet écart, enregistré aussi par les sondes capacitives est majoritairement dû aux fuites du canal. Finalement, la différence entre l'écart constaté par les sondes capacitives et les capteurs de pression est d'au plus 0.1 mm.

Ainsi, à l'échelle d'une journée d'expérience, l'incertitude sur la mesure de pression relative à la pression atmosphérique est grande (de l'ordre du centimètre), mais l'on peut s'en affranchir en étudiant les variations de cette pression par rapport à la pression hydrostatique mesurée en l'absence de forçage. L'erreur sur cette surpression est alors réduite à 0.5 % (*i.e.* 2.5 mm pour 50 cm d'eau, la pression maximale que nous étudieront dans cette thèse). Finalement, les 4 capteurs dérivent ensembles lors des changements de température et l'on peut calculer des différences significatives de pression entre 2 capteurs à partir de 1 mm. La valeur de ces différences sera incertaine à 0.5 % mais les variations seront pertinentes dès 1 mm. On ne peut réduire plus l'incertitude sur des mesures instantanées car le niveau de bruit des signaux est de l'ordre de 0.2 mm.

Mise en place. Nous nous sommes intéressés dans cette thèse à la mesure de la pression de l'eau, que ce soit dans la colonne d'eau ou dans le lit. Pour mesurer la pression dans le lit que l'on qualifie de pression interstitielle, nous avons muni chaque

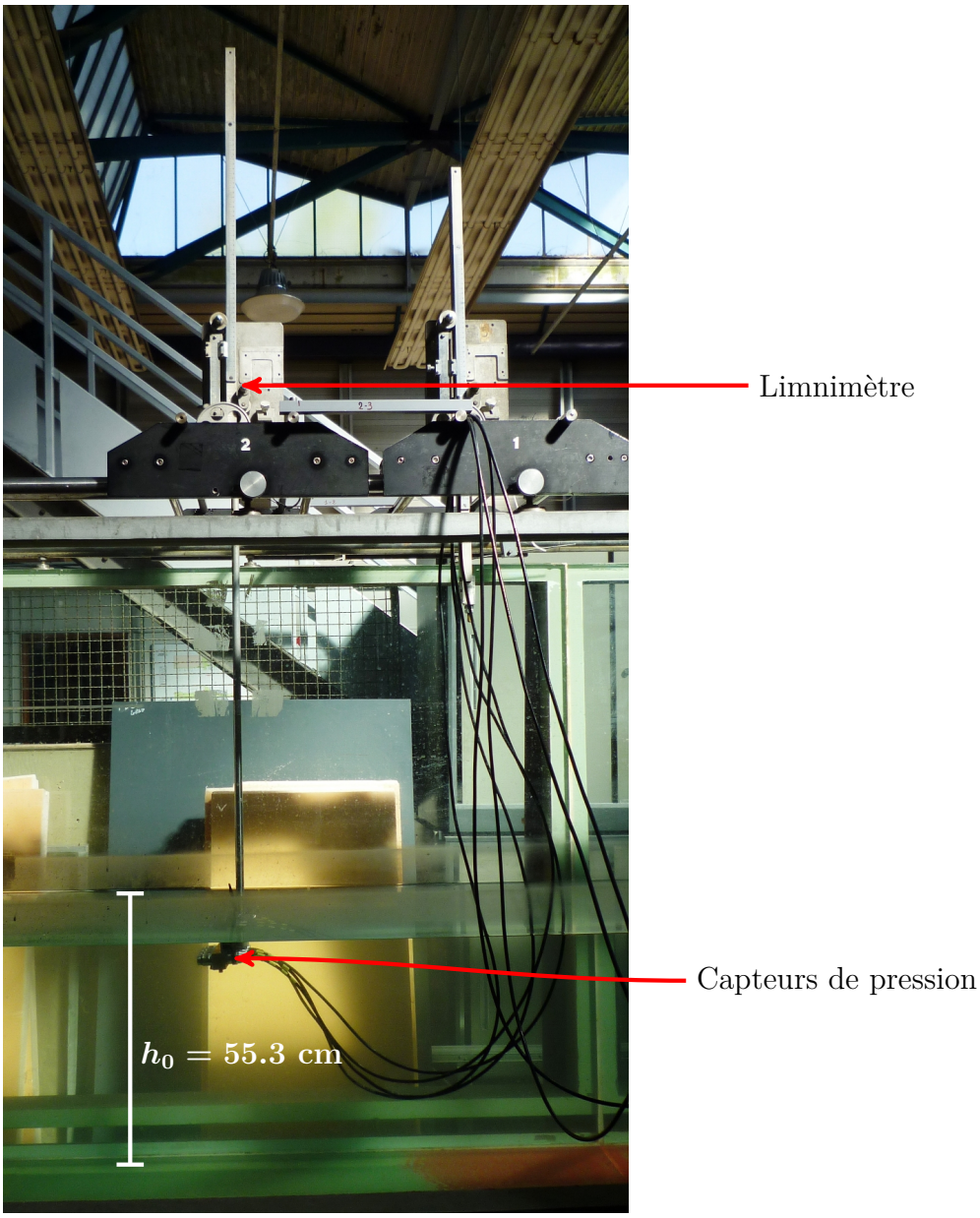


Figure 2.10 – Photo de l'étalonnage des capteurs de pression STS dans le canal.

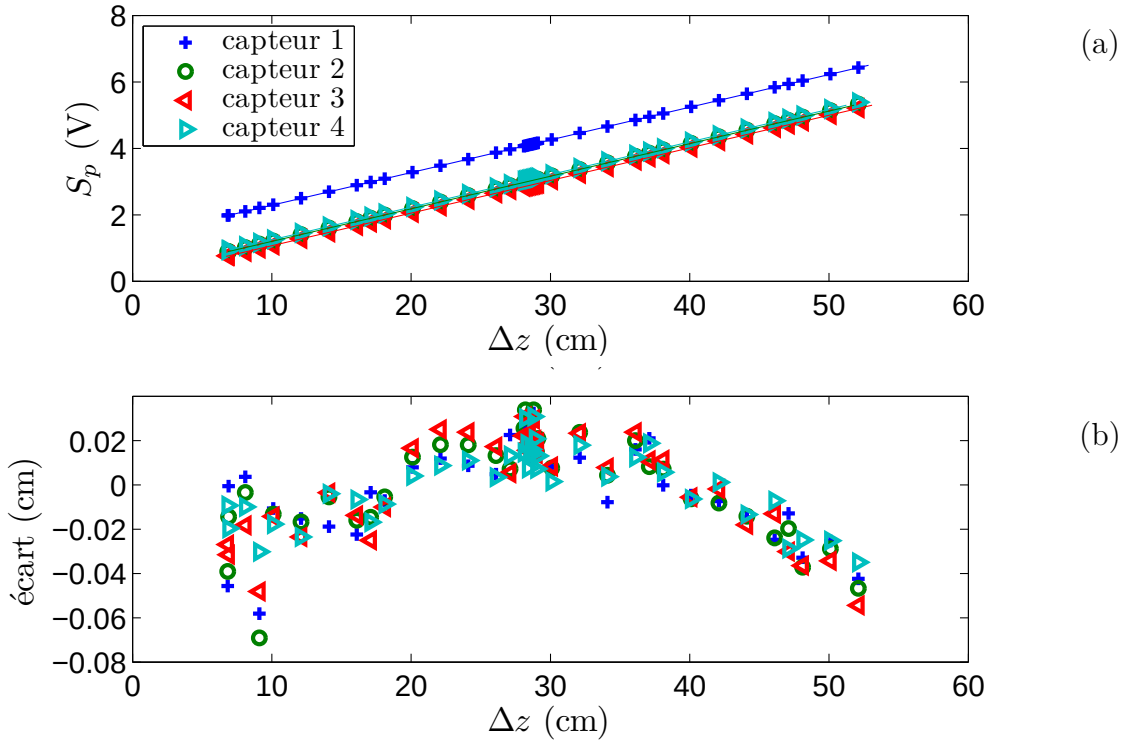


Figure 2.11 – Courbe de calibration des capteurs de pression STS. La figure (a) représente la tension enregistrée aux bornes du capteur en fonction de sa profondeur d'immersion (symboles), le trait plein est la courbe de calibration que l'on déduit de ces mesures. L'écart entre cette courbe et la profondeur mesurée, *i.e.* l'écart à la linéarité est reporté sur la figure (b) en fonction de la profondeur.

capteur d'une pierre poreuse perméable qui retient les particules de sédiment. Il est indispensable de veiller à ce qu'aucune bulle d'air ne soit coincée entre cette pierre et l'élément sensible du capteur. Ces pierres peuvent être directement fixées sur le capteur ou déportées à l'aide d'un tube en Rilsan. Les figures 2.12 à 2.13 page 52 présentent les deux configurations des capteurs de pression.

Dans la première configuration, pour laquelle les pierres sont vissées directement sur le capteur, la distance minimale entre deux capteurs est de 2.8 cm. La prise de pression est intégrée sur un disque de 2.3 cm de diamètre. Afin de pouvoir rapprocher les capteurs de pression nous avons mis en place une deuxième configuration. Dans cette configuration la prise de pression est déportée sur une plaque verticale en plexiglas qui évite l'affouillement local. De plus, le diamètre de celle-ci est réduit à 8 mm, ce qui permet d'avoir une distance entre capteurs de 1.2 cm. Les quatre capteurs sont disposés comme présentés sur la vue de côté de la figure 2.13. Trois sont alignés verticalement, et le quatrième est déporté de 3 cm à l'horizontal. Cette disposition permet de mesurer deux gradients de pression verticaux à deux altitudes différentes et le gradient

horizontal de pression. Ils sont calculés comme suit :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{P_{i+1} - P_i}{d}, \quad i = 2 \text{ ou } 3 \tag{2.27}$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{P_3 - P_1}{d'} \tag{2.28}$$

où $d = 1.2$ cm, $d' = 3$ cm, et P_i la pression mesurée par le capteur de pression P_i. Nous exprimerons souvent la pression dans cette thèse en terme de hauteur d'eau et utiliserons la convention $P = p/(\rho g)$. Ce calcul de la dérivée néglige les termes d'ordres supérieurs et l'erreur commise est de l'ordre de grandeur du terme de second ordre.

Pour le gradient horizontal de pression, ce terme s'écrit

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \times \frac{d'}{2}\,. \tag{2.29}$$

On peut estimer l'ordre de grandeur de la dérivée seconde par :

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \approx \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \approx \frac{H}{c^2 T^2}\,. \tag{2.30}$$

où c est la célérité de l'onde, H la hauteur des vagues, et T la période. Pour une houle de hauteur significative de 16 cm, une période de 2.5 s, une hauteur d'eau h de l'ordre de 15 cm, avec l'approximation $c = \sqrt{gh}$, l'erreur est de l'ordre de 3 10^{-4}.

Pour le gradient vertical de pression, ce terme s'écrit

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \times \frac{d}{2} \tag{2.31}$$

On peut estimer l'ordre de grandeur de la dérivée seconde par :

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \approx \frac{H}{h^2} \tag{2.32}$$

Pour les conditions exposées ci-dessus, l'erreur est de l'ordre de 4 10^{-2}.

Dans les deux configurations, le bruit au repos est identique, de l'ordre de 0.2 mm. Cependant, les tubes dans la deuxième configuration sont soumis aux vagues ce qui peut amener un bruit supplémentaire. L'autre inconvénient de cette seconde configuration est que le capteur est déporté de la mesure, et la pression hydrostatique mesurée au repos donne la position du capteur plutôt que celle de la prise de pression.

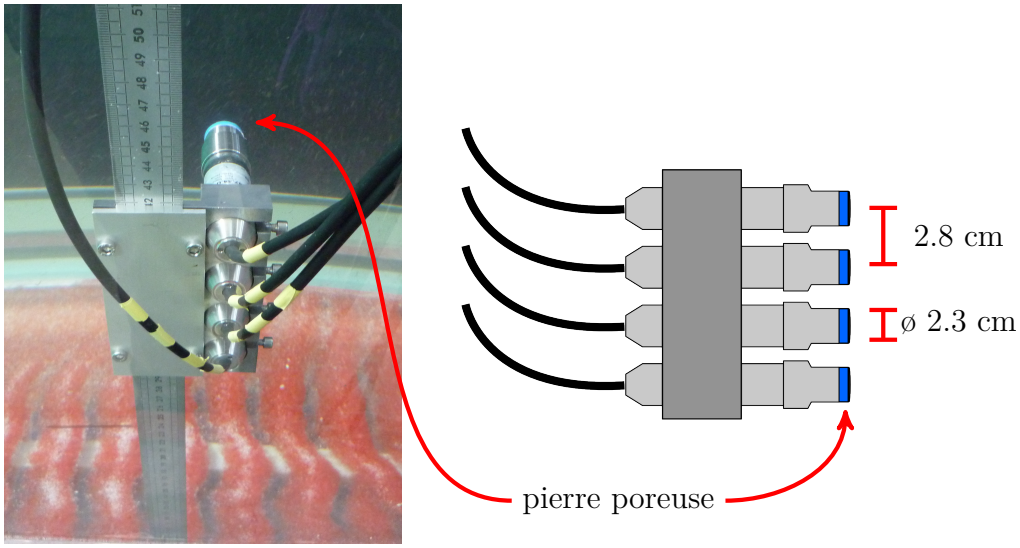


Figure 2.12 – Configuration 1 de l'installation des capteurs de pression dans le canal. Les pierres poreuses sont vissées directement sur les capteurs. La pression est ainsi moyennée sur un disque de 2.3 cm de diamètre, correspondant au diamètre de la pierre poreuse.

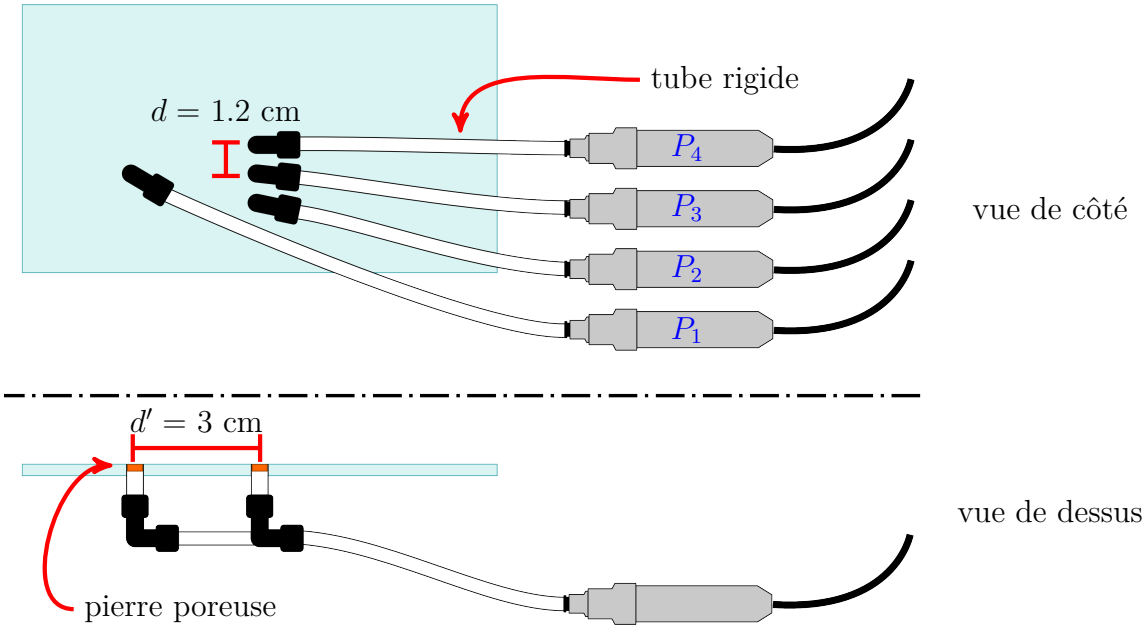


Figure 2.13 – Configuration 2 de l'installation des capteurs de pression dans le canal. Un tube rigide en Rilsan d'environ 30 cm est fixé à l'extrémité du capteur. La seconde extrémité du tube est reliée à un coude puis une autre petite portion de tube dans laquelle on insère une pierre poreuse et qui est enfichée dans une plaque de plexiglas. La pression est moyennée sur un disque de 0.8 cm de diamètre, diamètre de la pierre poreuse.

Chapitre 3

Capteur à fibres optiques

3.1 Présentation du capteur

Le capteur à fibres optiques développé au LEGI permet :

- de mesurer la concentration en sédiment,
- d'évaluer la stabilité et la mobilité du milieu face au capteur.

La combinaison de ces 2 informations pour plusieurs points de mesure sur la verticale est particulièrement intéressante, notamment pour quantifier le transport sédimentaire.

3.1.1 Principe

Le principe du capteur à fibres optiques repose sur le fait que les sédiments réfléchissent la lumière. Son fonctionnement est proche de celui des OBS (Optical Backscatter Sensor). Conley et Beach [2003] utilisent d'ailleurs des capteurs similaires qu'ils appellent FOBS (Fibre Optic Backscatter Sensor). Il est constitué d'une paire de fibres optiques en plastique, de 1 mm de diamètre. La première (que nous appellerons fibre émettrice) émet un signal lumineux discontinu en créneau. Lorsque l'émission est allumée, la lumière émise est retrodiffusée par le sédiment. Elle peut être en particulier rétrodiffusée en direction de la seconde fibre (fibre réceptrice). À cette lumière s'ajoute la lumière ambiante (Figure 3.1). Cette dernière est enregistrée, seule, lorsque l'émission est éteinte. Un boîtier électronique contrôle l'émission (Figure 3.2) et soustrait le signal reçu lorsque l'émission est éteinte au signal reçu lorsqu'elle est allumée. Ainsi le signal obtenu en sortie du boîtier électronique est affranchi des effets de la lumière ambiante et caractérise la rétrodiffusion de la lumière par les sédiments. Chaque boîtier électronique contrôle 8 fibres émettrices et les 8 fibres réceptrices associées. Les capteurs sont groupés par 8 récepteurs.

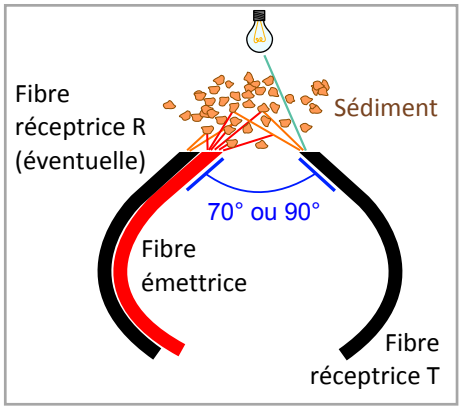


Figure 3.1 – Schéma de principe du capteur à fibres optiques.

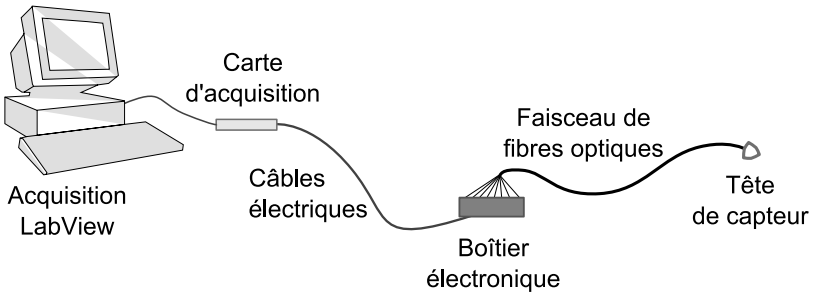


Figure 3.2 – Chaîne d'acquisition pour capteur à fibres optiques.

3.1.2 Développement de la tête du capteur

La disposition des fibres optiques influe sur le type de réponse du capteur en fonction de la concentration. Initialement, le capteur était constitué de 2 fibres perpendiculaires espacées de 4 mm (Figure 3.3a). Les fibres étaient maintenues par une plaque dans laquelle elles étaient enfilées, puis bloquées par une vis en téflon (Figure 3.3b). L'écart entre fibres était ajusté à la main. Les plaques étaient ensuite fixées sur une poutre creuse, qui était enfoncée verticalement dans la plage. Ce support a été réalisé pour des expériences sur les plages de Biscarosse et du Truc-Vert (Aquitaine) [Berni *et al.*, 2009 ; Michallet *et al.*, 2005].

Ce support robuste était adapté à une expérience *in situ*, mais trop invasif pour une expérience à échelle réduite. D'autre part, l'écart ainsi que l'alignement des fibres, déterminant quant à la réponse du capteur, variait trop d'un capteur à l'autre. C'est pourquoi nous avons développé un nouveau support durant l'été 2008 (Figure 3.3c) pour une expérience dans le grand bassin du LHF (Sogreah, Grenoble INP) [Berni *et al.*, in press]. L'écart entre fibres est réduit à 1.6 mm afin d'augmenter la sensibilité du capteur. Les fibres sont enfilées dans un tube de plusieurs centimètres et maintenues

(a) **(b)** **(c)**

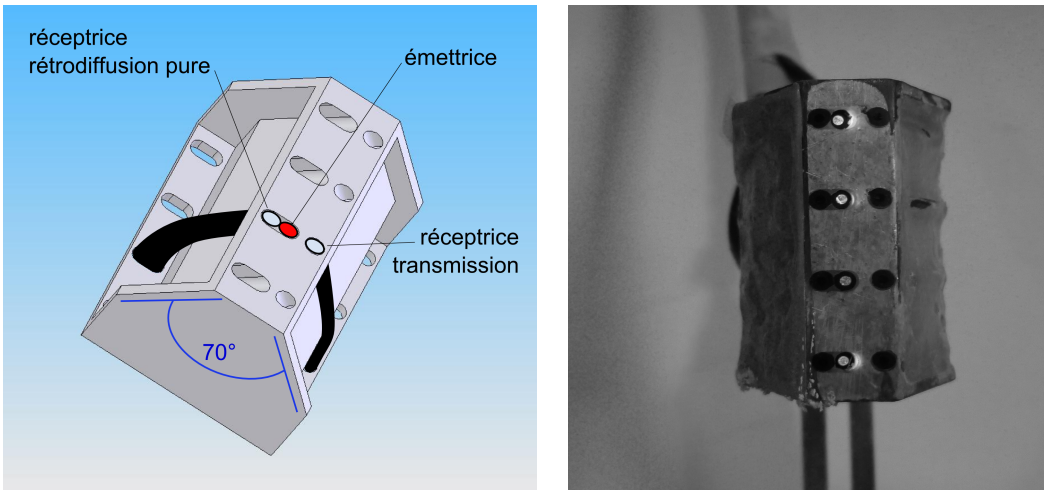
Figure 3.3 – Configuration de la tête du capteur : pendant l'expérience in situ du Truc Vert – printemps 2008 (a) 2 capteurs en place sur la poutre et (b) la poutre de capteurs ouverte ; au LHF – automne 2008 (c) 8 capteurs alignés verticalement.

en place par un ruban adhésif. Ce tube est brasé à 45° avec une tige filetée vissée sur une réglette ajourée.

Nous espérions que ce support apporterait un meilleur soutien des fibres optiques et garantirait un meilleur alignement. Ce ne fut pas le cas. Les tiges filetées étaient trop souples.

Afin de pouvoir étalonner les capteurs, il était nécessaire de figer la distance, l'alignement et l'angle des fibres optiques au niveau de la tête du capteur. Un nouveau support de fibres optiques fut réalisé en Septembre 2009 (Figure 3.4a). Les fibres optiques sont enfilées dans le support puis encollées. La colle assure un bon maintien des fibres optiques. Pour réduire l'encombrement de la tête de capteur, l'angle entre les fibres est réduit à 70°. D'autre part, une troisième fibre est ajoutée, parallèlement à la fibre émettrice (Figure 3.1). Cette deuxième réceptrice permet d'obtenir une mesure de concentration dans des suspensions plus denses. Un boîtier électronique ne contrôle que 8 récepteurs, c'est pourquoi le nouveau support groupe 4 capteurs de 3 fibres optiques (*i.e.* 4 émettrices et 4 $\times$ 2 réceptrices) alors que les versions précédentes groupaient 8 capteurs (*i.e.* 8 émettrices et 8 réceptrices).

C'est sur cette dernière version du capteur qu'ont été effectués l'étalonnage et tests de résolution spatiale.



(a) **(b)**

Figure 3.4 – Tête de capteur utilisée pour les expériences en canal (a) schéma et (b) photo du support de 4 capteurs.

3.2 Résolutions

3.2.1 Résolution temporelle

L'émission est alternativement allumée et éteinte à la fréquence de 500 Hz. Des tests simples à l'aide d'une lampe de poche ont montré que la contribution de la lumière ambiante était retranchée correctement pour une fréquence d'acquisition du signal de 400 Hz maximum. Les acquisitions sont en majorité réalisées à la fréquence de 50 Hz. Cette fréquence offre une résolution temporelle suffisante, meilleure que la plupart des capteurs de concentration commerciaux. À 50 Hz, pour des vagues de période 2 s, on obtient 100 points par vagues. Cette résolution, la moins bonne dans le cadre de cette thèse, est suffisante pour l'analyse des processus que nous étudions.

Pour les expériences en canal, la concentration à chaque phase de la séquence de vagues est obtenue à partir de moyennes d'ensemble des signaux (voir section 2.4 page 40). Ainsi, la résolution temporelle en concentration reste de 50 Hz. Nous avons pu réaliser dans le canal à houle 183 séquences similaires en terme de concentration et de niveau de lit au repos. Le nombre de séquences nécessaire à la convergence de la moyenne de phase est déterminé de la façon suivante :

- la moyenne de phase du signal optique $\widetilde{S_n}$ est calculée sur un nombre de séquences donné n,
- l'erreur sur la moyenne de phase est alors définie comme l'écart type (noté σ) de

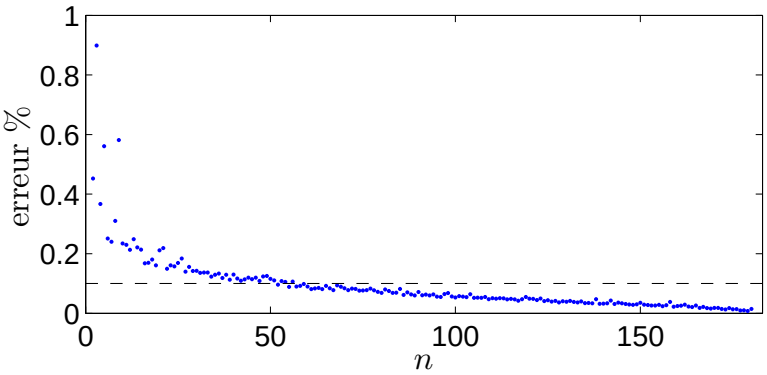


Figure 3.5 – Écart type de la différence entre la moyenne de phase sur un nombre n de séquences et le nombre de séquences total = 183. À partir de 50 séquences, l'erreur est inférieure à 10 % (seuil représenté par la ligne en pointillés).

l'écart relatif entre cette moyenne $\widetilde{S}_n$ et la moyenne sur 183 séquences :

$$\text{erreur} = \sigma\left(\frac{\widetilde{S_n} - \widetilde{S_{183}}}{\widetilde{S_{183}}}\right) \tag{3.1}$$

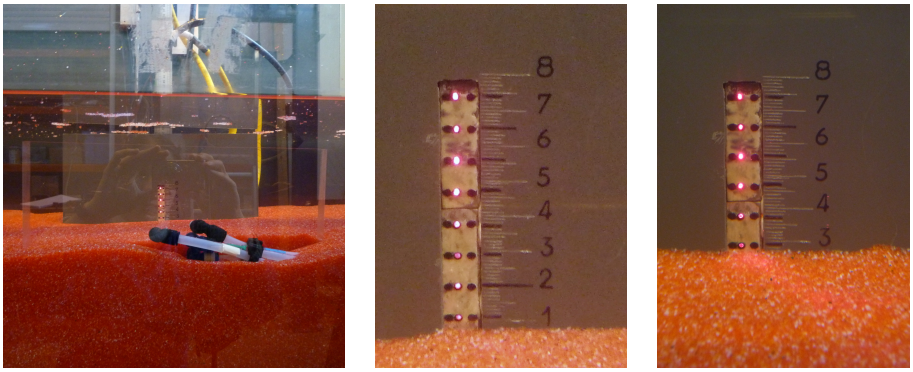
Cette erreur est représentée figure 3.5 en fonction du nombre de séquences n. Elle est inférieure à 10% à partir de 50 répétitions. Cependant, cette erreur est calculée en moyenne quadratique sur l'ensemble d'une séquence de vagues de 53 s ; l'erreur à une phase donnée de la séquence de vagues peut sur certains évènements dépasser 30% pour une moyenne de phase sur 50 paquets.

3.2.2 Résolution spatiale

Le volume de mesure est compris entre deux plans parallèles au plan contenant les deux fibres optiques, espacés de 2 mm de diamètre, centrés sur celles-ci. La longueur de ce cylindre dépend fortement de la concentration. Dans la mesure du possible, les capteurs sont placés afin que le gradient de pression selon l'axe de ce cylindre soit minimal. Ainsi, sous une houle, le plan contenant les 2 (ou 3) fibres est horizontal.

Nous avons pu déterminer ce volume grâce à une expérience simple, inspirée du travail de Arnaud [2010]. Les fibres optiques sont installées alignées verticalement dans le canal à houle. Les sédiments devant le capteur sont écartés sur le côté. Ils sont petit à petit ramenés devant le capteur, relevant l'altitude de la position de l'interface lit / fluide. A chaque étape, le niveau du lit est mesuré grâce aux graduations figurant sur le capteur (Figure 3.6).

Les résultats obtenus sont présentés figure 3.7. Le signal obtenu pour chaque fibre



(a) **(b)** **(c)**

Figure 3.6 – Photos de l'expérience visant à évaluer le volume de mesure du capteur : (a) Dispositif expérimental, (b) configuration intiale, (c) configuration intermédiaire, $h_f = 2.7$cm.

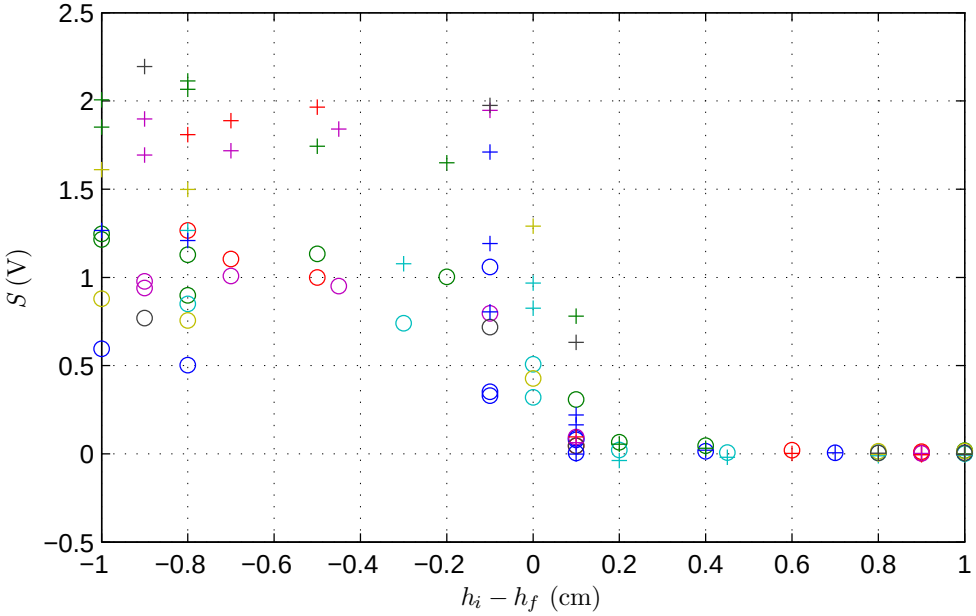


Figure 3.7 – Réponse des capteurs en fonction de leur distance à l'interface sol / eau, $h_i - h_f$, réceptrices T (+), réceptrices R (○, voir figure 3.1 page 54). Les différentes couleurs correspondent aux différents récepteurs.

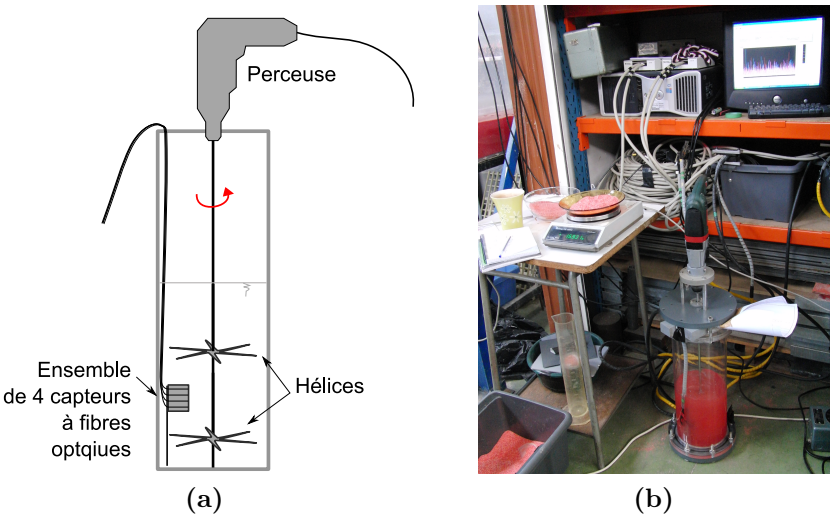


Figure 3.8 – Étalonnage dans une cuve ronde munie de 2 hélices. (a) Schéma d'installation. (b) Dispositif expérimental complet, pour une concentration en sédiment de 20 g.L^{-1}, *i.e.* de l'ordre de 2 %.

réceptrice est représenté en fonction de la distance de celle-ci à l'interface ($h_i - h_f$ où h_i est la position de la fibre sur les graduations, h_f la position du lit). Cette distance est mesurée sur les graduations du capteur. L'incertitude quant à la position de l'interface est de l'ordre de $\pm$ 0.5 mm. On déduit de ces courbes que l'interface ne peut être vue par le capteur que si elle se situe moins de 1 mm sous le centre de la fibre. Ainsi, le volume de mesure perpendiculaire au plan contenant les deux fibres optiques est au plus de l'ordre de 2 mm.

3.3 Calibrations pour la mesure de concentration

3.3.1 Étalonnage dans une cuve à hélice

L'étalonnage du capteur est l'étape clef. Elle est délicate pour des capteurs de concentration, notamment lorsqu'il s'agît de fortes concentrations. La difficulté réside en la réalisation d'une suspension homogène de concentration connue. Plusieurs techniques d'étalonnage existent, elles sont détaillées entre autres dans l'article de Puleo *et al.* [2010]. Nous avons choisi de travailler dans une cuve ronde, munie de 2 hélices, entrainées en rotation par une perceuse (Figure 3.8).

Un volume d'eau initial de 5 L est introduit dans la cuve. L'hélice est mise en

rotation, on vérifie qu'il n'y a pas de bulles d'air qui perturbent significativement le signal. Si oui, on diminue la vitesse de rotation de la perceuse. On ajoute ensuite successivement des masses de sédiment préalablement pesées. On calcule ensuite la concentration comme suit :

$$C = \frac{m_s}{V_e + \frac{m_s}{\rho_s}} \tag{3.2}$$

où C est la concentration (g.L^{-1}), m_s la masse totale de sédiment dans la cuve, V_e le volume d'eau initial, ici $V_e = 5$ L, et ρ_s la masse volumique du sédiment, $\rho_s = 1190$ g.L^{-1}. Le signal enregistré par les capteurs à fibres optiques est moyenné pour chaque palier de concentration. Il est représenté figure 3.9 en fonction de la concentration déduite de l'équation (3.2) pour l'ensemble des 8 récepteurs d'un des supports. On distingue des comportements différents selon la position de la fibre réceptrice vis à vis de l'émettrice. Les fibres T (*i.e.* formant un angle de 70° avec l'émettrice,*cf.* Figure 3.1) répondent linéairement à faible concentration et saturent pour les plus fortes concentrations (400 - 450 g.L^{-1}). Les fibres R (*i.e.* parallèles à l'émettrice) offrent une sensibilité plus faible aux faibles concentrations mais ne saturent pas pour les concentrations explorées (0 à 450 g.L^{-1}). L'écart d'une fibre à la moyenne du même type de récepteur peut atteindre 40 % à forte concentration.

Plusieurs étalonnages d'un même capteur ont été réalisés, menant à des résultats différents. Ces différences peuvent s'expliquer par une inhomogénéité de la suspension dans la cuve. Afin de pallier à ce défaut d'étalonnage, nous avons choisi de moyenner les valeurs obtenues pour les différents capteurs, situés à différentes altitudes dans la cuve (points rouges et bleus, Figure 3.9). Il faut pour cela vérifier que les différents capteurs répondent de la même façon, ce qui nous a conduit aux expériences exposées dans le paragraphe suivant.

3.3.2 Tests à l'aide de glycérine

Les expériences suivantes s'inspirent de Butt *et al.* [2002]. Elles permettent de comparer les différents capteurs entre-eux. Cependant, nous le verrons par la suite, elles ne permettent pas de déterminer la courbe de calibration.

Nous avons vu que la difficulté dans une expérience de calibration consiste en l'élaboration d'une suspension homogène. Afin de rendre plus facile la mise en suspension des sédiments, nous avons cherché à augmenter la densité du fluide porteur. Nous avons remplacé l'eau par un mélange eau + glycérine de densité proche de celle du sédiment ($\rho_s = 1190$ g.L^{-1}). Six pots de concentrations en sédiment de 10, 25, 50, 80, 140 et 335 g.L^{-1} ont été réalisés. Le sédiment est maintenu en suspension par un agitateur

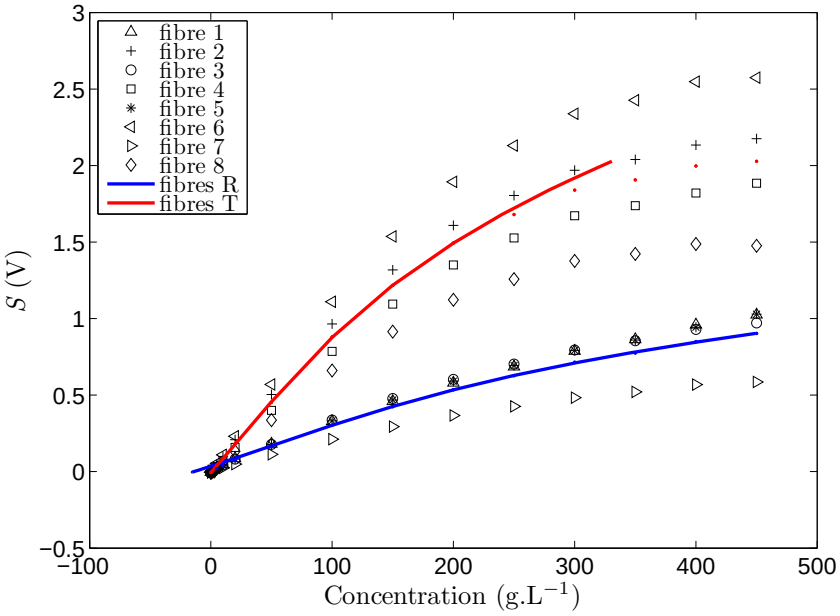


Figure 3.9 – Courbes d'étalonnage d'un ensemble de 4 capteurs dans la cuve ronde munie de 2 hélices. Les réceptrices T correspondent aux fibres paires, les réceptrices R aux fibres impaires. Les points rouges et bleus correspondent aux courbes moyennes pour les fibres T et R respectivement, les traits pleins aux polynômes qui modélisent leur évolution. Au-delà de 450 g.L^{-1} les deux hélices en rotation à la vitesse maximale de la perceuse ne suffisait plus à mettre l'ensemble des sédiments en suspension.

magnétique. Le fait que la suspension puisse être stable ne dispense pas d'agitation. En effet, le capteur à fibres optiques est très sensible à la disposition des grains qui lui font face, il faut que le sédiment soit en mouvement pour qu'une concentration puisse être mesurée. La moyenne spatiale ne peut être remplacée par une moyenne temporelle que s'il y a mouvement. Nous reviendrons sur cette limitation du capteur (*cf.* section 3.4). Le capteur est plongé tête en bas successivement dans chaque pot (Figure 3.10).

De la même façon que pour l'étalonnage à hélice, le signal moyenné correspondant à chacun des pots est représenté figure 3.11a en fonction de la concentration pour l'ensemble des 8 récepteurs d'un des supports. On distingue 2 groupes de courbes : avec une sensibilité élevée, les réceptrices T (numéro pair) ; avec une sensibilité plus faible, les réceptrices R (numéro impair). Les écarts entre récepteurs d'un même type sont au plus de ± 30 %, alors que dans le cuve à hélice, ils atteignaient ± 40 %. Cette différence confirme le fait que la suspension n'était pas homogène dans la cuve à hélice.

De plus, plusieurs étalonnages ont été réalisés pour chaque capteur, avant et après les expériences dans le canal. Les variations entre étalonnages d'un même capteur,

sont au plus de ± 15 % (Figure 3.11b). Elles sont significativement plus faibles que celles entre capteurs. Les expériences réalisées présentent une bonne reproductibilité. La précision du capteur peut donc être améliorée en attribuant un coefficient à chaque fibre optique α_i :

$$\alpha_i = \frac{1}{4} \sum_{C \in [50,80,140,335]} \frac{S_i(C)}{S_m(C)} \tag{3.3}$$

où $S_i(C)$ est le signal pour une fibre i à la concentration C et S_m la moyenne des signaux sur toutes les fibres. Ceci revient à déterminer un coefficient tel que :

$$(S_i)_{\text{concentration}} = \frac{1}{\alpha_i}(S_i)_{\text{mesuré}} \tag{3.4}$$

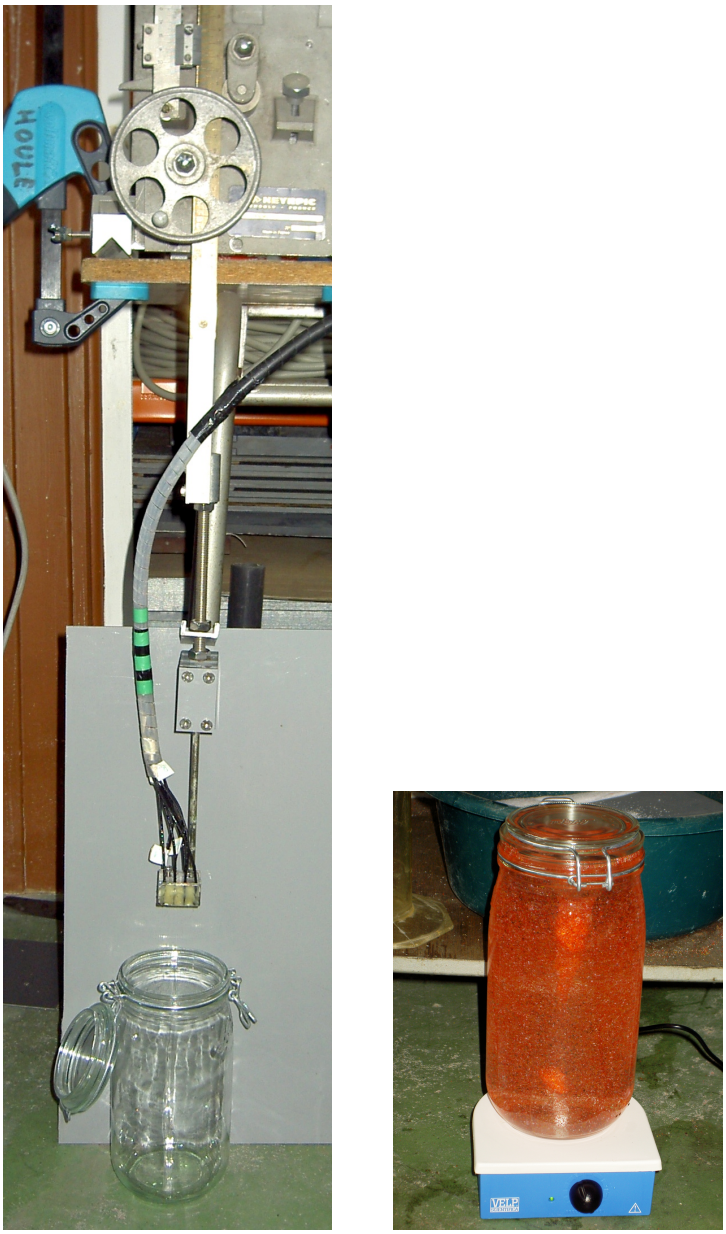
où $(S_i)_{\text{concentration}}$ est la valeur de signal qui permet de remonter à une concentration. Ce coefficient est calculé pour les fortes concentrations (> 100 g.L^{-1}) et ne sera appliqué que pour celles-ci, conditions pour lesquelles l'erreur est la plus forte.

D'autre part, le signal obtenu à une concentration donnée est environ 2 fois plus faible que ce que l'on obtenait dans la cuve à hélice. Butt *et al.* [2002] ont réalisé des tests afin de quantifier les différences de propriétés optiques entre eau et glycérine pour étalonner leurs capteurs. Le capteur est déplacé devant un miroir, le tout baignant dans de l'eau, le même test étant ensuite réalisé dans de la glycérine. Deux courbes donnant le signal en fonction de la distance entre le capteur et le miroir sont obtenues. Nous nous sommes inspirés de cette expérience et avons réalisé l'expérience suivante. Le capteur optique est plongé, tête en bas, dans deux pots contenant, sur un lit de sédiment déposé, dans l'un un mélange eau + glycérine, dans l'autre de l'eau seulement. Le capteur optique est déplacé verticalement dans chacun des pots et on obtient 2 courbes de l'intensité du signal en fonction de la distance au lit (figure 3.12). La réponse du capteur dans le mélange eau + glycérine est presque deux fois plus faible que celle dans l'eau, ce qui explique les différences observées entre l'étalonnage dans la cuve à hélice et l'étalonnage dans les pots. Cette différence marquée de propriétés optiques entre l'eau et la glycérine rend difficile une calibration à l'aide des pots de glycérine.

3.3.3 Bilan de la calibration

L'obtention des courbes de calibration des signaux de fibres optiques en concentration se fait en 2 étapes.

Étape 1 On détermine, pour chaque ensemble de 4 capteurs, deux courbes de calibration à partir de l'expérience en cuve à hélice, une pour les récepteurs T, une pour



(a) **(b)**

Figure 3.10 – Étalonnage dans des pots contenant un mélange eau + glycérine + sédiment, dont la concentration en sédiment est connue, mis en suspension par un agitateur magnétique. (a) Dispositif expérimental avec un pot vide. (b) Exemple de pot sur l'agitateur magnétique.

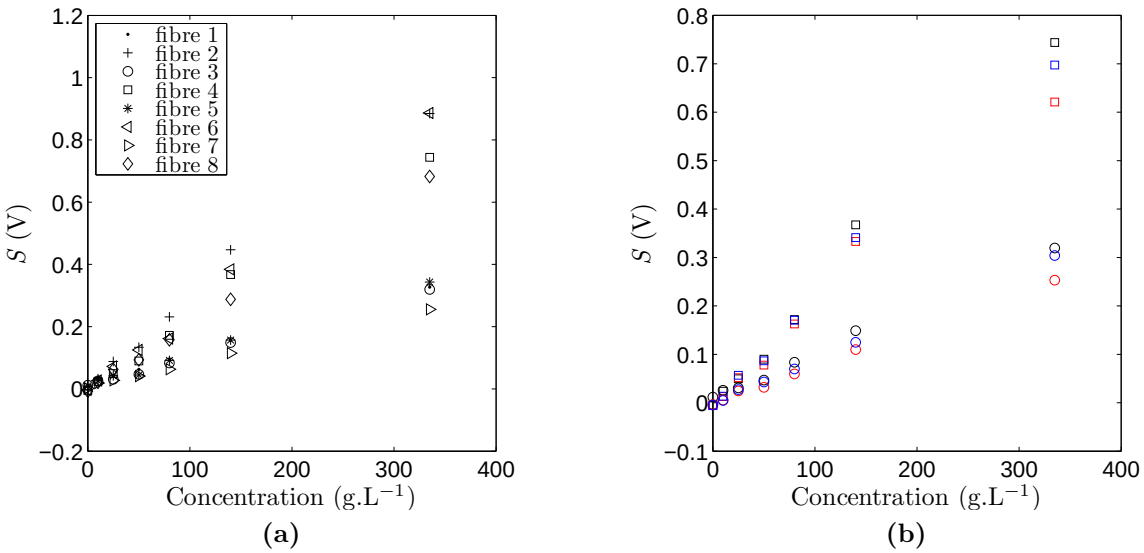


Figure 3.11 – Courbes de réponse du capteur à fibres optiques dans les pots de glycérine. (a) une courbe par fibres optiques d'un ensemble de 4 capteurs pour un étalonnage donné (fibres R : impaires, fibres T : paires). (b) Trois courbes correspondant à 3 expériences de calibration identiques pour 2 fibres optiques (○ récepteur R ; □ récepteur T).

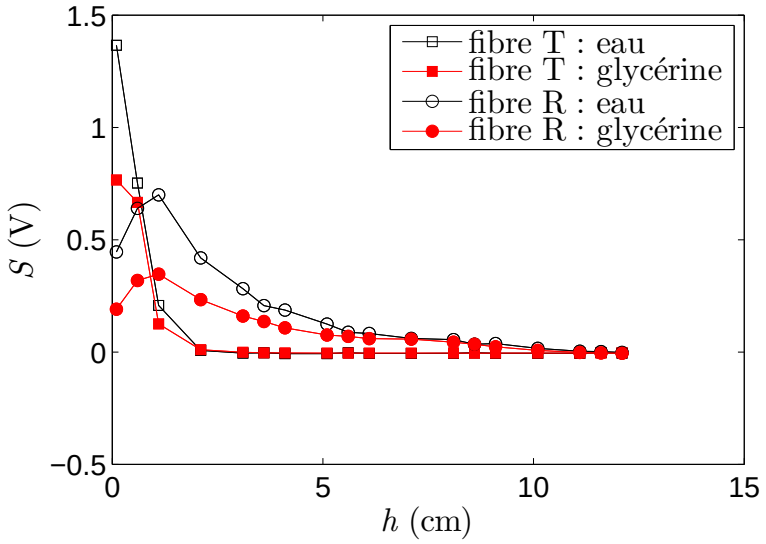


Figure 3.12 – Réponse d'un capteur à fibres optiques (○ récepteur R ; □ récepteur T) en fonction de la distance de celui-ci à un lit déposé, dans l'eau (symboles creux), dans un mélange d'eau et de glycérine (symboles pleins). Le capteur est tête en bas, face au lit déposé.

les récepteurs R. On moyenne pour cela les 4 courbes obtenues pour chaque récepteur, dans le but de lisser les éventuelles défauts d'homogénéité de concentration dans la cuve.

Étape 2 On détermine pour chaque fibre optique réceptrice R un coefficient α_i à partir des expériences dans les pots de glycérine. Ces coefficients donnent l'écart d'un récepteur R à la moyenne des récepteurs R du même ensemble de 4 capteurs pour les fortes concentrations. L'application de ces coefficients permet de réduire l'erreur sur la mesure de concentration à 30 % pour les concentrations supérieures à 100 g.L^{-1}. Il n'est pas possible de corriger les concentrations inférieures à 100 g.L^{-1} par ce même procédé car ce coefficient varie fortement en fonction de la concentration pour les faibles concentrations. On évalue à 40 % l'erreur sur ces concentrations.

Plusieurs étapes sont alors à nouveau nécessaires pour convertir les signaux optiques en concentration. On effectue tout d'abord une moyenne d'ensemble des signaux. En effet, pour les expériences en canal, la même séquence de vague est répétée de nombreuses fois. Cette moyenne d'ensemble permet d'obtenir une concentration, grandeur qui est par définition une grandeur moyenne. Les signaux des récepteurs R sont divisés par leurs coefficients respectifs. Puis les courbes de calibrations sont appliquées sur les signaux des récepteurs R et T. Pour les concentrations obtenues supérieures à 150 g.L^{-1}, la valeur finale de concentration est donnée par le récepteur R ; pour les concentrations inférieures à 100 g.L^{-1}, la valeur finale de concentration est donnée par les récepteurs T ; enfin, pour les concentrations comprises entre 100 et 150 g.L^{-1}, on effectue une moyenne entre les deux concentrations. Les différents coefficients de calibration sont donnés en annexe F.

3.4 Interprétation des fluctuations

Comme évoqué paragraphe 3.3.2, la réponse du capteur à fibres optiques dépend de l'agencement des grains devant les fibres optiques. Ainsi, le mouvement des grains de sédiment en face d'une fibre optique engendre des variations significatives de la réponse du capteur correspondant. Ces fluctuations permettent de déterminer si le capteur est dans un sol immobile ou en mouvement.

On peut quantifier ces fluctuations de la manière suivante :

$$F = \frac{\left\langle \mathrm{abs}\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)\right\rangle}{\langle S \rangle} \tag{3.5}$$

où S est le signal enregistré par le capteur optique. Pour les expériences en canal, les crochets $\langle\,\rangle$ représentent une moyenne d'ensemble et la variable F résultante est déterminée à 50 Hz.

À titre de référence, cette variable est calculée lorsque toutes les fibres sont dans le lit, sans forçage. Dans ce cas précis, il n'est pas possible d'attribuer une phase à un instant du signal, car il n'y a pas de vagues, la moyenne d'ensemble devient moyenne temporelle. On vérifie que cette moyenne sur un intervalle deux fois plus court conduit à des résultats similaires (erreur inférieure à 5 %). Les valeurs de F sont inférieures à 0.3 s^{-1} pour un lit immobile. Si F est calculée sur une moyenne de N réalisations, alors, 95 % des valeurs de F seront comprises dans l'intervalle :

$$\left[F - \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{1}{\langle S\rangle}\,\sigma\left(\mathrm{abs}\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)\right)\ ;\ F + \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{1}{\langle S\rangle}\,\sigma\left(\mathrm{abs}\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)\right)\right] \tag{3.6}$$

où $\sigma(\xi)$ est l'écart type de ξ. Pour une moyenne sur 10 réalisations, la limite haute de cet intervalle est inférieure à 0.6 s^{-1}. On peut alors estimer qu'au-delà d'une valeur seuil de 0.6 s^{-1}, le milieu qui fait face au capteur est en mouvement et qu'il est possible de mesurer une concentration.

Un exemple de signal de fibre optique est présenté figure 3.13. C'est une mesure réalisée sous le forçage bichromatique de périodes de porteuses 2 et 2.5 s, en zone des brisants (cas 3).

3.5 Mise en place dans le canal à houle

Seule la dernière version du capteur a été mise en place dans le canal à houle du LEGI. Nous avions cherché à réduire le volume du capteur pour éviter l'affouillement local mais l'influence du capteur était trop importante. Une érosion locale de l'ordre de 5 mm était nettement visible autour du capteur. Nous avons finalement collé une plaque autour du capteur. Cette paroi à l'intérieur du canal permet de diminuer significativement les effets d'érosion (Figures 3.6 et 3.14).

Nous avons d'abord installé deux ensembles de 4 capteurs (cIII et cIV), puis ajouté en parallèle, décalés de 5 mm vers le haut, les ensembles I et II. Ainsi, nous obtenons des mesures de concentration et de fluctuations tous les 9 mm pour les premières expériences et tous les 4-5 mm pour les suivantes.

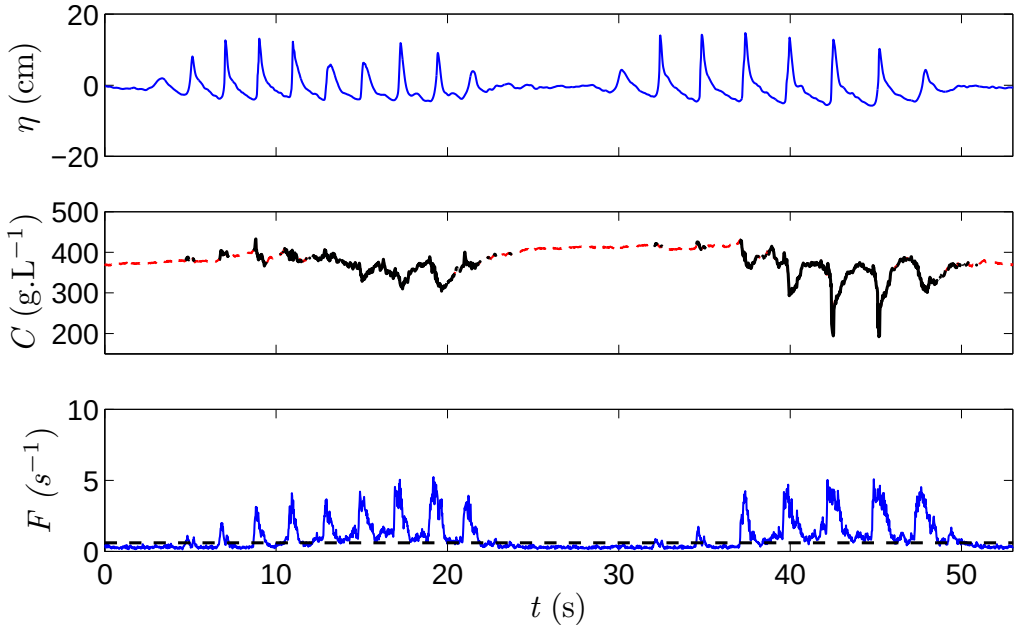
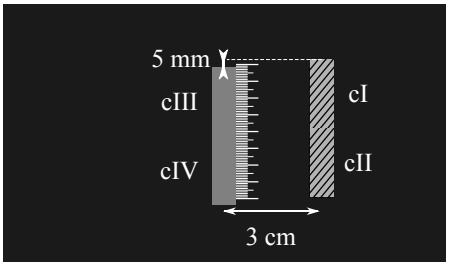


Figure 3.13 – Exemple de signal de fibres optiques et fluctuations associées : la figure du haut présente l'élévation de la surface libre. La figure centrale donne la concentration mesurée par un capteur. Celle-ci n'est considérée comme fiable que si les fluctuations, représentées sur le panneau du bas, sont supérieures à la valeur seuil de 0.6 s^{-1}, la concentration est alors surlignée d'un trait continu gras. Cas 3 (voir section 5.1) pour une fibre optique 4.5 cm sous le lit au repos.

vue de dessus



vue de côté

Figure 3.14 – Installation des capteurs à fibres optiques dans le canal.

Chapitre 4

Profileur acoustique : ADVP

Le profileur acoustique permet de mesurer simultanément les trois composantes de la vitesse sur un profil ainsi que la position du fond. Son principe est brièvement présenté dans ce chapitre. Les détails quant au principe et au traitement des données de cet appareil sont présentés dans Hurther [2001] et Bricault [2006].

4.1 Principe du vélocimètre acoustique

L'ADVP (*Acoustic Doppler Velocity Profiler*) est un vélocimètre acoustique doppler. Il est constitué d'une céramique émettrice et de deux ou quatre récepteurs. La céramique piezo-électrique est excitée par un créneau et émet une onde acoustique qui insonifie le fluide. La céramique se comporte comme un filtre passe bande et cette onde est une sinusoïde qui correspond au fondamental du créneau d'excitation. Cette onde est réfléchie par des petites particules ou des bulles d'air qui ensemencent l'écoulement. Si les réflecteurs sont en mouvement, la fréquence de l'onde réfléchie est légèrement différente de celle de l'onde incidente : elle est modulée par effet Doppler. De nombreuses particules ensemencent l'écoulement, plus ou moins proches de la céramique émettrice. Le temps que met l'onde réfléchie à se propager vers un récepteur dépend de la distance du réflecteur à la céramique. Le signal enregistré par un récepteur est composé de la succession d'ondes réfléchies, chacune à une fréquence qui dépend de la vitesse du réflecteur (*cf.* figure 4.1). Il est découpé en intervalles de temps appelés « portes », qui correspondent à un segment vertical de la zone insonifiée. Pour chacune de ces portes, l'écart de fréquence entre l'onde émise et l'onde reçue est déterminé par interférence.

La céramique émet 32 trains d'onde consécutifs (tirs), suffisamment séparés pour que les réflexions d'un tir ne se confondent pas avec celles du suivant. L'écart de fréquence pour une porte donnée est moyenné sur cet ensemble de tirs pour en déduire

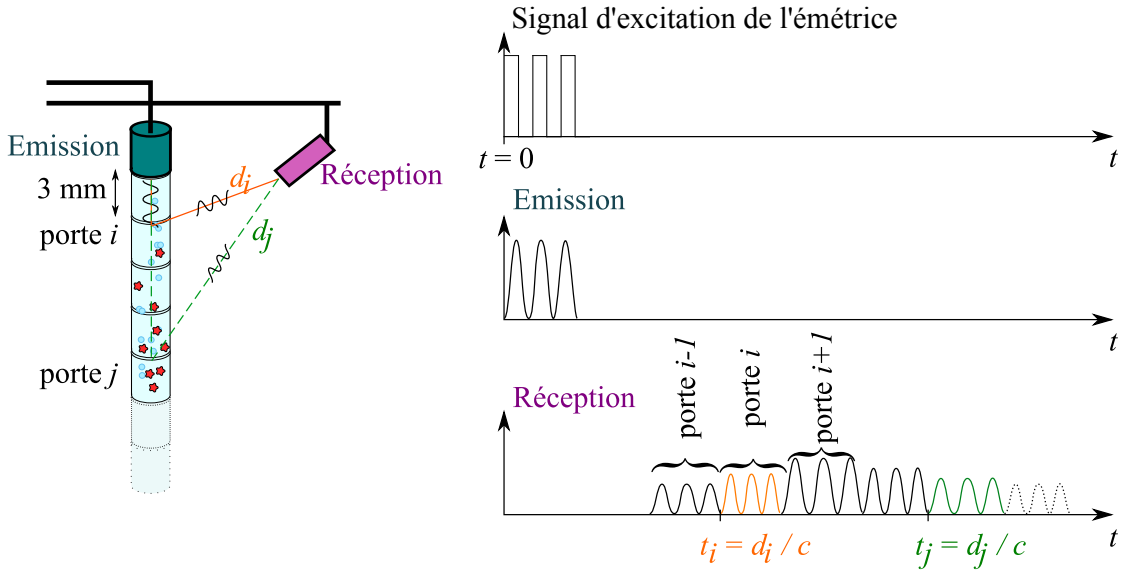


Figure 4.1 – Schéma de principe du vélocimètre acoustique : ADVP.

la vitesse le long de la trajectoire de l'onde réfléchie, moyennée sur l'ensemble des réflecteurs du volume de mesure correspondant. Le volume de mesure (ou porte) s'apparente à un cylindre dont la longueur (de l'ordre de 3 mm) dépend de la configuration de l'appareil, notamment de la fréquence de l'onde émise.

Pour pouvoir mesurer deux composantes de la vitesse, une composante longitudinale et une composante verticale, on utilise deux récepteurs, de part et d'autre de l'émetteur et le changement de base adéquat permet d'obtenir les vitesses dans un repère cartésien. Avec 4 récepteurs en croix, on mesure les deux composantes longitudinales et la composante verticale.

La fréquence de l'onde émise f_0 est de l'ordre de 1 MHz, la fréquence de répétition des tirs f_r de 1600 Hz. L'ADVP permet donc de mesurer deux ou trois composantes de la vitesse, sur un profil vertical, avec une résolution spatiale de l'ordre de 3 mm et une résolution temporelle de 0.02 s (50 Hz).

La vitesse est déduite de la fréquence du signal reçu mais on peut aussi chercher à analyser l'intensité de ce signal pour détecter des interfaces.

4.2 Détection d'interfaces

4.2.1 Calcul de l'intensité

De la même façon que pour la mesure de vitesse, le signal enregistré par un récepteur peut être découpé et l'amplitude de l'onde réfléchie déterminée pour chacune des portes,

à chaque tir. Elle est calculée de la façon suivante [Bricault, 2006] : le signal enregistré par un récepteur pour une porte d'un tir donné s est multiplié par le signal émis e et le signal émis e déphasé de $\pi/2$, ce qui conduit à construire deux signaux s_i et s_q.

$$e(t) = U_e \cos(\omega_0 t) \tag{4.1}$$

$$s(t) = S \cos(\omega_0 t + \phi_D(t) + \phi') \tag{4.2}$$

$$s_i(t) = KSU_e \cos(\omega_0 t) \cos(\omega_0 t + \phi_D(t) + \phi') \tag{4.3}$$

$$= \frac{1}{2} KSU_e \left[\cos(2\omega_0 t + \phi_D(t) + \phi') + \cos(\phi_D(t) + \phi') \right] \tag{4.4}$$

$$s_q(t) = KSU_e \cos\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{2}\right) \cos(\omega_0 t + \phi_D(t) + \phi') \tag{4.5}$$

$$= \frac{1}{2} KSU_e \left[-\sin(2\omega_0 t + \phi_D(t) + \phi') + \sin(\phi_D(t) + \phi') \right] \tag{4.6}$$

où $\omega_0 = 2\pi f_0$ est la pulsation de l'onde émise, U_e son amplitude, S l'amplitude du signal reçu, ϕ' le déphasage aléatoire induit par la rétrodiffusion et K le gain du multiplicateur. ϕ_D est la phase Doppler qui vérifie $\partial\phi_D/\partial t = 2\pi f_D$ avec f_D le décalage fréquentiel Doppler. Les vitesses maximales U dans le canal sont de l'ordre de 1 m s^{-1}. La vitesse du son dans l'eau est de $c_s = 1460$ m s^{-1}, le décalage fréquentiel Doppler est alors de l'ordre de $Uf_0/c_s = 1/1460 \times f_0$. La durée d'une porte est de $4/f_0$, sur cet intervalle de temps la phase Doppler peut être considérée comme constante.

