HAL
open science

Modélisation physique de la dynamique hydro-sédimentaire des plages

Florent Grasso

To cite this version:

Florent Grasso. Modélisation physique de la dynamique hydro-sédimentaire des plages. Océan, Atmosphère. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00432041

HAL Id: tel-00432041

https://theses.hal.science/tel-00432041

Submitted on 13 Nov 2009

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 Joseph Fourier - Grenoble I

Thèse

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Joseph Fourier

Spécialité « Océans, Atmosphères, Hydrologie »

préparée au sein du
Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels
dans le cadre de
l'Ecole Doctorale « Terre, Univers, Environnement »

présentée et soutenue publiquement par

Florent GRASSO

le 26 Octobre 2009

Modélisation physique de la dynamique hydro-sédimentaire des plages

Encadrement : Eric BARTHELEMY et Hervé MICHALLET

JURY

Dr.	M. Naaim, Ingénieur, CEMAGREF	Président du jury
Dr.	M. Mory, Professeur, Univ. Pau et Pays de l'Adour	Rapporteur
Dr.	G. Ruessink, Professeur Associé, Univ. Utrecht	Rapporteur
Dr.	B. Castelle, Chargé de Recherche CNRS, UMR EPOC	Examinateur
Dr.	R. Certain, Maitre de conférence, Univ. Perpignan	Examinateur
Dr.	E. Barthélemy, Professeur, INPG	Directeur de Thèse
Dr.	H. Michallet, Chargé de Recherche CNRS, UMR LEGI	Co-directeur

A'dèle.

Remerciements

Alors que j'écris ces quelques lignes, cette thèse touche à sa fin et les moments les plus difficiles, s'il y en a eu, s'effacent. Ce fût un réel plaisir de vivre cette expérience. Avant tout, ce travail n'est pas le résultat d'une seule personne mais la collaboration, le partage et le soutien de toute une communauté, scientifique ou non. Cette page est sûrement une des plus agréables à écrire car sa rédaction me replonge dans plus de trois ans de souvenirs.

Je tiens à remercier Hervé Michallet pour m'avoir suivi et encadré depuis mon Master, pour avoir pris le temps de m'enseigner sa rigueur scientifique parfois décourageante mais toujours formatrice.

Merci à Eric Barthélemy qui a su être disponible quand j'en avais besoin et pour le recul scientifique qu'il m'a apporté. A vous deux, vous avez formé une équipe d'encadrement qui m'a convenu autant scientifiquement que humainement.

Je remercie Mathieu Mory pour avoir évalué ce manuscrit avec attention ainsi que Gerben Ruessink dont j'ai conscience que la langue française a probablement corsé l'étendu du travail. Merci à Bruno Castelle, Raphaël Certain et Mohammed Naaim, qui ont tous acceptés de participer à ce jury avec enthousiasme.

Cette thèse a pu voir le jour grâce à l'allocation du Ministère de l'Enseignement Supérieur, de la Recherche et de la Technologie, et a été financée en partie par le Ministère de l'Environnement, le Conseil Général de l'Hérault et la Communauté Européenne (projet LITEAU II et projet INTERREG IIIC, BEACHMED-e), l'INSU (projet LEFE-IDAO), la DGA (projet RELIEFS-MODLIT) ainsi que le programme CONYCIT ECOS-Sud (contrat C07U01).

Merci au LEGI de m'avoir accueilli pendant ces années. Je remercie particulièrement l'ensemble de l'équipe Houle qui m'a toujours apporté sympathie et convivialité que ce soit autour de la machine à café ou sur la plage du Truc-Vert, pour ne vexer personne j'énumèrerai par ordre alphabétique : Dada, David, Éric, Fred, F-X, Hervé, Isabelle, Jean-Marc, Lena, Manu, Nini et Philippe. Merci Jean-Marc pour tous les services que tu m'as rendus, les coups de tournevis et ton bureau transformé en cafétéria.

Un grand merci à Rodrigo Cienfuegos, Maïté, Diego et Clara pour leur accueil chaleureux à Santiago, me permettant de passer cette collaboration dans les meilleures conditions.

Il y a également Pierre Foray, Philippe Sechet, Christophe Morra, François Bonnel, Nicole Bourhy et ses gâteaux, la bonne humeur contagieuse de Gaël Arnaud, les tranchées sur la plage du Truc-Vert, le *Barrio Latino* et son effervescence...

Enfin, je remercie sincèrement toutes les personnes qui m'ont soutenu et qui ont contribué à ce que ce projet se déroule pour le mieux. Je pense à ma famille, mes amis, le Vercors et la ligne de train Grenoble-Montélimar où j'ai navigué pendant plus d'un an...

Et surtout, cette thèse ne se serait jamais aussi bien passée sans Adèle, sa présence, sa compréhension et son soutien inconditionnel, Merci énormément.

Modélisation physique de la dynamique hydro-sédimentaire des plages

Résumé :
Ce travail porte sur l'évolution morphologique des profils transversaux des plages sableuses soumis à l'action de houles irrégulières. L'étude s'appuie sur de la modélisation physique menée dans le canal du LEGI (36 m). L'originalité consiste en l'utilisation d'un sédiment de faible densité permettant de respecter les lois d'échelle et d'obtenir des plages expérimentales en similitude avec des plages observées en nature.
Le concept de plage à l'équilibre morphologique pour un climat de houle donné a pu être vérifié et la classification de Wright et Short (1984) est ici raffinée dans le domaine des nombres de Dean intermédiaires ($1 \leq \Omega \leq 5$). Nous montrons que les caractéristiques des vagues sont similaires pour des profils d'équilibre similaires, c'est-à-dire pour le même nombre de Dean. La formation et la migration de barres sédimentaires d'avant-côte ont été mises en évidence pour des climats de houle stationnaires et pour des scénarios de tempête. Le devenir de rechargements sédimentaires d'avant-côte sous l'effet d'un scénario de tempête a également été simulé. L'analyse porte sur les réponses morphologiques, hydrodynamiques et granulométriques de la plage. Le transport sédimentaire associé à l'évolution morphologique des plages est analysé en fonction de différents paramètres caractéristiques des processus hydro-sédimentaires. L'importance des non-linéarités des vagues sur l'intensité et la direction des flux sédimentaires est clairement mise en évidence.
Mots clés : morphodynamique, transport sédimentaire, canal à houle.

Physical modelling of beach hydrodynamics and morphodynamics

Abstract :
This study investigates the morphological changes of cross-shore beach profiles for irregular waves. It is based on physical modeling carried out in the LEGI flume (36 m). The originality lies in the use of lightweight sediment in order to fulfill scaling laws and obtain experimental beach profiles in similitude with the ones observed in nature.
The concept of equilibrium beach profile for a given wave climate is verified and the Wright and Short (1984)'s classification is refined for intermediate Dean numbers ($1 \leq \Omega \leq 5$). We find that wave characteristics are similar for similar beach profiles, that is, with the same Dean number. Sedimentary bar formation and migration are studied for steady wave climates and storm events. Evolutions of shoreface nourishments under storm events are also simulated. The analysis focuses on the morphological, hydrodynamic, and sedimentological beach responses. The sediment transport associated to morphological beach changes is evaluated and discussed in regard to the wave and sediment characteristics. The wave non-linearity effects on the direction and intensity of sediment fluxes is highlighted.
Key words : morphodynamics, sediment transport, wave flume.

Table des matières

1 Introduction **13**
1.1 Contexte général 13
1.2 Concepts en morphodynamique côtière 17
1.2.1 Hydrodynamique littorale 17
1.2.2 Morphodynamique des plages 23
1.3 Contexte contractuel de la thèse 30
1.4 Objectifs et organisation de la thèse 32

2 Matériels et Méthodes **35**
2.1 Dispositif expérimental 35
2.1.1 Canal à houle 35
2.1.2 Générateur de vagues 37
2.1.3 Instruments de mesure 38
2.2 Caractéristiques et génération des vagues irrégulières 42
2.3 Outils d'analyse 45
2.3.1 Outils pour la morphodynamique 45
2.3.2 Outils pour l'hydrodynamique 50

3 Équilibre morphologique des plages **57**
3.1 Introduction 57
3.2 Morphologie des plages intermédiaires : états transitoires et équilibres . 58
3.3 Granulométrie des plages tendant vers un état d'équilibre 75
3.4 Discussion et conclusions 80

4 États transitoires et transport sédimentaire associé **81**
4.1 Introduction 81
4.2 Dynamique des barres sédimentaires d'avant-côte 83
4.2.1 Formation et migration des barres pour des climats de houle stationnaires 83

4.2.2 Discussion 85
4.3 Transport sédimentaire associé à l'évolution morphologique des plages . 90
4.3.1 Caractérisation du transport sédimentaire pour des évolutions morphologiques typiques 90
4.3.2 Effets des caractéristiques des vagues sur le transport sédimentaire 95
4.3.3 Discussion 100
4.4 Conclusions 103

5 Simulations de tempêtes et rechargements sédimentaires d'avant-côte 105
5.1 Introduction 105
5.2 Évolution d'une plage barrée sous l'effet d'un scénario de tempête . . . 107
5.2.1 Méthodologie 107
5.2.2 Évolution morphologique 110
5.2.3 Discussion 111
5.3 Effets d'un scénario de tempête sur des rechargements sédimentaires d'avant-côte 112
5.3.1 Méthodologie 112
5.3.2 Évolution morphologique 114
5.3.3 Hydrodynamique des vagues et transport sédimentaire associé . 121
5.3.4 Analyse granulométrique 122
5.3.5 Discussion 125
5.4 Conclusions 126

6 Conclusions générales et perspectives 129
6.1 Synthèse générale 129
6.2 Perspectives 131

Bibliographie 132

Annexes 142

A Ondes infra-gravitaires dans un canal à fond mobile 143

B Synthèse des expériences menées dans le canal du LEGI (février 2006 - février 2008) 157

Table des figures

1.1 Bilan de l'érosion actuelle des côtes de France métropolitaine [Chamley, 2002]. 14

1.2 Synthèse non-exhaustive des paramètres influençant l'évolution morphologique des côtes (d'après Thornton et al. [2000]). 15

1.3 Morphodynamique côtière : influence réciproque de l'hydrodynamique et de la morphologie de la plage. 17

1.4 Échelles de temps des phénomènes hydrodynamiques côtiers en fonction de leurs échelles spatiales (d'après Thornton et al. [2000]). 18

1.5 Grandeurs caractéristiques des vagues. 18

1.6 Exemple de superposition de trois ondes sinusoïdales formant une onde irrégulière. 19

1.7 Photographies de la plage du Truc-Vert (côte aquitaine, France) présentant des formations sédimentaires tridimensionnelles de type « barre-baïne » (photos de P. Larroudé). 20

1.8 Profil morphologique transversal caractéristique d'une plage barrée. . . 21

1.9 Caractéristiques hydrodynamiques d'une plage transversale barrée. . . . 21

1.10 Vagues irrégulières formant des groupes (paquets) et ondes liées de basse fréquence anti-corrélées au signal de l'enveloppe des vagues. 22

1.11 Schéma caractéristique d'un profil de plage de Dean [1977]. 23

1.12 Classification des états de plages typiques observés en fonction du nombre de Dean Ω [Wright and Short, 1984]. 25

1.13 Hypothèses sur la formation des barres sableuses [Masselink and Hughes, 1993]. 26

1.14 Distribution de la taille des sédiments le long d'un profil de plage transversal à Duck (N.C., État-Unis) [Birkemeier et al., 1985]. 27

2.1 Photo du canal à houle du LEGI. 36

2.2 Schéma du canal à houle du LEGI : l_p est la longueur du profil allant de l'abscisse x_c de la profondeur de coupure h_c jusqu'à l'abscisse x_p du point le plus éloigné sur la dune qui reste inchangé au cours des expériences, x_s est la position du trait de côte. 36
2.3 Photo du générateur de vagues. 37
2.4 Sonde capacitive de mesure de la position de la surface libre. 38
2.5 Profileur de fond par ultrason. 40
2.6 Photos du lit sédimentaire de x =21,5 à 29,5 m pour le cas d'un rechargement sédimentaire d'avant-côte (cf. partie 5.3). 41
2.7 Photos prises dans la zone de déferlement (gauche), sur fond ridé (milieu) et dans la zone de jet de rive (droite). 41
2.8 Caractérisation de la hauteur des vagues H_i et de la période T_i par la méthode de « zero-up crossing ». 43
2.9 Mesures expérimentales (rouge) et cibles théoriques (bleu) à 2 m du batteur pour un climat de houle défini par H_s =10,7 cm et T_p =2 s. En haut, distribution fréquentielle de la densité comparée au spectre de JONSWAP ; et en bas, distribution de la hauteur des vagues comparée à la distribution de Rayleigh avec la hauteur de vague moyenne $\overline{H}$ =6,4 cm. 44
2.10 Évolution du volume total de la plage sous l'effet des vagues. (a) climat de houle constant : H_s =16 cm et T_p =3 s pendant 115 h (fond 481-507) ; et (b) succession de climats de houle décrit dans le Tableau ci-dessous (fond 718-738) : 46
2.11 Variation de la hauteur d'eau (a) et taux de transport sédimentaire moyen (b) pendant la durée Δt =1 h le long de la plage, avec (—) et sans (- -) correction de volume (H_s =10,7 cm, T_p =2 s, fond 734-736). . 48
2.12 Sensibilité du taux de transport sédimentaire moyen à la porosité (H_s =10,7 cm, T_p =2 s, fond 734-736). 49
2.13 Sensibilité des outils d'hydrodynamique à la discrétisation spatiale de l'évolution des vagues : pour trois séries (**o** —; Δ -.- ; + - -) et la série complète (trait gras). a) hauteur des vagues, b) dissipation surfacique, c) courant de retour, d) asymétrie de vitesse, e) asymétrie d'accélération et f) profil de fond (H_s =16 cm, T_p =3 s, fond 774). 52
2.14 Sensibilité de la dissipation et du courant de retour au profil de fond : pour le profil initial (- -) et le profil final (—). a) hauteur des vagues, b) dissipation surfacique, c) courant de retour, et d) profil de fond (H_s =16 cm, T_p =3 s, fond 774/780). 53

2.15 Profils de vagues reconstitués numériquement : a) vagues asymétriques de type « crête-creux » (asymétrie de vitesse) et b) vagues asymétriques de type « dent de scie » (asymétrie d'accélération). 54

3.1 Évolution de la plage pour le climat de houle (H_s =16 cm, T_p =2 s, fond 461-481). Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras représentent les profils sur lesquels ont été effectués les prélèvements granulométriques. 76
3.2 Diamètre des grains (d_{10}, d_{50}, d_{90}) le long des profils de plage à t =0 (- -) et à t =17 h (—) présentés sur la Figure 3.1. 76
3.3 Évolution de la plage pour le climat de houle (H_s =16 cm, T_p =2 s, fond 347-375). Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras représentent les profils sur lesquels ont été effectués les prélèvements granulométriques. 77
3.4 Diamètre des grains (d_{10}, d_{50}, d_{90}) le long des profils de plage à t =2 h (- -) et à t =10 h (—) présentés sur la Figure 3.3. 77
3.5 Évolution de la plage pour le climat de houle (H_s =16 cm, T_p =3 s, fond 481-507). Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras représentent les profils sur lesquels ont été effectués les prélèvements granulométriques. 78
3.6 Diamètre des grains (d_{10}, d_{50}, d_{90}) le long des profils de plage à t =20 h (- -) et à t =115 h (—) présentés sur la Figure 3.5. 78

4.1 a) Formation et b) migration d'une barre vers la côte, H_s =10,7 cm et T_p =2 s pendant 50,6 heures (fond 99-112, 138-181). 84
4.2 Migration d'une barre vers la côte et accrétion du haut de plage, H_s =10,7 cm et T_p =2 s pendant 10 heures (fond 205-217). 84
4.3 Migration d'une barre vers la côte et accrétion du haut de plage, H_s =16 cm et T_p =2 s pendant 5 heures (fond 347-363). 84
4.4 Formation d'une barre au large, H_s =16 cm et T_p =3 s pendant 7,5 heures (fond 864-872). 85
4.5 Évolution temporelle du profil de plage pendant 43 heures de vagues (H_s =6 cm, T_p =1,5 s, fond 277-322). Les points noirs représentent le trait de côte. 86
4.6 Évolution temporelle du profil de plage pendant 33 heures de vagues (H_s =12,5 cm, T_p =1,6 s, fond 509-547). Les points noirs représentent le trait de côte. 86

4.7 Migration d'une barre sableuses vers la côte, expériences de Hoyng [2008] menées dans le « Scheldt flume » à Delft, Pays-Bas (H_s =10 cm, T_p =3 s, niveau d'eau moyen à 0,7 m). 87

4.8 Évolution d'un profil de plage à Duck (N.C., États-Unis) de janvier à décembre 1981, finissant par une migration nette de la barre externe vers le large (N.O.M). 87

4.9 Évolution d'un profil de plage à Sète (France) de 1989 à 2000 présentant l'oscillation de la barre externe autour d'une position « d'équilibre » (O.P.E) [Certain and Barusseau, 2005]. 88

4.10 Formation d'une terrasse (H_s =16 cm, T_p =3 s, Ω =2,5, fond 495-497). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profils de fond initial (—) et final (- -). 91

4.11 Migration d'une barre vers la côte (H_s =16 cm, T_p =2 s, Ω =3,7, fond 353-355). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profils de fond initial (—) et final (- -). 93

4.12 Formation d'une barre au large (H_s =16 cm, T_p =3 s, Ω =2,5, fond 726-728). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profils de fond initial (trait gras) et final (trait fin). 94

4.13 Comparaison de deux climats de même Ω =2,5 : (- -) H_s =10,7 cm, T_p =2 s (fond 802) et (—) H_s =16 cm, T_p =3 s (fond 808). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profil de fond. 96

4.14 Comparaison de deux climats de Ω différents et de même H_s =10,7 cm au large : (- -) T_p =1,4 s, Ω =3,6 (fond 401) et (—) T_p =2 s, Ω =2,5 (fond 411). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profil de fond. 98

4.15 Comparaison de deux climats de Ω différents et de même H_s =16 cm au large : (- -) T_p =2 s, Ω =3,7 (fond 370) et (—) T_p =3 s, Ω =2,5 (fond 387) . a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profil de fond. 99

4.16 Asymétrie d'accélération en fonction du Shields pour les expériences des parties 4.3.1 (rouge) et 4.3.2 (bleu et vert). Pour chaque expérience, les différents points correspondent aux mesures des sondes à vagues réparties le long de la plage. 100

5.1 Caractéristiques hydrodynamiques du scénario de tempête. 107

5.2 Évolution de la plage au cours du scénario de tempête. Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras délimitent les trois phases de la tempête (fond 718-738). 108

5.3 Évolution du profil de plage pendant le montant (a), l'apex (b) et le tombant (c) de tempête. 109

5.4 Schéma du profil de plage délimitant les parties inférieures et supérieures. Le volume du haut de plage est calculé au-dessus 20 cm de profondeur et x_s est la position du trait de côte. 110

5.5 Évolution du trait de côte et du volume du haut de plage pendant le scénario de tempête. Les lignes verticales délimitent les trois phases de la tempête. 111

5.6 Caractéristiques hydrodynamiques du scénario de tempête pour les cas de rechargements. 113

5.7 Évolution de la plage pour les quatre scénarios de tempête : R0, R1, R2 et R3. Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras délimitent les trois phases de la tempête (Montant, Apex, Tombant) (fond 718-810). 113

5.8 Profils de plage initiaux et à la fin de chaque phase pour les simulations R0, R1, R2 et R3. 115

5.9 Rechargement R3 : photos du haut de plage (x =21,5-29,5 m) rechargé et à la fin des climats de houle A, B, C, D et E. 116

5.10 Évolution temporelle de la position de la crête de la barre (a), de son élévation (b), de la position du trait de côte (c), du volume de haut de plage (d), des volumes inférieur et supérieur (e) et du volume total (f). Les lignes pleines verticales délimitent les quatre simulations (R0, R1, R2 et R3) et les lignes en tiretés délimitent les trois phases de chaque tempête. 118
5.11 De haut en bas : hauteur quadratique des vagues, asymétries de vitesse et d'accélération, courant de retour, transport sédimentaire, pente locale et profil de plage pour les quatre simulations. A gauche, conditions énergétiques de l'apex (E : H_s =16 cm, T_p =3 s, fond 724/748/774/798) ; et à droite, conditions modérées du tombant de tempête (B : H_s =10,7 cm, T_p =2 s, fond 734/758/784/808). 120
5.12 Diamètre médian des grains le long des profils de plage initial et final pour les quatre simulations. 123
5.13 Variations verticales du diamètre médian des grains le long du profil final de R3. 124

B.1 Évolution des profils de fond 6 à 389, initial (- -) et final (—). 162
B.2 Évolution des profils de fond 389 à 555, initial (- -) et final (—). 163
B.3 Évolution des profils de fond 555 à 702, initial (- -) et final (—). 164
B.4 Évolution des profils de fond 702 à 872, initial (- -) et final (—). 165

Liste des tableaux

5.1 Conditions de vagues utilisées pour simuler le scénario de tempête. . . . 107
5.2 Caractéristiques des rechargements sédimentaires. 113
5.3 Bilan morphologique pour les quatre simulations. 117
5.4 Bilan du transport sédimentaire moyen Q_s pour les quatre simulations. Le signe + (-) définit un transport vers la côte (le large). 121

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte général

La côte (ou littoral) définit la bande de terre comprise entre une étendue maritime et le continent. Selon les échelles retenues, cette zone peut s'étendre de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres de part et d'autre de la limite terre-eau ou au sens strict, correspondre à l'estran (zone intertidale). Ces espaces limités, convoités, attractifs, propices aux différents flux (échanges commerciaux, déplacements, tourisme, etc.) accueillent une part importante de la population mondiale. Cette littoralisation est un processus ancien mais qui a pris une dimension importante et mondiale depuis la seconde partie du XXe siècle. La population française n'échappe pas à ce constat, présentant une densité humaine sur le littoral 2,5 fois plus élevée que la moyenne nationale. Cette partie du territoire regroupe 1 habitant sur 10 sur seulement 4% du territoire et fait plus que doubler pendant la période estivale touristique (estimations 2006 du CETE Méditerranée cité par l'IFEN en octobre 2007). Selon Bird [1985] plus de 70% des plages sableuses ou gravillonaires mondiales seraient en érosion. Ces plages constituent le tiers du littoral français (≈2000 km) [European Union, 2004] et peuvent présenter un recul de plusieurs mètres par an (Figure 1.1). Ainsi, l'ensemble des villes et activités situées à proximité de ces côtes se trouvent directement menacées.

Le recul des côtes peut s'expliquer par le cumul de différents effets naturels et anthropiques [Paskoff, 1998a]. Schématiquement, la position du trait de côte peut être vue comme un équilibre entre les apports sédimentaires maritimes et terrestres, d'une part sous l'action des vagues et marées et d'autre part transportés par les rivières et le vent. Premièrement, la généralisation de l'érosion des plages dans le monde serait en partie due à l'évolution géologique terrestre. Il y a environ 15 000 ans, la déglaciation entraina une forte élévation du niveau de la mer de plus de 100 m. Durant cette

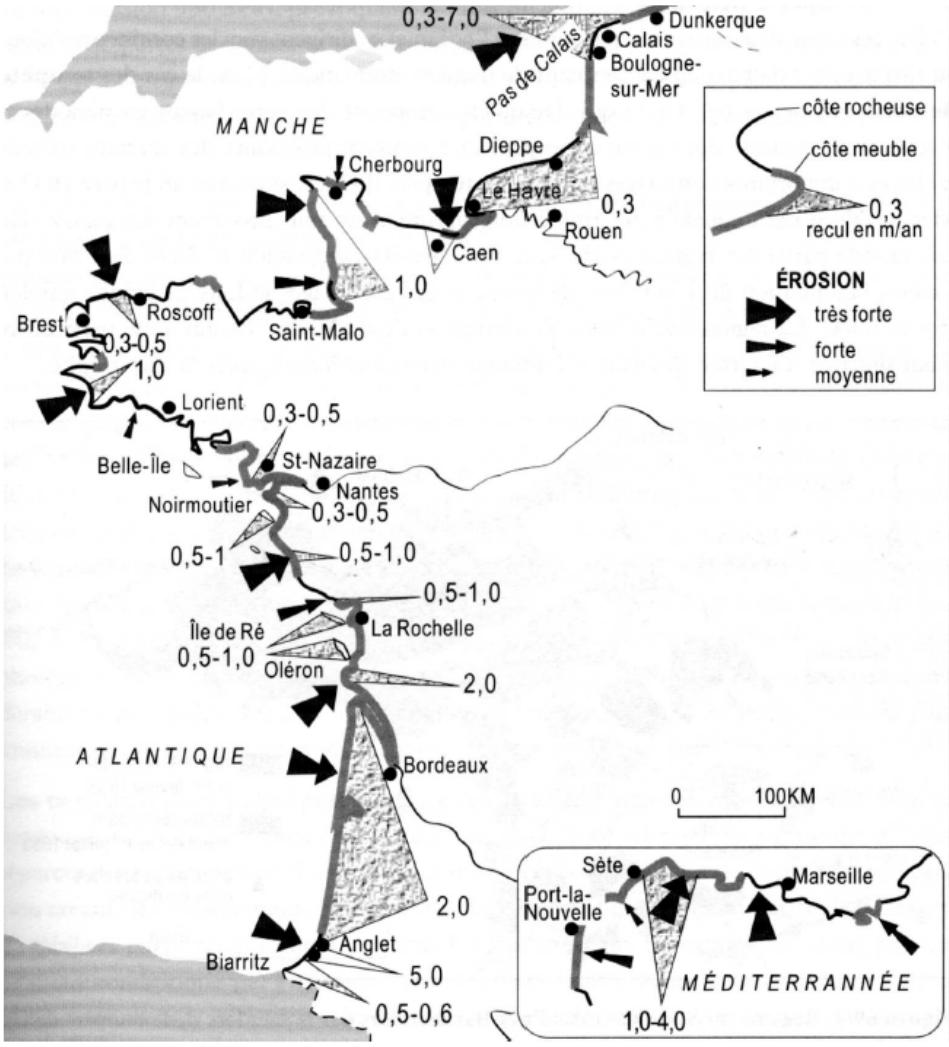

FIGURE 1.1 – Bilan de l'érosion actuelle des côtes de France métropolitaine [Chamley, 2002].

