



HAL
open science

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

Céline Berni, Hervé Michallet, Eric Barthelemy

► To cite this version:

Céline Berni, Hervé Michallet, Eric Barthelemy. Processus de mobilisation des sédiments en zone de déferlement : expériences de laboratoire en similitude. CFM 2011 - 20ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2011, Besançon, France. hal-03421187

HAL Id: hal-03421187

<https://hal.science/hal-03421187>

Submitted on 9 Nov 2021

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

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

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

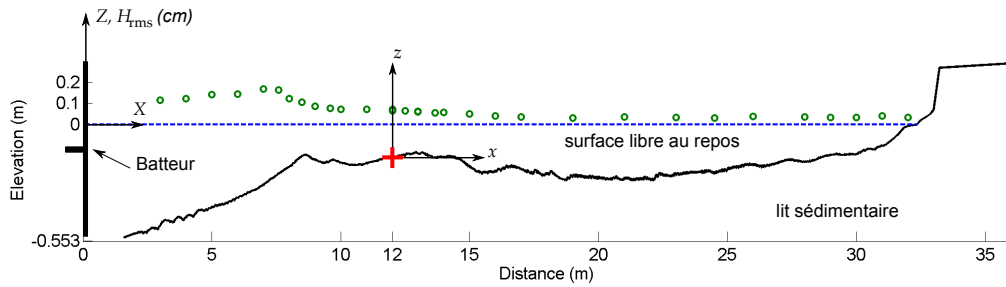


FIGURE 1 – Schéma du canal à houle, position du point de mesure (+) sur le profil de plage (-) et variations de la hauteur quadratique des vagues. La profondeur d’eau locale au point de mesure est de 14 cm.

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 peut 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 $\rho = 1190 \text{ g.L}^{-1}$ et de diamètre médian $d_{50} = 0.6 \text{ mm}$. 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 $X = 1.6 \text{ m}$ 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 μ s) [10, 11]. La fréquence de répétition des tirs est de 1600Hz, ce qui conduit à 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 $dX = 3 \cdot 10^{-2}$ 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 :

$$F(z) = \frac{\left\langle \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \text{abs} \left(\frac{\partial S_n(z, t)}{\partial t} \right) \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N S_n(z, t) \right\rangle} \quad (1)$$

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 $F < 0.05 \text{ s}^{-1}$. 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 suffisamment, *i.e.* si $F > 0.05 \text{ s}^{-1}$. 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.

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'accé-

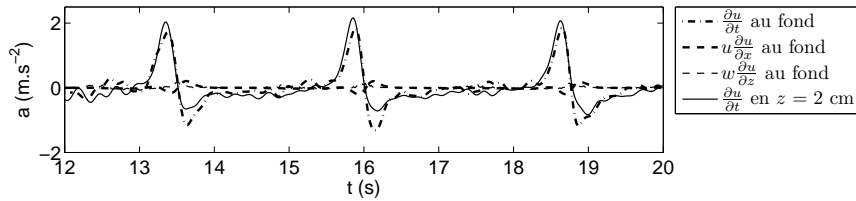


FIGURE 2 – Les trois termes de l'accélération lagrangienne du fluide au niveau du lit en $X = 12$ m; Accélération 2.0 cm au dessus du lit.

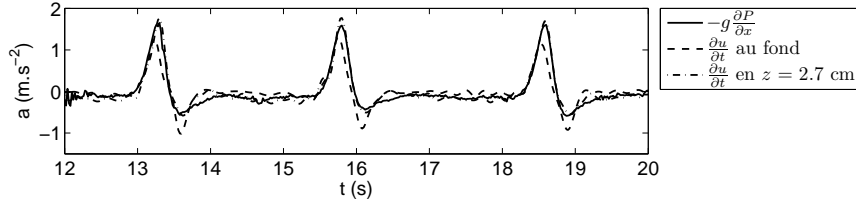


FIGURE 3 – Gradient de pression et accélération de l'écoulement au fond et 2.7 cm au dessus du fond en $X = 13$ m.

lération lagrangienne du fluide :

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2)$$

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] :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -g \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (3)$$

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 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.

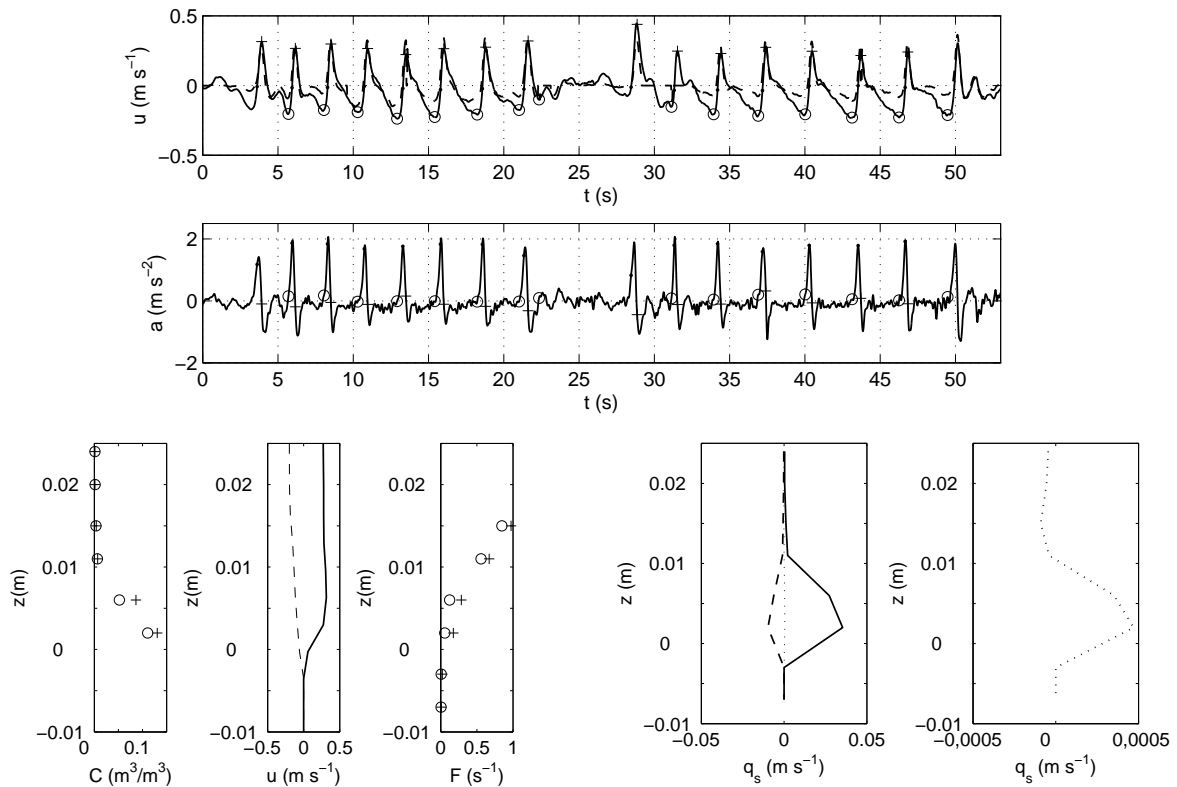


FIGURE 4 – En haut, vitesse u horizontale hors de la couche limite (trait plein) en $z = 2.3$ cm et 3mm au dessus du fond (tiretés); en dessous, accélération $a = \frac{\partial u}{\partial t}$ de l'écoulement en cette même altitude; en bas, de gauche à droite, profils verticaux : de concentration moyenne 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.

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 $3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 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 Nattoo, 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.