Les deux signaux résultant s_i et s_q sont filtrés afin d'éliminer les hautes fréquences et d'obtenir l'amplitude du signal. On obtient i et q :

$$i = \frac{1}{2} KSU_e \cos(\phi_D + \phi') \tag{4.7}$$

$$= U \cos(\phi_D + \phi') \tag{4.8}$$

$$q = \frac{1}{2} KSU_e \sin(\phi_D + \phi') \tag{4.9}$$

$$= U \sin(\phi_D + \phi') \tag{4.10}$$

Pour un pas de temps donné t (à 50 Hz), ces signaux sont obtenus à chaque tir n, pour chaque porte d'altitude z :

$$i(z,t,n) = U \cos(\phi_D(z,t) + \phi'(z,t,n)) \tag{4.11}$$

$$q(z,t,n) = U \sin(\phi_D(z,t) + \phi'(z,t,n)) \tag{4.12}$$

Le profil d'énergie du signal rétrodiffusé $I_t(z,t)$ (ou intensité totale) est défini

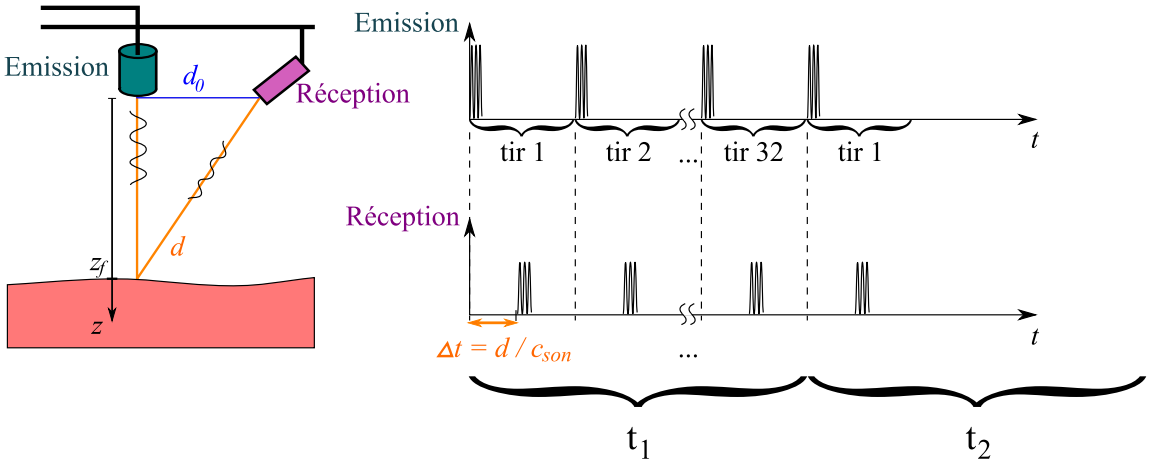


Figure 4.2 – Illustration de la détermination de la position d'un lit au repos.

comme :

$$I_t(z,t) = \frac{1}{32} \sum_{n=1}^{32} \left(i(z,t,n)^2 + q(z,t,n)^2 \right) \tag{4.13}$$

et le profil de la variance de l'énergie de ce même signal $I_v(z,t)$ (ou intensité variante) comme :

$$I_v(z,t) = \frac{1}{32} \sum_{n=1}^{32} \left[\left(i(z,t,n) - \overline{i}(z,t) \right)^2 + \left(q(z,t,n) - \overline{q}(z,t) \right)^2 \right] \tag{4.14}$$

où $\overline{i(z,t)}$ est la moyenne de $i(z,t,n)$ sur $B \times 32$ tirs, où B est appelé « taille de bloc », elle est prise égale à 1 ou 40 dans cette thèse.

4.2.2 Un cas simple

Considérons le cas suivant : l'ADVP est installé verticalement au-dessus d'un lit déposé, dans un fluide au repos.

Pour un tir donné, le signal enregistré par le récepteur sera nul jusqu'à ce que l'onde émise par l'émetteur ait pu parcourir la distance de l'émetteur au lit puis du lit au récepteur. On suppose qu'il n'y a pas de réflecteurs dans l'eau. Cette distance d que doit parcourir l'onde correspond à un temps $\Delta t = d/c_{son}$ si c_{son} est la célérité d'une onde acoustique dans l'eau. Elle dépend de la distance entre l'émetteur et le récepteur d_0 et de la distance de l'émetteur au lit z_f (Figure 4.2) : $(d - z_f)^2 = {d_0}^2 + {z_f}^2$. Les tirs se répètent et la configuration est la même. Le signal reçu par un récepteur vérifie

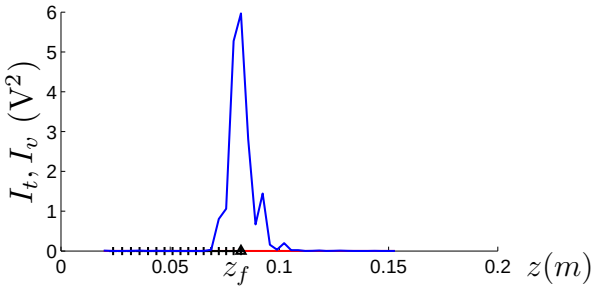


Figure 4.3 – Cas d'un lit déposé. Intensités totale et variante enregistrées par un récepteur. L'intensité variante est nulle. Le triangle donne la position du lit z_f, $z = 0$ au niveau de l'émetteur. chaque barre horizontale donne la position d'une porte.

alors :

$$i(z,t,n) = q(z,t,n) = 0, \text{ si } z \neq zf \tag{4.15}$$

$$i(z_f,t,n) = U\cos(\phi') \tag{4.16}$$

$$q(z_f,t,n) = U\sin(\phi') \tag{4.17}$$

La phase Doppler est nulle et la phase aléatoire ne varie pas d'un tir à l'autre car rien ne bouge. On en déduit :

$$I_t(z_f,t) = \frac{1}{32}\sum_{n=1}^{32}\left((U\cos(\phi'))^2 + (U\sin(\phi'))^2\right) \tag{4.18}$$

$$= U^2(z_f) \tag{4.19}$$

$$\bar{i}(z_f,t) = i(z_f,t,n) \tag{4.20}$$

$$\overline{q}(z_f,t) = q(z_f,t,n) \tag{4.21}$$

$$I_v(z_f,t) = 0 \tag{4.22}$$

C'est bien ce que l'on constate sur les signaux enregistrés par l'ADVP pour une telle configuration (Figure 4.3), à la différence près que l'interface n'est pas parfaitement définie et que le signal est non nul pour plusieurs portes. Ceci est probablement dû au fait que le lit n'est pas lisse, et que le signal pénètre peut-être un peu le lit. Ainsi, au repos, la position du pic d'intensité totale donne la position du lit.

4.2.3 Interfaces en mouvement

Nous avons vu comment se comportait l'intensité dans le cas simple du repos, mais nous souhaitons suivre la position du fond sous les vagues.

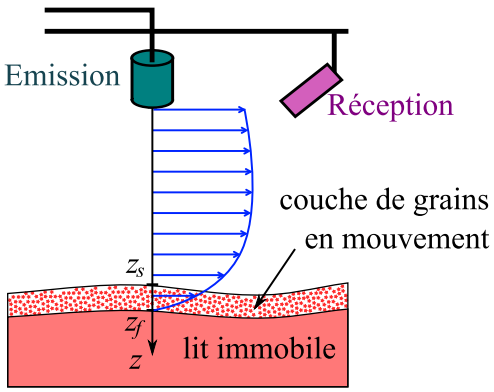


Figure 4.4 – Schéma de l'ADVP dans le cas d'un écoulement à vitesse constante.

La configuration étudiée est maintenant la suivante : l'ADVP est placé toujours tête en bas, au-dessus d'un écoulement à vitesse constante à l'échelle de la fréquence d'échantillonnage f_s =50 Hz (*cf.* Figure 4.4). À un instant t, une partie du lit peut être déstabilisée et transportée sous forme de suspension ou de *sheet-flow*. En dessous d'une certaine profondeur $z_f(t)$, le lit reste immobile.

Les signaux reçus sont alors de la forme suivante :

$$i(z,t,n) = U(z,t)\cos(\phi_D(z,t) + \phi'(z,t,n)) \tag{4.23}$$

$$q(z,t,n) = U(z,t)\sin(\phi_D(z,t) + \phi'(z,t,n)) \tag{4.24}$$

Pour $z < z_f$, la phase Doppler ne dépend pas du tir car la vitesse de l'écoulement est supposée constante sur un pas de temps, contrairement à la phase aléatoire, pour laquelle les réflecteurs bougent entre 2 tirs.

Pour $z > z_f$, la phase Doppler est nulle et comme dans le cas au repos, la phase ϕ' est indépendante du tir.

Considérons le cas où la taille de bloc B est égale à 1.

$$\bar{i}(z < z_f, t) = \frac{1}{32}\sum_{n=1}^{32}\left[U(z,t)\cos\left(\phi_D(z,t) + \phi'(z,t,n)\right)\right] \tag{4.25}$$

$$= 0 \tag{4.26}$$

$$\bar{i}(z > z_f, t) = \frac{1}{32}\sum_{n=1}^{32}\left[U(z,t)\cos\left(\phi'(z,t)\right)\right] \tag{4.27}$$

$$= U(z,t)\cos(\phi'(z,t)) \tag{4.28}$$

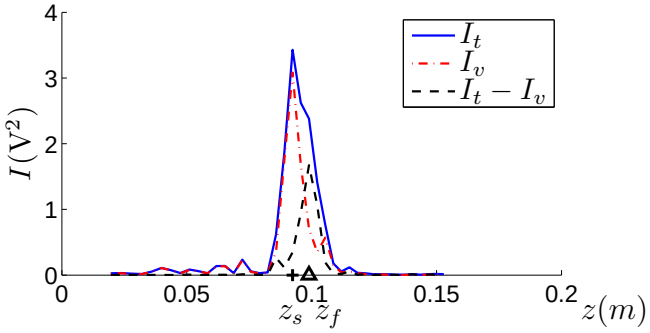


Figure 4.5 – Intensités totale et variante enregistrées par un récepteur à un instant t donné. Cas d'un lit soumis à un écoulement. Le triangle donne la position du lit z_f, la croix celle du sommet de la *sheet-flow* z_s, $z = 0$ au niveau de l'émetteur.

Nous admettons ici que la moyenne de $\cos\phi'$ ou $\sin\phi'$ est nulle sur 32 réalisations de la variable aléatoire ϕ'. Une taille de bloc plus importante assure mieux cette convergence.

De même,

$$\overline{q}(z < z_f, t) = 0 \tag{4.29}$$

$$\overline{q}(z > z_f, t) = U(z,t)\,\sin(\phi'(z,t)) \tag{4.30}$$

Finalement, les intensités totales et variantes s'écrivent :

$$I_t(z,t) = \frac{1}{32}\sum_{n=1}^{32}\left[U^2(z,t)\,\left(\cos^2(\phi_D+\phi') + \sin^2(\phi_D+\phi')\right)\right] \tag{4.31}$$

$$= U^2(z,t) \tag{4.32}$$

$$I_v(z < z_f, t) = I_t(z,t) \tag{4.33}$$

$$= U^2(z,t) \tag{4.34}$$

$$I_v(z > z_f, t) = 0 \tag{4.35}$$

La figure 4.5 représente ces deux intensités dans le cas d'un lit soumis à un écoulement. L'écoulement résulte dans ce cas précis d'une vague, mais l'instant considéré est au creux de la vague et au vue de la résolution temporelle, l'écoulement peut être considéré comme constant. Les intensités variante et totale sont effectivement égales jusqu'à leur maximum, puis elles décroissent. L'intensité totale décroît moins rapidement que l'intensité variante et la différence entre ces deux intensités atteint une valeur maximale deux portes plus bas que le maximum d'intensité totale.

De la même manière que dans le cas au repos, on peut définir une interface au niveau du maximum du pic d'intensité totale. Cependant, ce maximum est aussi le maximum

de l'intensité variante et ne peut correspondre en aucun cas à un lit immobile. Le lit immobile correspond en théorie au moment où l'intensité variante s'annule alors que l'intensité totale est forte (réflexion de l'onde sur le lit). c'est pourquoi nous allons chercher le lit immobile z_f comme le maximum de la différence entre intensité totale et variante.

Deux interfaces z_s et z_f sont définies de la façon suivante :

$$z_s = z(\max(I_t)) \tag{4.36}$$

$$z_f = z(\max(I_t - I_v)) \tag{4.37}$$

La signification physique de ces interfaces est développée dans la section suivante.

4.3 Interprétation

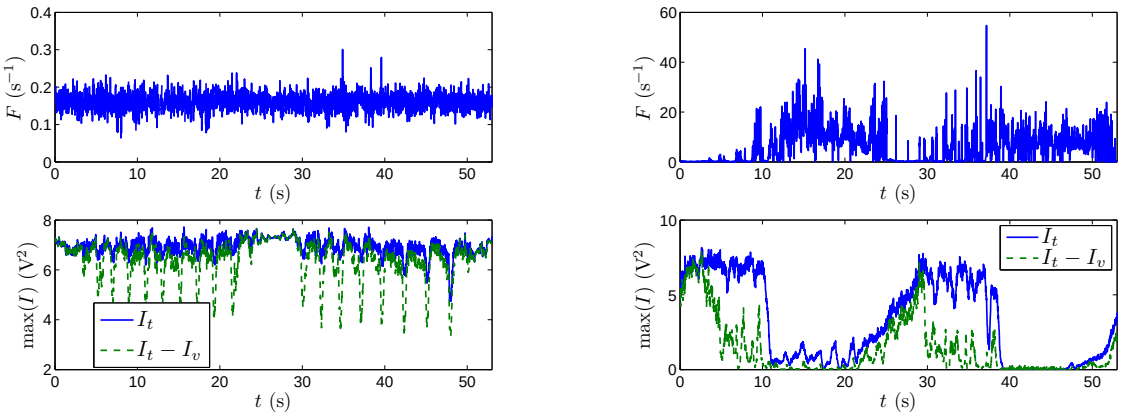
4.3.1 Le lit immobile

Le capteur à fibre optique permet de détecter le mouvement du milieu qui lui fait face. Pour s'assurer que l'interface z_f définie ci-dessus correspond à la profondeur de déstabilisation, *i.e.* le point le plus haut du lit qui reste immobile, nous quantifions les fluctuations du signal optique (*cf.* section 3.4) au niveau de cette interface.

L'interface z_f et les valeurs des maxima de I_t et $I_t - I_v$ sont déterminées à chaque pas de temps (à 50 Hz), pour 50 séquences consécutives. Nous calculons ensuite la moyenne d'ensemble de ces signaux (*cf.* section 2.4). L'interface z_f obtenue est un signal de 53 s, échantilonné à 50 Hz. Nous obtenons sur le même ensemble de séquences les fluctuations optiques en 8 ou 16 points de la verticale. À chaque pas de temps de ces moyennes d'ensemble, la fluctuation donnée par le plus haut capteur optique sous l'interface z_f est calculée. L'ajustement vertical entre capteurs optiques et ADVP s'effectue grâce à la mesure de la position des capteurs par rapport à la surface libre avec une précision estimée à 2-3 mm. La figure 4.6 présente ces fluctuations dans 2 cas : un cas avec peu de suspension (a) et un cas avec une suspension fortement concentrée (b) dans la zone des brisants.

Dans le premier cas, les fluctuations mesurées par les fibres optiques sous cette interface sont inférieures à 0.3 s^{-1}, *i.e.* qu'aucun mouvement n'est détecté par le capteur optique. Le maximum d'intensité totale I_t et le maximum de la différence $I_t - I_v$ est toujours supérieur à 2 V^2.

Dans le second cas, ces maxima chutent fortement à $t = 5$ s et $t = 30$ s et restent très faibles jusque $t = 25$ s et $t = 53$ s respectivement, ce qui correspond au développement



(a) Cas d'un régime avec peu de suspension.

(b) Cas d'un régime fortement concentré.

Figure 4.6 – Fluctuations enregistrées par le plus haut capteur à fibre optique sous l'interface z_f. Valeur du maximum de I_t et de la différence $I_t - I_v$.

d'une suspension très fortement concentrée. Lorsque ces maxima chutent, la fluctuation donnée par les fibres optiques sous l'interface z_f augmente. L'onde acoustique émise est fortement atténuée dans la suspension et n'atteint plus le fond.

Nous avons réalisé cette analyse sur un groupe de 50 (ou 30) séquences consécutives de chaque journée d'expérience (25). Sur l'ensemble des valeurs de fluctuations sous l'interface et de maxima de $I_t - I_v$, seules 10 % présentent des fluctuations supérieures à 0.6 s^{-1} et un maximum supérieur à 2 V^2. La sensibilité à ce seuil de 2 V^2 est présentée figure 4.7. Un seuil de 1 V^2 aboutit à 15 % de valeurs inexpliquées, un seuil de 3 V^2 à 8 %. La sensibilité au seuil est faible. Compte tenu du fait que les capteurs optique et l'ADVP ne sont pas parfaitement colocalisés, et que leur position verticale n'est pas parfaitement connue, ce pourcentage de valeurs pour lesquelles l'ADVP détecte réellement une interface alors que les capteurs optiques détectent un mouvement sous cette interface semble raisonnable.

Finalement, nous constatons que dans des conditions que l'on peut qualifier de « faciles », *i.e.* dans un écoulement faiblement concentré, le lit sous l'interface déterminée par l'ADVP est bien immobile selon les capteurs optiques. Sous des conditions plus « difficiles », *i.e.* dans un écoulement fortement concentré, avec de nombreuses bulles d'air (zone des brisants), l'intensité du signal ADVP diminue fortement et il n'est plus possible de détecter une interface. Nous avons vu qu'un critère sur la valeur du pic d'intensité pouvait permettre de discriminer si oui ou non l'interface donnée par l'ADVP avait un sens en terme de mouvement. Nous nous interrogeons sur la correspondance de ce critère avec les caractéristiques de l'écoulement. Existe-t-il une concentration seuil

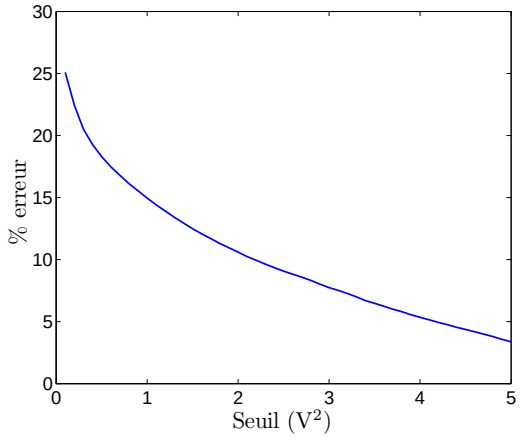


Figure 4.7 – Pourcentage de valeurs présentant des fluctuations supérieures à 0.6 s^{-1} et un maximum d'intensité $I_t - I_v$ supérieur au seuil précisé en ordonné. Statistique réalisée sur 65100 points de mesure de 25 expériences différentes.

au-delà de laquelle l'intensité est trop atténuée?

4.3.2 Le sommet de la *sheet-flow*

L'amplitude de l'intensité rétrodiffusée en une altitude dépend de la concentration du milieu en particules en cette altitude mais aussi de la concentration du milieu entre le capteur et cette altitude. En effet, au fur et à mesure du trajet, l'onde incidente s'atténue et une intensité moindre est disponible pour la rétrodiffusion par les grains.

L'évolution de l'intensité totale sur la verticale peut être schématiquement décrite de la façon suivante [Bricault, 2006] :

$$I_t(z) = \underbrace{A_i(z)}_{\substack{\text{Intensité de l'onde} \\ \text{incidente sans sédiment}}} \times \underbrace{e^{-4\int_0^z \zeta(z')C(z')dz'}}_{\text{atténuation par le sédiment}} \times \underbrace{K\left(C(z)\right)}_{\text{fraction rétrodiffusée}} \tag{4.38}$$

Y compris lorsque l'onde acoustique se propage dans l'eau *sans sédiment*, une portion seulement du signal (A_i) atteint le volume de mesure à l'altitude z (diffraction, atténuation de l'onde dans l'eau). Une fraction de cette onde $K\left(C(z)\right)$ est rétrodiffusée par les grains, cette fraction augmente avec la concentration : plus les grains qui rétrodiffusent l'onde sont nombreux, plus l'intensité retrodiffusée est importante. Cependant, les ondes incidente et rétrodiffusée sont atténuées par la présence des grains. Il est possible, après calibration, de déterminer ces termes et de déduire de l'intensité du signal la concentration [Hurther *et al.*, 2011].

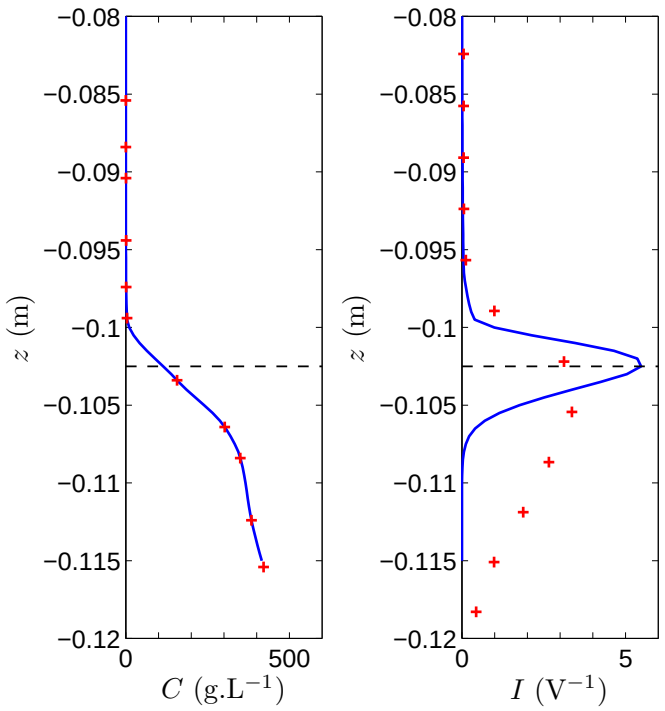


Figure 4.8 – À gauche : profil de concentration mesuré par les fibres optiques moyenné sur 10 s (*i.e.* 5 vagues au milieu d'un groupe de bichromatique de période 2 s) (+) et interpolation de Hermite (−). À droite : profil d'intensité totale moyenne (+) et modélisation par l'équation (4.38) (−). $z = 0$ représente la position de la céramique émettrice.

De nombreux modèles explicitent ces différents termes, sous différentes hypothèses [voir par exemple Thorne et Hanes, 2002, pour une revue] :

- les grains de sables sont assimilés à des sphères,
- les effets de rétrodiffusion multiple (*i.e.* lorsque l'onde est rétrodiffusée par plusieurs grains successivement) ne sont pris en compte qu'au premier ordre [voir par exemple Sheng et Hay, 1988, pour la validité de cette approximation],
- la distribution des diffuseurs à l'échelle du volume de mesure est homogène et aléatoire, ce qui garantit une incohérence entre les ondes rétrodiffusées par différents grains [Thorne et Campbell, 1992].

Cette liste est non exhaustive.

L'existence d'un pic d'intensité sur la verticale provient de la concurrence des termes de fraction retrodiffusée et d'atténuation par le sédiment. Cet effet est illustré figure 4.8. Un profil de concentration moyenné sur 10 s est obtenu grâce aux fibres optiques. L'intensité totale est alors calculée à partir de ce profil de concentration interpolé.

Nous utilisons pour cela l'équation (4.38) en supposant A_i et ζ indépendants de z, $\zeta = 1$, et $K(C(z)) = K \times C(z)$, avec K une constante que nous ne chercherons pas à déterminer. Ces hypothèses n'ont pas la prétention d'être justes ou même optimales, mais simplement d'appréhender le phénomène. Cette intensité modélisée augmente avec la concentration en descendant la colonne d'eau jusqu'à atteindre une concentration de l'ordre de 100 g.L^{-1}, concentration à partir de laquelle elle diminue.

Ce profil modélisé est comparé au profil de concentration de l'ADVP mesuré aux mêmes instants et moyenné sur le même intervalle de temps de 10 s. L'intensité totale mesurée présente un comportement similaire mais l'intensité diminue plus doucement lorsque l'onde pénètre le lit. Cette différence entre modèle et mesure est probablement due au fait que pour des concentrations fortes, une prise en considération des effets de rétrodiffusion multiple au premier ordre surestime l'atténuation en fonction de la concentration [Sheng et Hay, 1988].

Finalement, le maximum d'intensité totale ne correspond pas à une concentration précise mais dépend de la répartition de la concentration sur tout le profil vertical. Une seconde illustration est représentée figure 4.9. L'intensité est calculée ici pour un profil de concentration schématique correspondant au cas d'une suspension très faiblement développée. Dans ce cas précis, la concentration théorique pour laquelle l'intensité est maximale est de l'ordre de 300 g.L^{-1} et non pas 100 g.L^{-1} comme pour le cas précédent. Le maximum d'intensité correspond au fort gradient de concentration proche du fond.

En conclusion, l'interface détectée par l'ADVP par le maximum d'intensité totale est difficile à interpréter car son altitude dépend de l'intégralité du profil de concentration. Il semblerait cependant qu'elle corresponde soit à un fort gradient, soit, dans le cas d'une suspension modéremment développée, à une concentration de l'ordre de 100 g.L^{-1} ($\pm$ 50 g.L^{-1}). Elle peut alors être identifiée comme le sommet de la *sheet-flow* (*cf.* Partie I).

Dans les cas où la suspension est très développée (les cas « difficiles »mentionnés à la section précédente), la concentration est plus homogène dans la colonne d'eau et peut atteindre de fortes valeurs loin au-dessus du lit. L'intensité peut alors être fortement atténuée avant même de parcourir la distance minimale d_0 entre émetteur et récepteur (figure 4.2) et aucune interface ne peut alors être détectée, comme mentionné ci-dessus pour la détection du lit. D'autre part, nous n'avons considéré ici que l'atténuation due au sédiment, mais la présence de bulles d'air peut elle aussi atténuer fortement le signal acoustique et expliquer le manque de signal constaté en zone des brisants.

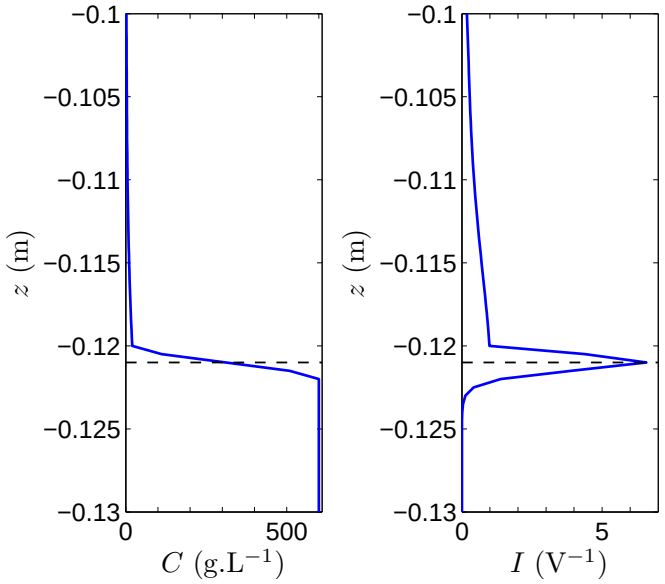


Figure 4.9 – À gauche : profil de concentration schématique (–). À droite : profil d'intensité totale modélisé par l'équation (4.38) (–). $z = 0$ représente la position de la céramique émettrice.

Troisième partie

Résultats

Chapitre 5

Hydrodynamique

Cette thèse portant sur les processus de déstabilisation des sédiments sous l'action des vagues, il est tout d'abord nécessaire de caractériser le forçage. Nous allons présenter dans ce chapitre les mesures de vitesse, de surface libre et de pression et en analyser les non-linéarités.

5.1 Hydrodynamique générale

5.1.1 Sur l'ensemble du profil de plage

Pour résumer de manière schématique, nous avons, au cours de cette thèse, étudié trois cas :

- Cas 1 : mesures en zone de déferlement ($X = 12$ et $X = 13$ m) sur un profil à l'équilibre sous un climat constitué de la succession de deux groupes bichromatiques de périodes 2.5 et 3 s.
- Cas 2 : mesures en zone de déferlement ($X = 13$ m) sur un profil en évolution sous un climat constitué de la succession de deux groupes bichromatiques de périodes 2 et 2.5 s.
- Cas 3 : mesures en zone des brisants ($X = 11$ m) sur un profil en évolution sous un climat constitué de la succession de deux groupes bichromatiques de périodes 2 et 2.5 s.

Nous allons présenter pour chacun de ces cas l'hydrodynamique globale sur l'ensemble de la plage.

Les profils de fond initiaux et finaux et les moyennes quadratiques des hauteurs de vagues sont représentés figure 5.1. Le profil de plage initial du cas 1 résulte de l'équilibre de la plage sous le climat de houle choisi *i.e.* le climat constitué de la succession de

deux groupes bichromatiques de périodes 2.5 et 3 s : la plage est modelée par les vagues jusqu'à atteindre une forme d'équilibre [Grasso *et al.*, 2009]. Les profils initiaux des cas suivants sont simplement les profils finaux du cas qui les précède, sans intervention quelconque sur la forme de la plage. On observe pour les trois cas des changements de profil de plage au cours de l'expérience. Cependant, ils sont pour le cas 1, en particulier au niveau des points de mesures en $X = 12$ et $X = 13$ m, très faibles si l'on considère que la plage a été soumise à 41 h de forçage. Pour les cas 2 et 3, qui sont simplement deux étapes successives de l'évolution de la plage sous un même climat, une barre se forme pour migrer ensuite vers la côte. Cette barre affleure presque la surface libre au repos, et le profil au-delà de cette barre ($X \geq 20$ m) n'évolue pas.

La hauteur des vagues en moyenne quadratique sur le profil de plage augmente pour chacun des trois cas jusqu'à la zone des brisants, $X = 7.5$ m pour le cas 1, entre 8 et 9 m pour le cas 2 et 10 m pour le cas 3. Elle diminue ensuite, fortement sur 1 ou 2 m puis plus faiblement dans la zone de déferlement jusqu'à la fin de la barre. Dans le cas 1, les vagues se reforment dans la fosse entre 20 et 31 m pour déferler à nouveau sur le trait de côte. Pour les cas 2 et 3, la hauteur de vague est quasi nulle après la barre. Les différences entre paquets sont globalement très faibles.

La figure 5.2 présente l'évolution du *skewness* et de l'asymétrie de l'élévation de la surface libre sur ces profils. Dans les trois cas, le *skewness* augmente jusqu'à la zone des brisants pour atteindre des valeurs de l'ordre de 2. Dans le cas 1, après ce point, il augmente légèrement pour le paquet de période 3 s et diminue très légèrement pour le paquet de période 2.5 s jusqu'à la fin de la barre en $X = 15$ m. Il chute dans la fosse pour augmenter à partir de 29 m lorsque les vagues déferlent à nouveau sur le trait de côte. L'asymétrie suit une tendance similaire, si ce n'est qu'elle diminue pour les deux paquets au-dessus de la barre et de façon plus franche.

Dans les cas 2 et 3, *skewness* et asymétrie décroissent après la zone des brisants puis à nouveau dans le cas 2 à la fin de la barre. Dans le cas 2 comme dans le cas 1, l'asymétrie et le *skewness* augmentent à nouveau proche du trait de côte. Dans le cas 3, la hauteur des vagues au-delà de 15 m est nulle et les valeurs de *skewness* et d'asymétrie n'ont pas de sens.

Enfin, aux points de mesure considérés, dans le cas 1 le *skewness* est de l'ordre de 1.5 et l'asymétrie légèrement supérieure à 1. Dans le cas 2, le *skewness* est de l'ordre de 1 et l'asymétrie de 0.6. Dans le cas 3, le *skewness* est supérieur à 1.5 et l'asymétrie de l'ordre de 1.3. Ces valeurs sont relatives à la surface libre et même si les non linéarités déduites de la surface libre présentent des tendances similaires à celles calculées à partir de la vitesse, les valeurs peuvent être différentes [Michallet *et al.*, 2011].

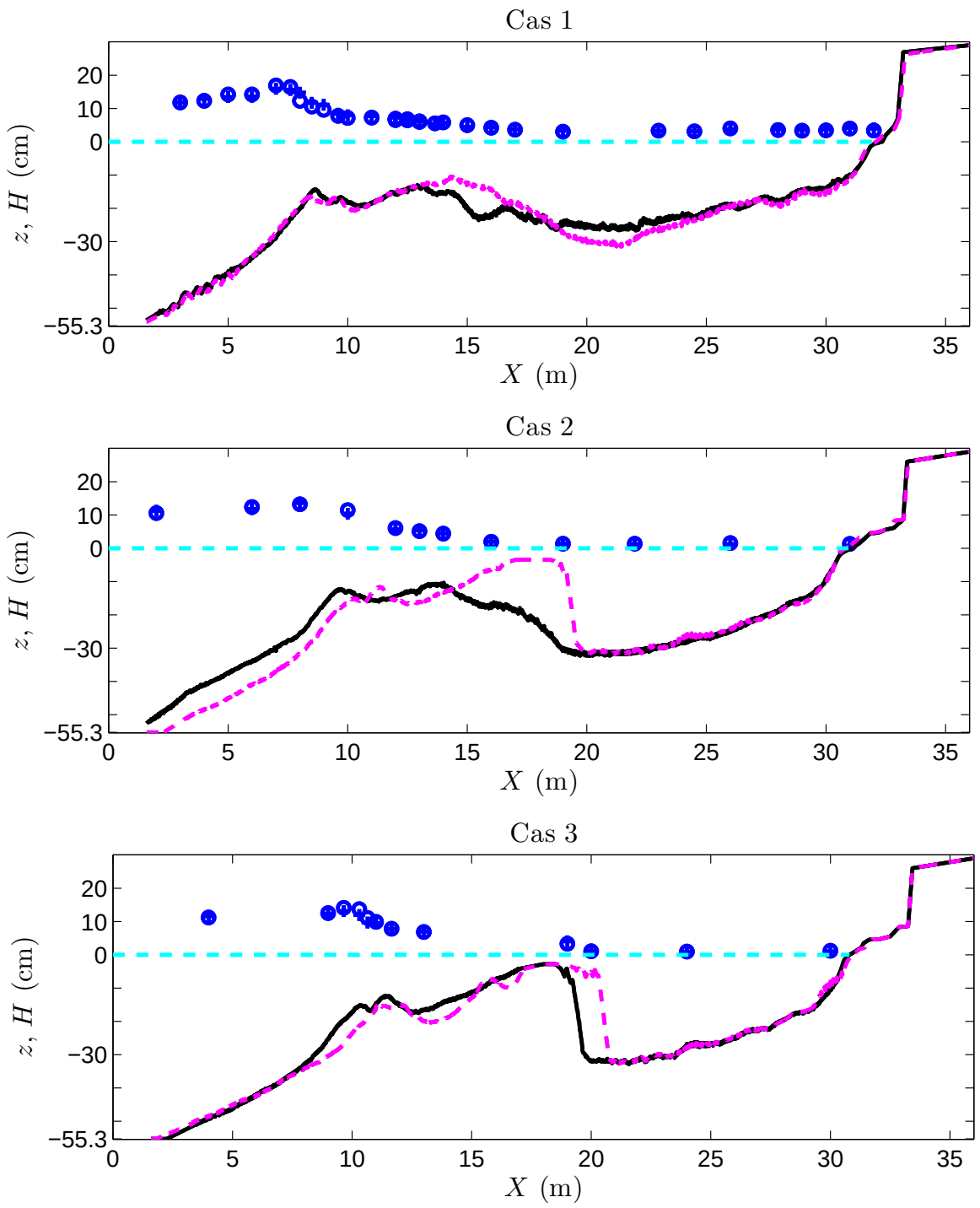


Figure 5.1 – Profils de fond initiaux (-) et finaux (- -) et hauteurs de vagues (+ : premier paquet, o : deuxième paquet) pour les trois climats étudiés. L'intervalle de temps pendant lequel la plage est soumise aux vagues entre les deux profils est de 41 h pour le cas 1, 47 h pour le cas 2 et 19 h pour le cas 3.

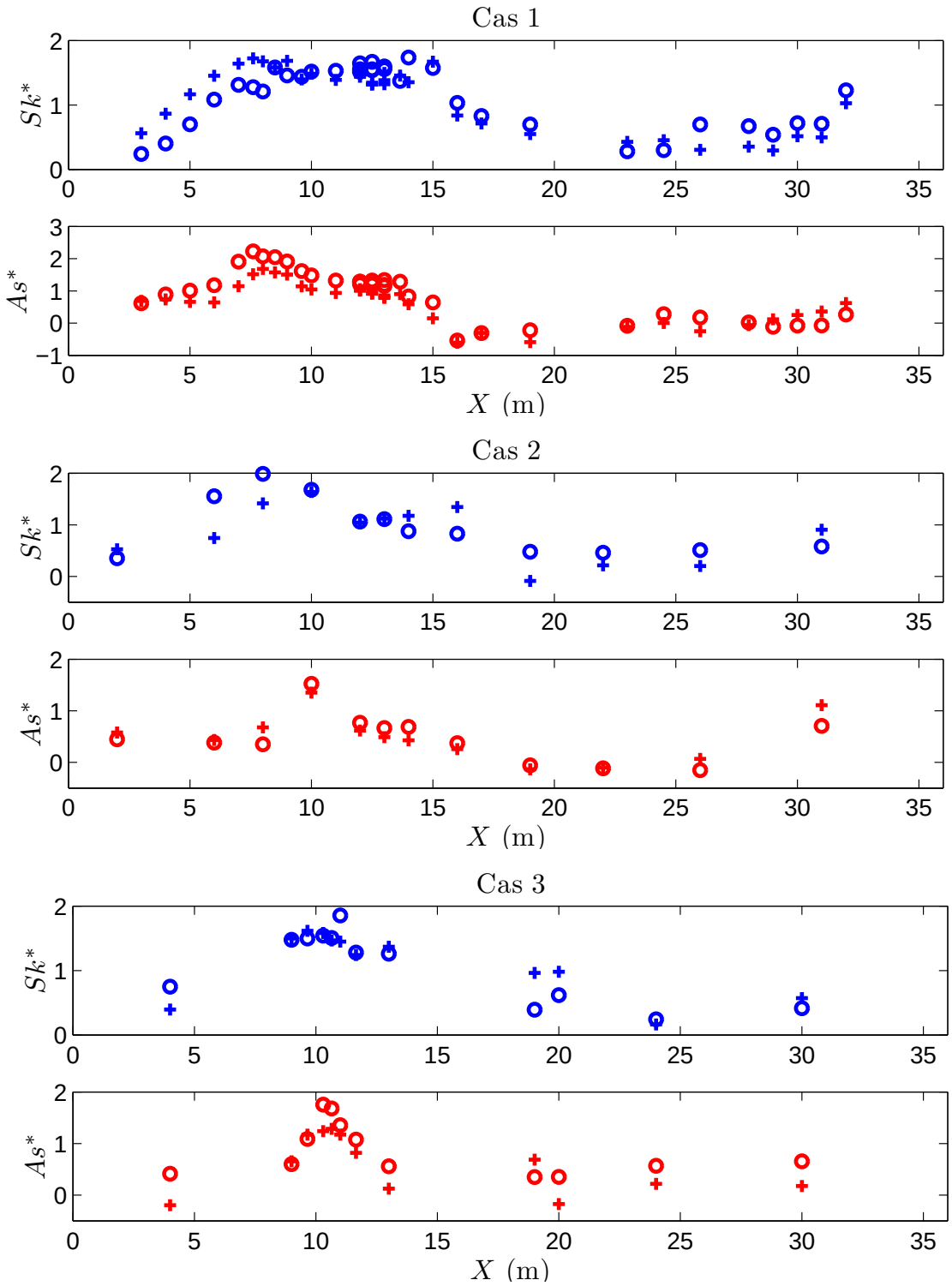


Figure 5.2 – Profils de *skewness* Sk^* et d'asymétrie As^* sans dimension (+ : premier paquet, o : deuxième paquet) pour les trois climats étudiés, calculés à partir de la surface libre.

5.1.2 Au point de mesure considéré

L'évolution temporelle de l'élévation de la surface libre et de la vitesse en 13 m pour les cas 1 et 2 et en 11 m pour le cas 3 est représentée figure 5.3, exception faite de la vitesse pour le cas 3, la mesure de vitesse en zone des brisants n'ayant pas été possible. Les données présentées sur cette figure sont des moyennes d'ensemble. Sur ces évolutions, les deux paquets de chaque climat se distinguent, entre $t = 0$ et 25 s puis 25 s et 53 s. Les vagues présentent un front plus raide que l'arrière, caractéristique de vagues asymétriques. Elles présentent aussi une dissymétrie de vitesse, plus particulièrement marquée pour les cas 1 et 3.

Les spectres de la vitesse et de la surface libre sont représentés figure 5.4 pour ces mêmes cas. Notons qu'ici, les grandeurs ne sont pas des moyennes d'ensemble mais les signaux complets. Les 2 fréquences de chaque bichromatique sont repérées par des tirets verticaux gris. Chaque couple correspond à un pic d'énergie sur le spectre. Ils sont suivis pour les fréquences un peu plus élevées d'autres pics qui sont les harmoniques du signal. Pour les hautes fréquences, l'énergie de l'oscillation de la surface libre décroît en -5/3, ce qui est caractéristique de la turbulence [Kolmogorov, 1941]. Cette décroissance est moins visible sur la vitesse du fait de la variance additionnelle due au bruit Doppler [Hurther et Lemmin, 2001]. L'élévation de la surface libre présente de fortes énergies dans les basses fréquences qui correspondent à l'interaction des deux fréquences du bichromatique et aux résonances dans le canal.

5.2 Hydrodynamique hors couche limite

5.2.1 Estimée de la vitesse à partir de la surface libre

Nous allons commencer par comparer la vitesse horizontale estimée à partir de la surface libre et la vitesse mesurée par l'ADVP. Dans l'hypothèse des ondes longues quasi-progressives, pour un écoulement en eau peu profonde [Michallet *et al.*, 2011], au premier ordre en η/h, la relation entre vitesse et élévation de la surface libre s'écrit :

$$u_0 = \frac{c}{h}\eta \tag{5.1}$$

où c est la vitesse de l'onde, h la hauteur d'eau au repos, η l'élévation de la surface libre et u_0 la vitesse horizontale. Cette relation peut être raffinée et devenir au second ordre [Michallet *et al.*, 2011] :

$$u_1 = \frac{c}{h}\,\eta - \frac{c}{h^2}(\eta^2 - \overline{\eta^2}) \tag{5.2}$$

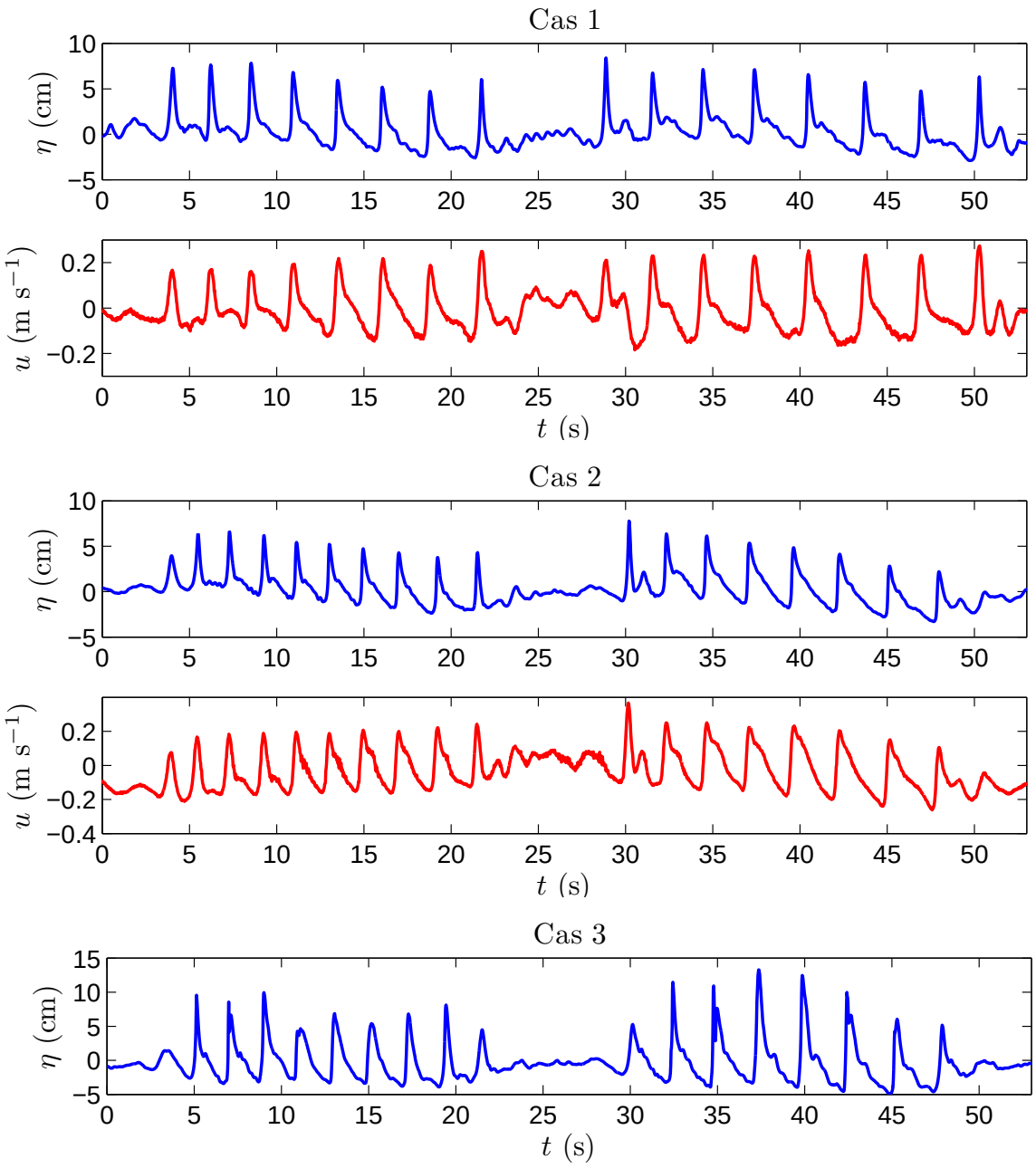


Figure 5.3 – Élévation de surface libre et vitesse en $X = 13$ m pour les cas 1 et 2, 11 m pour le cas 3 (moyennes d'ensemble). La vitesse est mesurée 1.5 cm au dessus du lit moyen dans le cas 1, 2 cm dans le cas 2.

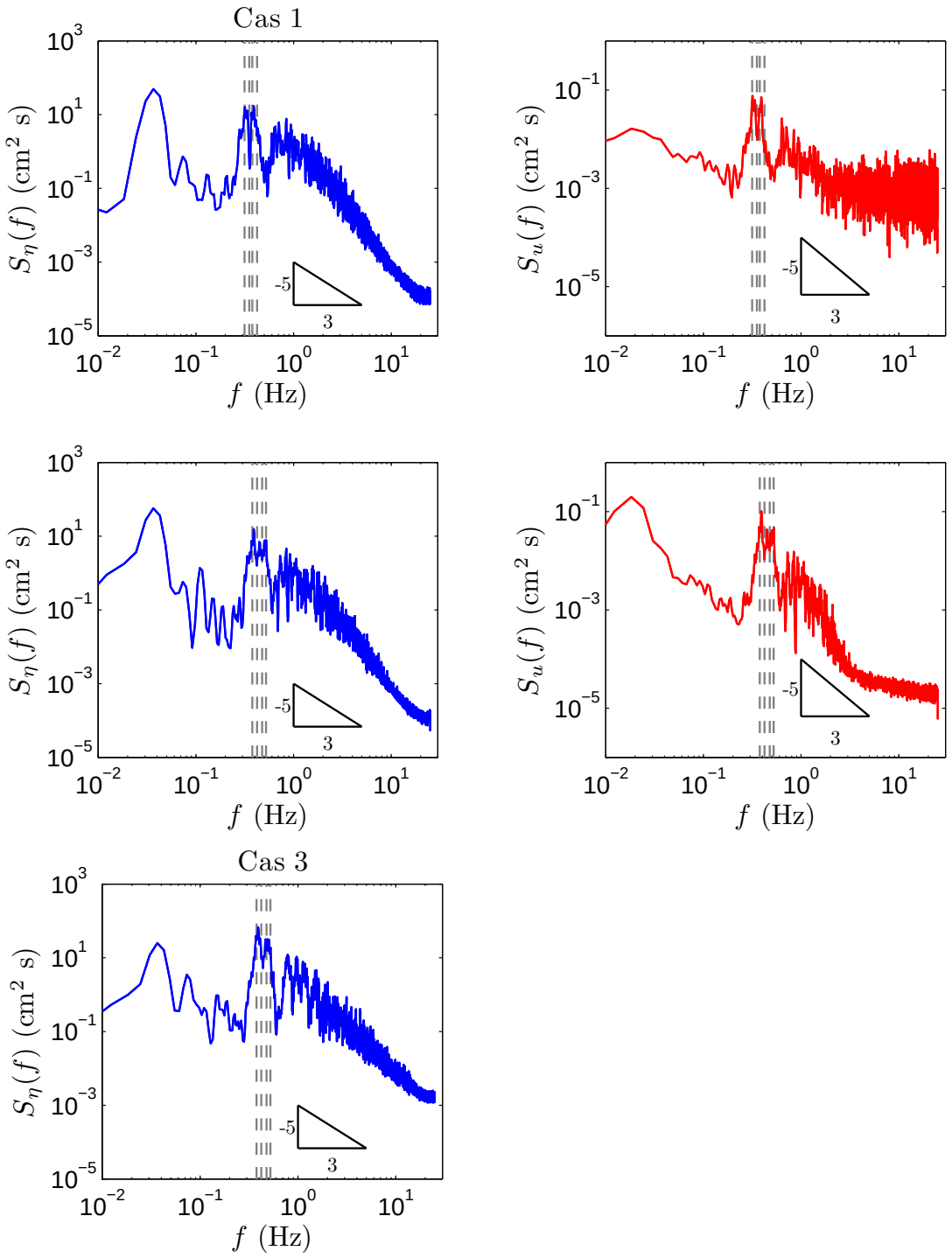


Figure 5.4 – Spectres de l'élévation de surface libre à gauche et de la vitesse à droite en $X = 13$ m pour les cas 1 et 3, 11 m pour le cas 3.

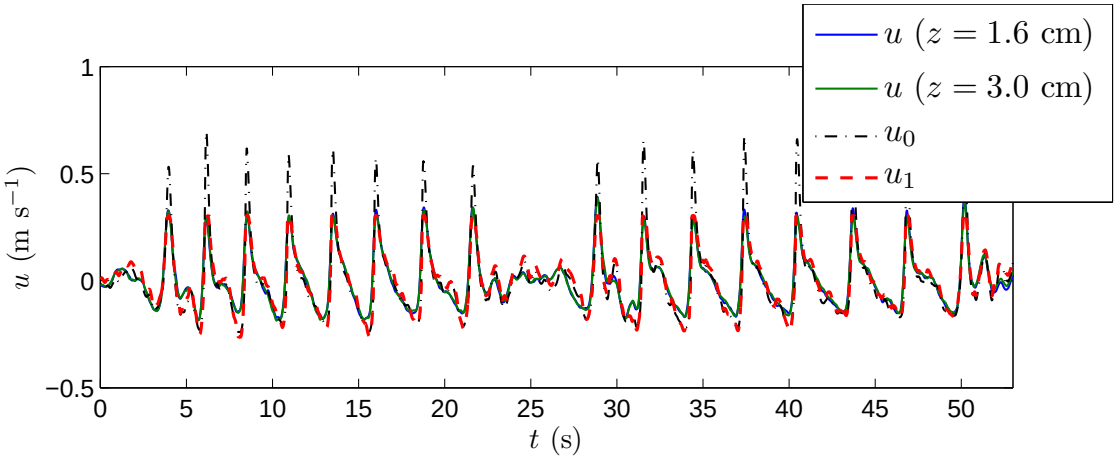


Figure 5.5 – Comparaison de la vitesse mesurée à partir de l'ADVP 1.6 et 3 cm au-dessus du lit (- et -) avec celle déduite de l'élévation de la surface libre au premier (-·-) et au second ordre (- -), en $X = 12$ m, dans la zone de déferlement. Les données présentées sont des moyennes d'ensemble. Cas 1.

La figure 5.5 présente les vitesses mesurées par l'ADVP en deux altitudes et les vitesses déduites de la mesure de la surface libre par les équations (5.1) et (5.2). La figure 5.6 est un agrandissement de la précédente. L'accélération de l'écoulement par ces deux méthodes est aussi représenté sur le graphique du bas. Il est important de noter que la contribution des ondes infra-gravitaires à la vitesse ne peut être déduite des oscillations basses fréquences de la surface libre de cette façon car celles-ci ne sont pas progressives. C'est pourquoi, dans cette figure, un filtre passe-haut de fréquence de coupure $\frac{3}{5}f_p$, où f_p est la fréquence pic de la séquence, a été appliqué à la mesure de vitesse et à la mesure de surface libre.

Les vitesses 1.6 cm et 3 cm au-dessus du lit sont confondues. L'estimée au premier ordre u_0 de la vitesse surestime largement (de l'ordre de 100 %) la vitesse dans les crêtes mais reproduit relativement bien la vitesse aux autres phases de la vague. Cette surestimation est corrigée par le terme au second ordre et l'estimée de la vitesse au second ordre reproduit correctement la vitesse mesurée par l'ADVP dans les crêtes. L'erreur sur la vitesse sous les crêtes est de l'ordre de 10 % atteignant au plus 20 %. Cependant, l'erreur sous les creux est plus importante. Elle est de l'ordre de 25 % pouvant atteindre 50 % pour le creux à $t = 8$ s. De même, l'estimée de l'accélération est améliorée par la prise en compte du second ordre, elle est cependant largement surestimée dans les crêtes.

En conclusion, la vitesse mesurée par l'ADVP est cohérente avec l'estimée de la vitesse à partir de la surface libre.

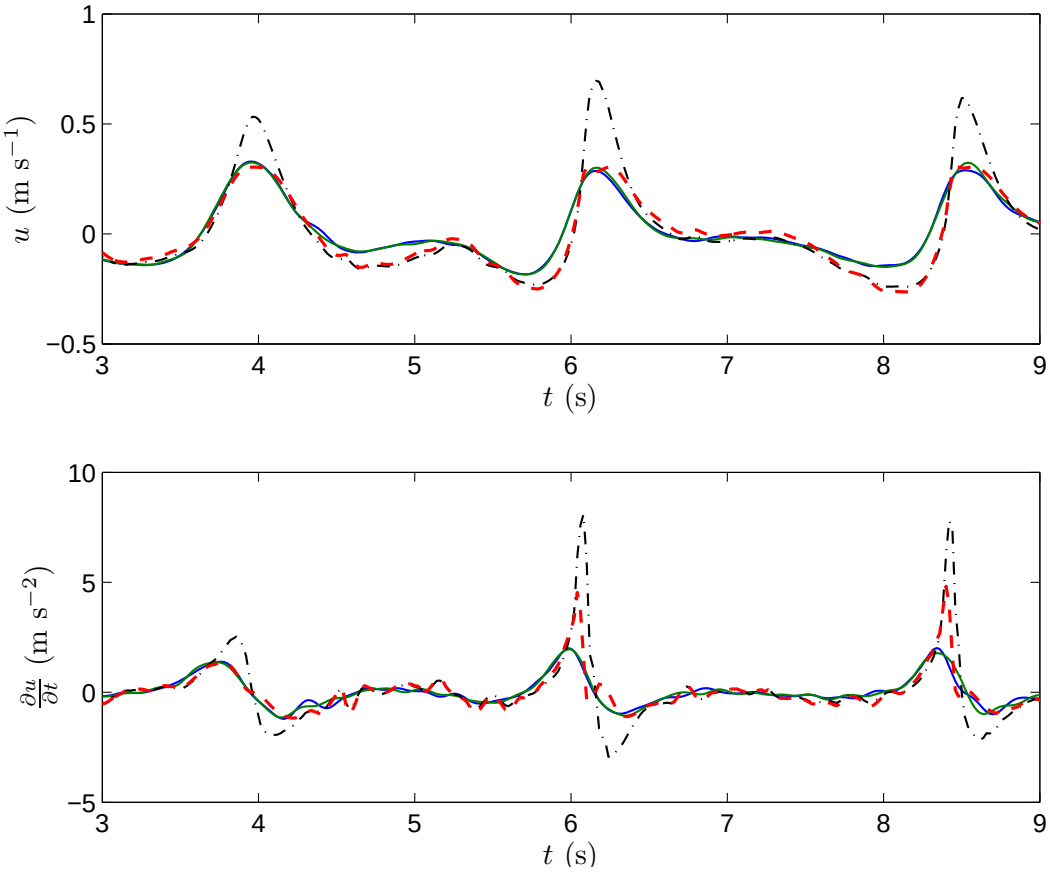


Figure 5.6 – Comparaison de la vitesse et de l'accélération mesurées à partir de l'ADVP 1.6 et 3 cm au-dessus du lit (- et -) avec celles déduites de l'élévation de la surface libre au premier (-·-) et au second ordre (- -), en $X = 12$ m, dans la zone de déferlement. Agrandissement de la figure 5.5. Cas 1.

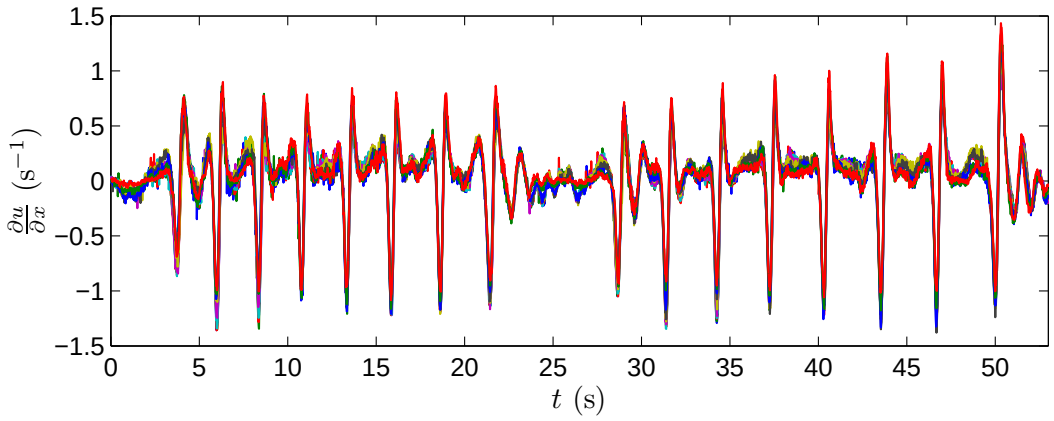


Figure 5.7 – Gradient horizontal de vitesse $\frac{\partial u}{\partial x}$ en 10 points de la verticale, entre le lit et 3 cm au-dessus du lit. Cas 1.

5.2.2 Bilan de masse

De la même façon que nous nous sommes assurés de la validité des mesures de vitesse horizontale en les comparant aux mesures d'élévation de la surface libre, nous pouvons vérifier la cohérence des mesures des vitesses horizontale et verticale grâce à la loi de conservation de la masse. En effet, celle-ci donne une relation sur les vitesses horizontales u et verticales w :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{5.3}$$

Nous avons effectué des mesures des deux composantes de vitesse sur trois profils verticaux éloignés d'une douzaine de centimètres. Ceci permet une estimation du gradient horizontal de vitesse horizontale en (x, z) par,

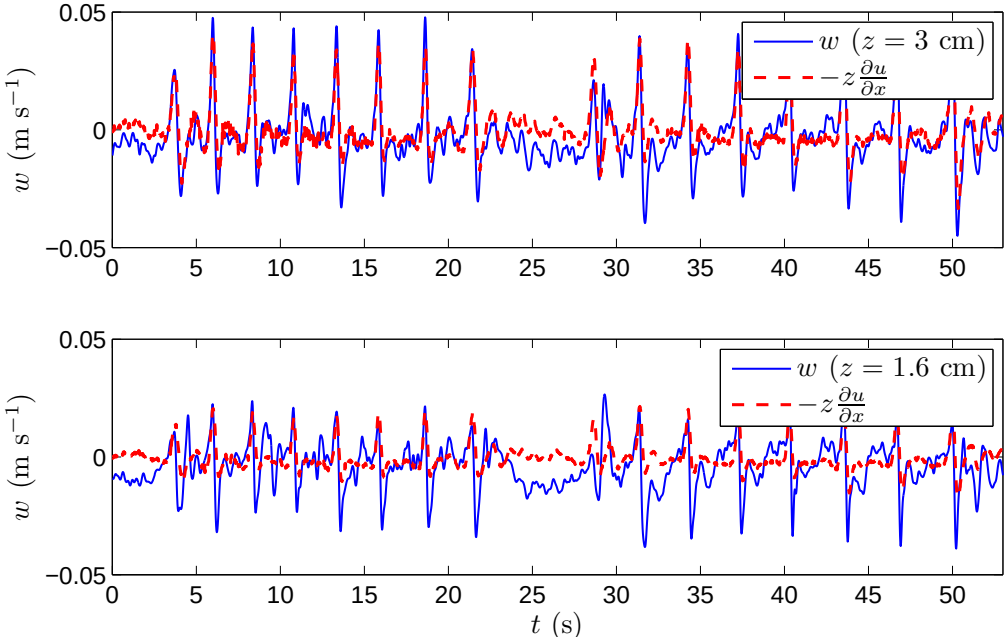
$$\partial u/\partial x = (u(x + \mathrm{d}x, z) - u(x - \mathrm{d}x, z))/(2\mathrm{d}x). \tag{5.4}$$

Nous vérifions que ce gradient ne varie que très peu sur la verticale, entre le lit et 3 cm au dessus du lit (voir figure 5.7). L'équation (5.3) peut alors être intégrée sur la verticale et s'écrire :

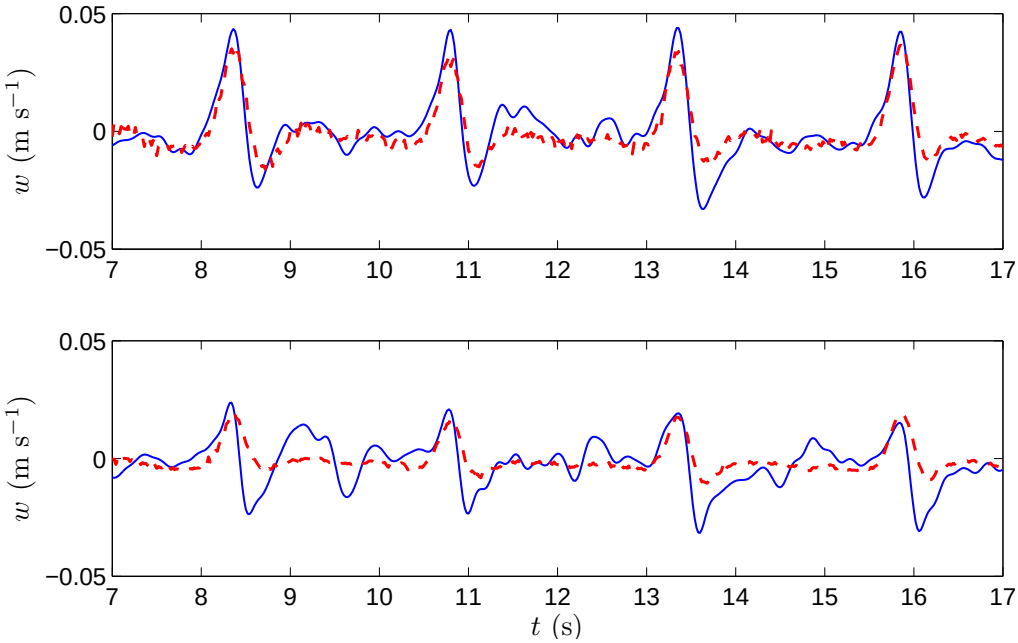
$$w(z) = -\int_0^z \frac{\partial u}{\partial x}\,\mathrm{d}\xi \tag{5.5}$$

$$= -z\frac{\partial u}{\partial x} \tag{5.6}$$

Nous considérons ici la vitesse verticale nulle au niveau du lit.



(a) Séquence complète



(b) Agrandissement

Figure 5.8 – Conservation de la masse : vitesse verticale w mesurée par l'ADVP et vitesse déduite de la mesure de u et de la conservation de la masse en deux altitudes : 1.6 et 3 cm au-dessus du lit. Cas 1, en $X = 12$ m.

Sur la figure 5.8 sont représentés la vitesse verticale mesurée par l'ADVP et la vitesse déduite de l'équation (5.6) en deux altitudes : 1.6 cm et 3 cm au-dessus du lit. Au point le plus haut, ces deux vitesses sont très proches, même si la vitesse déduite de l'équation (5.6) présente des pics globalement plus faibles, jusqu'à deux fois plus faibles. En $z = 1.6$ cm du fond, la prédiction par l'équation (5.6) se dégrade, en particulier pour les vitesses négatives. Cependant, les signaux obtenus sont corrélés, en phase, présentant des évolutions similaires. Ainsi nous vérifions que la mesure de vitesse verticale est globalement cohérente avec celle de vitesse horizontale. Il semble cependant que cette mesure soit moins robuste que la mesure de vitesse horizontale.

5.2.3 Estimée de la pression à partir de la surface libre

La pression, à une altitude donnée sous les vagues, est la somme de la pression hydrostatique moyenne qui correspond à la pression sous le plan d'eau au repos et d'une composante oscillante due aux vagues. Pour des vagues sinusoïdales de petites amplitudes, cette composante oscillante s'écrit (*cf.* annexe H) :

$$\frac{p^+}{\rho g} = \frac{H}{2}\,\frac{\cosh(k(z+h))}{\cosh(kh)}\,\cos(\omega t - kx) \tag{5.7}$$

$$= \frac{\cosh(k(z+h))}{\cosh(kh)}\,\eta \tag{5.8}$$

où H est la hauteur de la vague, h la profondeur d'eau, k le nombre d'onde et z l'altitude considérée ($z = 0$ au niveau de la surface libre au repos, orienté vers le haut). Cette relation n'a de sens que pour décrire la pression dans l'eau, *i.e.* pour $z \in [-h, 0]$. Au niveau de la surface libre, les variations de pression reflètent fidèlement l'oscillation de la surface libre. Cependant, en $z = -h$, au niveau du lit, pour une profondeur d'eau $h = 15$ cm et une houle de période 2.5 s (donc $k = 2.1$ m^{-1}) par exemple, la composante oscillante de la pression ne représente plus que 90 % de l'oscillation de la surface libre car en effet $\frac{\cosh(k(z+h))}{\cosh(kh)} = 0.9$.

Pour une houle non sinusoïdale, la relation (5.8) ne peut être appliquée directement, mais il est possible de décomposer le signal de déplacement de la surface libre en une somme d'ondes sinusoïdales grâce à une analyse spectrale et de déterminer l'atténuation de chacune de ces composantes sur la verticale indépendamment les unes des autres [Mory *et al.*, 2007]. Il est alors possible de calculer une hauteur quadratique moyenne P_{rms}, à partir du spectre (*cf.* 2.3), au niveau de la surface libre, mais aussi de prédire cette hauteur pour la pression, dans toute la colonne d'eau. Cette hauteur peut, d'autre part, être calculée directement à partir des mesures de pressions, à partir du spectre

également.

La figure 5.9 compare l'atténuation prédite par la théorie de la houle linéaire et l'atténuation mesurée par les capteurs de pression pour 4 climats de houle différents. Les profils de plage et de hauteur de vague le long du canal sont associés en regard. Pour les deux premiers climats a) et b), la théorie de la houle linéaire prédit au pourcent près la pression P_{rms} dans la colonne d'eau alors que pour les climats c) et d), elle est surestimée de l'ordre de 10 %. Ces différences ne semblent pas s'expliquer facilement à partir des profils de hauteurs de houle. En effet, pour le climat a), la houle se propage à profondeur constante comme pour le cas d) où la théorie linéaire ne semble pas s'appliquer. Quant au cas b), le point de mesure se situe en zone de déferlement où l'on s'attend à ce que les non linéarités prennent autant d'importance que pour le cas c) en zone de levée ; or la théorie de la houle linéaire s'applique au cas b) mais pas c).

Les différences entre a) et d) pourraient être dues à la répartition différente de l'énergie entre climat de houle bichromatique et vagues irrégulières. Afin d'essayer de mieux comprendre, les spectres de l'élévation de la surface libre et de la pression 15.5 cm sous la surface libre sont représentés figure 5.10.