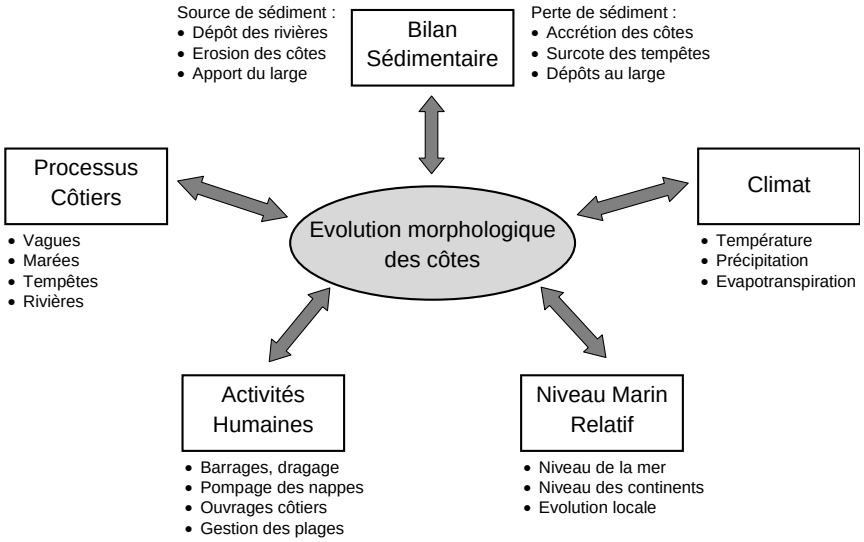

FIGURE 1.2 – Synthèse non-exhaustive des paramètres influençant l'évolution morphologique des côtes (d'après Thornton et al. [2000]).

période, les plateaux continentaux progressivement immergés représentaient alors un grand réservoir de sédiments. Lorsque le niveau de la mer se stabilisa il y a environ 6 000 ans, ces sédiments furent transportés au niveau des côtes, nourrissant les plages et avançant le trait de côte. Les fleuves ont également fournit plus de sédiments entre 6 000 et 4 000 ans BP environ, en raison du matériel glaciaire libéré lors de l'optimum climatique. Depuis ce moment, les apports sédimentaires se limitent majoritairement à l'approvisionnement des rivières et à l'érosion des falaises.

Les volumes sédimentaires côtiers ont également diminués au cours du XXe siècle, l'anthropisation a aggravé la situation en diminuant l'apport sédimentaire provenant des rivières. En effet, la multiplication des barrages et retenues sur l'ensemble des fleuves et rivières, jouant le rôle de pièges à sédiments, a considérablement réduit leur transport sédimentaire. De plus, la tendance à l'installation humaine au plus proche des côtes tend à détruire les dunes et ainsi diminuer encore les réservoirs sédimentaires terrestres. D'autres causes anthropiques telles que la pollution maritime et la dégradation des fonds marins peuvent également jouer un rôle sur la dynamique du littoral.

Par ailleurs, nous semblons assister ces dernières décennies dans certains secteurs du globe à une intensification des scénarios de tempêtes [Forbes et al., 2004] ainsi qu'au raccourcissement de leur période de retour [Paskoff, 1998a]. Il est difficile de déterminer si cela résulte d'une tendance nouvelle ou si ce n'est qu'une variabilité normale. La conséquence est telle que la multiplication de ces évènements extrêmes est particulièrement destructrice pour la stabilité des plages et renforce leur érosion. L'élévation du

niveau de la mer suite au réchauffement moyen de la Terre est souvent avancé pour expliquer le recul des côtes. Cet argument doit cependant être utilisé avec précaution car le déficit sédimentaire suffit à expliquer l'ampleur de l'érosion côtière observée. Dans le dernier siècle, le niveau de la mer s'est élevé en moyenne de 1 à 2 mm par an et il pourrait augmenter de 15 à 90 cm d'ici 2100. Soit une élévation moyenne d'environ 4 mm par an pour une valeur probable de 48 cm [Paskoff, 1998b]. Nous supposons donc une accélération de l'élévation du niveau de la mer, expliquée principalement par la dilatation de la couche superficielle de l'océan et la fonte des glaciers de montagne. Cependant, l'élévation du niveau de la mer n'est pas nécessairement associée à un recul du trait de côte. Pour cela, il convient de considérer le niveau marin relatif qui résulte de l'interférence de la néotectonique (affaissement ou soulèvement) et des variations générales du niveau de la mer (hausse ou baisse). Dans le cas d'une augmentation du niveau marin effectif, le trait de côte se verrait effectivement reculer dans le schéma général [Bruun, 1962] mais pourrait aussi se voir avancer s'il est soumis à de forts apports sédimentaires. La Figure 1.2 synthétise de manière schématique les paramètres pouvant avoir un effet sur l'évolution morphologique des côtes [Thornton et al., 2000].

Suite à ces constatations et dans le but de protéger les zones côtières les plus sensibles, d'importants ouvrages « en dur » ont été construit pendant ces dernières décennies. Ainsi, le littoral a vu naître d'innombrables digues, épis et brise-lames en tous genres. Malheureusement, ces ouvrages répondent à l'érosion côtière de manière très localisée et déplacent le problème au voisinage direct. Leur efficacité peut s'avérer bonne pendant les premières années mais leur durabilité reste limitée et des sommes considérables sont réinvesties régulièrement pour entretenir ces ouvrages.

La prise de conscience environnementale et l'impact à long terme des ouvrages lourds ont suscité de nombreuses questions. Une nouvelle approche du problème semble s'imposer, ne serait-il pas préférable de s'adapter à cette évolution plutôt que de s'efforcer à la contrarier ? Mais pouvons-nous accepter la disparition d'ici la fin du siècle, de bandes de terrain de 100 ou 200 mètres de large, avec les bâtiments qu'elles supportent ? Qu'en est-il des zones urbanisées en bord de mer et leurs plages représentant les principales ressources économiques d'une région ? Devons-nous donc défendre tel ou tel front de mer menacé ? Si oui, en sommes-nous capable et comment ? Qui financera la protection ?

Face à ces questions très concrètes, de nouvelles approches sont testées, cherchant le meilleur compromis entre l'efficacité, le coût opératoire et l'impact environnemental. Par exemple, les rechargements sableux des parties émergées ou immergées des plages, sous forme de dépôts sédimentaires ou de géotubes sont de plus en plus utilisés. Par ces procédés, une reconstruction directe ou indirecte de la plage est attendue, de manière

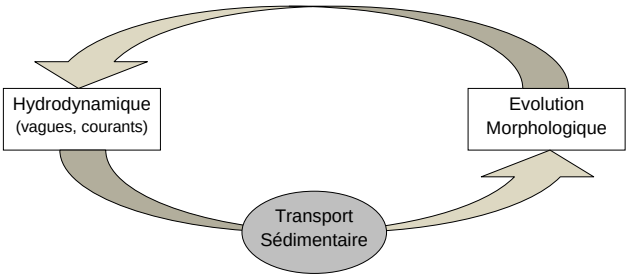

FIGURE 1.3 – Morphodynamique côtière : influence réciproque de l'hydrodynamique et de la morphologie de la plage.

plus « douce » pour l'environnement littoral et restant plus neutre face aux décisions qui pourront être prises dans le futur.

L'interaction entre l'atmosphère, la mer et le continent représente un milieu multiphasique très complexe encore mal compris. Depuis de nombreuses années, la communauté scientifique s'attache à caractériser les processus hydrodynamiques et sédimentaires responsables de la dynamique des plages. L'objectif est de modéliser et prédire correctement l'évolution des côtes afin de mieux les gérer et les protéger. Pour répondre à cela, de nombreuses études portent sur l'observation de plages naturelles et sur la modélisation de ces plages par des modèles physiques en laboratoire ou numériquement.

1.2 Concepts en morphodynamique côtière

La morphodynamique des plages est l'évolution spatio-temporelle de la morphologie des plages sous l'effet du forçage hydrodynamique. Par l'intermédiaire du transport sédimentaire la plage évolue sous l'action de la mer, en retour modifiée par l'évolution du fond marin (Figure 1.3).

1.2.1 Hydrodynamique littorale

Les conditions atmosphériques (vent, dépression) sont les moteurs des déplacements de la surface des océans (vagues, courants). Les effets planétaires (attraction de la Lune, rotation de la Terre) génèrent des ondulations très lentes de la surface des océans, les marées. Ces différents forçages sont caractérisés par des échelles de temps et d'espace très variées, de la seconde au siècle et du millimètre aux kilomètres (Figure 1.4). Le frottement du vent sur l'océan provoque une agitation de la surface et la génération d'ondulations. Ces ondulations sont caractérisées par leur amplitude et leur périodicité, qui peut aussi être caractérisée par la longueur d'onde L (Figure 1.5). Ces caractéris-

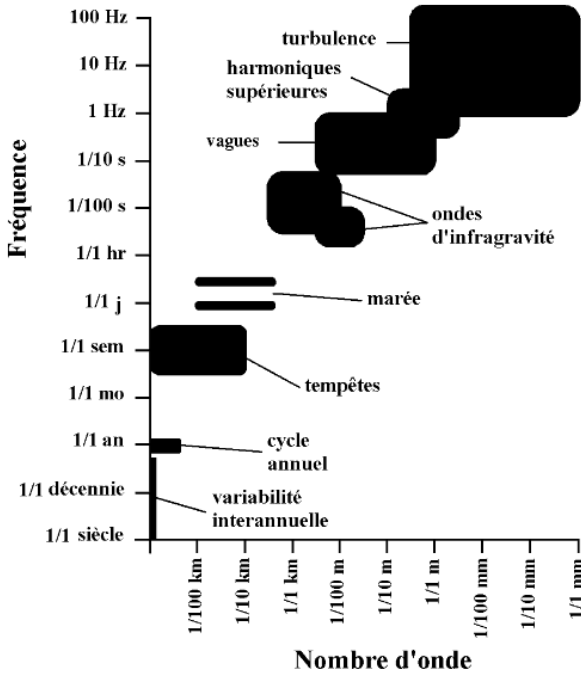

FIGURE 1.4 – Échelles de temps des phénomènes hydrodynamiques côtiers en fonction de leurs échelles spatiales (d'après Thornton et al. [2000]).

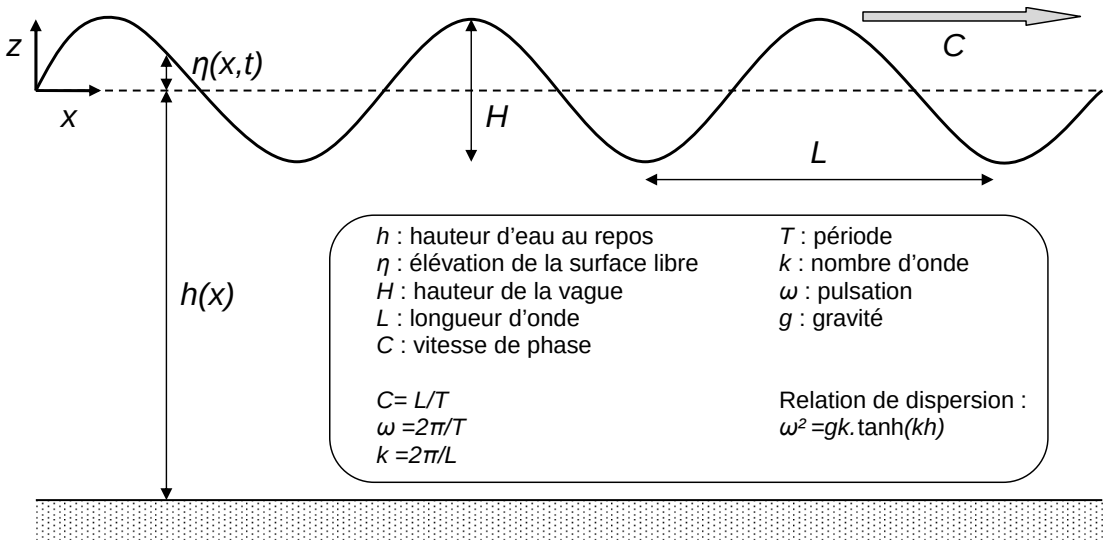

FIGURE 1.5 – Grandeurs caractéristiques des vagues.

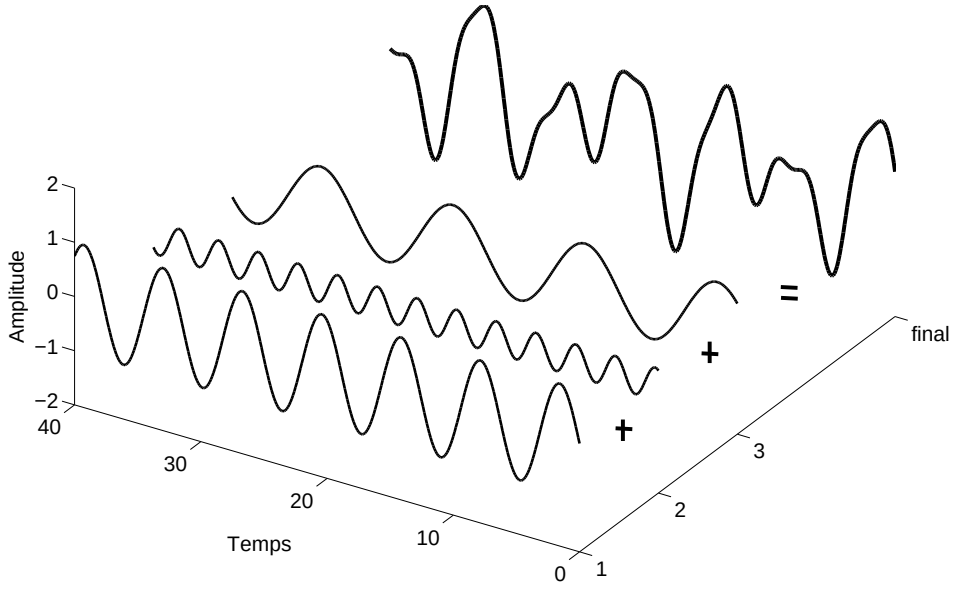

FIGURE 1.6 – Exemple de superposition de trois ondes sinusoïdales formant une onde irrégulière.

tiques dépendent de l'intensité, de la durée et de la distance sur laquelle souffle le vent (« *fetch* »). Cette « mer de vent » est définie comme la superposition d'une multitude d'ondes sinusoïdales, formant des ondes dites « irrégulières » (Figure 1.6). De plus, les dépressions agissent comme un aimant en élevant localement la surface des océans, cela provoque la formation d'ondes de périodicités généralement plus élevées que celles générées par le vent. Ces composantes s'ajoutent encore à l'état de mer. Les ondes se propagent ensuite sous l'effet des gradients de pression dus à la gravité terrestre, nous parlons ainsi d'ondes « gravitaires ». Lorsque qu'elles évoluent en dehors de la zone de génération par le vent, nous parlons de houle. Si la houle et les vagues définissent rigoureusement deux états différents, nous utiliserons par la suite ces deux termes dans le même sens pour définir l'état de mer qui arrive à la côte. Par une succession d'arrangements aléatoires très rares, différentes vagues peuvent se regrouper, se chevaucher et former une nouvelle vague beaucoup plus grande que la moyenne. Ces « vagues scélérates » ne sont pas les plus grandes observées mais leur imprévisibilité les rend très dangereuses pour les navigateurs.

Lorsque les vagues générées au large arrivent proche des côtes, leur sens de propagation présente généralement un angle par rapport au rivage. Les vagues qui déferlent alors à la côte génèrent un courant parallèle à la plage, appelé « courant de dérive », de l'ordre du mètre par seconde. Ce courant assure un important transport sédimentaire le long de la plage (de l'ordre de 10^5-10^6 m^3 an^{-1}) appelé « dérive littorale ». Si des

FIGURE 1.7 – Photographies de la plage du Truc-Vert (côte aquitaine, France) présentant des formations sédimentaires tridimensionnelles de type « barre-baïne » (photos de P. Larroudé).

ouvrages (digues, ports, épis) sont construits le long de la côte, ils bloquent ce transit sédimentaire en accumulant le sédiment à l'amont et érodant la plage à l'aval. Dans la situation où le transit sédimentaire le long de la côte (« *long-shore* ») n'est pas perturbé, alors la dynamique transversale à la plage (« *cross-shore* ») devient un acteur important de la morphodynamique des plages ; même si ces échanges sédimentaires restent nettement plus faibles. Nous passons ainsi d'un problème tridimensionnel à un modèle bidimensionnel perpendiculaire à la côte. Bien-sûr, cela ne permet pas l'étude des formations sédimentaires tridimensionnelles comme les barres en festons (croissants) [Certain, 2004] ou encore les structures de type « barre-baïne » [Castelle et al., 2007], illustrées sur la Figure 1.7 pour la plage du Truc-Vert (côte aquitaine, France).

Dans cette analyse bidimensionnelle, nous considérons la propagation des vagues perpendiculairement à la côte (Figure 1.8). Au large, en eau profonde ($h > 2L$), 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 (moins ralenties par les frottements du fond) 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 alternativement la « zone de jet de rive ».

La propagation des rouleaux de déferlement des vagues ainsi que le flux lié aux crêtes représentent un apport de fluide vers la côte. Cela a pour effet d'augmenter le niveau

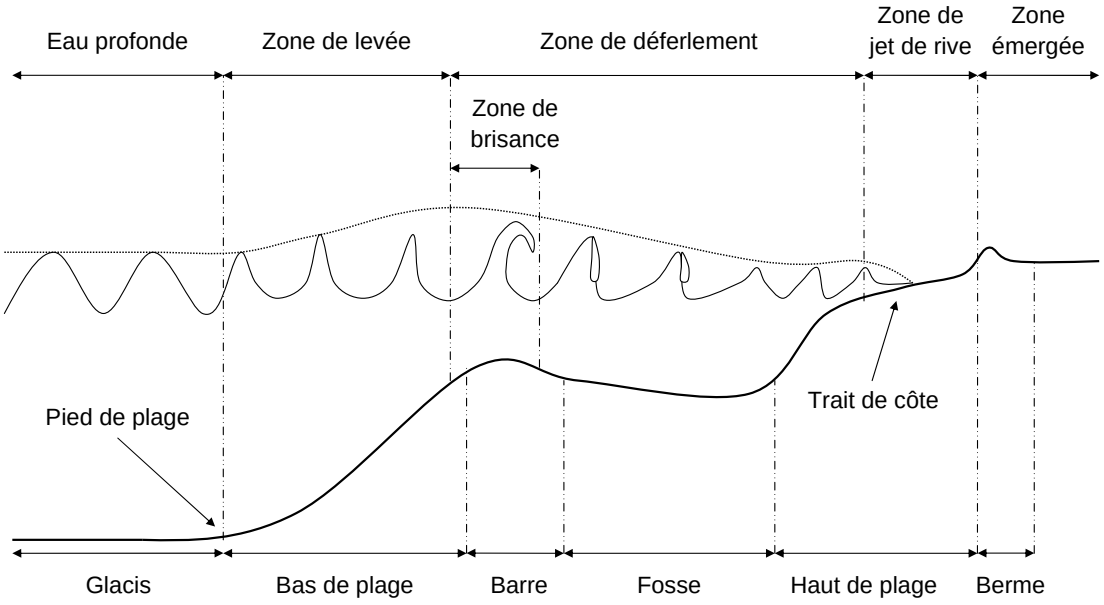

FIGURE 1.8 – Profil morphologique transversal caractéristique d'une plage barrée.

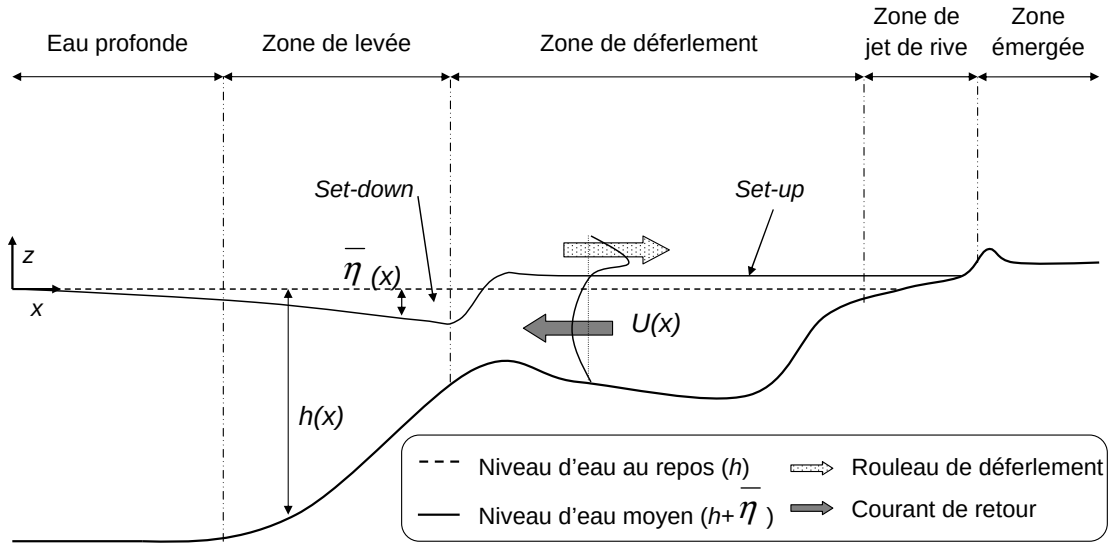

FIGURE 1.9 – Caractéristiques hydrodynamiques d'une plage transversale barrée.

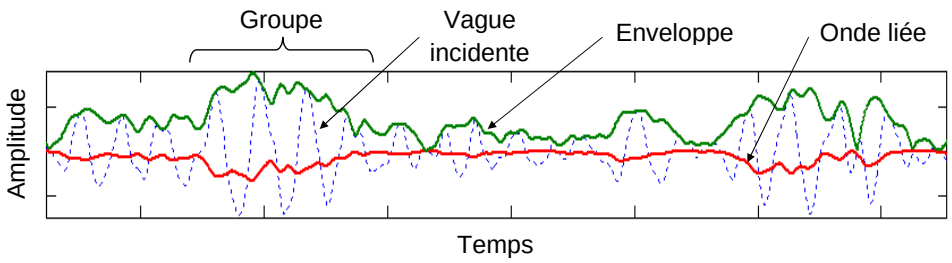

FIGURE 1.10 – Vagues irrégulières formant des groupes (paquets) et ondes liées de basse fréquence anti-corrélées au signal de l'enveloppe des vagues.

moyen de la surface de la mer dans la zone de déferlement (« *set-up* », Figure 1.9). Cette élévation est compensée par une baisse du niveau moyen au large du point de déferlement (« *set-down* »). Le forçage des rouleaux en surface ajouté au gradient de pression horizontal de la surface libre génèrent un courant de retour (« *undertow* ») en profondeur dirigé vers le large. L'intensité du courant est maximale juste après la brisance des vagues et peut atteindre le mètre seconde^{-1}.

L'irrégularité des vagues génère des groupes de vagues (ou « paquets »), ces variations peuvent être caractérisées par l'enveloppe des vagues incidentes comme une ondulation d'une périodicité aléatoire de l'ordre de 100 s (Figure 1.10). Quand les vagues déferlent, l'élévation du niveau moyen est plus importante pour les gros paquets. Ces variations du niveau moyen à la fréquence des groupes agissent comme un piston sur la surface de l'eau (« *surf-beat* ») et génère des ondes de basse fréquence appelées ondes longues ou ondes infra-gravitaires [Symonds et al., 1982]. Le domaine infra-gravitaire regroupe les ondes de basse fréquence, par opposition au domaine gravitaire des vagues courtes incidentes. Des ondes « liées » sont associées aux groupes de vagues, présentant une dénivellation de la surface libre anti-corrélée au signal de l'enveloppe [Longuet-Higgins and Stewart, 1962] (Figure 1.10). Ces ondes peuvent être relâchées en ondes libres quand les vagues du groupe déferlent, elles se réfléchissent généralement à la côte puis se propagent au large ou restent piégées dans la zone de déferlement par réfraction [Van Rijn, 1998][p.3.9]. Ces ondes interviennent également dans le domaine infra-gravitaire. Ces ondes longues de faible amplitude interagissent avec les vagues incidentes, leurs effets se font particulièrement ressentir en haut de plage dans la zone de jet de rive quand l'amplitude des vagues devient très faible.

L'interaction des ondes gravitaires et infra-gravitaires ainsi que les courants induits représente le forçage hydrodynamique appliqué à la plage.

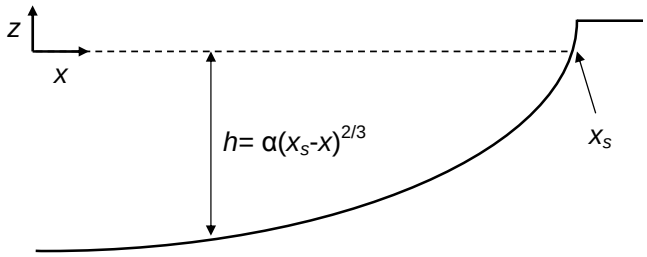

FIGURE 1.11 – Schéma caractéristique d'un profil de plage de Dean [1977].

1.2.2 Morphodynamique des plages

Les profils de plage transversaux résultent de flux sédimentaires gouvernés par les courants induits par les vagues ainsi que les non-linéarités (asymétries) de ces vagues. L'estimation de la direction et de l'intensité de ces flux est un point clé de la prédiction de l'évolution des plages. Malheureusement, la complexité du milieu tri-phasique (eau-air-sédiment) et des processus physiques mis en jeu, comme la génération de turbulence dans le déferlement des vagues et dans la couche limite de fond, rend la modélisation de l'évolution des plages très difficile. Ainsi le concept d'équilibre morphologique se révèle être très utile. Un profil de plage se verrait atteindre une morphologie fixe pour des conditions de vagues données, le flux sédimentaire moyen serait donc nul. L'évolution des plages à long terme pourrait ainsi être estimée en calculant la « distance » entre le profil de plage actuel et le profil d'équilibre qu'il devrait atteindre. Certains modèles d'évolution de plage utilisés en ingénierie (SBEACH par exemple) considèrent les profils d'équilibre comme des profils cible [Dean, 1991]. Ces profils, déterminés empiriquement, sont initialement basés sur le principe d'une dissipation volumique des vagues uniforme en zone de déferlement [Dean, 1977]. Ils s'expriment de la manière suivante :

$$h = \alpha \left(x_s - x\right)^{2/3}, \tag{1.1}$$

où h est la hauteur d'eau, x_s la position du trait de côte et α une constante de proportionnalité dépendant de la taille du sédiment (e.g. Figure 1.11). Ainsi, la pente de la plage est étroitement liée à la taille des sédiments : plus les sédiments sont grossiers, plus la plage est raide.

A cause des conditions de vagues continuellement changeantes en mer, les profils d'équilibre peuvent seulement être estimés comme des moyennes spatiales le long de la côte ou temporelles pendant l'année. Des profils ont ainsi été obtenus pour certaines périodes de l'année caractérisées par des conditions de vagues bien définies [Larson and Kraus, 1994]. Cela a par exemple mené aux profils « d'été », avec une zone émergée large et un haut de plage raide, et « d'hiver » avec une zone émergée plus courte et

une pente de haut de plage plus douce. Les expériences en laboratoire peuvent éviter l'inconvénient de définir un profil d'équilibre comme un profil moyen. Il suffit pour cela d'être suffisamment patient pour générer pendant de longues heures les mêmes conditions de vagues [Kamalinezhad, 2004 ; Wang and Kraus, 2005 ; Grasso et al., 2009a].

Les profils de plages sont généralement plus complexes que le simple profil de Dean concave. Certains possèdent une partie convexe près du trait de côte est une partie concave plus au large. Wright and Short [1984] ont établi une classification de différents profils de plage transversaux observés pour des conditions de vagues données (Figure 1.12). Ces conditions de vagues incidentes sont caractérisées par le nombre de Dean définit comme :

$$\Omega = \frac{H_c}{T_c w_s}\,, \tag{1.2}$$

où H_c et T_c sont les hauteur et période caractéristiques des conditions de vagues et w_s la vitesse de chute du sédiment. $\Omega \leq 1$ caractérise des plages « réflectives » avec un haut de plage raide où les vagues sont fortement réfléchies (zone de déferlement restreinte), alors que $\Omega \geq 5$ représente des plages « dissipatives » de pente douce dissipant les vagues sur une grande partie de la plage (longue zone de déferlement). Le domaine intermédiaire compris entre 1 et 5 présente une variété de plages barrées et en forme de terrasses.