Pour le cas a) (colonne de gauche), les deux pics de fréquence du forçage bichromatique apparaissent nettement, le plus basse fréquence d'entre eux (à 0.4 Hz) est repéré d'un trait vertical tireté. Les pics haute fréquence qui suivent sont les harmoniques de ces deux fréquences et de leur interaction. De 0.4 Hz à 2 Hz, l'énergie de la pression (-) diminue plus rapidement que celle de la surface libre (-). C'est en effet à partir de cette fréquence que le coefficient $(\cosh(k(z+h)))/(\cosh(kh))$ devient significativement inférieur à 1 et que la pression diverge de la pression hydrostatique. Pour les fréquences supérieures, la décroissance de l'énergie s'effectue avec une pente de -3/2. La théorie de Kolmogorov [1941] prédit une décroissance caractéristique de la turbulence en -7/3 pour la pression, cependant, plusieurs études tendent à indiquer une décroissance de l'ordre de -3/2 [Albertson *et al.*, 1998].

Le graphique du bas représente le rapport entre les énergies de la surface libre et de la pression ainsi que la prédiction de la houle linéaire (-). La décroissance de ce rapport d'énergie en fonction de la fréquence pour les fréquences porteuses d'énergie (entre 0.3 et 2 Hz) est très bien prédite par la théorie. Le bruit résulte du fait que l'énergie est localisée en certaines fréquences entre lesquelles ce rapport se calcule sur de très faibles énergies. Pour les fréquences supérieures à 2 Hz, fréquence à partir de laquelle l'écart entre prédiction et mesure diverge, les énergies en jeu sont très faibles et n'influencent que peu la dynamique globale. La même remarque s'applique aux basses fréquences.

Pour le cas d), le spectre d'énergie est plus continu, plus proche d'un spectre de houle naturelle. La plus forte décroissance de l'énergie de la pression à partir de la

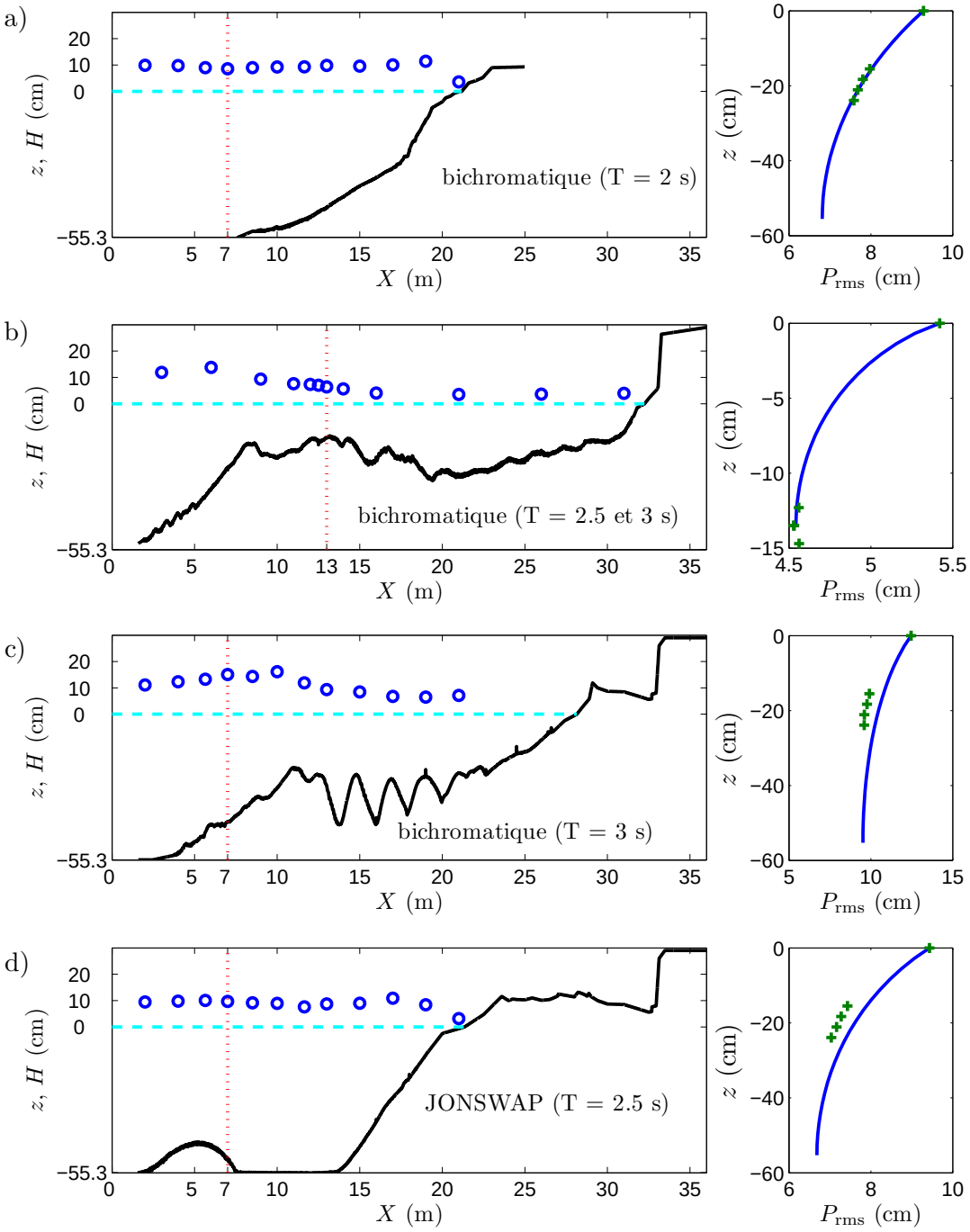


Figure 5.9 – Colonne de gauche : profils de plage (-) et hauteurs de vagues associées déduites des sondes capacitives (o). La ligne verticale pointillée marque la position des capteurs de pression et de la sonde capacitive utilisés pour la figure de droite correspondante. Colonne de droite : hauteur de vagues H_{rms} et P_{rms} en fonction de la profondeur, prédit à partir de la sonde capacitive (-) et mesurée par les capteurs de pression (+). Chaque ligne correspond à un climat de houle différent, précisé sur le profil de plage.

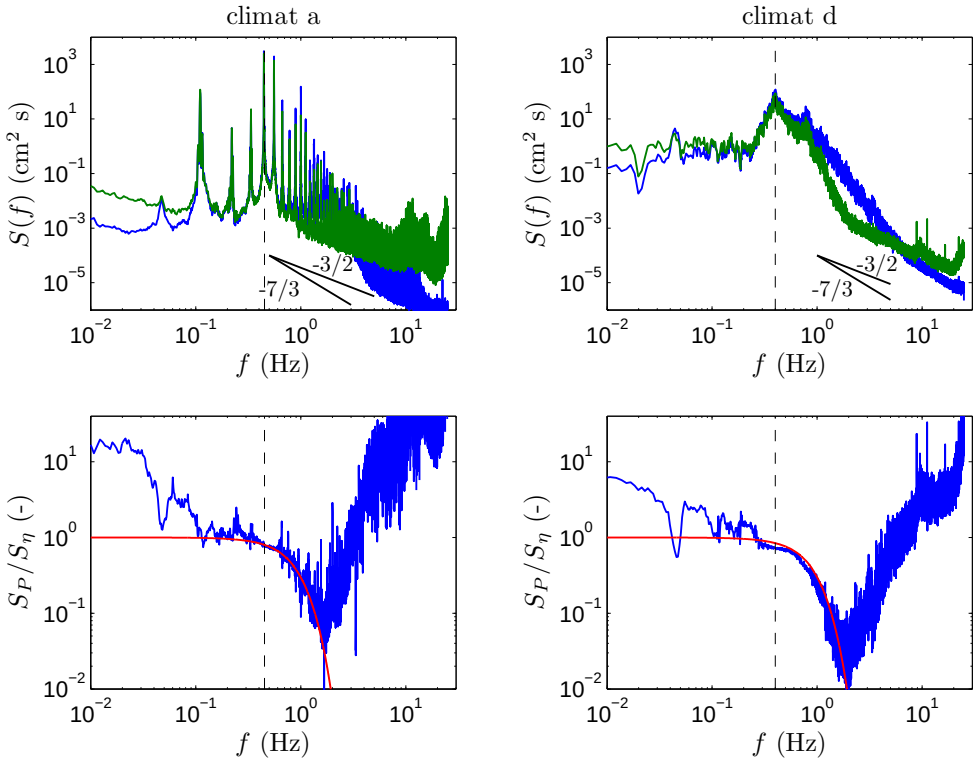


Figure 5.10 – En haut : spectres d'énergie de l'élévation de la surface libre (-) et de la pression mesurée 15.5 cm sous la surface libre (-) pour les climats a) et d) de la figure 5.9 (resp. gauche et droite). En bas : rapport des spectres de la pression et de la surface libre (-), prédiction selon la théorie de la houle linéaire : $(\cosh(k(z+h)))/(\cosh(kh))$ (-), où k est déduit de la fréquence grâce à la relation de dispersion (voir Éq. (H.9)).

fréquence pic de 0.4 Hz (tirets) est ainsi plus facilement observable, ainsi que la rupture de pente à 2 Hz. Au-delà de cette fréquence, on retrouve une décroissance en -3/2. Il semblerait que cette fréquence détermine la transition entre une dynamique pilotée par le forçage et une dynamique pilotée par la turbulence. Ces mesures attestent d'un temps de réponse des capteurs de pression inférieur à 0.1 s.

Le comportement de la pression dans ces 2 cas, différence de climat mis à part, semble cohérent sur l'ensemble du spectre. Cependant, les graphiques figure 5.10 montrent que dans le cas d), contrairement au cas a), la prédiction de la houle linéaire n'est pas aussi exacte. L'atténuation est sous-estimée sur la bande de fréquence porteuse d'énergie entre 0.2 et 1 Hz, ce qui entraine une erreur significative sur l'évaluation de H_{rms}. Ni l'indétermination sur l'étalonnage, ni celle sur la position verticale du lit ou du capteur ne peuvent expliquer cette différence. Malgré tout, la tendance prédite par la théorie de la houle linéaire est la bonne, et il est raisonnable d'utiliser cette théorie pour estimer le forçage en pression au niveau du lit et ensuite en déduire les pressions dans le lit.

Horikawa [1988] introduit dans son livre un facteur ajustable à la relation donnée par la théorie de la houle linéaire. Ce facteur permettrait aussi dans le cas de nos données de mieux reproduire l'atténuation de la pression. L'origine et les variations de ce facteur en fonction des paramètres de l'écoulement restent incertaines.

Cependant, la cohérence de ces résultats assure la pertinence des mesures de pression et d'élévation de la surface libre.

5.3 Hydrodynamique de la couche limite

Les mesures dans la couche limite sont délicates, les gradients verticaux y sont importants et une faible erreur sur la position verticale entraîne de grandes incertitudes. Pourtant, c'est la dynamique de cette couche qui commande le transport sédimentaire. Dans cette partie, nous présentons des mesures dans la couche limite en accord avec certains modèles existants. Ces mesures nous amèneront notamment à réfléchir sur l'origine physique de la contribution de l'accélération à la contrainte.

5.3.1 Gradient horizontal de pression

La mesure de pression est d'une importance particulière dans le cadre de cette thèse car parmi les forces qui s'exercent sur le substrat granulaire, figurent les forces de pression. Elles sont proportionnelles aux gradients de pression, c'est pourquoi nous portons une attention toute particulière à ceux-ci.

Nous allons dans cette partie nous intéresser aux gradients de pression horizontaux [voir aussi Berni *et al.*, 2011 c]. Mais avant tout, évaluons l'accélération lagrangienne du fluide :

$$\frac{\mathrm{D}u}{\mathrm{D}t} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} \tag{5.9}$$

Les trois termes de cette accélération, calculés hors de la couche limite et au niveau du lit, sont représentés figure 5.11. Pour les deux altitudes les termes de convection ne représentent qu'un dixième de l'accélération. En effet, pour le premier terme de convection, le rapport en ordre de grandeur des termes $\frac{\partial u}{\partial t}$ et $u\frac{\partial u}{\partial x}$ est de $u/c << 1$. Pour le deuxième terme, hors de la couche limite, les gradients verticaux sont faibles et au niveau du lit, les vitesses verticales sont très faibles. L'écart entre l'accélération hors couche limite et l'accélération au fond est plus important que la correction des termes de convection. Nous les considérerons négligeables dans la suite de la discussion.

Par ailleurs, des mesures de pression sont obtenues pour 60 séquences, au niveau de l'interface sol/eau, à deux positions X différentes espacées de 3 cm, autour de $X =$

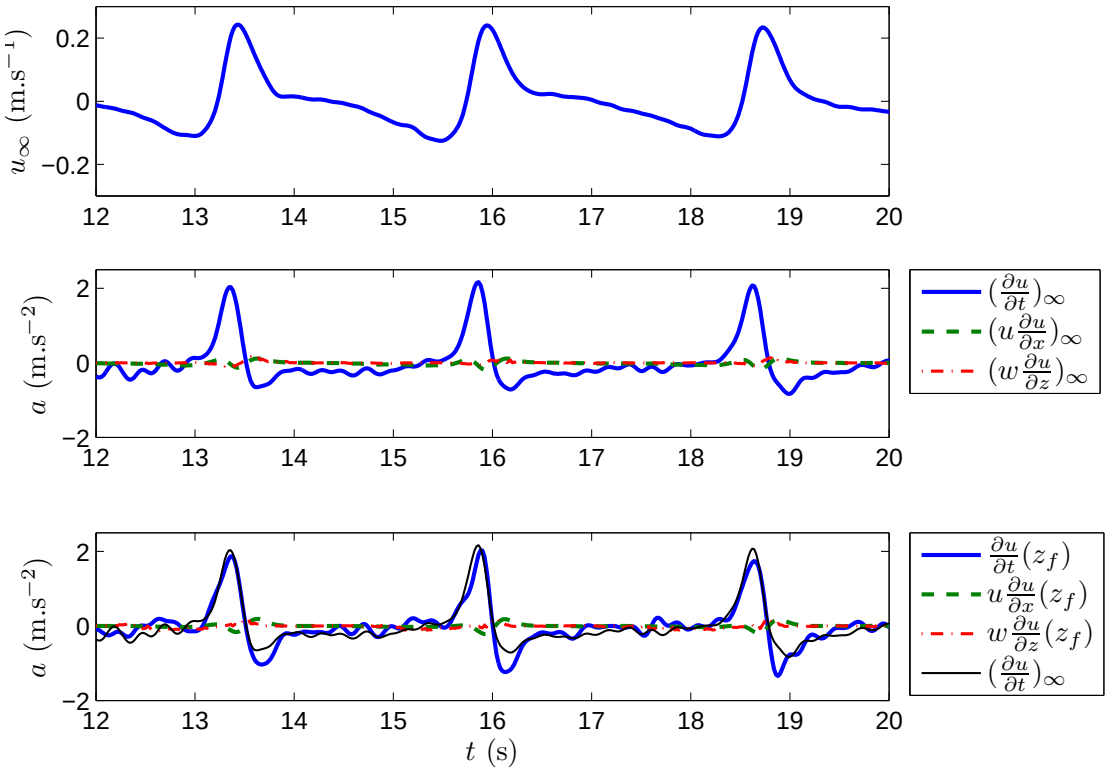


Figure 5.11 – Les trois termes de l'accélération lagrangienne du fluide hors de la couche limite (∞), *i.e.* 2 cm au-dessus du lit, et au niveau du lit (z_f), en X =12 m. Cas 1.

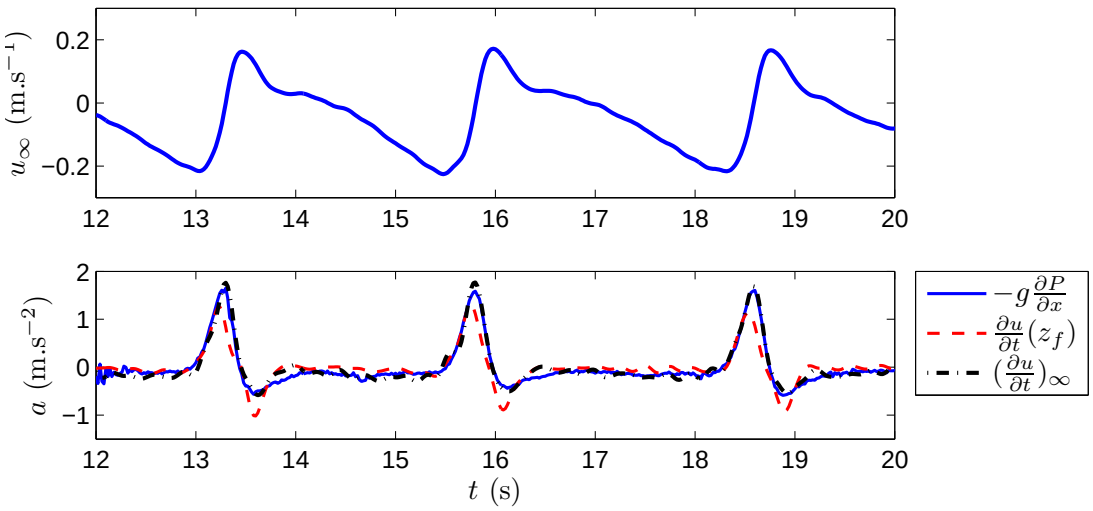


Figure 5.12 – Gradient de pression et accélération de l'écoulement au niveau du lit (z_f) et 2.7 cm au-dessus du lit en X =13 m. Cas 1.

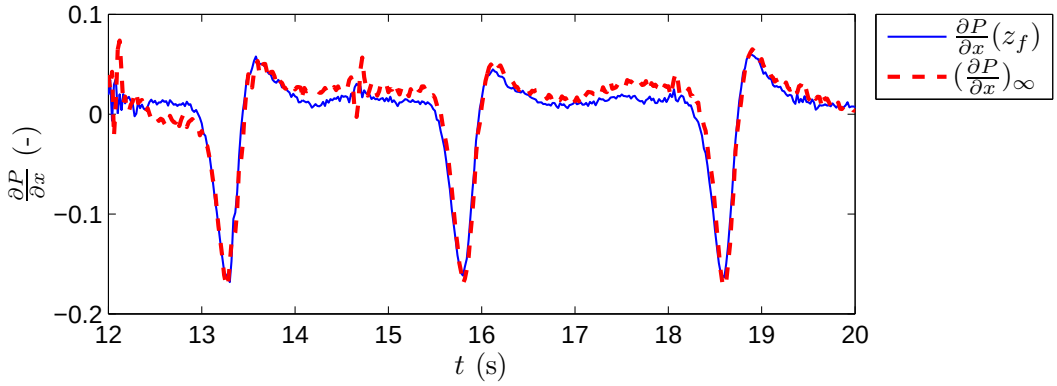


Figure 5.13 – Gradient de pression au fond et 2.6 cm au-dessus du lit en X =13 m. Cas 1.

13 m. On en déduit le gradient horizontal de pression comme mentionné équation (2.28). Il est représenté sur la figure 5.12. La pression est exprimée dans cette thèse en hauteur d'eau, c'est pourquoi le gradient est sans dimension. L'accélération de l'écoulement en deux altitudes différentes en cette même abscisse du canal est superposée sur cette même figure.

Les équations de Navier-Stokes filtrées de la turbulence pour les composantes moyennes et orbitales dans la direction de propagation des vagues donnent en toute altitude :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -g\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial z} \tag{5.10}$$

où τ est la contrainte, P la pression exprimée en hauteur d'eau ($P = p/(\rho g)$), z l'axe vertical orienté vers le haut et d'origine le lit au repos.

Nous avons vu que les termes de convection sont négligeables. Nous pouvons vérifier d'autre part que le gradient horizontal de pression ne varie que très peu sur la verticale. C'est ce que nous pouvons constater figure 5.13 où est représenté le gradient de pression en deux altitudes différentes, dans et hors de la couche limite. Ainsi, le gradient de pression proche du lit est similaire à celui hors de la couche limite. Mais hors de la couche limite, la contrainte de cisaillement est plus faible et le gradient de pression s'approche de l'accélération [Nielsen, 1992]. En effet, si les termes de convection sont négligés, l'équation (5.10) devient :

$$\frac{\partial u_\infty}{\partial t} = -g\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{5.11}$$

C'est ce que l'on vérifie sur la figure 5.12. Le gradient de pression au niveau du lit est

plus proche de l'accélération hors de la couche limite que de celle mesurée au fond. Pedrozo-Acuña *et al.* [2011] ont aussi vérifié cette égalité en zone de déferlement, il semblerait cependant qu'elle ne soit pas valable en zone de jet de rive.

Finalement, nos mesures montrent que le gradient horizontal de pression sur toute la colonne d'eau peut s'identifier à l'accélération hors de la couche limite. Cette égalité justifie la prise en compte des effets d'accélération dans les modèles de contrainte. Ces effets seraient concrètement des effets des forces horizontales de pression qui s'exercent sur le lit. Nous reviendrons sur ce point par la suite (section 6.1.4).

5.3.2 Transfert de l'asymétrie en *skewness*

Nous allons dans cette partie nous intéresser à la forme des vagues. Bien que ce choix puisse paraître sans lien avec la section précédente, nous allons voir que ces deux études nous amènent à nous interroger sur le rôle de l'accélération.

Deux indicateurs, le *skewness* et l'asymétrie, peuvent être utilisés pour décrire la forme des vagues (voir section 2.3). Ici, nous définissons le *skewness* comme une dissymétrie en vitesse et l'asymétrie comme une dissymétrie en accélération. Les vagues en zone de déferlement présentent une vitesse sous la crête plus élevée que dans le creux et un front de vague plus raide que l'arrière, elles sont dites *skewed* et asymétriques. Nous allons regarder comment ces propriétés évoluent avec la profondeur, dans la couche limite.

Sur la figure 5.14 sont représentés les profils verticaux de l'écart type de la vitesse, de la moyenne de la vitesse, du *skewness* et de l'asymétrie dimensionnels et sans dimension (*i.e.* divisés par le cube de l'écart type de la vitesse, voir section 2.3). Ces données ont été collectées pour le climat `bichrom2s5` de période $T = 2.5$ s (voir section 2.3). L'ordonnée correspond à l'altitude normalisée par la hauteur d'eau h, telle que $z^* = -1$ corresponde à l'altitude moyenne du lit sur la séquence et $z^* = 0$ à la surface libre. Le champ de vitesse ne varie que très peu au-dessus de $z^* = -0.9$; on identifie cette altitude, en deçà de laquelle l'amplitude des vagues, mais aussi du courant moyen, diminue, comme étant le sommet de la couche limite. Hors de la couche limite, la vitesse moyenne est négative, caractéristique d'un courant dit « undertow ». Ce courant compense le flux de fluide vers la côte généré par le déferlement des vagues et la dérive de Stokes. Dans la moitié haute de la couche limite, *i.e.* entre $z^* = -0.9$ et $z^* = -0.95$, le *skewness* Sk augmente avec la profondeur tandis que l'asymétrie As diminue. Dans la moitié de la couche limite plus proche du lit, l'asymétrie continue de diminuer mais le *skewness* diminue. Cette diminution est due à la décroissance de l'écart type de la vitesse, le *skewness* sans dimension Sk^* continue d'augmenter jusque $z^* = 0.97$.

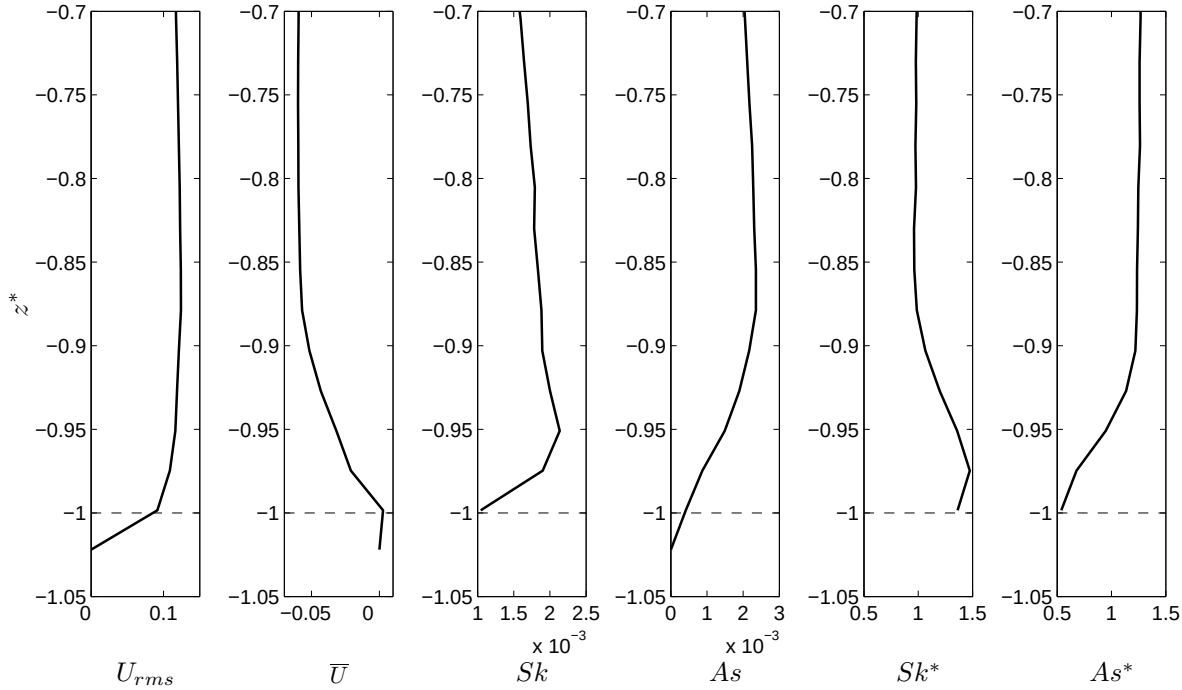


Figure 5.14 – Profils verticaux de l'écart type de la vitesse U_{rms}, de la moyenne de la vitesse $\overline{U}$, de *skewness* et d'asymétrie dimensionnels (Sk et As) et sans dimension (Sk^* et As^*). Cas 1, premier groupe de période 2.5 s, $X = 13$ m, $h = 12.5$ cm.

Ainsi, on observe sur cette figure une transformation de l'asymétrie en *skewness* lorsque l'on descend dans la couche limite. Quelle est la dépendance du *skewness* au niveau du lit à l'asymétrie hors couche limite ? Nous avons interrogé cette dépendance sur la figure 5.15. Le rapport entre les *skewness* sans dimension au niveau du lit (plus précisément au premier point de mesure au dessus de la position moyenne du lit sur la séquence) et hors de la couche limite y est tracé en fonction du rapport entre asymétrie et *skewness* hors de la couche limite. Tant que l'asymétrie hors de la couche limite est nulle, les *skewness* sans dimension au fond et hors de la couche limite sont égaux, mais dès que l'asymétrie hors de la couche limite augmente, le *skewness* au fond peut prendre des valeurs jusqu'à cinq fois plus grandes que celui hors de la couche limite. Cette figure met en évidence une claire dépendance entre *skewness* au fond et asymétrie, nous allons tâcher de comprendre pourquoi ce phénomène se produit.

Considérons un écoulement oscillant laminaire au-dessus d'une plaque plane, située en $z = 0$, z orienté vers le haut. L'écoulement est supposé unidirectionnel selon l'horizontale x. Les équations de Navier-Stokes s'écrivent alors :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial z}\,. \tag{5.12}$$

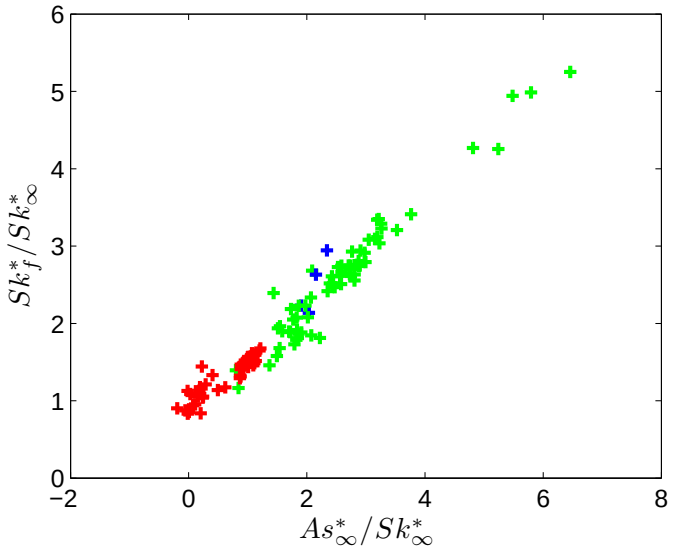


Figure 5.15 – Rapport des *skewness* sans dimension au fond (*i.e.* entre 0 et 3 mm au dessus de la position du lit moyen) et hors de la couche limite en fonction du rapport de l'asymétrie et du *skewness* hors de la couche limite. Les trois couleurs correspondent à trois climats de périodes différentes. (+) : $T = 3$ s ; (+) : $T = 2.5$ s ; (+) : $T = 2$ s. L'altitude de la mesure hors de la couche limite est choisie comme le maximum de u_{rms} ; le fond comme le point de mesure directement au-dessus du lit moyen sur l'intervalle de temps considéré d'après l'ADVP (*cf.* section 4.3.1). L'ensemble de ces points résulte de 68 expériences différentes.

Mais en écoulement laminaire la contrainte de cisaillement τ est reliée au gradient vertical de vitesse par :

$$\tau = \nu \frac{\partial u}{\partial z} \tag{5.13}$$

où ν est la viscosité de l'eau.

D'après l'équation (5.11), l'équation (5.12) peut s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(u_\infty - u) = -\nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{5.14}$$

Avec les conditions aux limites $u \to u_\infty$ pour $z \to \infty$ où $u_\infty = U_0 \cos(\omega t)$ et $u = 0$ en $z = 0$, une solution de cette équation s'écrit :

$$u = U_0 \left[\cos(\omega t) - \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \cos\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)\right] \tag{5.15}$$

où $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$. Le déphasage entre vitesse hors couche limite et vitesse dans la couche limite dépend de la fréquence *via* δ. La vitesse dans la couche limite déduite de cette formule est illustrée figure 5.16 pour une période de 3 s. Le déphasage de la vitesse

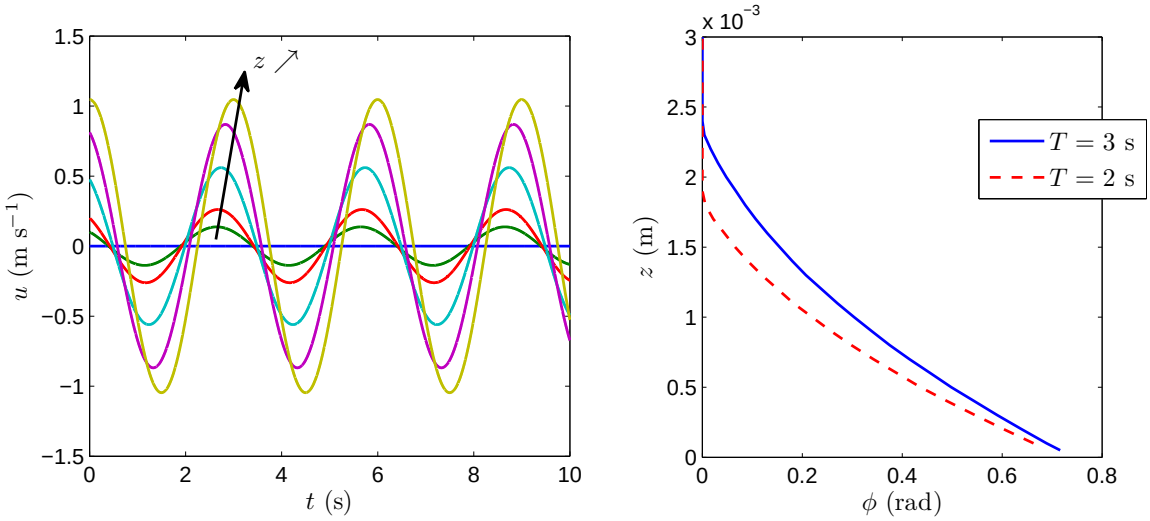


Figure 5.16 – Couche limite oscillante laminaire. À gauche, vitesses en différentes altitudes : $z = 0$, 0.1 mm, 0.2 mm, 0.5 mm, 1 mm et 3 mm au-dessus du fond ; à droite, avance de phase en seconde de la vitesse en fonction de l'altitude au-dessus du fond.

en chaque altitude est représenté à droite pour deux périodes, 2 s et 3 s. Il tend vers $\pi/4$ rad au niveau du lit en $z = 0$ pour toutes les fréquences. Cependant, au dessus du lit dans la couche limite, il dépend de la fréquence.

En écoulement turbulent, le modèle utilisé par Henderson *et al.* [2004] (de fermeture k-ϵ) tend à indiquer que le déphasage entre la vitesse 2 mm au dessus du lit et celle mesurée 70 cm au dessus du lit lors de l'expérience de terrain Duck94 [Elgar *et al.*, 1997 ; Gallagher *et al.*, 1998] est constant (voir figure 5.17).

Considérons maintenant deux ondes de pulsations ω et 2ω. Si ces ondes sont déphasée de $\pi/2$, la somme de ces deux ondes est une vague asymétrique (voir figure 5.18). Elles présentent le même déphasage ϕ dans la couche limite, donc l'une est décalée temporellement de ϕ/ω et la deuxième de $\phi/(2\omega)$ (voir figure 5.18, en haut). Ce décalage transforme la vague purement asymétrique (symétrie de vitesse et dissymétrie d'accélération, figure 5.18, en bas, en bleu) en une vague *skewed* (dissymétrie de vitesse, en rouge gras).

Nous avons appréhendé sur un exemple comment ce transfert pouvait s'effectuer, nous allons généraliser cette réflexion. Le *skewness* et l'asymétrie caractérisent des non linéarités. Si l'on considère la décomposition de Fourier de la vitesse horizontale $u(z,t) = \sum_{n=1}^{N} A_{\omega_n}(z)e^{i\omega_n t} + {A_{\omega_n}}^*(z)e^{-i\omega_n t}$, ces non linéarités résultent d'un couplage entre les coefficients de Fourier A_{ω_n}. Elles peuvent être quantifiées *via* l'autobispectre B [Elgar, 1987] :

$$B(\omega_i, \omega_j) = \left\langle A_{\omega_i} A_{\omega_j} {A_{\omega_i+\omega_j}}^* \right\rangle \tag{5.16}$$

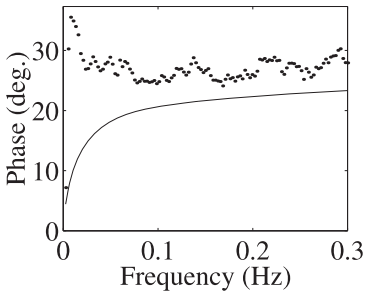


Figure 5.17 – Déphasage de la vitesse modélisée 2 mm au dessus du lit par rapport à la vitesse mesurée 70 cm au dessus du lit en fonction de la fréquence (•) [Henderson *et al.*, 2004]. En trait plein figure le déphasage en fonction de la fréquence prédit par Mei [1989].

où les crochets réfèrent à une moyenne d'ensemble ou espérance, sur plusieurs réalisations indépendantes. La partie imaginaire de cet autobispectre correspond à l'asymétrie (As), la partie réelle au *skewness* (Sk).

Si par ailleurs, on fait l'hypothèse que la vitesse dans la couche limite est égale à la vitesse hors de la couche limite déphasée et atténuée, nous pouvons écrire la relation suivante entre les coefficients de Fourier hors de la couche limite $A_{\omega_n \infty}$ et en une altitude quelconque z_{CL} dans la couche limite :

$$A_{\omega_n}(z_{CL}) = A_{\omega_n \infty} \times K(z_{CL}) e^{i\phi(z_{CL})} \tag{5.17}$$

Nous supposons de plus que K et ϕ sont indépendants de la fréquence donc de ω.

L'autobispectre au fond peut alors s'écrire :

$$B(\omega_i, \omega_j, z_{CL}) = \left\langle A_{\omega_i}(z_{CL}) A_{\omega_j}(z_{CL}) A^*_{\omega_i+\omega_j}(z_{CL}) \right\rangle \tag{5.18}$$

$$= \left\langle A_{\omega_i \infty} A_{\omega_j \infty} A^*_{\omega_i+\omega_j \infty} K^3(z_{CL}) e^{i\phi(z_{CL})} \right\rangle \tag{5.19}$$

Il est alors possible d'obtenir les relations suivantes entre les *skewness* et asymétries hors et dans la couche limite :

$$Sk(z_{CL}) = K^3 \times (\cos(\phi) Sk_\infty + \sin(\phi) As_\infty) \tag{5.20}$$

$$As(z_{CL}) = K^3 \times (\cos(\phi) As_\infty - \sin(\phi) Sk_\infty) \tag{5.21}$$

Ainsi, le *skewness* dans la couche limite dépend non seulement du *skewness* hors de la couche limite mais aussi de l'asymétrie. Le déphasage entre la vitesse dans la couche limite et la vitesse hors de la couche limite entraîne un transfert de non linéarité, de

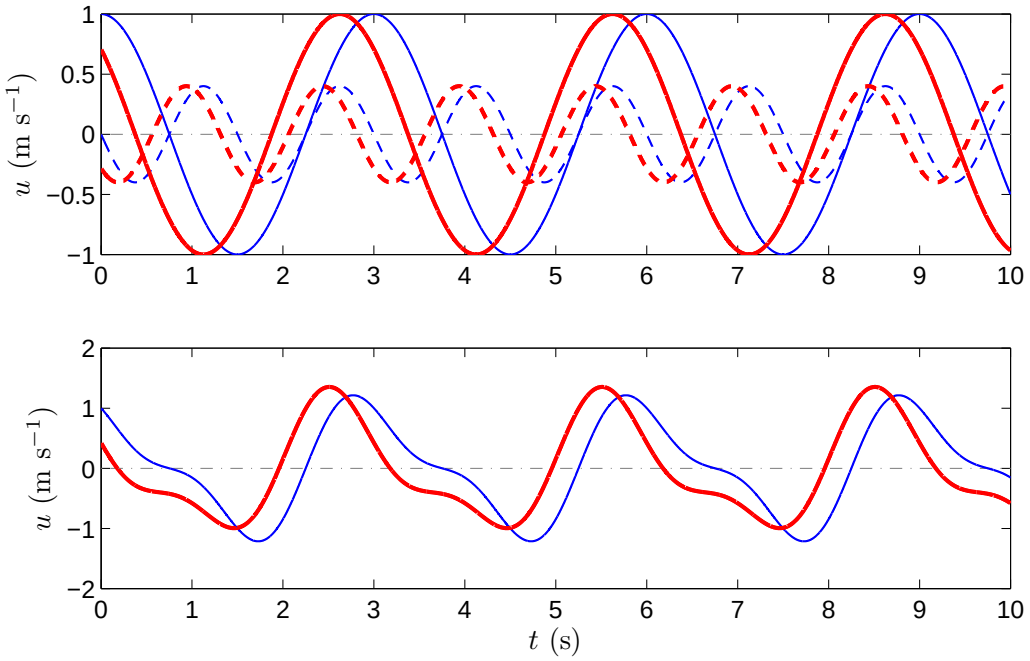


Figure 5.18 – Illustration de l'effet d'un déphasage indépendant de la fréquence dans la couche limite sur les non-linéarités. En haut, deux composantes de la vitesse de période 3 s et 1.5 s. En bas, somme de ces deux composantes. En trait fin bleu, la vitesse hors de la couche limite, en trait gras rouge, la vitesse dans la couche limite. Nous avons considéré un déphasage au niveau du lit de 45°, déphasage prédit par le modèle laminaire.

l'asymétrie hors de la couche limite en *skewness* dans la couche limite et inversement.

Considérons à nouveau la figure 5.15. Les relations ci-dessus sont valables pour le *skewness* et l'asymétrie dimensionnels, tandis que cette figure représente un rapport entre grandeurs sans dimension. Cependant, le rapport représenté en ordonnée peut s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{Sk_f^*}{Sk_\infty^*} = \frac{Sk_f}{Sk_\infty} \times \frac{(u_\infty)^3_{\mathrm{rms}}}{(u_f)^3_{\mathrm{rms}}} \tag{5.22}$$

Or, on montre que le rapport $(u_f)_{\mathrm{rms}}/(u_\infty)_{\mathrm{rms}}$ est le facteur d'atténuation K défini

ci-dessus. Finalement, le rapport des *skewness* s'écrit d'après l'équation (5.20) :

$$\frac{Sk_f^*}{Sk_\infty^*} = \frac{Sk_f}{Sk_\infty} \times \frac{1}{K^3} \tag{5.23}$$

$$= \cos(\phi(z_f)) + \sin(\phi(z_f))\frac{As_\infty}{Sk_\infty} \tag{5.24}$$

$$\frac{Sk_f^*}{Sk_\infty^*} = \cos(\phi(z_f)) + \sin(\phi(z_f))\frac{As_\infty^*}{Sk_\infty^*} \tag{5.25}$$

Si le déphasage entre le lit et le sommet de la couche limite ne dépend pas de l'expérience considérée, nous obtenons bien une dépendance linéaire du rapport des *skewness* au rapport des asymétries. Le coefficient directeur s'identifie à $\sin(\phi)$ et l'ordonnée à l'origine à $\cos(\phi)$. Sur la figure 5.15, le coefficient directeur de la droite ajustant le nuage de points est estimé à 0.7, l'ordonnée à l'origine à 0.8, ce qui conduit à une avance de phase de la vitesse au fond sur la vitesse hors de la couche limite de l'ordre de 40°. Nous avons vu que pour un écoulement laminaire oscillant, l'avance de phase de la vitesse au fond est de 45°. Mei [1989, section 8.7.1] reprenant un modèle tenant compte de la turbulence montre que le déphasage de la vitesse au niveau du lit est alors d'environ 20° pour les conditions décrites dans le tableau 2.2.

Nous avons aussi déterminé le déphasage ϕ entre la vitesse au niveau du fond moyen et celle à l'altitude du maximum de vitesse u_{rms} par corrélation. Le déphasage trouvé varie selon l'expérience entre 6 et 18°, avec une moyenne de l'ordre de 15°. La résolution sur ces déphasages est de 3° (= fréquence d'échantillonnage × 360° / période).

Nous observons une certaine incohérence entre la prédiction donnée par l'analyse de l'auto-bispectre et la détermination directe du déphasage par corrélation. La théorie développée par Henderson *et al.* [2004] ne permet pas de prédire précisément le transfert de l'asymétrie en *skewness* à partir du déphasage.

Nous avons tout de même utilisé les équations (5.20) et (5.21) pour prédire le *skewness* et l'asymétrie dans toute la couche limite à partir des valeurs de *skewness* et d'asymétrie hors de la couche limite (*i.e.* à l'altitude telle que u_{rms} soit maximale) et du déphasage ϕ obtenu par corrélation. Le coefficient K est calculé comme le rapport $(u(z_{CL}))_{\text{rms}}/(u_\infty)_{\text{rms}}$, où z_{CL} est l'altitude considérée. L'accord entre valeurs prédites et valeurs mesurées est relativement bon (voir figure 5.19). L'erreur quadratique est inférieure à 20 %. La dispersion plus importante des points en comparaison à la figure 5.15 est probablement due au fait que tandis que l'hypothèse d'un déphasage indépendant de la fréquence est correcte au niveau du lit, elle l'est moins pour des points de mesure plus hauts dans la colonne d'eau.

Ainsi, nous avons mis en évidence une transformation de non linéarités dans la

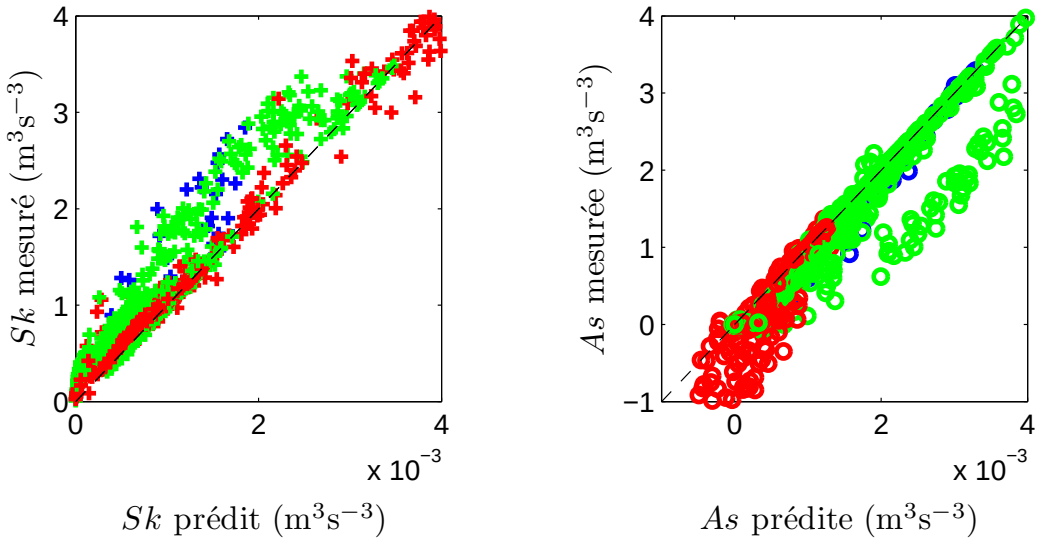


Figure 5.19 – *Skewness* et asymétrie mesurés dans la couche limite en fonction de la prédiction par les équations (5.20) et (5.21).

couche limite. Le *skewness* et l'asymétrie contribuent au *skewness* au niveau du lit, de même l'asymétrie et le *skewness* contribuent à l'asymétrie au niveau du lit. Ce transfert serait une conséquence du déphasage des vitesses dans la couche limite par rapport à celles hors de la couche limite. L'hypothèse simplifiée selon laquelle ce déphasage ne dépend pas de la fréquence ne permet pas de prédire avec précision le *skewness* et l'asymétrie dans la couche limite mais l'accord entre valeurs prédites et mesurées est relativement bon, confirmant que l'essentiel du phénomène est décrit.

5.3.3 Calcul de la contrainte de cisaillement au fond

Le calcul de la contrainte est crucial dans l'estimation du transport sédimentaire. Grâce à la mesure répétée des deux composantes de la vitesse sur un profil vertical complet, nous sommes en mesure de la calculer directement par décomposition du signal.

L'écoulement considéré est bidimensionnel et la moyenne de phase de la contrainte peut s'écrire [Nielsen, 1992, p. 12-13] :

$$\widetilde{\tau} = \rho\nu\frac{\partial\,\widetilde{u}}{\partial z} - \rho\widetilde{u}\widetilde{w} - \rho\widetilde{u'w'} \tag{5.26}$$

où $\widetilde{}$ représente la moyenne d'ensemble et les composantes turbulentes sont distinguées d'une apostrophe. Notons que contrairement à la notation qu'utilise Nielsen [1992], la moyenne sur l'ensemble de la séquence de $\widetilde{u}$ n'est pas nulle. La composante turbulente

est calculée comme la différence entre la vitesse instantanée et la moyenne d'ensemble de la vitesse. Les vitesses dans cette formule doivent être estimées au plus proche du fond afin que la contrainte développée dans le fluide au niveau du point de mesure et la contrainte exercée par le fluide sur le fond s'équilibrent. Cette condition est réalisée si le point de mesure est à une altitude telle que la force résultante du gradient horizontal de pression sur la hauteur comprise entre le lit et le point de mesure est négligeable. Dans le cas présent, cette hauteur est au plus de trois millimètres. D'autre part, la *sheet-flow* se développe à certaines phases de la vague, et la vitesse mesurée est alors celle de la mixture eau / sédiment. La contrainte calculée par la formule ci-dessus est, dans ce cas, la contrainte de la mixture.

De cette contrainte, on déduit le nombre de Shields θ par :

$$\theta = \frac{\widetilde{\tau}}{\rho(s-1)\, g\, d_{50}} \tag{5.27}$$

où ρ est la densité de l'eau, $s = \rho_s/\rho$ avec ρ_s la densité du sédiment et d_{50} le diamètre médian.

La contrainte peut schématiquement se décomposer en trois termes : le terme de viscosité, le terme dû aux vitesses orbitales et moyennes, et le terme de turbulence. La contribution de ces trois termes à la contrainte est très inégale (voir figure 5.20). Les termes de viscosité et de turbulence sont négligeables, ce qui est en accord avec les résultats de Sleath [1987].

Dans de nombreuses situations pratiques, on ne dispose pas des profils de vitesse et il est intéressant de prédire cette contrainte à partir des mesures de vitesse hors de la couche limite. Nielsen [2006] propose une formule prenant en compte les effets d'accélération. Cette formule a été étudiée et améliorée notamment par Terrile *et al.* [2009] mais par soucis de simplicité, nous nous en tiendrons à la version proposée par [Nielsen, 2006]. Elle s'écrit :

$$\theta_N = \frac{{u_\theta}^2}{(s-1)\, g\, d_{50}} \tag{5.28}$$

où

$$u_\theta = \sqrt{\frac{1}{2} f_{25}} \left(\cos(\phi_t) u_\infty + \sin(\phi_t) \frac{1}{\omega_p} \frac{\partial\, u_\infty}{\partial t} \right) \tag{5.29}$$

avec ϕ_t un coefficient ajustable, ω_p la pulsation pic du forçage et f_{25} qui vérifie :

$$f_{25} = \exp\left(5.5 \left(\frac{2.5 d_{50}}{A} \right)^{0.2} - 6.3 \right) \tag{5.30}$$

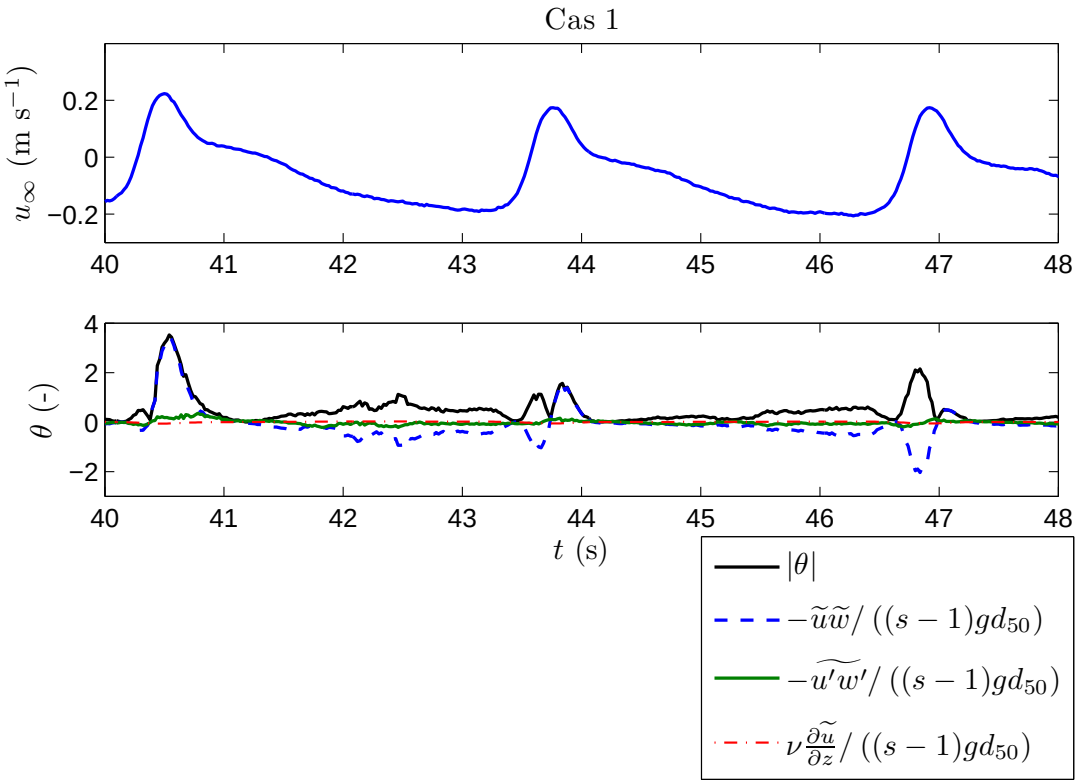


Figure 5.20 – Les trois contributions à la contrainte : le terme de viscosité, le terme dû aux vitesses orbitales et moyennes, et le terme de turbulence.

où $A = \sqrt{2}U_{\text{rms}}/\omega_p$. La contrainte déterminée à l'aide de ces équations est toujours positive. Nous la comparerons à la valeur absolue de la contrainte déterminée par décomposition du signal.

Les résultats de ces deux méthodes sont représentés figure 5.21, pour le climat de houle `bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets` (Cas 1 défini section 5.1). Pour ce climat, nous avons répété 180 séquences sur un profil de plage à l'équilibre [Grasso *et al.*, 2009]. Les trois graphiques du haut sont relatifs au premier groupe de bichromatique, les trois du bas au deuxième groupe. L'ajustement de ϕ_t est différent pour les deux groupes bichromatiques : la valeur choisie pour le premier est de 30°, de 45° pour le deuxième. Cet ajustement permet de faire varier l'amplitude des pics mais ne change pas la phase de la contrainte. Cette tendance en fonction de la période est contraire à celle observée par Nielsen [2006], mais qui était observée pour deux périodes différentes seulement, de 3 s et 5 s. La valeur de 45° pour le paquet de période 3 s est cohérente avec ses résultats pour du sable grossier. Bien que les vitesses hors de la couche limite soient similaires, la contrainte adimensionnée est plus importante pour le paquet de période 3 s (le deuxième). Les valeurs maximales de la contrainte sont globalement

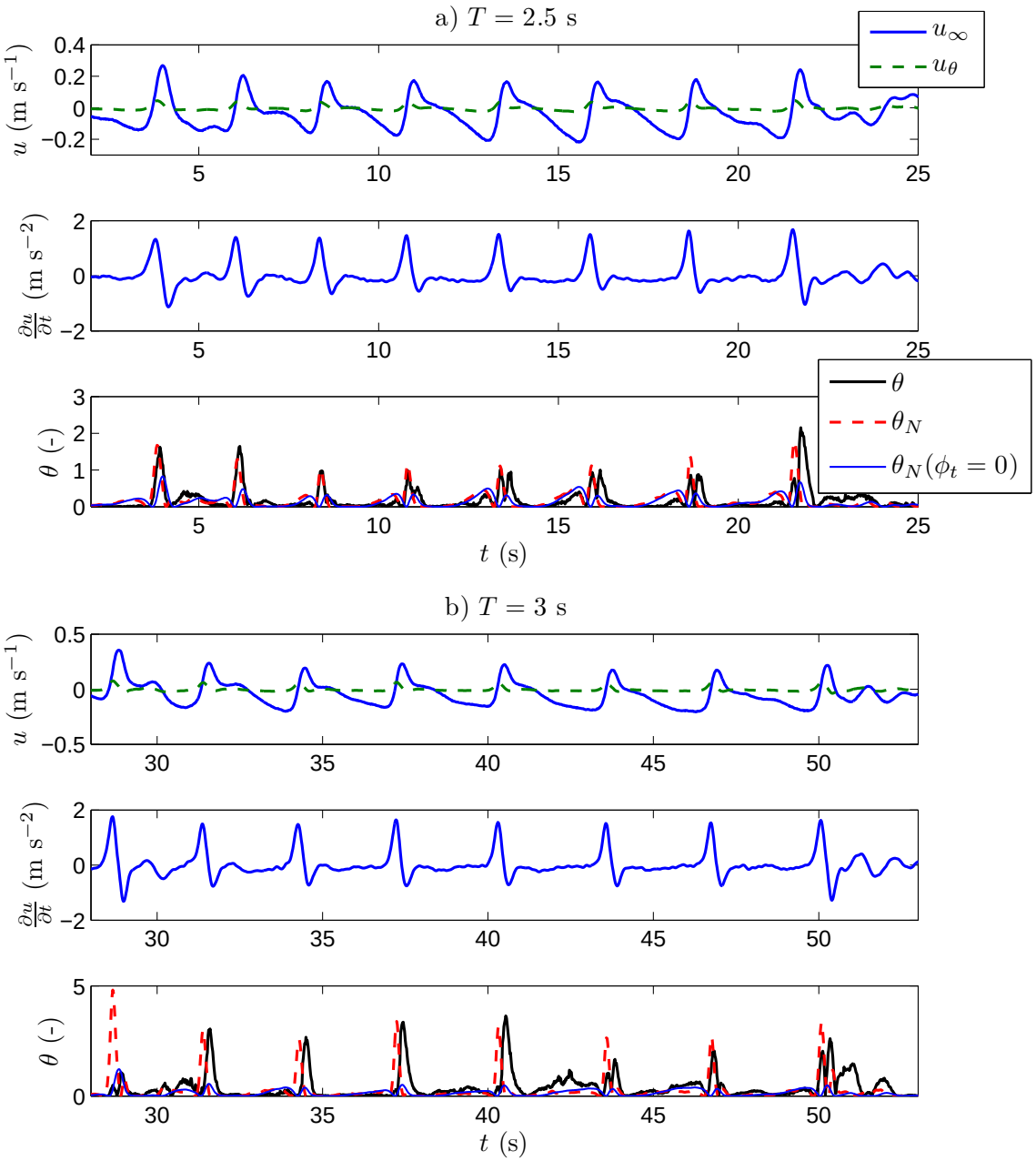


Figure 5.21 – Estimée de la contrainte : en haut, vitesse hors couche limite et vitesse u_θ définie équation (5.29) ; en dessous, accélération de l'écoulement ; en bas, contrainte sans dimension θ par la méthode directe au niveau du fond z_f mesuré par l'ADVP. Sont superposées les contraintes θ_N déduites de l'équation (5.28) pour $\phi_t = 30$ ou 45° et $\phi_t = 0$, *i.e.* sans tenir compte des effets d'accélération. Cas 1. a) premier groupe de période 2.5 s, $\phi_t = 30°$. b) deuxième groupe de période 3 s, $\phi_t = 45°$. Les grandeurs représentées sont des moyennes d'ensemble.

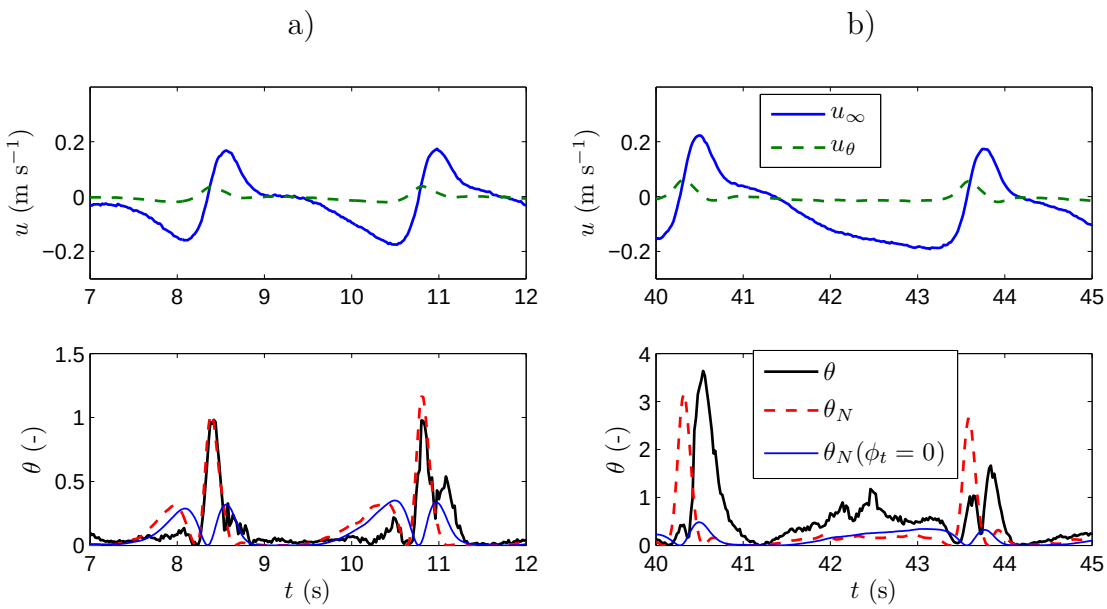


Figure 5.22 – Agrandissement de la figure précédente 5.21. a) $T = 2.5$ s, b) $T = 3$ s.

bien reproduites par l'équation (5.28) après ajustement de ϕ_t.

Pour mieux étudier le phasage de ces contraintes, deux agrandissements sont présentés figure 5.22. Deux vagues du paquet de période 2.5 s sont agrandies à gauche. L'estimée de la contrainte par l'équation (5.28) avec $\phi_t = 30°$ conduit à des valeurs en très bon accord avec le calcul direct de la contrainte. Pour chaque vague, une augmentation de la contrainte apparait sous le creux de la vague, puis, un ou deux pics de contrainte ont lieu, juste avant et juste après la crête de la vague. L'augmentation de la contrainte θ_N sous le creux est du même ordre de grandeur pour ϕ_t nul ou non nul, et surestime la contrainte mesurée. Pour la première vague, les deux estimées de la contrainte sont en phase, en légère avance de phase sur la vitesse hors couche limite. Ne pas prendre en compte les effets d'accélération, *i.e.* prendre $\phi_t = 0$, aboutit non seulement à des valeurs 3 fois trop faibles mais aussi à un phasage incohérent. Ceci souligne encore une fois l'importance de ces effets. Pour la seconde vague, un deuxième pic de contrainte apparait après le premier. Il n'est pas reproduit par l'équation (5.28).

De la même façon que pour le premier paquet, nous avons choisi deux vagues du deuxième paquet que nous avons agrandies à droite. Le second pic de la contrainte est dans ce cas prépondérant et la contrainte par la méthode directe est en retard sur la crête tandis que celle déduite de l'équation (5.28) est toujours en avance. Ce deuxième pic est mal compris, il pourrait être la conséquence de la forte décélération à l'arrière de la vague ou du rebond.

Finalement, nous observons certaines incohérences entre modèle et mesure. Après

ajustement de ϕ_t, nous parvenons à un très bon accord quant à la valeur quadratique moyenne des contraintes (erreur inférieure à 10 %). Cependant, la forme et la phase de la contrainte n'est pas toujours bien reproduite. Ce désaccord est probablement dû au fait que cette simple formule semi-empirique ne peut reproduire la complexité de la dynamique de la *sheet-flow*.

Dans la suite de cette thèse, nous utiliserons le nombre de Shields pour caractériser les profondeurs d'érosions. Nous ne disposons pas des mesures de turbulence pour toutes les séquences, soit parce que le nombre de séquence enregistrées est insuffisant pour déterminer la turbulence, soit parce que le lit n'est pas à l'équilibre. Nous utiliserons dans ce cas le fait que le terme dû aux vitesses orbitales et moyennes est prépondérant et nous négligerons les deux autres termes.

Dans certains cas, nous ne disposons d'aucune mesure de vitesse, auquel cas nous seront restreints à une analyse basée sur l'estimation de la contrainte à partir de la vitesse hors couche limite déduite de la surface libre. Nous utiliserons pour les bichromatiques de période 2.5 et 3 s les valeurs optimisées de ϕ_t ci-dessus (30 et 45°). Pour le bichromatique de période 2 s, nous prendrons la valeur de 30°.

Chapitre 6

Dynamique du lit

Nous allons nous attacher dans cette partie à décrire la réponse du lit à un forçage donné. Cette analyse se base essentiellement sur les mesures de pression, les mesures optiques et les mesures d'interfaces grâce à l'ADVP (voir section 4.2 page 70).

6.1 Profondeur d'érosion, épaisseur de *sheet-flow* et forçage

La profondeur d'érosion est définie dans cette thèse comme la différence entre l'altitude initiale du lit et l'altitude la plus basse atteinte au cours du cycle. Elle est représentative de la quantité maximale de sédiment mise en mouvement par les vagues. L'épaisseur de *sheet-flow* est mesurée grâce à l'ADVP, elle représente l'épaisseur d'une couche en mouvement dans laquelle l'interaction entre particules est prépondérante (ce qui correspond schématiquement à des concentrations volumiques supérieures à 8 %).

6.1.1 Trois cas, trois réponses différentes

Les trois cas que nous avons étudiés au cours de cette thèse sont présentés section 5.1 page 85. Pour chacun de ces cas, le forçage est différent, et le comportement de la *sheet-flow* ainsi que les profondeurs d'érosion sont différentes (Figure 6.1). Pour le cas 1, la hauteur significative des vagues, déterminée par l'analyse vague à vague (voir partie 2.3 page 35) est de 7.7 cm, la moyenne quadratique H_{rms} de 6.3 cm. L'érosion maximale est de 5 mm et l'épaisseur de *sheet-flow* varie entre 2 et 6 mm, elle retombe à zéro entre deux paquets mais pas entre 2 vagues. Les mesures par fibres optiques ne sont pas disponibles pour ce cas.

Pour le cas 2, la hauteur significative des vagues est de 6.6 cm, la moyenne H_{rms} de 5.2 cm. L'érosion maximale est de 2 mm et l'épaisseur de *sheet-flow* varie entre 0 et 4 mm, elle retombe à zéro entre chaque vague. La mesure par fibre optique manque de résolution pour mesurer ce genre d'érosion. Cependant, pour cette séquence particulière, un capteur se situait dans le lit au repos et face au lit déstabilisé lors des érosions sous chaque crête. Chaque pic d'érosion mesuré par l'ADVP l'est aussi par les fibres optiques, mais pour plus de lisibilité, le signal optique n'est pas représenté ici.

Enfin, pour le cas 3, la hauteur significative des vagues est de 13.8 cm, la moyenne H_{rms} de 10.3 cm. L'érosion maximale est de 3 cm, selon les fibres optiques, avec une résolution de l'ordre de 5 mm. Ni la mesure ADVP de la position du lit, ni celle du sommet de la *sheet-flow* n'est valide sous les vagues car la suspension est trop dense (voir section 4.2 page 70), c'est pourquoi elle dévie de la mesure optique. Cependant, le fait que la mesure soit impossible indique que la suspension est dense au moins jusqu'à l'interface détectée.

Il apparait clairement au vu de ces trois exemples que la profondeur d'érosion détectée est d'autant plus importante que les vagues sont grandes. Nous allons quantifier cette dépendance et la comparer à certains résultats de la littérature.

6.1.2 Évolution instantanée

Nous allons dans cette partie nous intéresser au cas 2 mentionné ci-dessus. Pour ce cas, peu énergétique, la concentration de la suspension reste faible et la détection du fond par l'ADVP est la plus sûre. Sur la figure 6.2 sont représentées la profondeur d'érosion d_e et l'épaisseur de *sheet-flow* δ_s adimensionnées par le diamètre médian des grains d_{50}. La contrainte adimensionnée θ dans laquelle les termes de viscosité et de turbulence sont négligés (voir 5.3.3) est superposée ainsi que la vitesse hors de la couche limite u_∞. La phase du maximum de vitesse est repérée d'un trait pointillé gris. L'épaisseur de la *sheet-flow*, la profondeur d'érosion et la contrainte suivent des tendances similaires, bien que la contrainte soit toujours légèrement en avance. En $t = 30$ s, une vague munie d'une crête secondaire engendre deux pics de contrainte, suivis de deux pics d'érosion. Pour les vagues suivantes, ce pic est inexistant, que ce soit pour les profondeurs ou pour la contrainte.

Par ailleurs, la profondeur d'érosion mesurée par l'ADVP lors des pics est de l'ordre de 2-3 diamètres de grain. Ribberink *et al.* [2008] obtiennent pour des expériences en tube en U une profondeur d'érosion d_e qui vérifie :

$$\frac{d_e}{d_{50}} = \alpha\,\theta \quad \alpha = 3.7, \tag{6.1}$$

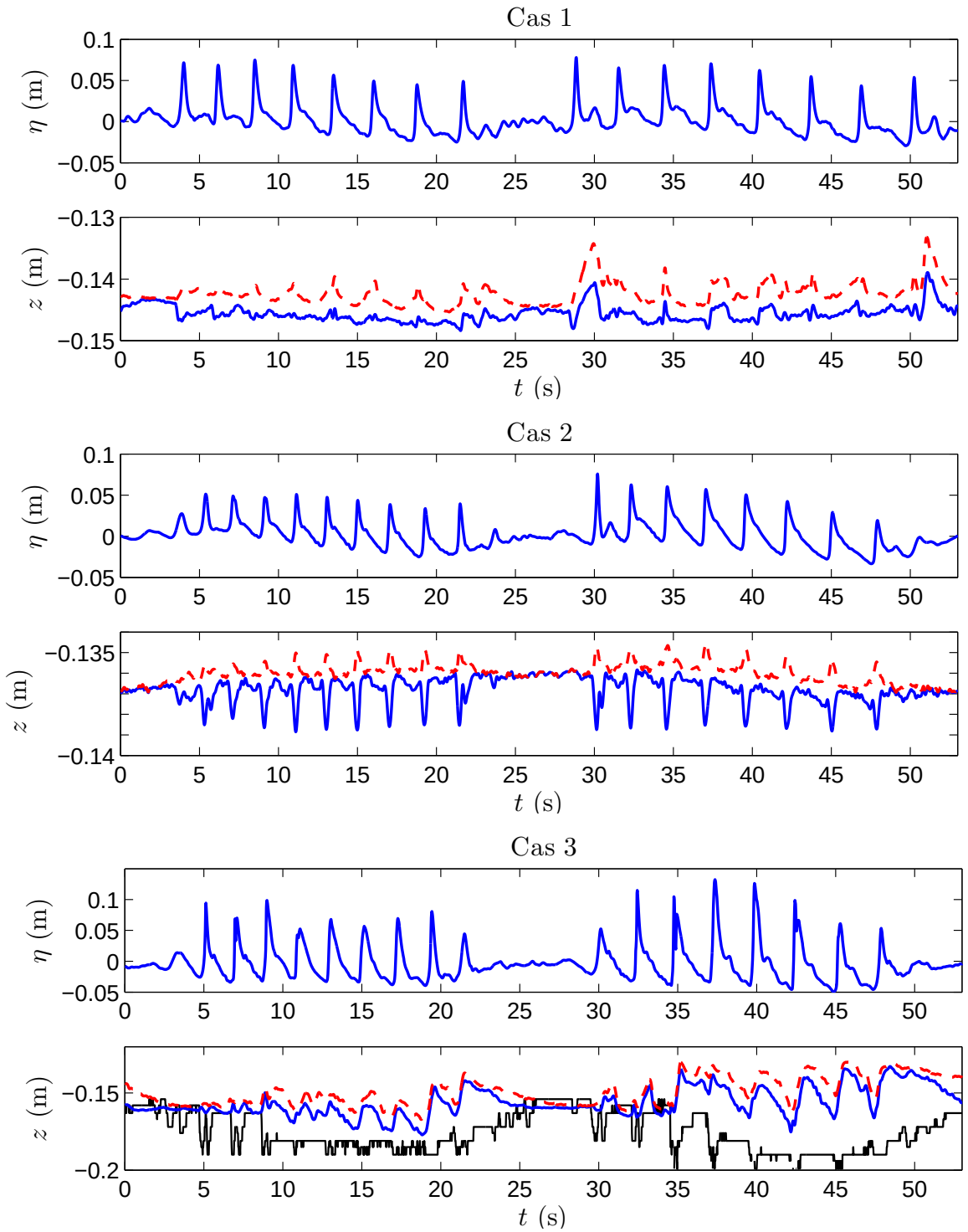


Figure 6.1 – Élévation de la surface libre η et réponse du lit pour les cas 1 à 3. La réponse du lit est donnée par l'ADVP d'une part : - position du lit immobile z_f, - - position du sommet de la *sheet-flow* z_s, par les fibres optiques d'autre part pour le cas 3 : - position du lit immobile.

où θ est obtenu à partir de la mesure de la vitesse hors de la couche limite sans tenir compte des effets d'accélération. Ainsi, une profondeur d'érosion de 3 diamètres de grains correspondrait à un nombre de Shields de l'ordre de 0.8. Le Shields mesuré est plutôt de l'ordre de 1.5. C'est probablement dû au fait que le calcul de contrainte réalisé par Ribberink *et al.* [2008] est effectué à partir de la mesure de la vitesse hors couche limite. En utilisant la méthode donnée par Ribberink *et al.* [2008], le nombre de Shields maximal est de 0.95, ce qui s'approche de la valeur attendue.

De la même façon, l'épaisseur de *sheet-flow* est, d'après Wilson [1987] de l'ordre de $10\,\theta \times d_{50}$. Cette estimation est basée sur des expériences en écoulement stationnaire. Des expériences en écoulement oscillant en tube en U [Zala Flores et Sleath, 1998] mettent en évidence une dépendance de l'épaisseur de *sheet-flow* en $3\,\theta \times d_{50}$. L'épaisseur de *sheet-flow* mesurée de 6 d_{50} conduirait à θ entre 0.6 et 2. Ces valeurs encadrent la valeur mesurée.

Finalement, la réponse du lit à la contrainte n'est pas instantanée. Elle est légèrement en avance sur la vitesse hors de la couche limite et en retard de 0.1 s environ sur la contrainte. Les résultats du modèle de Hsu et Hanes [2004] concordent avec ce constat. Pour des vagues asymétriques, le transport — donc probablement la mobilisation du lit — est maximal entre l'accélération maximale et la vitesse maximale. Elle est du même ordre de grandeur que ce qu'ont montré Ribberink *et al.* [2008], Zala Flores et Sleath [1998] et Wilson [1987].

Nous avons vu sur cet exemple le comportement instantané de la profondeur d'érosion et de l'épaisseur de la *sheet-flow*, nous allons tâcher d'obtenir une relation entre épaisseurs moyennes et contrainte pour plusieurs climats différents.

6.1.3 L'épaisseur de *sheet-flow* et la profondeur d'érosion : fonction de la contrainte ?

Faire un bilan sur l'ensemble des expériences et des climats nécessite de mettre en œuvre plusieurs techniques pour représenter la globalité des climats réalisés. La profondeur d'érosion est mesurée conjointement par les fibres optiques et l'ADVP. En zone des brisants, la mesure du fond ou du sommet de la *sheet-flow* par l'ADVP est rendue impossible par la suspension trop dense. Ainsi, l'épaisseur de *sheet-flow* n'est pas mesurée et la profondeur d'érosion est déduite des fibres optiques. En zone de déferlement, les profondeurs d'érosion constatées sont relativement faibles et l'espacement des capteurs optiques ne permet pas de les résoudre, nous utiliserons alors les mesures ADVP de profondeur d'érosion et d'épaisseur de *sheet-flow*.

Le Shields est déterminé à partir de la vitesse hors de la couche limite mesurée par

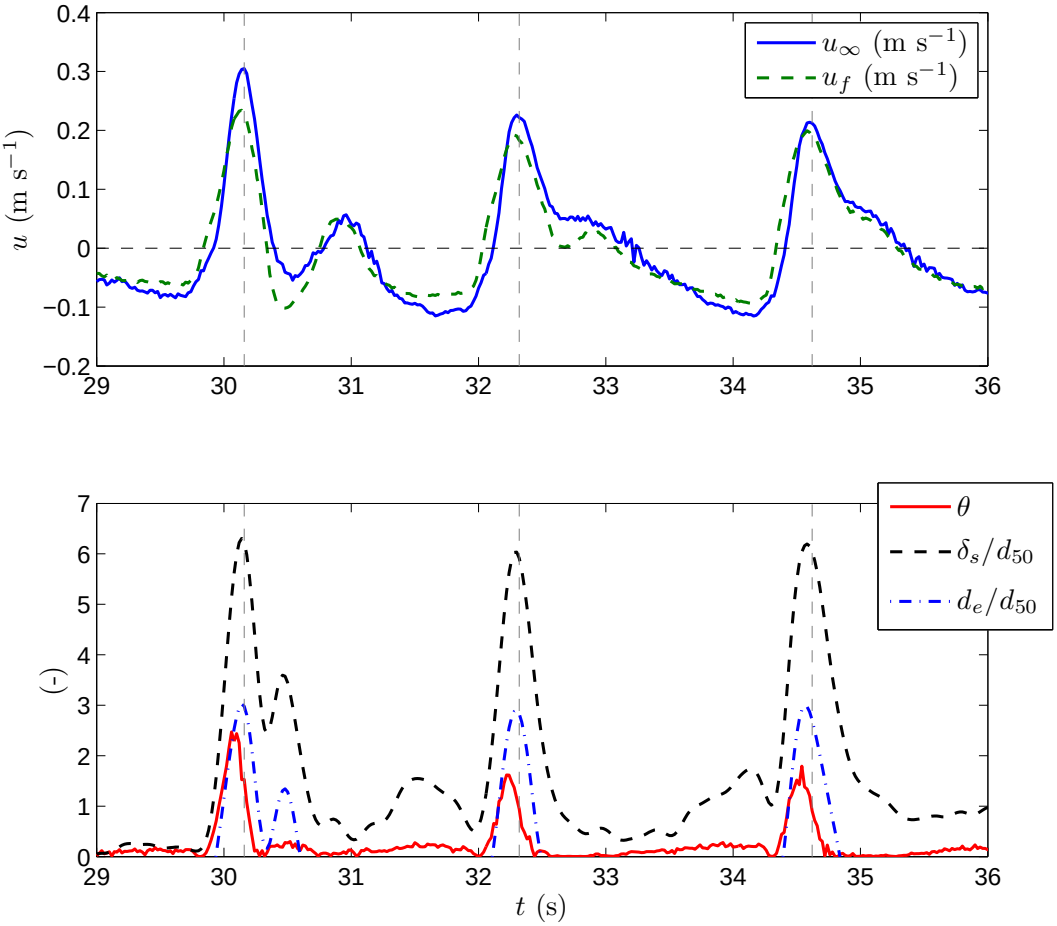


Figure 6.2 – Évolutions instantanées : en haut, de la vitesse hors couche limite u_∞ et de la vitesse u_f entre 0 et 3 mm au dessus du lit ; en bas, de la profondeur d'érosion d_e et de l'épaisseur de la *sheet-flow* δ_s adimensionnées par la taille de grain médiane d_{50} ; de la contrainte θ calculée grâce à l'équation (5.26). Cas 2.

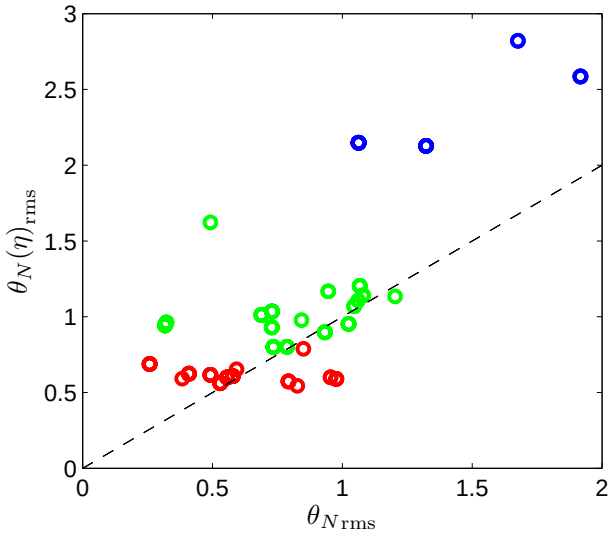


Figure 6.3 – Comparaison entre le nombre de Shields déterminé à partir de la vitesse mesurée par l'ADVP (θ_N) et de la vitesse déduite de la surface libre ($\theta_N(\eta)$). Sont présentées des moyennes quadratiques calculées sur l'ensemble d'un bichromatique, les couleurs réfèrent aux différentes périodes : o $T = 3$ s ; o $T = 2.5$ s ; o $T = 2$ s.

l'ADVP en zone de déferlement en appliquant la formule (5.28) - (5.30). Il est comparé figure 6.3 à celui déterminé à partir de la vitesse déduite de la surface libre par l'équation (5.2). En zone des brisants, c'est cette dernière méthode qui est utilisée. L'accord entre ces deux estimées est médiocre. C'est essentiellement dû au terme d'accélération surestimé lors du calcul de la vitesse à partir de la surface libre (voir figure 5.6 page 93)

Sur la figure 6.4, sont représentés la profondeur d'érosion mesurée par l'ADVP en zone de déferlement (+) et celle mesurée par les capteurs optiques en zone des brisants (o) d'une part, l'épaisseur de *sheet-flow* en zone de déferlement d'autre part, en fonction du nombre de Shields. Les tendances observées par Wilson [1987] (écoulement stationnaire), Ribberink *et al.* [2008], Zala Flores et Sleath [1998] et O'Donoghue et Wright [2004] (expériences réalisées en tube en U) sont ajoutées en pointillés, ainsi que celle observée par Sawamoto et Yamashita [1986] sur les panneaux du bas.

La dispersion des points pour ces deux épaisseurs caractéristiques de la réponse du lit en fonction du nombre de Shields est très importante. Il est difficile de déduire de ces nuages de points une tendance nette.

Pour les mesures de profondeur d'érosion, en zone de déferlement, la tendance observée par Ribberink *et al.* [2008] est relativement bien suivie, même si les profondeurs d'érosion que nous mesurons sont globalement plus faibles. Au contraire, en zone des brisants, la profondeur d'érosion est nettement plus importante que celle constatée par Ribberink *et al.* [2008], elle se rapprochent de l'estimation de O'Donoghue et Wright

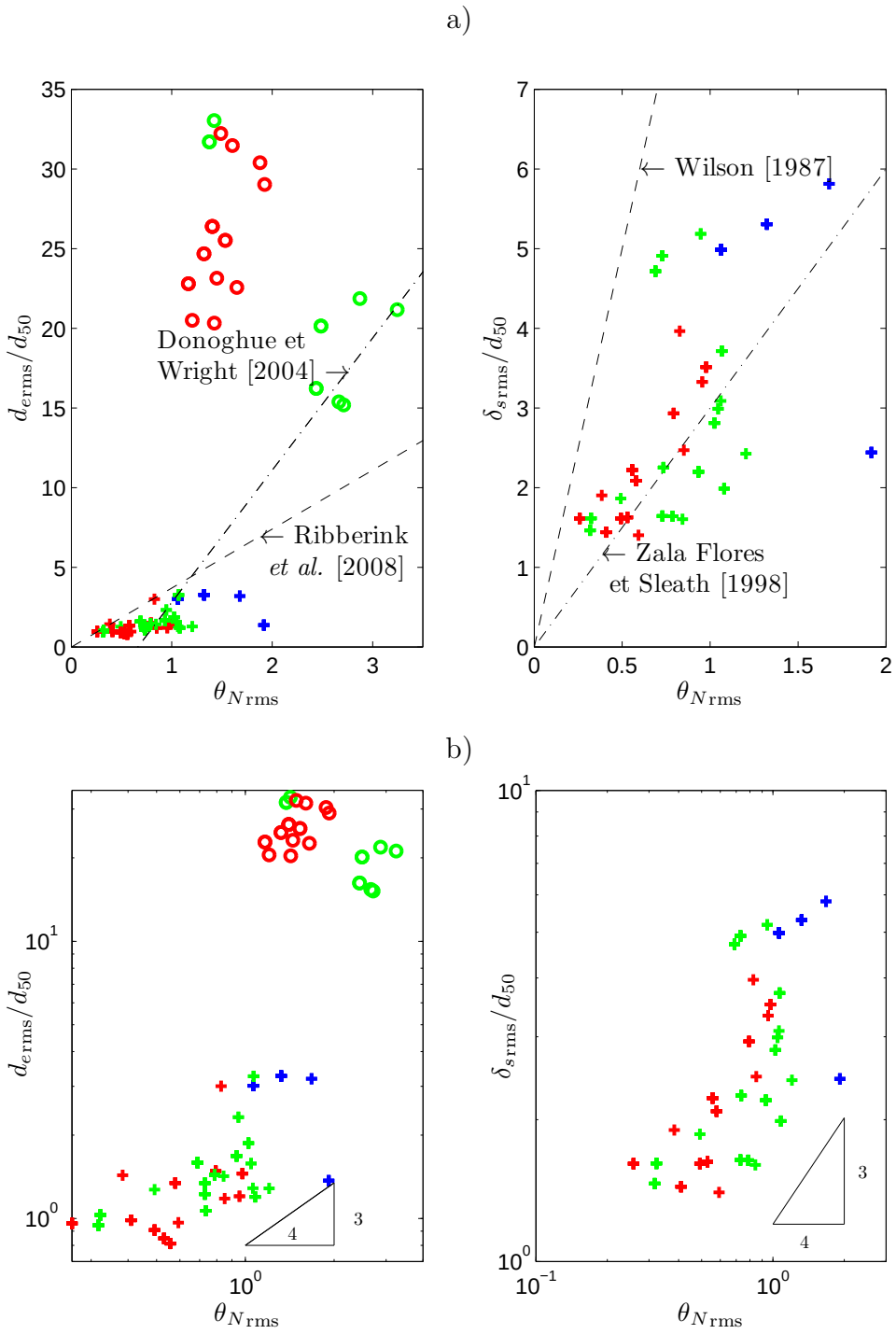


Figure 6.4 – Moyennes quadratiques de l'épaisseur de *sheet-flow* δ_s et de la profondeur d'érosion d_e fonction de la moyenne quadratique du nombre de Shields. Sur les panneaux de gauche, les croix réfèrent à la mesure ADVP, les ronds à la mesure des capteurs optiques. a) Les tendances observées par Ribberink *et al.* [2008], Wilson [1987],O'Donoghue et Wright [2004] et Zala Flores et Sleath [1998] sont ajoutées en pointillés. b) La tendance en $\theta^{3/4}$ observée par Sawamoto et Yamashita [1986] est ajoutée. o $T = 3$ s ; o $T = 2.5$ s ; o $T = 2$ s.

[2004]. Il est probable que dans cette zone en particulier, l'impact des rouleaux de déferlement au fond soit prépondérant et mal reproduit par le calcul du Shields fait ici. D'autre part, pour les nombres de Shields faibles ($\theta < 1$), Dick et Sleath [1991] montrent en comparant leur résultats à ceux de Sawamoto et Yamashita [1986] que la dépendance en le nombre de Shields des épaisseurs de déstabilisation est différente de celle à fort nombre de Shields. Les expériences réalisées par Sawamoto et Yamashita [1986] à faibles Shields amènent à une dépendance des épaisseurs de déstabilisation au nombre de Shields en $\theta^{3/4}$ relativement cohérente avec nos résultats (figure 6.4, en bas à gauche).

Les mesures d'épaisseur de *sheet-flow* que nous mesurons sont plus faibles que la tendance observée par Wilson [1987], en accord avec ce que nous avons constaté sur l'évolution instantanée. Cependant, cette tendance est basée sur des expériences en écoulement uniforme. Nos mesures se comparent bien mieux au expériences de Zala Flores et Sleath [1998] réalisées elles-aussi en écoulement oscillant. L'ensemble des mesures est fait pour des Shields faibles et dans ce cas aussi, nos résultats se comparent relativement bien à la tendance obtenue par Sawamoto et Yamashita [1986].

Finalement, il est difficile d'obtenir une tendance nette entre nombre de Shields calculé à partir de l'équation (5.28) et épaisseurs caractéristiques de la réponse du lit. La forte dispersion suggère que ce nombre de Shields n'est pas le seul paramètre pertinent dans la réponse du lit. Il semblait, à partir de la comparaison entre la contrainte estimée par la méthode directe (5.26) et celle déduite de l'équation (5.28), que même si nous ne parvenions pas à reproduire correctement les variations instantanées de la contrainte, il était possible de déduire de cette équation une mesure pertinente de la contrainte quadratique moyenne. Au vu de ces résultats, cette moyenne est insuffisante pour décrire la réponse du lit. Une optimisation du paramètre ϕ_t pour chaque expérience pourrait peut-être conduire à de meilleurs résultats mais noierait un peu plus la physique dans d'obscures coefficients. Toutefois, nos résultats sont cohérents avec ceux présentés dans la littérature, notamment avec du sable, ce qui valide la pertinence de notre modèle réduit.

6.1.4 Déstabilisation du lit et gradient horizontal de pression

L'accélération joue un rôle important dans le transport sédimentaire. Les premières formules de transport sédimentaire sous les vagues se sont basées sur des études menées en écoulement uniforme. Dans ce cas particulier, le transport sédimentaire peut alors être prédit à partir de la vitesse hors de la couche limite et des caractéristiques des grains (nombre de Shields). Cette approche a montré ses limites pour les écoulements sous

vagues, notamment lorsque celles-ci présentent des non linéarités. Nielsen [2006], entre autres, présente des données qui montrent de façon indéniable à quel point le rôle de l'accélération est important dans le transport sédimentaire. Il est possible d'interpréter de différentes façons les origines physiques de ce rôle de l'accélération.

L'une d'entre-elles repose sur le fait que l'accélération est proportionnelle au gradient horizontal de pression. Ainsi, elle est une mesure de l'effort de pression horizontal sur les grains. Sleath [1999] a étudié en laboratoire l'influence de cette force sur le mouvement des grains et l'éventualité d'un transport par bloc, ou *plug-flow*. Des mesures sur le terrain ont confirmé sa théorie [Foster *et al.*, 2006].

L'essentiel peut se résumer, en simplifiant, de la façon suivante. Considérons une portion rectangulaire de lit, soumise à un écoulement oscillant, initialement au repos (*cf.* figure 6.5). Le bilan des forces sur l'horizontale peut s'écrire de la façon suivante :

$$-\,h_L\,\frac{\partial p}{\partial x}\,\mathrm{d}x + \tau \mathrm{d}x - T\,\mathrm{d}x = 0 \tag{6.2}$$

où T est la composante tangentielle de l'interaction des particules entre elles sur la surface de base de la portion de lit considérée, τ est la contrainte de cisaillement exercée par le fluide sur le lit, h_L est la hauteur de sédiment mobilisé de la portion de lit considérée et $\mathrm{d}x$ sa largeur. Nous considérons dans ce modèle que le lit est horizontal. Loiseleux *et al.* [2005] ont écrit ce même bilan des forces dans le cas plus général d'un lit incliné. Le modèle de frottement de Coulomb prédit que la composante tangentielle T lorsque le patin est en mouvement est proportionnelle à la composante normale que nous noterons N.

$$|T| = K_f N \tag{6.3}$$

Le facteur de proportionnalité K_f est le coefficient de frottement des grains. L'angle de repos du sédiment dans le canal est de l'ordre de 30° ce qui donne un coefficient de frottement statique de l'ordre de 0.6. Nous ne connaissons pas le coefficient de frottement dynamique. Il est supérieur au coefficient de frottement statique, nous l'estimons de l'ordre de 1. Le coefficient qui intervient dans cette équation dépend d'un paramètre

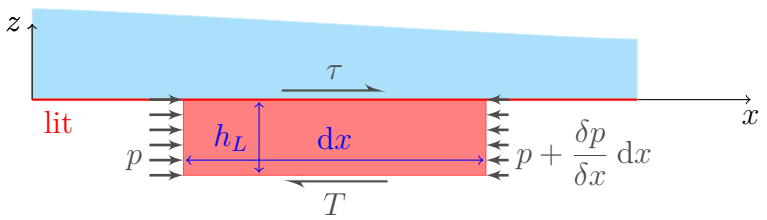


Figure 6.5 – Forces sur une portion du lit d'après Sleath [1999].

sans dimension appelé nombre d'inertie [MiDi, 2004] construit notamment à partir du cisaillement du milieu et de sa concentration. Il varie entre le coefficient de frottement statique et le coefficient de frottement dynamique. À la limite du mouvement, le cisaillement du milieu est nul et le coefficient de frottement est le coefficient de frottement statique.

D'autre part, l'interaction entre particules selon la normale à la surface considérée, *i.e.* selon la verticale, compense le poids déjaugé des grains :

$$N = C_*(\rho_s - \rho)gh_L \tag{6.4}$$

où C_* est la concentration volumique en sédiment dans le lit. Nous négligeons dans cette discussion les éventuels efforts dus à un écoulement vertical dans le lit.

Ainsi, à la limite du mouvement, le gradient de pression vérifie :

$$\left|\frac{\tau}{h_L} - \frac{\partial p}{\partial x}\right| \geq K_f\, C_*\, (\rho_s - \rho)g \tag{6.5}$$

ou

$$\left|\frac{d_{50}}{h_L}\,\theta - S\right| \geq K_f\, C_* \tag{6.6}$$

avec

$$S = \frac{\frac{\partial p}{\partial x}}{(\rho_s - \rho)g} \tag{6.7}$$

$$\theta = \frac{\tau}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \tag{6.8}$$

S est le paramètre de Sleath, θ le paramètre de Shields.

À la limite du mouvement sous l'action du cisaillement, une couche d'épaisseur de la taille du grain est mobilisée et cette inégalité s'écrit $|S - \theta| \geq K_f\, C_*$.

Pour une grande hauteur de sédiment déstabilisée — typique de ce que l'on constate en zone des brisants où $h_L \approx 40 \times d_{50}$ — cette inégalité se réduit à :

$$|S| \geq K_f\, C_* \tag{6.9}$$

et le paramètre de Sleath permet de définir un critère de déstabilisation sous l'action du gradient horizontal de pression.

Toute profondeur de déstabilisation est solution de cette équation pour peu que le nombre de Sleath dépasse la valeur critique de $K_f\, C_*$. Pourtant le lit n'est pas en mouvement sur toute l'épaisseur de sédiment. Cette incohérence pourrait résider dans

le fait que nous supposons dans ce modèle que le gradient horizontal de pression ne dépend pas de l'altitude dans le lit. Mais cette hypothèse est raisonnable, c'est ce que nous vérifions figure 6.6. Les trois mesures de pression présentées sont trois mesures successives du gradient de pression sous un même forçage, 2 mm, 2.6 cm et 5.7 cm sous le lit au repos. L'élévation de la surface libre pour chacune de ces mesures est représentée sur le graphique du haut. Les faibles différences observées sur le gradient de pression sont du même ordre que les différences observées au niveau de la surface libre.

Alors, seul le comportement du granulaire peut expliquer cette incohérence. D'après l'équation (6.9), toute profondeur peut être déstabilisée, mais dès lors qu'une couche de grains est mise en mouvement, l'inertie entre en jeu et le coefficient de frottement augmente, car le cisaillement augmente et la concentration diminue. Ainsi, toute profondeur peut être déstabilisée mais ne peut pas être mise en mouvement. Pour déterminer à partir de ce bilan des forces la profondeur de lit qui peut être mise en mouvement, une caractérisation fine du matériau granulaire est nécessaire, mais malgré les progrès réalisés notamment grâce à l'approche basée sur le nombre d'inertie, la rhéologie des matériaux granulaires est loin d'être une question résolue [Staron *et al.*, 2010].

Lors des expériences que nous considérons ici, en supposant la concentration dans le lit de l'ordre de 50 % et en prenant le coefficient de frottement statique, la valeur critique pour le Sleath est de $K_f \times C_* \approx 0.3$. Ni le coefficient de frottement ni la concentration C_* ne sont connus avec certitude : en prenant en compte ces incertitudes, cette valeur critique est comprise entre 0.2 et 0.7.

Les figures 6.7, 6.8 et 6.9 présentent l'élévation de la surface libre, le paramètre de Sleath, les fluctuations optiques F (voir section 3.4) et le Shields pour les trois cas présentés section 5.1. Les intervalles de temps pour lesquels le nombre de Sleath dépasse la valeur critique donnée par l'équation (6.9) sont repérés par des rectangles grisés.

Pour le cas 1 (figure 6.7), chaque front de vague s'accompagne d'un dépassement de la valeur critique du nombre de Sleath qui engendre une déstabilisation sur une profondeur de l'ordre de 7 mm. Ces dépassements sont suivis du maximum du nombre de Shields de l'ordre de 3, environ 0.1 s plus tard. Plusieurs arrières de vagues en particulier à $t = 4$ s, $t = 29$ s et $t = 50$ s s'accompagnent aussi d'un dépassement, ce qui a pour effet de prolonger la déstabilisation du lit. D'autre part, certaines érosions au creux la vague, comme à $t = 15$ s ou $t = 38$ s sont conséquences d'une augmentation de la contrainte de cisaillement. Ces érosions sont moins profondes. Cette alternance entre effets du gradient de pression et effet de la contrainte est soulignée par Foster *et al.* [2006].

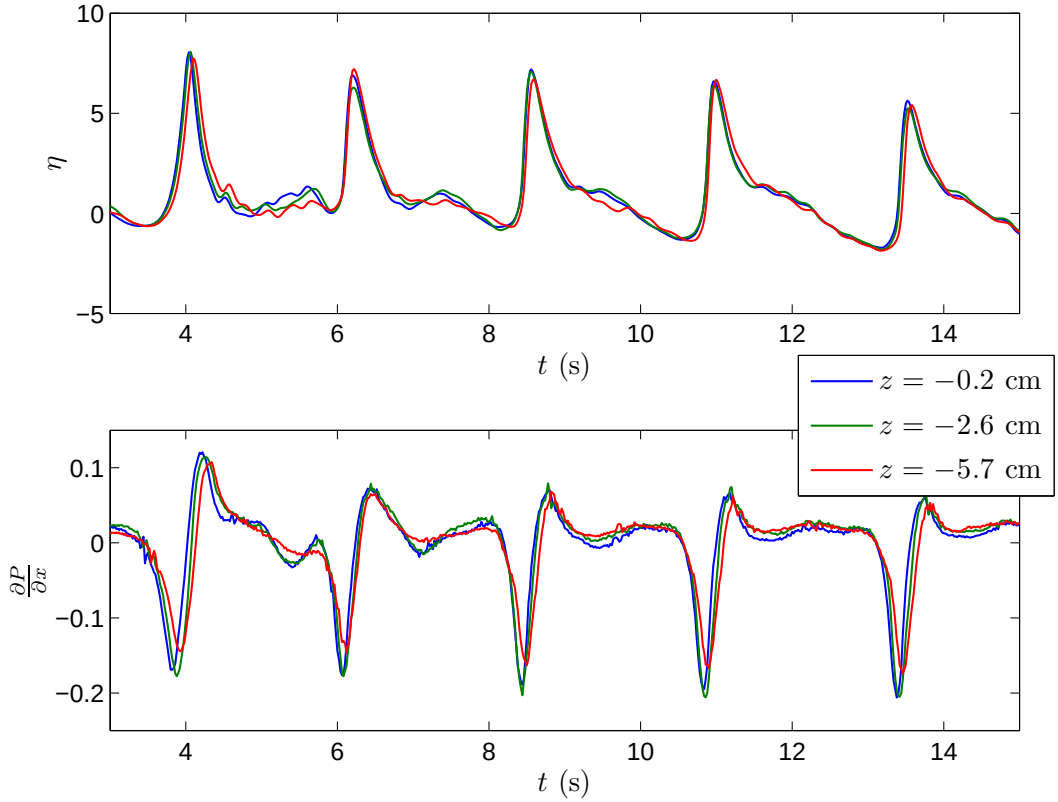


Figure 6.6 – Gradient de pression en trois altitudes dans le lit : 2 mm, 2.6 cm et 5.7 cm sous l'interface lit / fluide (Cas 1 en $X = 13$ m).

Les profondeurs d'érosion sont nettement plus faibles pour le cas 2 (figure 6.8) : inférieures à 3 mm, conformément à ce qui est présenté section 6.1.1. Le nombre de Sleath peut aussi dépasser la valeur seuil mais est globalement plus faible. Les dépassements s'accompagnent aussi d'une déstabilisation sur une profondeur de l'ordre de 1-2 mm. Le nombre de Shields est aussi plus faible, de l'ordre de 1 pour le paquet de période 2 s, 2 pour le paquet de période 2.5 s.

En zone des brisants (cas 3, figure 6.9), nous ne disposons pas de mesures de vitesse, le nombre de Shields n'est donc pas représenté. La hauteur des vagues est nettement plus importante que pour les deux cas précédents, ainsi que le nombre de Sleath. Il dépasse largement la valeur seuil dans le front de la vague mais aussi de nombreuses fois à l'arrière. Les déstabilisations du lit qui accompagnent ces dépassements se font sur plusieurs centimètres : des mouvements du lit sont enregistrés simultanément par les capteurs optiques jusque 3.6 cm sous le lit au repos.

Deux agrandissements des figures 6.8 et 6.9 sont présentés figures 6.10 et 6.11.

Dans le cas 2 (figure 6.10), le nombre de Shields est superposé au nombre de Sleath et leur différence est représentée sur le graphique du bas. Le retard entre le maximum de Sleath et le maximum de contrainte est nettement visible. La déstabilisation du lit n'apparait que quelques instant après le dépassement du nombre de Sleath. En effet, à la montée de la vague les effets de la contrainte de cisaillement et du gradient de pression s'opposent. La déstabilisation est reportée jusqu'à ce que la différence $|\theta - S|$ dépasse le seuil de 0.3 (zone grisée). Le seuil ne semble pas parfaitement ajusté car les faibles dépassements entre $t = 18$ s et 19 s n'entraînent pas de déstabilisation. Il semble que dans ce cas faiblement énergétique, ce soit plutôt la contrainte de cisaillement au fond qui induise la déstabilisation. D'ailleurs, la profondeur de déstabilisation est très faible.

Dans le cas 3, à $t = 32$ s, la déstabilisation enregistrée par les capteurs optiques 2.7 cm et 1.8 cm sous le lit au repos est simultanée. Cette déstabilisation en blocs est caractéristique des *plug-flows*. Le même phénomène se reproduit, jusque 3.8 cm sous le lit, à $t = 34.5$ s. Ces déstabilisations concordent avec un dépassement du nombre de Sleath. Une seconde déstabilisation, à $t = 32.5$ s ou $t = 35$ s se produit à l'arrière de la vague, concordant elle aussi à un dépassement du nombre Sleath. Cependant, les déstabilisations autour de $t = 30$ s sont mal prédites par ce critère. Il est probable que la valeur seuil du Sleath dans ce cas soit plus faible, car le lit, fortement mobilisé, est plus lâche. Le seuil pourrait alors être dépassé à l'arrière de la vague. Ceci expliquerait aussi pourquoi la déstabilisation se produit légèrement avant le dépassement du seuil indiqué en $t = 32$ s. Il apparait que dans ce cas fortement énergétique, où les profondeurs de déstabilisation sont très importantes, un critère sur le nombre de Sleath permette de prédire la déstabilisation du lit. La dynamique du lit semble dans ce cas pilotée par le gradient de pression.

En conclusion, nous montrons dans nos expériences l'importance de l'effet du gradient horizontal de pression. Nous identifions en effet l'occurrence de transport en blocs ou *plug-flow*. Celui-ci est caractérisé par d'importantes profondeurs d'érosion. En effet, en comparant les cas 1 et 2, nous réalisons que la différence de profondeur d'érosion ne peut être seulement attribuée à la différence de contrainte qui n'est pas très importante. Elle semble plutôt être due à une différence de comportement du nombre de Sleath.

D'autre part, le nombre de Sleath dans nos expériences est plus fort que celui observé en nature. En effet, il peut s'écrire de la façon suivante :

$$S = \frac{\rho \frac{\partial u}{\partial t}}{(\rho_s - \rho)\, g} \tag{6.10}$$

mais l'accélération de l'écoulement est conservée (voir section 2.5) et :

$$S_m\left(s_m - 1\right) = S_n\left(s_n - 1\right) \tag{6.11}$$

où $s_m = 1.19$ et $s_n = 2.65$. Ainsi, le nombre de Sleath est neuf fois plus grand dans notre expérience et les effets du gradient de pression sont accentués.

Cette différence explique pourquoi les relations trouvées entre Shields et épaisseur d'érosion ou de *sheet-flow* présentent de fortes dispersions. Dans nos expériences, le nombre de Sleath est de plus grande influence, et le Shields ne suffit pas à décrire le comportement du lit.

Cependant, malgré l'amplification des effets du gradient de pression, nous avons pu différencier deux régimes : un régime où celui-ci domine mais aussi un régime où la contrainte de cisaillement domine. Ces deux régimes correspondent dans notre cas à un climat énergétique présentant de fortes érosions d'une part, et d'autre part à un climat plus calme, présentant des profondeurs d'érosions inférieures à 3 mm. L'influence de l'accélération dans ce dernier cas résulte du transfert de l'asymétrie hors couche limite en *skewness*.

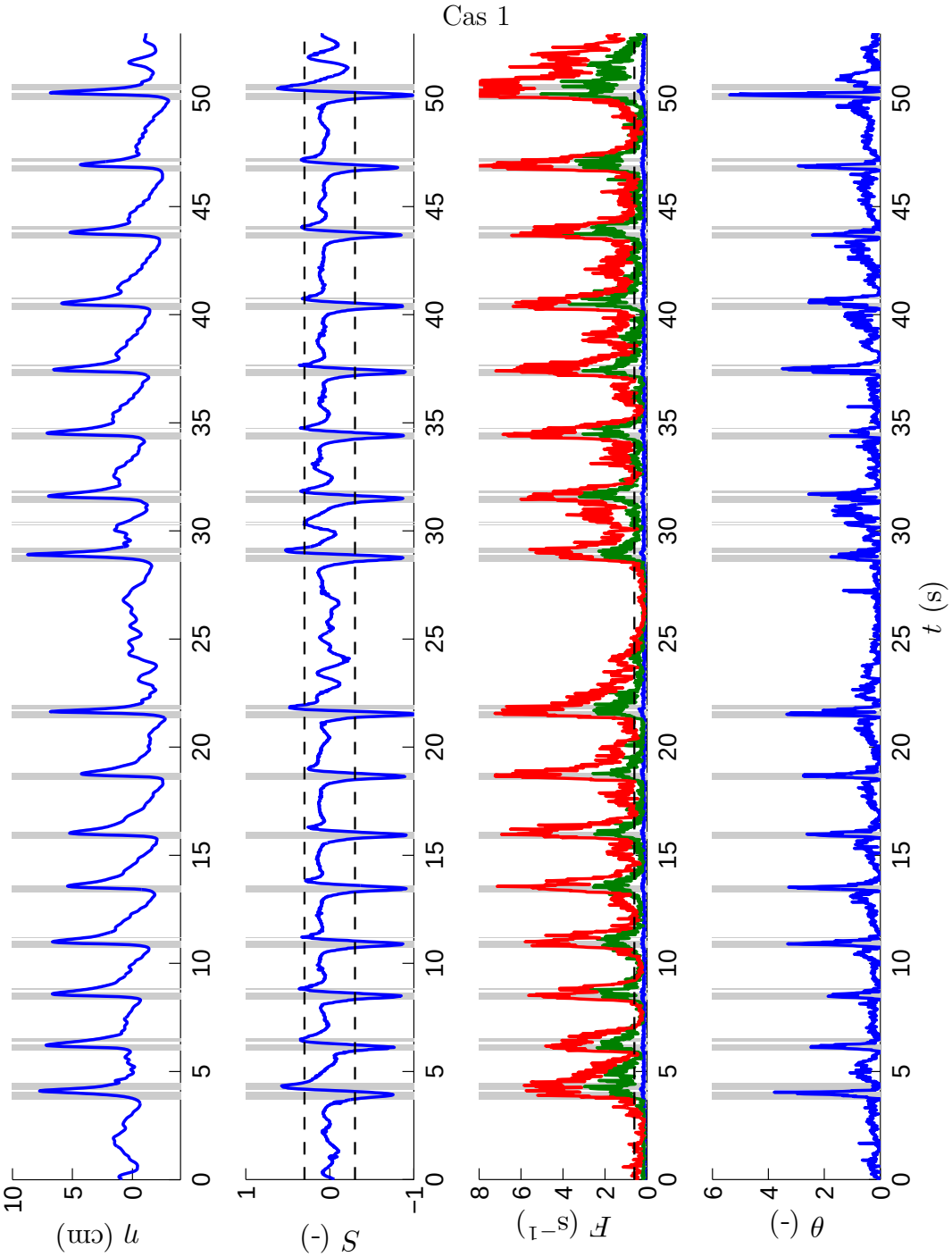


Figure 6.7 – Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath S; fluctuation des capteurs optiques F mesurées 1 cm (-), 7 mm (-) et 1 mm (-) en dessous du lit au repos ; nombre de Shields. Les tiretés horizontaux représentent sur le 2e graphique la limite au-delà de laquelle un transport par bloc sous l'influence du gradient horizontal de pression peut se produire (voir équation (6.9)), sur le 3e la valeur à partir de laquelle un mouvement est détecté par les capteurs optiques. L'incertitude prise en compte, le seuil pour S peut varier entre 0.2 et 0.7, il est représenté égal à 0.3. Les intervalles de temps pour lesquels le nombre de Sleath dépasse la valeur critique de 0.3 sont repérés par des rectangles grisés.

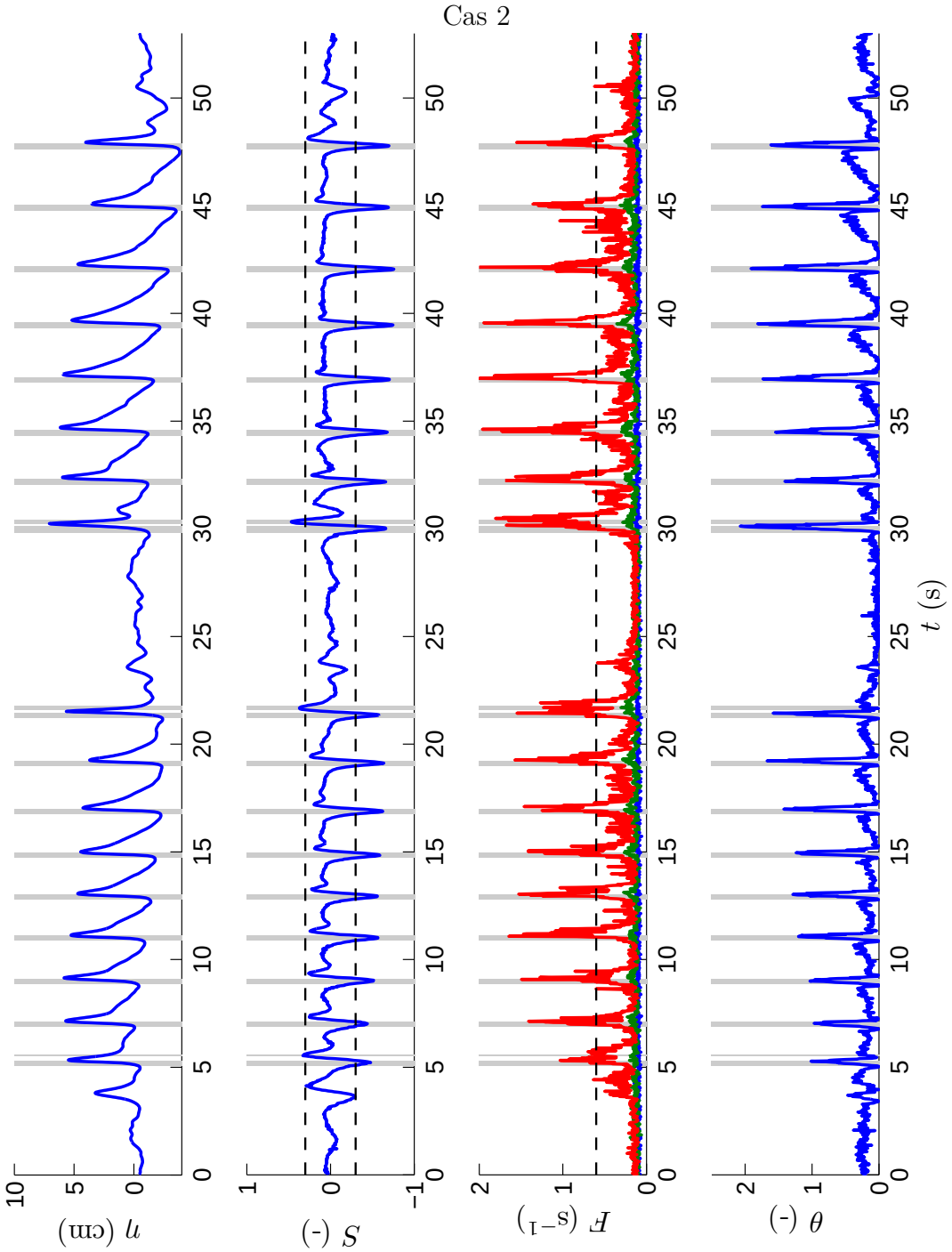


Figure 6.8 – Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath S ; fluctuation des capteurs optiques F mesurées 1 cm (-), 3 (-) et 1 mm (-) en dessous du lit au repos ; nombre de Shields. Les tiretés horizontaux représentent sur le 2e graphique la limite au-delà de laquelle un transport par bloc sous l'influence du gradient horizontal de pression peut se produire (voir équation (6.9)), sur le 3e la valeur à partir de laquelle un mouvement est détecté par les capteurs optiques. L'incertitude prise en compte, le seuil pour S peut varier entre 0.2 et 0.7, il est représenté égal à 0.3. Les intervalles de temps pour lesquels le nombre de Sleath dépasse la valeur critique de 0.3 sont repérés par des rectangles grisés.

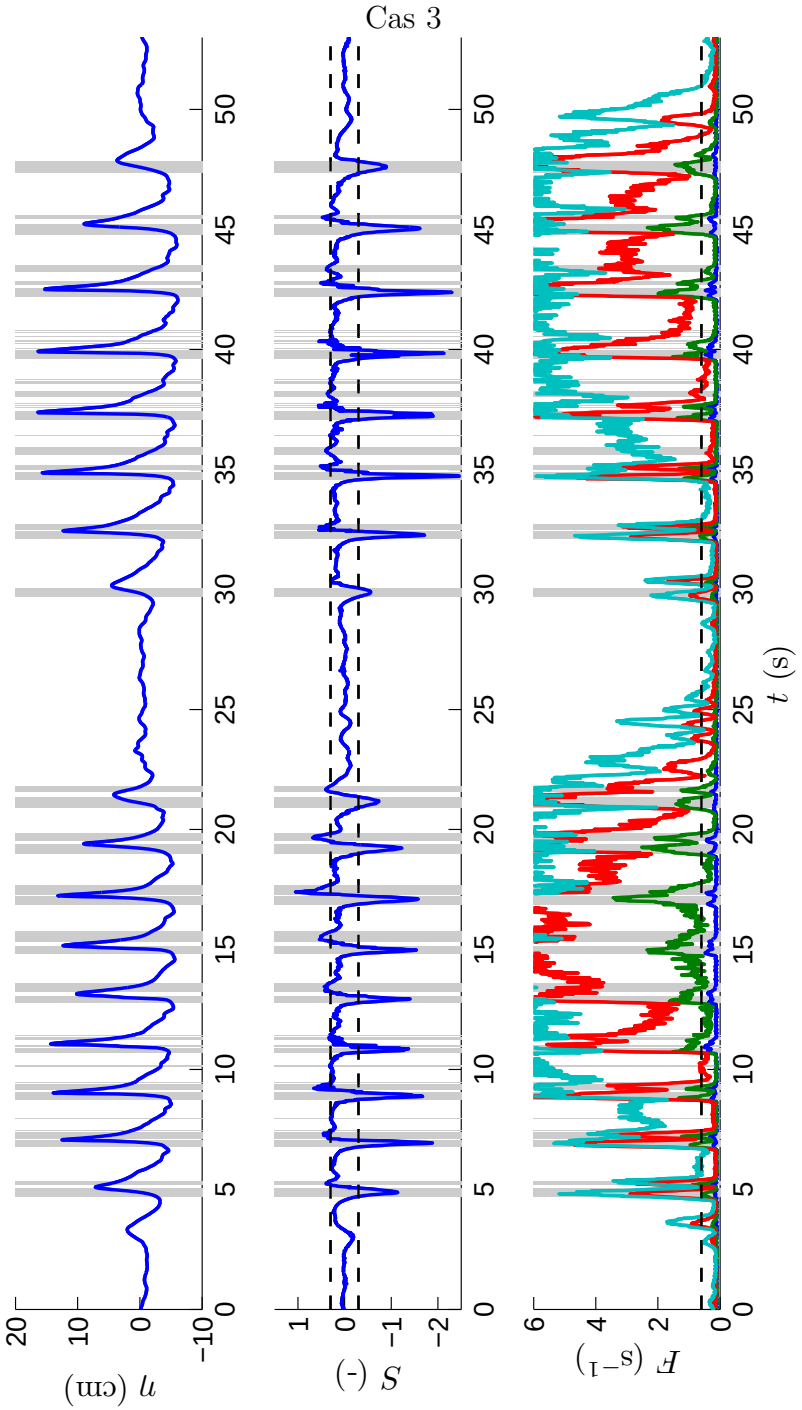


Figure 6.9 – Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath S ; fluctuation des capteurs optiques F mesurées 4.5 cm (-), 3.6 cm (-), 2.7 cm (-) et 1.8 cm (-) en dessous du lit au repos ; nombre de Shields. Les tiretés horizontaux représentent sur le 2e graphique la limite au-delà de laquelle un transport par bloc sous l'influence du gradient horizontal de pression peut se produire (voir équation (6.9)), sur le 3e la valeur à partir de laquelle un mouvement est détecté par les capteurs optiques. L'incertitude prise en compte, le seuil pour S peut varier entre 0.2 et 0.7, il est représenté égal à 0.3. Les intervalles de temps pour lesquels le nombre de Sleath dépasse la valeur critique de 0.3 sont repérés par des rectangles grisés.

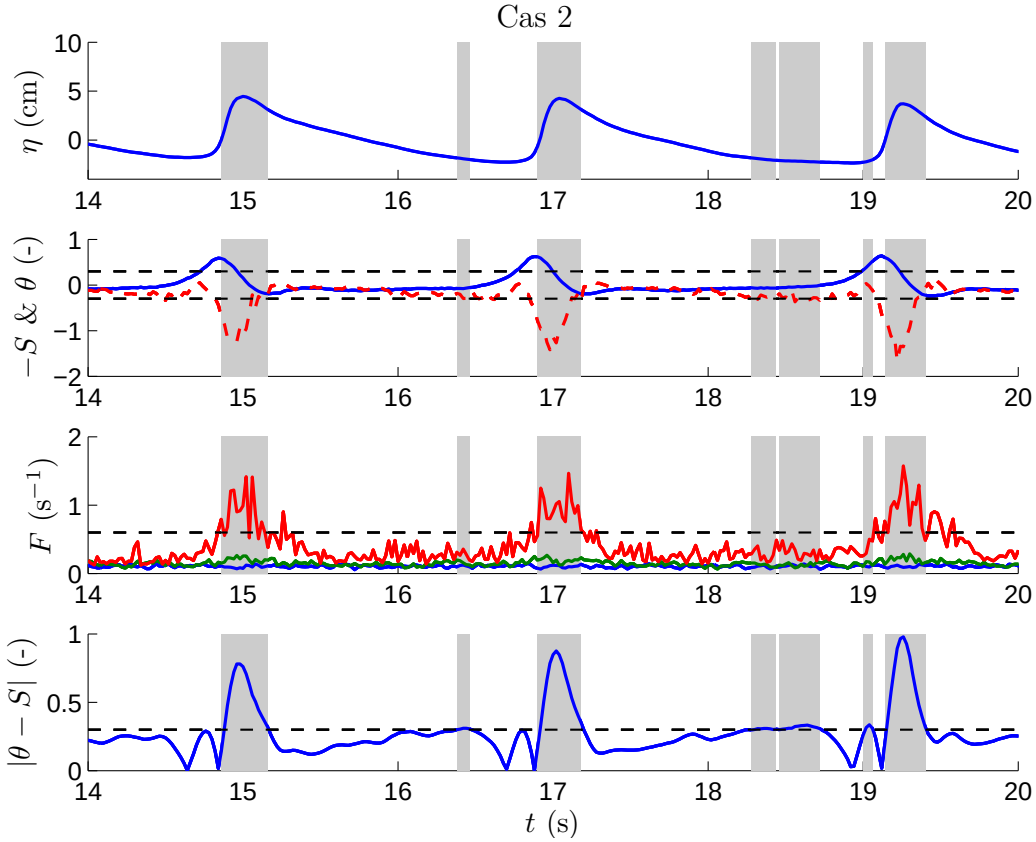


Figure 6.10 – Élévation de la surface libre η ; nombre de Sleath S (-) et nombre de Shields θ (- -) ; fluctuation des capteurs optiques F ; $|\theta - S|$. Les zones grisées sont relatives à un dépassement de la différence $|\theta - S|$. Voir figure 6.8 pour les détails.

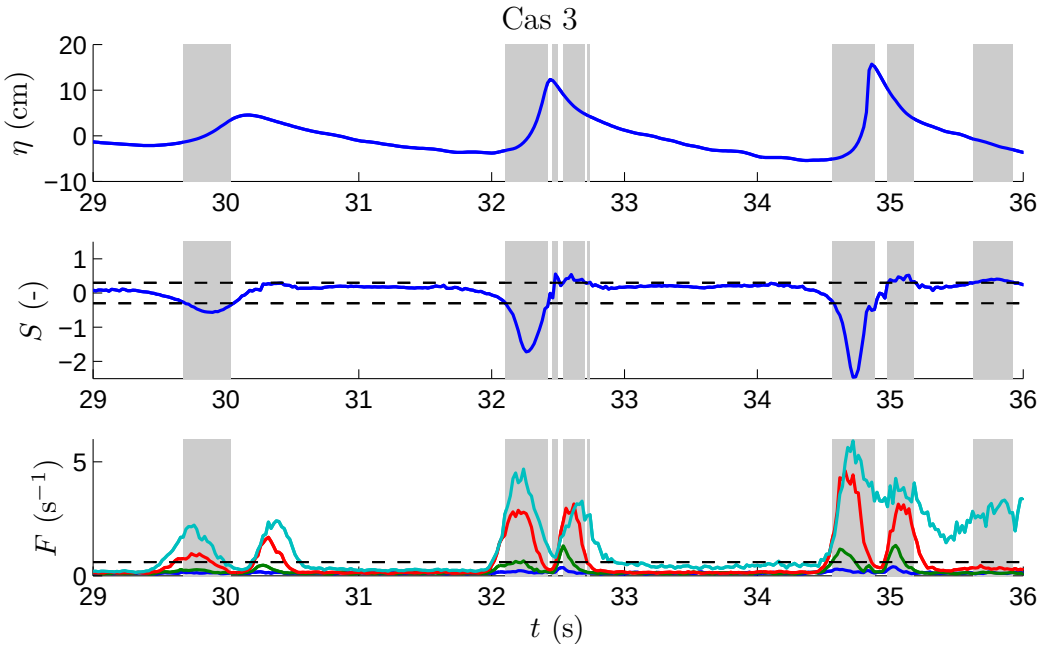


Figure 6.11 – voir figure 6.9

6.2 Transmission de la pression dans le lit

Nous nous sommes intéressés à la réponse du lit *via* les mesures ADVP ou optiques de profondeur d'érosion ou d'épaisseur de *sheet-flow*. Nous allons tâcher dans cette partie d'étudier la réponse du lit en terme de pression interstitielle : comment se transmet-elle dans le lit ?

6.2.1 Pression interstitielle dans le lit

Il existe plusieurs modèles pour décrire la pression interstitielle dans un massif poreux soumis à l'action des vagues [Yamamoto *et al.*, 1978 ; Mei et Foda, 1981 ; Sakai *et al.*, 1992]. Ces modèles se basent essentiellement sur le travail de Biot [1941] et supposent que l'écoulement suit une loi de Darcy dans un squelette isotrope, élastique qui obéit à une loi contrainte / déplacement réversible. Dans ces travaux, l'importance de la teneur en gaz sur le potentiel de liquéfaction du lit est soulignée [voir aussi Michallet *et al.*, 2009].

Lors des expériences réalisées dans cette thèse, la teneur en gaz dans le lit est très faible. Contrairement à une plage naturelle, la plage du canal n'est pas soumise à la marée et n'est pas régulièrement dessaturée. Le retard de la pression sur l'élévation de la surface libre est très faible (de l'ordre de la résolution temporelle = 0.02 s, voir par exemple la figure 6.14) ce qui justifie que nous négligions la présence de gaz dans une première approche. Le rapport entre pression interstitielle dans le lit et pression interstitielle juste au-dessus du lit, dans le cas d'un lit d'épaisseur finie D, se simplifie alors en [Raubenheimer *et al.*, 1998] :

$$\frac{P(z)}{P(z=-h)} = \frac{\cosh(k(z+h+D))}{\cosh kD} \tag{6.12}$$

où k est le nombre d'onde, z est l'altitude positive vers le haut, prise nulle au niveau de la surface libre et h la hauteur d'eau au-dessus du lit (*cf.* figure 6.12).

Comme l'atténuation dans l'eau prédite par la théorie de la houle linéaire (*cf.* 5.2.3), cette atténuation dépend de la fréquence de la houle (*via* k). Il est possible de la même façon de faire une analyse par composante de Fourier et d'étudier la variation de H_{rms} selon la verticale.

Nous avons réalisé une expérience en zone des brisants en déplaçant verticalement les capteurs de pression sur la verticale dans la configuration 1 (*cf.* section 2.6.3), pour le climat `bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets` (Cas 3). La mesure de H_{rms} par les capteurs de pression (+) est confrontée à la prédiction déterminée

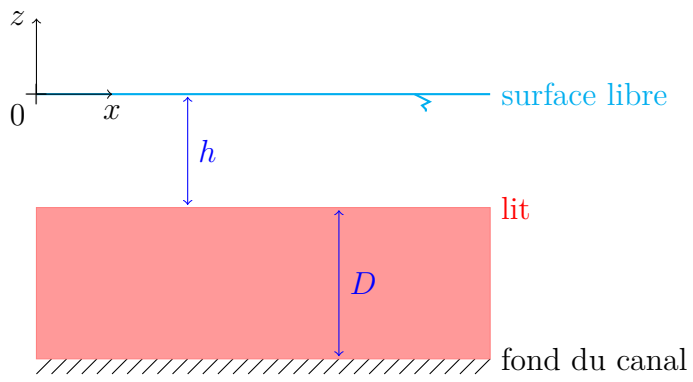


Figure 6.12 – Géométrie du problème.

grâce à l'équation (6.12) (–, Figure 6.13a). La pression au niveau du lit : P en $z = -h \approx -14.5$ cm est déterminée grâce à la théorie de la houle linéaire (- -) à partir de la mesure de surface libre. Chaque couleur correspond à un groupe de 50 séquences différent. Pour chacun de ces groupes, nous avons exploré une altitude différente avec les capteurs de pression.

Bien que le même climat ait été répété pour chaque groupe, la mesure de surface libre présente des disparités entre groupes. L'écart entre deux groupes de H_{rms} mesuré par la sonde capacitive peut atteindre 1.5 cm soit 15 %. Un des groupes en particulier sort du lot, en rose. Le capteur de pression le plus haut est alors 6 cm sous la surface libre. L'atténuation du signal de surface libre est probablement due à la présence du capteur. En effet, elle n'apparait pas sur les mesures de pression. Ce groupe mis à part, l'écart entre deux groupes de H_{rms} mesuré par la sonde capacitive est inférieur à 1.1 cm soit 11 % pour le bichromatique de période 2.5 s et 0.7 cm soit 9 % pour le bichromatique de période 2 s.

Pour ces deux périodes, les mesures de pression dans le lit en $z < -0.2$ m suivent relativement bien la tendance de la prédiction par l'équation (6.12). Cependant, nous observons ici un léger décalage vertical. Pour un meilleur ajustement, il faudrait considérer une hauteur d'eau de l'ordre de 0.17 m plutôt que 0.145 cm. Ce décalage pourrait être dû au fait qu'une partie du lit est fluidisée et se comporte, en terme de propagation de la pression, comme de l'eau.

Nous avons réalisé une expérience similaire en zone de déferlement pour le cas 1, en $X = 13$ m, avec une hauteur d'eau au repos de l'ordre de 14 cm (Figure 6.13b). Nous observons ici un décalage horizontal flagrant, bien qu'une fois de plus la tendance du modèle soit la bonne. Lin et Liu [1998] ont étudié l'influence du déferlement sur le champ de pression entre autres. Ils affirment que l'hypothèse d'une pression hydrostatique pour une vague non déferlée est relativement bonne mais qu'elle n'est plus

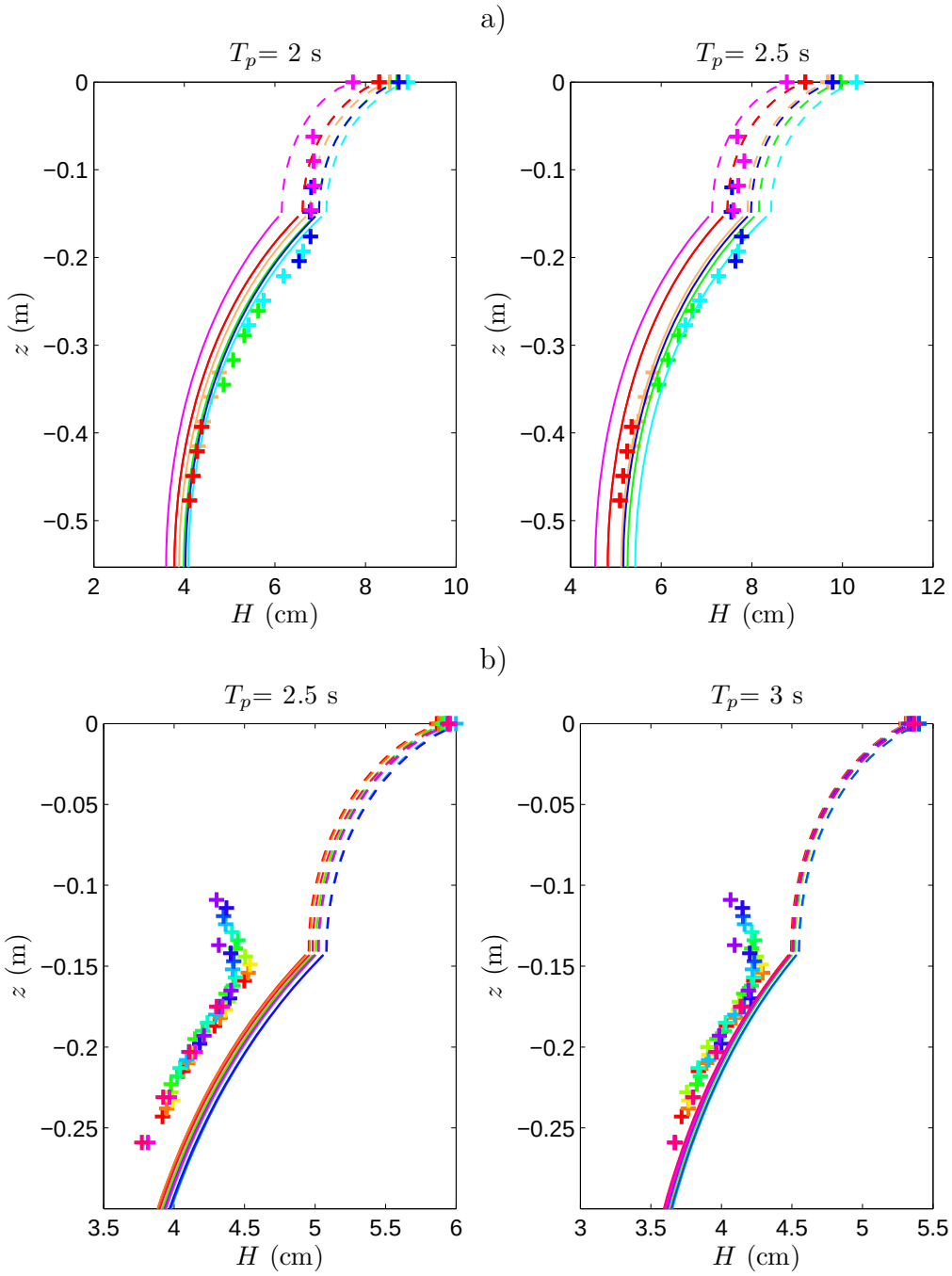


Figure 6.13 – Mesures de H_{rms} par sonde capacitive ($z = 0$) et capteurs de pression ($z < 0$) (+). Le panneau de gauche concerne l'intervalle de temps de la séquence occupé par le premier bichromatique, celui de droite par le deuxième. Les différentes couleurs correspondent aux différents groupes de 50 séquences, avec pour chacun d'eux une altitude différente des capteurs de pression. Ces mesures sont confrontées aux résultats de la théorie de la houle linéaire (- -) et de l'équation (6.12) (–). Configuration 1 des capteurs de pression. a) cas 3 ; b) cas 1.

valable pour une vague qui déferle. Les résultats de leur modèle numérique montrent que la pression au niveau du lit sous la crête de la vague est atténuée de 7 % pour une vague déferlée. Ceci pourrait expliquer pourquoi la pression mesurée est beaucoup plus faible que celle prédite dans le cas b). En effet, le cas a) concerne la zone des brisants où les vagues se déstabilisent tandis que pour le cas b) la dynamique de rouleaux de déferlement est établie.

D'autre part, la prédiction dévie de la mesure pour les altitudes supérieures à 1 cm au-dessous du lit ($z \approx -15$ cm). Entre -1 cm et $+5$ cm du lit, la théorie linéaire de la houle et l'équation (6.12) ne sont plus valables. En effet, l'écoulement n'est alors ni un écoulement dans un squelette de grains supportant son propre poids, ni un écoulement d'eau pure, mais probablement un écoulement chargé de particules en fortes interactions.

Dans la suite de cette partie, nous traiterons des gradients verticaux de pression.

6.2.2 Variation des gradients de pression avec la profondeur

Nous constatons dans nos expériences que le gradient vertical de pression dans le lit dépend de l'altitude des prises de pression. La figure 6.14 illustre ce phénomène. Sont représentés sur cette figure la surface libre, la pression en trois altitudes et le gradient vertical de pression en deux altitudes. Notons que nous avons soustrait au gradient de pression la composante hydrostatique. Ainsi il se calcule comme :

$$P_z\left(\frac{z_1+z_2}{2}\right) = \frac{\partial P}{\partial z}\left(\frac{z_1+z_2}{2}\right) = \frac{P(z_1)+\rho g z_1 - (P(z_2)+\rho g z_2)}{z_1 - z_2} \tag{6.13}$$

où z_1 et z_2 sont les altitudes des deux capteurs considérés, et P la pression convertie en hauteur d'eau. Pour éviter les effets d'affouillement au niveau des capteurs et ne pas perturber la dynamique du lit, les mesures présentées dans ce paragraphe sont effectuées dans la configuration 2 des capteurs de pression (*cf.* section 2.6.3).

La pression et la surface libre sont en accord. La pression est très légèrement en retard sur l'élévation de la surface libre et les composantes hautes fréquences sont amorties. Même si les trois signaux de pression semblent très similaires, la pression varie selon la verticale, ce qui résulte en un gradient de pression. Les deux gradients de pression, mesurés environ 1 cm et 2 cm sous le lit au repos, sont très différents. Une autre illustration de ce phénomène est donnée dans Berni *et al.* [2011 b].