La dynamique des barres sableuses a été identifiée comme ayant un rôle important sur l'évolution du trait de côte. Selon Masselink and Hughes [1993], leur mécanisme de génération pourrait s'expliquer par deux hypothèses (Figure 1.13). La première hypothèse concerne la génération d'une barre proche du point de déferlement des vagues courtes incidentes. La barre serait formée par la convergence des sédiments, d'une part en zone de levée dirigés vers la côte sous l'effet de l'asymétrie des vagues et d'autre part dans la zone de déferlement vers le large sous l'effet du courant de retour. La seconde hypothèse associe la génération d'une barre aux nœuds (ou ventres) des ondes infra-gravitaires stationnaires, qui représentent des zones de convergence du sédiment.

Les mesures de terrain menées depuis de nombreuses années ont fortement amélioré la compréhension de la dynamique des barres. Ainsi, les migrations de barres vers le large seraient généralement observées pour des conditions de vagues très énergétiques, alors que des conditions modérées produiraient des migrations vers la côte [Gallagher et al., 1998 ; Ruessink et al., 2003b]. Ces mesures servent à valider les modèles numériques de transport sédimentaire et de morphodynamique mais ne permettent pas une description détaillée de l'évolution des barres à cause de la faible résolution temporelle des relevés bathymétriques. Les modèles physiques apportent ainsi une alternative in-

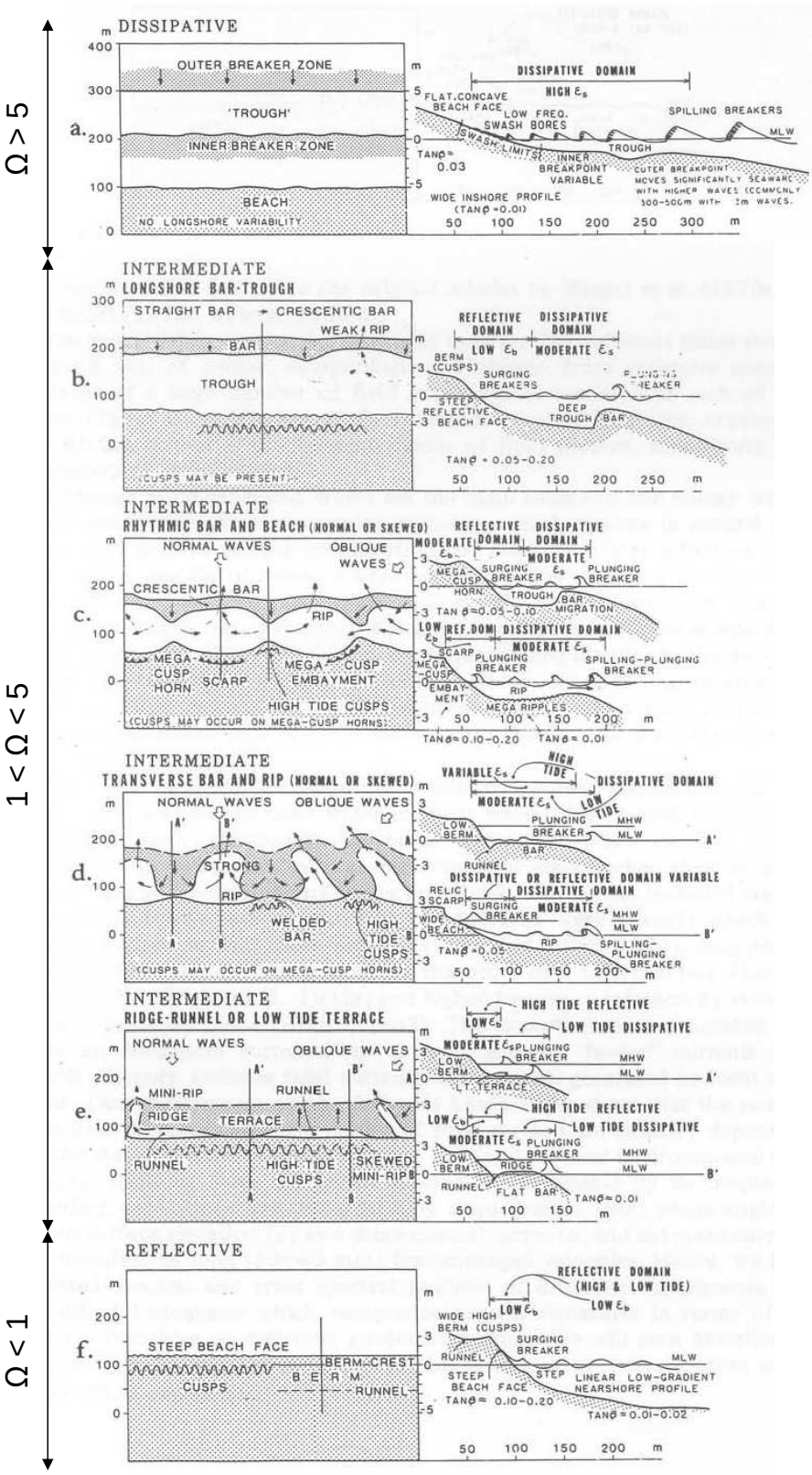

FIGURE 1.12 – Classification des états de plages typiques observés en fonction du nombre de Dean Ω [Wright and Short, 1984].

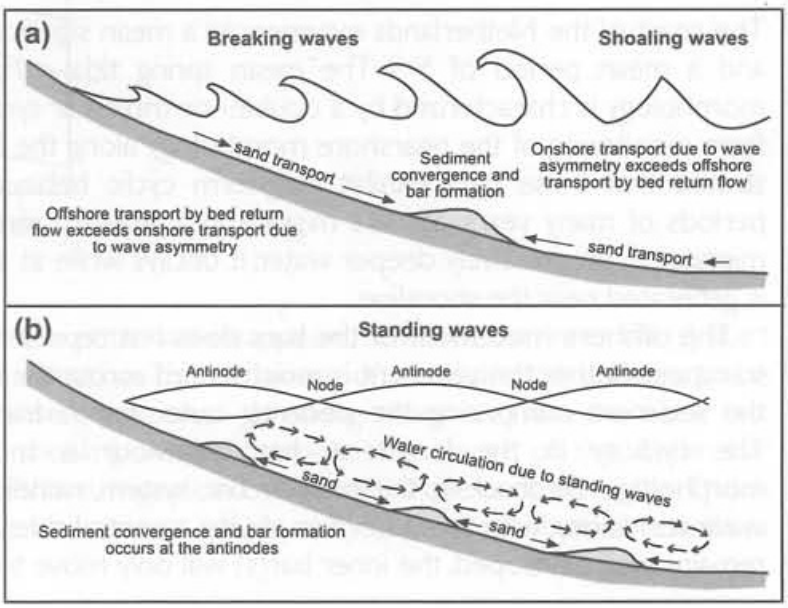

FIGURE 1.13 – Hypothèses sur la formation des barres sableuses [Masselink and Hughes, 1993].

téressante [Roelvink and Stive, 1989 ; Dette et al., 2002]. La plupart des études se sont focalisées sur l'érosion du haut de plage et la formation de barres, peu se sont attachées à caractériser la migration des barres [Hoyng, 2008 ; Grasso et al., 2009b]. La compréhension et la modélisation de la dynamique des barres viennent au premier plan de l'ingénierie côtière, particulièrement en termes de protections des côtes. Le rechargement sableux de la partie émergée des plages est un moyen couramment utilisé pour lutter contre l'érosion [Hamm et al., 2002]. Cependant le rechargement sableux d'avant-côte, semblable à une barre immergée, semble être un bon compromis en termes d'efficacité, d'écologie et de coût opérationnel. Ces rechargements d'avant-côte ont deux principaux objectifs. Premièrement, le dépôt sédimentaire peut être transporté vers la côte sous l'action des vagues pour reconstruire et agrandir la zone émergée. Deuxièmement, les grosses vagues déferlent et dissipent leur énergie au passage de la barre formée par le rechargement. Réduire la dissipation des vagues au trait de côte permet de limiter l'érosion de la zone émergée mais également d'éviter des problèmes de liquéfaction du sol déstabilisant les ouvrages côtiers [Mory et al., 2007 ; Michallet et al., 2009].

Comme l'illustre la Figure 1.14, une tendance granulométrique est généralement retrouvée sur l'ensemble des plages sableuses avec les sédiments les plus grossiers regroupés en haut de plage et les fins plus au large [Birkemeier et al., 1985]. L'obser-

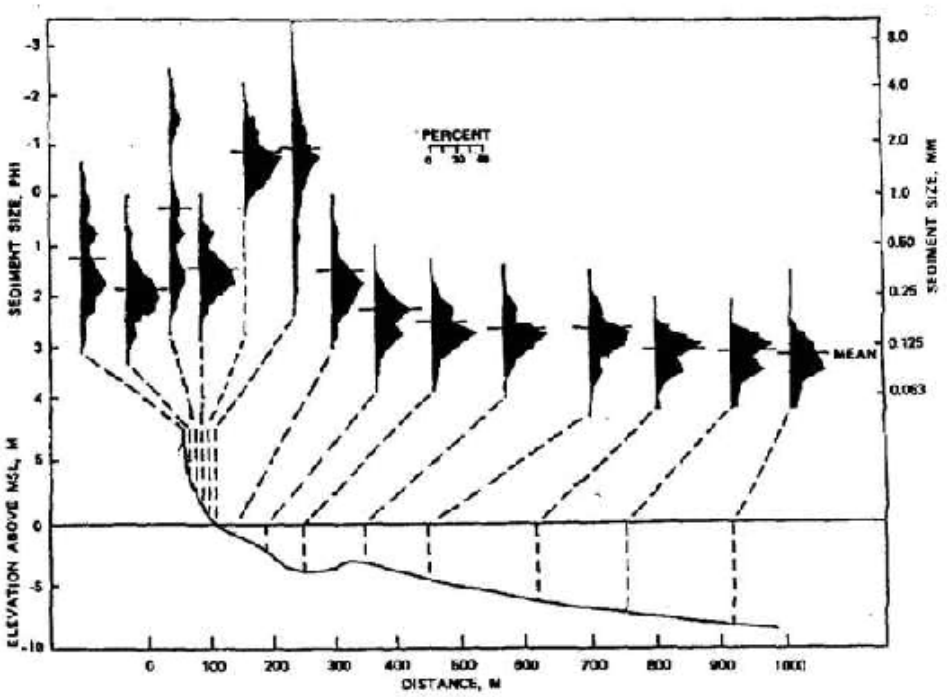

FIGURE 1.14 – Distribution de la taille des sédiments le long d'un profil de plage transversal à Duck (N.C., État-Unis) [Birkemeier et al., 1985].

vation d'une distribution sédimentaire bi-modale peut s'expliquer par la concomitance de sables et de coquillages ayant des diamètres nettement différents. La taille des sédiments rechargés peut avoir une influence très forte sur les pentes de plage, un dépôt de sédiments plus grossiers que ceux initialement présents serait plus stable et moins sujet à l'érosion [Dean and Dalrymple, 2002]. Cependant, très peu d'études se sont portées sur l'évolution temporelle de la granulométrie des plages sous l'action des vagues [Masselink et al., 2007]. Par exemple, Benedet et al. [2004] présentent des mesures granulométriques d'échantillons de surface prélevés sur des plages rechargées mais la discrétisation temporelle des relevés reste très faible (tous les ans).

Pendant les dix dernières années, d'importants efforts ont été faits pour suivre l'évolution morphologique des rechargements sur des plages naturelles. Grâce au développement de systèmes vidéos (e.g. Argus), l'évolution de la morphologie des plages peut être quasiment suivie en continu [Ojeda et al., 2008]. Cela n'est cependant plus possible quand les conditions de vagues deviennent trop fortes, alors que ces conditions sont connues comme responsables des principaux changements morphologiques. A nouveau la modélisation physique s'avère être très utile dans le suivi et l'analyse de la dynamique des barres et des rechargements sédimentaires.

La problématique centrale de la morphodynamique des plages reste le couplage entre le forçage hydrodynamique des vagues et la réponse morphologique des plages. Différents régimes de transport sédimentaire sont identifiés en fonction de la vitesse du fluide et des caractéristiques du sédiment [Nielsen, 1992]. Une fois mobilisé, le sédiment commence à être transporté par charriage puis la formation de rides au fond peut provoquer des tourbillons sédimentaires. Pour un forçage hydrodynamique plus important, le sédiment est transporté par le mécanisme de « *sheet-flow* » étant identifié comme le déplacement horizontal d'une couche sédimentaire de l'ordre de quelques centimètres de hauteur. Ces régimes de transport caractérisent une zone proche du fond alors que la mise en suspension des sédiments pour des conditions très énergétiques peut concerner toute la colonne de fluide. Même si d'importants progrès ont été réalisés durant ces quarante dernières années, le transport sédimentaire est encore aujourd'hui difficilement modélisé. Les modèles de transport sédimentaire standards sont basés sur l'approche « énergétique » de Bagnold [1966] selon laquelle l'énergie dépensée par les vagues pour transporter les sédiments est proportionnelle à la dissipation totale. Bowen [1980] et Bailard [1981] suggèrent que le flux sédimentaire moyen peut être prédit en insérant les mesures de vitesse instantanée dans la formule simplifiée de Bagnold [1966], puis de moyenner les flux instantanés obtenus. Cependant, ces modèles décrivent mal le transport sédimentaire pour des formes de fond complexes (effets de la présence de rides et de barres) et ne prennent pas en compte la turbulence générée par le déferlement des vagues ou par le cisaillement de la couche limite de fond. Une des conséquences est que l'inclusion de ces formules dans les modèles de morphodynamique ne permet pas de simuler des cas de migrations de barres vers la côte [Gallagher et al., 1998]. Elgar et al. [2001] mettent en évidence l'importance des non-linéarités des vagues pour ces cas de migrations et de nombreux auteurs cherchent à intégrer ces processus aux modèles de transport sédimentaire devenant de plus en plus évolués [Drake and Calantoni, 2001 ; Hoefel and Elgar, 2003 ; Hsu et al., 2006 ; Ruessink et al., 2007]. D'autres modèles (e.g. Silva et al. [2006]) sont développés dans le but de prendre en compte le décalage temporel entre l'entrainement et la chute des particules (effet de « *phase-lag* ») pour mieux décrire les instationnarités de la suspension avec les vagues.

Depuis une vingtaine d'années, les modèles de couche limite ont été développés pour mieux décrire les écoulements internes et la distribution sédimentaire associée pour des fonds plats ou ridés [Trowbridge and Young, 1989]. Ces modèles mathématiques complexes résolvent les équations de quantité de mouvement et de conservation de la masse des sédiments dans la couche limite de fond générée par le cisaillement des vagues et des courants. Le transport sédimentaire instantané est obtenu en intégrant verticalement les flux de sédiment à chaque niveau. Ce type de modèles [Guizien et al.,

2003 ; Henderson et al., 2004 ; Ruessink et al., in press] vise à simuler les processus physiques agissant de la couche limite de fond à toute la colonne de fluide et peuvent servir de modèles de référence pour tester des formules paramétriques plus simples. Cependant, ils ne prennent pas en compte la turbulence induite par le déferlement des vagues, pourtant très présente pour des conditions de vagues énergétiques. En effet, la turbulence générée par le déferlement semble être un acteur important de la mise en suspension des sédiments en zone de déferlement [Beach and Sternberg, 1996 ; Butt et al., 2004]. Pour cette raison de nombreux auteurs [Mocke, 2001, par exemple] cherchent à modéliser ce rouleau de déferlement par une condition limite turbulente sur le haut de la colonne d'eau. Ces modélisations ce focalisent sur la paramétrisation de l'intensité turbulente induite par le rouleau ainsi que la couche de fluide dans laquelle se diffuse cette turbulence.

Afin d'obtenir des modèles numériques de morphodynamique capables de prédire correctement l'évolution des plages, il est nécessaire de les tester et de les valider à partir de données physiques (vitesse du fluide, concentration en sédiment, profil de plage). Les mesures de terrain sont souvent difficiles à collecter et parfois impossibles pour des conditions extrêmes. De plus, la complexité du milieu tridimensionnel et les conditions de vagues continuellement changeantes rendent les comparaisons avec les modèles numériques très délicates. Pour cette raison, la modélisation physique en laboratoire est couramment utilisée. Cela permet de simplifier les problèmes, maitriser le forçage hydrodynamique et mesurer avec soin les processus physiques. Mais les modèles réduits utilisant du sable ont du mal à reproduire correctement la mise en suspension des sédiments observée en nature. C'est pourquoi de nombreuses expériences ont été réalisées dans de grands canaux (de 100 à 324 m de long) dans le but de modéliser à l'échelle réelle l'érosion du trait de côte, la formation des barres ou encore les cas de rechargements [Dette et al., 2002 ; Wang and Kraus, 2005 ; Guannel et al., 2007]. Mais les possibilités de ces installations restent limitées, notamment pour la hauteur des vagues générées ($\leq$1,20 m). Les modèles réduits sont une alternative intéressante pour simuler des conditions de vagues plus fortes, leur utilisation plus aisée permet également de tester un plus grand panel d'essais [Kamalinezhad, 2004 ; Hoyng, 2008 ; Grasso et al., 2009a]. Depuis trois ans, un important volet du programme européen HYDRALAB-SANDS s'est attaché à l'étude des lois de réduction d'échelles des modèles physiques en simulant les mêmes expériences dans trois canaux de tailles différentes. Ce projet regroupe le canal GWK de Hanovre en Allemagne (échelle 1 :1), le canal de Barcelone en Espagne (échelle 1 :1,7) et le canal « Scheldt » de Delft aux Pays-Bas (échelle 1 :6) [Hoyng, 2008].

1.3 Contexte contractuel de la thèse

Cette thèse s'est déroulée au sein de l'équipe « Houle » du Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) à Grenoble, qui mène des activités de recherche dans le domaine du transport sédimentaire en milieu littoral. Les travaux de l'équipe portent plus particulièrement sur la caractérisation de la stabilité du lit et des critères de liquéfaction ; la dynamique de la couche limite oscillante ; l'interaction de la turbulence générée par le déferlement des vagues avec la suspension ; la modélisation du transport résultant ; la morphodynamique des plages. Pour ces recherches, l'équipe réalise des études de modélisation physique et théorique, développe de l'instrumentation et participe à des expériences de terrain.

Cette étude s'inscrit dans la continuité de la thèse de Kamalinezhad [2004] dont les travaux ont eu pour objectif de mettre en place un canal à houle et sédiment de petite échelle, respectant les similitudes hydro-sédimentaires pour étudier la morphologie des plages sableuses naturelles.

Le travail présenté par la suite a fortement été intégré aux programmes de recherche LITEAU II financé par le Ministère de l'Écologie et du Développement Durable (MEDD) coordonné par R. Certain (IMAGE, Université de Perpignan) et le projet GESA du programme européen INTERREG IIIC, BEACHMED-e coordonné en France par le Conseil Général de l'Hérault (CG34). Ces deux projets, se déroulant de 2005 à 2009, présentent des articulations fortes et des complémentarités intéressantes pour l'étude de l'utilisation des rechargements sédimentaires d'avant-côte dans la lutte contre l'érosion des plages sableuses. En plus de fournir une expertise et des outils de modélisation numérique utilisables par les techniciens et gestionnaires sur différents sites, des simulations de rechargements en canal à houle et sédiment sont réalisées afin d'en étudier la stabilité. Les recherches sont basées sur l'inter-comparaison de différents modèles numériques et des simulations physiques réalisées dans le canal du LEGI au cours de cette thèse. L'impact écologique (et socio-économique pour les acteurs du littoral) de tels rechargements fait également partie intégrante du projet, avec un volet biologie/étude d'impact sur le benthos qui pourra servir de référence en la matière. Ces projets représentent donc la passerelle entre les études fondamentales amont du milieu côtier et les applications possibles des connaissances recueillies au service des gestionnaires.

Le projet LEFE-IDAO 2006-2009 « Hydrodynamique dans la zone affectée par le déferlement » est coordonné par H. Michallet (LEGI) et financé par l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). Il se focalise sur les processus hydrodynamiques du déferlement des vagues (turbulence, instationnarités, ondes basse fréquence, zone de jet de rive). Pour approfondir nos connaissances sur le déferlement des vagues,

les courants et le transport sédimentaire induits, il est nécessaire de confronter des mesures de terrain, des expériences de laboratoire en canaux (2D) et bassins (3D), des modélisations intégrées ou pleinement 3D. Dans ce projet, ma contribution s'est principalement portée sur la caractérisation des ondes de basse fréquence générées dans le canal du LEGI. Par ailleurs, ces expériences ont pu être confrontées aux résultats du modèle numériques « SERR1D » développé par Cienfuegos et al. [2006 2007].

Suite à la thèse de Rodrigo Cienfuegos au LEGI en 2006, une collaboration entre des équipes de recherche chiliennes et françaises est supportée par le programme CONYCIT ECOS-Sud (contrat C07U01). Ce projet porte sur la compréhension et la modélisation de phénomènes côtiers particuliers, encore mal compris que sont : 1) la morphodynamique transversale des plages sableuses et les ondes infra-gravitaires associées ; 2) les courants sagittaux (ou *rip currents*), macro-structures turbulentes et la morphodynamique associée. Un des principes est de coupler le modèle hydrodynamique SERR-1D avec un module morphologique pour prédire la réponse du profil de plage à différents climats de houle. En plus de l'étude des ondes infra-gravitaires par comparaison des modèles physique/numérique, mon travail s'est attaché à comparer différentes formules de transport sédimentaire [Drake and Calantoni, 2001 ; Silva et al., 2006] avec les résultats expérimentaux obtenus dans le canal du LEGI.

Le PEA-SHOM ECORS (Campagne de qualification des modèles de houle et de morphodynamique) est coordonné par N. Sénéchal (UMR EPOC, Université de Bordeaux) et financé par le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM), Direction Générale de l'Armement (DGA). Le besoin formulé par le SHOM consiste en l'observation et la compréhension de l'évolution de plages sableuses naturelles présentant une bathymétrie/topographie complexe. Ces observations ont pour objectif à terme de fournir une base de données cohérente et complète pour la validation et la calibration des modèles numériques de morphodynamique. Pour répondre à ce besoin, 16 équipes de 6 pays ont réalisé une campagne préparatoire à Biscarrosse (France, juin 2007) et une campagne de mesures intensives sur la plage du Truc-Vert, Cap Ferret (France, mars-avril 2008). En ce qui concerne la participation de l'équipe Houle, l'objectif est de caractériser la stabilité du substrat sédimentaire et d'évaluer les flux sédimentaires instantanés induits par le déferlement des vagues. Des instruments de mesures de vitesse, pression, concentration en sédiments, ont été installés dans la zone de déferlement afin de mieux comprendre les phénomènes dominant l'érosion du fond : cisaillement, turbulence, etc.

Ces mesures de terrain sont également accompagnées d'un projet de modélisation MODLIT débuté en 2007, financé par la DGA et géré par l'INSU. Ce projet coordonné par P. Bonneton (UMR EPOC, Université de Bordeaux) s'articule en deux axes. Il

s'agit tout d'abord de reproduire en laboratoire les dynamiques de migration de barres d'avant-côte, cela pour des expériences en canaux et bassins. Ma contribution au projet se traduit ici par l'étude des formations et des migrations de barres simulées dans le canal du LEGI. Les modèles numériques actuels reproduisent mal ces migrations. La modélisation physique permet d'obtenir des données à haute résolution sur ces dynamiques, ce qu'il est difficile de réaliser *in situ*, en particulier pour des conditions de tempête. Le deuxième axe concerne la modélisation numérique du transport sédimentaire mesuré dans les expériences.

1.4 Objectifs et organisation de la thèse

L'objectif de cette thèse est d'aborder les problématiques propres à l'évolution des plages sableuses sous l'action des vagues dans le cadre de modélisations physiques. Ces travaux ont été réalisés dans le canal à houle et sédiment du LEGI permettant de simuler la propagation des vagues de la zone de levée jusqu'au trait de côte pour un profil de plage transversal. L'originalité de ces expériences réside dans la simulation de nombreuses conditions de vagues irrégulières dans le domaine de Dean intermédiaire ($1 \leq \Omega \leq 5$), sur des profils de plage variés, dans un canal à échelle réduite capable de satisfaire les lois de similitude grâce à l'utilisation d'un sédiment de faible densité.

Le chapitre 2 présente l'installation expérimentale, les caractéristiques des vagues générées et les différents outils utilisés dans l'analyse hydrodynamique et morphodynamique des expériences.

L'objectif du chapitre 3 est de questionner le concept d'équilibre morphologique dans le cadre de modélisations physiques. Beaucoup d'importance est attachée au dimensionnement du modèle physique et aux similitudes avec les conditions naturelles. L'analyse porte sur l'évolution morphologique des plages, les profils d'équilibre associés aux conditions de vagues ainsi que leurs caractéristiques hydrodynamiques. Le tri sédimentaire observé au cours de l'évolution morphologique est également présenté.

Le chapitre 4 porte sur l'étude des états transitoires des profils de plage et plus particulièrement sur la formation et la migration des barres sédimentaires d'avant-côte. Le transport sédimentaire associé aux changements morphologiques des plages est analysé en fonction de plusieurs paramètres caractéristiques des processus hydro-sédimentaires mis en jeu. L'analyse se base principalement sur l'effet de l'interaction des non-linéarités des vagues sur la direction du transport sédimentaire.

Nous étudions dans le chapitre 5 l'évolution morphologique d'une plage barrée sous l'action d'un scénario de tempête. Ce même scénario de tempête est simulé pour diffé-

rents cas de rechargements sédimentaires d'avant-côte. L'analyse porte sur les réponses morphologiques, hydrodynamiques et granulométriques de la plage.

Enfin, le chapitre 6 présente une synthèse des principaux résultats obtenus et propose plusieurs pistes de recherche intéressantes à approfondir dans le futur.

Chapitre 2

Matériels et Méthodes

2.1 Dispositif expérimental

Les expériences ont été menées dans le canal à houle du LEGI poursuivant le travail de thèse de Kamalinezhad [2004]. Ce modèle physique à petite échelle représente un profil de plage transversal (perpendiculaire à la côte). Le choix du sédiment est imposé par les similitudes (cf. partie 3.2) et lois d'échelle. Les caractéristiques du canal, le générateur de vagues ainsi que les instruments de mesure utilisés sont détaillés dans cette partie.