Sous la crête de la vague, le gradient de pression mesuré le plus bas est négatif alors qu'il est positif 1 cm sous le lit. Comprendre ce phénomène nécessite de prendre en compte le caractère non linéaire des vagues. Une façon de le faire est d'utiliser la théorie

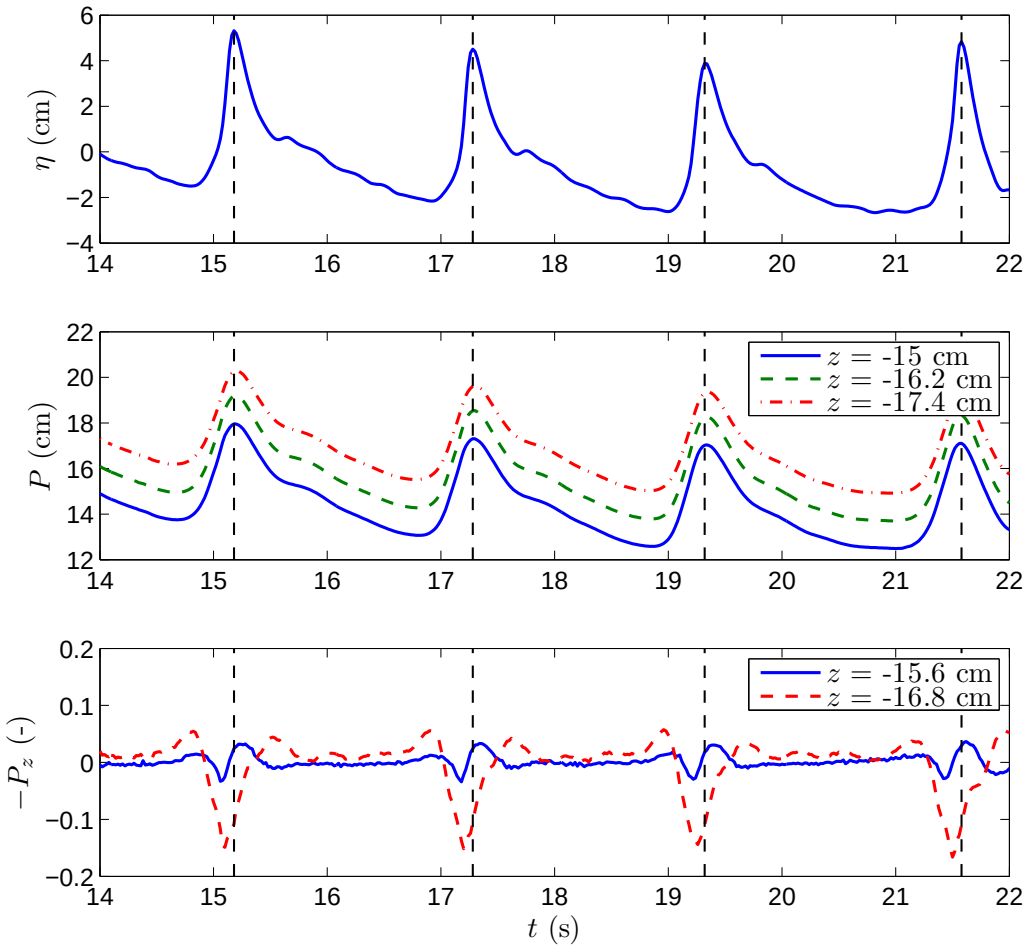


Figure 6.14 – Non uniformité des gradients de pression sur la verticale : en haut, mesure de l'élévation de la surface libre par sonde capacitive ; au milieu, mesure de pression en trois altitudes : $z = -15.0$ cm, $z = -16.2$ cm et $z = -17.4$ cm ; en bas, gradient vertical de pression en $z = -15.6$ cm et $z = -16.8$ cm (positif vers le haut $= -P_z$), la composante hydrostatique au gradient est soustraite. La référence $z = 0$ est prise au niveau de la surface libre. Les tirets verticaux marquent les crêtes de vagues. Pour cet essai, la hauteur d'eau locale au repos est de 14.5 cm en moyenne. Cas 2.

des ondes longues [Barthélemy, 2004]. C'est cette même théorie qui nous a permis de déduire la vitesse de l'élévation de la surface libre. Elle est notamment mise en œuvre par Liu *et al.* [2007] pour calculer le champ de pression dans un lit non saturé.

Dans le cas particulier où l'échelle verticale de l'écoulement est du même ordre que l'échelle horizontale [Liu *et al.*, 2007, Figure 14], ils observent une inversion du gradient de pression dans le lit (l'équivalent de $-P_z$ dans leur article est la vitesse d'exfiltration verticale w). Cette inversion est due au fait que les variations de pression au niveau du lit sont trop rapides pour pouvoir atteindre l'équilibre par exfiltration. Ainsi, si l'on divise schématiquement le lit en deux parties, dans la partie haute, après la crête, la pression augmente en descendant dans le lit car la surpression sous la crête n'a pu être évacuée. Dans la partie basse, l'équilibre de la surpression n'est pas encore atteint et la pression diminue en descendant dans le lit.

Cette dynamique permet de grossièrement comprendre les résultats que nous obtenons dans le canal. Cependant, alors que les gradients de pression dans le modèle de Liu *et al.* [2007] sont d'amplitude décroissante en s'enfonçant dans le lit, le gradient de pression que nous mesurons proche de l'interface sol-eau est beaucoup plus faible dans notre cas que le gradient mesuré 2 cm sous cette interface. D'autre part, les retards de la pression dans le lit qu'ils observent sont beaucoup plus importants que ceux que nous observons. La dynamique de sol fortement non saturé qu'ils étudient s'applique mal à nos expériences. Finalement, le gradient de pression à -16.8 cm est minimum avant la crête alors qu'un modèle basé sur le retard à la propagation de la pression dans le lit le voudrait minimum après la crête.

Ces différences de comportement, notamment proches de l'interface sol-eau sont probablement dues au fait que cette interface n'est pas définie. En effet, une part du lit est mobilisée au niveau de cette interface et ne se comporte plus comme un milieu poreux élastique. Le lit peut-il être liquéfié par le gradient vertical de pression?

Le critère de liquéfaction, donné par exemple par Mory *et al.* [2007] sur la différence de pression entre 2 capteurs de pression est :

$$\Delta P > \rho g d \left(\frac{\rho_s}{\rho}(1-n) + n \right) \tag{6.14}$$

où n est la porosité du lit et ΔP est positif pour un gradient de pression vers le haut, P exprimée en Pascal.

Ce critère peut se réécrire, en utilisant P_z défini ci-dessus :

$$1 - P_z > \frac{\rho_s}{\rho}(1-n) + n \approx 0.1, \text{ pour } n \approx 0.5. \tag{6.15}$$

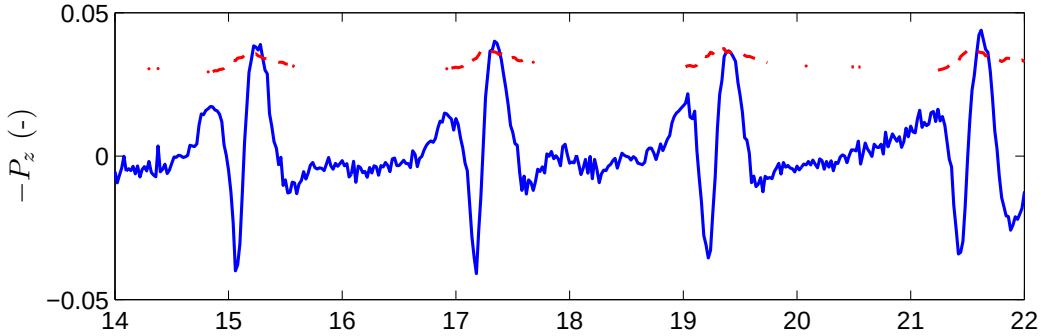


Figure 6.15 – Gradients verticaux de pression et concentration : en bleu figure le gradient vertical de pression en $z = -15.6$ cm (positif vers le haut $= -P_z$), en rouge tireté la contribution du poids de la suspension au gradient. Cas 2, identique à la figure 6.14.

De telles valeurs de P_z ne sont pas atteintes dans le cas présenté ci-dessus. Cependant, nous avons vu dans le chapitre précédent que le lit pouvait être liquéfié par la présence du gradient horizontal de pression. Le fluide entre deux capteurs n'est alors plus forcément de l'eau mais de l'eau chargée en sédiment. Sa densité augmente ce qui a pour conséquence une augmentation de pression [voir par exemple Aussillous *et al.*, 2007]. En supposant la concentration uniforme entre les deux capteurs, égale à la concentration C mesurée par les fibres optiques au voisinage de l'interface sol / eau au repos, la surpression due à la suspension $(-P_z)_C$ s'écrit :

$$(-P_z)_C = (s-1)\frac{C}{\rho_s} \tag{6.16}$$

Cette surpression est superposée au gradient vertical de pression mesuré 1.1 cm sous le lit figure 6.15. Elle est intermittente car le milieu faisant face au capteur optique n'est pas toujours suffisamment en mouvement pour mesurer une concentration (voir section 3.4). Lors de ces absences de signal, le lit est probablement déposé et ne contribue pas à la pression interstitielle. La valeur de la surpression due à la suspension sous les crêtes correspond bien au gradient vertical de pression mesuré par les capteurs de pression. Ainsi, l'inversion du gradient de pression que nous observons sous les crêtes est certainement due au poids de la suspension. Cassar *et al.* [2005] ont montré dans le cas d'avalanches sous-marines que le gradient de pression pouvait être inférieur au poids de la suspension car bien qu'en mouvements, les grains pouvaient former un squelette supportant une partie de leur poids. Ceci explique pourquoi le gradient de pression peut retomber avant que les capteurs optiques ne détectent plus de mouvement.

Finalement, le gradient de pression dans le lit immobile est dirigé vers le bas durant le front de la vague car la pression dans le lit ne s'égalise pas instantanément dans le

lit [voir par exemple Liu *et al.*, 2007, figure 10]. Le gradient un peu plus haut dans le lit suit la même tendance jusqu'à ce qu'il soit déstabilisé par le gradient horizontal de pression. À partir de cet instant, aux effets de pression dynamique vient s'ajouter le poids de la suspension qui génère un gradient de pression orienté vers le haut. La suspension retombe et le gradient de pression s'annule de nouveau.

Ainsi, selon ce scénario, le gradient vertical de pression ne semble pas être moteur de la déstabilisation du lit mais une conséquence de la mise en suspension du lit. Cependant, nous ne pouvons conclure à ce stade quant à la possibilité de favoriser la déstabilisation du lit par l'amincissement de la couche limite lors de l'infiltration [Butt *et al.*, 2001 ; Turner et Masselink, 1998]. En effet, nous mesurons des gradients de pression de l'ordre de 0.2, et nous avons estimé la perméabilité du lit de l'ordre de $3.5\ 10^{-3}$ m.s^{-1} donc les vitesses d'infiltration associées sont de l'ordre de $7\ 10^{-4}$ m.s^{-1}. Ces vitesses correspondent à un paramètre de ventilation $V \approx w_{\max}/u_{\max} \approx 3\ 10^{-3}$ tel que défini par Conley et Inman [1994]. Ces auteurs affirment que pour de telles valeurs du paramètre de ventilation, les effets de celle-ci sur la couche limite ne sont plus négligeables. L'hypothèse selon laquelle les effets d'exfiltration / infiltration sont négligeables dans le modèle exposé section 6.1.4 nécessite probablement d'être affinée.

Chapitre 7

Transport sédimentaire

7.1 Calcul du transport sédimentaire

Nous disposons de mesures de vitesse et de mesures de concentration sur un profil vertical. De ces mesures, nous pouvons déduire le transport sédimentaire instantané. Savoir modéliser le transport sédimentaire est nécessaire à la prédiction de l'évolution morphodynamique des plages. Mais pour pouvoir le modéliser, nous avons besoin de données expérimentales auxquelles confronter les résultats du modèle. Nous allons présenter dans cette partie les résultats de calculs de flux sédimentaire.

7.1.1 Ajustement de la position verticale des capteurs optiques

Les mesures de vitesse et de concentration que nous obtenons dans le canal à houle s'effectuent à la même position *cross-shore* X du canal mais ne sont pas colocalisées perpendiculairement au canal. L'écoulement étant essentiellement bidimensionnel, nous pouvons les considérer au même point à ceci près que le niveau du lit n'est pas nécessairement exactement le même.

D'autre part, la résolution spatiale des capteurs optiques peut s'avérer insuffisante pour calculer le transport sédimentaire. Une méthode est mise en place afin de déterminer *a posteriori* pour chaque séquence la position des capteurs optiques par rapport au lit. En effet, même sur un profil à l'équilibre, la position du lit varie et cette position verticale peut varier de l'ordre de 5 mm entre deux séquences. Cette méthode se base sur les résultats de l'expérience présentée section 3.2.2 page 57. Elle est présentée en détails par Berni *et al.* [2011 a]. Elle consiste en l'analyse du niveau de signal lors des repos entre deux paquets. Un exemple de signaux enregistrés pour deux séquences dif-

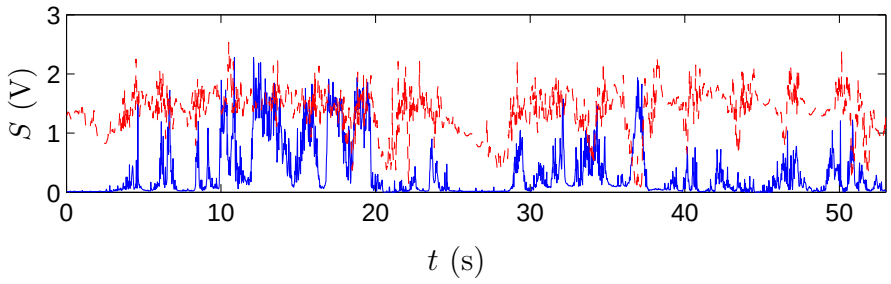


Figure 7.1 – Exemple de signaux enregistrés par un capteur optique pour deux séquences différentes. Lors de la séquence en rouge tireté, le niveau du lit est plus haut et le capteur enregistre un signal plus fort pendant le repos.

férentes par un même capteur optique est donné figure 7.1. Lors de la séquence en rouge tireté, le niveau du lit est plus haut et le capteur enregistre un signal plus fort pendant le repos (*i.e.* entre $t = 0$ et 2 s ou $t = 25$ et 27 s). Partant de cette constatation, il est possible de trier les séquences et d'attribuer à chacun des groupes une position verticale grâce aux courbes représentées figure 3.7. L'incertitude sur la position verticale des capteurs est de l'ordre de 1 mm si un capteur se trouve à ± 1 mm de l'interface, ± 3 mm sinon.

7.1.2 Sensibilité à l'ajustement

Nous allons voir sur un exemple quel peut être l'impact d'une erreur sur l'ajustement de la position des capteurs optiques. Nous considérons pour cela un ensemble de mesures sur une plage à l'équilibre pour lequel nous connaissons *a priori* le transport sédimentaire net (cas 1 de la section 5.1 en $X = 12$ m). Ces résultats sont présentés par Berni *et al.* [2011 a, annexe C]. La figure 7.2 présente les profils moyens de concentration, de vitesse et de flux sédimentaire [1]. À chaque mesure de concentration est associée la mesure de vitesse la plus proche. Le produit de ces valeurs instantanées est le flux sédimentaire q_s. Il est moyenné dans le temps pour obtenir le profil de transport

1. Un lecteur très attentif remarquera que ces résultats sont très légèrement différents de ceux présentés dans Berni *et al.* [2011 a]. Cette différence est due au fait que les vitesses dans ce cas-ci sont manuellement mises à zéros sous la position de lit la plus basse enregistrée par l'ADVP et non la position du lit en temps réel donnée par l'ADVP. En effet, le calcul de l'intensité maximale montre que l'interface lit immobile n'est pas toujours détectable dans cette configuration. Ce manque de précision est compensé par un critère de mouvement sur le signal optique (voir section 3.4 page 65). Les conclusions restent cependant les mêmes.

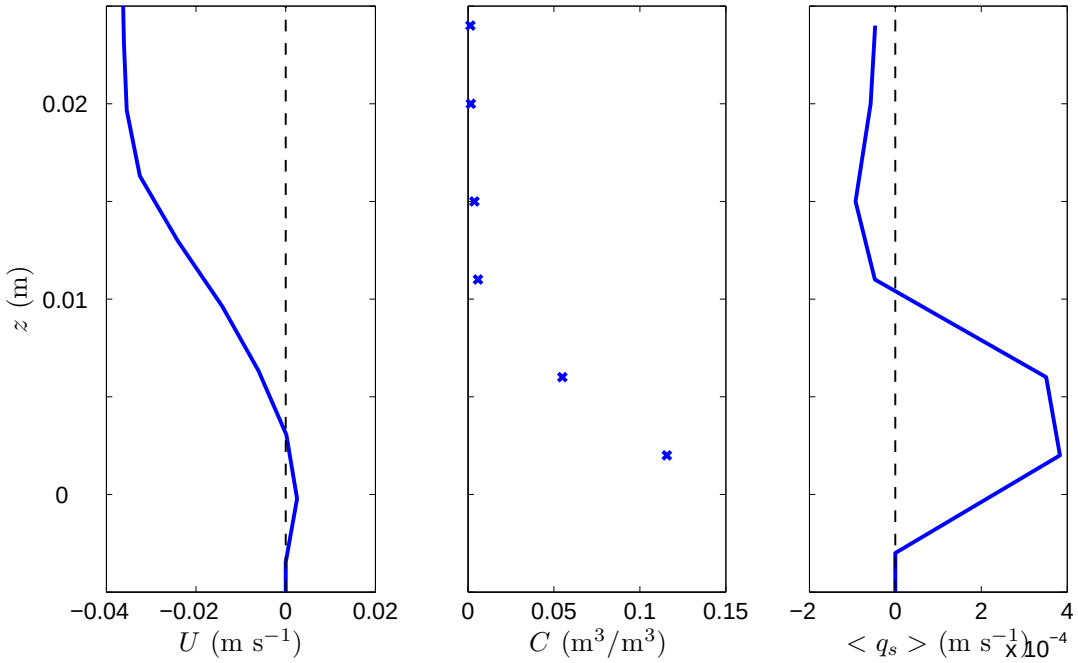


Figure 7.2 – Profils moyens de vitesse horizontale, de concentration et de flux sédimentaire. Cas 1.

sédimentaire $< q_s >$ par unités de surface :

$$q_s(t,z) = c(t,z)\,u(t,z) \tag{7.1}$$

$$< q_s > (z) = \frac{1}{T_g} \int_0^{T_g} q_s(z,t)\,\mathrm{d}t \tag{7.2}$$

où T_g est la durée de la séquence considérée ($T_g = 53$ s), c est la moyenne d'ensemble de la concentration, u la moyenne d'ensemble de la vitesse horizontale. Ce profil de transport, vers la côte proche du lit et vers le large au-delà de 1 cm au dessus du lit est en accord avec les mesures de Ribberink et Al-Salem [1995] sous des vagues présentant une asymétrie de vitesse. Le transport sédimentaire résultant, intégré sur la verticale, est de 2.3 10^{-6} m^2 s^{-1}. Ce flux est très faible, en accord avec une situation d'équilibre du profil [Grasso *et al.*, 2009].

Quel est l'impact d'une erreur sur l'ajustement vertical des capteurs optiques sur cette valeur ?

Nous avons réalisé le même calcul avec un écart sur la position de l'ensemble des capteurs optiques en position basse (signal rouge tireté, figure 7.1), *i.e.* en $z = 2$, 11 et 20 mm de +1 mm et −2 mm et de +1 mm et −3 mm pour l'ensemble des

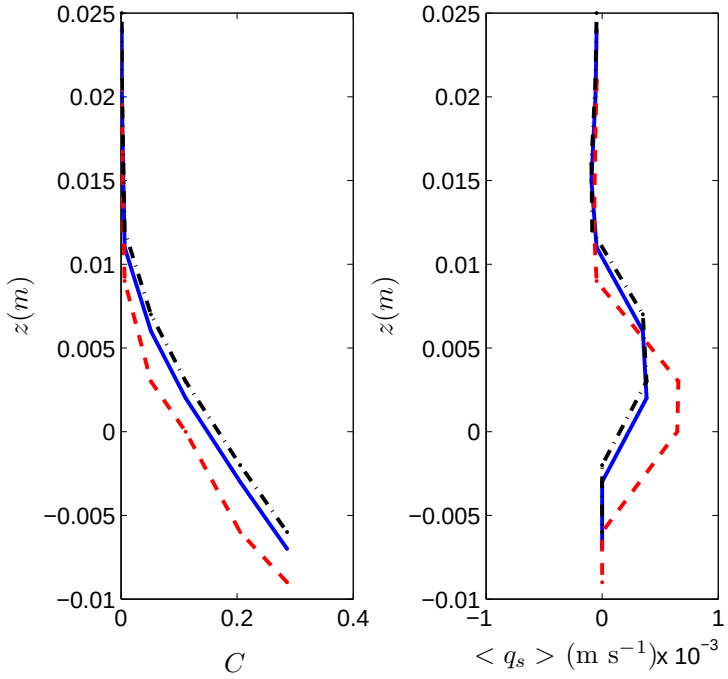


Figure 7.3 – Profils moyens de concentration et de flux sédimentaire pour trois ajustements verticaux différents.

capteurs en position haute. Ces écarts permettent de rester cohérent quant au profil moyen de concentration et à la position des fibres par rapport à l'interface au repos. Les profils de concentration et de transport résultant sont représentés figure 7.3. Le transport sédimentaire diffère en amplitude mais reste positif proche du lit et négatif plus haut dans la colonne d'eau. Le transport net obtenu varie de 2.1 10^{-6} m^2 s^{-1} à 5.0 10^{-6} m^2 s^{-1}. Cet écart reste raisonnable pour une estimation de flux sédimentaire. En effet, les erreurs rencontrées pour ce genre de mesure peuvent souvent atteindre 100 %. De plus, ces valeurs de transport sont toutes trois très faibles, en accord avec l'état d'équilibre du profil de plage.

7.2 Transport par les crêtes et par les creux

Le transport net présenté ci-dessus résulte du transport de sédiments par les crêtes et creux. L'objet de cette partie est de dissocier ces deux contributions.

7.2.1 Cas d'un profil de plage à l'équilibre

Nous nous intéressons tout d'abord au cas d'équilibre pris en exemple ci-dessus. Nous disposons du transport sédimentaire instantané sur toute la verticale et il est aisé d'analyser crêtes et creux séparément. Les flux maximum et minimum sont représentés à gauche figure 7.4b. Ils correspondent au maximum de la crête à $t = 50$ s et au maximum du creux à $t = 12$ s du cas 1 (défini 5.1).

Il est aussi possible d'intégrer le transport dans les crêtes (*i.e.* pour la vitesse hors couche limite positive) et dans les creux (négative) séparément :

$$< q_s >_c = \frac{1}{T_g} \int_{u_\infty > 0} c\, u \, \mathrm{d}t \tag{7.3}$$

$$< q_s >_t = \frac{1}{T_g} \int_{u_\infty < 0} c\, u \, \mathrm{d}t \tag{7.4}$$

Les valeurs de transport obtenues sont présentées à droite figure 7.4b.

En regard, figure 7.4a, sont représentées les vitesses horizontales moyennées dans les crêtes et dans le creux :

$$U_c = \frac{1}{T_c} \int_{u_\infty > 0} u \, \mathrm{d}t \tag{7.5}$$

$$U_t = \frac{1}{T_t} \int_{u_\infty < 0} u \, \mathrm{d}t \tag{7.6}$$

où T_c est la durée de la portion de signal pour laquelle la vitesse hors couche limite est positive, T_t négative. Les concentrations moyennées dans les crêtes et dans les creux C_c et C_t sont calculées de même. Les instants pour lesquels la mesure de concentration n'est pas possible faute de mouvements (voir 3.4 page 65) sont ignorés dans le calcul de cette moyenne.

Il est frappant de voir à quel point le transport instantané peut être grand comparé au transport net (2 ordres de grandeur). Il peut être deux fois plus important sous les crêtes que sous les creux. C'est le résultat de vitesses beaucoup plus fortes dans les crêtes que dans les creux, proche du fond. De plus, la concentration au premier point de mesure au dessus du lit au repos, c'est à dire premier point pour lequel on détecte un transport, est légèrement supérieure dans les crêtes.

Cependant, les creux sont plus longs et lorsque l'on intègre le transport sur l'ensemble des creux et des crêtes, ces deux transports sont équivalents, dix fois plus faibles que les valeurs instantanées et dix fois plus importants que le transport total résultant. Le transport net très faible sur une plage à l'équilibre ne résulte pas d'une somme de transports très faibles eux aussi, mais d'un équilibre presque parfait entre deux trans-

ports très importants. Quantifier le transport net reste un défi du fait que ce soit un résidu. Qu'en est-il lorsque le profil de plage n'est pas à l'équilibre ?

7.2.2 Cas d'un profil de plage en évolution

Nous pouvons réaliser le même travail dans le cas d'une plage en évolution (cas 2 de la section 5.1). Le profil de fond qui précède et celui qui suit cette expérience sont présentés figure 7.5. Pendant cette expérience, nous observons une érosion du pied de la plage et le développement d'une barre en $X = 16$ m. Ce développement s'accompagne d'une décompaction du lit qui résulte en une augmentation du volume de la plage de l'ordre 0.3 %. Le transport sédimentaire net calculé à partir de la différence entre ces deux profils $h_s(X)$, en supposant la porosité n constante égale à 0.4, est de 2.3 10^{-6} m^2 s^{-1} ou 3.8 10^{-6} m^2 s^{-1} selon si l'on utilise la gauche ou la droite du profil [Grasso, 2009] :

$$q_s = \int_{X=0}^{13\mathrm{m}} (1-n)\frac{\partial\, h_s}{\partial t}\mathrm{d}X \tag{7.7}$$

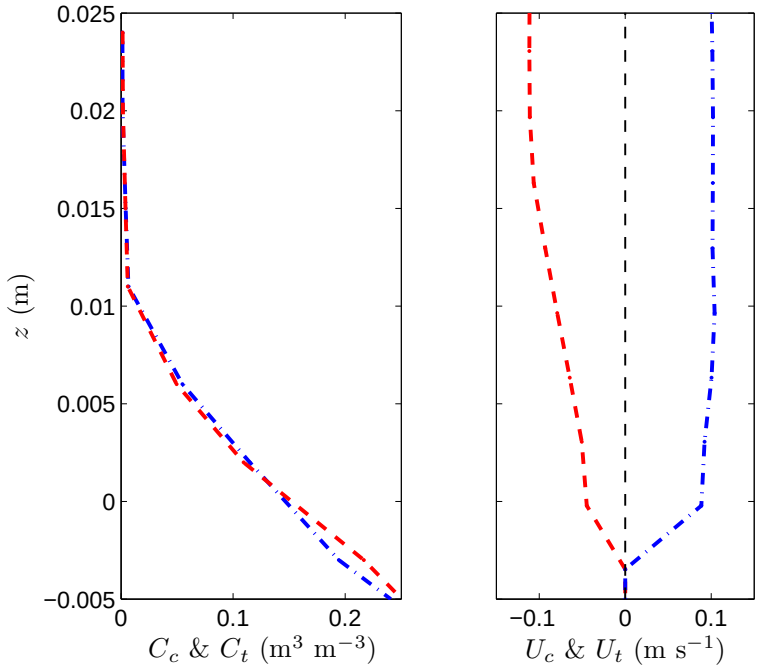
ou

$$q_s = \int_{X=13\mathrm{m}}^{36\mathrm{m}} (1-n)\frac{\partial\, h_s}{\partial t}\mathrm{d}X \tag{7.8}$$

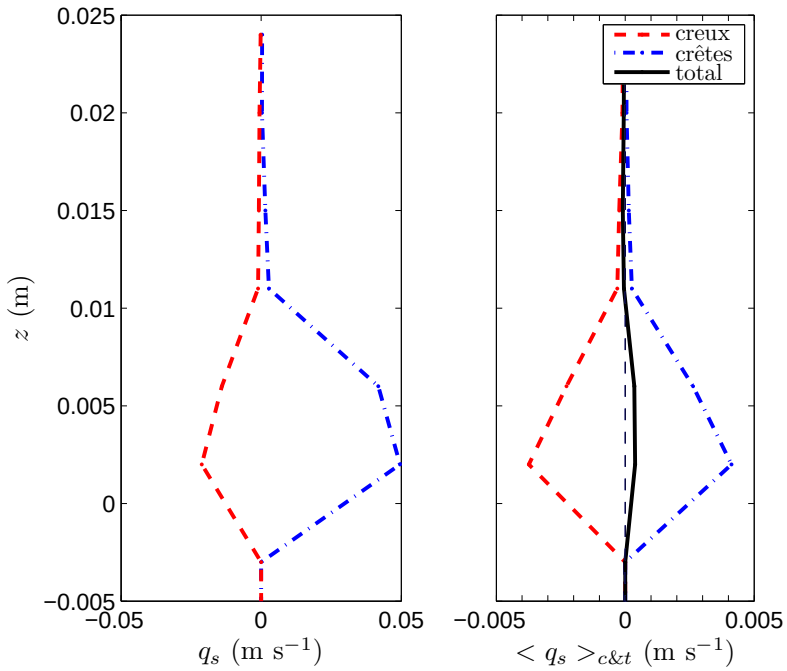
Cette différence est la conséquence de l'augmentation de volume de la plage. En effet, l'hypothèse d'une porosité constante est alors caduque. Elle permet cependant d'obtenir l'ordre de grandeur du transport.

Les figures 7.6 et 7.7 reprennent les mêmes résultats qu'au paragraphe précédent. Nous allons les comparer. Le profil de vitesse moyenne montre ici une couche limite plus fine avec un courant positif au niveau du lit plus fort. D'autre part, le gradient de concentration proche du fond est beaucoup plus important, ce qui indique que la suspension est localisée plus proche du fond et le lit est moins profondément déstabilisé. Enfin, le transport sédimentaire est nettement plus important, positif très proche du lit.

Comme dans le cas précédent, les vitesses et les concentrations proches du lit sont plus importantes dans les crêtes que dans les creux. Les transports extrêmes correspondent au maximum de la crête à $t = 39.5$ s et au maximum du creux à $t = 42$ s du cas 2 (voir figure 5.3 page 90). Ils montrent ici aussi des valeurs nettement plus importantes que les profils de transport intégrés. Cependant, le transport total est du même ordre de grandeur que le transport intégré dans les crêtes et les creux. Dans les creux, au point de mesure le plus bas, le lit se dépose et le transport est globalement deux fois plus faible que dans les crêtes.



(a) Profils de concentrations et de vitesse horizontale moyennées dans les crêtes (C_c et U_c) et dans les creux (C_t et U_t).



(b) Profils des flux sédimentaires extrêmes instantanés ($q_s(t = 12$ s et 50 s)) à gauche et intégrés séparément dans les crêtes $< q_s >_c$ et les creux $< q_s >_t$ à droite. Le transport net résultant $< q_s >$ figure en noir sur le panneau de droite.

Figure 7.4 – Cas 1.

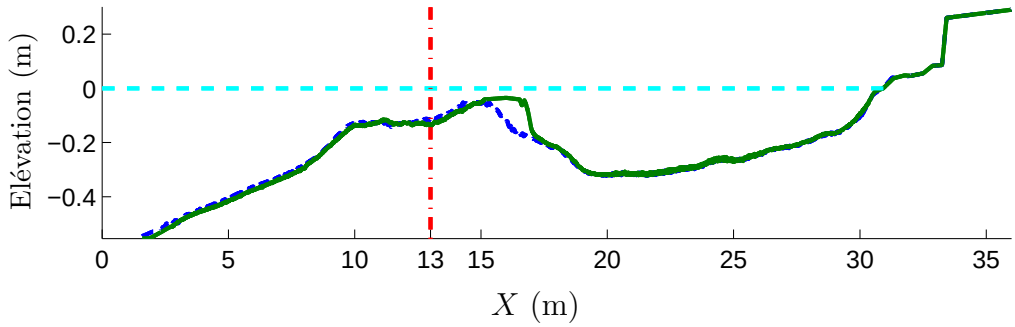


Figure 7.5 – Profils de fond qui précède (- -) et qui suit (-) l'expérience considérée. Entre ces deux profils, la plage a été soumise à 400 minutes de houle.

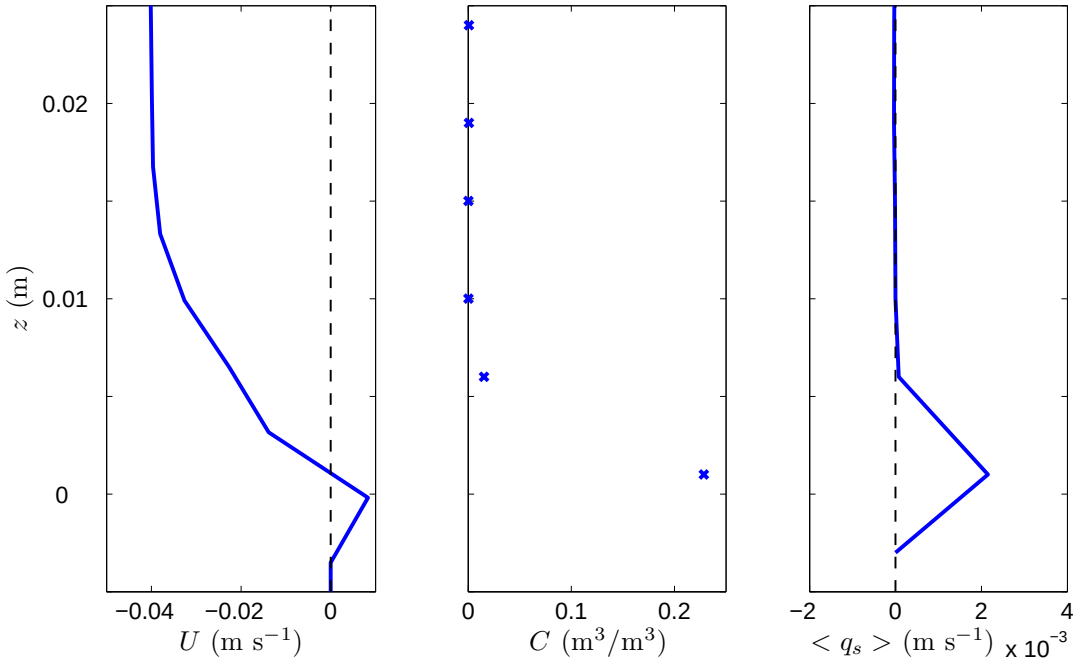


Figure 7.6 – Profils moyens de vitesse u, de concentration et de flux sédimentaire. Cas 2.

Le flux sédimentaire net qui résulte de l'intégration verticale de ce transport est de 9.2 10^{-6} m^2 s^{-1}. Cette valeur est trois fois plus forte que celle déduite de la différence des profils. C'est probablement dû au manque de résolution verticale sur le profil de transport. Le point de mesure en $z = 1$ mm se voit attribuer un volume d'intégration trop grand. Néanmoins, nous retrouvons le bon ordre de grandeur.

La différence sur les transports nets entre ce cas en évolution et le cas à l'équilibre est très mince. Ces transports sont tous les deux très faibles. Cependant, l'équilibre entre crêtes et creux est très différent. Alors que dans le cas à l'équilibre le transport dans les crêtes s'équilibre presque parfaitement avec celui dans les creux, il est deux fois plus important dans le cas en évolution. De plus, les conditions de houle sont moins énergétiques dans le cas en évolution ($H_s = 7.4$ cm alors que dans le cas en équilibre, $H_s = 9.7$ cm). Ainsi, le transport reste globalement faible, même si la plage n'est pas à l'équilibre.

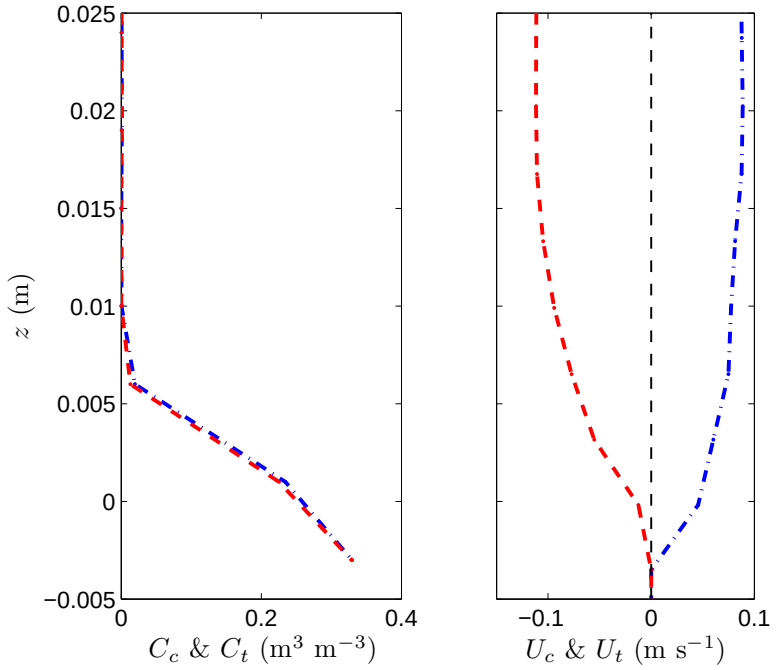
7.3 Conclusion

Les mesures de vitesse et de concentration sur l'intégralité d'un profil vertical nous permettent de calculer le transport sédimentaire instantané en un point du canal. Nous avons pu réaliser ce calcul pour deux cas, un cas à l'équilibre sous un climat constitué de la succession de deux bichromatiques de périodes 2.5 et 3 s en $X = 12$ m et un cas en évolution sous un climat constitué de la succession de deux bichromatiques de périodes 2 et 2.5 s en $X = 13$ m.

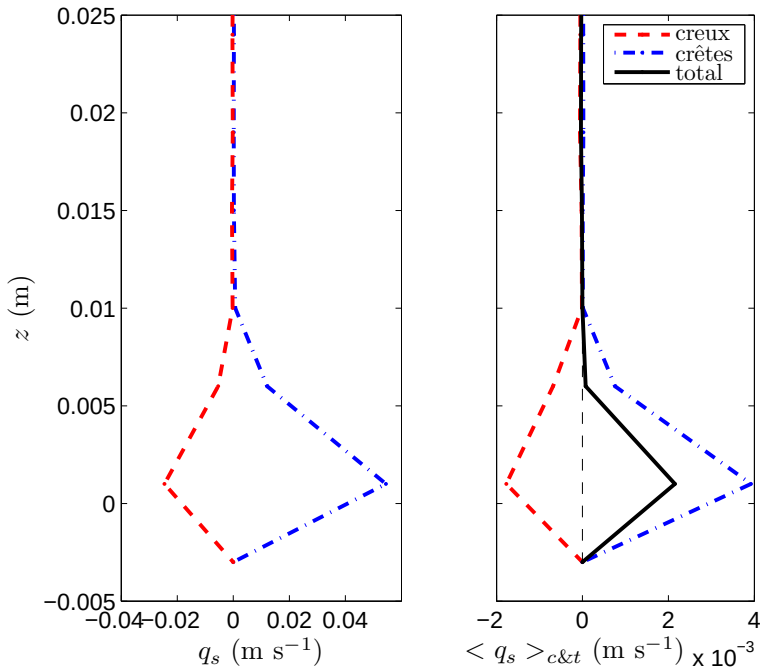
Dans le premier cas, le climat relativement énergétique entraine un transport sur une épaisseur de l'ordre de 7-8 mm, ce qui correspond à l'épaisseur de *sheet-flow* maximale mesurée par l'ADVP. La majorité du transport s'effectue proche du lit, sous forme de *sheet-flow* en accord avec les résultats de Dohmen-Janssen et Hanes [2002]. Le transport est plus important dans les crêtes que dans les creux mais les creux sont beaucoup plus longs, ce qui amène à un équilibre presque parfait entre crêtes et creux.

Dans le second cas, le climat plus calme entraîne un transport sur une épaisseur plus faible, inférieure à 6 mm. Le manque de résolution spatiale ne permet pas d'être plus précis. L'épaisseur de *sheet-flow* maximale est de 4 mm. De la même façon le transport est plus important dans les crêtes que dans les creux, mais le *skewness* est beaucoup plus faible et crêtes et creux ont une durée similaire. Ainsi, le transport résultant est nettement dirigé vers la plage, en accord avec l'évolution du profil du fond.

D'autre part, si l'on considère la vitesse hors couche limite, seule l'asymétrie des vagues peut expliquer la différence de comportement entre crêtes et creux. En effet,



(a) Profils de concentration et de vitesse horizontale moyennées dans les crêtes (C_c et U_c) et dans les creux (C_t et U_t).



(b) Profils des flux sédimentaires extrêmes instantanés ($q_s(t$ = 39.5 s et 42 s)) à gauche et intégrés séparément dans les crêtes $< q_s >_c$ et les creux $< q_s >_t$ à droite. Le transport net résultant $< q_s >$ figure en noir sur le panneau de droite.

Figure 7.7 – Cas 2.

les vitesses hors couche limite dans les creux sont plus fortes (voir notamment figure 7.7a), ce qui devrait amener à un transport vers le large. Mais proche du fond, le transfert d'asymétrie en *skewness* amène des vitesses dans les crêtes plus fortes. Or, le transport a lieu en grande majorité proche du fond, et ce sont ces vitesses qui pilotent le transport. Ainsi, le transport s'effectue dans une couche très fine, fortement concentrée, très proche du fond, et il est nécessaire de prendre l'asymétrie des vagues en compte pour pouvoir le modéliser.

Quatrième partie

Conclusion

Chapitre 8

Conclusions générales et perspectives

8.1 Conclusion

Ce travail de thèse a porté sur l'analyse des processus de déstabilisation des sédiments sous l'action des vagues. Il se base sur des expériences en canal à houle, sur une plage constituée de sédiments légers afin de chercher à respecter la similitude de transport.

Plusieurs mesures indépendantes de l'élévation de la surface libre, de la pression et de la vitesse sont comparées et attestent de la cohérence des mesures. Des mesures de concentration et de mouvements du lit sont réalisées grâce à un capteur à fibre optique.

Une attention particulière est portée sur l'effet d'une dissymétrie d'accélération (ou asymétrie, typique des vagues en zone de déferlement) sur la déstabilisation du lit. Deux mécanismes sont identifiés comme pouvant être à l'origine de cet impact. D'une part l'accélération est proportionnelle au gradient horizontal de pression et la force qu'il engendre peut déstabiliser le lit en blocs, cette déstabilisation est observée grâce aux capteurs à fibres optiques. D'autre part, une asymétrie hors couche limite contribue à une dissymétrie de vitesse dans la couche limite. Nous ne sommes pas capables à ce stade de quantifier l'importance relative de ces deux mécanismes mais une analyse dimensionnelle suggère que les effets du gradient de pression sont amplifiés dans le modèle réduit par rapport à une plage naturelle. L'identification de ces deux mécanismes suggère premièrement que l'estimation du Shields à partir des mesures de vitesse hors de la couche limite nécessite de prendre en compte l'asymétrie afin de reproduire plus fidèlement la vitesse dans la couche limite. Mais elle suggère aussi que le nombre de Shields n'est probablement pas le seul paramètre pertinent pour la

détermination de profondeur d'érosion ou de transport. Le nombre de Sleath, basé sur l'accélération de l'écoulement, que nos expériences permettent de bien mettre en évidence, est aussi un paramètre pertinent.

L'influence de l'accélération sur la déstabilisation du lit a aussi été mise en évidence à partir de mesures sur une plage d'Aquitaine (la plage du Truc-Vert) et dans des expériences en bassin (voir annexe B). Les résultats des expériences en canal à houle offrent de nouvelles interprétations quant à cette influence.

Les effets du gradient vertical de pression sur la déstabilisation du lit n'ont pu être clairement mis en évidence. Il semblerait cependant que le gradient de pression orienté vers le haut sous la crête de la vague pour les capteurs proches du lit soit une conséquence du poids des sédiments liquéfiés par le gradient de pression horizontal plutôt qu'un initiateur de mouvement.

Finalement la mesure de transport pour deux conditions de houle différentes atteste de l'influence de l'asymétrie. En effet, dans le cas 1, sur un profil de plage à l'équilibre, la vitesse hors de la couche limite est asymétrique et *skewed* : le transport au maximum de la crête est nettement plus important que celui au maximum du creux, mais les creux durent plus longtemps et ces deux contributions s'annulent. Dans le cas 2 sur un profil présentant une migration de barre vers la côte, la vitesse hors couche limite est asymétrique mais présente un faible *skewness*. Le transport au maximum de la crête est toujours nettement supérieur au transport au maximum du creux mais crêtes et creux sont de durée similaire et le transport net est positif, dirigé vers la côte. Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité de la thèse de Grasso [2009]. Grâce à l'étude locale des processus, nous sommes en mesure de valider l'interprétation physique du signe du transport qu'il a effectuée à partir de l'étude la morphologie globale de la plage [Grasso *et al.*, 2011].

8.2 Perspectives

Un important volume de données résulte des expériences menées lors de cette thèse. Malgré le travail d'analyse présenté dans cette thèse, ces données nécessitent encore d'être étudiées. Par ailleurs, au fur et à mesure de ces expériences, nous avons affiné le protocole expérimental, et il pourrait être intéressant de réaliser de nouvelles expériences sur un profil à l'équilibre avec ces compétences. Une nouvelle zone d'étude, comme la zone de jet de rive, pourrait faire l'objet d'expériences similaires. Le suivi du lit entre deux lames d'eau pourrait être réalisé par les sondes capacitives.

Des expériences sur un canal à fond fixe sont aussi envisagées. Elles pourront per-

mettre de mieux étudier la dynamique de la couche limite et le transfert entre asymétrie et *skewness*.

D'autre part, cette thèse soulève de nouvelles questions quant au travail en similitude. L'importance de l'effet du gradient horizontal de pression caractérisée par le nombre de Sleath nécessite probablement de prendre en compte ce paramètre pour la réalisation de modèles réduits.

Enfin, nous n'avons pu conclure quant aux effets d'infiltration / exfiltration dans le lit. Des expériences en houle régulière de faible amplitude, sur un lit localement plan, pourraient peut-être permettre d'identifier une éventuelle contraction ou dilatation de la couche limite.

Bibliographie

Abreu T., Silva P. A., Sancho F., et Temperville A. Analytical approximate wave form for asymmetric waves. *Coast. Eng.*, 57(7):656–667, 2010. ISSN 0378-3839.

Albertson J.D., Katul G.G., Parlange M.B., et Eichinger W.E. Spectral scaling of static pressure fluctuations in the atmospheric surface layer: the interaction between large and small scales. *Physics of Fluids*, 10:1725, 1998.

Arnaud Gaël. *Mesures locales des variations bathymétriques et des propriétés du sol en zone de surf.* Thèse, Université de Pau et des pays de l'Adour, 2010.

Aussillous P., Collard D., et Pouliquen O. Liquéfaction des sols sous vagues. *18ème Congrès Français de Mécanique (Grenoble)*, 2007.

Austin M., Masselink G., O'Hare T., et Russell P. Onshore sediment transport on a sandy beach under varied wave conditions: Flow velocity skewness, wave asymmetry or bed ventilation? *Marine Geol.*, 259:86–101, 2009.

Bagnold R. A. The flow of cohesionless grains in fluids. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, pages 235–297, 1956.

Baldock T. E., Alsina J. A., Caceres I., Vicinanza D., Contestabile P., Power H., et Sanchez-Arcilla A. Large-scale experiments on beach profile evolution and surf and swash zone sediment transport induced by long waves, wave groups and random waves. *Coast. Eng.*, 42:doi:10.1016/j;coastaleng.2010.10.006, 2010.

Barthélemy E. Nonlinear shallow water theories for coastal waves. *Surveys in Geophysics*, 25(3):315–337, 2004.

Berni C., Mignot E., Michallet H., Dalla-Costa C., Grasso F., et Lagauzère M. Diversity of bed evolution at wave and tidal scales on truc-vert beach. *J. Coast. Res.*, SI 56 – ICS (Proceedings):1726–1730, 2009.

Berni C., Michallet H., et Barthélemy E. Local processes of bed destabilization in the surf zone. *J. Coast. Res.*, SI 64 – ICS (Proceedings):2017–2021, 2011 a.

Berni C., Michallet H., et Barthélemy E. Physical modelling of waves induced sheet-flows. Dans *34*th *congress of The International Association for Hydro-Environment Eng. and Res.*, 2011 b.

Berni C., Michallet H., et Barthélemy E. Processus de mobilisation des sédiments en zone de déferlement : expériences de laboratoire en similitude. *20ème Congrès Français de Mécanique (Besançon)*, 2011 c.

Berni C., Michallet H., et Barthélemy E. Measurements of surf zone sand bed dynamics under irregular waves. *Eur. J. Environmental and Civil Eng.*, in press.

Biot M. A. General theory of three-dimensional consolidation. *J. applied physics*, 12 (2):155–164, 1941.

Bird E. C. F. *Coastline changes. A global review.* John Wiley and Sons Inc., New York, NY, 1985.

Bonneton P. Dynamique non-linéaire des vagues en zone de surf interne. *Revue Française de Génie Civil, numéro spécial Génie-Côtier*, 2003.

Bricault Mickaël. *Rétrodiffusion acoustique par une suspension en milieu turbulent : application à la mesure de profils de concentration pour l'étude de processus hydro-sédimentaires.* Thèse, INP Grenoble, 2006.

Butt T., Russell P., et Turner I. The influence of swash infiltration-exfiltration on beach face sediment transport: onshore or offshore? *Coast. Eng.*, 42:35–52, 2001.

Butt T., Miles J., Ganderton P., et Russell P. A simple method for calibrating optical backscatter sensors in high concentrations of non-cohesive sediments. *Marine Geol.*, 192(4):419–424, 2002. ISSN 0025-3227.

Cartwright D. E. et Longuet-Higgins M. S. The statistical distribution of the maxima of a random function. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 237(1209):212, 1956.

Cassar C., Nicolas M., et Pouliquen O. Submarine granular flows down inclined planes. *Physics of fluids*, 17:103301, 2005.

Chassagneux François-Xavier. *Étude expérimentale des processus hydro-sédimentaires sous le déferlement de vagues irrégulières.* Thèse, Université de Grenoble, 2011.

Coco G. et Murray A.B. Patterns in the sand: from forcing templates to self-organization. *Geomorphology*, 91(3-4):271–290, 2007.

Conley D. C. et Beach R. A. Cross-shore sediment transport partitioning in the nearshore during a storm event. *J. Geophys. Res*, 108(10), 2003.

Conley D. C. et Inman D. L. Ventilated oscillatory boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 273:261–284, 1994.

Conley D.C. et Inman D.L. Field observations of the fluid-granular boundary layer under near-breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 97(C6):9631–9643, 1992.

de Vendeuil Richard. Loi littoral : alerte sur les côtes ! *L'express*, jeudi 27 Juillet 2006.

Dibajnia M. et Watanabe A. Sheet flow under nonlinear waves and currents. Dans *Coast. Eng.*, pages 2015–2028. ASCE, 1992.

Dick J. E. et Sleath J. F. A. Velocities and concentrations in oscillatory flow over beds of sediment. *J. Fluid Mech.*, 233:165–196, 1991.

Dingemans M. W. *Water wave propagation over uneven bottoms: Linear wave propagation*, volume 13. World Scientific Pub Co Inc, 1997.

Dohmen-Janssen C. M. et Hanes D. M. Sheet flow dynamics under monochromatic non breaking waves. *J. Geophys. Res.,* 107, C10, 3149, 107(C10), 2002.

Dohmen-Janssen C. M., Kroekenstoel D. F., Hassan W. N., et Ribberink J. S. Phase lags in oscillatory sheet flow: experiments and bed load modelling. *Coast. Eng.*, 46 (1):61–87, 2002.

Dohmen-Janssen Marjolein. *Grain size influence on sediment transport in oscillatory sheet flow.* Thèse, Technische Universiteit Delft, 1999.

Elgar S. Relationships involving third moments and bispectra of a harmonic process. *Acoustics, Speech and Signal Processing, IEEE Transactions on*, 35(12):1725–1726, 1987.

Elgar S., Guza RT, Raubenheimer B., Herbers THC, et Gallagher E.L. Spectral evolution of shoaling and breaking waves on a barred beach. *J. Geophys. Res*, 102(15): 797–15, 1997.

Foster D. L., Bowen A. J., Holman R. A., et Natoo P. Field evidence of pressure gradient induced incipient motion. *J. Geophys. Res.,* 111, C05004, 2006.

Fredsøe J. et Deigaard R. *Mechanics of coastal sediment transport*, volume 3. World Scientific Pub Co Inc, 1992.

French P. W. *Coastal and estuarine management.* Psychology Press, 1997.

Gallagher E.L., Elgar S., et Guza RT. Observations of sand bar evolution on a natural beach. *J. Geophys. Res.*, 103(C2):3203–3215, 1998.

Gonzalez-Rodriguez D. et Madsen O. S. Seabed shear stress and bedload transport due to asymmetric and skewed waves. *Coast. Eng.*, 54(12):914–929, 2007.

Grasso F., Michallet H., Barthélemy E., et Certain R. Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology: Transients and equilibrium states. *J. Geophys. Res.,* 114, C09001, 114, 2009.

Grasso F., Michallet H., et Barthélemy E. Sediment transport associated with morphological beach changes forced by irregular asymmetric, skewed waves. *J. Geophys. Res.*, 116(C3):C03020, 2011.

Grasso Florent. *Modélisation physique de la dynamique hydro-sédimentaire des plages.* Thèse, Université Joseph Fourier, 2009.

Hanson H. et Lindh G. Coastal erosion: An escalating environmental threat. *Ambio*, pages 188–195, 1993.

Henderson S. M., Allen J. S., et Newberger P. A. Nearshore sandbar migration predicted by an eddy-diffusive boundary layer model. *J. Geophys. Res.,* 109, C05025, 109, 2004.

Horikawa K. *Nearshore dynamics and coastal processes: theory, measurement, and predictive models.* University of Tokyo Press, 1988. ISBN 9784130681384.

Horikawa K. et Katori S. Sediment transport under sheet flow condition. Dans *Coastal Engineering (1982)*, pages 1335–1352. ASCE, 1982.

Hsu T.-J. et Hanes D. M. Effects of wave shape on sheet flow sediment transport. *J. Geophys. Res.,* 109, C05025, 2004.

Hurther D. et Lemmin U. A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic Doppler velocity profiler. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 18(3):446–458, 2001.

Hurther D., Thorne P. D., Bricault M., Lemmin U., et Barnoud J. M. A multi-frequency acoustic concentration and velocity profiler (acvp) for boundary layer measurements of fine-scale flow and sediment transport processes. *Coast. Eng.*, 2011.

Hurther David. *3-D acoustic Doppler velocimetry and turbulence in open-channel flow.* Thèse, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2001.

King D.B. *Studies in oscillatory flow bedload sediment transport.* Thèse, Univ. of Calif., 1991.

Kolmogorov A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. Dans *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, volume 30, pages 9–13, 1941.

Komar P. D. et Inman D. L. Longshore sand transport on beaches. *J. Geophys. Res.*, 75(30):5914–5927, 1970.

Lin P. et Liu P. L. F. A numerical study of breaking waves in the surf zone. *J. Fluid Mech.*, 359(1):239–264, 1998.

Liu P. L. F., Park Y. S., et Lara J. L. Long-wave-induced flows in an unsaturated permeable seabed. *J. Fluid Mech.*, 586(1):323–345, 2007.

Loiseleux T., Gondret P., Rabaud M., et Doppler D. Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow. *Phys. Fluids*, 17: 103304, 2005.

Longuet-Higgins M. S. On the statistical distributions of sea waves. *J. mar. Res.*, 11 (3):245–265, 1952.

Longuet-Higgins M. S. et Stewart R. W. Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications. Dans *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, volume 11, pages 529–562. Elsevier, 1964.

McLean S. R., Ribberink J. S., Dohmen-Janssen C. M., et Hassan W. N. Sand transport in oscillatory sheet flow with mean current. *J. Waterway, Port, Coast., and Ocean Eng.*, 127:141, 2001.

Mei C. C. *The applied dynamics of ocean surface waves*, volume 1. World Scientific Pub Co Inc, 1989.

Mei C. C. et Foda M. A. Wave-induced responses in a fluid-filled poro-elastic solid with a free surface – a boundary layer theory. *Geophys. J. of the Royal Astronomical Society*, 66(3):597–631, 1981.

Meyer-Peter E. et Müller R. Formulas for bed-load transport. Dans *Proceedings of the 2nd Meeting of the International Association for Hydraulic Structures Res.*, pages 39–64, 1948.

Michallet H., Barbier-Neyret J. P., Mory M., et Piedra-Cueva I. An optical system for monitoring seabed evolutions at a coastal structure. Dans *Proceedings of Coast. Dynamics - Barcelone*. ASCE, 2005.

Michallet H., Mory M., et Piedra-Cueva I. Wave-induced pore pressure measurements near a coastal structure. *J. Geophys. Res.,* 114, C06019, 2009.

Michallet H., Cienfuegos R., Barthelemy E., et Grasso F. Kinematics of waves propagating and breaking on a barred beach. *European J. Mechanics-B/Fluids*, 2011.

MiDi GDR. On dense granular flows. *Eur. Phys. J. E*, 14:341–365, 2004.

Mory M., Michallet H., Bonjean D., Piedra-Cueva I., Barnoud JM, Foray P., Abadie S., et Breul P. A field study of momentary liquefaction caused by waves around a coastal structure. *J. Waterway, Port, Coast., and Ocean Eng.*, 133:28, 2007.

Munk W. H. Proposed uniform procedure for observing waves and interpreting instrument records. *La Jolla, California: Wave Project at the Scripps Institute of Oceanography.*, 1944.

Nielsen P. *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport.* World Scientific, Singapore, 1992.

Nielsen P. Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming. *Coast. Eng.*, 53:749–758, 2006.

Nielsen P., Robert S., Moller-Christiansen B., et Oliva P. Infiltration effects on sediment mobility under waves. *Coast. Eng.*, 42(2):105–114, 2001.

O'Donoghue T. et Wright S. Concentrations in oscillatory sheet flow for well sorted and graded sands. *Coast. Eng.*, 50(3):117–138, 2004.

Paskoff R. *Les littoraux : impact des aménagements sur leur évolution.* Armand Colin, 1998.

Paskoff R. *Jusqu'où la mer va-t-elle MONTER?* Le Pommier, 2004.

Pedrozo-Acuña A., de Alegría-Arzaburu A.R., Torres-Freyermuth A., Mendoza E., et Silva R. Laboratory investigation of pressure gradients induced by plunging breakers. *Coast. Eng.*, 2011.

Prel P., Michallet H., et Barthélemy E. Flume experiments on wave non-linear interactions effects on beach morphodynamics. *J. Coast. Res.*, SI 64, 2011.

Puleo J. A., Holland K. T., Plant N. G., Slinn D. N., et M. Hanes D. Fluid acceleration effects on suspended sediment transport in the swash zone. *J. Geophys. Res.,* 108 (C11), 2003.

Puleo J. A., Faries J., Davidson M., et Hicks B. A Conductivity Sensor for Nearbed Sediment Concentration Profiling. *J. Atmospheric and Oceanic Technology*, 27(2): 397–408, 2010. ISSN 1520-0426.

Raubenheimer B., Elgar S., et Guza R. T. Estimating wave heights from pressure measured in sand bed. *J. Waterway, Port, Coast., and Ocean Eng.*, 124:151, 1998.

Ribberink J. S. et Al-Salem A. A. Sheet flow and suspension of sand in oscillatory boundary layers. *Coast. Eng.*, 25(3-4):205–225, 1995.

Ribberink J. S., van der Werf J. J., Donoghue T. O., et Hassan W. N. M. Sand motion induced by oscillatory flows: Sheet flow and vortex ripples. *J. Turbulence*, 9:1–32, 2008.

Roelvink J. A. et Stive M. J. F. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach. *Journal of Geophysical research*, 94(C4):4785–4800, 1989.

Ruessink B. G., Michallet H., Abreu T., Sancho F., et others . Observations of velocities, sand concentrations, and fluxes under velocity-asymmetric oscillatory flows. *J. Geophys. Res.*, 116(C3):C03004, 2011.

Sakai T., Hatanaka K., et Mase H. Wave-induced effective stress in seabed and its momentary liquefaction. *J. Waterway, Port, Coast. and Ocean Eng.*, 118(2):202–206, 1992.

Sawamoto M. et Yamashita T. Sediment transport rate due to wave action. *J. Hydrosci. Hydraul. Eng.*, 4(1):1–15, 1986.

Sheng J. et Hay A.E. An examination of the spherical scatterer approximation in aqueous suspensions of sand. *J. Acoust. Soc. of Am.*, 83:598 – 610, 1988.

Silva P. A., Abreu T., Michallet H., Hurther D., et Sancho F. Sheet flow layer structure under oscillatory flow. Dans *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics*, Santa Fe, Argentina, 21-25 Sept 2009.

Sleath J. F. A. Turbulent oscillatory flow over rough beds. *J. Fluid Mech.*, 182:369–409, 1987.

Sleath J. F. A. Conditions for plug formation in oscillatory flow. *Continental shelf Res.*, 19(13):1643–1664, 1999.

Sommerfeld M. Theoretical and experimental modelling of particulate flows, 2000. Lecture Series.

Soulsby R. *Dynamics of marine sands: a manual for practical applications.* Thomas Telford, 1997.

Staron L., Lagrée P. Y., Josserand C., et Lhuillier D. Flow and jamming of a two-dimensional granular bed: Toward a nonlocal rheology? *Physics of Fluids*, 22:113303, 2010.

Sumer B. M. et Fredsøe J. *Hydrodynamics around cylindrical strucures.* World Scientific Pub Co Inc, 2006.

Swart D. H. A Schematization of onshore-offshore transport. Dans *Proceedings of the 14th international Conference on Coastal Eng.*, page 884. Coast. Eng. Res. Counc., Copenhagen, Denmark., 1974.

Terrile E., Reniers A. J. H. M., et Stive M. J. F. Acceleration and skewness effects on the instantaneous bed-shear stresses in shoaling waves. *J. Waterway, Port, Coast., and Ocean Eng.*, 135:228, 2009.

Thorne P. D. et Campbell S. C. Backscattering by a suspension of spheres. *J. Acoust. Soc. of Am.*, 92:978, 1992.

Thorne P. D. et Hanes D. M. A review of acoustic measurement of small-scale sediment processes. *Continental Shelf Res.*, 22(4):603–632, 2002.

Thornton E., Dalrymple R. A., Drake T., Gallagher E., Guza R. T., Hay A., Holman R. A., Kaihatu J., Lippmann T. C., et Ozkan-Haller T. State of nearshore processes research. Technical report, Naval Postgraduate School, Monterey, 2000.

Turner I. L. et Masselink G. Swash infiltration-exfiltration and sediment transport. *J. Geophys. Res.*, 103:30,813–30,824, 1998.

van der A D. A., O'Donoghue T., et Ribberink J. S. Measurements of sheet flow transport in acceleration-skewed oscillatory flow and comparison with practical formulations. *Coast. Eng.*, 57(3):331–342, 2010.

Wilson K. C. Analysis of bed-load motion at high shear stress. *J. Hydraulic Eng.*, 113: 97, 1987.

Yalin M. S. *Mechanics of sediment transport.* Pergamon Press, Queens University, Ontario, 1972.

Yamamoto T., Koning HL, Sellmeijer H., et Hijum E. V. On the response of a poro-elastic bed to water waves. *J. Fluid Mech.*, 87(01):193–206, 1978.

Zala Flores N. et Sleath J. F. A. Mobile layer in oscillatory sheet flow. *J. Geophys. Res.*, 103(C6):12783–12, 1998.

Zhang K., Douglas B. C., et Leatherman S. P. Global warming and coastal erosion. *Climatic Change*, 64(1):41–58, 2004.

Annexes

Annexe A

Diversité de l'évolution de la morphologie d'une plage à l'échelle de la vague et de la marée sur la plage du Truc-Vert.

Journal of Coastal Research	SI 56	1726 - 1730	ICS2009 (Proceedings)	Portugal	ISSN 0749-0258

Diversity of bed evolution at wave and tidal scales on Truc-Vert beach

C. Berni†, E. Mignot†*, H. Michallet†, C. Dalla-Costa†, F. Grasso† and M. Lagauzère†.

†Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, BP53, 38041 Grenoble Cedex, FRANCE
celine.berni@hmg.inpg.fr
* Present address : LMFA-INSA Lyon, FRANCE

ABSTRACT

C. BERNI, E. MIGNOT, H. MICHALLET, C. DALLA-COSTA, F. GRASSO and M. LAGAUZÈRE, 2009. Diversity of bed evolution at wave and tidal scales on Truc-Vert beach. Journal of Coastal Research, SI 56 (Proceedings of the 10th International Coastal Symposium), 1726 – 1730. Lisbon, Portugal, ISSN 0749-0258.

The present paper is devoted to the analysis of bottom evolution in the mid intertidal zone of a sandy beach during high tides. The on-site experimental set-up is composed of *i)* an Acoustic Doppler Velocity Profiler able to measure simultaneously the local velocity field, bed elevation and thickness of the sheet flow layer and *ii)* a set of optical fibers and pressure sensors aligned vertically throughout the sediment/water interface, able to detect the states of the medium in front of each sensor: low or highly concentrated flow, unstable or stable bed. Measurements were taken during tides with different high tide conditions ($H_s/h \sim 0.6$ and $H_s/h \sim 0.3$) corresponding to energetic and calm wave forcings. The evolution of the bottom during the two types of tides is very different. When the measurement point remains in surf zone ($H_s/h > 0.5$), the bed shows a continuous erosion during the rising tide and a symmetric deposition during the ebb tide. In contrast, for weaker wave conditions ($H_s/h < 0.4$), the bottom elevation reveals periodic oscillations characteristic of ripples propagation. The detailed bottom evolution is investigated at the time-scale of the wave. The correlation between thickness of the sheet flow and excess pore pressure indicates that in most cases, the excess pore pressure is negative under the wave crest and becomes positive under the trough, promoting the development of the sheet flow. Consequently, exfiltration from the porous bed would be an important mechanism for sheet flow initiation during backrush.

ADITIONAL INDEX WORDS: *velocity field, sheet-flow, erosion, deposition, on-field measurement, mixing depth, tide scale, wave scale, ripples, optical fibers.*

INTRODUCTION

The ECORS field campaign (SENECHAL et al., 2008) took place in March-April 2008 on the Truc-Vert sandy beach, in southern France. The LEGI (Grenoble, France) was one of the 16 research group taking part of this campaign. Its main scientific aim concerned the sediment-hydrodynamic interactions in the near bed region of the beach. A set of experimental devices (Figure 1) was deployed in the mid intertidal zone below and above the sediment/bed interface. The present paper focuses on analyzing the measured data related to the bed response to wave forcing at different time scales.

In the literature, most on-field works related to bed response to wave forcing aim at measuring the "mixing depth" (or "disturbance depth") during a high tide. This depth is defined as the "thickness of bottom sediment layer affected by hydrodynamic processes during a time span" (ANFUSO, 2005). Three methods are mostly applied to measure the mixing depth: the use of fixed vertical rods with a free washer, insertion of colored sand in holes dug in the beach at low tide and injection of painted sand tracers directly on the beach. The main advantage of such methods (especially the two first ones) is their simplicity and low cost allowing to measure the mixing depth at various locations of the beach during the same tide. However, the data obtained by these methods are limited to the maximum erosion and accretion depth during measurement duration larger than a tide period and are unable to measure processes at finer time scales. JACKSON and MALVAREZ (2002) developed a mast supporting an automated vertical bar that is raised up and down in order to measure the bed location. However, the sampling period (140 seconds) is larger than the high frequency bed evolution.