2.1.1 Canal à houle

Le canal à houle du LEGI mesure 36 m de long, 55 cm de large et 1,3 m de haut (Figure 2.1). Construit sur une structure en métal par tronçons de 2 m de long, des parois verticales en verre permettent le suivi visuel de l'intérieur du canal. Un faux-fond rigide en PVC, ayant une pente moyenne de 1/60, recouvre le fond du canal dans certains cas. Les parois verticales sont surmontées de deux rails permettant de déplacer des chariots de mesure le long du canal. Le générateur de vagues est situé à une extrémité du canal et la position du batteur au repos définit l'origine x =0 du profil de plage (Figure 2.2). Pour l'ensemble des expériences présentées par la suite, la hauteur d'eau au repos est h_0 =55,3 cm au niveau du générateur de vagues. Le fond du canal est recouvert d'un sédiment plastique (PMMA) de faible masse volumique (ρ_s =1,19 g cm^{-3}) et de diamètre médian d_{50} =0.6 mm. Selon la formulation de Soulsby [1997, p.134], la vitesse de chute correspondante est w_s =2,1 cm s^{-1}, vérifiée également par mesure en colonne d'eau. Les grains du premier et du dernier déciles (d_{10} =0,4 mm et d_{90} =1 mm) ont respectivement des vitesses de chute de 1,2 et 3,5 cm s^{-1}. Nous considérons un rapport

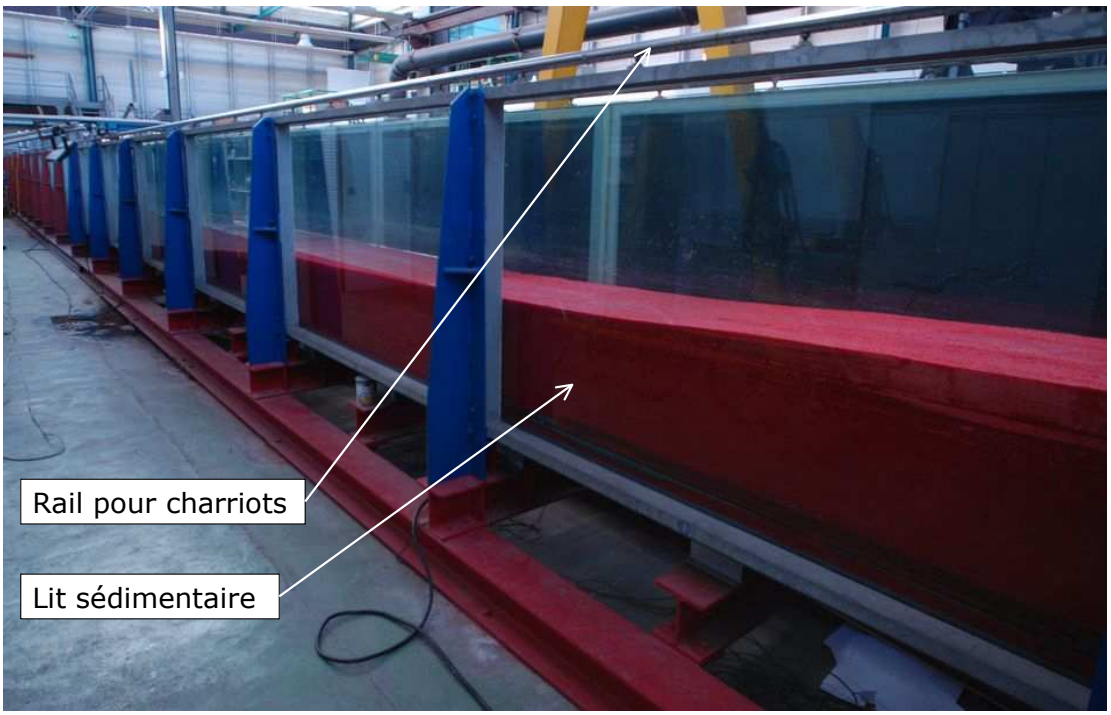

FIGURE 2.1 – Photo du canal à houle du LEGI.

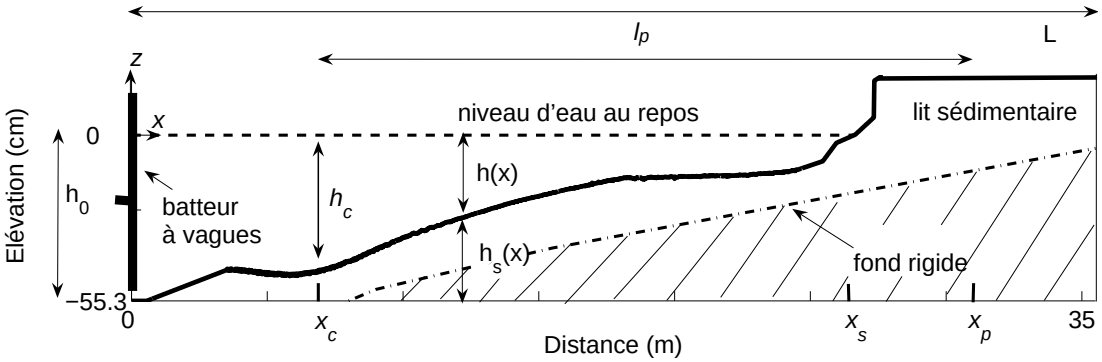

FIGURE 2.2 – Schéma du canal à houle du LEGI : l_p est la longueur du profil allant de l'abscisse x_c de la profondeur de coupure h_c jusqu'à l'abscisse x_p du point le plus éloigné sur la dune qui reste inchangé au cours des expériences, x_s est la position du trait de côte.

FIGURE 2.3 – Photo du générateur de vagues.

d'échelle d'environ 1 :10 en longueur et 1 :3 en temps (cf. partie 3.2). La pente moyenne de la plage sédimentaire est d'environ 1/45. La profondeur de coupure h_c représente la hauteur d'eau au-delà de laquelle les évolutions morphologiques du fond sont très faibles.

2.1.2 Générateur de vagues

Les vagues sont générées à l'aide d'un batteur de type « piston ». Cela consiste en un déplacement horizontal (en x) d'une plaque verticale aux dimensions intérieures du canal (Figure 2.3). Le vérin déplaçant le batteur est actionné par une servovalve et permet un débattement de ±30 cm. La position du batteur est mesurée à chaque instant par un capteur magnétostrictif. Grâce à cette information, la servovalve peut corriger en permanence l'asservissement réel du batteur. Le programme pilotant la servovalve permet de reproduire des séquences de vagues, régulières ou irrégulières, en boucle pendant de nombreuses heures sans interruption. La composition des séquences de vagues fournies au batteur ainsi que leurs caractéristiques sont définies dans la partie 2.2.

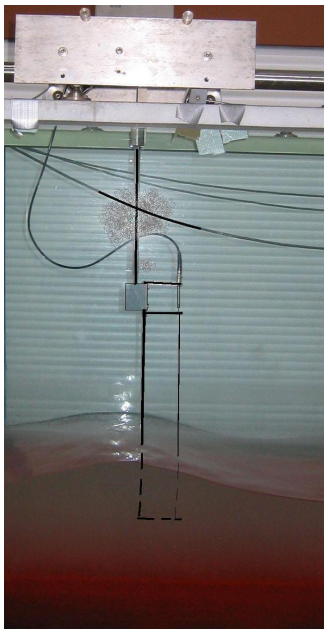

FIGURE 2.4 – Sonde capacitive de mesure de la position de la surface libre.

2.1.3 Instruments de mesure

Les expériences réalisées sont essentiellement basées sur l'hydrodynamique, quantifiée par la mesure des vagues, et la morphologie de la plage suivie par un profileur de fond. L'analyse de la taille des sédiments est effectuée à l'aide d'un granulomètre laser. Les caractéristiques de ces instruments de mesure et leurs précautions d'utilisation sont présentées dans cette partie.

Sondes à vagues

Nous disposons de 12 sondes capacitives permettant de mesurer la dénivellation de la surface libre (η) en différentes abscisses du canal (e.g. Figure 2.4). La houle entraîne une oscillation de la longueur immergée d'un fil recouvert de vernis. La capacité du vernis étant proportionnelle à cette longueur, nous mesurons en sortie d'un pont d'équilibrage une tension proportionnelle au déplacement de la surface libre. Pour calibrer les sondes, il est nécessaire de calculer un coefficient d'étalonnage. Les sondes, solidaires de limnimètres précis au 1/10 de millimètre, sont baissées puis élevées d'une distance connue par rapport au niveau d'eau au repos. Le déplacement vertical est ensuite associé au saut de tension mesuré par une centrale d'acquisition gérée par le logiciel Labview. Cette acquisition se fait à haute fréquence (50 Hz) permettant d'obtenir une bonne discrétisation des vagues, en particulier pour les crêtes raides et étroites.

A condition d'entretenir soigneusement les instruments de mesure, l'incertitude sur le calcul du coefficient d'étalonnage est inférieure à 1%. Pour cela il faut s'assurer de la propreté des sondes et de l'état d'usure du vernis recouvrant les fils. L'immersion prolongée des sondes dans l'eau au repos provoque un dépôt de calcaire très localisé qui peut diminuer la sensibilité des mesures. Afin d'éviter cela, il est conseillé d'émerger les sondes lorsqu'elles ne sont pas utilisées. La mise en température des fils avec l'eau du canal peut faire dériver la tension mesurée. Il faut donc attendre (≈15-30 min) que la tension se stabilise avant de procéder à l'étalonnage.

Compte tenu des incertitudes de mesure (position du limnimètre : 0,1 mm, ménisque au niveau de l'interface air-eau : 1 mm), nous accordons aux mesures de surface libre une précision d'environ 1 mm. La précision des mesures peut être altérée dans des zones très fortement aérées (e.g. rouleaux de déferlement). Il est cependant difficile de quantifier exactement ces variations. En contre partie, l'ensevelissement partiel des sondes dans le lit sédimentaire n'affecte pas les mesures de vagues. Cela est particulièrement utile pour mesurer l'hydrodynamique du haut de plage. Assurer un niveau d'eau constant dans le canal est un gage de précision pour les mesures.

Sept chariots mobiles, supportant chacun une ou deux sondes, peuvent être déplacés sur toute la longueur du canal avec une précision sur la position en x de 1 cm. Les sondes sont disposées à plus de 10 cm des parois afin d'éviter des effets de bord. La répétition des mesures en différents points permet de décrire l'évolution des vagues tout le long du profil de plage.

Profileur de fond

Le profileur de fond permet de mesurer après chaque séquence de vagues la bathymétrie de la plage sédimentaire (Figure 2.5). Une sonde à ultrason de fréquence d'émission 2 MHz et de diamètre 2,7 cm, est solidaire d'un chariot motorisé se déplaçant à vitesse constante (4,18 cm s^{-1}). La sonde mesure une tension proportionnelle au temps de parcours d'un train d'ultrasons entre le transducteur et le fond ; ce qui donne accès, après calibration, à la hauteur d'eau locale (h). La commande du chariot et l'acquisition de la hauteur d'eau locale s'effectuent simultanément à l'aide du logiciel Labview, à une fréquence d'acquisition de 10 Hz. La résolution spatiale est ainsi égale à dx =4,18 mm, pour l'exploitation des profils de fond nous dégradons cette résolution spatiale à 1 cm. Cela suffit pour mesurer les formes de fond de petites tailles (e.g. rides). Pour de faibles profondeurs d'eau (≈10 cm) la relation entre le signal émis et la hauteur d'eau n'est plus linéaire. Il est nécessaire d'assurer le suivi de cette zone par un relevé manuel, c'est également le cas de la partie émergée de la plage. La discrétisation

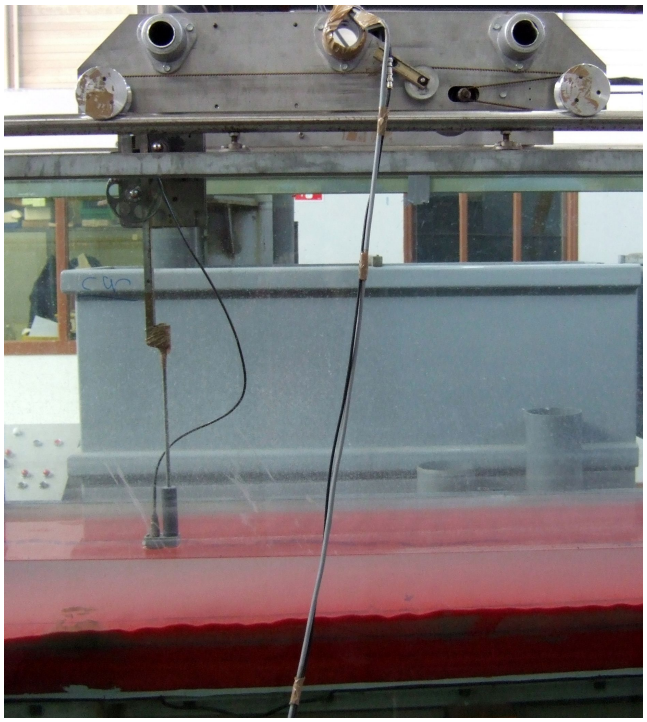

FIGURE 2.5 – Profileur de fond par ultrason.

spatiale est dans ce cas plus faible $dx \approx$10 à 50 cm. Afin de déterminer les incertitudes sur les mesures de hauteur d'eau, nous avons comparé plusieurs relevés effectués sur le même profil de fond. L'incertitude moyenne I_h sur l'ensemble du profil est calculée comme :

$$I_h = \frac{1}{L} \int_0^L |\delta h| \, \mathrm{d}x \,, \tag{2.1}$$

où L est la longueur du canal et $\delta h(x)$ la variation de hauteur d'eau à l'abscisse x pour deux relevés effectués sur le même profil de fond. L'analyse faite sur plus de 400 profils de fond mène à une incertitude I_h inférieure à 1 mm. Sachant que la précision de mesure verticale du profileur à ultrason est inférieure à 0,1 mm, l'incertitude I_h vient de l'erreur sur sa position en x. En effet, sur deux relevés consécutifs le chariot motorisé porteur de l'ultrason peut accuser un décalage d'environ 5 cm sur 30 m (0,2%). I_h étant calculée comme la somme absolue des variations de hauteur, un décalage en x de 5 cm peut induire une erreur verticale moyenne d'environ 1 mm sur l'ensemble du profil. Cela est particulièrement remarquable pour des fonds ridés ou présentant de fortes variations de pentes. La position de la sonde à ultrason dans la largeur du canal (au milieu ou à proximité des parois) a peu d'influence sur la mesure du fond, confirmant le caractère bidimensionnel des expériences. Pour l'ensemble des expériences le choix est fait de mesurer les profils de fond au milieu du canal.

FIGURE 2.6 – Photos du lit sédimentaire de x =21,5 à 29,5 m pour le cas d'un rechargement sédimentaire d'avant-côte (cf. partie 5.3).

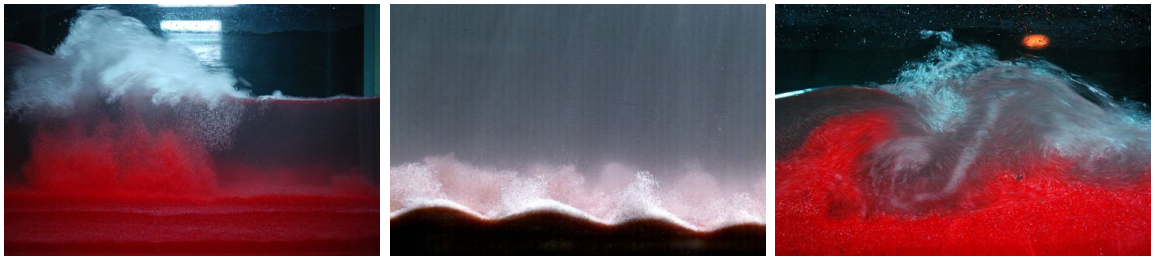

FIGURE 2.7 – Photos prises dans la zone de déferlement (gauche), sur fond ridé (milieu) et dans la zone de jet de rive (droite).

Granulomètre laser

Pour analyser les variations de la taille des sédiments, des échantillons ont été prélevés le long des profils de plage. Les prélèvements de surface représentent la couche superficielle du lit sédimentaire, sur environ 1 cm de profondeur. Les prélèvements en profondeur sont réalisés par carottage, utilisant un tube de 2 cm de diamètre. La carotte sédimentaire est ensuite découpées en échantillons de 3 cm de long.

Les échantillons sont analysés par un granulomètre laser (« Mastersizer 2000 », Malvern Instruments). Les sédiments sont introduits dans une cuve d'échantillonnage, le mélange passe ensuite devant un laser au travers d'une lentille. L'analyse laser mesure le diamètre moyen des grains et fournit une courbe granulométrique, détaillant les d_{10}, d_{50}, et d_{90} (i% des grains ayant un diamètre moyen plus petit que d_i). Cet appareil est dimensionné pour mesurer des granulométries de 0,02 à 2000 μm, ici la taille des grains s'étend d'environ 200 à 1400 μm. La reproductibilité des mesures pour des échantillons venant de prélèvements proches est de 5%.

Visualisation

Des sédiments de couleurs différentes ont parfois été ajoutés dans le canal (rouge ou blanc). Les photos prises lorsque l'eau est au repos, fournissent une coupe sédimentaire

dans l'axe longitudinal du canal. L'assemblage des photos permet d'obtenir une coupe de la totalité du canal, à l'image de la Figure 2.6 représentant la portion de x =21,5 à 29,5 m. Des vidéos effectuées à partir d'une camera rapide (« Speedcam ») ont également été réalisées. Caractérisés par une haute fréquence d'acquisition (entre 250 et 500 Hz), ces films donnent un aperçu très précis de la dynamique hydro-sédimentaire. Les photos de la Figure 2.7 illustrent la mise en suspension des sédiments dans la zone de déferlement, sur fond ridé et dans la zone de jet de rive.

2.2 Caractéristiques et génération des vagues irrégulières

L'état de mer au large établi par l'action du vent peut être défini par la combinaison de houles caractérisées par leur amplitude, direction, fréquence et déphasage. Le déplacement complexe de la surface de l'océan, que nous cherchons à reproduire en laboratoire, ne peut être modélisé par une simple onde régulière progressive. Pour cette raison, nous utilisons un modèle de génération de vagues irrégulières semi-déterministe [Hughes, 1995, p.397]. Ces vagues sont générées suivant le spectre de JONSWAP à partir de la formulation de Goda [1985, p.26] :

$$S(f) = \alpha H_{1/3}^2 T_p^{-4} f^{-5} \mathtt{exp}\left[-1.25(T_p f)^{-4}\right] \gamma^{\mathtt{exp}\left[-(T_p f-1)^2/2\sigma^2\right]}, \tag{2.2}$$

dans laquelle $H_{1/3}$ est la hauteur moyenne du tiers supérieur de la distribution des hauteurs de vague et $T_p = 1/f_p$ la période pic spectrale. La fréquence f est comprise entre $1/2f_p$ et $5f_p$ et le facteur de pic γ =3,3 correspond à la valeur moyenne déterminée pour la mer du Nord,

$$\alpha = \frac{0.0624}{0.230 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9+\gamma)^{-1}}, \tag{2.3}$$

et $\sigma = \sigma_a$ =0.07 si $f \leq f_p$ et $\sigma = \sigma_b$ =0.09 si $f \geq f_p$.

Une séquence de vagues de 30 minutes est définie à partir de la combinaison linéaire de 10 000 composantes sinusoïdales aléatoires. Cet état de surface est ensuite transformé en un déplacement de piston horizontal fournit au programme d'asservissement du batteur. Il n'y a pas d'absorption des vagues réfléchies ni de correction du second-ordre, pour les vagues du spectre ou pour les ondes liées, dans les déplacements du batteur. Une séquence de vagues donnée peut être répétée autant de fois que désiré.

L'analyse la plus évidente à partir des mesures de déplacement de la surface libre est une analyse statistique vague à vague. La hauteur des vagues H est calculée par la

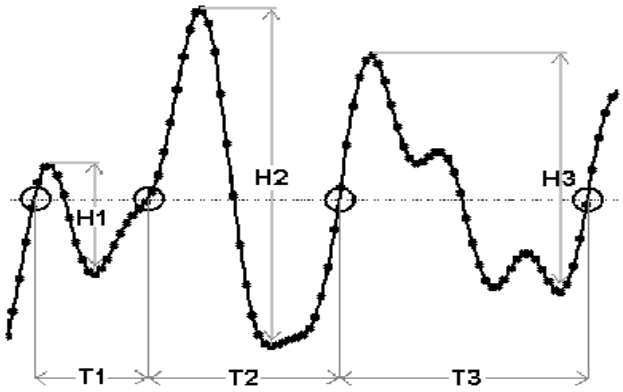

FIGURE 2.8 – Caractérisation de la hauteur des vagues H_i et de la période T_i par la méthode de « zero-up crossing ».

méthode de « *zero-down crossing* » ou « *zero-up crossing* ». Cette méthode consiste à repérer le point d'intersection de la surface libre avec le niveau moyen pour les phases descendantes ou montantes (Figure 2.8). Les caractéristiques de la houle peuvent ainsi être définies par la distribution des périodes et des hauteurs des vagues. Les hauteurs caractéristiques couramment utilisées sont définies ci-dessous :

- la hauteur moyenne, $\overline{H} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} H_i$, n étant le nombre de vagues dans la séquence considérée ;
- la hauteur quadratique moyenne, $H_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} H_i^2}$;
- la hauteur significative H_s, approchée par $H_{1/3}$.

Il est important de mesurer ces grandeurs pour une durée de signal égale à la séquence générée (30 min). En particulier, le calcul du H_{rms} sur des périodes de 20, 30 ou 40 minutes peut mener à des différences de 5%, à cause de l'irrégularité des conditions de vagues pendant une séquence donnée.

Les spectres d'énergie *PSD* (*Power Spectral Density*) sont obtenus par transformée de Fourier de cinq fenêtres glissantes (chevauchement de 50%) comprenant chacune 2^{15} points échantillonnés à 50 Hz (soit environ 11 mn). Nous vérifions que les vagues générées soient conformes au spectre attendu et qu'elles suivent une distribution de Rayleigh à 2 m du batteur, un exemple est présenté sur la Figure 2.9. Le bon accord entre les mesures et la théorie suggère que l'absorption des ondes réfléchies n'est pas nécessaire pour produire le climat de houles irrégulières souhaité. Une faible quantité d'énergie est présente dans le domaine infra-gravitaire. Cela correspond aux modes de la seiche générés par le déferlement des vagues [Michallet et al., 2007 ; Grasso et al., 2007]. Les caractéristiques des ondes infra-gravitaires observées dans le canal sont disponibles en Annexe A. Enfin, nous définissons un climat de houle comme une

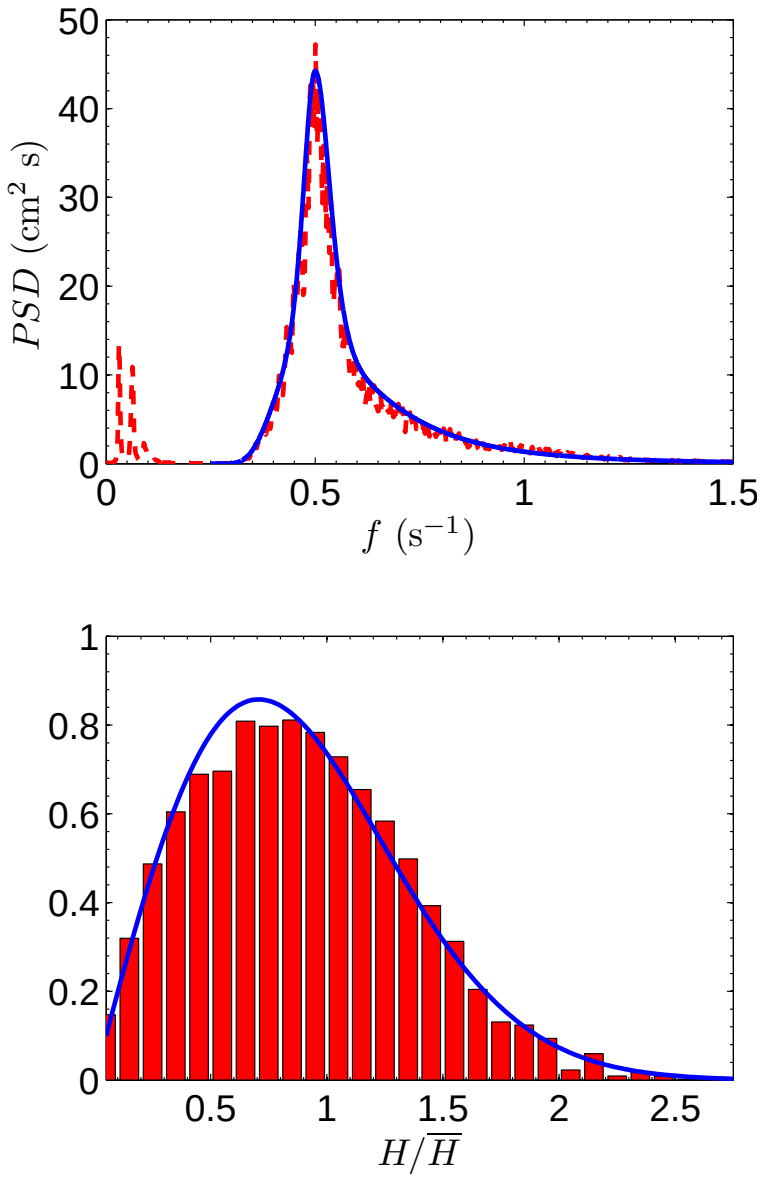

FIGURE 2.9 – Mesures expérimentales (rouge) et cibles théoriques (bleu) à 2 m du batteur pour un climat de houle défini par H_s =10,7 cm et T_p =2 s. En haut, distribution fréquentielle de la densité comparée au spectre de JONSWAP ; et en bas, distribution de la hauteur des vagues comparée à la distribution de Rayleigh avec la hauteur de vague moyenne $\overline{H}$ =6,4 cm.

séquence de vagues caractérisée par la hauteur H_s et la période pic du spectre T_p, mesurées à 2 m du batteur.

L'ensemble des expériences est présenté en Annexe B, synthétisant les caractéristiques des climats de houle, les profils de fond, les mesures de vagues et les prélèvements granulométriques.

2.3 Outils d'analyse

Les outils permettant de quantifier et d'analyser la dynamique hydro-sédimentaire des expériences sont présentés dans cette partie. Ils sont départagés en outils pour la compréhension des processus morphodynamiques et en outils pour la compréhension de l'hydrodynamique.

2.3.1 Outils pour la morphodynamique

Volumes sédimentaires

Le volume sédimentaire total correspond à l'ensemble de l'espace situé entre le fond du canal ($z = -55{,}3$ cm) et le profil de plage. Il est calculé de la façon suivante :

$$Vol = l \int_0^L h_s \, dx \,, \tag{2.4}$$

où L et l sont la longueur et la largeur du canal et $h_s(x) = h_0 - h(x)$ la hauteur de sédiment à l'abscisse x mesurée par le profileur à ultrason (Figure 2.2). Il est également possible de calculer le volume sédimentaire dans différentes parties du canal (e.g. bas de plage, haut de plage). Cela permet de suivre si ces zones sont en déficit (érosion) ou en gain (accrétion) de sédiment. Suivant la même méthode que pour la profondeur d'eau, les incertitudes sur les volumes sont estimées par la différence entre deux volumes (a et b) issus de relevés différents sur le même profil de fond, et cela pour plus de 400 profils :

$$I_{vol} = \delta Vol = Vol(a) - Vol(b) \,. \tag{2.5}$$

Nous obtenons ainsi une incertitude moyenne sur le volume total inférieure à 5.10^{-3} m^3.