Among others, three devices permit to locate the bed/water frontier at high frequencies. ERLINGSSON (1991) developed an innovative device based on backscattered infra-red light emitted at various elevations. RIDD (1992) created a device based on conductivity difference between water and sediment with a current source located down within the bed and a vertical set of current electrodes above. LAWLER (1991) used photovoltaic cells to compute directly the surrounding light through the soil. However these methods consider the bed/water interface as a strict borderline. In the present paper, this interface is rather seen as a vertical continuous medium which consecutive layers can be defined using various decompositions depending on the measurement methodology (see Table 2 or Eqs. 3 and 4). Such approach is currently considered by ARNAUD (2009). The objective here is to measure the evolution of bed/water interface characteristics at two important time scales: over a complete high tide cycle and at a wave scale.

EXPERIMENTAL SET-UP

Three measurement devices aligned longshore with a maximum distance of one meter between each are considered in the present paper (see Figure 1). The ADVP and the set of optical fibers permit to locate the elevation of bed/water interface while the set of pressure sensors measures the pressure in the water column and vertical pressure gradients across the bed interface. Among the available data, time series corresponding to two high tides were selected (see Table 1) and are presented hereafter. The

Table 1: Wave climate and experimental device parameters

Tide #	Date	Wave climate at high tide					ADVP	
		h (m)	H_s (m)	H_s/h (m)	T (s)	Wave zone	PRF (Hz)	f_s (Hz)
1	25/03 am.	1.8	1.1	0.6	6.7	Surf	1250	19.5
2	07/04 pm.	2.5	0.8	0.3	6.8	Shoaling	1000	15.6

measurement devices for Tide 1 and Tide 2 were located on the same beach, at mid-tide elevation, far enough onshore from the rip/bar structures to ensure a 2D oscillatory flow. The wave conditions at the measurement location and the measurement device parameters are summarized in Table 1.

ADVP description

The Acoustic Doppler Velocity Profiler (ADVP, see HURTHER and LEMMIN 2001 and 2008 for a detailed description of its principles and performances) was deployed (Figures 1 and 2) in order *i)* to profile the velocity field in the near bed region and *ii)* to measure the evolution of fixed bed and top sheet flow elevation at high frequency. The ADVP emits vertical wave trains of frequency f_0 = 1 MHz at a pulse repetition frequency (PRF) given in Table 1. At each time step, both instantaneous cross-shore and vertical velocity components are measured along a vertical profile of about 33 cm over the bed with a typical distance between each measurement volume equal to 3 mm. The velocity profiles are then averaged over 64 consecutive pulses to reach the final sampling frequency $f_s = PRF/64$ (Table 1).

Moreover, the analysis of the backscattered wave train intensity $I(z)$ permits to detect the location of both bed and top sheet-flow elevation at a frequency equal to f_s with typical precision of about 3 mm. To do so, the backscattered signal energy profile $E_s(z)$ is defined as:

$$E_s(z) = \left\langle I^2(z) \right\rangle \qquad (1)$$

and the backscattered signal energy variance profile $E_v(z)$ is defined as:

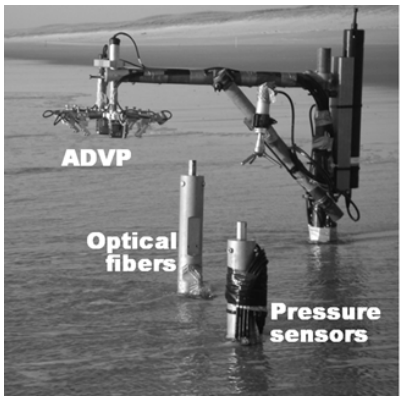


Figure 1. Picture of the experimental set up at Truc-Vert Beach during low tide.

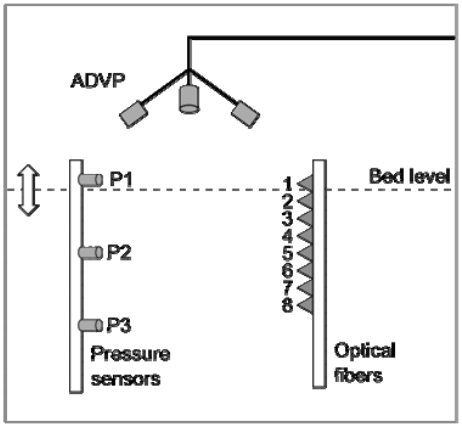


Figure 2. Diagram of the experimental set up

$$E_v(z) = \left\langle \left(I(z) - \overline{I(z)} \right)^2 \right\rangle \qquad (2)$$

where the overline sign refers to time-averaging over 2560 consecutive pulses, that is over a period of 2560/PRF and the brackets < > refer to time-averaging over 64 consecutive pulses, that is a time period of $1/f_s$.

The fixed bed location z_f is then defined as the maximum "non-fluctuating" backscattered energy location in the vertical profile, calculated as:

$$z_f = \max\left[E_s(z) - E_v(z)\right] \qquad (3)$$

while the top of the sheet-flow z_s is defined as the maximum backscattered energy location, that is:

$$z_s = \max\left[E_s(z)\right] \qquad (4)$$

Both z_s and z_f values are then available at the same sampling frequency f_s as the 2D velocity field.

Optical fiber description

The set of optical fiber sensors was designed to measure the state of the medium at different elevations across the water/bed interface. This newly developed instrument (MICHALLET *et al.,* 2005) is not yet quantitative in concentration but only qualitative. The device is composed of eight pairs of optical fibers aligned vertically every 5 cm (see Figure 2). Each pair of fibers is composed of one emission and one reception fiber which extremities are located 4 mm apart. Both fibers are oriented perpendicularly so that no direct transmission between emission and reception fibers occurs. The emission fiber emits a discontinuous optical signal, alternatively on and off at a frequency of 500 Hz and the reception fiber measures the corresponding optical signal simultaneously. When the emission signal is on, if a solid particle is located in front of the fiber, part of the emitted optical signal is backscattered. The sum of the backscattered signal and surrounding light is then recorded by the reception fiber when the emission is on while only the surrounding light is recorded when the emission is off (at the following time step). For each set of 10 consecutive time steps, the difference between the averaged recorded signal when emission is off and the averaged signal when emission is on is computed. The resulting 50 Hz signal for each pair of fiber noted S in Table 2 and Figure 5 is then the backscattered signal only.

Table 2: Criteria to compute the state of the soil in front of each optical fiber sensor. (S_0, Δ_0) are threshold value computed for each pair of fiber.

Medium state	Criteria (applied on consecutive 10 points) Minimum of signal (V)	Maximum of variation ($V.s^{-1}$)
Stable bed	$\min(S) > S_0$	$\max(\frac{dS}{dt}) < \Delta_0$
Unstable bed	$\min(S) > S_0$	$\max(\frac{dS}{dt}) > \Delta_0$
High concentrated flow	$\min(S) < S_0$	$\max(\frac{dS}{dt}) > \Delta_0$
Low concentrated flow	$\min(S) < S_0$	$\max(\frac{dS}{dt}) < \Delta_0$

For analysis, two criteria (presented in Table 2) are then applied to each backscattered signal *S*. For each set of 10 consecutive points, the difference between the minimum signal value min(*S*) and a fixed threshold value S_0 and the difference between maximum signal gradient *dS/dt* and another threshold value Δ_0 allow to detect the state of soil in front of each sensor. The four states of soil are defined as: low and highly concentrated flow and unstable and stable bed. The states of the medium facing each sensor is then computed at a frequency equal to 5 Hz.

The last step consists in calculating the elevation of the interfaces between each medium state: interface between stable and unstable bed, between unstable bed and highly concentrated flow and between highly and low concentrated flow. At each time step, the location of the interface between two medium states is set as the mid-elevation between both consecutive fibers where the corresponding change of medium state occurs. For example, on Figure 5, at $t = 0$ s: the fiber 4 is in the stable bed (high minimum signal value and low signal gradient) while the fiber 3 is in the unstable bed (high minimum signal value and high signal gradient), the interface elevation between these two bed states is then located at mid-distance between these two fiber elevations.

The thickness of each layer can be deduced from the elevation of the corresponding interfaces. Nevertheless, it is important to note that this information only highlights the time periods when these layers exist. A large uncertainty is associated to the measured layer thickness. For example, in Figure 5, at $t = 6$ s: the thickness of unstable bed is given equal to 5 cm (distance between two neighboring fibers) which means that this thickness lies between 1 and 9 cm.

Pressure sensor characteristics

Five Druck PDCR 4030 pressure sensors are deployed, vertically aligned throughout the sediment/water interface every 20cm. They are able to measure relative pressures up to 7.10^4 Pa with a precision of 0.08%. This corresponds to accuracy in water depth of about 0.5 mm. The top pressure sensor P_1 located in the water column at all time aims at recording the water depth evolution and the corresponding wave statistics (significant wave height H_s and period *T*, see Table 1). Pressure sensors (P_2 to P_5) located within the bed aim at studying the stabilization and destabilization of the bed during the wave periods. This article focuses on pressure sensors P_1 and P_2 measurements only. An assessment of pressure strength over the upper layer of sand was deduced from the instantaneous difference between pressures measured at sensors P_2 and P_1.

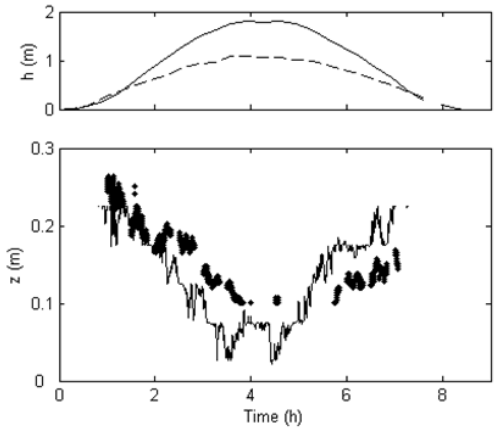


Figure 3. Top: Water depth (solid line) and wave height (dashed line) evolution during Tide 1. Bottom: Time series of bed level elevation that is z_f for ADVP (in dark symbols) and interface between stable and unstable bed for optical fibers (solid line) – $z = 0$ is arbitrarily taken.

RESULTS

Tide scale

Figures 3 and 4 show the evolution of wave climate and bed elevation during Tides 1 and 2 respectively. Bed elevation measured by optical fibers has been filtered here using a zero-phase digital filtering over 1000 points for a better visualization. ADVP recording lasted 20 minutes every half hour. It appears that the predicted bed elevation computed by ADVP (when available) and optical fibers evolve similarly even though a systematic gap occurs between. This gap can be caused by *i)* the uncertainty concerning the relative reference elevation of both devices (a few centimeters), *ii)* the slight difference in bed characteristics between the two locations (a few centimeters) *iii)* differences in elevation between the so-called "fixed bed" measured by the ADVP and the "interface between stable and unstable bed" measured by optical fibers and *iv)* the scour effect due to the beam supporting optical fibers (ERLINGSSON, 1991). Moreover, while the ADVP measures discrete bed elevations with typical resolution of 3 mm, the vertical gap between consecutive interface locations using optical fibers is equal to 5 cm. This discrete prediction of bed location (though a filter was applied) induces additional uncertainty concerning the prediction of bed elevation. For example in Figure 4, it appears that most of the time the measured bed elevation is equal to 1 cm, 6 cm or 11 cm which are the mid-distance elevation between the fibers in Tide 2 configuration. Consequently, the ADVP is a better device to survey the evolution of bed elevation at the tide scale.

During Tide 1, the wave climate is very energetic; the mean water level *h* is equal to 1.8 m and the significant wave height H_s is equal to 1.1 m at high tide (Table 1). The evolution of H_s and the value of the ratio $H_s/h \sim 0.6$ at high tide indicates that the measurement point remains in surf zone during the whole tide. For such conditions, the behavior of bed elevation is very specific: continuous erosion occurs during the rising tide and symmetric

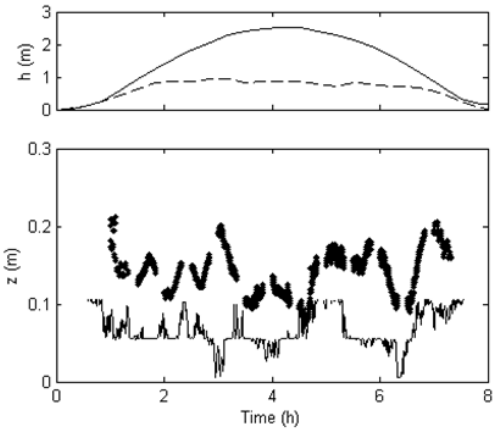


Figure 4. Tide 2, see Figure 3 for legend.

deposition occurs during the ebb tide (see Figure 3). This suggests notable modifications of the large scale beach profile during the tide. It is still unclear where this eroded sediment is accumulated during the rising tide and where the sediment deposited during the ebb tide comes from. EMMANUEL *et al.* (2009) estimate that for these tides of the end of march, the sediment transport was offshore all along the tide.

In contrast, during Tide 2, the wave climate is still energetic but less than during Tide 1 with significant wave height H_s of 80 cm at high tide and mean water level h equal to 2.5 m. The constant level of H_s and the ratio $H_s/h < 0.4$ indicates that the measurement point is in shoaling zone between t = 2.3 h and t = 6.5 h. Those conditions lead to ripple bed apparition (MIGNOT *et al.,* 2009). These ripples propagate onshore (VANDERWERF *et al.*, 2007), leading to a local periodic oscillation of the bed elevation. This typical evolution of rippled bed elevation resemble the one observed by AUSTIN and MASSELINK (2008, Figure 5.c) using a vertical array of miniature optical backscattering sensors in a migrating rippled bed on a sandy beach. Figure 4 shows that the typical ripple height is about 8 cm and their propagation period goes from half an hour to one hour. These ripple statistics are spread showing that the ripple formation and propagation is not well established.

Finally, the observed mixing depth is about $z_m = 0.2$ m for Tide 1 during high tide and $z_m \sim 0.13$ m for Tide 2. The following relationships between sediment mixing depth and wave height (see Table 1) are obtained for Tides 1 and 2 respectively:

$$z_m = 0.2\, H_s \qquad (5)$$

$$z_m \approx 0.17\, H_s \qquad (6)$$

These relationships are in fair agreement with the ones available in the literature (see for instance JACKSON and MALVAREZ, 2002 or FERREIRA *et al*., 1998).

Wave scale

Figure 5 shows the bed evolution during about two wave periods at high tide. Two main wave crests ($t \sim 1$ s and $t \sim 15$ s) and a third lower one ($t \sim 9$ s) along with two main wave troughs ($t \sim 8$ s and $t \sim 13$ s) can be observed. The cross-shore velocity is directed toward on-shore during the wave crests and toward off-shore during the troughs. Due to the wave asymmetry, the absolute velocity is larger during the wave crests than during the wave troughs. Moreover, a strong reduction of absolute cross-shore velocity is observed in the near bed region boundary-layer.

The pressure gradient P_2-P_1 is in average equal to the hydrostatic pressure between the 2 sensors (*i.e.* 20 cm of water). Nevertheless a negative excess pore pressure ([P_2-P_1] - 20) occurs under the wave crests and a positive one occurs under the wave trough. Indeed, during a wave crest, the pressure in the water column arises rapidly but it takes time for the overpressure to propagate within the bed. This delay is responsible for the low pressure gradient value P_2-P_1 at $t = 14.5$ s (10 cm only). As the wave crest ends and the trough begins, pressure within the water column decreases and the soil does not release the pressure

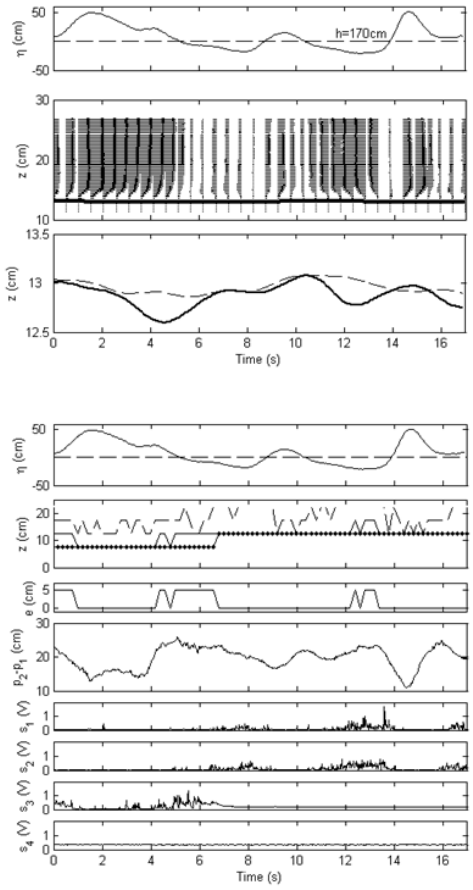


Figure 5. Wave/bed interaction at high tide of Tide 1, ($T = 7.2$ s, $H_s = 100$ cm, mean water depth = 175 cm).
(a) **ADVP** - Time series of (from top to bottom): Water depth fluctuation; Near-bed cross-shore velocity field (right arrows are landward velocities); Bed elevation (solid line) and top sheet flow elevation (dashed line), $z = 0$ is arbitrarily taken.
(b) **Optical fibers and pressure sensors** - Time series of (From top to bottom): Water depth fluctuation η (dashed line is mean elevation); Interfaces between stable and unstable bed (dots), unstable bed and highly concentrated flow (solid line) and highly and low concentrated flow (dashed line), $z = 0$ is arbitrarily taken; Thickness of unstable bed e; Pressure differential P_2-P_1 (in equivalent of cm of water height); Optical signals from fibers 1 to 4 (s_1 to s_4).

immediately, thus P_2-P_1 increases up to 25 cm (t = 16 s). Finally, the pressure in the soil is released and the gradient goes back to 20 cm (t = 17 s). It is well known that a positive excess pore pressure is responsible for bed destabilization while negative excess pore pressure stabilizes the bed (e.g. MORY *et al*., 2007). Consequently, exfiltration from the bed during wave trough would be a contributive mechanism for sheet flow initiation.

Regarding the bed response to wave forcing, both optical fiber and ADVP devices give complementary information. It can be seen that fiber 4 (s_4) remains in stable bed while fiber 3 oscillates between unstable bed and suspension flow before t = 8 s and remains in stable bed afterwards. Moreover, fibers 1 and 2 oscillate between highly and low concentrated suspension flow before t = 8 s and between unstable bed and suspension flow afterwards. The data analysis permits to locate the interface between the medium states at each time step and permits to conclude on the bed characteristic evolution: *i)* An accretion of stable bed occurs at t = 8 s; *ii)* three periods of high thickness (e) of unstable bed occur at t ~ 0 - 1 s, t ~ 4 - 7 s and t ~ 12 - 13 s, that is during the wave troughs; *iii)* three periods of increase thickness of highly concentrated suspension flow occur when fiber 1 reaches this medium state, that is during the wave troughs. In such cases, the interface with the low concentrated suspension is located higher than fiber 1 and cannot be measured.

According to ADVP measurements, the top sheet-flow elevation remains higher than the fixed bed elevation except at t ~ 14 s where measurement uncertainties take place. Figure 5 reveals that *i)* during wave crest, the sheet-flow layer is very thin and both z_f and z_s are roughly equal; *ii)* during the wave troughs, the fixed bed elevation decreases suddenly, while the top sheet-flow elevation remains at the original elevation z_s ~ cst; *iii)* prior to the following wave crest, the fixed bed elevation goes back to initial elevation and the sheet-flow layer is thin again.

Optical fibers and ADVP are complementary. On the one hand, the vertical precision of ADVP for the bed elevation measurement (3mm) is much finer than for the optical fibers (5cm). Consequently, the fixed bed and top sheet-flow elevations are computed with a better precision by the ADVP. Oppositely, the optical fibers permit to separate the bed/water interface in four layers and to locate them at high frequency.

Finally, the sheet-flow initiates with strong cross-shore velocities. Its maximum thickness is predicted by both devices at the same wave phase that is during the wave troughs as the excess pore pressure is positive.

CONCLUSION

Two devices, namely ADVP and optical fiber set are used to study the bed evolution in the mid intertidal zone of a sandy beach at two time-scales: tide-scale and wave-scale. Measurement from both devices are in fair agreement which attests the quality of both methods. In shoaling zone, a rippled bed is observed while in surf zone, the bed is successively in erosion and symmetric accretion. Bed response to wave forcing is then investigated at wave scale. It appears that the initiation of the sheet-flow occurs under strong cross-shore velocity conditions. The sheet-flow then reaches its maximum vertical thickness during the wave troughs while the excess pore pressure is positive. It is shown that the use of both devices is complementary regarding vertical resolution and bed/water interface information.

ACKNOWLEDGEMENTS

We would like to thank the research team EPOC, J.M. Barnoud, G. Arnaud, E. Barthélemy, D. Hurther, F.X. Chassagneux, S. Abadie, M. Mory and all field participant for invaluable assistance in the field on the Truc Vert Beach. Many thanks to Isabelle Emmanuel for the work done together in a pleasant but also productive way. We are grateful for the financial support provided by the French project ECORS-SHOM.

LITERATURE CITED

ANFUSO, G., 2005. Sediment-activation depth values for gentle and steep beaches. *Marine Geology*, 220, 101-112.

ARNAUD, G.; MORY, M.; ABADIE, S., and CASSEN, M., 2009. Real time monitoring of bathymetric evolution in the surf and swash zone using a resistive system. *Journal of Coastal Research*, 56.

AUSTIN, J.A. and MASSELINK, G., 2008. The effect of bedform dynamics on computing suspended sediment fluxes using optical backscatter sensors and current meters. *Coastal Engineering*, 55, 251-260.

EMMANUEL, I.; PARISOT, J.P.; MICHALLET, H.; BARTHÉLEMY, E. and SÉNÉCHAL, N., 2009. Sediment transport particular events and beach profile response. *Journal of Coastal Research*, 56.

ERLINGSSON, U., 1991. A sensor for measuring erosion and deposition. *Journal of Sedimentary Petrology,* 61, 620-622.

FERREIRA, O.; BAIRROS, M.; PEREIRA, H.; CIAVOLA, P. and DIAS, J.A., 1998. Mixing Depth Levels and Distribution on Steep Foreshores. *Journal of Coastal Research*, 26, 292-296.

HURTHER, D. and LEMMIN, U., 2001. A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic Doppler velocimetry profiler. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 18(3), 446-458.

HURTHER, D. and LEMMIN, U., 2008. Improved turbulence profiling with field adapted acoustic Doppler velocimeters using a bi-frequency Doppler noise suppression method. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 25(2), 452-463.

JACKSON, D.W.T. and MALVAREZ, G., 2002. A new, high resolution 'depth of disturbance' instrument (SAM) for use in the surf zone. *Journal of Coastal Research*, SI 36, 406-413.

LAWLER, D. M., 1991. A new Technique for the Automatic Monotoring of Erosion and Deposition Rates. *Water Resources Research*, 27, 8, 2125-2128.

MICHALLET, H.; BARBIER-NEYRET, J.-P.; MORY, M., and PIEDRA-CUEVA, I., 2005. An optical system for monitoring seabed evolutions at a coastal structure. *Proceeding at Coastal Dynamics*, 13p.

MIGNOT, E.; HURTHER, D.; CHASSAGNEUX, F-X., and BARNOUD, J-M., 2009. A field study of the ripple vortex shedding process in the shoaling zone of a macro-tidal sandy beach. *Journal of Coastal Research*, 56.

MORY, M.; MICHALLET, H.; BONJEAN, D.; PIEDRA- CUEVA, I.; BARNOUD, J-M.; FORAY, P.; ABADIE, S., and BREUL, P., 2007. A Field Study of Momentary Liquefaction Caused by Waves around a Coastal Structure. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 133, 28-38.

RIDD, P. V., 1992. A sediment level sensor for erosion and siltation detection. *Estuarine, Coastal and Shelf Science,* 35, 353-362.

SENECHAL, N. *et al.*, 2008. ECORS – Truc Vert 2008: Qualification des modèles de houle et de morphodynamique. *X° journées nationales Génie civil – Génie côtier* (Sophia-Antipolis, France), in French.

VANDERWERF, J.J.; DOUCETTE, J.S.; O'DONOGHUE, T., and RIBBERINK, J.S., 2007. Detailed measurements of velocities and suspended sand concentrations over full-scale ripples in regular oscillatory flow. *Journal of Geophysical Research*, 112.

Annexe B

Mesures de la dynamique d'un lit de sable en zone de déferlement sous une houle irrégulière.

Measurements of surf zone sand bed dynamics under irregular waves

Céline Berni* — **Hervé Michallet*** — **Eric Barthélemy***

* *Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (UJF - GINP - CNRS), 1023 rue de la piscine - bp53, 38041 Grenoble cedex*

celine.berni@legi.grenoble-inp.fr

ABSTRACT. *Measurements of velocity profiles, sediment concentration, pore-pressure and sheet flow layer dynamics are analysed in order to better assess the relative importance of the processes that contribute to destabilize the bed of a sandy beach. These measurements were conducted in the surf zone of irregular waves, in a 30 m × 30 m wave tank.The effects of flow acceleration, excess pore-pressure vertical gradients across the bed and infiltration / exfiltration seepage flow are studied. The appearance of a sheet flow layer is apparently initiated by the strong accelerations in the wave fronts. These results are compared to field measurements at Truc-Vert beach (Atlantic coast of France). Probably due to the partial saturation of the bed made of finer sand in the wave tank experiments, the upwards-directed excess pore-pressure gradient could enhance the bed destabilization compared to that observed in the field.*

RÉSUMÉ. *Des mesures de profil de vitesses, de concentration en sédiment, de pressions intersticielles et de la dynamique de la couche de fond sont analysées afin de mieux juger de l'importance relative des processus susceptibles de déstabiliser le lit d'une plage. Ces mesures ont été réalisées en laboratoire, dans un bassin de 30 m × 30 m, dans la zone de déferlement de vagues irrégulières et sur la plage du Truc Vert (côte Aquitaine, France). Les effets d'accélération, du gradient vertical de pression à travers le lit et de l'écoulement d'infiltration / exfiltration sont étudiés. L'apparition d'une couche mobile et fortement concentrée semble initiée par les fortes accélérations précédant le passage de la crête des vagues. Probablement dû à un lit partiellement saturé et constitué de grains plus fins dans les expériences en bassin, la déstabilisation du lit par un gradient de pression interstitielle orienté vers le haut n'apparaît pas négligeable comme dans les mesures de terrain.*

KEYWORDS: *Sediment transport, Erosion, Sheet flow, Wave breaking, Pore-pressure*

MOTS-CLÉS : *Transport sédimentaire, Erosion, Déferlement, Pression interstitielle*

1re soumission à *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, le 30/03/2011

1. Introduction

In order to predict beach morphology for various sites and wave climates, several long-shore and cross-shore sediment transport models have been developed. Contrary to long-shore transport, cross-shore transport remains hard to predict. This is partly due to the numerous processes acting in the destabilisation of the bed. Most models are based on empirical formulae, developed for steady or sine waves like flows, such as the Meyer-Peter and Müller formula (Meyer-Peter *et al.*, 1948). In these formulae, the bed shear stress is generally estimated using the cross-shore velocity outside the boundary layer (Nielsen, 1992).

Under waves bearing skewness and asymmetry, there are other contributions to the effective bed shear stress. Processes like acceleration and infiltration / exfiltration must be taken into account. Nielsen (2006) proposed a semi-empirical model including the effects of acceleration associated with steep fronts of surf zone waves. The acceleration at the bed should also incorporate the horizontal pressure gradient applied on the sand bottom (Foster *et al.*, 2006). On the other hand, Turner *et al.* (1998) derived a model taking into account two opposite effects of infiltration / exfiltration. Infiltration exerts a downward-acting seepage force stabilizing the bed, but coincidently reduces the boundary layer thickness and increases potential of sediment transport; exfiltration results in the opposite (Conley *et al.*, 1994). Butt *et al.* (2001) concluded that upwards-directed excess pore-pressure gradients are unlikely to induce the fluidization of the upper layer of sediment in the swash zone, in contrast to observations of intense wave breaking on a coastal structure and for air trapped in the soil (Michallet *et al.*, 2009). Nevertheless, Butt *et al.* (2001) estimated that about 10 % of the sand transport can be attributed to infiltration / exfiltration processes and the influence could change from offshore to onshore depending on the grain size.

Austin *et al.* (2009) tried to assess the relative importance of those processes. Their study concludes that the infiltration / exfiltration processes have no large impact on the sediment transport in a natural beach environment under moderate wave climates. However, this is not a direct evaluation. As in most studies, the seepage velocity was estimated from the excess pore-pressure gradient, the sediment concentration and velocities were measured at a fixed elevation in the water column while the evolution of fluid-bed interface remained blur. The so-called sheet flow layer is the thin mobile layer of sediment-laden fluid, with a thickness of 10 to 60 grain diameters and large sediment concentrations of 8 to 50 volume percent (Ribberink *et al.*, 2008; Dohmen-Janssen *et al.*, 2002; Hsu *et al.*, 2004; Silva *et al.*, 2009). In the surf zone, the sheet flow represents the largest part of the sediment transport compared to suspended transport. Due to its relatively small thickness, the large concentrations and velocities involved, the highly unsteady sheet flow dynamics is challenging for both observation and modelling.

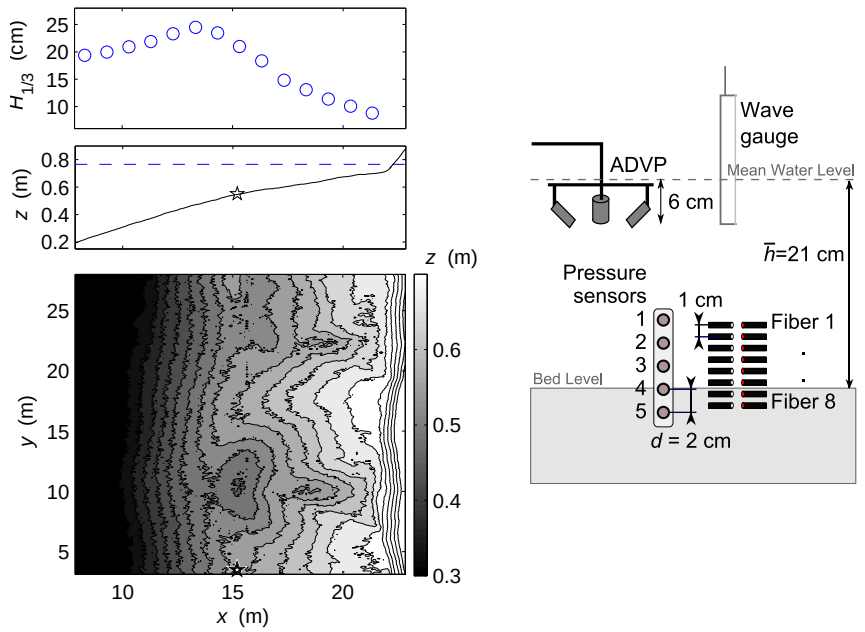
The purpose of this paper is to characterize the response of the bed-fluid interface to irregular waves. We use data from a laboratory experiment in a wave tank. Measurements of surface elevation, velocities, pore pressure, bed level and concentrations

were performed in the surf zone. The experimental set-up is described in section 2. We present a method for determining the sheet flow layer thickness. The vertical velocity is estimated a few millimeters above the bed. An example of time series of the various measured quantities is presented in section 3. Correlations of the bed response, characterized by the sheet flow layer thickness, to the flow velocity, acceleration and excess pore-pressure vertical gradient are computed to evaluate the relative importance of infiltration / exfiltration. The results are discussed in section 4 along with results from a field experiment conducted at Truc-Vert beach on the Atlantic coast of France. Finally, conclusions are drawn in section 5.

2. Methods

The laboratory experiment was undertaken during a 5-week period in a multidirectional wave basin at the LHF facility (SOGREAH – G-INP joint facility, France). The basin extended 30 m in both cross-shore (x axis) and alongshore (y axis) directions with an offshore wall constituted of 60 independently-controlled piston-type wavemakers. The first goal of this experiment was to study rip currents dynamics and assess the sensitivity of mean rip current flow characteristics to beach morphology (Michallet *et al.*, 2010; Castelle *et al.*, 2010). The choice of the general experimental setup (wave conditions, offshore water depth, initial alongshore-uniform beach profile) was based on previous laboratory experiments of intermediate cross-shore barred-beach morphodynamics in a 36 m long flume (Grasso *et al.*, 2009; Grasso *et al.*, 2011). To move up to full scale, the length scaling factor and time scaling factor are about 10 and 3, respectively. The still water level at the wavemakers was $h_0 = 76.5$ cm and the mean beach slope was about $1/25$. The mobile bed consisted of fine sand with $d_{50} = 166$ μm with a sediment layer over the rigid bottom of at least 10 cm thick throughout the experiment. Irregular shore-normal waves were generated according to a Jonswap spectrum with a significant wave height $H_s = 18$ cm and a peak period $T_p = 3.5$ s. The data presented in this paper were measured in the surf zone at 15.2 m from the wave makers and 3 m from the edge of the basin, with 21 cm water depth (see figure 1a). The plotted cross-shore variation in significant wave height (from capacitive wave gages) indicates that the measurements were undertaken in the inner surf zone. Waves were observed to break by both plunging and spilling. Numerous instruments were deployed for this experiment, this study focuses on those sketched in figure 1b.

An Acoustic Doppler Velocity Profiler (ADVP) was deployed i) to profile the velocity field in the near bed region and ii) to measure the evolution of fixed bed and top sheet flow elevation at high frequency. A detailed description of the instrument principles and performances is provided in Hurther (2001) and Hurther *et al.* (2001) and measurements in a natural surf zone were performed by Mignot *et al.* (2009). The ADVP emits vertical wave trains of frequency $f_0 = 2$ MHz at a pulse repetition frequency (f_r) of 1600 Hz. Four receivers (two oriented cross-shore and two oriented longshore) detect the backscattered acoustic wave trains that are recorded every 4 μs.



(a) (b)

Figure 1: (a) Significant wave height, cross-shore beach profile and beach topography (the topography survey zone did not cover the whole basin area): $z = 0$ is the bottom of the tank, the mean water level is 76.5 cm at the wave maker, the symbol $*$ indicates the location of measuring instruments. (b) Relative positions of the instruments.

The velocity components along each beam axis are deduced from Doppler frequencies analysis. The velocities are averaged over 32 consecutive pulses to reach the final sampling frequency $f_s = f_r/32 = 50$ Hz. Knowing the exact position of the receivers to the emitter, the horizontal and vertical velocities are then deduced geometrically. Instantaneous cross-shore (u), long-shore (v) and vertical (w) velocity components are obtained along a vertical profile of about 10 cm above the bed with a typical distance between each measurement volume equal to 3 mm. Note that a precise estimation of vertical velocities is only possible if the horizontality of the plane containing the four receivers is warranted. This was done by fixing the instrument relatively to the still water level with an estimated accuracy of 0.1 degree. Free-stream velocities u_∞, w_∞ and cross-shore acceleration a_∞ were measured at 8 cm above the bed (u is one order magnitude greater than v).

Moreover, the analysis of the backscattered wave train intensity permits to detect the location of both bed and top sheet flow elevation with a typical precision of about 3 mm. The signal measured by one receiver is multiplied both by the emitted signal

and the emitted signal shifted by $\pi/2$. The two resulting signals are low pass filtered that give two signals $i(z,t)$ and $q(z,t)$, sampled at f_r frequency. The backscattered signal energy profile $E_s(z,t)$ is defined as:

$$E_s(z,t) = \left\langle i(z,t)^2 + q(z,t)^2 \right\rangle \quad [1]$$

and the backscattered signal energy variance profile $E_v(z,t)$ as:

$$E_v(z,t) = \left\langle (i(z,t) - \overline{i(z,t)})^2 + (q(z,t) - \overline{q(z,t)})^2 \right\rangle \quad [2]$$

where the brackets $\langle\ \rangle$ refer to time-averaging over 32 consecutive pulses, that is a time period of $1/f_s$ and the overbar $\bar{.}$ refers to time-averaging over 40×32 consecutive pulses. The position of the maximum of $E_s(z,t)$ gives an estimate of the depth of the isopycnal ($C \approx 210\ \mathrm{g\,L^{-1}}$) corresponding to the top of the sheet flow layer (Silva *et al.*, 2009):

$$z_s(t) = z\left(\max(E_s(t))\right) . \quad [3]$$

The level of immobile bed is then defined as the maximum "nonfluctuating" backscattered energy location in the vertical profile, calculated as:

$$z_f(t) = z\left(\max(E_s(t) - E_v(t))\right) . \quad [4]$$

Both z_s and z_f are discrete signals in space (with a 3 mm resolution) and time (at the same sampling frequency f_s as the 2D velocity field). The signals are low-pass filtered with a cutoff frequency of 2 Hz leading to a better spatial resolution in the vertical. The final accuracy in elevation of the sheet flow layer boundaries is estimated at approximately 1 mm. The sheet flow thickness e, calculated as $e = z_s - z_f$, is considered as a bed destabilization indicator. The bottom cross-shore (u_f) and vertical velocities (w_f) are calculated at the measurement volume right above the fixed bed elevation.

Five Druck PDCR 4030 pressure sensors were deployed. In order to reduce the flow obstruction at the measurement location, a small rigid tube (diameter 5 mm, length 1 m) closed with a porous stone was fixed on the tip of the sensor. The five sensor tips were vertically aligned throughout the sediment / water interface. The distance between two sensors was $d = 2$ cm. Despite a careful procedure ensuring the perfect saturation of each tube, the presence of an air bubble was observed in the tube of sensor 4 during its removal at the end of the experiment. The corresponding measurements were discarded from the data set. The bed elevation corresponded approximately to the elevation of the sensor 4 for the data presented in this paper (see figure 1b). The excess pore-pressure gradient in the upper layer of the bed is therefore computed as

$$P_z = \frac{P_5 - P_3 - 2d}{d} \quad [5]$$

where P_3 and P_5 are the pressure (in water depth) measured by the sensors 3 and 5. In equation (5), hydrostatic pressure is assumed just above the bed (i.e. $P_4 - P_3 = d$).

Eight optical fibre sensors were also deployed across the sediment / water interface. Each optical fibre sensor is composed of a pair of fibres: an emitter and a receiver which tips are located 1 mm apart. The two fibres are oriented perpendicularly so that no direct transmission from emission to reception occurs. The emission is a discontinuous optical signal switched alternatively on and off at 500 Hz. The surrounding light is received when the emission is off and can be subtracted from the total signal recorded when the emission is on. The resulting signal for each pair of fibres is then corresponding to the light scattered by the sediments. The bed stability and whether there is suspension in front of one sensor is deduced from the signal analysis (Berni *et al.*, 2009). The sampling volume is of a few mm^3. Calibration experiments show that the low-pass filtered signal of each fibre i is proportional to the concentration (C_i). In the present study, the optical sensor output was used for detecting erosion of the bed and the presence of sediment suspension. The bed stability was characterized by the standard deviation of the signal: large variations mean that the sediment was moving.

The water free surface elevation was measured with a capacitive probe. The data acquisition frequency was set at 50 Hz for all instruments.

3. Results

3.1. *Time series*

Figure 2 shows a 50 seconds representative time series of free-surface elevation, free-stream cross-shore velocity, acceleration, bottom vertical velocity, excess pressure gradient, concentration, sheet flow thickness, cross-shore and vertical velocity vertical profiles along with bed and top sheet flow positions. Continuous data of this kind were obtained for a period of 20 minutes on that day at this location. The shape of the waves is clearly skewed and asymmetric. Infiltration (negative w_f) occurs just before the wave crests, simultaneously with downward excess pore-pressure gradients. The excess pore-pressure gradient never exceeds $+0.5$. Assuming that the bed porosity is approximately 0.4, the whole fluidization of the upper sediment layer of thickness d would occur if $P_z \geq (1-0.4)(\rho_s-\rho)/\rho \approx 1$. Our pressure measurements thus indicate that bed fluidization did probably not occur during these experiments.

A wave with a secondary crest at $t = 26$ s can be noticed. This wave comes along with large cross-shore velocities and breaking causing turbulent fluctuations in the whole water column. This apparently contribute to develop a sheet flow layer growing up to a significantly large thickness (more than 5 mm) at $t = 31$ s. It is also associated with a large cloud of suspension resulting in an accretion of the order of 1 cm recorded with the optical fibres (the white color in the sixth panel of figure 2 characterizes both high concentrated suspension and bed, the standard deviation that distinguish them is not shown). Most of the suspended sediment settles back at $t = 29$ s when both vertical bottom velocity and excess pore-pressure gradients

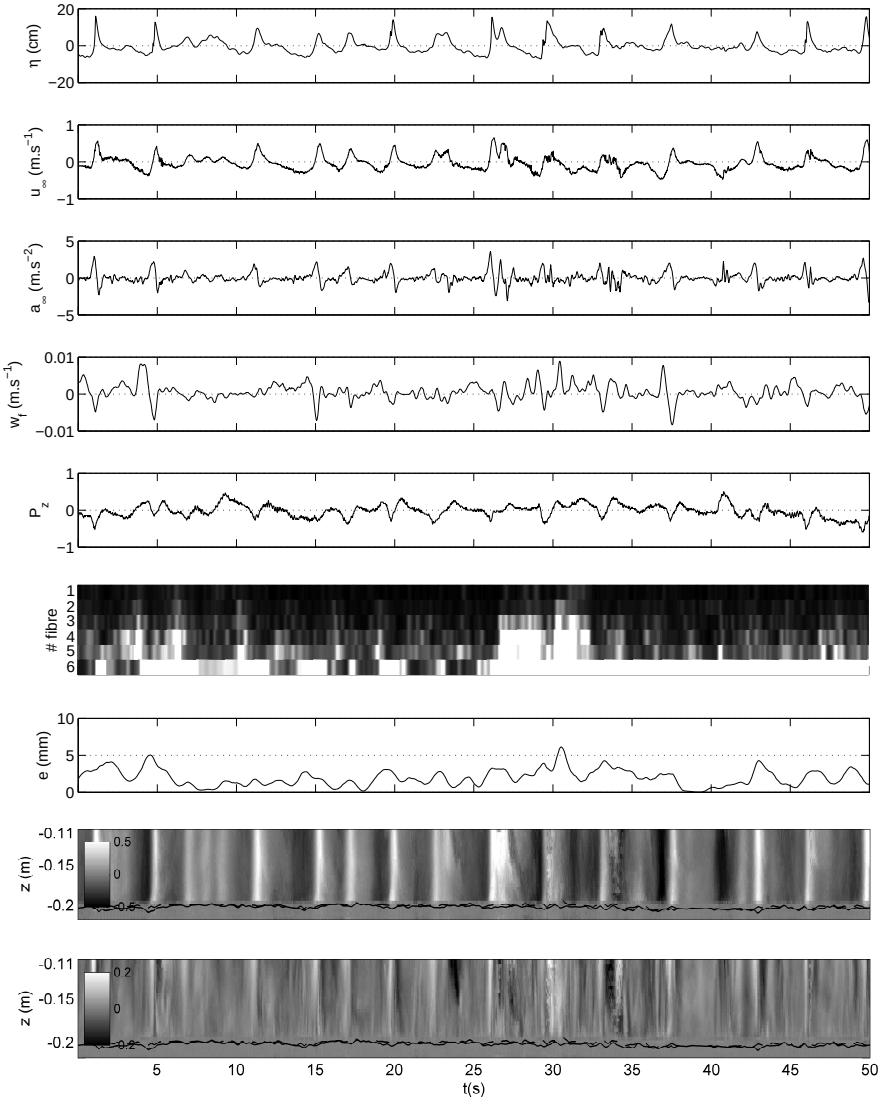


Figure 2: Time series of: free-surface elevation η; free-stream cross-shore velocity u_∞; free-stream cross-shore acceleration a_∞; bottom vertical velocity w_f; excess pore-pressure gradient P_z; concentration profile; sheet flow thickness e; horizontal and vertical velocity profile. The solid and dashed lines in the 2 lower panels represent the bottom and top sheet flow elevations respectively. The origin $z = 0$ is the position of the free surface mean level.

become suddenly downwards. A similar scheme occurs at $t = 32$ s except that the sediment seems to settle back before the drop of w_f and P_z.

Austin *et al.* (2009) obtain the through-bed velocity using Darcy's law for 1D vertical flow in porous media. It predicts that the bottom vertical velocity is proportional to the excess pore-pressure gradient within the sand. In our measurements, the bottom vertical velocity and the excess pore-pressure gradient may present similar variations but are not directly proportional. The time series suggests that sediment dynamics are due to various processes whose relative importances are difficult to determine on the basis of visual observation only. As the wave climate is irregular, computing correlations is a way to identify simultaneous events weighted by their intensity. With the aim of determining the main processes of bed destabilization, cross-correlations between the different measured quantities are presented in the next section.

3.2. *Correlations*

Cross-correlations were computed between time series of u_∞, w_∞, w_f and P_z using a 20-min data record (figure 3). The corresponding confidence intervals were computed, following Masselink (1995), as $\pm 1.96/\sqrt{N^*}$, where N^* is the reduced number of independent points (Garrett *et al.*, 1981) calculated as:

$$\frac{1}{N^*} = \frac{1}{N} + \frac{2}{N^2}\sum_{j=1}^{N_0}(N-j)R_{xy,xy}(j), \qquad [6]$$

$R_{xy,xy}(j)$ is the autocorrelation at j lag of the product of the two variables x and y to be cross correlated, N is the number of point of the time series (here 50×1200) and N_0 is the lag corresponding to the zero crossing of $R_{xy,xy}$. It appears that considering the high sampling frequency, the confidence interval is at least ± 0.06. All the correlation peaks presented in figures 3 and 4 are significantly different from zero. The maximum cross-shore distance separating the different sensors is 10 cm. By considering that the waves propagate at about the linear phase speed, this distance corresponds to a phase lag uncertainty of 0.07 s.

As expected, the cross-correlation between u_∞ and w_∞ (figure 3a) shows a zero correlation at a lag of zero, and correlation peaks at about $r = \pm 0.3$ at positive and negative lags of 0.3 s. The time difference between maximum vertical velocity and cross-shore velocity of only 0.3 s is the consequence of the large skewness of the waves in the surf zone. A correlation of similar magnitude is seen between u_∞ and w_f (figure 3b, $r = -0.3$) but at a small positive lag (0.1 s). Infiltration does generally occur just prior to the wave crest. The differences between the two correlations suggest that the measured bottom velocity is not solely a residue of the free-stream vertical velocity. Correlation between u_∞ and P_z (figure 3c) is quite similar to the one computed by Austin *et al.* (2009, Fig. 7: $r_{u,w}$). It shows a zero correlation at a lag of -0.1 s, and correlation peaks at about $r = \pm 0.3$ at positive and negative lags of 0.25 s and -0.45 s, respectively. This indicates that both w_f and P_z are negative

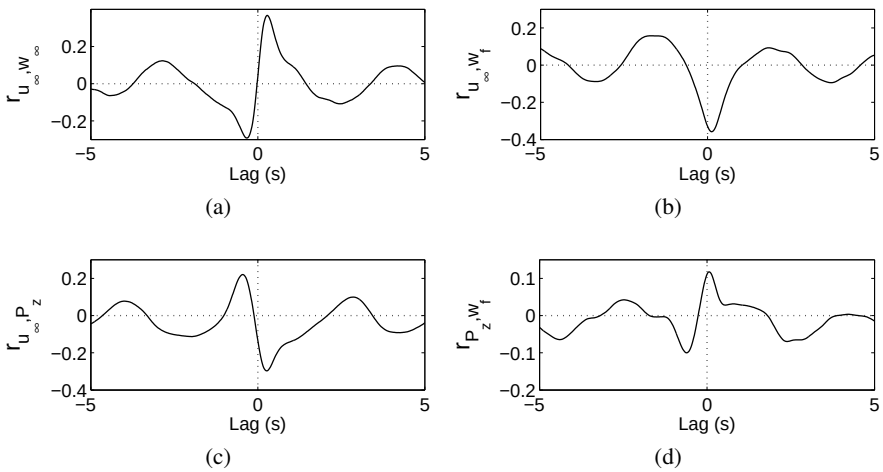


Figure 3: Cross-correlation r between time series of free-stream cross-shore and vertical velocities (resp. u_∞ and w_∞) measured at about 8 cm above the bed, bottom vertical velocity w_f and excess pore-pressure gradient P_z.

(downwards) just before the wave crest. However the cross correlation [P_z,w_f] is not very strong and is asymmetric (figure 3d). It suggests that even though the flow properties roughly conform to Darcy's law (the cross-correlation $[P_z, w_f]$ is maximum at zero lag), it is insufficient to assess the complexity of the underlying physics. In our experiments, the assumption of hydrostatic pressure just above the bed is not strictly valid. As the sheet flow layer develops, the density of the sediment-laden fluid increases, that could lead to a non-negligible excess pressure. Fluid inertia effects may also have a significant impact. According to this statement, it will be necessary to discriminate the exfiltration / infiltration process associated to bottom vertical velocity and the effect of the excess pore-pressure gradient.

Cross-correlations computed using the same data section with the time series of sheet flow thickness e are presented in figure 4. The cross-correlations [u_∞,e] and [u_f,e] (figures 4a and b) suggest that the maximum sheet flow thickness concurs with maximum cross-shore velocities. The cross-correlation [w_f,e] (fig. 4c) shows a correlation peak at negative lag of 1.4 s. This would indicate that the maximum sheet flow thickness occurs more than one second after the maximum of w_f. On the other hand, as u_∞ and e are well correlated and u_∞ and w_f strongly anti-correlated (fig. 3b) at zero lag, one could have expected w_f and e to be clearly anti-correlated at zero lag. The cross-correlation [P_z,e] (figure 4d) is relatively stronger but implies that positive excess pore-pressure gradient is following the maximum in sheet flow thickness. Thus, the upward excess pore-pressure gradient is probably not leading the sheet flow

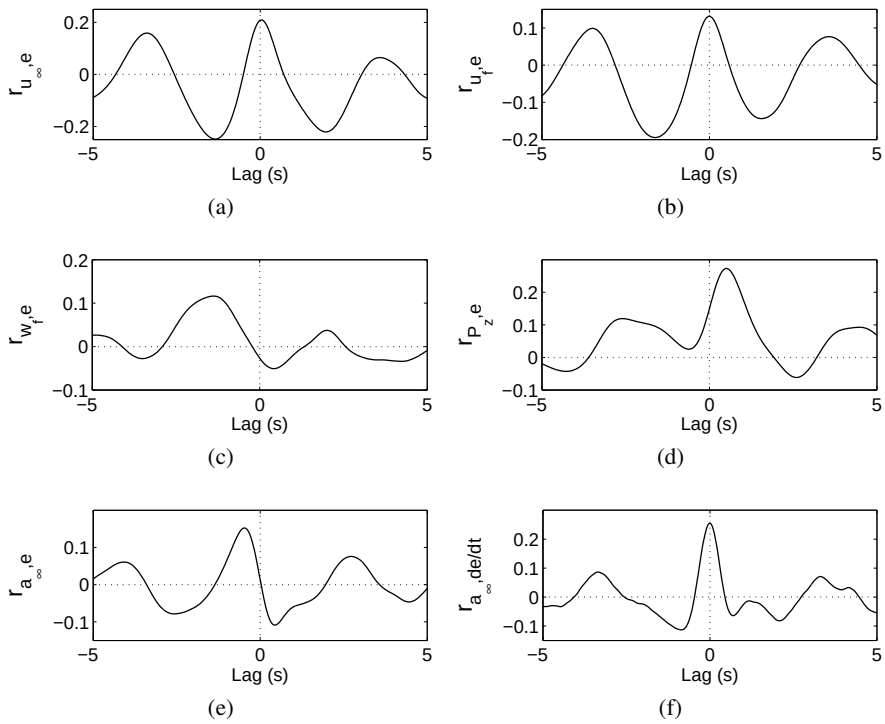
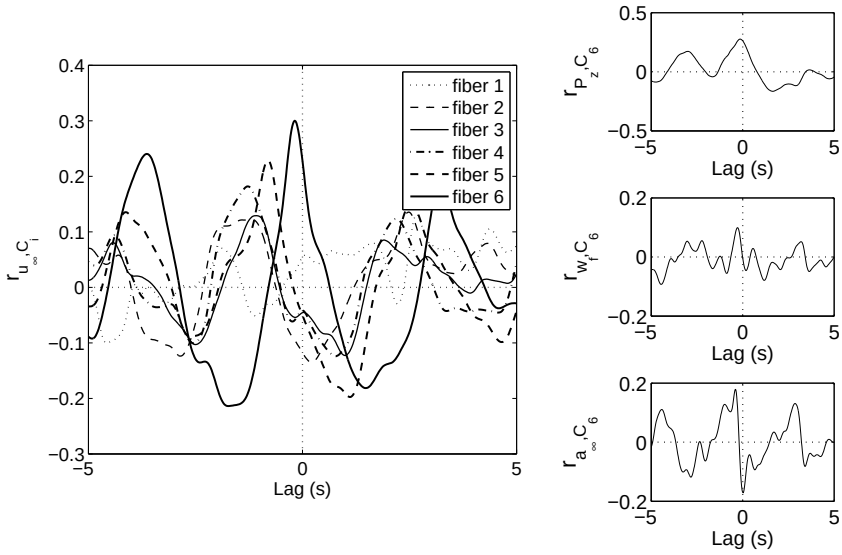


Figure 4: Cross-correlation r between time series of the sheet flow thickness e, free-stream cross-shore velocity u_∞ measured at about 8 cm above the bed, bottom horizontal velocity u_f, bottom vertical velocity w_f, flow acceleration a_∞ and excess pore-pressure gradient P_z.

development. Here, the picture might be blurred by the fact that P_z and u_∞ are both correlated and anti-correlated at small lags (fig. 3c) and the positive correlation in [P_z,e] at zero-lag might nevertheless indicate that pressure induced exfiltration may favor bed destabilization. Finally, the cross-correlation between a_∞ and e (figure 4e) exhibits a peak ($r = 0.15$) at a negative lag of 0.5 s. This means that a strong acceleration is followed by a maximum in sheet flow thickness. The cross-correlation [a_∞,de/dt] (figure 4f) shows a peak ($r = 0.26$) at zero lag, and confirms that sheet flow thickness largest increase happens under large accelerations. The acceleration of the flow corresponds to horizontal pressure gradients that are identified by Foster *et al.* (2006) as a destabilization effect on the sediment bed. Our results confirm this point and are also in agreement with Austin *et al.* (2009) who show that onshore-directed flow accelerations under the steep front face of asymmetric waves lead to sediment suspension.

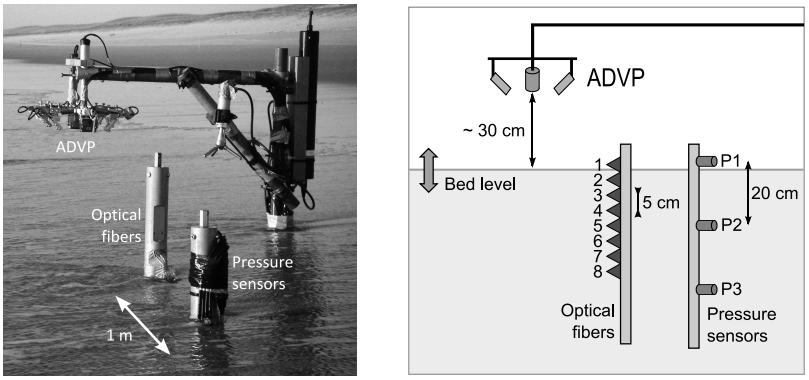


(a) (b)

Figure 5: Cross-correlation r between the time series of the concentration in front of the fibre i C_i, free-stream cross-shore velocity u_∞ measured at about 8 cm above the bed, excess pore-pressure gradient P_z, bottom vertical velocity w_f and flow acceleration a_∞ , computed using a 100-s data section with the fibre 6 just above the bed.

We now focus on cross correlations of the concentration measured by each fibre with u_∞, P_z, w_f and a_∞ (figure 5). A segment of the data record of fibre 6 remaining at a constant elevation of a few millimeters above the bed has been selected. The hundred seconds data record leads to a relatively large confidence interval. This interval is about ± 0.15 for correlations with u_∞, ± 0.07 for correlations with w_f, ± 0.17 for correlations with P_z, and ± 0.11 for correlations with a_∞. Consequently, the correlations shown in figure 5 are significant except those between u_∞ and concentrations of fibres 1 to 3.

The cross-correlation between the near bed concentration (C_6 in figure 5a) and u_∞ shows a positive correlation at a slightly negative lag (< 0.2 s) compared to the zero-lag between e and u_∞ shown in figure 4a. The higher the fibre the smaller the correlation and the larger is the lag between u_∞ and C_i. This statement is in adequacy with the results of Dohmen-Janssen *et al.* (2005) and Ruessink *et al.* (2011), among others. The suspension clouds (associated with the boundary layer dynamics)



(a) (b)

Figure 6: Truc Vert beach experimental setup: photograph of the instruments deployed at low tide (a) and relative positions of the sensors to the bed level.

develop at the bottom under the wave crest and go up at a velocity of about 2 cm.s^{-1}. In order to better understand how these suspension clouds develop, cross-correlation between C_6, P_z, w_f and a_∞ were computed using the same 100-s data section (figure 5b). The cross-correlation [w_f,C_6] is relatively weak, possibly due to the difficulty in estimating precisely w_f. In contrast, a rather good correlation holds between P_z and C_6 at zero lag. This would suggest that P_z-induced exfiltration is promoting the suspension development. Finally, the cross-correlation [a_∞,C_6] shows a positive correlation ($r = 0.18 > 0.11$) at a small negative lag (-0.4 s). Thus, both the exfiltration and the flow acceleration seem to play a role in bed destabilization and suspension development.

4. Comparison with field measurements

In order to discuss the results obtained in the wave tank, additional results from a field experiment are briefly presented. The experiment was part of a large multi-institutional nearshore field survey conducted in Spring 2008 (Sénéchal *et al.*, submitted). It was conducted on Truc Vert beach (Atlantic coast of France) with the same devices described in section 2. The sensors were installed at low tide and were in the surf zone during high tide (figure 6b). Details about setup and wave conditions can be found in Berni *et al.* (2009) and Emmanuel *et al.* (2009). Part of the measurements presented in Austin *et al.* (2009) were also collected on that beach.

Two different sets of measurements are considered (both for a water depth of $h = 1.8 \pm 0.1$ m), that is for breaking ($H_s = 1$ m) and non-breaking ($H_s = 0.55$ m) waves. The sheet flow thickness and the velocities were obtained from ADVP mea-

surements as detailed in section 2. In the same way as for the tank experiment, cross-correlations are computed using a 20-min data section between time series of u_∞, a_∞ and e (figure 7). The sheet flow layer is the thickest under the wave crest, and acceleration is leading the sheet flow development. The cross-correlations between the excess pore-pressure gradient and the sheet flow thickness on Truc-Vert beach (figures 7h and i) show a negative peak with a small negative lag. These results are consistent with the cross-correlation between the excess pore-pressure gradient and the near bed concentration shown in Austin *et al.* (2009, $r_{w,c}$ in their notation, see their Fig.7). This indicates that the main effect of pressure variations is that the downward excess pore-pressure gradient reduces the boundary layer thickness, probably inducing a stronger shear stress and promotes the bed destabilization by shearing.

As seen in the previous section, for the case of the tank experiment, the apparent phase lead of e to P_z (figure 7g) results from e and u_∞ being in phase and u_∞ leading P_z . In contrast to the field measurements, that might be the signature of an exfiltration effect on bed destabilization. This might be favored by the smaller grain size ($d_{50} =$ 166 μm against 490 μm in the field). Besides, the wave tank being emptied each night for performing the topography survey, the sand bed was probably not entirely saturated after refilling. Partial saturation may promote exfiltration and fluidization of the upper bed layer (Michallet *et al.*, 2009).

Finally, despite the difficulties to observe during wave action, ripples probably occurred in both the tank experiments and in the field for the weaker wave condition. Ripple induced vortices contribute to non-uniform sediment transport. Computing the cross-correlations over long time series may partially filter this effect, as the ripples are expected to migrate through the measuring section. The cross-correlations may have been stronger if ripples would have not occurred in our experiments.

5. Conclusions

A laboratory experiment was conducted in order to observe the bed dynamics under irregular waves in the surf zone. Vertical velocity profiles down to the bed were measured with an Acoustic Doppler Velocimeter Profiler. This device also enables the estimation of the bed level and sheet flow layer development. Sediment concentrations and bed destabilization were estimated with optical fibre sensors. The vertical excess pore-pressure gradient across the bed was also measured.

The bottom vertical (seepage) velocity and the vertical excess pore-pressure gradient are poorly correlated. This could be the consequence of two different phenomena. First, it is probably not entirely correct to assume hydrostatic pressure above a fixed porous bed when a sheet flow layer develops. Or, it indicates that the flow across the bed does not fully conform to Darcy's law. This classical assumption, used by Austin *et al.* (2009) among others, should be used with caution for moveable beds.

The maximum sheet flow thickness occurs under wave crests. The sheet flow responds instantaneously to the cross-shore velocity. This result is consistent with the

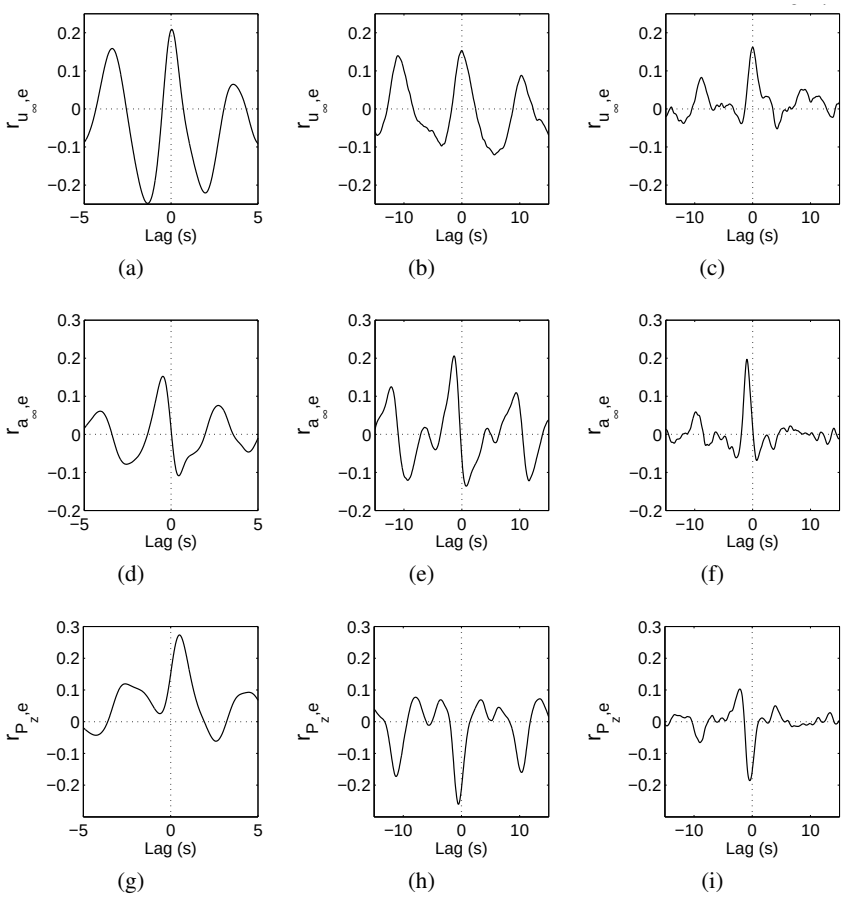


Figure 7: Cross-correlation r between time series of the sheet flow thickness e, free-stream cross-shore velocity u_∞, flow acceleration a_∞ and excess pore-pressure gradient P_z. Comparison between results obtained in the wave tank (a, d and g) and measurements on Truc Vert beach for two different wave climates: significant wave height of 55 cm (b, e and h) and 1 m (c, f and i).

results from Dohmen-Janssen *et al.* (2005) and Ruessink *et al.* (2011). Unlike the sheet flow layer, the sediment suspension responds less rapidly to the cross-shore velocity. The maximum concentration occurs after the wave crest and the lag increases with the distance to the bed. The flow acceleration seems to initiate the bed destabilization and the development of the sheet flow layer.

These results deduced from the wave tank experiment are confirmed by the analysis of field measurements at Truc Vert beach. The role of the exfiltration / infiltration on the sheet flow dynamics was probably weak compared to the effect of the horizontal flow acceleration in the field. The downwards-directed excess pore-pressure gradient probably promotes the reduction of the boundary layer thickness and sediment transport by increasing the effective bed shear stress. Besides, exfiltration might have also contributed to bed destabilization for a relatively finer sand in the tank experiments. Fluidization of the upper sediment layer, related to upwards-directed excess pore-pressure gradients, was also suspected but not directly detected in the present laboratory experiments.

Acknowledgements

This research was sponsored by the MODLIT project (DGA/SHOM - INSU/RELIEFS) and the ECORS project (DGA/SHOM), with an additional financial support from ANR COPTER. We are grateful for the technical support of SOGREAH, especially G. Excoffier and L. Marcellin. We would also like to thank all the contributors, for three month as one day, to this experiment. B. G. Ruessink and another anonymous reviewer are gratefully acknowledged for their valuable comments on the manuscript.

6. References

Austin M., Masselink G., O'Hare T., Russell P., " Onshore sediment transport on a sandy beach under varied wave conditions: Flow velocity skewness, wave asymmetry or bed ventilation?", *Marine Geology*, vol. 259, p. 86-101, 2009.

Berni C., Mignot E., Michallet H., Dalla-Costa C., Grasso F., Lagauzère M., " Diversity of bed evolution at wave and tidal scales on Truc-Vert beach", *J. Coast. Res.*, vol. SI 56, p. 1726-1730, 2009.

Butt T., Russell P., Turner I., " The influence of swash infiltration-exfiltration on beach face sediment transport: onshore or offshore?", *Coast. Eng.*, vol. 42, p. 35-52, 2001.

Castelle B., Michallet H., Marieu V., Leckler F., Dubardier B., Lambert A., Berni C., Bonneton P., Barthélemy E., Bouchette F., " Laboratory experiment on rip current circulations over a moveable bed: drifter measurements", *J. Geophys. Res.,* 115, C12008, 2010.

Conley D. C., Inman D. L., " Ventilated oscillatory boundary layers", *J. Fluid Mech.*, vol. 273, p. 261-284, 1994.

Dohmen-Janssen C. M., Hanes D. M., " Sheet flow dynamics under monochromatic non breaking waves", *J. Geophys. Res.,* 107, C10, 3149, 2002.

Dohmen-Janssen C. M., Hanes D. M., " Sheet flow and suspended sediment due to wave groups in a large wave flume", *Cont. Shelf Res.*, vol. 25, p. 333-347, 2005.

Emmanuel I., Parisot J.-P., Michallet H., Barthélemy E., Sénéchal N., " Sediment transport particular events and beach profile response", *J. Coast. Res.*, vol. SI 56, p. 1766-1770, 2009.

Foster D. L., Bowen A. J., Holman R. A., Natoo P., " Field evidence of pressure gradient induced incipient motion", *J. Geophys. Res.,* 111, C05004, 2006.