Au cours des expériences le volume total présente de légères fluctuations, d'un ordre de grandeur plus grandes que les incertitudes de mesure (Figure 2.10). Le volume sédimentaire du canal étant constant au cours des expériences (hors cas de rechargements), ces faibles variations correspondraient à un changement du volume apparent et donc de la porosité. Pour un climat de houle généré pendant des dizaines d'heures

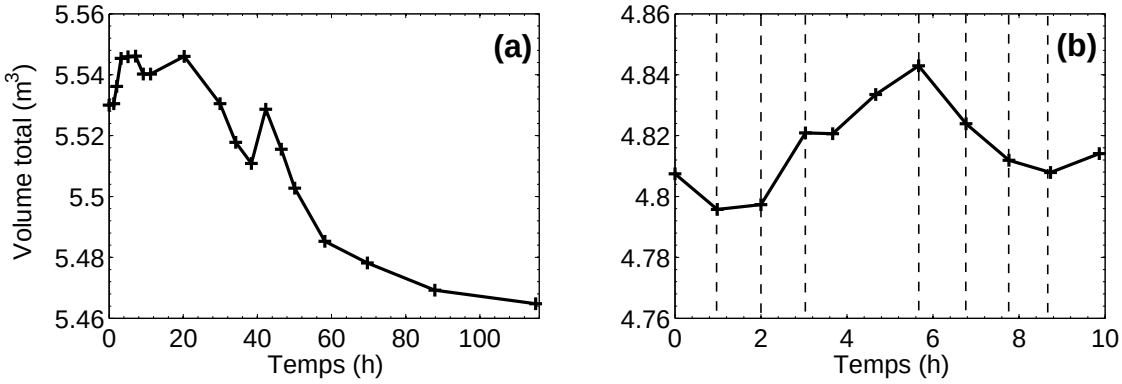

FIGURE 2.10 – Évolution du volume total de la plage sous l'effet des vagues. (a) climat de houle constant : H_s =16 cm et T_p =3 s pendant 115 h (fond 481-507) ; et (b) succession de climats de houle décrit dans le Tableau ci-dessous (fond 718-738) :

Temps (h)	0-1	1-2	2-3	3-5,7	5,7-6,8	6,8-7,8	7,8-8,7	8,7-9,8
H_s (cm)	10,7	13,5	16	16	16	13,5	10,7	6
T_p (s)	2	2,5	2,7	3	2,7	2,5	2	2

(Figure 2.10.a), le volume apparent augmente dans les premières heures. Ces conditions de vagues énergétiques (H_s =16 cm, T_p =3 s) mobilisent une épaisse couche de grains et les mettent en suspension, conduisant à un sol moins compact. Si le climat de houle dure suffisamment longtemps, le volume apparent diminue dû à l'arrangement des grains et au tassement du lit sédimentaire. Pour la succession de plusieurs climats de houle différents (Figure 2.10.b), le volume apparent tend à augmenter avec des conditions de vagues plus énergétiques (mise en suspension) puis diminuer lorsque ces conditions s'affaiblissent (tassement). Les variations du volume apparent donnent un aperçu de l'évolution de la porosité du lit sédimentaire. Cependant, cette méthode ne permet pas de déterminer l'évolution de la porosité le long du profil, ni l'épaisseur sur laquelle la plage est remaniée.

Vitesses d'évolution

Les changements morphologiques des plages sont en particulier évalués par le calcul de la vitesse d'évolution moyenne des profils de fond, définie par :

$$V_m(t) = \frac{1}{l_p} \int_{x_c}^{x_p} \left| \frac{\partial h_s}{\partial t} \right| dx \,, \tag{2.6}$$

où l_p est la longueur du profil allant de l'abscisse x_c de la profondeur de coupure h_c jusqu'à l'abscisse x_p du point le plus éloigné sur la dune qui reste inchangé au cours des

expériences (Figure 2.2). Cette quantité, exprimée en mm h^{-1}, représente la somme des variations du fond sur le profil actif (au-dessus de la coupure) moyennée par la longueur du profil de plage et la durée de la séquence de vagues considérée. L'incertitude de mesure sur la vitesse d'évolution est également calculée à partir de relevés effectués sur les mêmes profils de fond :

$$I_{vit} = \delta V_m = V_m(a) - V_m(b)\,. \tag{2.7}$$

La durée de la séquence de vague Δt précédent la mesure joue ici un rôle important. Plus Δt sera grand, plus petite sera l'erreur. Dans le cas le plus défavorable (Δt =30 min), l'incertitude moyenne sur le calcul de la vitesse d'évolution est I_{vit} =0,3 mm h^{-1}. De plus, la mesure de Δt est précise à la minute, ce qui rajoute une incertitude de 3,3% pour Δt =30 min. Les expériences peuvent être caractérisées par des valeurs allant de plusieurs dizaines de mm h^{-1} pour les plus rapides à moins de 1 mm h^{-1} pour les plus lentes. Pour ces faibles valeurs, les relevés de fond trop rapprochés en temps peuvent engendrer de fortes fluctuations de V_m.

La vitesse d'évolution du trait de côte est calculée comme :

$$V_s(t) = \frac{\mathrm{d}x_s}{\mathrm{d}t}\,, \tag{2.8}$$

avec x_s l'abscisse du trait de côte (Figure 2.2). V_s est exprimée en cm h^{-1}. $V_s \leq 0$ indique un déplacement vers le large, synonyme d'avancée et d'accrétion du haut de plage ; alors que $V_s \geq 0$ correspond à un déplacement vers la côte, synonyme de recul et d'érosion. Rappelons que la position du trait de côte est mesurée manuellement avec une précision au centimètre.

Taux de transport sédimentaire

Le transport sédimentaire est le mécanisme reliant le forçage hydrodynamique à l'évolution morphologique des plages. Le taux de transport sédimentaire instantané q_s peut être estimé grâce à la combinaison de mesures de vitesse du fluide et de concentration en sédiment. Cela nécessite toutefois d'avoir mesuré ces grandeurs sur toute la colonne d'eau pour chaque position x. Il peut aussi s'exprimer indirectement en fonction de la différence d'élévation de deux profils consécutifs, par l'intermédiaire de l'équation de conservation du sédiment :

$$\frac{\partial\, q_s}{\partial x} = (1-p)\frac{\partial\, h}{\partial t}\,, \tag{2.9}$$

où p représente la porosité du lit sédimentaire. Ne pouvant être mesurée dans le canal, la porosité est supposée homogène en espace et constante en temps. En intégrant sur

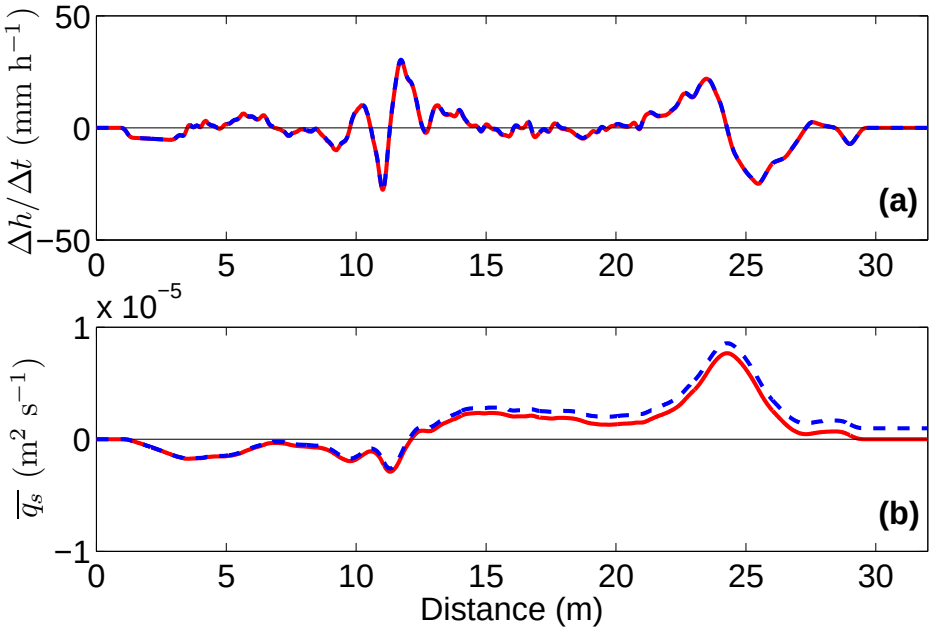

FIGURE 2.11 – Variation de la hauteur d'eau (a) et taux de transport sédimentaire moyen (b) pendant la durée Δt =1 h le long de la plage, avec (—) et sans (- -) correction de volume (H_s =10,7 cm, T_p =2 s, fond 734-736).

une séquence de vagues de durée Δt, l'équation 2.9 s'écrit :

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial q_s}{\partial x}\, dt = (1-p) \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial h}{\partial t}\, dt \tag{2.10}$$

$$\frac{\mathrm{d}\overline{q_s}}{\mathrm{d}x} = (1-p)\frac{\Delta h(x)}{\Delta t}\,, \tag{2.11}$$

avec $\Delta h(x)$ la variation de la hauteur d'eau et $\overline{q_s}$ le taux de transport sédimentaire moyen à l'abscisse x pendant la durée Δt,

$$\overline{q_s}(x) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} q_s(x,t)\, dt\,. \tag{2.12}$$

L'équation 2.11 permet d'exprimer $\overline{q_s}$ tel que :

$$\overline{q_s}(x+dx) = \overline{q_s}(x) + (1-p)\,\frac{\Delta h(x)}{\Delta t}\, dx\,. \tag{2.13}$$

En prenant comme condition limite un transport sédimentaire nul au niveau du batteur ($\overline{q_s}(x=0)=0$), le taux de transport sédimentaire moyen peut être calculé sur l'ensemble du profil de fond pour chaque profil de plage succédant une séquence de vagues. $\overline{q_s}$, de l'ordre de 10^{-5} m^2 s^{-1}, représente un volume de grains déplacé par unité de largeur et par unité de temps. $\overline{q_s} \geq 0$ correspond à un transport dirigé vers la côte, et $\overline{q_s} \leq 0$ correspond à un transport dirigé vers le large.

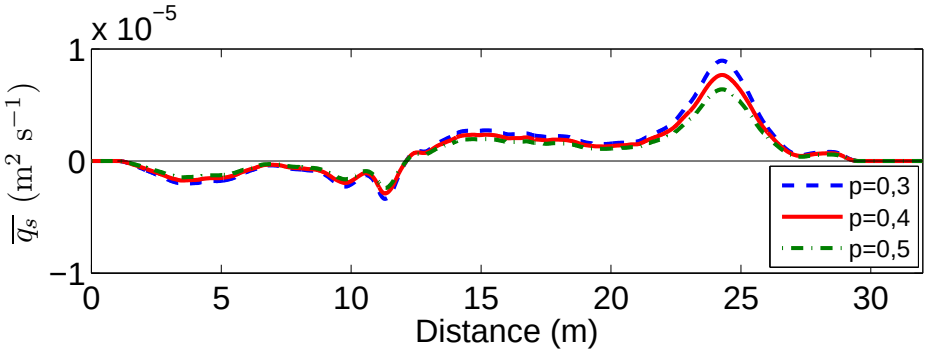

FIGURE 2.12 – Sensibilité du taux de transport sédimentaire moyen à la porosité (H_s =10,7 cm, T_p =2 s, fond 734-736).

Un transport nul est supposé caractériser le début et la fin du profil, là où il n'y a pas de variation du fond. Le calcul de $\overline{q_s}$ par l'équation 2.13 entraine toutefois des valeurs non nulles vers x =30 m (pointillés, Figure 2.11.b), l'itération commençant à x =0. Cette déviation vient de la variation du volume apparent entre le profil initial et le profil final (cf. partie 2.3.1). Pour corriger cet effet, la différence de volume est soustraite au profil final en appliquant une correction de l'ordre du millimètre sur l'ensemble du profil actif. Cela modifie très peu $\Delta h/\Delta t$ (Figure 2.11.a) mais permet de retrouver $\overline{q_s}$ =0 là où il n'y a pas de transport (ligne pleine, Figure 2.11.b). Il faut souligner que l'erreur finale sur $\overline{q_s}$ non-corrigé vient de la somme des petites erreurs accumulées le long du profil. L'incertitude due à ce changement de volume apparent se caractérise par la différence entre $\overline{q_s}$ corrigé et non-corrigé à x =32 m, de l'ordre de 10^{-6} m^2 s^{-1}. Dans nos calculs, nous utilisons une valeur de porosité de 0,4 mais il est courant de voir d'autres valeurs utilisées (0,3 par exemple). La Figure 2.12 présente l'influence des variations de la valeur de la porosité (0,3 à 0,5) sur le calcul du taux de transport sédimentaire moyen. Au regard de l'équation 2.13, $\overline{q_s} \propto (1-p)$, ainsi une augmentation (resp. une diminution) de 25% de p diminue (resp. augmente) $\overline{q_s}$ de 17%.

En plus des variations de porosité, la précision du calcul de $\overline{q_s}$ dépend de l'incertitude de mesure sur h et t. Le cas le plus défavorable concerne à nouveau une durée d'expérience courte. Ainsi, pour Δt =30 min et un intervalle dx connu, l'incertitude sur $\overline{q_s}$ induite par h (I_h =1 mm) est de l'ordre de 5,6.10 $^{-7}$ m^2 s^{-1}. Il faut ajouter à cela l'incertitude de 3,3% sur la mesure du temps.

2.3.2 Outils pour l'hydrodynamique

L'hydrodynamique des plages forcées par les vagues est une composante essentielle au transport sédimentaire. Les vagues apportent de l'énergie au sédiment, peuvent le mobiliser puis le transporter. Ce transfert d'énergie est quantifié ici par la dissipation d'énergie des vagues dans le déferlement. Le déferlement des vagues est aussi connu pour générer un courant de retour (*undertow*), sa formulation est détaillée dans cette partie. De plus, les non-linéarités des vagues seront quantifiées par leurs asymétries en vitesse et en accélération.

Dissipation et courant de retour

En zone de levée, l'amplitude des vagues peut s'exprimer en fonction du flux d'énergie. En ajoutant des termes correctifs, cette expression peut être utilisée pour prédire la diminution des vagues en zone de déferlement. Ce flux d'énergie peut aussi prédire l'évolution des vagues sur un profil non-monotone avec reformation de vagues [Battjes and Janssen, 1978 ; Thornton and Guza, 1983 ; Ruessink et al., 2003a]. Il se définit comme :

$$\frac{\partial(E\,C_g)}{\partial x} \equiv - < \epsilon > = - \left[< \epsilon_b > + < \epsilon_f > \right] , \tag{2.14}$$

où E est l'énergie moyenne des vagues, C_g la vitesse de groupe, $< \epsilon_b >$ la dissipation de déferlement par unité de surface et $< \epsilon_f >$ la dissipation de frottement. En nature, la dissipation de frottement est négligeable devant la dissipation de déferlement, excepté pour de très faibles profondeurs d'eau. Ainsi, la zone de levée est caractérisée par une dissipation presque nulle :

$$\frac{\partial(E\,C_g)}{\partial x} \approx 0 , \tag{2.15}$$

En supposant que la théorie linéaire s'applique aussi bien à la zone de levée qu'à la zone de déferlement, E s'écrit :

$$E = \frac{1}{8}\,\rho\,g\,{H_{\mathrm{rms}}}^2 , \tag{2.16}$$

et $C_g = \sqrt{gh}$ en eau peu profonde. Le remplacement de (2.16) dans (2.14) donne une relation pour évaluer la dissipation surfacique totale à partir de la diminution de la hauteur des vagues mesurées,

$$< \epsilon > = -\frac{1}{8}\,\rho\,g^{3/2}\,\frac{\partial\left({H_{\mathrm{rms}}}^2 h^{1/2}\right)}{\partial x} . \tag{2.17}$$

Selon Thornton and Guza [1983], la dissipation de déferlement peut s'exprimer comme :

$$< \epsilon_b > = -\frac{3\sqrt{\pi}}{16}\rho g \frac{B^3 {H_{\mathrm{rms}}}^5}{T_p \gamma^2 h^3}\left[1 - \frac{1}{\left(1 + \left(H_{\mathrm{rms}}/\gamma h\right)^2\right)^{5/2}}\right] , \tag{2.18}$$

où B et γ sont des coefficients d'ajustement propre au déferlement, respectivement 1 et 0,42 pour un rouleau développé. La relation (2.18) a largement été vérifiée par des mesures en nature. Les relations (2.17) et (2.18) apportent deux méthodes indépendantes pour estimer respectivement la dissipation surfacique totale et la dissipation surfacique de déferlement dans nos expériences. Pour obtenir la dissipation d'énergie volumique, il suffit de diviser la dissipation surfacique par la hauteur d'eau locale $h(x)$.

Le courant de retour, en partie induit par le déferlement des vagues, est estimé à partir de l'équation de continuité [Dally and Brown, 1995 ; Cienfuegos et al., 2009] :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[U\left(h+\bar{\eta}\right)\right]+\frac{\mathrm{d}Q_W}{\mathrm{d}x}+\frac{\mathrm{d}Q_R}{\mathrm{d}x}=0\,, \tag{2.19}$$

où U est le courant moyen sur la verticale (sous le niveau d'eau moyen), $\bar{\eta}$ l'élévation moyenne de la surface libre, Q_W le flux volumique par largeur de crête associé aux mouvements du fluide et Q_R le flux volumique dû au rouleau de déferlement. Nous utilisons le modèle développé par Dally and Brown [1995] pour estimer le courant de retour, avec :

$$Q_W = B_0\frac{CH_s^2}{h+\bar{\eta}} \tag{2.20}$$

$$Q_R = \frac{\rho_R A}{\rho T}\,, \tag{2.21}$$

où B_0 dépend de la forme des vagues (1/8 pour une onde sinusoïdale et 1/12 pour une onde en forme de dent de scie), ici B_0 =1/10 [Cienfuegos et al., 2004]. $C=\sqrt{g(h+\bar{\eta})}$, A et ρ_R définissent l'aire et la masse volumique du rouleau et T la période des vagues. En prenant la condition initiale d'un courant moyen nul au trait de côte, l'intégration de 2.19 mène à :

$$U=-\frac{Q_W+Q_R}{h+\bar{\eta}}\,. \tag{2.22}$$

Le courant de retour U représente une estimation des vitesses horizontales moyennées sur la verticale, en réalité son intensité est maximale au milieu de la colonne d'eau et diminue au fond et en surface. Il représente donc un courant jouant davantage un rôle sur le transport sédimentaire en suspension que dans la couche limite de fond.

Les calculs de dissipation $<\epsilon>$ et de courant de retour U sont directement déduits de deux mesures expérimentales : la hauteur des vagues H_{rms} et la profondeur d'eau h. L'incertitude sur la mesure des vagues est environ 1 mm, mais la discrétisation spatiale de l'évolution des vagues joue un rôle plus important. Le positionnement des sondes au niveau des zones à forts gradients de H_{rms} ainsi que la répétition des mesures permet d'obtenir un suivi plus juste de l'évolution des vagues. La Figure 2.13 représente la sensibilité de $<\epsilon>$ et de U à différentes séries de mesures de vagues. Pour un profil de

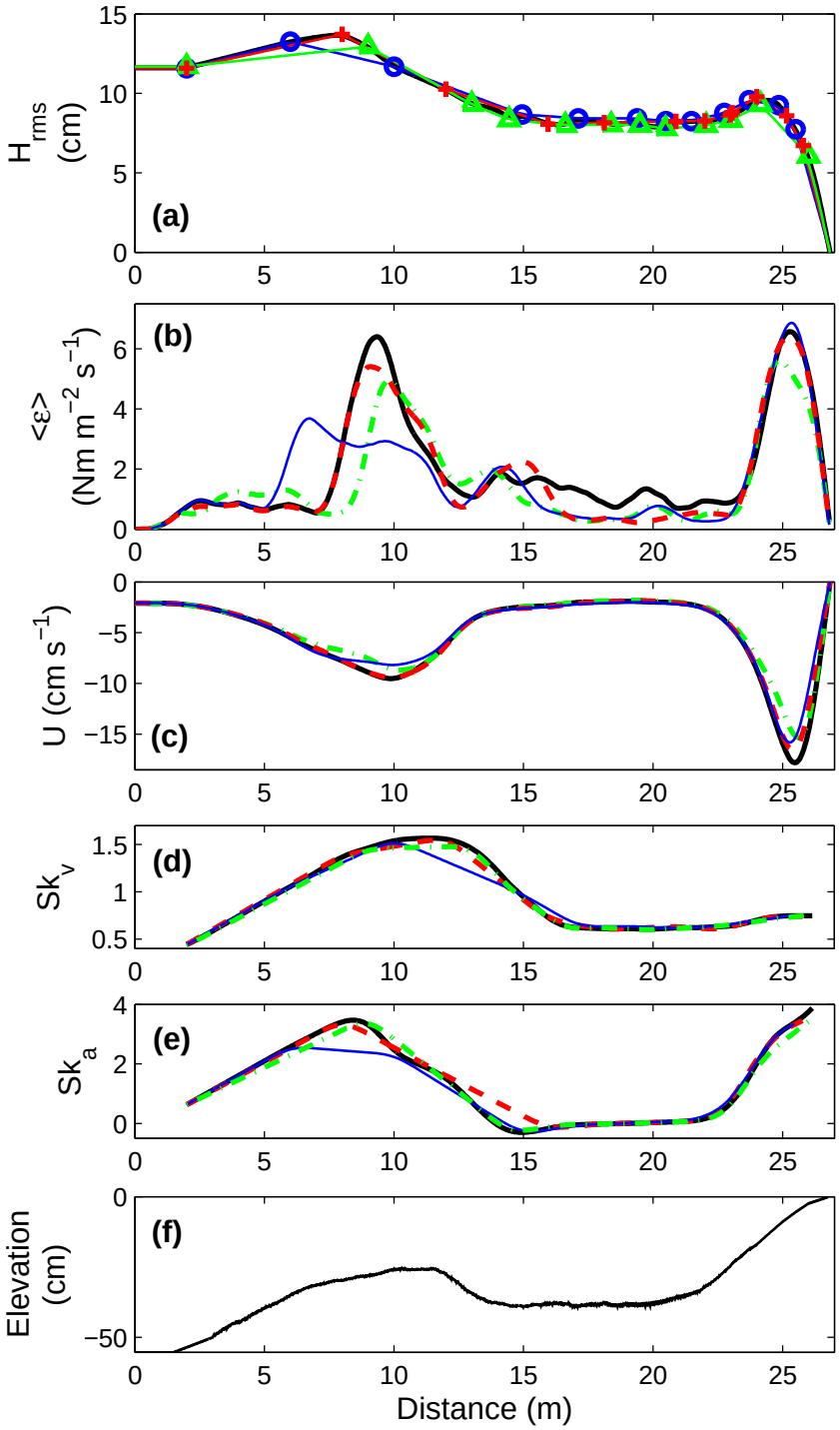

FIGURE 2.13 – Sensibilité des outils d'hydrodynamique à la discrétisation spatiale de l'évolution des vagues : pour trois séries (o —; Δ -.-; + - -) et la série complète (trait gras). a) hauteur des vagues, b) dissipation surfacique, c) courant de retour, d) asymétrie de vitesse, e) asymétrie d'accélération et f) profil de fond (H_s =16 cm, T_p =3 s, fond 774).

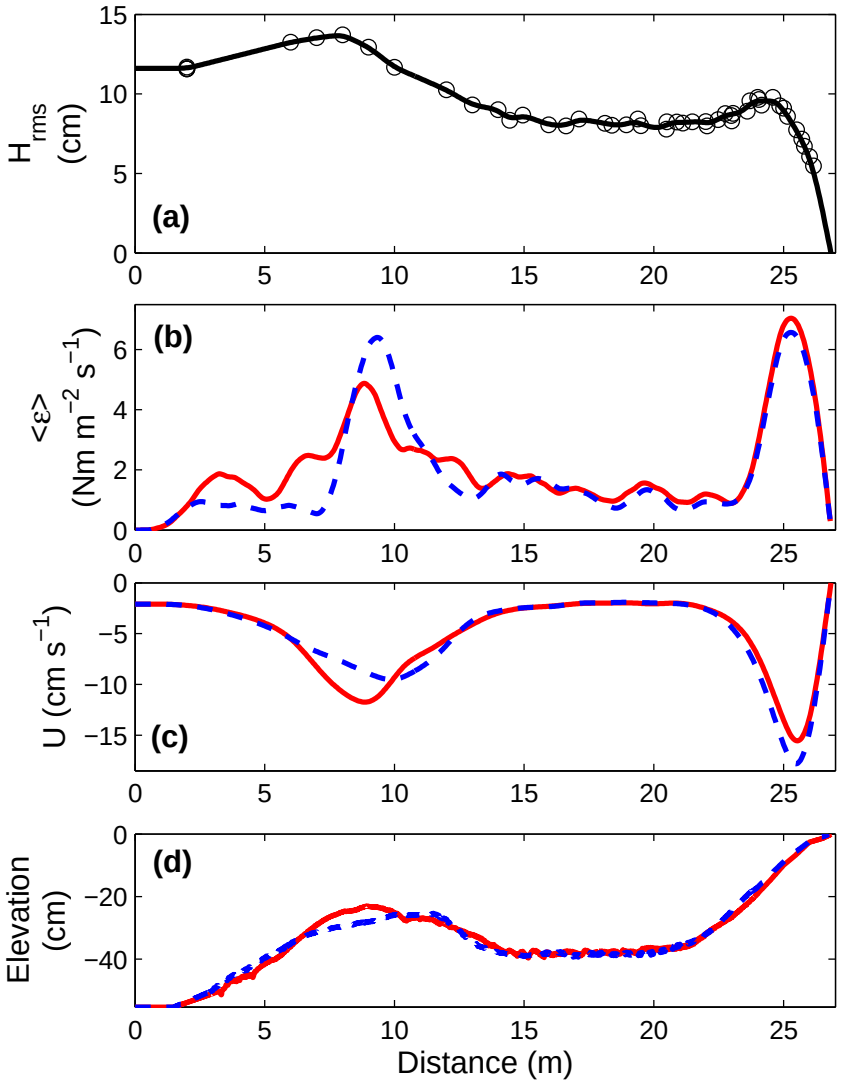

FIGURE 2.14 – Sensibilité de la dissipation et du courant de retour au profil de fond : pour le profil initial (- -) et le profil final (—). a) hauteur des vagues, b) dissipation surfacique, c) courant de retour, et d) profil de fond (H_s =16 cm, T_p =3 s, fond 774/780).

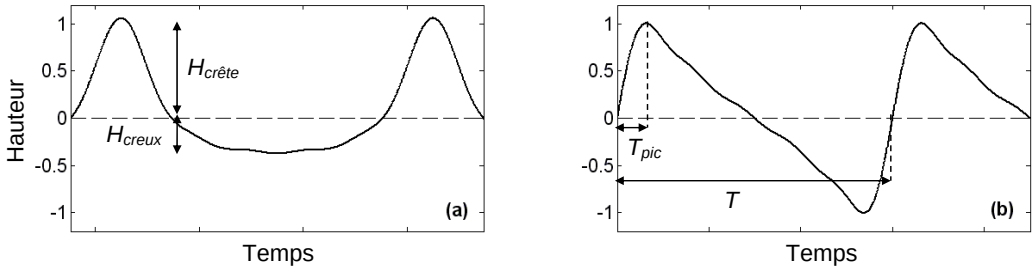

FIGURE 2.15 – Profils de vagues reconstitués numériquement : a) vagues asymétriques de type « crête-creux » (asymétrie de vitesse) et b) vagues asymétriques de type « dent de scie » (asymétrie d'accélération).

fond donné (Figure 2.13.f), $< \epsilon >$ et U sont calculés à partir de trois séries de vagues successives comportant 12 sondes chacune (Figures 2.13.b et c). La composition de la série globale (36 sondes) sert de référence à l'analyse, sa durée totale Δt =2h30 est la somme des trois séries. Il ressort que la dissipation est très sensible à la discrétisation spatiale des mesures de vagues, influençant directement l'estimation des dérivées. Cela peut entrainer une sous-estimation du pic de dissipation de plus de 40% et un décalage en x d'environ 3 m au niveau de la barre externe. Le courant de retour est moins influencé par ces variations de H_{rms}, avec une sous-estimation de seulement 15% au même endroit. L'estimation est nettement améliorée lorsque les sondes sont plus rapprochées, par exemple tous les mètres sur le haut de plage pour (o) et (+). La série globale de 36 sondes décrit mieux l'évolution des grandeurs mesurées, mais la proximité de sondes issues de séries différentes crée de petites fluctuations du H_{rms} entrainant des variations artificielles de la dissipation (x =17 à 23 m).

Comme cela est précisé dans la partie 2.2, le H_{rms} est sensible à la durée du signal sur laquelle il est calculé. Il en est de même ici, le calcul de la dissipation et du courant de retour sur des durées de 20, 30 ou 40 minutes peut engendrer des différences de l'ordre de 5% sur leurs valeurs pics.

Dans le cas où la plage évolue rapidement, le choix du profil de fond caractéristique des mesures de vagues peut modifier les résultats. Comme présenté sur la Figure 2.14, le calcul de $< \epsilon >$ et U avec le profil initial ou final (Δt =2h30) entraine des variations de plus de 20% sur les valeurs pics. Par la suite, nous faisons le choix de calculer les grandeurs caractéristiques de l'hydrodynamique à partir du profil de fond initial.

Asymétries de vitesse et d'accélération

Les analyses hydrodynamiques se focalisent de plus en plus sur l'influence de la forme des vagues [Hoefel and Elgar, 2003 ; Nielsen, 2006]. Sinusoïdales en eau profonde, les vagues deviennent de moins en moins linéaires lorsque le fond se fait ressentir. Ces non-linéarités sont quantifiées par le calcul de leurs asymétries.

Pour les ondes de petite amplitude dont la longueur d'onde est grande devant la profondeur d'eau locale, la vitesse horizontale des particules fluides est proportionnelle à l'élévation de la surface libre η. Nous pouvons ainsi utiliser la dénivellation de la surface libre pour estimer les non-linéarités des vitesses. L'asymétrie crête-creux (ou asymétrie/*skewness* de vitesse) caractérise des vagues avec de grandes crêtes et de larges creux (e.g. Figure 2.15.a). Elle peut être calculée comme le rapport des amplitudes H_{crete}/H_{creux} ou par analyse statistique en calculant le moment d'ordre 3 de l'élévation de la surface libre [Nielsen, 2006] :

$$Sk_v = \frac{\langle(\eta - \overline{\eta})^3\rangle}{\langle(\eta - \overline{\eta})^2\rangle^{3/2}} \tag{2.23}$$

où $\langle\,\rangle$ représente la moyenne temporelle.

L'asymétrie latérale des vagues, en forme de « dent de scie » (Figure 2.15.b), caractérise l'accélération du fluide engendrée par les fronts de vagues plus ou moins raides. Elle peut être estimée comme le rapport des périodes T_{pic}/T ou calculée statistiquement comme le moment d'ordre 3 de la transformée de Hilbert des variations de la surface libre. Ici, nous utilisons une formulation équivalente [Hsu et al., 2006], l'asymétrie/*skewness* de l'accélération :

$$Sk_a = \frac{\langle(a - \overline{a})^3\rangle}{\langle(a - \overline{a})^2\rangle^{3/2}} \tag{2.24}$$

avec $a = \partial\eta/\partial t$ une estimation de l'accélération du fluide par la dérivée temporelle de la dénivellation de la surface libre. Une vague sinusoïdale est parfaitement symétrique avec des asymétries de vitesse et d'accélération nulles.

Comme pour le calcul de la dissipation et du courant de retour, une analyse de sensibilité a été réalisée pour les asymétries (Figures 2.13.d et e). Ces grandeurs dépendent seulement des mesures de dénivellation de la surface libre. La distribution spatiale des sondes à vagues joue ici aussi un rôle important, une mauvaise discrétisation peut provoquer des erreurs de plus de 20% sur la valeur des pics. Cependant, le calcul de Sk_v et Sk_a dépend très peu de la durée du signal considéré, pour un minimum de 20 minutes.

Chapitre 3

Équilibre morphologique des plages

3.1 Introduction

La dynamique sédimentaire des profils de plage transversaux est une composante essentielle de l'érosion côtière. Ces profils de plage résultent de flux sédimentaires gouvernés par les courants induits par les vagues ainsi que les non-linéarités de ces vagues. Du fait de la complexité de ces processus, le concept d'équilibre morphologique se révèle être très utile. En effet, l'évolution morphologique d'une plage peut être estimée en connaissant le profil de fond à l'équilibre (« profil cible ») pour un climat de houle donné. Utilisant ce concept, certains modèles utilisés en ingénierie (SBEACH par exemple) simulant l'évolution des profils de plage transversaux considèrent les profils d'équilibre de Dean [Dean, 1991 ; Miller and Dean, 2004] comme profils cibles. Ces modèles essentiellement empiriques sont physiquement justifiés par le principe d'uniformité de la dissipation volumique de l'énergie des vagues dans la zone de déferlement [Dean, 1977 ; Wang and Kraus, 2005].

Cependant, les profils de plages sont en général plus complexes qu'un simple profil de Dean (de forme concave). Et les conditions de vagues continuellement changeantes en nature ne permettent pas de déterminer clairement la forme des profils d'équilibre pour un climat donné. Généralement, les profils de plage sont classés sur la base du nombre de Dean Ω [Wright and Short, 1984]. Pour $\Omega \leq 1$ les plages sont « réflectives » et pour $\Omega \geq 5$ les plages sont « dissipatives ». Le domaine intermédiaire compris entre 1 et 5 présente des morphologies de plages variées (terrasses, barres), c'est dans cette gamme de Ω que se placent nos études.

L'objectif de ce chapitre est de questionner le concept d'équilibre morphologique dans le cadre de modélisations physiques. La partie 3.2 est présentée sous la forme d'un article récemment publié [Grasso et al., 2009a]. Cet article attache beaucoup d'impor-

tance au dimensionnement du modèle physique (canal du LEGI) et aux similitudes avec les conditions naturelles. L'analyse porte sur l'évolution morphologique des plages, les profils d'équilibre associés aux climats de houles ainsi que leurs caractéristiques hydrodynamiques. La partie 3.3 porte sur l'analyse granulométrique des sédiments le long des plages tendant vers l'équilibre. Une attention particulière est portée au tri sédimentaire observé au cours de l'évolution morphologique.

3.2 Morphologie des plages intermédiaires : états transitoires et équilibres

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 114, C09001, doi:10.1029/2009JC005308, 2009

Click Here for Full Article

Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology: Transients and equilibrium states

F. Grasso,[1] H. Michallet,[1] E. Barthélemy,[1] and R. Certain[2]

Received 30 January 2009; revised 18 May 2009; accepted 29 May 2009; published 1 September 2009.

[1] Laboratory experiments on cross-shore beach morphodynamics are presented. A lightweight sediment (density $\rho_s = 1.19$ g cm^{-3}) model is used in order to fulfill a Shields number and Rouse number scaling. This choice aims at correctly reproducing bed load transport as well as suspension dynamics. Terraces and barred beach profiles obtained in the experiments also present close similarities with profiles observed in the field. In order to question the concept of equilibrium beach profile, wave forcings conforming to a JONSWAP spectrum were imposed over long periods (up to more than a hundred hours). An average bottom evolution velocity is defined and used to determine when the profile reaches equilibrium. Usually, beach profiles are characterized according to the Wright and Short (1984) classification based on the Dean number Ω. This well-known classification is investigated and refined in the intermediate range, that is, for $1 \leq \Omega < 5$. For Ω close to 1, a typical reflective profile is obtained. Terraces are obtained for the $\Omega = 2.5$ cases. For $\Omega \approx 3.7$, the profiles exhibit two parts: a mild dissipative offshore slope producing low reflection and a steeper beach face with slightly higher reflection. The wave dissipation, velocity skewness, and acceleration skewness are computed from the free surface elevation time series. The dissipation and wave nonlinearities patterns are similar for similar equilibrium beach profiles, that is, with the same Dean number. Dissipation peaks coincide with bottom slope transitions as higher energy dissipation occurs with milder bottom slope sections. Besides, the uniformity of volumetric wave energy dissipation seems to concern only a limited zone of beaches with a widely developed surf zone.

Citation: Grasso, F., H. Michallet, E. Barthélemy, and R. Certain (2009), Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology: Transients and equilibrium states, *J. Geophys. Res.*, *114*, C09001, doi:10.1029/2009JC005308.

1. Introduction

[2] The morphology of a beach is mainly controlled by wave climate, tide and sediment characteristics. Cross-shore morphology of sandy beaches is an important issue for coastal erosion. Even though cross-shore sediment fluxes are usually a few orders of magnitude smaller than longshore transport, the cross-shore beach profile has a strong influence on longshore velocity profiles and therefore on longshore sediment fluxes. The beach profile is the result of the trade off between onshore and offshore fluxes. The direction of the cross-shore fluxes is a key point for predictive tools and is closely related to the nonlinear characteristics of the incoming waves such as asymmetry and velocity skewness [*Bailard*, 1981; *da Silva et al.*, 2006]. This complexity is very difficult to reproduce with numerical models and a physical model then becomes an interesting alternative.

[3] Because of this complexity, the concept of equilibrium beach profile is very useful. Indeed long-term beach changes can be estimated by measuring the "distance" between the current beach profile and the equilibrium profile it should assume for a given wave climate. Using such a framework, some standard engineering tools (SBEACH for example) for cross-shore profile changes consider equilibrium profiles [*Dean*, 1991; *Miller and Dean*, 2004] as target profiles. These are essentially empirically determined but were initially justified by a physical argument of uniform volumetric wave dissipation in the surf zone [*Dean*, 1977; *Wang and Kraus*, 2005]. These profiles have the following expression:

$$h = \alpha(x_s - x)^{2/3}, \tag{1}$$

where h is the water depth at the cross-shore position x (x oriented onshore) and x_s is the shoreline position. *Dean* [1977] and *Moore* [1982] show that the constant of proportionality α can be related to the size of the beach sediment or, alternately, the fall velocity. Other assumptions and more detailed sediment transport physics are used by *Plant et al.* [2001] who also obtain equilibrium profiles. On equilibrium beach profiles the mean cross-shore sediment

[1]Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, Grenoble, France.
[2]IMAGE EA4218, Université de Perpignan, Perpignan, France.

Copyright 2009 by the American Geophysical Union.
0148-0227/09/2009JC005308$09.00

fluxes are zero. Stemming from this constraint, *Bowen* [1980] and *Dronkers* [2005, pp. 387–414], using simple sediment flux evaluations, show that these profiles are also compatible with the equilibrium between a destructive force such as gravity and a constructive force such as onshore bed load sediment transport by waves. The equilibrium beach profile formulation (1) can be obtained through a number of independent arguments that seem reasonable on physical grounds. The assumption that the equilibrium beach profile in the surf zone corresponds with uniform wave energy dissipation per unit volume, suggested by *Dean* [1977], has been recently analyzed by *Wang and Kraus* [2005] for regular and irregular waves generated during runs less than 10 h in the SUPERTANK flume. The authors concluded that under irregular waves, the pattern of wave energy dissipation across a large portion of the surf zone became relatively uniform while the profile evolved toward equilibrium. One of our aims is to question the concept of equilibrium beach profile in the framework of physical modeling. Do such profiles exist since some of the very few examples of flume experiments have focused on transients such as erosion or nearshore bar growth [*Dette and Uliczka*, 1987; *Dally*, 1987; *Dette et al.*, 2002]?

[4] Clearly, because of the ever-changing wave climate in natural environments, equilibrium profiles can only be retrieved as spatial long-shore averages or mean interannual profiles. In detail it has been claimed that different equilibrium profiles correspond to each season in conjunction with well-defined wave climates [*Larson and Kraus*, 1994] leading, for instance, to the so-called summer profiles and winter profiles. Flume experiments can overcome the drawback of defining an equilibrium beach profile as a temporal mean. As long as one is patient enough to run lengthy experiments for given wave conditions, equilibrium profiles can be obtained [*Kamalinezhad*, 2004; *Kamalinezhad et al.*, 2004; *Wang and Kraus*, 2005; *Grasso et al.*, 2007; *Michallet et al.*, 2007].

[5] Beach profiles are generally more complex than the simple Dean concave-up equilibrium profile. Some tend to have a convex part near the shoreline and a concave part further offshore. Amongst these double convex profiles the terrace-like or step-like profiles are observed in macrotidal wave dominated environments [*Wright and Short*, 1984; *Black et al.*, 2002]. It has been shown that some equilibrium beach profiles are a combination of an upper profile and a lower profile [*Inman et al.*, 1993; *Bernabeu et al.*, 2003]. In this two-section modeling approach a discontinuity point therefore separates the beach into two sections: the shoaling section and the surf section. The discontinuity point at depth h_r coincides with the break point. For irregular waves the breaking index γ is defined at the break point of depth h_r by

$$h_r = \frac{1}{\gamma} H_{rms}, \tag{2}$$

with γ between 0.4 and 0.6 at the break point [*Wang and Kraus*, 2005], H_{rms} being the root mean square wave height. The depth h_r at the break point is expressed in terms of the significant wave height H_s to yield

$$h_r = \beta H_s \quad \text{with} \quad 1.1 \leq \beta \leq 1.7. \tag{3}$$

Longshore bars are also frequently observed on beach profiles. Some studies argue that they are perturbations of equilibrium profiles [*Ribas Prats*, 2003]. Observed barred profiles are constantly evolving including cyclic behavior [*Ruessink and Kroon*, 1994] on timescales as long as decades. Knowledge of the seasonal variability of nearshore bars [*Holman and Sallenger*, 1993] has increased considerably in recent years due to the use of video remote sensing techniques [*Lippmann and Holman*, 1990; *Van Enckevort and Ruessink*, 2001]. Analysis by *Lippmann and Holman* [1990] shows that beach states with bars are indeed frequently observed but that they undergo frequent transitions. Analysis of Duck profiles [*Larson and Kraus*, 1994] shows that summer profiles are the result of an accretion process in which sand of the winter profile is transported onshore. Bar migration has been identified as one of the mechanisms of such accretion [*Gallagher et al.*, 1998]. This beach recovery is also known to be associated with mild wave climates. Bar formation has been investigated in flume experiments but essentially as an erosion process [*Roelvink and Stive*, 1989; *Guannel et al.*, 2007; *Hoyng*, 2008] in which undertow currents move sediment offshore [*Thornton et al.*, 1996; *Gallagher et al.*, 1998].

[6] *Guannel et al.* [2007] investigated onshore bar migration in a specifically designed run during the CROSSTEX experiments. Onshore bar migrations are probably due to a combination of subtle mechanisms [*Elgar et al.*, 2001; *Hoefel and Elgar*, 2003; *Henderson et al.*, 2004; *Hsu et al.*, 2006; *Foster et al.*, 2006]. This questions the relevancy of laboratory experiments to address such questions. It is well known that downscaled experiments with sand have difficulty in reproducing suspensions that behave dynamically as in nature. This is why a few experiments at scale 1 with sand have been recently reported in the literature [*Guannel et al.*, 2007]. *Wang and Kraus* [2005] also present results from the large-scale SUPERTANK laboratory experiment. With regard to the dimensions of the flume (104 m long, 3.7 m wide), these experiments may be considered as full scale for moderate waves ($H_s \leq 0.8$ m). The maximum duration of irregular wave runs (JONSWAP spectrum with a peak enhancement factor of 3.3) is 3 h 29 mn in the SUPERTANK experiments. It can be observed that most profile variations are restricted to shallow water such that $h < 2H_s$. In contrast to the SUPERTANK experiment, our present experiments aim at reproducing profile changes in water as deep as $4H_s$ and for long periods up to 115 h. Recently, *Henriquez et al.* [2008] also addressed scaling laws and concluded on the relevant use of coarse, lightweight particles for studying nearshore sediment transport in a physical model. The innovative aspect of the experiments presented in this paper is primarily the simulation of a wide range of irregular wave climates in a small-scale lightweight sediment model able to satisfy the laws of similitude over long periods.

[7] The flume experiments and similitude conditions are described in section 2. In section 2 some beach profiles at Duck and Lido beach (Sète, France) and the associated dimensionless numbers are compared to those of our experiments. Section 3 is devoted to the morphodynamics and presents a detailed description of the beach profile changes. Equilibrium states are characterized and classified in terms of the Dean number. The hydrodynamics related to the

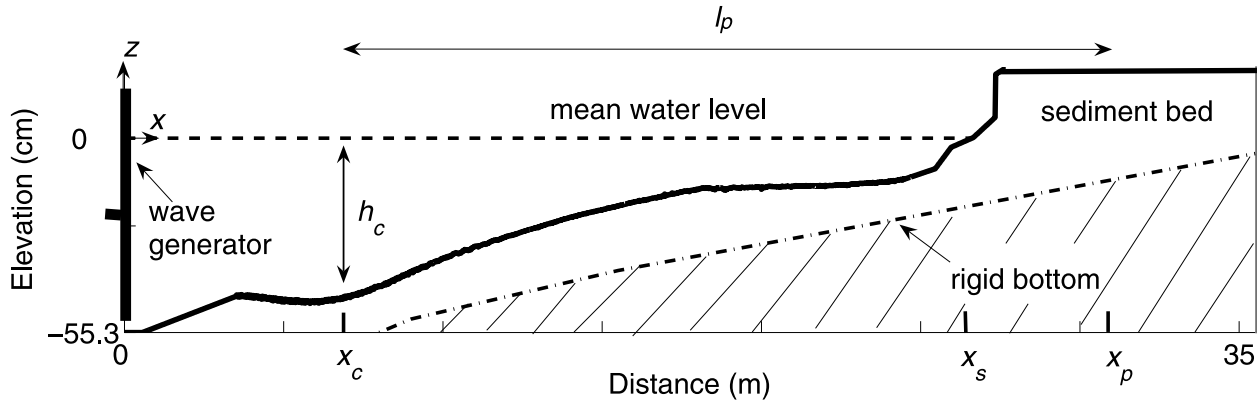

Figure 1. Schematic diagram of the LEGI wave flume: l_p is the profile length from the cross-shore position x_c of the closure depth h_c to the cross-shore position x_p of the most offshore point on the dune that does not change during an experiment; x_s is the shoreline position.

equilibrium profiles are then described in section 4. Conclusions are given in section 5.

2. Description of Flume Experiments and Similitude Conditions

2.1. Experimental Setup

[8] Our experiments were carried out in a flume 36 m long and 55 cm wide equipped with a piston wave generator (Figure 1). The still water depth at the wave maker is h_0 = 55.3 cm. The sloping bottom consists of a loose material of low density (ρ_s = 1.19 g cm^{-3}) with a median diameter d_{50} = 0.6 mm (corresponding settling velocity w_s = 2.1 cm s^{-1}). It covers a rigid sloping bottom in some cases. The sediment layer over the rigid bottom is at least 5 cm thick in all the beach profiles presented in this paper. The mean overall beach slope is roughly 1/45.

[9] Using a partially deterministic irregular wave synthesis [*Hughes*, 1995, p. 397], irregular waves are generated according to a JONSWAP spectrum with a peak enhancement factor of 3.3 [*Goda*, 1985, p. 26]. A linear combination of 10000 random sinusoidal components is used to define 30 mn wave sequences. There is neither wave absorption nor second-order correction on the wave maker motion. A given 30 mn wave sequence can be repeated continuously as much as desired.

[10] Twelve wave gages (acquisition at 50 Hz) are mounted on trolleys and measure instantaneous water elevations. The root mean square wave height $H_{\rm rms}$ is computed with the zero down-crossing technique for positions all along the beach profile.

[11] It is checked that the wavefield conforms to the expected spectrum and follows a Rayleigh distribution at 2 m downstream of the wave maker, as shown, for instance, in Figure 2. Limited energy is seen in the infragravity domain of the spectrum. This corresponds to seiching modes generated by wave breaking [*Michallet et al.*, 2007; *Grasso et al.*, 2007]. The contribution of these long waves to the sediment transport is expected to be weak to negligible compared to wave nonlinearities and undertow effects [*Ruessink et al.*, 2007]. Their peak frequency and structure (node and antinode positions) mainly depend on the beach length and mean slope and are therefore similar for all the experiments presented in this paper. The variety of beach response described in the following would indicate that infragravity waves play a minor role on beach morphodynamics. The good agreement of the measured wave height distribution with the target Rayleigh distribution (Figure 2b) also suggests that a reflected waves absorption device is not needed for producing the desired irregular wave climates. Each wave sequence corresponds to a wave

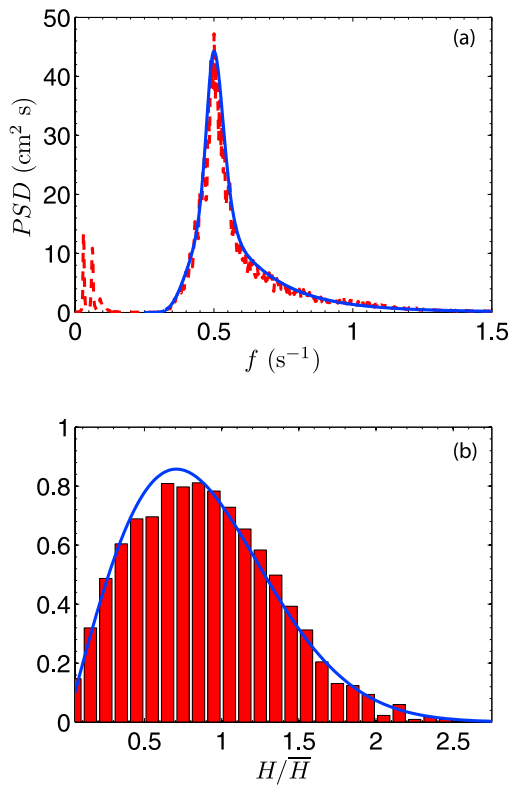

Figure 2. Experimental results and theoretical targets (solid lines) at 2 m downstream of the wave maker for the wave climate B1: (a) frequency distribution of power spectral density compared to the JONSWAP spectrum and (b) wave height distribution compared to the Rayleigh distribution with mean wave height $\overline{H}$ = 6.4 cm.

Table 1. Wave Conditions Used in This Study, Related Dimensionless Numbers From Equations (4)–(10) Computed at the Closure Depth $h = 4H_s$, Durations of the Experiments, and Distance From Initial to Equilibrium Bottom Profiles

Wave Climate	H_s (cm)	T_p (s)	Ω	Re ($\times 10^5$)	Fr	Θ	Rou	Duration (h)	T_{eq} (h)	Distance Δ (mm)
A	3	2	0.7	0.1	0.04	0.18	3.7	9.4	3.1	20.8
B1	10.7	2	2.5	0.7	0.08	0.38	2.6	41.3	22.7	30.3
B2	10.7	2	2.5	0.7	0.08	0.38	2.6	57.8	32.9	64.4
C	16	3	2.5	1.3	0.07	0.46	2.3	115.1	42	149.3
D	10.7	1.4	3.6	0.6	0.12	0.35	2.7	6.7	3.8	12
E	12.5	1.6	3.7	0.7	0.11	0.39	2.5	33.9	32.3	98.7
F	16	2	3.7	1.1	0.10	0.45	2.3	30.5	30.5	71.3

climate characterized by the significant wave height at the wave maker H_s and the spectrum peak period T_p. A summary of the wave climates prescribed during the experiments is given in Table 1.

[12] Bottom profiles are recorded between wave series using an acoustic profiler mounted on a motorized trolley. Starting from a given bottom profile, wave sequences are repeated until an equilibrium state is reached. The equilibrium state is characterized in section 4. The initial bottom profile of an experiment is a profile produced by previous wave sequences. The initial profile corresponds to an equilibrium state only for experiment C, produced previously by experiment F. The duration of each experiment, the time to reach equilibrium state and the distance from initial to equilibrium profiles are also indicated in Table 1. These are discussed further in section 3.1. Although it should depend on the bed slope [*Unal and Bayazit*, 1998], the closure depth in all our set of experiments was found to be roughly $4H_s$. This is probably due to the fact that in all our runs the mean beach slopes are similar. Attempts to compare our findings with empirical relations based on extreme wave heights obtained in natural environments [*Hallermeier*, 1978; *Komar*, 1998] were inconclusive.

[13] Values of dimensionless numbers are also indicated in Table 1. The choice of the sediment and wave conditions was determined through similitude considerations, as detailed in section 2.2.

2.2. Dimensionless Numbers

[14] Our laboratory experiments are designed to reproduce natural beach profiles and changes. The physics and hydraulics of movable bed models depend on (1) the wave parameters, H_s the significant wave height and T_p the peak wave period; (2) the sediment parameters, d the sediment diameter and ρ_s the density of the sediment; and (3) the water depth h, the fluid density ρ, the fluid kinematic viscosity ν and the gravity g.

[15] Hence these models are characterized by 8 independent parameters [*Kamphuis*, 1985]. This implies that the ideal downscaling would require scaling 5 dimensionless numbers, which is known to be very difficult. In the following we discuss which scaling is favored. The Froude scaling is the primary requirement for physical models involving waves [*Dean and Dalrymple*, 2001]. The Froude number is written

$$F = \frac{H_s\,\omega_p}{2\sqrt{gh}}, \tag{4}$$

where H_s is the significant wave height, $\omega_p = 2\pi/T_p$ is the angular frequency and h is the water depth. We also choose an undistorted model since wave dynamics, shoaling, breaking and turbulence generation by the waves are phenomena to be modelled correctly. As a consequence a single length scale λ_l will be chosen (λ_i is the ratio of the model value to the prototype value of parameter i). The Froude similitude between nature and the model implies that the timescale is

$$\lambda_t = \sqrt{\lambda_l}. \tag{5}$$

The wave Reynolds number is usually not scaled even in movable bed models, and will not be here. Nonetheless, this number reads

$$Re = \frac{A\,\omega_p\,h}{\nu}, \tag{6}$$

where ν is the fluid viscosity and A is the particle excursion at the bottom:

$$A = \frac{H_{\mathrm{rms}}}{2\,\sinh kh},$$

k being the wave number. The sediment transport similitude is achieved in both shoaling and surf zones by adopting Shields and Rouse scalings. On the one hand the Shields number is defined by

$$\Theta = \frac{1}{2} f_w \frac{(A\,\omega_p)^2}{g(\rho_s/\rho - 1)\,d_{50}}, \tag{7}$$

where f_w is a wave friction factor which, according to *Swart* [1974], can be approximated as

$$f_w = \exp\left[5.213\left(\frac{2.5 \times d_{50}}{A}\right)^{0.194} - 5.977\right].$$

In the present context, the Shields number measures whether the sediment is set in motion by the waves and what the transport regime is (bed load, suspension, sheet flow, etc). It also indicates if ripples can form [*Nielsen*, 1992]. On the other hand, the Rouse number reads

$$Rou = \frac{w_s}{u'}, \tag{8}$$

where u' is the turbulent intensity of the flow field, which is approximated by

$$u' = \kappa\,\sqrt{f_w/2}\,A\,\omega_p,$$

with κ the von Karman constant (0.4) [*Soulsby*, 1997]. This number is relevant for characterizing sediment particle motions in a turbulent flow as in the breaking and outer surf zones, where sediment suspension is triggered and fueled by different turbulence sources (boundary layers, breaking). Considering a characteristic length (the water depth, for instance), it can be thought of as the ratio of a turbulent timescale to a settling timescale.