Garrett C., Petrie B., " Dynamical aspects of the flow through the Strait of Belle Isle", *Journal of Physical Oceanography*, vol. 11, n° 3, p. 376-393, 1981.

Grasso F., Michallet H., Barthélemy E., " Experimental simulation of shoreface nourishments under storm events: A morphological, hydrodynamic, and sediment grain size analysis", *Coast. Eng.*, vol. 58, p. 184-193, 2011.

Grasso F., Michallet H., Barthélemy E., Certain R., " Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology : Transients and equilibrium states", *J. Geophys. Res.,* 114, C09001, 2009.

Hsu T.-J., Hanes D. M., " Effects of wave shape on sheet flow sediment transport", *J. Geophys. Res.,* 109, C05025, 2004.

Hurther D., 3-D acoustic Doppler velocimetry and turbulence in open-channel flow, Phd thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2001.

Hurther D., Lemmin U., " A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic Doppler velocity profiler", *J. Atmos. Oceanic Technol.*, vol. 18, n° 3, p. 446-458, 2001.

Masselink G., " Group bound long waves as a source of infragravity energy in the surf zone", *Continental Shelf Research*, vol. 15, n° 13, p. 1525-1547, 1995.

Meyer-Peter E., Müller R., " Formulas for bed-load transport", *Proceedings of the 2nd Meeting of the Int. Assoc. for Hydraulic Structures Res.*, p. 39-64, 1948.

Michallet H., Castelle B., Bouchette F., Lambert A., Berni C., Barthélemy E., Bonneton P., Sous D., " Modélisation de la morphodynamique d'une plage barrée tridimensionnelle", *Actes des XIe Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil*, Editions Paralia CFL, Sables d'Olonnes, France, p. 379-386, 22-25 June , 2010.

Michallet H., Mory M., Piedra-Cueva I., " Wave-induced pore pressure measurements near a coastal structure", *J. Geophys. Res.,* 114, C06019, 2009.

Mignot E., Hurther D., Chassagneux F.-X., Barnoud J.-M., " A field study of the ripple vortex shedding process in the shoaling zone of a macro-tidal sandy beach", *J. Coast. Res.*, vol. SI 56, p. 1776-1780, 2009.

Nielsen P., *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*, World Scientific, Singapore, 1992.

Nielsen P., " Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming", *Coast. Eng.*, vol. 53, p. 749-758, 2006.

Ribberink J. S., van der Werf J. J., Donoghue T. O., Hassan W. N. M., " Sand motion induced by oscillatory flows: Sheet flow and vortex ripples", *J. of Turbulence*, vol. 9, p. 1-32, 2008.

Ruessink B. G., Michallet H., Abreu T., Sancho F., Van der A D. A., van der Werf J. J., Silva P. A., " Observations of velocities, sand concentrations, and fluxes under velocity-asymmetric oscillatory flows", *J. Geophys. Res.,* 116, C03004, 2011.

Sénéchal N., Abadie S., Gallagher E., MacMahan J. H. M., Masselink G., Michallet H., Reniers A. J. H. M., Ruessink B. G., Russell P. E., Sous D., Turner I. L., Ardhuin F., Bonneton P., Bujan S., Capo S., Certain R., Garlan T., Pedreros R., " The ECORS-Truc Vert'08 field experiment: Presentation of a three-dimensional morphologic system in a macro-tidal environment during consecutive extreme storm conditions", *Ocean Dynamics*, submitted.

Silva P. A., Abreu T., Michallet H., Hurther D., Sancho F., " Sheet flow layer structure under oscillatory flow", *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics*, Santa Fe, Argentina, 21-25 Sep. , 2009.

Turner I. L., Masselink G., " Swash infiltration-exfiltration and sediment transport", *J. Geophys. Res.*, vol. 103, p. 30,813-30,824, 1998.

Annexe C

Processus locaux de déstabilisation en zone de déferlement.

Journal of Coastal Research	SI 64	2017 - 2021	ICS2011 (Proceedings)	Poland	ISSN 0749-0208

Local processes of bed destabilization in the surf zone

C. Berni†, H. Michallet† and E. Barthélemy†
†LEGI, UMR 5519
UJF, Grenoble INP, CNRS
BP53, 38041 Grenoble cedex, France
celine.berni@legi.grenoble-inp.fr

ABSTRACT

Berni C. Michallet H. and Barthélemy E., 2011. Local processes of bed destabilisation in the surf zone. Journal of Coastal Research, SI 64 (Proceedings of the 11th International Coastal Symposium), pg – pg. Szczecin, Poland, ISSN 0749-0208

In the surf zone, most of the sediment transport occurs close to the bed as sheet flow. Laboratory experiments were designed to reproduce natural beach dynamics with a beach of lightweight sediment to fulfill Shields number and Rouse number scaling requirements. Previous studies have shown that an equilibrium beach profile results from a constant wave climate. The wave climate for this experiment involved a succession of two groups of waves of period 2.5 and 3 s. The resulting profile is a barred beach with a long surf zone with spilling waves. Near bed sediment concentration and velocity measurements were performed within the surf zone. The positions of both immobile bed and top sheet flow were also measured with an acoustic sensor. The sediment transport was computed as the product of the instantaneous velocity and concentration. It appears that the sheet-flow is thicker under the wave crests and the sediment transport larger. The free stream cross shore velocity is comparable in magnitude in both crests and troughs, but the shape of the vertical profile differs close to the bed. This results from the strong acceleration at the wave front related to a large wave asymmetry typical of surf zone waves. The vertically integrated net sediment flux over the whole sequence is very weak, which is consistent for a nearly equilibrium beach profile.

ADDITIONAL INDEX WORDS: *sheet flow, sediment transport, acceleration skewness*

INTRODUCTION

In order to predict beach morphology for various site and wave climates, several long shore and cross-shore sediment transport models have been developed. Both long shore and cross-shore transport remains hard to measure or predict (Cooper and Pilkey, 2004). This is partly due to the numerous processes acting in the destabilization of the bed and bed heterogeneity.

Most models are based on empirical formulae developed for steady or sine waves like flows, such as the Meyer-Peter and Müller formula (Nielsen, 2006). In these formulae, the bed shear stress is generally estimated using cross-shore velocity outside the boundary layer (eg Austin *et al.*, 2009).

Under waves bearing skewness and asymmetry, the effective bed shear stress cannot be easily deduced from the free stream cross shore velocity. Wilson *et al.* (1995) proposed a method for determining the friction factor for asymmetric waves, *i.e.* the relation between the bottom shear stress and the free stream velocity. But this method implies that the friction factor is constant over the wave.

Yet, the acceleration plays a role in the destabilization of the bed, and asymmetry in acceleration has no influence in such formulae. The acceleration flow incorporate the horizontal pressure gradient applied on the sand bottom that needs to be accounted for (Foster *et al.*, 2006).

Moreover, the concentration does not respond instantaneously to the waves. Sediment mobilized under the crest can be transported by the trough. Thus, skewed waves can transport the sediment offshore. But a strong asymmetry in acceleration can reverse the sediment transport from offshore to onshore (Grasso *et al.*, 2011b).

Some models include the acceleration effects (Nielsen, 2006) or the phase lag effects (Dohmen-Janssen *et al.*, 2002; Hsu and Hanes, 2004; Ribberink *et al.*, 2008) but it is still a challenge to accurately predict these effects and their interaction. Few data of measurements within the sheet flow are available either at field scale or with a Rouse and a Shields scaling, under asymmetric and skewed waves. These data are necessary to improve the understanding of the processes and the sediment transport prediction.

In this article, we present laboratory measurements across the fluid bed interface. Near bed measurements are required in order to directly quantify those processes and better understand boundary layer dynamics and its interactions with the sediments. Laboratory experiments were carried out in the LEGI flume (36 m long) with lightweight sediment to fulfill a Shields number and Rouse number scaling and reproduce sediment destabilization processes in a controlled environment. Repetition of identical experiments on an equilibrium profile allows reliable phase average measurements of near bed velocity, pressure and concentration. Furthermore, the position and the thickness of a thin and heavily concentrated mobile layer (thickness of 10-60 grain diameters) called sheet flow are measured. The sheet-flow represents a large part of the sediment transport.

An Acoustic Doppler Velocity Profiler is deployed to get vertical velocity profiles down to the bed along with bed and top sheet flow elevation. The bottom shear stress is directly estimated from these measurements inside the boundary layer.

Optical sensors are buried throughout the bed interface allowing measurements of concentration and sediment mobility. These measurements are compared to the sheet flow thickness estimated from the ADVP.

METHODS

The wave flume

The laboratory experiments took place in a 36 m long and 55 cm wide wave flume equipped with a piston wave generator (Figure 1). This experiment is designed to reproduce natural beaches dynamics with a length scaling of 1/10 and a time scaling of 1/3. The mobile bed consists of material of low density (ρ_s = 1.19 g.m^{-3}) with a median diameter d_{50} = 0.6 mm. This particular sediment was selected to fulfill a Shields number and Rouse number scaling in order to faithfully reproduce the beach response to the waves. A discussion about the conservation of the dimensionless numbers in the wave flume is given in Grasso *et al.* (2009).

The water depth at the wave maker is 55.3 cm. The sediment bed covers most of the flume (from x = 1.6 m to 36 m). The beach profile results from the equilibrium of the beach under a constant wave climate. The choice of the wave conditions was based on previous laboratory experiments of intermediate cross-shore barred-beach morphodynamics in the same flume (Grasso *et al.*, 2009; Grasso *et al.*, 2011a; Prel *et al.*, submitted). The wave sequence choice was motivated by the three following requirements. The wave sequence should be as short as possible to be repeated many times in order to phase average measured quantities. An equilibrium profile should result from the repetition of this sequence. The surf zone should be at least a few meters long with spilling and plunging waves. The chosen wave sequence is composed of two bichromatic wave groups of frequencies (0.378 Hz, 0.422 Hz) and (0.315 Hz, 0.352 Hz) separated by a rest of 2 s (Figure 2). The carrier wave periods are 2.5 s and 3 s. The significant wave height is set to 0.16 m for both groups. There is neither wave absorption nor second-order correction on the wave maker motion. The 53s-long sequence (Figure 2) is repeated continuously as much as desired.

The equilibrium profile resulting from this particular sequence is presented on figure 1. The analysis of the free surface elevation shows that the breaking zone is between x = 8 to 10 m, over the bar. The surf zone lies from x = 10 to 15 m and is characterized by spilling breakers. This study focuses on the surf zone. Measurements hold at x = 12 m (*i.e.* 12 m from the wave maker).

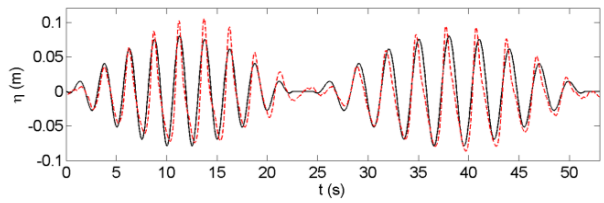


Figure 2. Wave climate: input data (solid line) and measurements at x = 3 m (dashed line).

Measurements techniques

Several instruments were deployed for this experiment.

An Acoustic Doppler Velocity Profiler (ADVP) is deployed in order *i)* to profile the velocity field in the near bed region and *ii)* to measure the evolution of fixed bed and top sheet flow elevation at high frequency. A detailed description of the instrument principles and performances is provided in Hurther (2001), Hurther *et al.* (2001) and in Mignot *et al.* (2009) for measurements in a natural surf zone. The ADVP emits vertical acoustic wave trains of frequency f_0 = 1 MHz at a pulse repetition frequency (f_r) of 1600 Hz. At each time step, instantaneous cross-shore (u) and vertical (w) velocity components are deduced from Doppler frequencies analysis along a vertical profile of about 10 cm above the bed with a typical distance between each measurement volume equal to 3 mm. The velocities are then averaged over 32 consecutive pulses to reach the finally sampling frequency $f_s = f_r / 32$ = 50 Hz. Moreover, the analysis of the backscattered wave train intensity $I(z,t)$ permits to detect the location of both bed and top sheet flow elevation with a typical precision of about 3 mm. The position of the maximum of $\langle I(z)\rangle$ (averaged over 32 consecutive pulses) gives an isopycnal depth ($C \approx 95$ g L^{-1}) corresponding at what is defined here as the top of the sheet-flow (Silva *et al.*, 2009). The fixed bed location is then defined as the maximum "non fluctuating" backscattered energy location in the vertical profile, calculated as the location of the maximum of the difference between the averaged intensity $\langle I(z)\rangle$ and its standard deviation (Berni *et al.*, 2009). The bed (z_f) and the sheet flow (z_s) elevation are computed at 50 Hz with a resolution of 3 mm. The signals are low-pass filtered with a cut-off frequency of 5 Hz leading to a better spatial resolution in the vertical. The final

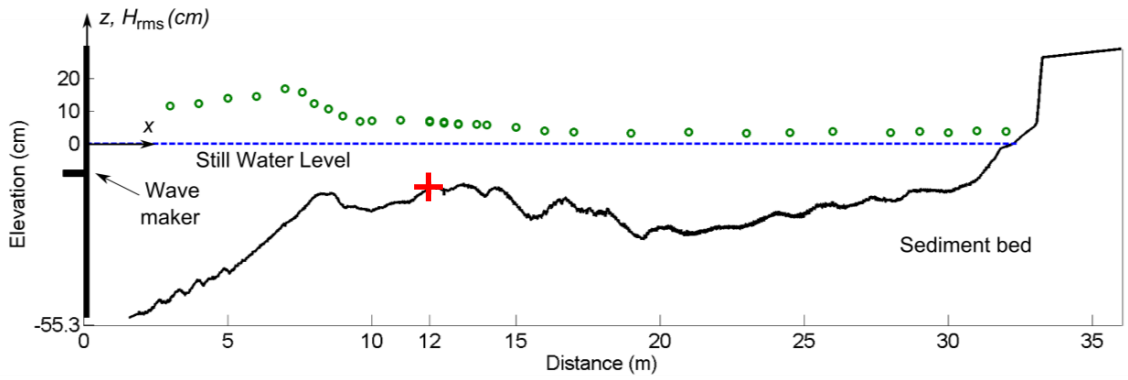


Figure 1. Diagram of the wave flume, with location of the measurements (+) on the beach topography (-) and variations in rms of wave height (o).

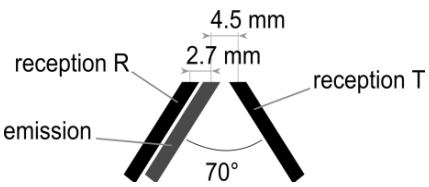


Figure 3. Sketch of one optical fibre sensor.

accuracy in elevation of the sheet flow layer boundaries is approximately 1 mm.

Four optical fibre sensors are also deployed across the sediment / water interface, aligned vertically every 9 mm. The sensor 1 is the upper sensor; the sensor 3 is at the interface. Each optical fibre sensor is composed of three fibres: an emitter and two receivers.

The emitting fibre is parallel to one receiver (R), and makes an angle of 70° with the second one (T, Figure 3). The emission is a discontinuous optical signal switched alternatively on and off at 500 Hz. The surrounding light is received when the emission is off and can be subtracted from the total signal recorded when the emission is on. The resulting signal for each reception fibre is then corresponding to the light scattered by the sediments. The bed stability and whether there is suspension in front of one sensor is deduced from the signal analysis (Berni *et al.*, 2009). The sampling volume is of a few mm^3. Calibration experiments show that the sensitivity for receiver T is better at low concentrations, but saturation for receiver R occurs at larger concentrations (Figure 4). The combination of these 2 reception fibres leads to concentration measurements from 1 to 40 volume percent (*i.e.* 10 to 450 g L^{-1} with the lightweight sediment). Time average is used to calibrate the sensor during the calibration experiments. For experiments in the flume, as we repeat the wave sequence many times, we use ensemble average. The bed stability is characterized by the derivative of the signal: large variations mean that the sediment is moving. The fluctuation of the signal of the optical sensors is quantified by *F* defined as:

$$F(z) = \frac{\left\langle \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} abs\left(\frac{\partial S_n(z,t)}{\partial t}\right)\right\rangle}{\left\langle \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} S_n(z,t)\right\rangle} \qquad (1)$$

where N is the number of sequences, $S_n(z,t)$ the instantaneous signal during the sequence n at the elevation z. The brackets refer to the mean over the whole sequence (*i.e.* 53 s). Bed is considered immobile when $F < 0.05\ s^{-1}$. As the sensor is very sensitive to the spatial arrangement of the grains of sediment in front of the sensor, the ensemble average leads to concentration estimates only when variations occurs, *i.e.* when $F > 0.05\ s^{-1}$.

The water free surface elevation is measured with 12 capacitive probes along the flume. The data acquisition frequency was set at 50 Hz for all instruments.

Vertical position adjustment

A calibration experiment was conducted over a still bed in a container filled with water and half with sand. A sensor was moved up every millimeter in this recipient. Results are shown in figure 4. The bed distance is zero when the sensor is aligned with the bed interface. The signal when the fibre is in the bed is the order of 1 and 1.8V for receptions R and T respectively. It drops only when the fibre is about 3mm above the bed interface. The distance of the sensor from the bed between 0 and 6 mm can be deduced from the signal value when the bed is at rest. We use this result to determine the position of the sensor with respect to the bed. The uncertainty for the vertical position with this method is of about 2 mm.

RESULTS

Concentration measurements

Two hundred and ten sequences are repeated over the equilibrium profile (Figure 1). The concentration is measured during the whole experiment. Even if the profile is globally at equilibrium, the bed level fluctuates instantaneously locally. Fluctuations are of the order of 1cm. Examples of optical sensor 3 output signals are shown in figure 5. Data need to be sorted according to the bed position relative to the sensors. During the wave sequence the bed is at rest twice during 2 s. The values of the signal during these two rests are used to sort the sequences. Two types of sequences are selected: *(i)* the two values of the sensor 3R during the rests are smaller than 0.1V, the sensor 3 is at least 6 mm away from the bed (solid line in figure 5), but the sensor 4R gives values greater than 0.35V, meaning this sensor is within the bed; *(ii)* the two values of the sensor 3T are greater than 0.1V, the sensor 3 is at most 2 mm above the bed (dashed line in figure 5). Visual observation during the experiment confirmed that the sensor 3 was not buried. It is concluded that during the first type of sequence the sensor 3 was 6 mm above the bed at rest and 2 mm above during the second type of sequence.

The resulting mean concentration profile is represented on figure 6. Eight measurements are available along the vertical corresponding to the two positions of the four sensors. Along with

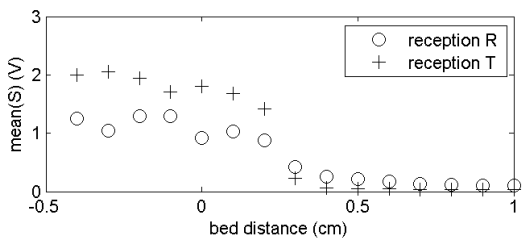


Figure 4. Mean value of the received signal for both reception fibres R and T with respect to the distance of the sensor from a still bed.

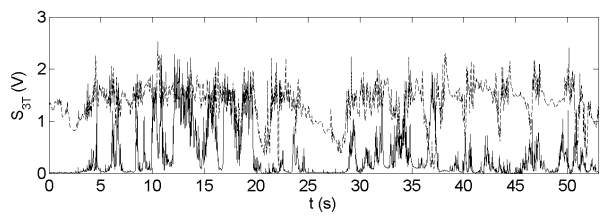


Figure 5. Raw signal measured by the reception fibre T of the sensor 3 near the bed interface at two different moments related to two different sequences: the sensor is at least 6 mm above the bed (solid line), the sensor is about 1 mm above the bed (dashed line).

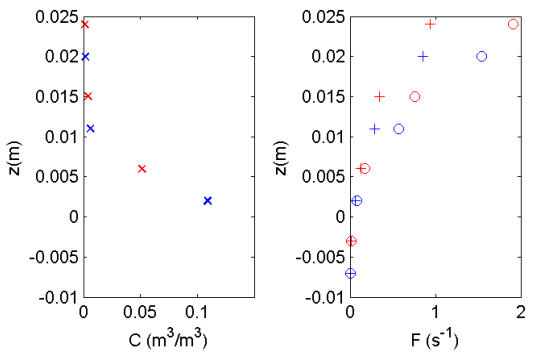


Figure 6. Mean concentration profile and fluctuations of the optical sensor signal (o reception R, + reception T).

this profile stands the profile of the fluctuation *F*.

The volume concentration is less than 1% for $z > 1$cm. A strong vertical concentration gradient is seen close to the bed. The fluctuation profile confirms that the bed elevation at rest is above the sensor 4 in both types of sequences as there are no fluctuations in front of this sensor. The lack of fluctuations in front of this sensor prevents from computing the concentration for the two lower points.

Sediment transport

Measurements of velocities and sheet flow thickness are performed over the same equilibrium profile, at the same point ($x = 12$ m) with the ADVP.

The free stream cross shore velocity, the sheet flow interfaces, the concentrations, and the sediment flux integrated over the vertical are shown in figure 7(a). Fifteen waves are selected within the sequence. The crests and the troughs figure as cross and circles on the first plot. The top of the sheet flow and the immobile bed interface rises under the crests. The concentrations 2 and 6 mm above the bed both increase at the wave crests and decrease during the troughs. Sediment flux presents sharp increases towards high values during the crest. The flux is lower within the troughs but over a longer time.

The mean value of concentration, velocity, optical sensor fluctuations (*F*) and sediment transport over these fifteen crests and troughs are shown on figure 7(b) and (c). The concentration profile is steeper within the crest than within the trough; the velocity, the fluctuations and the transport is larger. The resulting transport from crest and trough is shown figure 7(c) on the right. It is two orders magnitude smaller than in crest or trough. Sheet flow thickness estimate (ADVP) is 7 mm within the crests and 5 mm within the troughs.

ANALYSIS AND CONCLUSIONS

Measurements of concentration along a vertical profile are performed over a moveable bed. Although the profile is at equilibrium, the bed level varied locally over several millimeters. A method is proposed to sort the data according to the distance of the sensor with respect to the bed. This method is proposed in order to overcome the relatively poor vertical resolution of the sensor related to its sampling volume. The results of the optical fibre sensors are consistent with results from the ADVP concerning the difference of sheet flow thickness between crests and troughs.

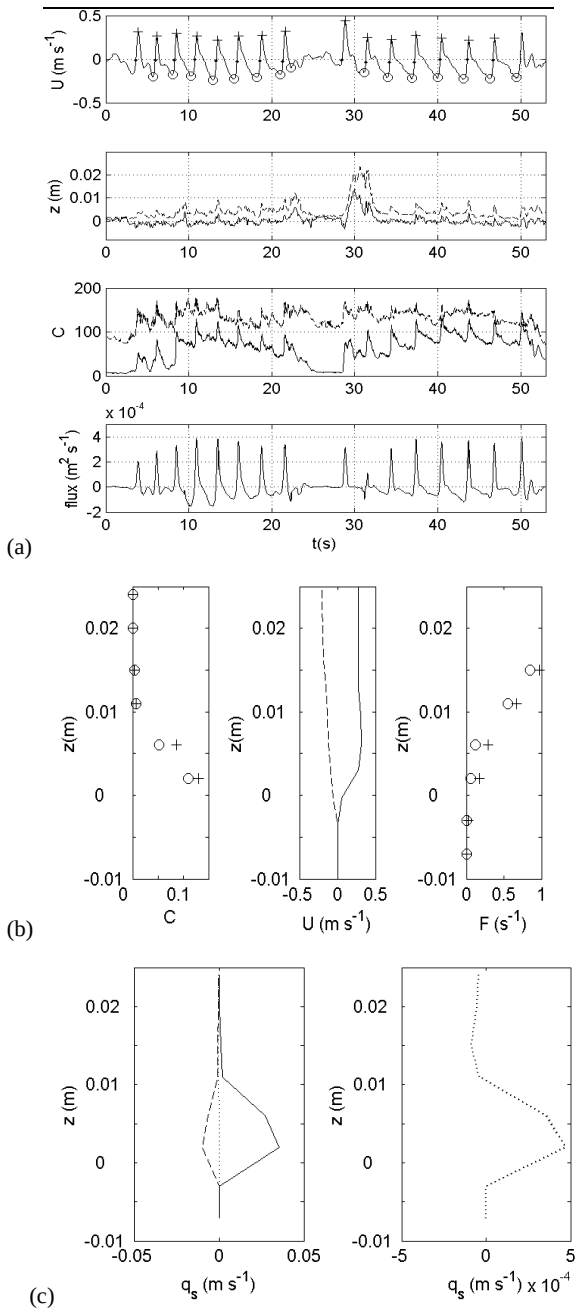


Figure 7. (a) Free stream cross shore velocity, position of top sheet flow and immobile bed, concentration at $z = 2$ mm (-) and $z = 6$ mm (--), integrated sediment transport over the vertical profile; (b) Concentration, cross shore velocity and *F* at the wave crest (+, solid line) and the wave trough (o, dashed line); (c) sediment transport profiles at the crests (-) and troughs (--), the dotted line on the left bottom plot is the mean transport over the whole sequence, enlarged in the plot on the right.

Concentration measurements are obtained along a vertical profile down to the sheet flow. A strong vertical concentration gradient, characterizing the presence of a sheet flow, is present close to the bed (Dohmen-Janssen and Hanes, 2005). The Shields number of 0.8 is compatible with a sheet flow regime according to Grasso *et al.* (2011b). Furthermore, the sheet flow thickness of about 10 times d_{50} at this Shields number is consistent with the results of Sumer *et al.* (1996). The sediment transport is computed with these concentration measurements and the velocity measured with an ADVP. The crest and the trough are compared. The sediment transport within the crests is larger than within the troughs, but troughs are longer. Thus, the resulting transport for the whole sequence is weak. It is onshore within the sheet flow and offshore above it. This leads to a sediment flux integrated over the water column of 3 10^{-6} m^2 s^{-1}. This flux is weak as expected for an equilibrium beach profile and of the order of the accuracy in computing the net flux from two successive bottom profiles.

The larger transport under the crest can be explained because the sheet flow (according to the ADVP measurements) is thicker. This can also be observed via the concentration measurements. The concentration profile under the crests is steeper. O'Donoghue and Wright (2004) interpret it as a thicker sheet flow. The larger fluctuations at z = 2 mm for crests (+) than troughs (o) leads to the same statement.

Finally, the stronger destabilization of the sediment under the crest is not easily explained looking at the free stream cross shore velocity (*i.e.* 3 cm above the bed in this study). Indeed, free stream velocities at crests and troughs are of similar magnitude, but the shape of the vertical profile close to the bed strongly differs. It results from the strong acceleration at the wave front related to a large wave asymmetry typical of surf zone waves. Near the bed, the shear is larger under the crests and explains the different behavior in sheet flow development and sediment transport.

ACKNOWLEDGMENTS

This research was sponsored by the MODLIT project (DGA/SHOM – INSU/RELIEFS) and ANR BARBEC. We are grateful for the technical support of Jean-Marc Barnoud and Muriel Lagauzère.

REFERENCES

Austin M., Masselink G., O'Hare T., Russell P. (2009), Onshore sediment transport on a sandy beach under varied wave conditions: Flow velocity skewness, wave asymmetry or bed ventilation?, *Marine Geology*, 259, 86-101.

Berni C., Mignot E., Michallet H., Dalla-Costa C., Grasso F., Lagauzère M. (2009), Diversity of bed evolution at wave and tidal scales on Truc-Vert beach, *J. Coast. Res.*, SI 56, 1726-1730.

Cooper, J.A.G. and Pilkey, O.H. 2004. Longshore drift: Trapped in an Expected Universe. *Journal of Sedimentary Research*, 74, 599-606.

Dohmen-Janssen C. M., Kroekenstoel D. F., Hassan W. N., Ribberink J. S. (2002), Phase lags in oscillatory sheet flow: experiments and bed load modelling, *Coast. Eng.*, 46, 61-87.

Dohmen-Janssen C. M., Hanes D. M. (2005), Sheet flow and suspended sediment due to wave groups in a large wave flume, *Cont. Shelf Res.*, 25, 333-347.

Foster D. L., Bowen A. J., Holman R. A., Natoo P. (2006), Field evidence of pressure gradient induced incipient motion, *J. Geophys. Res.*, 111, C05004.

Grasso F., Michallet H., Barthélemy E., Certain R. (2009), Physical modeling of intermediate crossshore beach morphology : Transients and equilibrium states, *J. Geophys. Res.*, 114, C09001.

Grasso F., Michallet H., Barthélemy E. (2011a), Experimental simulation of shoreface nourishments under storm events: A morphological, hydrodynamic, and sediment grain size analysis, *Coast. Eng.*, 58, 184-193.

Grasso, F., H. Michallet, and E. Barthelemy (2011b), Sediment transport associated with morphological beach changes forced by irregular asymmetric-skewed waves, *J. Geophys. Res.*, doi:10.1029/2010JC006550, in press.

Hsu T.-J., Hanes D. M. (2004), Effects of wave shape on sheet flow sediment transport, *J. Geophys. Res.*, 109, C05025.

Hurther D. (2001), 3-D acoustic Doppler velocimetry and turbulence in open-channel flow, Phd thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

Hurther D., Lemmin U. (2001), A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic Doppler velocity profiler, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 18 (3), 446-458.

Mignot E., Hurther D., Chassagneux F.-X., Barnoud J.-M. (2009), A field study of the ripple vortex shedding process in the shoaling zone of a macro-tidal sandy beach, *J. Coast. Res.*, SI 56, 1776-1780.

O'Donoghue T. and Wright S. (2004), Concentrations in oscillatory sheet flow for well sorted and graded sands, *Coast. Eng.*, 50, 117-138.

Prel P., Michallet M., Barthélemy E. (2011), Flume experiments on wave non-linear interactions effects on beach morphodynamics. *J. Coast. Res.*, SI 64 (Proceedings of the 11th International Coastal Symposium), Szczecin, Poland.

Nielsen P. (2006), Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming, *Coast. Eng.*, 53, 749-758.

Ribberink J. S., van der Werf J. J., Donoghue T. O., Hassan W. N. M. (2008), Sand motion induced by oscillatory flows: Sheet flow and vortex ripples, *J. of Turbulence*, 9, 1-32.

Silva P. A., Abreu T., Michallet H., Hurther D., Sancho F. (2009), Sheet flow layer structure under oscillatory flow, River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, RCEM 2009, Santa Fe, Argentina.

Sumer B.M., Kozakiewicz, A., Fredsøe J., Deigaard R. (1996), Velocity and concentration profiles in sheet-flow layer of movable bed, *J. of Hydraulic Eng.*, 122(10), 549-559.

Wilson K.C., Andersen J.S., and Shaw J.K. (1995), Effects of wave asymmetry on sheet flow, *Coast. Eng.*,25, 191-204.

Annexe D

Modélisation physique de *sheet-flow* sous les vagues.

Physical modelling of waves induced sheet flows

C. Berni[1] , H. Michallet[1] and E. Barthélemy[1]
[1]Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI)
UMR 5519, UJF, INPG, CNRS,
Grenoble
France
E-mail: celine.berni@legi.grenoble-inp.fr

Abstract: *Experiments on a beach were carried out in a wave flume. The beach is made of lightweight sediment to fulfil Shields and Rouse scaling in order to reproduce sediment destabilizing and erosion processes in a controlled environment. The repetition of identical wave sequences on an equilibrium beach profile allows reliable phase average measurements of velocity, bed and top sheet flow elevation, pressure and concentration near the bed.*
The relative importance of infiltration/exfiltration, acceleration, pressure gradients on the erosion is analysed. It appears that the sheet-flow is the thickest under the wave crests, indicating that the erosion is mainly driven by the cross-shore velocity outside the boundary layer. On the other hand we find a good correlation between the fluid accelerations and the time evolution of sheet-flow thickness. Finally, the exfiltration/infiltration is found to play a minor role in the sheet-flow dynamics.

Keywords: *bed destabilization, pore pressure, infiltration/exfiltration, acceleration, flume experiment.*

1. INTRODUCTION

In order to predict beach morphology for various sites and wave climates, several long-shore and cross-shore sediment transport models have been developed. Contrary to the long-shore transport, the cross-shore transport remains hard to predict. This is partly due to the numerous processes acting in the destabilization of the bed. Most models are based on empirical formulas, developed for regular waves, such as the Meyer-Peter and Müller formula (Nielsen, 1992). In these formulas, the bed shear stress is generally estimated using the cross-shore velocity outside the boundary layer (Austin *et al.*, 2009).
Under waves bearing skewness and asymmetry, there are other contributions to the effective bed shear stress. Processes like acceleration and infiltration / exfiltration must be taken into account. Nielsen (2006) proposed a semi-empirical model including the effects of the acceleration associated with steep fronts of surf zone waves. The acceleration at the bed should also incorporate the horizontal pressure gradient applied on the sand bottom (Foster *et al.*, 2006). On the other hand, Turner *et al.* (1998) derived a model taking into account two opposite effects of infiltration / exfiltration. Infiltration exerts a downward-acting seepage force stabilizing the bed, but coincidently reduces the boundary layer thickness and increases the potential of sediment transport; exfiltration results in the opposite (Conley *et al.*, 1994). Butt *et al.* (2001) estimated that about 10% of the sand transport can be inferred to infiltration / exfiltration processes and the influence could change from offshore to onshore depending on the grain size. Austin *et al.* (2009) tried to assess the relative importance of those processes. Their study concludes that the infiltration / exfiltration processes have not a large impact on the sediment transport in a natural beach environment under moderate wave climates. However, this is not a direct evaluation. As in most studies, the seepage velocity is estimated from the excess pore-pressure gradient, the sediment concentration and the velocities are measured at a fixed elevation in the water column and the dynamics of fluid-bed interface remains blur. The so-called sheet flow layer is a thin mobile layer of sediment-laden fluid, with a thickness of 10 to 60 grain diameters and large sediment concentrations of 8 to 50 volume percent (Ribberink *et al.*, 2008; Dohmen- Janssen *et al.*, 2002; Hsu *et al.*, 2004; Silva *et al.*, 2009). In the surf zone, the sheet flow represents the largest part of the sediment transport compared to suspended transport. Due to its relatively small thickness, the large concentrations and velocities involved, the highly unsteady sheet flow dynamics is challenging for both observation and modelling.
The purpose of this paper is to characterize the response of the bed-fluid interface to waves. We use data from a laboratory experiment in a wave flume. Measurements of surface elevation, velocities, pore pressure, bed level and concentrations were performed in the surf zone. Repetition of identical experiments on an equilibrium beach profile allowed us to get reliable phase average measurements. The experimental set-up is described in section 2. We present a method for determining the sheet flow

layer thickness. Examples of time series of the various measured quantities are presented in section 3. The results are discussed and the conclusions are drawn in section 4.

2. DESCRIPTION OF THE LABORATORY EXPERIMENT AND MEASUREMENT TECHNIQUES

2.1. The wave flume

The laboratory experiments took place in a wave flume in the *Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels* (LEGI, Grenoble, France). The LEGI wave flume is 36 m long and 0.55 m wide equipped with a piston wave generator (Figure 1). This experiment is designed to reproduce natural beaches dynamics with a length scaling of 1/10 and a time scaling of 1/3. We deduced the velocity scale of about 1/3. The mobile bed consists of material of low density (ρ_s = 1190 g.L^{-1}), well graded, with a median diameter d_{50} = 0.6 mm (see the size distribution shown in Grasso *et al.*, 2011). This particular sediment was selected to fulfil a Shields number and Rouse number scaling to faithfully reproduce the beach response to the waves. The prototype sediment simulated by the laboratory sediment is sand with d_{50} = 0.3 mm. A discussion about the dimensionless numbers in the wave flume is given in Grasso *et al* (2009).
The water depth at the wave maker is 0.553 m. The sediment bed covers most of the flume (from x = 1.6 m to 36 m). The beach profile results from the equilibrium of the beach under a constant wave climate. The choice of the wave conditions was based on previous laboratory experiments of intermediate cross-shore barred-beach morphodynamics in the same flume (Grasso *et al.*, 2009; Grasso *et al.*, in press). The wave sequence choice was motivated by the three following requirements. The wave sequence should be as short as possible to be repeated many times to phase average measured quantities. An equilibrium profile should result from the repetition of this sequence. The surf zone should be at least a few meters long with spilling and plunging waves. The chosen wave sequence is composed of two bichromatic wave groups of frequencies (0.378 Hz, 0.422 Hz) and (0.315 Hz, 0.352 Hz) separated by a rest of 2 s (Figure 2). The carrier wave periods are 2.5 s and 3 s. The significant wave height is set to 0.16 m for both groups. There is neither wave absorption nor second-order correction on the wave maker motion. The 53s-long sequence (Figure 2) is repeated continuously as much as desired.
The equilibrium profile resulting from this particular sequence is presented on Figure 1. The analysis of the free surface elevation shows that the breaking zone is between x = 8 to 10 m, over the bar. The surf zone lies from x = 10 to 15 m and is characterized by spilling breakers. This study focuses on the surf zone. Measurements hold at x = 13 m (*i.e.* 13 m from the wave maker).

2.2. Measurements techniques

Several instruments were deployed for this experiment; the setup is sketched on Figure 3.
An Acoustic Doppler Velocity Profiler (ADVP) is deployed in order i) to profile the velocity field in the near bed region and ii) to measure the evolution of fixed bed and top sheet flow elevation at high frequency. A detailed description of the instrument principles and performances is provided in Hurther (2001) and Hurther *et al.* (2001) and in Mignot *et al.* (2009) for measurements in a natural surf zone. The ADVP emits vertical wave trains of frequency f_0 = 1 MHz at a pulse repetition frequency (f_r) of 1600 Hz. At each time step, instantaneous cross-shore (u) and vertical (w) velocity components are deduced from Doppler frequencies analysis along a vertical profile of about 0.10 m above the bed with a typical distance between each measurement volume equal to 3 mm. The velocities are then averaged over 32 consecutive pulses to reach the finally sampling frequency $f_s = f_r / 32$ = 50 Hz. Moreover, the analysis of the backscattered wave train intensity $I(z,t)$ permits to detect the location of both bed and top sheet flow elevation with a typical precision of about 3 mm. The position of the maximum of $\langle I^2(z)\rangle$ (averaged over 32 consecutive pulses) gives an isopycnal depth ($C \approx 50$ g L^{-1}) corresponding at what is defined here as the top of the sheet-flow (Silva *et al.*, 2009). The fixed bed location is then defined as the maximum "non fluctuating" backscattered energy location in the vertical profile, calculated as the location of the maximum of the difference between the averaged energy $\langle I^2(z)\rangle$ and its standard deviation (Berni *et al.*, 2009). The bed (z_f) and the sheet flow (z_s) elevation are

computed at 50 Hz with a resolution of 3 mm. The signals are low-pass filtered with a cut-off frequency of 5 Hz leading to a better spatial resolution in the vertical. The final accuracy in elevation of the sheet flow layer boundaries is approximately 1 mm.

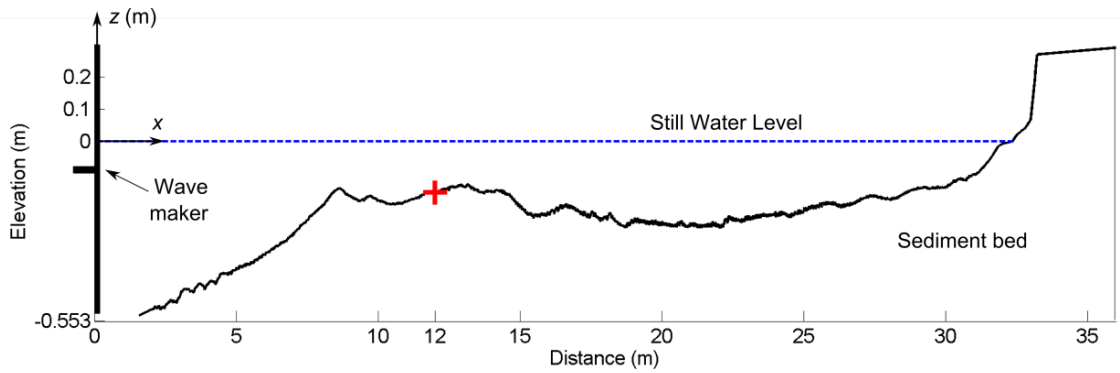


Figure 1 Diagram of the LEGI wave Flume.

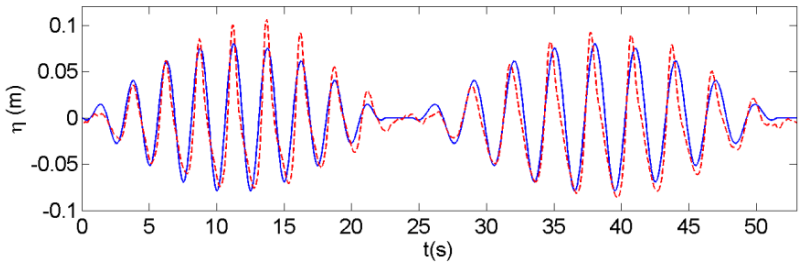


Figure 2 Wave climate: input data (solid line) and measurements at *x* = 3 m (dashed line).

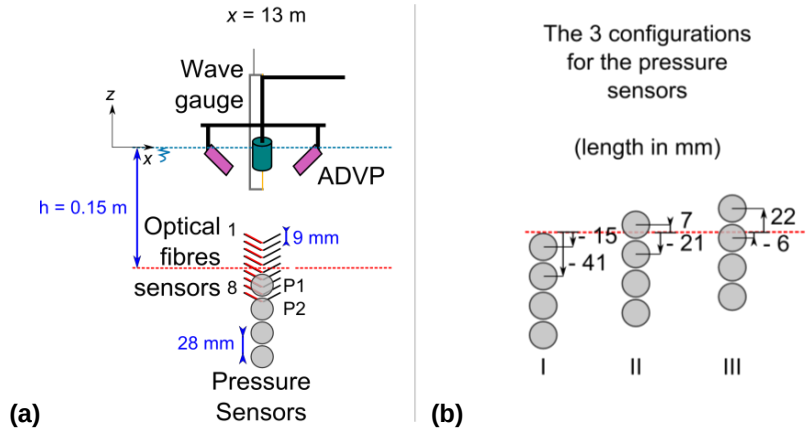


Figure 3 Side view of the experimental set up

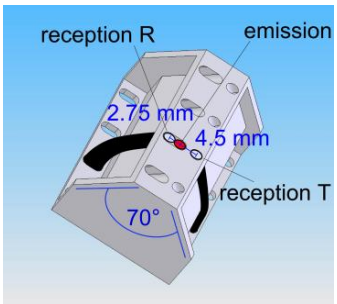


Figure 4 Sketch of one optical fibre sensor on a 4 sensors stand.

Four STS ATM/N pressure sensors are deployed within the sediment. They are aligned vertically every 28 mm. The sensor 1 is the upper sensor. The vertical position of the 4 sensors can be adjusted (Figure 3 b).
The excess pore pressure gradient between sensors 1 and 2 is computed as:

$$P_z = \frac{P_2 - P_1 - d}{d}, \qquad (1)$$

where P_i is the pore pressure measured with the sensor i (in water depth), and d the distance between two sensors (d = 28 mm).
Two sets of four optical fibre sensors are also deployed across the sediment / water interface. Each optical fibre sensor is composed of three fibres: an emitter and two receivers. The emitting fibre is parallel to one receiver (R), and makes an angle of 70° with the second one (T, Figure 4). The emission is a discontinuous optical signal switched alternatively on and off at 500 Hz. The surrounding light is received when the emission is off and can be subtracted from the total signal recorded when the emission is on. The resulting signal for each reception fibre is then corresponding to the light scattered by the sediments. The bed stability and whether there is suspension in front of one sensor is deduced from the signal analysis (Berni *et al.*, 2009). The sampling volume is of a few mm^3. Calibration experiments show that the sensitivity for receiver T is better at low concentrations, but saturation for receiver R occurs at larger concentrations. The combination of these 2 reception fibres leads to concentration measurements from 1 to 40 volume percent (*i.e.* 10 to 450 g L^{-1} with the lightweight sediment). The bed stability is characterized by the derivative of the signal: large variations mean that the sediment is moving (Berni *et al.*, 2011).
The water free surface elevation is measured with 12 capacitance probes along the flume. The data acquisition frequency was set at 50 Hz for all instruments.

3. RESULTS

Figure 5 shows the phase averaged time series of the free surface elevation, the free-stream and bottom cross-shore velocities, the concentration at 3 levels deduced from the optical fibre sensors and the bed and top sheet flow elevations computed from the ADVP signals. Phase averaging is computed on more than hundred sequences. The two groups of waves can be identified, between t = 1 s and t = 25 s for the group of waves with a period of 2.5 s and between t = 25 s to t = 53 s for the 3 s period one. The shape of the waves is clearly asymmetric: most waves spill at this location (x = 13 m). The free-stream cross-shore velocity exhibits crests and troughs of similar amplitudes, but the response of the beach is different (cf. lower panel, Figure 5). An erosion of 5 to 10 mm occurs at the wave crests along with the rise of the top sheet flow level. The sheet flow settles at the wave troughs. This different behaviour between crests and trough is also found in the bottom cross-shore velocity with high velocities within the crests and low velocities within the trough. Indeed, the velocity at this elevation (z = -0.148 m) is measured in the sheet flow during the crest and in the bed at rest within the trough. The asymmetry in acceleration for this type of saw tough waves could be responsible for this preferential erosion during the crest. Two waves at t = 30 s and t = 51 s do not follow the general trend. These two waves show marked secondary wave crest resulting in a significative accretion and a rise of the top of the sheet flow. The concentration in front of the fifth fibre sensor (C_5) at 0.156 m below the mean water level drops at each wave crest. At this elevation, bed is mostly at rest according to the lower panel, but unlike ADVP, optical fibre sensors are intrusive. A scour of about 5 mm is observed around the sensor. This can explain a difference of about 5 mm between the two levels of erosion. Thus, the bed erosion at the wave crest comes along with a drop of concentration below the bed level at rest ($z \approx$ -0.142 cm). The concentration measured by the fibre sensor 4 (C_4) also drops at the first wave crest. After this first wave, the behaviour of the concentration C_4 is similar to the upper one C_3. The concentration increases at each flow reversal.
The global dynamic depends on the wave period. Global erosion occurs under the first group whereas global accretion occurs under the second group of waves. The peak of concentration at the flow reversal before the crest is lower for fibres 3 and 4 for the second group but stronger for fibre 5. The differences between the 2 groups will be seen in more details in the 2 following figures.
Figure 6 shows the phase average of the free-stream and bottom cross-shore velocities, the free-stream and bottom vertical velocities, the flow acceleration, the excess pore pressure gradients at 3 different elevations (Figure 3 b) and the sheet flow thickness. The sheet flow thickness e is deduced from the elevations of the immobile bed and the top sheet flow ($e = z_s - z_f$). The first three waves are represented on Figure 6 (a) and 3 waves of the second group on Figure 6 (b). The same statements

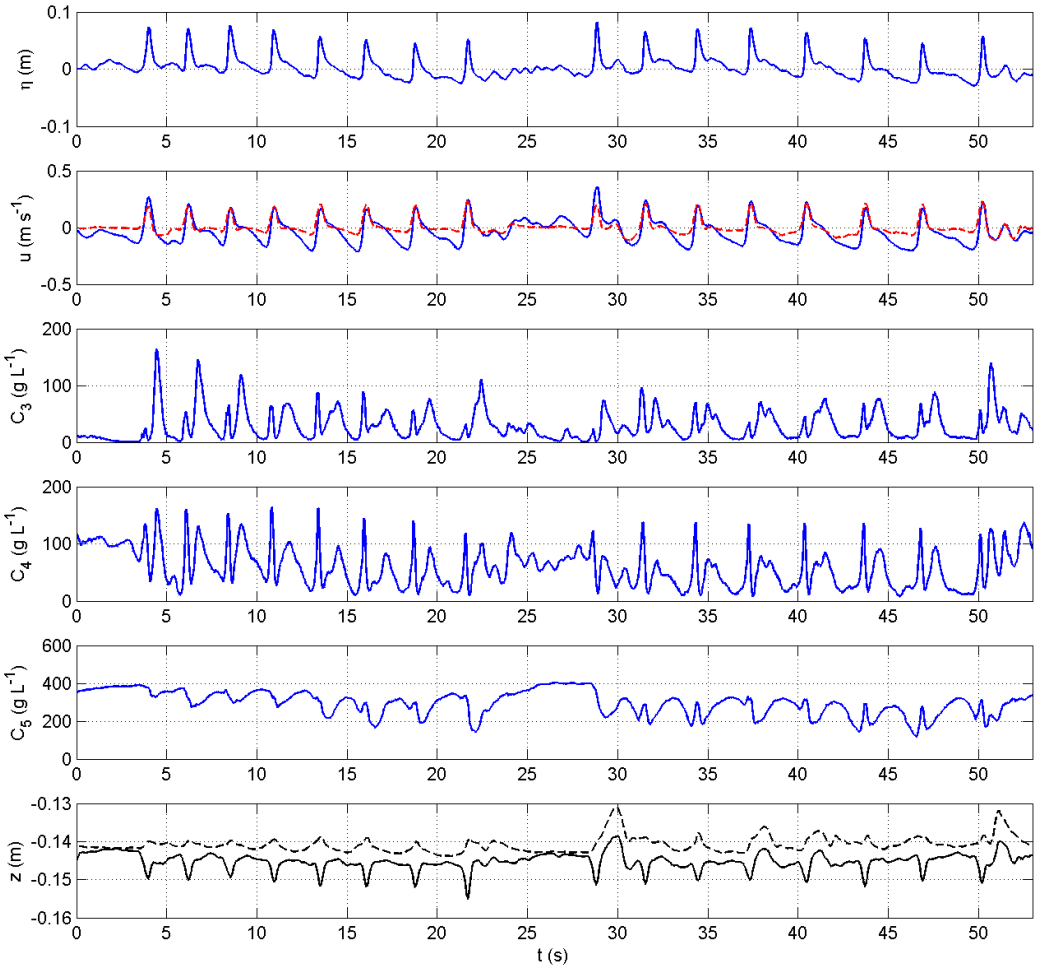


Figure 5 Phase averaged time series of: free surface elevation *η*; free-stream (-) and bottom (--) cross shore velocities (*z* = -0.114 and *z* = -0.148 m respectively); concentrations in front of fibres 3 to 5, (*z* = -0.138, *z* = -0.147 and *z* = 0.156 m respectively); bottom (solid) and top sheet flow (dashed) elevation; z=0 corresponds to the mean water level.

as for the previous figure applied on bottom and free-stream cross shore velocities. Besides, one can notice the phase lead of the bottom velocity. The free stream vertical velocity (solid blue line, panel 2) is positive just before the wave crest and negative after, as expected. The bottom vertical velocity is much smaller, and mostly positive for the 2.5 s waves and negative for the 3 s waves. The flow acceleration is larger at the front of the wave than at the lee. The excess pore pressure gradients are strongly affected by the bed / water interface. Depending on the position of the sensor, the excess pore pressure gradient can either strongly increase (configuration II and III) or decrease (configuration I) under the wave crest. Finally, the sheet flow thickness increase under the wave crest. The largest increase occurs under the largest flow acceleration. The sheet flow is the thickest when the bottom cross-shore velocity is the largest.

4. DISCUSSION

A moveable bed scale modelling was performed to reproduce in a controlled environment the bed destabilization processes. The length scale is set to 1:10, leading to a time scale of 1:√(10) and a velocity scale of 1:√(10) to respect the Froude number similitude (Grasso *et al.*, 2009). The first concern was to fulfil Rouse and Shields number scaling.

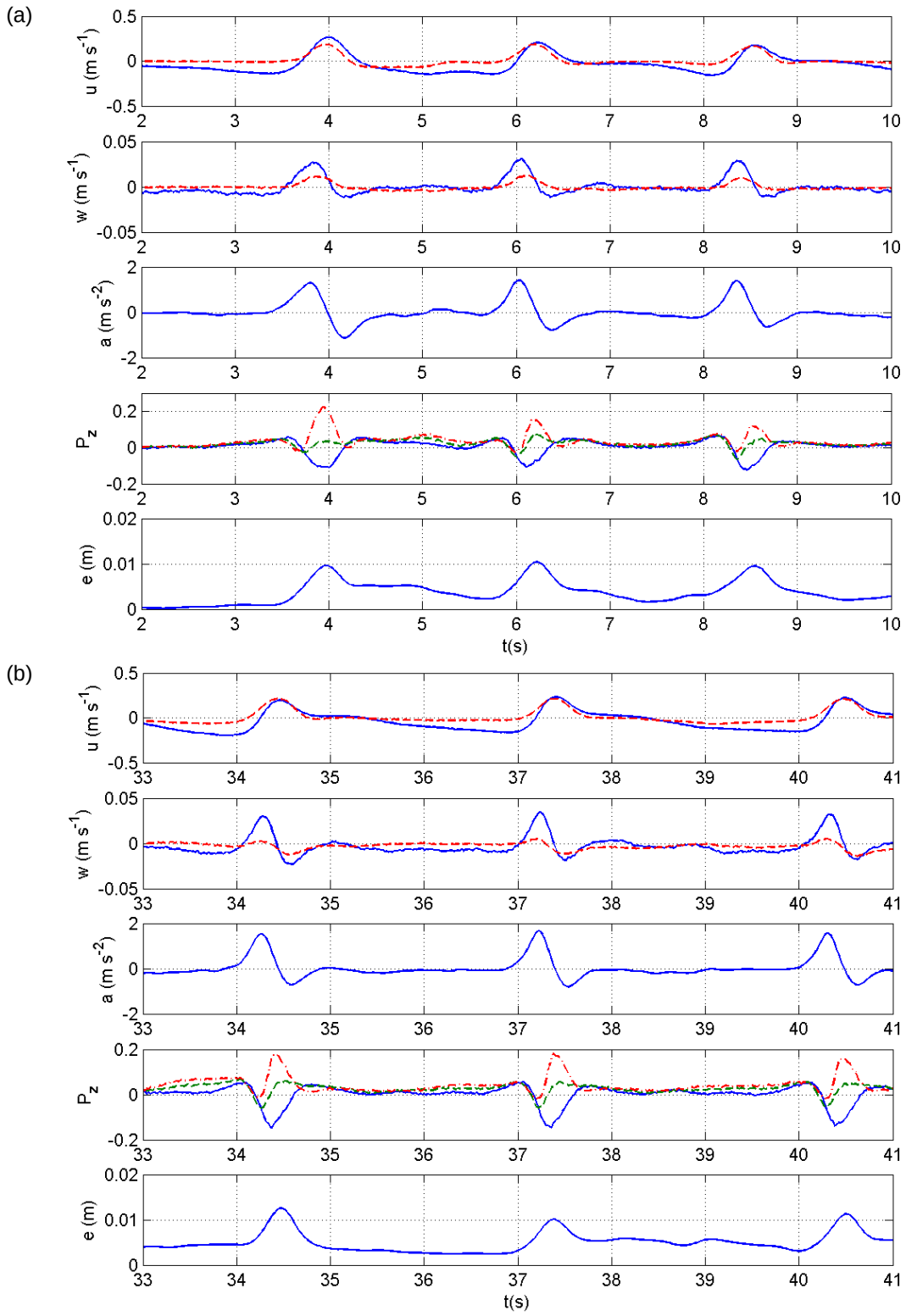


Figure 6 Phase average time series of: free-stream (-) and bottom (--) cross shore velocities; free-stream (-) and bottom (--) vertical velocities; free stream cross shore acceleration *a*; Vertical excess pore pressure gradient at 3 elevations: between -1.5 and -4.1 cm under the bed level at rest (-, configuration I on Figure 3), +0.7 cm over the bed and -2.1 cm (--, configuration II on Figure 3), and +2.2 cm and -0.6 cm (-., configuration III on Figure 3); sheet flow thickness *e*.

The choice of a lightweight sediment rather than fine sand enabled, under wave of maximum 0.16 m height at the wave maker, to obtain a range of Shields number θ from 0.2 to 1 and Rouse number from 0.03 to 0.1. These values are similar to what is observed at Duck beach for example (Grasso *et al.*, 2009), with a sand of d_{50} = 0.3 mm. Thus, both ripples and sheet flow regime can be present in the wave flume (Grasso *et al.*, 2011). For the experiment presented in this article, the aim was not to reproduce a given prototype but to study the destabilization processes in this flume for which it has been shown that it was well designed to reproduce natural beach profiles and changes. Nevertheless, with this particular sediment, the value of $d^* = d_{50}((s-1)g/\nu^2)^{1/3}$, where s is the relative density of sediment, g the acceleration due to gravity, ν the water viscosity, is 7.5 for both sand of d_{50} = 0.3 mm and the lightweight sediment (ρ_s = 1190 g.L^{-1}) of d_{50} = 0.6 mm. Accordingly, the critical Shields parameter θ_c at which the sediment starts to move is the same, as is the sediment transport estimated for instance by: $q_s = 8v(\theta - \theta_c)^{3/2} d^{*3/2}$ (Meyer-Peter *et al.*, 1948). In the surf zone, this transport occurs mostly as sheet flow and its magnitude is in relation with the product of the mean velocity, the mean concentration within the sheet flow and the thickness of the sheet flow. Considering the velocity scale of about 1:3, this means that the product of the mean concentration within the sheet flow and the sheet flow thickness is 3 times larger than in nature.

The optical fibre sensors measurements and the immobile bed elevation measured by the ADVP are consistent taking into account the scour effect around the optical fibre sensors. The erosion observed by the ADVP results in a drop of concentration under the bed level at rest. The concentrations measured above the bed level at rest shows two peaks at the flow reversals both before and after the wave crest. Doubts can be cast on these sudden concentration peaks that could be linked to the disturbance of the flow by optical sensors, even if peaks at flow reversals were already observed (Ribberink *et al.*, 2008) and reproduced by a modified *k-ω* turbulence model including a turbulent separation condition under adverse pressure gradient (Guizien *et al.*, 2003).

The sheet flow develops under large acceleration. It reaches its maximum thickness under the maximum bottom cross shore velocity. A clear distinction appears between crest and trough even with similar free-stream cross-shore velocities. It seems that the asymmetry in acceleration plays a crucial role in the bed erosion and the sheet-flow development. The sheet-flow thickness is of about 1 cm whether bottom vertical velocity is positive or negative. The infiltration/exfiltration effect appears to be of less importance concerning the short time scale response of the sheet flow layer. Nevertheless the global dynamic of erosion during the first wave group and accretion during the second one is correlated to exfiltration and infiltration, respectively. The excess pore pressure gradient is strongly affected by the water bed interface. Pressure gradient within the bed could lead to the conclusion that the downward excess pore pressure under the wave crest promotes the reduction of the boundary layer thickness and sediment transport by increasing the effective bed shear stress (Butt *et al.*, 2001). However, the excess pore pressure gradient across the water bed interface leads to the conclusion that bed could be fluidised by the upper gradient (Michallet *et al.*, 2009). This could be linked to a shear-induced overpressure within the sheet flow layer.

5. CONCLUSIONS

A laboratory experiment was conducted in order to observe the bed dynamics under waves in the surf zone. Vertical velocity profiles down to the bed were measured with an Acoustic Doppler Velocimeter Profiler. This device also enables the estimation of the bed level and sheet flow layer development. Sediment concentrations and bed destabilization were estimated with optical fibre sensors. The vertical excess pore-pressure gradient across the bed was also measured at different elevations.

The acceleration plays a crucial role in sediment destabilization. The infiltration/exfiltration effects quantified with the bottom vertical velocity are probably weak. Shear-induced excess pore pressure is suspected to occur during the sheet flow development.

6. ACKNOWLEDGMENTS

This research was sponsored by the MODLIT project (DGA/SHOM – INSU/RELIEFS), ANR BARBEC and Hydrofond project (C2D2, MEDDTL). We are grateful for the technical support of Jean-Marc Barnoud and Muriel Lagauzère.

7. REFERENCES

Austin M., Masselink G., O'Hare T., Russell P. (2009), *Onshore sediment transport on a sandy beach under varied wave conditions: Flow velocity skewness, wave asymmetry or bed ventilation?*, Marine Geology, 259, 86-101.

Berni C., Mignot E., Michallet H., Dalla-Costa C., Grasso F., Lagauzère M. (2009), *Diversity of bed evolution at wave and tidal scales on Truc-Vert beach*, J. Coast. Res., SI 56, 1726-1730.

Berni C., Michallet H., Barthélemy E. (2011), *Local processes of bed destabilization in the surf zone.* J. of Coast. Res., SI 64 (Proceedings of the 11th International Coastal Symposium), Szczecin, Poland, ISSN 0749-0208.

Butt T., Russell P., Turner I. (2001), *The influence of swash infiltration-exfiltration on beach face sediment transport: onshore or offshore?*, Coast. Eng., 42, 35-52,

Conley D. C., Inman D. L. (1994), *Ventilated oscillatory boundary layers*, J. Fluid Mech., 273, 261-284.

Dohmen-Janssen C. M., Hanes D. M. (2002), *Sheet flow dynamics under monochromatic non breaking waves*, J. Geophys. Res., 107, C10, 3149.

Dohmen-Janssen C. M., Hanes D. M. (2005), *Sheet flow and suspended sediment due to wave groups in a large wave flume*, Cont. Shelf Res., 25, 333-347.

Foster D. L., Bowen A. J., Holman R. A., Natoo P. (2006), *Field evidence of pressure gradient induced incipient motion*, J. Geophys. Res., 111, C05004.

Grasso F., Michallet H., Barthélemy E., Certain R. (2009), *Physical modeling of intermediate crossshore beach morphology : Transients and equilibrium states*, J. Geophys. Res., 114, C09001.

Grasso F., Michallet H., Barthélemy E. (2011), *Experimental simulation of shoreface nourishments under storm events: A morphological, hydrodynamic, and sediment grain size analysis*, Coast. Eng., Volume 58, Issue 2, Pages 184-193.

Guizien, K., M. Dohmen-Janssen, and G. Vittori (2003), *1DV bottom boundary layer modeling under combined wave and current: Turbulent separation and phase lag effects*, J. Geophys. Res., 108(C1), 3016, doi:10.1029/2001JC001292.

Hsu T.-J., Hanes D. M. (2004), *Effects of wave shape on sheet flow sediment transport*, J. Geophys. Res., 109, C05025.

Hurther D. (2001), *3-D acoustic Doppler velocimetry and turbulence in open-channel flow*, Phd thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

Hurther D., Lemmin U. (2001), *A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic Doppler velocity profiler*, J. Atmos. Oceanic Technol., 18 (3), 446-458.

Meyer-Peter E., Muller R. (1948), *Formulas for bed-load transport*. Proc Int Ass Hydr Struct Res, Stockholm.

Michallet H., Mory M., Piedra-Cueva I. (2009), *Wave-induced pore pressure measurements near a coastal structure*, J. Geophys. Res., 114, C06019.

Mignot E., Hurther D., Chassagneux F.-X., Barnoud J.-M. (2009), *A field study of the ripple vortex shedding process in the shoaling zone of a macro-tidal sandy beach*, J. Coast. Res., SI 56, 1776-1780.

Nielsen P. (1992), *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*, World Scientific, Singapore.

Nielsen P. (2006), *Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming*, Coast. Eng., 53, 749-758.

Ribberink J. S., van der Werf J. J., Donoghue T. O., Hassan W. N. M. (2008), *Sand motion induced by oscillatory flows: Sheet flow and vortex ripples*, J. of Turbulence, 9, 1-32.

Silva P. A., Abreu T., Michallet H., Hurther D., Sancho F. (2009), *Sheet flow layer structure under oscillatory flow*, River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, Santa Fe, Argentina, 21- 25 Sep. 2009.

Turner I. L., Masselink G. (1998), *Swash infiltration-exfiltration and sediment transport*, J. Geophys. Res., 103, 30,813-30,824.

Annexe E

Processus de mobilisation des sédiments en zone de déferlement : expériences de laboratoire en similitude.

Processus de mobilisation des sédiments en zone de déferlement : expériences de laboratoire en similitude.

C. Berni[a], H. Michallet[a], E. Barthélemy[a]

a. *Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, UMR 5519, UJF, Grenoble INP, CNRS, BP 53, 38041 GRENOBLE CEDEX*

Résumé :

En zone de déferlement, le transport sédimentaire a principalement lieu proche du fond dans une couche dite de sheet-flow. *Des expériences en canal à houle sur fond mobile sont présentées, utilisant du sédiment léger afin d'étudier l'influence de l'accélération de l'écoulement et des gradients de pression sur le transport. Le climat de houle choisi pour cette étude est constitué de la succession de 2 groupes de vagues bichromatiques. Le profil de plage à l'équilibre résultant est une plage barrée avec une longue zone de déferlement. Des mesures de concentrations, de vitesse et de pression sont réalisées. Le flux sédimentaire est directement calculé comme le produit de la concentration et de la vitesse instantanées. Le flux sédimentaire est plus important sous les crêtes que sous les creux. C'est une conséquence de la forme des vagues en zone de déferlement, avec une forte asymétrie,* i.e. *des accélérations très importantes lors du passage du front de la vague. Le transport sédimentaire total, calculé comme la moyenne temporelle de l'intégrale du flux sur la verticale est très faible, conformément à la situation de profil de plage à l'équilibre.*

Abstract :

In the surf zone, most of the sediment transport occurs close to the bed as sheet flow. Laboratory experiments were designed to reproduce natural beach dynamics with a beach of lightweight sediment. The wave climate for this experiment involved a succession of two groups of waves of period 2.5 and 3 s. The resulting equilibrium profile is a barred beach with a long surf zone. Near bed sediment concentration, pressure and velocity measurements were performed. The sediment flux was computed as the product of the instantaneous velocity and concentration. It is larger under the wave crests than the wave troughs. This results from the strong acceleration at the wave front related to a large wave asymmetry typical of surf zone waves. The vertically integrated net sediment flux over the whole sequence is very weak, which is consistent for a nearly equilibrium beach profile.

Mots clefs : sheet-flow, transport sédimentaire, asymétrie

1 Introduction

Afin de prédire l'évolution d'un profil de plage pour différents sites et différents climats de houle, plusieurs modèles de transport sédimentaire ont été développés. Le transport sédimentaire perpendiculaire au trait de côte reste malgré tout difficile à prédire. C'est en partie dû au nombreux processus mis en jeu dans la déstabilisation du lit. La plupart des modèles existant sont basés sur une formule empirique de type Meyer-Peter et Müller [13]. Dans ces formules, la contrainte du fluide sur le sédiment est généralement estimée à partir de la vitesse horizontale hors de la couche limite [1]. Cependant, pour des vagues asymétriques, tant en vitesse — *i.e.* avec des creux long mais avec des vitesses plus faibles que les crêtes — qu'en accélération — *i.e.* en dent de scie — la contrainte effective qui s'exerce sur le lit ne peut être déduite uniquement à partir de cette vitesse. Une méthode [17] pour calculer le facteur de frottement pour des vagues asymétriques, *i.e.* une relation entre la vitesse horizontale hors de la

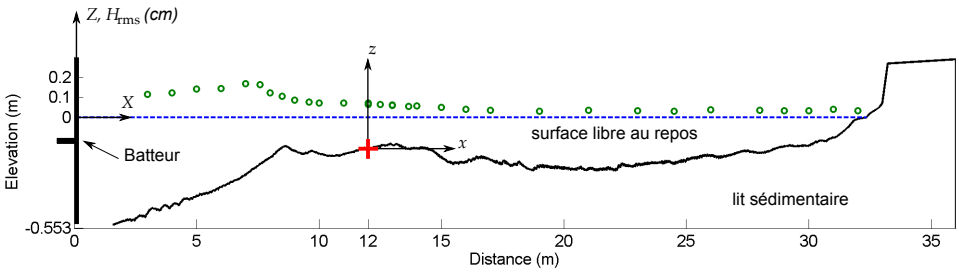


FIGURE 1 – Schéma du canal à houle, position du point de mesure (+) sur le profil de plage (-) et variations de la hauteur quadratique des vagues. La profondeur d'eau locale au point de mesure est de 14 cm.

couche limite et la contrainte au fond, a été proposée, mais cette méthode suppose que ce facteur est constant sur toute la durée de la vague.