[16] Choosing a length scale and prescribing Froude scaling in an undistorted model imposes all the hydrodynamic scaling. The remaining parameters to be chosen are thus the sediment density and diameter, both of which will be determined with the Shields and Rouse scalings. These requirements led to the choice of a coarse lightweight sediment, as described in section 2.1. Consequently the immersed weight of the sediment ($\rho_s/\rho - 1$) is not scaled since water is the fluid in both the experiments and nature.

[17] The scaling choice will be more thoroughly justified in section 2.3 in comparison with natural beaches. Our approach is somewhat different from that of *Dean and Dalrymple* [2001, p. 310], who argued that morphological models with sand can be based on Froude and Dean scaling only. Other dimensionless numbers can be derived from those just described and are useful for the following.

[18] The particle Reynolds number is one of them. It is written

$$Re_p = \frac{A\,\omega_p\,d_{50}}{\nu} = Re\,\frac{d_{50}}{h}. \tag{9}$$

This Reynolds number quantifies the inertia of the flow around the sedimentary particle compared to the viscous drag. It indicates whether the flow around the particle is laminar or turbulent. The particle Reynolds number is linked to the wave Reynolds number by a factor d_{50}/h, which is a sort of Keulegan-Carpenter number. The parameter Re_p is one used in the Shields diagram to decide whether the sediment is set in motion or not.

[19] The Dean number [*Dean*, 1973] is often used for discussing morphological beach states. It reads

$$\Omega = \frac{H_s}{T_p\,w_s}. \tag{10}$$

This number is commonly interpreted as being the ratio of a particle settling time (H_s/w_s) to the wave period and therefore indicates whether phase lag effects occur in sediment transport processes [*da Silva et al.*, 2006]. This interpretation shows that it is merely a rewriting of the Rouse number and not an independent dimensionless number. Since the work by *Wright and Short* [1984], this number has been known to be relevant for the modal classification of cross-shore beach profiles. Dissipative beaches characterized by a mild slope and spilling breakers are expected for $\Omega \geq 5$ while reflective beaches with a steep slope and surging breakers correspond to $\Omega \leq 1$ [*Wright and Short*, 1984; *Masselink and Short*, 1993; *Bernabeu et al.*, 2003]. In the intermediate range defined by $1 \leq \Omega \leq 5$ beaches tend to have a moderate mean slope, breaking can be either plunging or spilling, and longshore bar-trough systems, rhythmic bars and terraces can be observed.

[20] *Wright and Short* [1984] also used an equivalent of the surf parameter ξ [*Battjes*, 1974], which is defined as

$$\xi = \frac{m}{\sqrt{H_s/L_\infty}}, \tag{11}$$

with m the local beach slope and L_∞ the deep water wavelength.

[21] The choice of the scaling just described is now assessed by comparison with natural beach morphologies which relate to the intermediate range $1 \leq \Omega < 5$.

2.3. Natural Beach Examples

[22] It is obviously impossible to match simultaneously the Froude, Shields, Rouse and density ratio numbers of downscaled laboratory movable bed experiments with those encountered in nature. As discussed in section 2.2, a good compromise has been found by using a lightweight sediment with a relatively large diameter.

[23] To confirm that this choice is morphologically relevant, we consider two examples of natural beaches, namely Duck (North Carolina [*Lee et al.*, 1998]) and the Lido beach (Sète, France [*Certain et al.*, 2005; *Certain and Barusseau*, 2005]). The tidal range is about 1.5 m at Duck and 0.2 m at Lido, thus both sites fall into the microtidal category. These two sites are therefore interesting for comparison with our 2-D constant mean water level laboratory experiments. At the year scale the closure depth is about h_0 = 4.5 m at approximately 300 m from the shoreline at both sites. The lower part of the profiles is only modified by extreme storms. Since we cannot reproduce very large waves in the flume ($H_s \leq 20$ cm), we focus on the morphodynamics of the upper part ($h < 3.5$ m) of the profiles. At Duck beach [*Birkemeier et al.*, 1985; *Bayram et al.*, 2001] the sediment median diameter is ranging from 0.18 mm by 5 m depth to 0.4 mm at the shoreline. Grain size distribution at Sète beach follows the same tendency [*Akouango*, 1997]. It induces a mean sediment median diameter in the upper beach of 0.3 mm, which yields a fall velocity of $w_s \simeq$ 4.5 cm s^{-1}.

[24] Beach profiles observed at Duck, Lido, and produced in the Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) flume are plotted in Figure 3. The Duck and Lido cross-shore profiles correspond to averages of cross-shore profiles surveyed along a 500 m stretch of the shore. It clearly appears that both sites have very close morphological length scales. The profiles were chosen so as to feature a bar and a terrace. The experiments have profiles very similar to those of the natural beaches with a length scale of $\lambda_l \simeq 1/10$. More precisely, bar cross-shore position, bar shape, water depth at the crest, depth at the trough, terrace depth, and mean slopes are very similar. In more detail, it can be seen that the Lido terrace profile (Figure 3b) is similar to the B2 experimental terrace profile (Figure 3c), whereas the Duck terrace profile (Figure 3a) is closer to the C experimental terrace profile (Figure 3c). The profiles observed at Duck feature bars presenting longshore variability, such as crescentic bars (types C, D, E, and F of *Lippmann and Holman* [1990]). Therefore, the terrace profile of Duck is a consequence of the longshore averaging of the ridge and runnel rhythmic system.

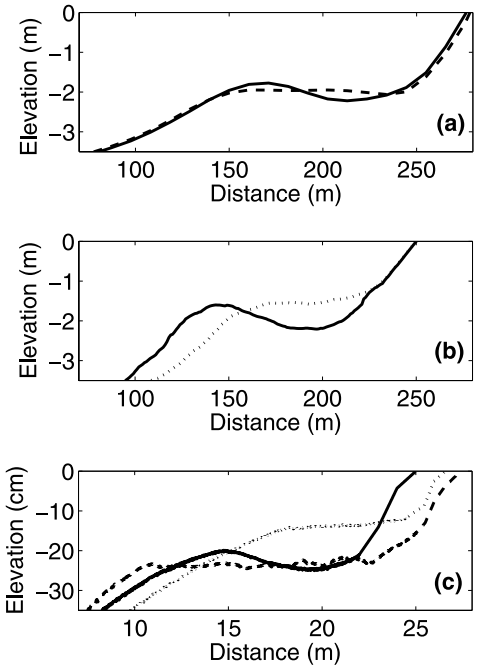

Figure 3. Measured beach profiles. (a) Duck, 4 October 1994 (solid), 7 September 1994 (dashed); (b) Lido, 25 November 2000 (solid), 1 November 2000 (dotted); and (c) LEGI wave flume, during climate B1 (solid), climate C (dashed), climate B2 (dotted). Duck and Lido cross-shore profiles are averaged over a 500 m long shore section. The mean water level is at 0.

[25] As the consequence of the choice of the length scale, the timescale is $\lambda_t \simeq 1/3$. The dimensionless numbers (4)–(10) for both natural sites and the wave climates that are related to the profiles of Figure 3 are given in Table 2. The numbers are computed in the shoaling region at the closure depth estimated at $4H_s$ (see discussion in section 2.1). A comparison of these values with those in Table 1 clearly shows that in our experiments the Froude, Shields and Dean numbers vary in the same range, indicating that our scaling is correct, at least in the ranges of the experiments. Note that as foreseen, the wave Reynolds number is about 30 times smaller in the experiments than in nature but large enough in the breaking region ($\sim 10^5$) for the flow to be turbulent. The Keulegan-Carpenter numbers in nature and in the experiments evaluated at the bar crest are 2×10^{-4} and 3×10^{-3}, respectively, implying that the particle Reynolds numbers at both sites and in our experiments are very close. Hence both the Shields numbers and the particle Reynolds numbers of our experiments are close to those found at Duck and Lido. This places our experiments and in situ conditions at the same point in the Shields diagram. It is clear that the field wave conditions fall in the intermediate range as defined by *Wright and Short* [1984] since Ω is between 2.4 and 4.

[26] On the one hand, the Duck and Lido barred profiles (Figures 3a and 3b, respectively) were observed after mild wave climates lasting 1 day. Average wave conditions for these events are H_s = 1.2 m and T_p = 8 s on 3 October (1994) at Duck beach and H_s = 1 m and T_p = 7 s on 24 November (2000) at Lido beach. On the other hand, the Duck terrace profile (Figure 3a) was preceded by 3 days of an energetic wave climate ($H_s \approx 1.75$ m and $T_p \approx 12$ s that took place from 3 September until 6 September 1994). The terrace profile at Lido (Figure 3b) was measured after 6 days of weaker conditions than that of Duck ($H_s \approx 1.3$ m and $T_p \approx 8$ s that took place from 20 October up to 25 October 2000). The aim here is not to explain in details the morphodynamics of these two beaches. It is suggested that beach profile changes could be the result of relatively energetic wave conditions over a relatively short duration. Moreover, these in situ examples show that in the intermediate range, beach profiles exhibit both terraces and bars. Following the results of a 2-year video survey at Duck beach [*Lippmann and Holman*, 1990], the wave climate corresponding to the most likely observed beach profile (of the attached rhythmic bar type) is characterized by H_s = 0.9 m and T_p = 8.2 s. The associated dimensionless numbers are given in Table 2. Considering a smaller sediment size relative to the lower beach (0.2 rather than 0.3 mm) does not change much the dimensionless numbers range.

Table 2. Field Measurements and Other Laboratory Experiment Wave Conditions[a]

Site	Date	H_s (m)	T_p (s)	d_{50} (mm)	Ω	Re ($\times 10^6$)	Fr	Θ	Rou
Duck	3–6 Sep 1994	1.75	12	0.3	3.2	4.8	0.06	0.42	2.5
Duck	3 Oct 1994	1.2	8	0.3	3.3	2.6	0.07	0.31	2.9
Duck[b]	1986–1987	0.9	8.2	0.3	2.4	1.8	0.06	0.25	3.3
Duck[b]	1986–1987	0.9	8.2	0.2	4	1.8	0.06	0.33	2
Lido	20–25 Oct 2000	1.2	8	0.3	3.3	2.6	0.07	0.31	2.9
Lido	24 Nov 2000	1	7	0.3	3.1	2	0.07	0.27	3.1
Delft flume[c]	–	0.17	2	0.1	10.8	0.12	0.10	0.15	1.3
Delft flume[d]	–	0.17	2.3	0.13	5.7	0.13	0.09	0.14	1.9
Delft flume[d]	–	0.10	3	0.13	2.6	0.06	0.05	0.09	2.2
HWRL[e]	–	0.6	4	0.22	4.9	0.83	0.10	0.21	2.7
HWRL[e]	–	0.3	8	0.22	1.2	0.36	0.03	0.14	3.4
SUPERTANK[f]	–	0.8	4.5	0.22	5.8	1.26	0.10	0.26	2.5
SUPERTANK[f]	–	0.4	8	0.22	1.6	0.55	0.04	0.17	3.1

[a]See related profiles of Duck and Lido beaches in Figure 3. Corresponding dimensionless numbers were computed for $h = 4H_s$.
[b]Field measurement analysis reported by *Lippmann and Holman* [1990].
[c]Laboratory experiments reported by *Roelvink and Stive* [1989].
[d]Laboratory experiments reported by *Hoyng* [2008].
[e]Laboratory experiments reported by *Guannel et al.* [2007].
[f]Laboratory experiments reported by *Wang and Kraus* [2005].

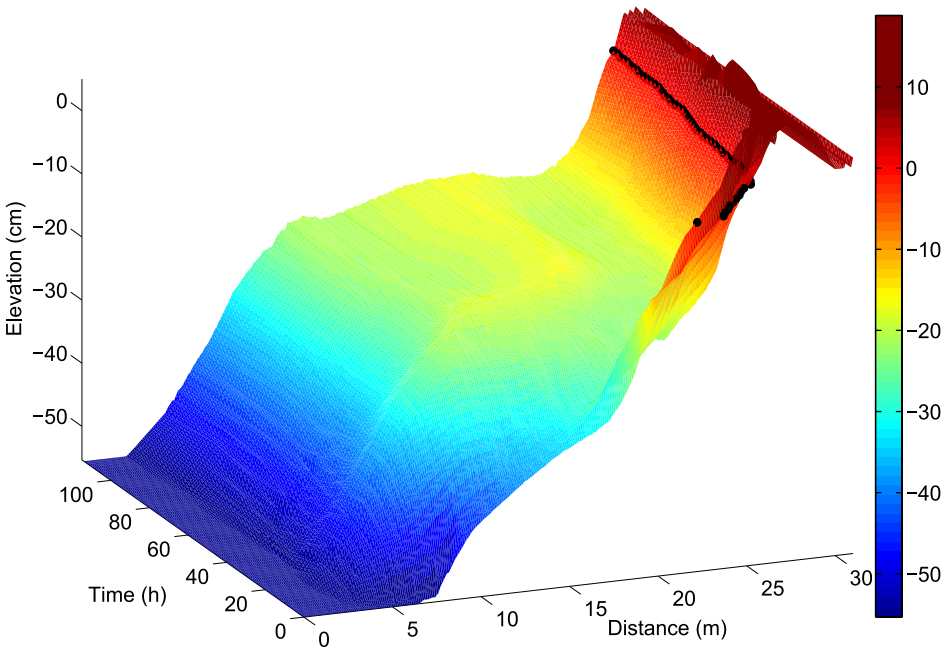

Figure 4. Beach profile changes. Terrace formation and beach face erosion for climate C ($\Omega = 2.5$). The bold black symbols represent the shoreline position.

[27] Examples of wave conditions and dimensionless numbers in other laboratory experiments are also given in Table 2. These configurations use fine sand (median diameter from 0.1 mm to 0.22 mm). The closest conditions to nature are obtained in the largest wave flume (88 m long, 3.7 m deep [*Guannel et al.*, 2007]). Shields numbers are generally notably smaller compared to field conditions, which probably indicates that the onset of sand transport and the transport regime are not well reproduced. This also emphasizes that it is not possible to match Θ, *Rou* and Ω numbers simultaneously in a small-scale experiment using fine noncohesive sand.

[28] For our present experiments the dimensionless numbers *Fr*, *Rou*, Θ and Ω given in Table 1 are of the same order of magnitude as those of the Duck and Lido natural sites in Table 2. Note that during the shoaling process up to the breaking point, *Fr* and Θ tend to increase while *Rou* tends to decrease in both laboratory and natural conditions. The important point is that the choice of the lightweight sediment enables us to obtain Dean numbers in the intermediate range $0.7 \leq \Omega \leq 3.7$.

3. Morphodynamics

3.1. Beach Profile Changes

[29] Before discussing the equilibrium states, this section gives an insight into how the experimental beach morphology evolves and what type of transients are observed. Three characteristic changes are presented in Figures 4, 5, and 6.

[30] Wave climate C leads to beach face erosion and the formation of a so-called terrace (Figure 4). The initial profile of this experiment was a steep beach shaped by a $\Omega = 3.7$ Dean number wave climate (F in Table 1). In this transition to a lower Dean number ($\Omega = 2.5$), sediment is transported offshore from the upper shoreface and the overall beach slope is reduced. This kind of change can be observed in nature in the case of storm events during which the upper part of the beach is eroded and the profile switches to form a deep terrace [*Günaydin and Kabdasli*, 2003]. It has also been reproduced in large-scale experiments (see test A7 by *Dette et al.* [2002]). We note that the growth of the incident wave energy in the field generally corresponds to an increase in the value of Ω. In contrast, the beach face erosion shown in Figure 4 corresponds to a decrease in Ω although the wave energy, which is proportional to H_s^2, has been kept constant.

[31] Wave climate E (Figure 5) corresponds to a Dean number $\Omega = 3.7$ in the upper part of the intermediate range. As it evolves, the beach slope becomes steeper as sediment is transported onshore to the berm. The berm is clearly nourished. This is typical of beach profile reconstruction by fair weather waves following erosion by a strong storm [*King*, 1972; *Sonu and James*, 1973; *Certain and Barusseau*, 2005].

[32] In the case of climate B2 (Figure 6), the bar on the initial profile migrates onshore as a dune propagation. During migration it develops an asymmetric shape with a steeper slope shoreward. The bar sand eventually fills the trough to generate a perched terrace similar to that of case C. Onshore bar migration has been widely observed in nature, documented and discussed [e.g., *Trowbridge and Young*, 1989; *Gallagher et al.*, 1998; *Ruessink et al.*, 2007].

[33] Figure 7 presents the initial (dashed) and final (solid) beach profiles for experiments B1, B2, C, D, E, and F given in Table 1. It is worth noting that the Ω value alone does not determine whether upper shoreface of profiles are eroding or accreting. Nor does it in combination with the offshore wave steepness H_s/L_0, with L_0 being the offshore wavelength at the wave maker [*Dette et al.*, 2002]. In experiments B1 and B2, the same wave forcing was imposed on

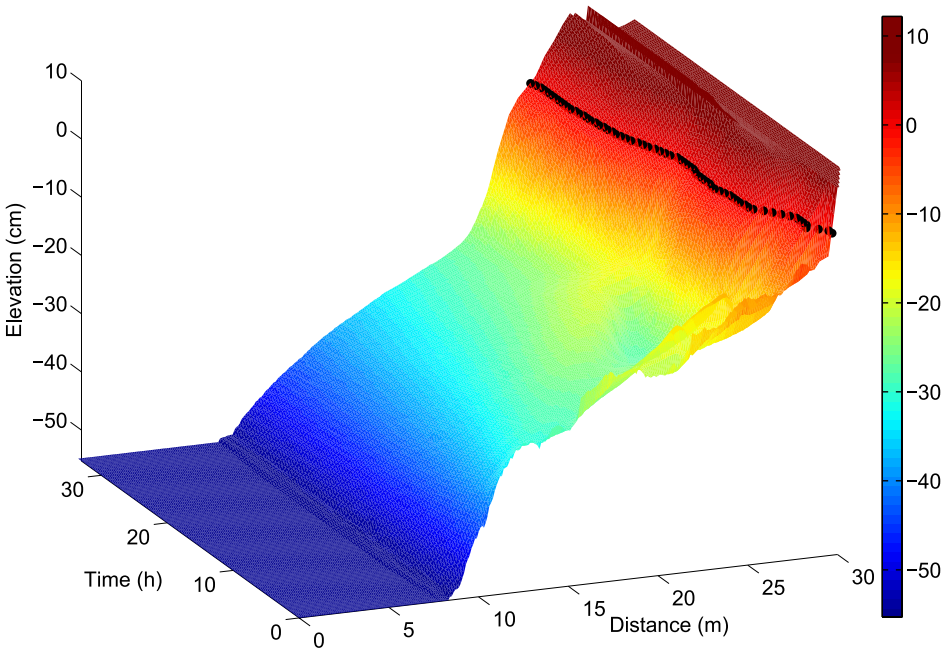

Figure 5. Beach profile changes. Bar formation, onshore migration and beach face accretion for climate E (Ω = 3.7). The bold black symbols represent the shoreline position.

two different initial profiles. This results in similar terrace shapes. Nonetheless, B1 produces accretion of the lower shoreface while B2 produces erosion of this part. This is due to the fact that the initial conditions in tests B1 and B2 differ strongly. However, it can be observed that B1, B2 and C (Ω = 2.5) lead to beach face erosion. No back shore is noticed and the dune is close to the shoreline. This highlights the fact that steep aerial beach profiles are probably a feature of erosional profiles. In contrast, climates D, E and F ($\Omega \approx 3.7$) produce a steeper mean profile that promotes beach face accretion. This is a striking result since one would at first guess think that the higher the Dean number the milder the beach slope. However, one should recall that in the work by *Wright and Short* [1984] analysis this trend applies for the three states of their classification. A reflective beach has a steeper slope than an intermediate beach which

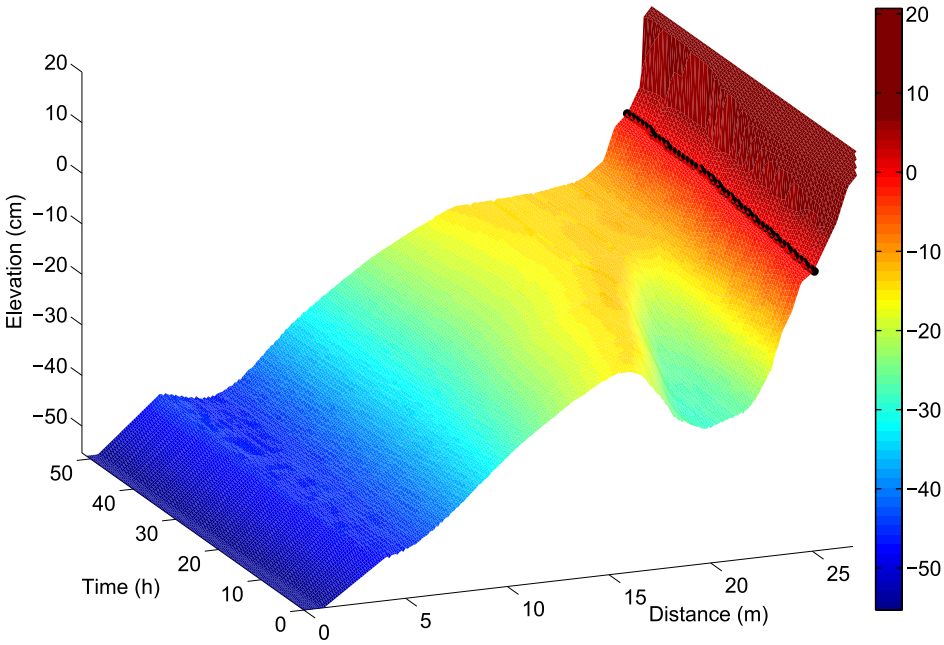

Figure 6. Beach profile changes. Onshore bar migration for climate B2 (Ω = 2.5). The bold black symbols represent the shoreline position.

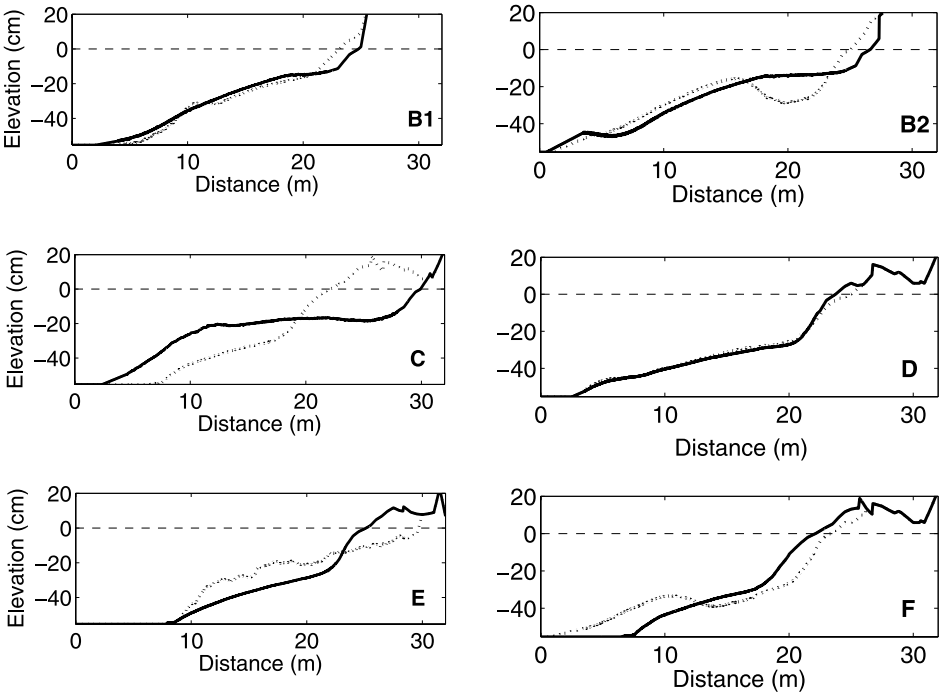

Figure 7. Initial (dotted) and final (solid) beach profiles for the wave climates given in Table 1. B1, B2, and C (Ω = 2.5), D (Ω = 3.6), and E and F (Ω = 3.7).

in turn has a steeper mean slope than a dissipative one. The *Wright and Short* [1984] classification does not give any refined comparison of beach slopes within the intermediate state. We also note a berm formation for $\Omega \simeq 3.7$. From a large set of field data, *Ortega-Sánchez et al.* [2008] concluded that a beach berm is mostly found under mean or short wave periods. For a given wave height in our experiments, a larger Ω value corresponds to a smaller wave period.

[34] The rate of change of the beach is evaluated by computing a mean velocity of bottom profile variation defined as

$$V_m(t) = \frac{1}{l_p}\int_{x_c}^{x_p}\left|\frac{\partial h}{\partial t}\right| \mathrm{d}x, \tag{12}$$

where l_p is the profile length from the cross-shore position x_c of the closure depth $h_c = 4H_s$ to the cross-shore position x_p of the most offshore point on the dune that does not change during an experiment (Figure 1). The velocity of the shoreline is also computed as

$$V_s(t) = \frac{\mathrm{d}x_s}{\mathrm{d}t}, \tag{13}$$

where x_s is the shoreline abscissa. $V_s \leq 0$ indicates seaward displacement, whereas $V_s \geq 0$ corresponds to shoreward displacement. Examples of V_m and V_s variations with time are shown in Figure 8. The change at the bottom is generally rapid ($V_m \sim 10$ mm h^{-1}) just after a new wave climate is initiated ($0 \leq t < 2$ h). If the wave conditions are very different compared to those that have produced the initial profile, several hours may elapse before a new general shape is observed. For climate C, for instance, V_m remained higher than 5 mm h^{-1} for the first 20 h, which corresponds to the formation of the terrace shown in Figure 4. Similarly,

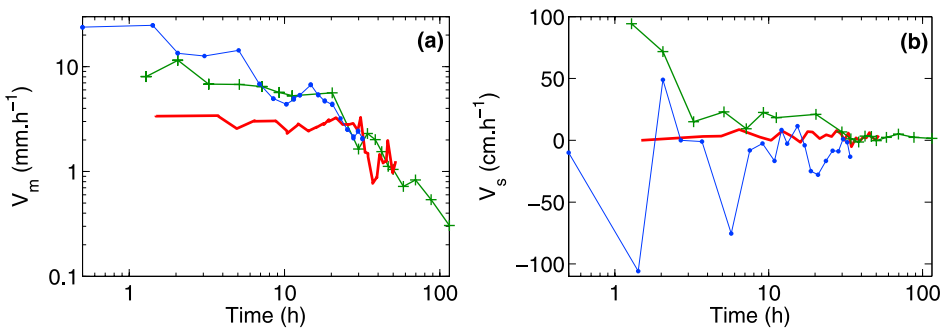

Figure 8. Bottom variation velocity for wave climates B2 (solid line), C (pluses) and E (dots). (a) Mean velocity of bottom profile variation V_m and (b) horizontal velocity of shoreline variation V_s.