Pourtant, l'accélération joue un rôle dans la déstabilisation du lit, et l'asymétrie en accélération n'est pas prise en compte dans de telles formules. L'accélération de l'écoulement se traduit par un gradient de pression horizontal qui s'exerce sur les grains, et nécessite d'être pris en compte [5]. D'autre part, la concentration en sédiment dans la colonne d'eau ne répond pas instantanément à la sollicitation des vagues. Du sédiment mobilisé sous les crêtes peut être transporté dans le creux des vagues. Ainsi, des vagues asymétriques en vitesse peuvent transporter du sédiment au large, mais une asymétrie en accélération peu inverser cette tendance et le transport peut s'effectuer vers la côte [8].

Certains modèles prennent en compte les effets d'accélération [13] ou de retard [4, 9, 16], mais il est encore difficile de prédire avec précision ces effets et leurs interactions. La communauté scientifique ne dispose que de peu de données à ce jour dans la couche limite que ce soit sur le terrain ou dans un modèle physique conservant les nombres de Rouse et de Shields. Ces données sont nécessaires afin d'améliorer la compréhension des processus et la prédiction du transport sédimentaire.

Nous présentons dans cet article des mesures en laboratoire au travers de l'interface lit/fluide. Des mesures de concentration et de vitesses proches du lit sont primordiales afin de quantifier directement ces processus et de mieux comprendre la dynamique de la couche limite et son interaction avec les sédiments. Les expériences en laboratoires se sont déroulées dans le canal à houle du LEGI de 36 m de long, sur une plage mobile de sédiment léger afin de conserver les nombres adimensionnels de Rouse et Shields propres au transport par charriage et en suspension. On reproduit ainsi les processus de déstabilisation dans un environnement contrôlé. La répétition d'une séquence courte sur un profil de plage à l'équilibre permet de calculer des moyennes d'ensemble et d'obtenir des estimations robustes des vitesses, des pressions et des concentrations.

2 Méthodes

2.1 Le canal à houle

Les expériences présentées ont été réalisées dans un canal à houle de 36 m de long et 55 cm de large équipé d'un batteur de type "piston" (Fig. 1). Ce modèle physique de plage est à échelle 1:10 en longueur et 1:3 en temps. La plage est constituée d'un sédiment plastique de densité $\rho = 1190$ g.L^{-1} et de diamètre médian $d_{50} = 0.6$ mm. Ce sédiment particulier a été sélectionné afin de conserver les nombres de Shields et de Rouse et ainsi bien reproduire la dynamique des plages sous la houle [6]. Ceci permet en particulier de retrouver un régime dit de *sheet-flow*, pour lequel le transport s'effectue majoritairement dans une fine couche mobile fortement concentrée.

La hauteur d'eau au batteur est de 55.3 cm. Le sédiment couvre le fond du canal de $X = 1.6$ m à 36 m. Le profil de plage résulte de l'équilibre de la plage sous un climat de houle constant. Le choix du climat de houle se base sur les travaux de Grasso et Prel [6, 7, 15]. Il est composé de la succession

de 2 groupes de vagues bichromatiques de fréquences (0.378 Hz, 0.422 Hz) et (0.315 Hz, 0.352 Hz) séparés par un repos de 2 s. Les périodes de la porteuse sont respectivement de 2.5 s et 3 s. La hauteur significative des vagues est de 0.16 m pour les 2 groupes. Cette séquence de 53 s est répétée en boucle à volonté.

Le profil d'équilibre résultant de cette séquence est présenté sur la figure 1. L'analyse des mesures de l'élévation de la surface libre montre que la zone des brisants se situe entre $X = 8$ et 10 m, sur la barre. La zone de déferlement s'étend de $X = 10$ à 15 m. Cette étude porte sur la zone de déferlement, les mesures sont effectuées en $X = 12$ m, sauf mention contraire.

2.2 Les techniques de mesure

Plusieurs instruments ont été déployés pour cette expérience.

Un velocimètre acoustique (ADVP : *Acoustic Doppler Velocity Profiler*) mesure les 2 composantes de la vitesse instantanée (la composante *cross-shore* sera notée u et verticale w) tous les 3 mm sur un profil vertical. Les vitesses en chaque point du profil sont déduites de l'analyse des fréquences Doppler moyennées sur 32 tirs consécutifs (= trains d'onde ultrasonores de 4 μs) [10, 11]. La fréquence de répétition des tirs est de 1600Hz, ce qui conduit a une résolution de 0,02 s.

Deux capteurs de pression sont disposés horizontalement au niveau de l'interface, distants de 3 10^{-2} m, centrés en $X = 13$ m. Ceci permet une estimation du gradient de pression horizontal par $\partial P/\partial x = (P(X+dX)-P(X))/dX$ où $P(X)$ est la mesure de pression convertie en hauteur d'eau en X et $dX =$ 3 10^{-2} m. L'erreur sur la mesure instantanée de pression est estimée à 3 10^{-4} m (pression convertie en hauteur d'eau). La répétition d'une même séquence de vague permet par une moyenne d'ensemble, de réduire cette erreur.

Huit capteurs optiques sont disposés verticalement de part et d'autre de l'interface sol-eau. Chaque capteur optique est constitué de deux fibres optiques, l'une émettrice et l'autre réceptrice. L'analyse de la lumière retrodiffusée par les sédiments permet de caractériser la stabilité du lit et la concentration à haute fréquence (environ 50 Hz) sur un petit volume de mesure de quelques mm^3 [2]. La distinction entre substrat mobile et substrat stable se fait grâce aux fluctuations du signal : des variations importantes du signal optique indiquent que le sédiment est mobile. Elles sont quantifiées en moyenne de phase (ou d'ensemble) selon la formule suivante :

$$F(z) = \frac{\left\langle \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} \mathrm{abs}\left(\frac{\partial S_n(z,t)}{\partial t}\right)\right\rangle}{\left\langle \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} S_n(z,t)\right\rangle} \tag{1}$$

où N est le nombre de séquence considéré et S_n le signal durant la séquence n. Le dénominateur est la moyenne de phase du signal. Le lit est considéré comme étant immobile lorsque $F < 0.05$ s^{-1}. La concentration est obtenue à partir de la moyenne de phase du signal selon une courbe d'étalonnage déterminée au préalable dans une suspension de concentration connue que l'on suppose homogène. L'erreur sur la concentration obtenue est estimée à 30%. Le capteur est très sensible à l'arrangement des grains devant les fibres émettrice et réceptrice. Ainsi, la valeur de concentration n'a de sens que si le milieu bouge suffisament, *i.e.* si $F > 0.05$ s^{-1}. Des détails sur les mesures de concentration sont présentés dans Berni *et al.*, 2011 [3].

Une sonde capacitive mesure les déplacements de la surface libre. La fréquence d'acquisition est de 50 Hz pour tous les capteurs. Les moyennes de phase présentées sont calculées sur 30 séquences au moins.

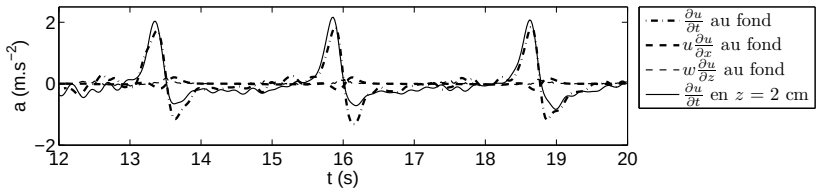


FIGURE 2 – Les trois termes de l'accélération lagrangienne du fluide au niveau du lit en X =12m ; Accélération 2.0 cm au dessus du lit.

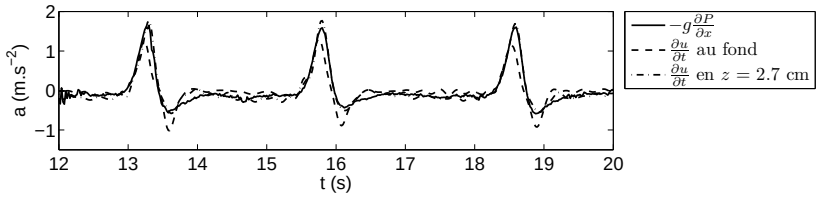


FIGURE 3 – Gradient de pression et accélération de l'écoulement au fond et 2.7 cm au dessus du fond en X =13 m.

3 Résultats

3.1 Gradient horizontal de pression

Des mesures de vitesses horizontales et verticales sur 3 profils verticaux éloignés d'une douzaine de centimètres sont obtenues. On en déduit, de la même manière que pour le gradient de pression, l'accélération lagrangienne du fluide :

$$\frac{\mathrm{D}u}{\mathrm{D}t} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} \tag{2}$$

Les trois termes de cette accélération, calculés au niveau du lit, sont représentés figure 2. On remarque que les termes de convection ne représentent qu'un dixième de l'accélération. En effet, les vitesses verticales au fond sont très faibles et la longueur d'onde importante. L'accélération hors de la couche limite est elle aussi représentée sur la figure 2. L'écart entre l'accélération hors couche limite et l'accélération au fond est plus important que la correction des termes de convection. Nous les considérerons négligeables dans la suite de la discussion.

Par ailleurs, des mesures de pression sont obtenues pour 60 séquences, au niveau de l'interface sol/eau, à deux positions X différentes. On en déduit le gradient de pression horizontal comme mentionné plus haut. Il est représenté sur la figure 3. L'accélération de l'écoulement en deux altitudes différentes en cette même abscisse du canal est superposée sur cette même figure.

L'équation de Navier Stokes pour les composantes moyennes et orbitales dans la direction de propagation des vagues donne en toute altitude [12] :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -g\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial z} \tag{3}$$

où τ est la contrainte, z l'axe vertical orienté vers le haut et d'origine le lit au repos.

Nous avons vu que les termes de convection étaient négligeables. Nous avons pu vérifier d'autre part que le gradient horizontal de pression ne varie que très peu sur la verticale. Ainsi, le gradient de pression proche du lit est similaire à celui hors de la couche limite. Mais hors de la couche limite, la contrainte de cisaillement est plus faible et le gradient de pression s'approche de l'accélération [12]. C'est ce que l'on vérifie sur la figure 3. Le gradient de pression au niveau du lit est plus proche de l'accélération hors de la couche limite que de celle mesurée au fond. C'est pourquoi, il est légitime de considérer

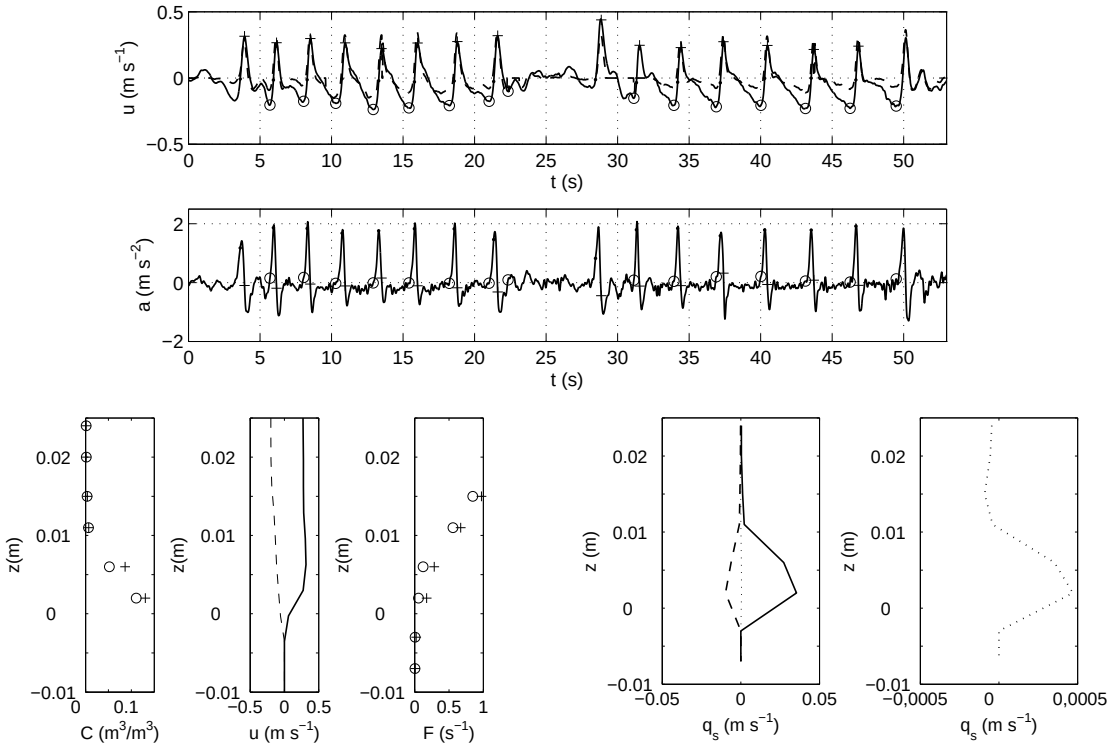


FIGURE 4 – En haut, vitesse u horizontale hors de la couche limite (trait plein) en $z = 2.3$ cm et 3mm au dessus du fond (tiretés); en dessous, accélération $a = \frac{\partial u}{\partial t}$ de l'écoulement en cette même altitude; en bas, de gauche à droite, profils verticaux : de concentration moyenne C, de vitesse u, des fluctuations F, et du flux sédimentaire q_s lors des crêtes (+, trait plein) et lors des creux (o, tiretés) ; sur les 2 figures en bas à droite, figure en pointillés le profil vertical du transport sédimentaire moyenné sur toute la séquence.

l'accélération hors de la couche limite comme représentative du gradient de pression horizontal au niveau du lit. Il s'agit maintenant de considérer l'impact des effets d'accélération, donc du gradient de pression horizontal, sur le transport sédimentaire.

3.2 Transport de sédiment

Nous avons obtenu en $X = 12$ m des mesures de concentration et de vitesse colocalisées qui vont nous permettre d'évaluer le flux sédimentaire. Les résultats sont présentés figure 4.

Les vitesses horizontales hors de la couche limite et 3 mm au dessus du fond sont représentées sur le graphe du haut. Les crêtes et les creux des vagues sont marqués respectivement d'une croix et d'un cercle. La figure suivante présente l'accélération de l'écoulement hors de la couche limite. L'accélération qui précède les crêtes est nettement plus forte que celle qui précède les creux. Les profils de concentration, de vitesse, de fluctuations et de transport sédimentaire moyens durant ces 15 creux et crêtes sont représentés sur les figures du bas. Le gradient vertical de concentration est plus faible au niveau du lit dans les crêtes que dans les creux, et les fluctuations plus grandes. Ceci indiquerait que la *sheet-flow* est plus épaisse sous les crêtes [14]. C'est en accord avec les vitesses horizontales proches du fond plus grandes dans les crêtes. Cependant, en haut de la colonne d'eau, la moyenne des vitesses horizontales dans les crêtes et les creux est similaire. Seule la différence de forme du profil peut expliquer ce comportement différent qui mène à un transport sédimentaire plus important dans les crêtes que dans les creux. C'est une conséquence des fortes accélérations lors du front de la vague. Finalement, le calcul de la contrainte uniquement à partir de la vitesse hors de la couche limite ne suffit pas à expliquer la différence de transport dans les crêtes et les creux, mais une correction *via* l'accélération pourrait

pallier au manque d'information dans la couche limite.

Le transport sédimentaire qui résulte de la séquence complète figure en pointillés sur les 2 figures les plus à droite. Il est deux ordres de grandeur plus faible que le transport sous les crêtes ou sous les creux. En effet, le transport est plus faible au maximum des creux qu'au maximum des crêtes mais ces dernières sont plus courtes. Il est dirigé vers la plage dans la couche de *sheet-flow* proche du fond, et vers le large plus haut dans la colonne d'eau. Le transport sédimentaire résultant, intégré sur la verticale, est de 3 10^{-6} m^2s^{-1}. Ce flux est très faible, en accord avec une situation d'équilibre du profil [6].

4 Conclusions

Nous avons pu, grâce à des mesures de pression, de concentration et de vitesse, évaluer l'importance des effets de l'accélération sur le transport sédimentaire. L'effet de l'accélération rend compte du gradient de pression horizontal qui s'exerce sur le lit. Celui-ci est mieux représenté par l'accélération hors de la couche limite que l'accélération proche du lit. Ceci est dû au fait que les termes de contrainte de l'équation de Navier Stokes sont très faibles hors de la couche limite. On vérifie que les fronts raides des vagues en zone de déferlement mènent à un transport plus important dans les crêtes que dans les creux, même si les vitesses horizontales hors de la couche limite sont similaires. Ainsi, la prise en compte de l'accélération hors de la couche limite dans les modèles peut pallier, dans une certaine mesure, au manque d'information dans la couche limite.

Références

[1] Austin, M., Masselink, G., O'Hare, T., and Russell, P. (2009) Onshore sediment transport on a sandy beach under varied wave conditions: Flow velocity skewness, wave asymmetry or bed ventilation? *Marine Geology*, **259**, 86–101.

[2] Berni, C., Mignot, E., Michallet, H., Dalla-Costa, C., Grasso, F., and Lagauzère, M. (2009) Diversity of bed evolution at wave and tidal scales on truc-vert beach. *J. Coast. Res.*, **SI 56**, 1726–1730.

[3] Berni, C., Michallet, H., and Barthélemy E. (2011) Local processes of bed destabilization in the surf zone. *J. Coast. Res.*, **SI 64**, in press.

[4] Dohmen-Janssen, C. M. and Hanes, D. M. (2002) Sheet flow dynamics under monochromatic non breaking waves. *J. Geophys. Res.*, **107**, C10, 3149.

[5] Foster, D. L., Bowen, A. J., Holman, R. A., and Natoo, P. (2006) Field evidence of pressure gradient induced incipient motion. *J. Geophys. Res.*, **111**, C05004.

[6] Grasso, F., Michallet, H., Barthélemy, E., and Certain, R. (2009) Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology : Transients and equilibrium states. *J. Geophys. Res.*, **114**, C09001.

[7] Grasso, F., Michallet, H., and Barthélemy, E. (2011) Experimental simulation of shoreface nourishments under storm events: A morphological, hydrodynamic, and sediment grain size analysis. *Coast. Eng.,* doi:10.1016/j.coastaleng.2010.09.007, **58**, 184–193.

[8] Grasso, F., Michallet, H., and Barthélemy, E. (in press) Sediment transport associated with morphological beach changes forced by irregular asymmetric-skewed waves. *J. Geophys. Res.,* doi:10.1029/2010JC006550.

[9] Hsu, T.-J. and Hanes, D. M. (2004) Effects of wave shape on sheet flow sediment transport. *J. Geophys. Res.,* **109**, C05025.

[10] Hurther, D. and Lemmin, U. (2001) A correction method for turbulence measurements with a 3D acoustic Doppler velocity profiler. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 446–458.

[11] Mignot, E., Hurther, D., Chassagneux, F.-X., and Barnoud, J.-M. (2009) A field study of the ripple vortex shedding process in the shoaling zone of a macro-tidal sandy beach. *J. Coast. Res.*, **SI 56**, 1776–1780.

[12] Nielsen, P. (1992) *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*. World Scientific.

[13] Nielsen, P. (2006) Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming. *Coast. Eng.*, **53**, 749–758.

[14] O'Donoghue, T. and Wright, S. (2004) Concentrations in oscillatory sheet flow for well sorted and graded sands. *Coastal engineering*, **50**, 117–138.

[15] Prel, P., Michallet, H., and Barthélemy, E. (in press) Flume experiments on wave non-linear interactions effects on beach morphodynamics. *J. Coast. Res.*, **SI 64**.

[16] Ribberink, J. S., van der Werf, J. J., Donoghue, T. O., and Hassan, W. N. M. (2008) Sand motion induced by oscillatory flows: Sheet flow and vortex ripples. *J. of Turbulence*, **9**, 1–32.

[17] Wilson, K., Andersen, J., and Shaw, J. (1995) Effects of wave asymmetry on sheet flow. *Coastal Engineering*, **25**, 191–204.

Annexe F

Coefficients de calibration

F.1 Coefficients de calibration des capteurs optiques

Pour chaque ensemble de 4 capteurs, on détermine à partir de l'étalonnage en cuve à hélices, deux polynômes donnant la concentration C en g.L^{-1} en fonction du signal S en V pour chaque type de récepteur :

$$C = a_J^{R,T} S^3 + b_J^{R,T} S^2 + c_J^{R,T} S + d_J^{R,T} \tag{F.1}$$

Les coefficients des 4 ensembles de 4 capteurs sont résumés dans le tableau F.1

	a^R	b^R	c^R	d^R	a^T	b^T	c^T	d^T
Ensemble 1	276.4	34.5	416.4	-8.3	109.2	-75.8	168.0	0.7
Ensemble 2	531.8	-606.6	637.7	-63.6	23.0	-8.9	125.9	1.9
Ensemble 3	66.7	15.6	243.2	-2.8	28.4	-32.7	128.0	0.9
Ensemble 4	339.8	-183.4	401.3	-13.9	19.3	-13.0	109.8	0.7

Tableau F.1 – Coefficients des polynômes de calibration des 4 ensembles de 4 capteurs.

Pour chaque récepteur R, on détermine un coefficient α comme défini paragraphe 3.3.2. Le récepteur 5 de l'ensemble 1 ne fonctionne pas.

récepteur	1	3	5	7
Ensemble 1	1.1	0.9	-	0.7
Ensemble 2	0.7	1.1	0.9	0.9
Ensemble 3	1.1	1.0	1.0	0.7
Ensemble 4	0.9	1.0	1.2	0.8

Tableau F.2 – Coefficients α pour les récepteurs R.

F.2 Coefficients de calibration des capteurs de pression STS

Les capteurs de pression ont été étalonnés dans le canal à houle à l'aide d'un limnimètre. La tension à leurs bornes est linéaire en la hauteur d'eau.

$$h(\mathrm{cm}) = a_p S_p(\mathrm{V}) + b_p \tag{F.2}$$

Le tableau F.3 résume les coefficients de calibration pour l'étalonnage réalisé dans le canal le 6 Avril 2011.

capteur	1	3	5	7
a_p	10.18	10.19	10.19	10.18
b_p	-13.32	-2.2	-0.92	-2.71

Tableau F.3 – Coefficients d'étalonnage des capteurs de pression.

Annexe G

Configurations de l'ADVP

G.1 Choix de la configuration

La première version de l'ADVP est configurée grâce au programme LabVIEW `commande_sonar.vi`. Plusieurs paramètres sont à configurer :

- la période d'émission $1/f_0$,
- la période du tir $1/PRF$: définit la résolution temporelle finale,
- la durée de l'émission τ_e,
- le nombre de répétition d'un tir,
- les émetteurs actifs,
- la carte d'acquisition active,
- la largeur de porte (définit la résolution spatiale) τ_p,
- le délai à l'origine de la première porte τ_0,
- le nombre de portes *nbp* : définit la profondeur sur laquelle on effectue les mesures,
- le délai de l'origine de l'émission #0 à #5,
- le contrôle du codage de phase aléatoire.

Plusieurs précautions sont à prendre pour choisir ces paramètres de configuration. Le signal émis et chaque porte doivent comprendre au moins 4 périodes pour le calcul de la vitesse, il faut donc vérifier :

$$\tau_e \geq 4 \times \frac{1}{f_0} \tag{G.1}$$

$$\text{et } \tau_p \geq 4 \times \frac{1}{f_0}\,. \tag{G.2}$$

Les tirs ne doivent pas se superposer :

$$nbp \times \tau_p + \tau_0 + 50\mu\text{s} \leq \frac{1}{PRF} \tag{G.3}$$

Ce programme de configuration de l'ADVP ajoute automatiquement 50 μs au retard à la première porte, ainsi, τ_0 + 50 μs est le retard effectif à la première porte.

Par défaut, le plus sûr est d'activer les quatre émetteurs et les quatre carte d'acquisition (1111). Le contrôle de phase aléatoire doit être mis à zéro.

G.2 Configurations utilisées dans le canal

Dans le canal à houle, dans le cadre de cette thèse, 3 confgurations ont principalement été utilisées :

- `c40p1MHz_d20_4us` (notée c1 dans le tableau)
- `c40p700kHz_d20_6us` (c2)
- `c40p800kHz_d20_5us` (c3)

Les paramètres de ces trois configurations sont donnés dans le tableau G.1.

configuration	c1	c2	c3
$1/f_0(ns)$	1000	1200	1400
$1/PRF$ (μs)	625	625	625
τ_e (μs)	4	5	6
nombre de répétitions d'un tir	1	1	1
émetteurs actifs	1111	1111	1111
carte d'acquisition I-Q actives	1	1	1
τ_p (μs)	4	5	6
τ_0 (μs)	20	20	20
nombre de portes	40	40	40
délai de l'origine de l'émission #0 à #5	0	0	0
contrôle du codage de phase aléatoire	0	0	0

Tableau G.1 – Configurations de l'ADVP pour les expériences en canal

Annexe H

Théorie de la houle linéaire

La théorie de la houle linéaire décrit le comportement d'un fluide parfait soumis à une onde de surface sinusoïdale. Ce modèle est détaillé entre autre par Dingemans [1997] ou Fredsøe et Deigaard [1992], nous ne présenterons dans cette annexe que les principaux résultats utiles à la compréhension de cette thèse.

La géométrie du problème est présentée figure H.1

Les hypothèses sous-jacentes à cette théorie sont les suivantes :

- le fluide est parfait et incompressible,
- l'écoulement est irrotationnel,
- la tension superficielle est négligée,
- la pression au dessus de la colonne d'eau est constante, égale à la pression atmosphérique P_0,
- la houle ne se propage que dans une seule direction,
- cette perturbation de la surface libre est de faible amplitude et les termes du second ordre peuvent être négligés,
- la seule force considérée est le poids.

Un écoulement parfait irrotationnel peut être décrit par un potentiel Φ. L'incompressibilité du fluide impose, sous les hypothèse énumérées ci-dessus, l'équation suivante :

$$\Phi_{xx} + \Phi_{zz} = 0 \tag{H.1}$$

où

$$\Phi_{xx} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}\,. \tag{H.2}$$

L'équation de la dynamique s'écrit :

$$\Phi_t + \frac{1}{2}\left({\Phi_x}^2 + {\Phi_z}^2\right) + \frac{p}{\rho} + gz = 0\,, \tag{H.3}$$

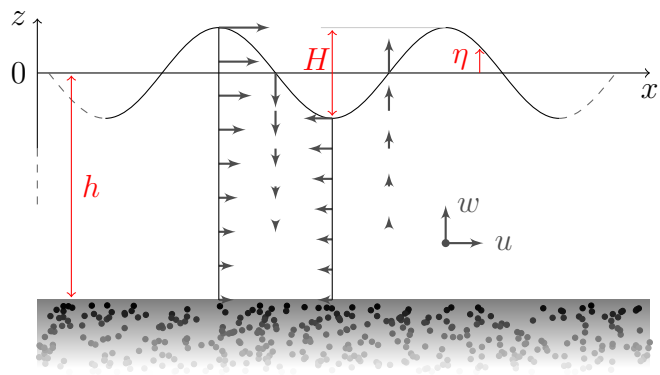


Figure H.1 – Schéma descriptif.

en particulier au niveau de la surface libre où la pression P est égale à la pression atmosphérique $P_{atm} = 0$, on a :

$$\Phi_t + \frac{1}{2}\left({\Phi_x}^2 + {\Phi_z}^2\right) + gz = 0, \quad \text{en } z = \eta \tag{H.4}$$

Cette équation constitue une première condition aux limites, les suivantes sont :

- pas d'écoulement à travers le lit : $w = \phi_z = 0$ en $z = -h$,
- une particule fluide à la surface libre y reste au cours du temps : $w = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u\frac{\partial \eta}{\partial x}$ en $z = \eta$,

Ce système d'équations est ensuite linéarisé sous l'hypothèse $H << L$, où H est la hauteur des vagues et L la longueur d'onde. Le système suivant est obtenu :

$$\Phi_t + g\eta = 0 \qquad \text{en } z = 0\,, \tag{H.5}$$

$$\Phi_z = \frac{\partial \eta}{\partial t} \qquad \text{en } z = 0\,, \tag{H.6}$$

$$\Phi_z = 0, \qquad \text{en } z = -h\,. \tag{H.7}$$

Une onde progressive solution de ce système est :

$$\Phi = -\frac{Hw}{2k}\frac{\cosh(k(z+h))}{\sinh(kh)}\sin(\omega t - kx) \tag{H.8}$$

où ω et k vérifient la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = gk\tanh(kh)\,. \tag{H.9}$$

Les différentes grandeur du problème s'écrivent alors :

$$\eta = \frac{H}{2}\cos(\omega t - kx) \tag{H.10}$$

$$u = \Phi_x = \frac{\pi H}{T}\,\frac{\cosh(k(z+h))}{\sinh(kh)}\,\cos(\omega t - kx) \tag{H.11}$$

$$= \frac{gkH}{2\omega}\,\frac{\cosh(k(z+h))}{\cosh(kh)}\,\cos(\omega t - kx) \tag{H.12}$$

$$w = \Phi_z = -\frac{\pi H}{T}\,\frac{\sinh(k(z+h))}{\sinh(kh)}\,\sin(\omega t - kx) \tag{H.13}$$

$$= -\frac{gkH}{2\omega}\,\frac{\sinh(k(z+h))}{\cosh(kh)}\,\sin(\omega t - kx) \tag{H.14}$$

$$\frac{p}{\rho} = -gz - \Phi_t \tag{H.15}$$

$$= \text{Pression hydrostatique } + \text{ surpression } p^+ \tag{H.16}$$

$$\frac{p^+}{\rho} = -\Phi_t = g\frac{H}{2}\,\frac{\cosh(k(z+h))}{\cosh(kh)}\,\cos(\omega t - kx) \tag{H.17}$$

Énergie associée à la houle : calcul dans le cas de la houle linéaire

Une énergie mécanique moyenne sur une période peut être associée à la houle. Elle est la somme d'une énergie potentielle et d'une énergie cinétique.

L'énergie potentielle associée à la houle résulte du fait que de l'eau est « montée » au dessus du niveau moyen (Figure H.2). Cette énergie peut se calculer comme [Sumer et Fredsøe, 2006] :

$$E_p = \lim_{\Lambda\to\infty}\,\frac{1}{\Lambda}\int_0^{\Lambda}(\rho g\eta dx)\frac{\eta}{2} \tag{H.18}$$

$$= \frac{1}{2}\,\rho g\,\lim_{T\to\infty}\,\frac{1}{T}\int_0^{T}(\eta^2 dt) \tag{H.19}$$

$$= \frac{1}{2}\,\rho g\,{\sigma_\eta}^2 \tag{H.20}$$

Pour la houle sinusoïdale décrite ci-dessus,

$$\sigma_\eta = \frac{1}{T}\int_0^{T}\frac{H^2}{4}cos^2(\omega t)\mathrm{d}t = \frac{1}{8}H^2 \tag{H.21}$$

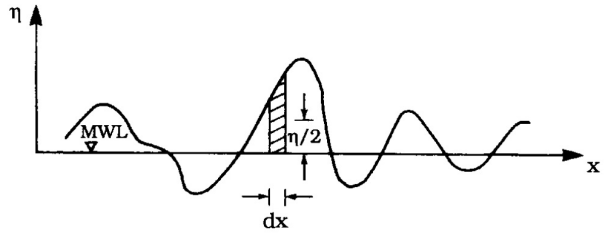


Figure H.2 – Énergie potentielle de la houle. L'énergie potentielle d'une colonne d'eau de hauteur η est $(\rho g \eta dx)\eta/2$. Figure issue de Sumer et Fredsøe [2006].

et l'énergie potentielle de la houle s'écrit

$$E_p = \frac{1}{2}\,\rho g\,\left(\frac{1}{8}H^2\right) = \frac{1}{16}\,\rho g H^2 \tag{H.22}$$

en terme de hauteur de vague H.

L'énergie cinétique se calcule comme :

$$E_c = \lim_{\Lambda\to\infty}\,\frac{1}{\Lambda}\int_0^{\Lambda}\int_0^{\eta}\frac{1}{2}\,\rho\,(u^2+w^2)\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}x \tag{H.23}$$

Dans le cas particulier de la théorie de la houle linéaire :

$$\begin{aligned}
E_c &= \frac{1}{T}\int_0^{T}\int_0^{\eta}\frac{1}{2}\,\rho\,\left(\frac{gkH}{2\omega}\right)^2\left(\frac{\cosh^2(k(z+h))}{\cosh^2(kh)}\,\cos^2(\omega t-kx)\right.\\
&\quad\left.+\,\frac{\sinh^2(k(z+h))}{\cosh^2(kh)}\,\sin^2(\omega t-kx)\right)\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}x && \text{(H.24)}\\
&\approx \frac{1}{4}\,\rho\left(\frac{gkH}{2\omega}\right)^2\int_{-h}^{0}\left(\frac{\cosh^2(k(z+h))}{\cosh^2(kh)}+\frac{\sinh^2(k(z+h))}{\cosh^2(kh)}\right) && \text{(H.25)}\\
&\;\;\vdots && \text{(H.26)}\\
&\approx \frac{1}{16}\,\rho g H^2\,. && \text{(H.27)}
\end{aligned}$$

Finalement, conformément au principe d'équipartition de l'énergie, l'énergie potentielle et l'énergie cinétique sont égales, et l'énergie moyenne sur une période de la houle s'écrit :

$$\overline{E} = E_p + E_c = \frac{1}{8}\rho g H^2 \tag{H.28}$$

Annexe I

Expériences en canal : tableaux récapitulatifs

I.1 Tableau Récapitulatif des expériences dans le canal du LEGI

Date	Fichier vagues	FO	ADVP	Climat												Durée	levé de fond qui suit
			Sondes capacitives	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12		
			Positions X(m)	2	4	5.65	7	8.5	10	11.65	13	15	17	19	21		
06/09/2010	w2133			signal2p5s135mm				Jonswap		$T_p = 2.5$s		$H_s = 135$mm				203.5 min	fond2195-2196
07/09/2010	w2134			signal2p5s135mm				Jonswap		$T_p = 2.5$s		$H_s = 135$mm				4h03'49"	fond2197-2198
08/09/2010	w2135			signal3s160mm				Jonswap		$T_p = 3$s		$H_s = 160$mm				9h18'29"	fond2199-2200
09/09/2010	w2136			signal3s160mm				Jonswap		$T_p = 3$s		$H_s = 160$mm				9h18'29"	fond2201-2202
10/09/2010	w2137		bi1	bichrom_3s_160mm_9vag_50paquets												700 séquences	fond2203-2204
13/09/2010	w2138			bichrom_3s_160mm_9vag_50paquets												900 séquences	fond2205-2206
14/09/2010	w2139		bi2-4	bichrom_3s_160mm_9vag_50paquets												800 séquences	fond2207-2208
15/09/2010	w2140		bi5-7	bichrom_3s_160mm_9vag_50paquets												900 séquences	fond2209
16/09/2010	w2141			erreur													
16/09/2010	w2142			bichrom_2p5s_160mm_9vag_60paquets												720 séquences	fond2210
17/09/2010	w2143	fo1-3		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets												400 séquences	fond2211
20/09/2010	w2144	fo4		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets												600 séquences	fond2212
21/09/2010	w2145	fo6		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets								erreur niveau				50 séquences	
21/09/2010	w2146	fo7-8	bi8-9	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets												450 séquences	fond2213
22/09/2010	w2148	fo10		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets												550 séquences	fond2214
23/09/2010	w2149	fo11		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets												500 séquences	fond2215
24/09/2010	w2150	fo12		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets												550 séquences	fond2216

Sondes capacitives		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Positions X(m)	avant	2	4	5.65	7	8.5	10	11.65	13	15	17	19	21
	après	3	6	9	11	12	12.5	13	14	16	21	26	31

Date	vagues	FO	ADVP	Climat	Durée	levé de fond
28/09/2010	w2152	fo14		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	250 séquences	fond2217
29/09/2010	w2153	fo15		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets coupure élec	125 séquences	fond2218
06/10/2010	w2154	fo16	bi11-13	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	200 séquences	
07/10/2010	w2156	fo17-18	bi14-15	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	100 séquences	
11/10/2010	w2157			bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	50 séquences	fond2219
13/10/2010	w2158	fo19		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	100 séquences	fond2220
20/10/2010	w2159	fo2159	bi2159_1-14	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets	420 séquences	fond2221
31/10/2010	w2160	fo2160	bi2160_1-2	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets	50 séquences	
05/11/2010	w2161	fo2161	bi2161_1	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets	30 séquences	
			bi2161_2-13	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	360 séquences	fond2222
17/11/2010	w2162	fo2162		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	30 séquences	
18/11/2010	w2163	fo2163		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets	30 séquences	
30/11/2010	w2164	fo2164		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	60 séquences	fond2223
01/12/2010	w2165	fo2165	bi2165_1-6	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	180 séquences	
09/12/2010	w2166	fo2166	bi2166_1-7	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	210 séquences	
Sonde capacitive 2 déplacée de X=6 à 7m						
17/12/2010	w2167	fo2167	bi2167_2	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	30 séquences	
	w2168	fo2168	bi2168_1	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	30 séquences	fond2224

Sondes capacitives		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Positions X(m)	avant	3	7	9	11	12	12.5	13	14	16	21	26	31
	après	4	7	8	10	12	12.5	13	15	17	23	28	30

03/01/2011	w2169	fo2169	bi2169_1-2	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	60 séquences	
04/01/2011	w2170	fo2170	bi2170_1-6	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	150 séquences	

Date	vagues	FO	ADVP	Climat	Durée	levé de fond
		Sondes capacitives		1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12		
		Positions X(m)	avant	4 7 8 10 12 12.5 13 15 17 23 28 30		
			après	5 7.6 8.5 9.6 12 12.5 13 13.65 19 24.5 29 32		
13/01/2011	w2172	fo2172		bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	30 séquences	
	w2173			bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	60 séquences	
14/01/2011	w2174			bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	30 séquences	
17/01/2011	w2175			bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	30 séquences	
	w2176			bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	30 séquences	
21/01/2011	w2178	fo2178	bi2178_1-3	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	30 séquences	
25/01/2011	w2179	fo2179	bi2179_1-3	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_30paquets_10min	90 séquences	fond2225
03/02/2011	w2180	fo2180	bi2180_1-14	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	350 séquences	
		Sondes capacitives		1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12		
		Positions X(m)	avant	5 7.6 8.5 9.6 12 12.5 13 13.65 19 24.5 29 32		
			après	2 7.8 10.5 11.65 12 12.5 13 18 20 22 27 31		
04/02/2011	w2181	fo2181	bi2181_1-16	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	400 séquences	fond2226
11/02/2011	w2183	fo2183	bi2183_1-2	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	50 séquences	fond2227
14/02/2011	w2184	fo2184	bi2184_1-4	bichrom2_2p5s_3s_160mm_9vag_50paquets	100 séquences	
		Sondes capacitives		1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12		
		Positions X(m)	avant	2 7.8 10.5 11.65 12 12.5 13 18 20 22 27 31		
			après	2 6 8 10 12 13 14 16 19 22 26 31		
15/02/2011	w2185	fo2185	bi2185_1-2	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9vag_50paquets	50 séquences	fond2228
16/02/2011	w2186	fo2186	bi2186_1-8	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9vag_50paquets	300 séquences	fond2229
	w2187	fo2187	bi2187_1-2	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9vag_50paquets	100 séquences	
17/02/2011	w2188	fo2188	bi2188_1-5	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9vag_50paquets	250 séquences	fond2230
18/02/2011	w2189	fo2189	bi2189_1-11	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	300 séquences	fond2231

Date	vagues	FO	ADVP	Climat	Durée	levé de fond
	w2190	fo2190	bi2190_1-2	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	150 séquences	fond2232
21/02/2011	w2191	fo2191		bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	550 séquences	fond2233
22/02/2011	w2192	fo2192	bi2192_1-8	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	450 séquences	fond2234
23/02/2011	w2193	fo2193	bi2193_1-8	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	400 séquences	fond2235
28/02/2011	w2194	fo2194	bi2194_1	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	50 séquences	

Sondes capacitives		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Positions X(m)	avant	2	6	8	10	12	13	14	16	19	22	26	31
	après	4	9	11	12.3	12.6	13	13.3	13.65	17	20	24	30

02/03/2011	w2195	fo2195	bi2195_1-7	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	350 séquences	fond2236
03/03/2011	w2196	fo2196	bi2196_1-7	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	350 séquences	fond2237
04/03/2011	w2197	fo2197	bi2197_1-9	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	450 séquences	fond2238
07/03/2011	w2198	fo2198	bi2198_1-8	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	400 séquences	fond2239
08/03/2011	w2199		bi2199_1	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	50 séquences	

Sondes capacitives		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Positions X(m)	avant	4	9	11	12.3	12.6	13	13.3	13.65	17	20	24	30
	après	4	9	9.65	10.3	10.65	11	11.65	13	19	20	24	30

15/03/2011	w2200	fo2200	bi2200_1-2	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	100 séquences	fond2240
16/03/2011	w2201	fo2201	bi2201_1	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	50 séquences	
17/03/2011	w2202	fo2202	bi2202_1-4	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	150 séquences	fond2241
18/03/2011	w2203	fo2203	bi2203_1-2	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	100 séquences	
23/03/2011	w2204	fo2204	bi2204_1-4	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	100 séquences	
24/03/2011	w2205	fo2205		bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	100 séquences	fond2242
25/03/2011	w2206	fo2206		bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	50 séquences	
28/03/2011	w2207	fo2207		bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	50 séquences	
29/03/2011	w2208	fo2208		bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	50 séquences	fond2243

Date	vagues	FO	ADVP	Climat	Durée	levé de fond
31/03/2011	w2209	fo2209	bi2209_1-4	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	100 séquences	
	w2210	fo2210	bi2210_1-4	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	100 séquences	
01/04/2011	w2211	fo2211		bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	200 séquences	
04/04/2011	w2212	fo2212		bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	100 séquences	fond2244
05/04/2011	w2213	fo2213	bi2213_1-2	bichrom2_2s_2p5s_160mm_9et11vag_50paquets	100 séquences	fond2245

I.2 Tableau relatif aux mesures optiques – capteurs 3 et 4 avec plaque pour éviter l'affouillement local

Date	Fichier optiques	séquences	X(m)	position du haut de la plaque p/r à la SL	fibres au dessus du lit ou h_f (cm)	observations
09/12/2010	fo2166	1 à 210	12	-4.4	f56cIII	
17/12/2010	fo2167	1 à 30	12	-4.3	f56cIII	test reflet du fond
	fo2168	1 à 30	12	-4.5	f56cIII	
03/01/2010	fo2169	1 à 30	12	-4.0	f56cIII	
		31 à 60	12	-1.8	f34cIV	érosion locale de 2 cm sous le capteur
04/01/2010	fo2170	1 à 150	12	-2.7	f12cIV	
13/01/2010	fo2172	1 à 30	13	?	f12cIV	
20/01/2011	fo2173		13			test reflet du fond - pas de vagues
21/01/2011	fo2178	1 à 30	13	?	f78cIII	
25/01/2010	fo2179	1 à 90	13	-1.7	3.6	
03/02/2010	fo2180	1 à 350	13	-1.7	3.5	fin : $h_f = 3.8$ cm

Date	Fichier	séquences	X(m)	d_{hpf} (cm)	h_f (cm)	observations
	fo2181	1 à 400	13	-1.2	3.5	fin : $h_f = 4.4$ cm
	fo2182	1 à 100	13	-1.2		
	fo2183	1 à 50	13	-1.2		
14/02/2011	fo2184	1 à 100	13	-1.2	3.8	
	fo2185	1 à 50	13	-1.4	3.7	fin : $h_f = 2.1$ cm
	fo2186	1 à 300	13	-3.0	3	
	fo2187	1 à 100	13	-3.0	2.7	
17/02/2011	fo2188	1 à 250	13	-2.9	2.4	
18/02/2011	fo2189	1 à 300	13	-3.5	2.1	fin : $h_f = 6.2$ cm
	fo2190	1 à 150	13	0.0	3.3	
21/02/2011	fo2191	1 à 550	13	0.0	4.2	fin : $h_f = 4.9$ cm
22/02/2011	fo2192	1 à 450	13	0.0	4	fin : $h_f = 1.9$ cm
23/02/2011	fo2193	1 à 400	13	0.0	1.9	fin : $h_f = 2.2$ cm
28/02/2011	fo2194	1 à 50	13	0.0	2.3	fin : $h_f = 2.5$ cm
02/03/2011	fo2195	1 à 350	13	0.0	2.5	fin : $h_f = 1.2$ cm
03/03/2011	fo2196	1 à 350	13	-1.9	3	fin : $h_f = 2.1$ cm
04/03/2011	fo2197	1 à 450	13	-1.7	2.1	fin : $h_f = 1.4$ cm
07/03/2011	fo2198	1 à 400	13	-3.4	3.4	fin : $h_f = 2.6$ cm
15/03/2011	fo2200	1 à 100	11	-4.2	5.4	on ajoute cI et cII en parallèle
16/03/2011	fo2201	1 à 50	11	-4.2	5	
17/03/2011	fo2202	1 à 50	11	-4.2	5	
		51 à 150	11	-3.1	3.6	
18/03/2011	fo2203	1 à 100	11	-5.2	6.5	fin : $h_f = 5.9$ cm
23/03/2011	fo2204	1 à 100	11	-5.4	5.9	
24/03/2011	fo2205	1 à 100	11	-6.6	6.8	fin : $h_f = 6.4$ cm

Date	Fichier	séquences	X(m)	d_{hpf} (cm)	h_f (cm)	observations
25/03/2011	fo2206	1 à 50	11	-6.6	6.5	
28/03/2011	fo2207	1 à 50	11	-0.6		
29/03/2011	fo2208	1 à 50	11	-0.8		
31/03/2011	fo2209	1 à 100	11	-5.3	5.8	
	fo2210	1 à 100	11	-5.3	7.4	
01/04/2011	fo2211	1 à 50	11	0.4		
		51 à 100	11	-3	3.8	
		101 à 150	11	-6.4	6.9	
		151 à 200	11	-9.3		
04/04/2011	fo2212	1 à 100	11	-9.3		
05/04/2011	fo2213	1 à 100	11	-4.5	4.3	

I.3 Tableau relatif aux mesures de pression (capteurs STS)

Les mesures de pressions sont acquises dans le même fichier que les mesures des sondes capacitives, colonnes 14 à 17.

Date	Fichier vagues	Paquets		X(m)	position des 4 capteurs p/r à la SL (cm)				hauteur d'eau (cm)	observations
					P_1	P_2	P_3	P_4		
06/09/10	w2133	[]	[]	7	-15.5	-18.3	-21.1	-23.9		
07/09/10	w2134	[]	[]	7	-15.5	-18.3	-21.1	-23.9		
08/09/10	w2135	[]	[]	7	-15.5	-18.3	-21.1	-23.9		
09/09/2010	w2136	[]	[]	7	-15.5	-18.3	-21.1	-23.9		
10/09/2010	w2137	1	700	7	-15.5	-18.3	-21.1	-23.9		

Date	Fichier	Paquets		X(m)	position des 4 capteurs p/r à la SL (cm)				h (cm)	observations
13/09/2010	w2138	1	900	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	27	
14/09/2010	w2139	1	800	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	27	
15/09/2010	w2140	1	900	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	27	
16/09/2010	w2142	1	720	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	27	
17/09/2010	w2143	1	400	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	17.3	hauteur d'eau finale (accrétion de l'ordre de 10 cm)
20/09/2010	w2144	1	600	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	16.6	
21/09/2010	w2145	1	50	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	14.6	
	w2146	1	450	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	14.6	
22/09/2010	w2148	1	550	13	-32.4	-35.2	-38	-40.8	15.6	
23/09/2010	w2149	1	500	13	-31.9	-34.7	-37.5	-40.3	14.3	
24/09/2010	w2150	1	300	13	-31.8	-34.6	-37.4	-40.2	14	
		301	350	13	-25.8	-28.6	-31.4	-34.2	14	
		351	352	13	-8.5	-11.3	-14.1	-16.9	13.8	les capteurs bougent, je les remonte en cours de manip
		353	550	13	-13.3	-16.1	-18.9	-21.7		
28/09/2010	w2152	1	250	13	-17.2	-20	-22.8	-25.6		
29/09/2010	w2153	1	125	13	-17.2	-20	-22.8	-25.6	13.4	
06/10/2010	w2154	1	200	13	-17.3	-20.1	-22.9	-25.7	13.5	
07/10/2010	w2156	1	100	13	-17.2	-20	-22.8	-25.6		
11/10/2010	w2157	1	50	13	-17.2	-20	-22.8	-25.6	13.9	
13/10/2010	w2158	1	100	13	-17.1	-19.9	-22.7	-25.5	13.8	
20/10/2010	w2159	1	420	13	-17.2	-20	-22.8	-25.6	13.8	
3/11/2010	w2160	1	50	13	-15.9	-18.7	-21.5	-24.3	13.6	
5/11/2010	w2161	1	30	13	-15.9	-18.7	-21.5	-24.3	14.1	

Date	Fichier	Paquets		X(m)	position des 4 capteurs p/r à la SL (cm)				h (cm)	observations
		31	60	13	-15.4	-18.2	-21	-23.8		
		61	90	13	-14.9	-17.7	-20.5	-23.3		
		91	120	13	-14.4	-17.2	-20	-22.8		
		121	150	13	-13.9	-16.7	-19.5	-22.3		
		151	180	13	-13.4	-16.2	-19	-21.8		
		181	210	13	-12.9	-15.7	-18.5	-21.3		
		211	240	13	-12.4	-15.2	-18	-20.8		
		241	270	13	-11.9	-14.7	-17.5	-20.3		
		271	300	13	-11.4	-14.2	-17	-19.8		
		301	330	13	-10.9	-13.7	-16.5	-19.3		
		331	390	13	-17.5	-20.3	-23.1	-25.9	13.7	
17/11/2010	w2162	1	30	13	-17.4	-20.2	-23	-25.8	13.1	
18/11/2010	w2163	1	30	13	-17.4	-20.2	-23	-25.8		
30/11/2010	w2164	1	60	13						Mise en place configuration avec plaque
01/12/2010	w2165	1	180	13	-13.5	-14.7	-13.5	-12.3	13.6	
09/12/2010	w2166	1	210	13	-14.9	-16.1	-14.9	-13.7	13.7	
17/12/2010	w2167	1	30	13	-12.6	-13.8	-12.6	-11.4	13.7	
	w2168	1	30	13	-12.6	-13.8	-12.6	-11.4	15.2	
03/01/2011	w2169	1	60	13	-15.0	-16.2	-15.0	-13.8	14.8	
04/01/2011	w2170	1	150	13	-14.4	-15.6	-14.4	-13.2	14.7	à la fin : bulle d'air dans P_4
13/01/2011	w2172	1	30	13	-14.4	-15.6	-14.4	-13.2	14.3	
13/01/2011	w2173	1	60	13	-14.4	-15.6	-14.4	-13.2	14.3	
	w2174	1	60	13						tests
17/01/2011	w2175	1	30	13						tests

Date	Fichier	Paquets		X(m)	position des 4 capteurs p/r à la SL (cm)				h (cm)	observations
	w2176	1	30	13						tests
21/01/2011	w2178	1	30	13						non mesuré
25/01/2011	w2179	1	90	13						non mesuré
03/02/2011	w2180	1	350	13	-13.3	-14.5	-13.3	-12.1		
04/02/2011	w2181	1	400	13	-15.5	-16.7	-15.5	-14.3	12.9	
04/02/2011	w2182	1	100	13	-15.4	-16.6	-15.4	-14.2	12.7	
11/02/2011	w2183	1	50	13	-15.4	-16.6	-15.4	-14.2	12.7	
14/02/2011	w2184	1	100	13	-18.2	-19.4	-18.2	-17.0	12.5	
15/02/2011	w2185	1	50	13	-17.7	-18.9	-17.7	-16.5	12.5	bulle d'air dans $P_4 \rightarrow$ 2193 inclus
16/02/2011	w2186	1	300	13	-17.7	-18.9	-17.7	-16.5	14.5	
	w2187	1	100	13	-17.7	-18.9	-17.7	-16.5	15.2	
17/02/2011	w2188	1	250	13	-17.7	-18.9	-17.7	-16.5	15.6	
18/02/2011	w2189	1	300	13	-17.7	-18.9	-17.7	-16.5	16.7	
	w2190	1	150	13	-17.6	-18.8	-17.6	-16.4	12.6	
21/02/2011	w2191	1	550	13	-17.6	-18.8	-17.6	-16.4	12.6	
22/02/2011	w2192	1	450	13	-17.6	-18.8	-17.6	-16.4	11.6	
23/02/2011	w2193	1	400	13	-17.6	-18.8	-17.6	-16.4	13.5	
28/02/2011	w2194	1	50	13	-19.2	-20.4	-19.2	-18.0	13.5	on ouvre P_4 avant le début pour enlever une bulle d'air
02/03/2001	w2195	1	350	13	-15.2	-16.4	-15.2	-14.0	13.2	
03/03/2011	w2196	1	350	13	-16.2	-17.4	-16.2	-15.0	13.9	
04/03/2011	w2197	1	450	13	-16.1	-17.3	-16.1	-14.9	14.9	
07/03/2011	w2198	1	400	13	-19.5	-20.7	-19.5	-18.3	15.8	
08/03/2011	w2199	1	50	13	-18	-19.2	-18	-16.8	16.3	
15/03/2011	w2200	1	100	11	-17.2	-18.4	-17.2	-16.0	14.5	

Date	Fichier	Paquets		X(m)	position des 4 capteurs p/r à la SL (cm)				h (cm)	observations
16/03/2011	w2201	1	50	11	-17.1	-18.3	-17.1	-15.9	14.6	
17/03/2011	w2202	1	50	11	-17.1	-18.3	-17.1	-15.9	14.6	
	w2203	51	150	11	-15.7	-16.9	-15.7	-14.5	14.3	
18/03/2011	w2203	1	100	11	-17.4	-18.6	-17.4	-16.2	15.1	
23/03/2011	w2204	1	100	11	-19.6	-20.8	-19.6	-18.4	15.1	
24/03/2011	w2205	1	100	11	-16.5	-17.7	-16.5	-15.3	15.4	
25/03/2011	w2206	1	50	11	-16.7	-17.9	-16.7	-15.5	17.4	
28/03/2011	w2207	1	50	11	-13.9	-15.1	-13.9	-12.7	15.7	
29/03/2011	w2208	1	50	11	-14.1	-15.3	-14.1	-12.9	16.0	
31/03/2011	w2209	1	100	11	-14.3	-14.3	-13.1	-15.5	15.7	
	w2210	1	100	11	-14.3	-14.3	-13.1	-15.5	16.3	
01/04/11	w2211	1	50	11	-47.7	-44.9	-42.1	-39.3	14.8	
		51	100	11	-41.5	-38.7	-35.9	-33.1	14.3	
		101	150	11	-34.5	-31.7	-28.9	-26.1	14.8	
		151	200	11	-27.7	-24.9	-22.1	-19.3	15.3	
02/04/11	w2212	1	50	11	-20.9	-18.1	-15.3	-12.5	14.9	
		51	100	11	-14.6	-11.8	-9.0	-6.2	15.1	

I.4 Tableau relatif aux mesures ADVP

Date	Fichiers ADVP	durée (s)	X(m)	sonde capacitive	$1/f_0$ (ns)	distance céramique - SL (cm)	observations
10/9/2010	bi1	1800	13	8	1000	?	ADVP à environ 20cm du lit au repos

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
14/09/2010	bi2	300	10	6	1200	?	ADVP à environ 13.5 cm du lit au repos
	bi3	300	10	6	1400	?	ADVP à environ 13.5 cm du lit au repos
	bi4	300	10	6	1000	?	ADVP à environ 13.5 cm du lit au repos
15/09/2010	bi5	300	10	6	1000	?	
	bi6		15	9	1200	?	ADVP à environ 17.8 cm du lit au repos
	bi7		15	9	1400	?	
21/09/2010	bi8	600	13	8	1000	5	céramique à 9 cm du fond
	bi9	600	13	8	1000	5	céramique à 9 cm du fond
06/10/2010	bi11	2400	12	5	1000	5.5	
07/10/2010	bi14	600	13	7	1000	5	Acq vectrino en X=12m
	bi15	600	13	7	1200	5	
20/10/2010	bi2159_1	1680	13	7	1000	5.2	Acq vectrino en X=12m
	bi2159_2	1680	13	7	1000	5.2	
	bi2159_3	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_4	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_5	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_6	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_7	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_8	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_9	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_10	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_11	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_12	1800	13	7	1000	5.2	
	bi2159_13	1800	12	5	1000	5.2	
	bi2159_14	1800	12	5	1000	5.2	

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
31/10/2010	bi2160_1	300	12	5	1000	?	
	bi2160_2	?	?	?	?	?	
05/11/2010	bi2161_1	1800	12	5	1000	5.5	
	bi2161_2	1800	12	5	1000	5.4	
	bi2161_3	1800	11.88	5	1000	5.4	
	bi2161_4	1800	11.88	5	1000	5.4	
	bi2161_5	1800	11.88	5	1200	5.4	inexploitable
	bi2161_6	1800	11.88	5	1000	5.4	
	bi2161_7	1800	12.14	5	1000	5.4	
	bi2161_8	1800	12.14	5	1000	5.4	
	bi2161_9	1800	12.14	5	1200	5.4	
	bi2161_10	1800	12.14	5	1000	5.4	
	bi2161_11	1800	12	5	1000	5.4	
	bi2161_12	1800	13	7	1000	5.4	
	bi2161_13	1800	13	7	1000	5.4	
01/12/2010	bi2165_1	1800	13	7	1000	5.4	
	bi2165_2	1800	13	7	1000	5.4	
	bi2165_3	1800	13	7	1000	5.4	
	bi2165_4	1800	13	7	1000	5.4	
	bi2165_5	1800	13	7	1200	5.4	
	bi2165_6	1800	13	7	1000	5.4	
09/12/2010	bi2166_1	1800	12	5	1000	5.4	
	bi2166_2	1800	12	5	1000	5.4	
	bi2166_3	1800	12	5	1000	5.4	
	bi2166_4	1800	12	5	1000	5.4	

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
	bi2166_5	1800	12	5	1000	5.4	
	bi2166_6	1800	12	5	1000	5.4	
	bi2166_7	1800	12	5	1000	5.4	
17/12/2010	bi2167_2	685	7	2	1000	?	
	bi2168_1	1800	7	2	1000	?	
03/01/2011	bi2169_1	1800	7	2	1000	9.8	
	bi2169_2	1800	7	2	1000	9.8	
04/01/2011	bi2170_1	180	7	2	1000	?	
	bi2170_2	180	7	2	1000	?	
	bi2170_3	180	7	2	1000	?	
	bi2170_4	60	9.5	NaN	1000	?	
	bi2170_5	180	12	5	1000	?	
	bi2170_6	180	12	5	1000	?	
20/01/2011	bi2177_1	20	?	?	1000	?	sans vagues : retard à la 1ère porte 20 μs
	bi2177_2	20	?	?	1000	?	sans vagues : retard à la 1ère porte 22 μs
	bi2177_3	20	?	?	1000	?	sans vagues : retard à la 1ère porte 24 μs
21/01/2011	bi2178_1	200	13	7	1000	?	retard à la 1ère porte 20 μs
	bi2178_2	200	13	7	1000	?	retard à la 1ère porte 22 μs
	bi2178_3	200	13	7	1000	?	retard à la 1ère porte 20 μs
03/02/2011	bi2180_1	1800	13	7	1000	4.9	intensité médiocre pour certains fichiers, probablement due à la présence de bulles sur la céramique
	bi2180_2	1100	13	7	1000	4.9	
	bi2180_3	1800	13	7	1000	4.9	inexploitable
	bi2180_4	370	13	7	1000	4.9	

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
	bi2180_5	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2180_6	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2180_7	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2180_8	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2180_9	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2180_10	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2180_11	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2180_12	1000	13	7	1000	4.9	inexploitable
	bi2180_13	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2180_14	1000	13	7	1000	4.9	
04/02/2011	bi2181_1	1800	13	7	1000	4.9	même remarque sur l'intensité
	bi2181_2	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2181_3	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2181_4	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2181_5	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2181_6	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2181_7	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2181_8	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2181_9	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2181_10	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2181_11	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2181_12	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2181_13	1800	13	7	1000	4.9	
	bi2181_14	1000	13	7	1000	4.9	
	bi2181_15	1800	13	7	1000	4.9	

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
	bi2181_16	1000	13	7	1000	4.9	
11/02/2011	bi2183_1	1800	13	7	1000	3.9	on nettoie régulièrement la céramique
	bi2183_2	1800	13	7	1000	3.9	
14/02/2011	bi2184_1	1800	13	7	1000	3.9	idem
	bi2184_2	1000	13	7	1000	3.9	
	bi2184_3	1800	13	7	1000	3.9	
	bi2184_4	1000	13	7	1000	3.9	
15/02/2011	bi2185_1	1800	13	6	1000	4	les récepteurs sortent de l'eau
	bi2185_2	725	13	6	1000	4	
16/02/2011	bi2186_1	2000	13	6	1000	4	les récepteurs sortent de l'eau
	bi2186_2	965	13	6	1000	5.3	
	bi2186_3	2300	13	6	1000	5.3	
	bi2186_4	1800	13	6	1000	5.3	
	bi2186_5	217	13	6	1000	5.3	
	bi2186_6	NaN	13	6	1000	5.3	pb d'espace disque : fichier pas traité
	bi2186_7	1396	13	6	1000	5.3	
	bi2186_8	2300	13	6	1000	5.3	
	bi2187_1	2300	13	6	1000	5.3	
	bi2187_2	2300	13	6	1000	5.3	
17/02/2011	bi2188_1	2300	13	6	1000	5.5	
	bi2188_2	2300	13	6	1000	5.5	
	bi2188_3	2300	13	6	1000	5.5	
	bi2188_4	2300	13	6	1000	5.5	
	bi2188_5	2300	13	6	1000	5.5	
18/02/2011	bi2189_1	2000	13	6	1000	5.5	

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
	bi2189_2	700	13	6	1000	5.5	
	bi2189_3	700	13	6	1000	5.5	
	bi2189_4	1700	13	6	1000	5.5	
	bi2189_5	1700	13	6	1000	5.5	
	bi2189_6	100	13	6	1000	5.5	
	bi2189_7	2700	13	6	1000	5.5	pas de synchronisation : pas traité
	bi2189_8	1500	13	6	1000	5.5	
	bi2189_9	2700	13	6	1000	5.5	
	bi2189_10	1700	13	6	1000	5.5	
	bi2189_11	1700	13	6	1000	5.5	
	bi2190_1	2700	13	6	1000	4.5	
22/02/2011	bi2192_1	2600	13	6	1000	4.5	pas de synchronisation : pas traité
	bi2192_2	2600	13	6	1000	4.5	
	bi2192_3	2600	13	6	1000	4.5	
	bi2192_4	2600	13	6	1000	4.5	
	bi2192_5	2700	13	6	1000	4.5	
	bi2192_6	2700	13	6	1000	4.5	
	bi2192_7	2700	13	6	1000	4.5	
	bi2192_8	2700	13	6	1000	4.5	
23/02/2011	bi2193_1	2500	13	6	1000	4.4	
	bi2193_2	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2193_3	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2193_4	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2193_5	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2193_6	2700	13	6	1000	4.4	

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
	bi2193_7	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2193_8	2700	13	6	1000	4.4	
28/02/2011	bi2194_1	2600	13	6	1000	4.4	
02/03/2011	bi2195_1	1600	13	6	1000	4.4	
	bi2195_2	2600	13	6	1000	4.4	
	bi2195_3	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2195_4	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2195_5	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2195_6	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2195_7	2700	13	6	1000	4.4	
03/03/2011	bi2196_1	2700	13	6	1000	3.8	mesure distance SL-céramique à la fin
	bi2196_2	2700	13	6	1000	3.8	
	bi2196_3	2700	13	6	1000	3.8	
	bi2196_4	2700	13	6	1000	3.8	erreur d'écriture : espace disque insuffisant
	bi2196_5	2700	13	6	1000	3.8	
	bi2196_6	2700	13	6	1000	3.8	
	bi2196_7	2700	13	6	1000	3.8	
04/03/2011	bi2197_1	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2197_2	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2197_3	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2197_4	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2197_5	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2197_6	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2197_7	2700	13	6	1000	4.4	
	bi2197_8	2700	13	6	1000	4.4	erreur d'écriture : espace disque insuffisant

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
	bi2197_9	2700	13	6	1000	4.4	
07/03/2011	bi2198_1	2083	13	6	1000	4.3	
	bi2198_2	2700	13	6	1000	4.3	
	bi2198_3	2700	13	6	1000	4.3	
	bi2198_4	2700	13	6	1000	4.3	
	bi2198_5	2700	13	6	1000	4.3	
	bi2198_6	2700	13	6	1000	4.3	
	bi2198_7	2700	13	6	1000	4.3	
	bi2198_8	2700	13	6	1000	4.3	
08/03/2011	bi2199_1	2700	10.4	NaN	1000	4.4	ADVP baissé en cours de manip
15/03/2011	bi2200_1	2700	11	6	1000	5.6	
	bi2200_2	2700	11	6	1000	5.6	
16/03/2011	bi2201_1	2700	11	6	1000	5.7	
17/03/2011	bi2202_1	NaN	11	6	1000	5.6	acq 1 avortée
	bi2202_2	2700	11	6	1000	5.6	
	bi2202_3	2700	11	6	1000	5.6	
	bi2202_4	2700	11	6	1000	5.6	
18/03/2011	bi2203_1	2700	11	6	1000	10.1	
	bi2203_2	2700	11	6	1200	10.1	
23/03/2011	bi2204_1	20	11	6	1000	10.2	acq 2 et 4 valables - mesure au début 9.6 cm
	bi2204_2	2700	11	6	1000	10.2	
	bi2204_3	120	11	6	1000	10.2	
	bi2204_4	2411	11	6	1400	10.2	
31/03/2011	bi2209_1	600	11	6	1000	10.3	
	bi2209_2	600	11	6	1200	10.3	

Date	Fichiers	durée (s)	X(m)	capa	$1/f_0$ (ns)	$d_{em}(cm)$	observations
	bi2209_3	600	11	6	1400	10.3	
	bi2209_4	600	11	6	1000	10.3	
	bi2210_1	600	11	6	1000	8.4	
	bi2210_2	600	11	6	1200	8.4	
	bi2210_3	600	11	6	1400	8.4	
	bi2210_4	600	11	6	1000	8.4	
05/04/2011	bi2213_1	2700	11	6	1000	7.7	distance OK à t=300s, 6.1cm en début de manip
	bi2213_2	2700	11	6	1000	7.7	