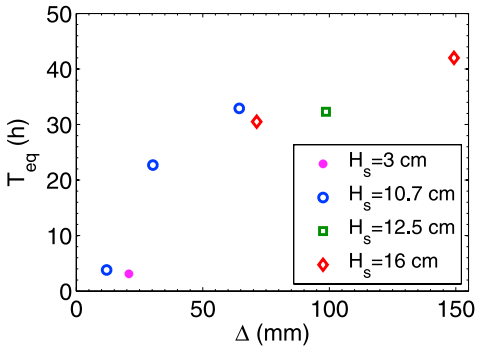

Figure 9. Time to reach equilibrium (T_{eq}) as a function of the distance from initial to equilibrium bottom profiles (Δ). The seven wave climates given in Table 1 are sorted by their significant wave height (H_s).

the shoreline velocity V_s also drops from 100 cm h^{-1} to a few cm h^{-1} in 30 h. Once the general shape is reached, V_m decreases to less than 2 mm h^{-1}. This signifies slow erosion of the foreshore and an increase in the terrace length. It is worth noting that an experimental time of 30 h upscales to about 4 days in nature. Constant wave conditions for such a long time are rare in nature. The variation velocity V_m never decreases to zero. The small values of V_m observed after long experimental runs may correspond to small oscillations of the beach profile around the equilibrium state. These may be due to sediment size sorting along the profile and vertical size segregation within the bed. These slow phenomena induce small cross-shore variations in the sediment settling velocities and very long term and slow changes in the beach.

[35] The distance between the initial and the equilibrium profiles may be characterized by the averaged distance Δ defined as

$$\Delta = \frac{1}{l_p} \int_{x_c}^{x_p} |\Delta h| \, dx, \tag{14}$$

where Δh is the difference between initial and final water depth. As shown in Figure 9, the duration to reach an equilibrium state is well correlated to the distance from the initial to the final bottom profile. The trend does not depend on the wave height which implicitly enters the computation of Δ through the closure depth. The increase rate of T_{eq} with Δ is not uniform and presents an asymptotic behavior. For large Δ values, increasing Δ also increases V_m at the beginning of the experiment and consequently does not increase much T_{eq}.

[36] As a general conclusion, a profile is deemed to be at equilibrium when $V_m \approx 2$ mm h^{-1}. This criterion is applied to sort out the equilibrium states of our flume experiments. These equilibrium states are discussed with respect to the values of the dimensionless numbers.

3.2. Equilibrium Profile Morphologies

[37] The equilibrium beach profiles for all the wave climates listed in Table 1 are plotted in Figures 10 and 11.

[38] Wave climate forcing A with $\Omega = 0.7$ (Figure 10) is weak ($H_s = 3$ cm) and the closure depth evaluated as $4H_s \simeq 12$ cm is close to the beach face. Hence only the upper beach is reshaped while the rest is a relict due to previous wave climates. A close-up of the active part is given in Figure 10. The beach face is steep with $m \sim 1/7$. This is typical of reflective profiles as defined by *Wright and Short* [1984]. This is also substantiated by computing the reflection coefficient. The surf parameter has a value of $\xi \simeq 2.1$, which yields a strong reflection coefficient of roughly 45% [*Mei*, 1992].

[39] We now present 2 series of experiments in the intermediate Dean number range: 1 to 5. First of all, three wave climates with $\Omega = 2.5$ (Figure 11a) associated with three beach profiles that are very similar and that display a terrace between the beach face and the lower shoreface. The terraces are at a depth $h \sim 1.1 \times H_s$ with mean slopes of less than 1/200. These experimental runs tend to show that the lower bound of β in (3) is the more appropriate as pointed out by *Bernabeu et al.* [2003]. The terraces force a large surf zone of spilling breakers. At the scale of the wavelength (3 m on the terrace) the beach faces are characterized by a steep slope ($m \sim 1/10$) with associated surf parameters ξ between 0.76 and 0.94, which indicates beach face reflections of roughly 10%. The shoaling sections, which coincide with the lower shorefaces, have a slope of about 1/50 that yield surf parameters between 0.15 and 0.19. These are the lowest values obtained in our experiments. It hence appears that these profiles are a combination of a surf zone dissipative profile section and a reflective beach face.

[40] A second series of experiments with $\Omega \approx 3.7$ has been selected and plotted in Figure 11b. These profiles are characterized by a break point very close to the shoreline and located in the lower part of the beach face. These beach faces at the scale of the wavelength (roughly 3.5 m at the

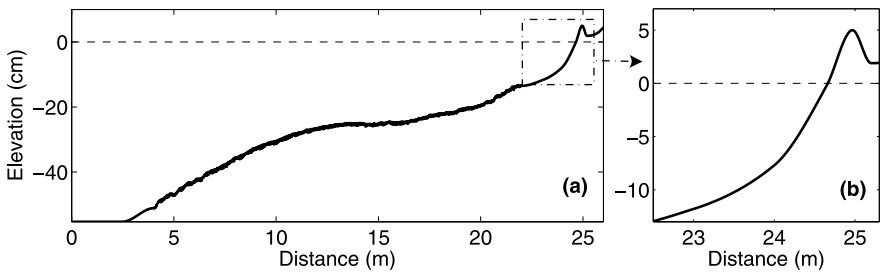

Figure 10. Equilibrium beach profile for wave climate A ($\Omega = 0.7$ see Table 1). (a) Entire beach profile; and (b) close-up from the closure depth to the top of the berm.

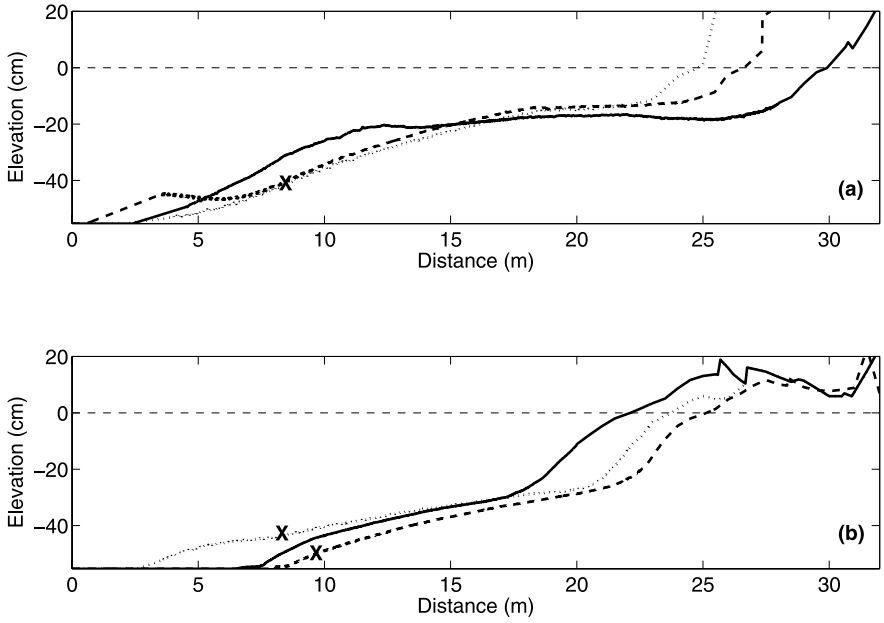

Figure 11. Equilibrium beach profiles for the wave climates given in Table 1. (a) B1 (dotted), B2 (dashed), and C (solid): Ω = 2.5 and (b) D (dotted), Ω = 3.6; and E (dashed) and F (solid), Ω = 3.7. Crosses indicate the closure depths observed during profile formation.

toe of the beach face) have slopes similar to the previous Ω = 2.5 cases, that is, $m \sim 1/10$. The surf parameter computed with these slopes ranges between 0.53 and 0.62, which indicates very small reflection coefficients. This series of profiles also shows offshore shoaling sections ($2H_s \leq h \leq h_0$) that have a mild slope ($m \sim 1/25$). For this slope the surf zone parameter is even smaller, at about 0.2. Although the overall mean beach slope for the $\Omega \approx 3.7$ cases is steep, they fall in the dissipative category with regard to the surf similarity parameter.

[41] In the intermediate range explored here, the profiles show combined reflective/dissipative profiles. The associated hydrodynamic characteristics leading to these morphologies are explored in section 4.

4. Hydrodynamics on Equilibrium Profiles

[42] The wave-forced hydrodynamics of beaches is a very complex topic and still of interest for coastal research. Its combination with sediment transport raises this complexity a level higher. Indeed many competing sedimentary effects take place on a beach and are usually categorized into destructive and constructive forces [*Dean and Dalrymple*, 2001]. However, the most obvious element in this picture is the dissipation of the wave energy. Unbroken waves feed energy to the sediment phase by dissipation in the boundary layer while breaking waves will do so by both the boundary layer and the turbulence generated by breaking. Hence a first approach is to analyze how wave energy losses are distributed in the cross-shore direction. Energy loss in the surf zone is also known to generate an undertow current, which has long been recognized as a bar generation mechanism [*King and Williams*, 1949].

4.1. Wave Transformation and Currents

[43] In the shoaling zone, wave amplitude prediction can be based on the wave energy flux balance. The same energy balance equations can, with ad hoc sink terms, be used to predict wave height decay in the surf zone. These energy flux balance models can even properly predict wave modifications over nonmonotonic bottom profiles such as wave reformation [*Battjes and Janssen*, 1978; *Thornton and Guza*, 1983; *Ruessink et al.*, 2003]. The energy balance equation reads

$$\frac{\partial(E\,C_g)}{\partial x} = -\langle\epsilon\rangle = -\left[\langle\epsilon_b\rangle + \langle\epsilon_f\rangle\right], \tag{15}$$

where E is the energy density, C_g is the group velocity, $\langle\epsilon_b\rangle$ is the dissipation by breaking per unit area, and $\langle\epsilon_f\rangle$ is the frictional dissipation. At natural sites, the frictional dissipation is negligible compared with the dominant wave breaking dissipation, except in very shallow water. Assuming that the linear theory applies both in the shoaling and surf zones, E is written

$$E = \frac{1}{8}\rho g H_{\mathrm{rms}}^2, \tag{16}$$

and $C_g = \sqrt{gh}$ in shallow water. Substituting (16) in (15) gives a relationship to evaluate dissipation from measured wave height decay,

$$\langle\epsilon\rangle = -\frac{1}{8}\,\rho g^{3/2}\,\frac{\partial\left(H_{\mathrm{rms}}^2 h^{1/2}\right)}{\partial x}. \tag{17}$$

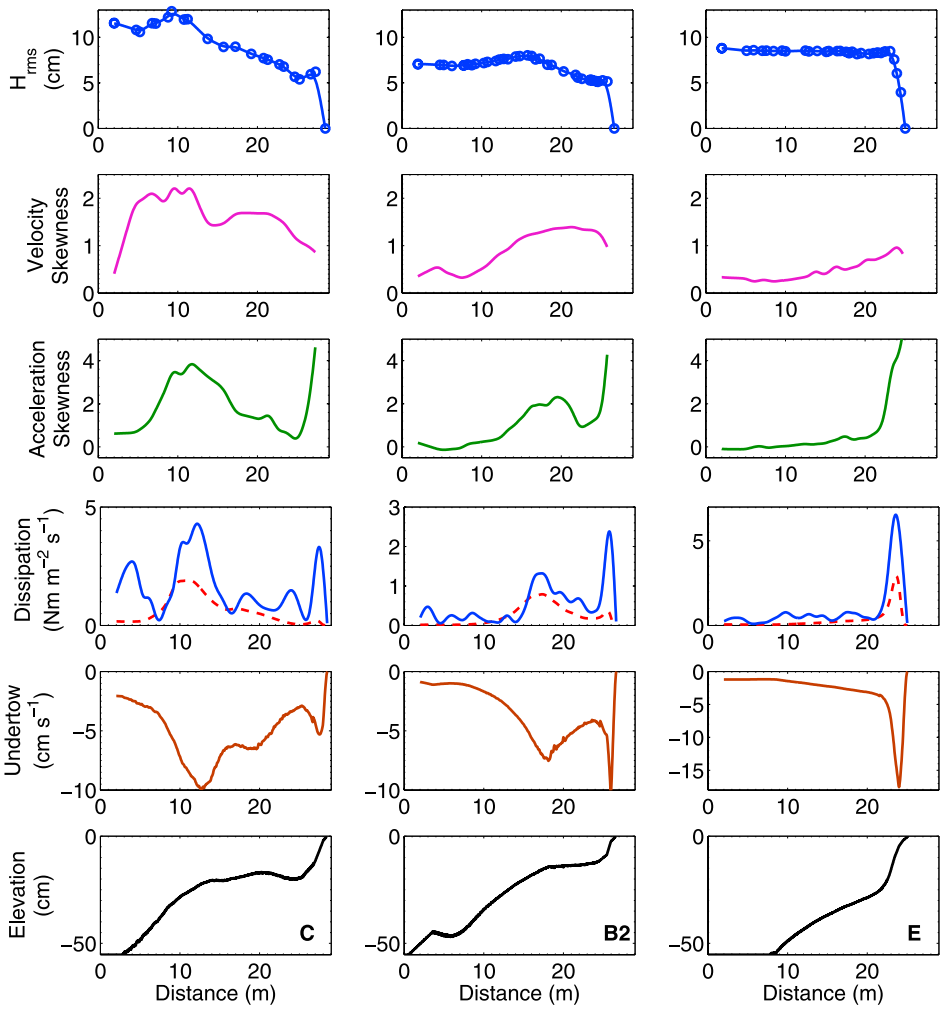

Figure 12. Hydrodynamic characterization of equilibrium states C, B2, and E with, from top to bottom root-mean-square wave height, velocity skewness, acceleration skewness, measured dissipation $\langle\epsilon\rangle$ (solid) and modeled dissipation $\langle\epsilon_b\rangle$ (dashed), undertow, and bottom profile.

According to *Thornton and Guza* [1983], the bore dissipation can be evaluated as

$$\langle\epsilon_b\rangle = -\frac{3\sqrt{\pi}}{16}\rho g\frac{B^3H_{\rm rms}^5}{T_p\gamma^2h^3}\left[1-\frac{1}{\left(1+(H_{\rm rms}/\gamma h)^2\right)^{5/2}}\right], \quad (18)$$

where B and γ are breaker coefficients 1 and 0.42, respectively, for developed rollers. Relation (18) has been widely verified with field measurements. Relations (17) and (18) provide two independent methods to estimate wave dissipation in our experiments.

[44] The undertow current partly induced by wave breaking is estimated from the time-averaged continuity equation [*Dally and Brown*, 1995; *Cienfuegos et al.*, 2009]:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}[U(h+\overline{\eta})]+\frac{\mathrm{d}Q_W}{\mathrm{d}x}+\frac{\mathrm{d}Q_R}{\mathrm{d}x}=0, \quad (19)$$

where U is the depth-averaged mean current, $\overline{\eta}$ is the mean water level, Q_W is the volume flux per unit crest width associated with the organized wave motion, and Q_R is the fluid volume flux due to the roller. In the following we use the model developed by *Dally and Brown* [1995] for undertow estimates. The bottom profile is often considered as the result of the balance between wave nonlinearities that transports the sediment onshore and the undertow current that distributes the sediment offshore. For long waves, the wave velocity is proportional to the free surface elevation. The crest-to-trough asymmetry or velocity skewness may be estimated as

$$Vel.Sk = \frac{\left\langle(\eta-\overline{\eta})^3\right\rangle}{\left\langle(\eta-\overline{\eta})^2\right\rangle^{3/2}}, \quad (20)$$

where angle brackets are the time averaging operator. The front-to-lee asymmetry can be characterized by the skewness of the acceleration or the third-order moment of the

Hilbert transform [*Kennedy et al.*, 2000]. Here, the acceleration skewness is estimated as

$$Acc.Sk = \frac{\left\langle (\mathrm{d}\eta/\mathrm{d}t - \langle \mathrm{d}\eta/\mathrm{d}t \rangle)^3 \right\rangle}{\left\langle (\mathrm{d}\eta/\mathrm{d}t - \langle \mathrm{d}\eta/\mathrm{d}t \rangle)^2 \right\rangle^{3/2}}. \quad (21)$$

4.2. Predicted Hydrodynamics

[45] In Figure 12 we plot some of the hydrodynamic features corresponding to equilibrium beach profiles C, B2, and E. The root-mean-square wave height H_{rms} (top line panels) is used to compute wave energy dissipation per unit area and undertow current (lower-middle line panels). The cross-shore structure of the total dissipation $\langle \epsilon \rangle$ and of the bore dissipation $\langle \epsilon_b \rangle$ are comparable. The difference observed between the total dissipation (solid) and the model dissipation (dashed) can be seen as the frictional dissipation $\langle \epsilon_f \rangle$. This is stronger near the shoreline. The bore dissipation model parameters were calibrated by *Thornton and Guza* [1983] with field measurements. Note, however, the good overall agreement between $\langle \epsilon \rangle$ and $\langle \epsilon_b \rangle$ in the present experiments even though we chose not to recalibrate the parameters. This gives extra strength to the experimental scaling chosen.

[46] Terrace profiles C and B2, which have the same Ω = 2.5, display similar tendencies. The waves begin to break slightly before the depth discontinuity (at x = 10 m for C; x = 16 m for B2) and break further up beach after reforming as traveling waves on the terrace. This induces two main dissipation peaks. A lag is observed between the beginning of wave breaking and the maximum dissipation owing to the time required for the rollers to form. This is in line with previous analyses and models [*Dally and Brown*, 1995]. The cross-shore undertow distribution is clearly correlated to that of the dissipation. In these two cases the undertow current acts over the entire length of the step. With climate C (H_s = 16 cm, T_p = 3 s) the undertow can reach 10 cm s^{-1} at x = 12.5 m, where the dissipation is maximum. This value is of the same order of magnitude as the undertow estimations by *Roelvink and Stive* [1989] for waves with H_s = 16 cm and T_p = 2 s. In case E (Ω = 3.7) wave breaking is limited to the upper beach, that is, for $x \geq 23$ m. The corresponding dissipation peak induces a strong but very localized undertow (from x = 22 to 25 m) at which position the beach also shows a slope transition.

[47] It is important to note that in all cases, the dissipation peaks are located at slope transitions in the beach profiles (x = 12.5 and 28 m for C; x = 17.5 and 26 m for B2; x = 24 m for E). Moreover the beach slope usually becomes milder as wave energy dissipation increases. It should also be emphasized that narrow beach face dissipation occurs for a basically similar steep beach face slope in all cases. Following *Dean* [1991], *Wang and Kraus* [2005] suggest that equilibrium beach profiles in the surf zone correspond to uniform volumetric wave energy dissipation. In the present experiments, relatively uniform wave energy dissipation is only observed for climate C ($x \simeq 15$–25 m). Hence, the uniform surf zone dissipation does not appear to characterize all the equilibrium beach profiles. It appears to concern the beach profiles with a widely developed surf zone.

[48] The acceleration skewness (upper-middle line panels) follows a similar trend as dissipation and undertow. It reaches maximum values where dissipation is also maximum. On one hand, this occurs in the outer surf zone (x = 10 to 15 m for case C and x = 16 to 20 m for case B2). It also strongly increases in the upper beach face in all three cases. Of course this indicates that zones where the acceleration skewness is strong, the velocity as well as the surface displacement are pitched forward with "sawtooth" shapes [e.g., *Elgar and Guza*, 1985]. The velocity skewness does not show two maximum as the acceleration skewness does. Velocity skewness increases in the shoaling zones. It is a measure of how nonlinear the waves are. Waves that reach large values of velocity skewness have sharp crests and broad troughs. A comparison of cases C and B2, which have the same Ω = 2.5 value, clearly shows that both cases are similar in a similitude sense.

[49] The present experiments show that the cross-shore dissipation structure and the wave nonlinearities are clearly correlated to the beach profile type. Different wave climates characterized by the same Dean number induce similar hydrodynamic features.

5. Discussion and Conclusions

[50] This work shows that careful scaling of beach morphology is possible with lightweight sediment. In particular, the Froude, Shields and Rouse scaling is shown to be paramount. This was checked by comparing some beach profiles from our experiments with those of Duck and Lido beaches.

[51] It is shown that equilibrium profiles can be obtained in flume experiments. Beach profiles reaching equilibrium are quantified by using a bottom variation velocity. It is even conjectured that while the initial beach profile condition determines the time needed to reach equilibrium it does not strongly influence the final shape.

[52] This work also extends previous work on microtidal beach profile classification based on the Dean number. The classical classification is refined for $0.7 \leq \Omega \leq 3.7$, corresponding to the intermediate range as defined by *Wright and Short* [1984]. For Ω close to one, a typical reflective profile is obtained in accordance with all previous classifications. Long terraces are obtained at a depth of about $h_r = 1.1H_s$ for the Ω = 2.5 cases. These profiles consist of three sections, an offshore shoaling section with very little reflection, an essentially dissipative terrace and a beach face producing significant reflection. With $\Omega \approx 3.7$, the profiles are divided into 2 parts. The lower part ($h > 2H_s$) has a mildly dissipative slope producing little reflection, while the beach face ($h < 2H_s$) is steeper and produces slightly more reflection.

[53] The Ω value alone does not determine whether profiles are eroding or accreting. Erosion or accretion depend not only on wave conditions but also on the initial profile and how "distant" it is from the equilibrium profile. For a given wave climate, knowledge of the initial and target equilibrium profiles certainly determines how dynamic the morphological variations are.

[54] It is shown that the cross-shore dissipation and wave nonlinearity patterns are similar for similar beach profiles, that is, with the same Dean number. The velocity skewness increases in the shoaling zone and remains large in the surf zone. The acceleration skewness is very large in the breaking zone and on the upper beach face. The dissipation peaks also coincide with bottom slope transition. More precisely, greater energy dissipation comes with milder bottom slope sections. This fits with the *Wright and Short* [1984] classification. While the uniformity of volumetric wave energy dissipation for equilibrium beach profiles was widely accepted, in our experiments it is not characteristic of all the equilibrium profiles. It appears to concern only a limited region of the beach profiles with a widely developed surf zone.

[55] The examination of the sediment transport along with the determination of wave nonlinearities in transient states is left aside for future work. Boussinesq-type numerical models [e.g., *Cienfuegos et al.*, 2006, 2007] could also help for better understanding the coupling between hydrodynamics, sediment transport and morphodynamics.

[56] In our experiments, very slow profile changes are identified. This needs to be further investigated. It may be due to very slow sediment segregation along the profile but also vertically in the bed. In general barred profiles are transients in our experiments [see also *Grasso et al.*, 2009]. What we suspect is that the bars are shaped by subsiding wave conditions after storms and under such conditions they tend to migrate to the shore and eventually merge with the berm. However, if the wave height decays very rapidly after the storm, the hydrodynamics may not be sufficient to set the sediment in motion on the bar. Beach profile changes resulting from a succession of different wave climates of defined durations is therefore an important issue.

[57] **Acknowledgments.** This study was funded by the LITEAU program of the French Ministry of Ecology, the INSU (LEFE-IDAO and RELIEF-MODLIT), the EC INTERREG-IIIc program under project BEACHMED-e and the ECOS-Sud program with CONYCIT (contract C07U01). The authors acknowledge the use of Duck beach data provided by the Coastal and Hydraulics Laboratory of the US Army Corps of Engineers. The technical assistance of J.-M. Barnoud is gratefully acknowledged.

References

Akouango, E. (1997), Morphodynamique et dynamique sédimentaire dans le golfe du Lion. Contribution à l'étude de la zone côtière dans l'actuelle et le quaternaire récent, Ph.D. thesis, Univ. de Perpignan, Perpignan, France.

Bailard, J. A. (1981), An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach, *J. Geophys. Res.*, *86*(C11), 10,938–10,954, doi:10.1029/JC086iC11p10938.

Battjes, J. A. (1974), Surf similarity, paper presented at 14th International Conference on Coastal Engineering, Coastal Eng. Res. Counc., Copenhagen, Denmark.

Battjes, J. A., and J. P. F. Janssen (1978), Energy loss and set-up due to breaking of random waves, paper presented at 16th International Conference on Coastal Engineering, Coastal Eng. Res. Counc., Hamburg, Germany.

Bayram, A., M. Larson, H. C. Miller, and N. C. Kraus (2001), Cross-shore distribution of longshore sediment transport: Comparison between predictive formulas and field measurements, *Coastal Eng.*, *44*, 79–99, doi:10.1016/S0378-3839(01)00023-0.

Bernabeu, A. M., R. Medina, and C. Vidal (2003), A morphological model of the beach profile integrating wave and tidal influence, *Mar. Geol.*, *197*, 95–116, doi:10.1016/S0025-3227(03)00087-2.

Birkemeier, W. A., H. C. Miller, S. D. Wilhem, A. E. Dewall, and C. S. Gorbics (1985), A user's guide to the Coastal Engineering Research Center's (CERC's) Field Research Facility, *Instr. Rep. CERC-85-1*, U.S. Army Eng. Waterways Exp. Stn., Vicksburg, Miss.

Black, K. P., R. M. Gorman, and K. R. Bryan (2002), Bars formed by horizontal diffusion of suspended sediment, *Coastal Eng.*, *47*, 53–75, doi:10.1016/S0378-3839(02)00119-9.

Bowen, A. J. (1980), The coastline of Canada, *Pap. Geol. Surv. Can., 80-10*, 439 pp.

Certain, R., and J.-P. Barusseau (2005), Conceptual modelling of sand bars morphodynamics for a microtidal beach (Sète, France), *Bull. Soc. Geol. Fr.*, *176*(4), 343–354, doi:10.2113/176.4.343.

Certain, R., S. Meulé, V. Rey, and C. Pinazo (2005), Swell transformation on a microtidal barred-beach (Sète, France), *J. Mar. Syst.*, *58*, 19–34, doi:10.1016/j.jmarsys.2005.06.001.

Cienfuegos, R., E. Barthélemy, and P. Bonneton (2006), A fourth-order compact finite volume scheme for fully nonlinear and weakly dispersive Boussinesq-type equations. Part I: model development and analysis, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, *51*(11), 1217–1253, doi:10.1002/fld.1141.

Cienfuegos, R., E. Barthélemy, and P. Bonneton (2007), A fourth-order compact finite volume scheme for fully nonlinear and weakly dispersive Boussinesq-type equations. Part II: boundary conditions and validation, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, *53*(9), 1423–1455, doi:10.1002/fld.1359.

Cienfuegos, R., E. Barthélemy, and P. Bonneton (2009), A wave-breaking model for Boussinesq-type equations including roller effects in the mass conservation equation,, *J. Waterw. Port Coastal Ocean Eng.*, in press.

Dally, W. R. (1987), Longshore bar formation, in *Coastal Sediments '87: Proceedings of a Specialty Conference on Advances in Understanding of Coastal Sediment Processes, New Orleans, Louisiana, May 12–14, 1987*, edited by N. C. Kraus, pp. 71–86, Am. Soc. of Civ. Eng., New York.

Dally, W. R., and C. A. Brown (1995), A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents, *J. Geophys. Res.*, *100*(C12), 24,873–24,883, doi:10.1029/95JC02868.

da Silva, P. A., A. Temperville, and F. Seabra Santos (2006), Sand transport under combined current and wave conditions: A semi-unsteady, practical model, *Coastal Eng.*, *53*, 897–913, doi:10.1016/j.coastaleng.2006.06.010.

Dean, R. G. (1973), Heuristic models of sand transport in the surf zone, in *Engineering Dynamics of the Coastal Zone: First Australian Conference on Coastal Engineering, Sydney, May 14–17, 1973*, pp. 208–214, Natl. Comm. on Coastal and Ocean Eng. of the Inst. of Eng., Sydney, Australia.

Dean, R. G. (1977), Equilibrium beach profiles: U.S. Atlantic and Gulf coasts, *Ocean Eng. Rep. 12*, Dep. of Civ. Eng., Univ. of Del., Newark.

Dean, R. G. (1991), Equilibrium beach profiles: Characteristics and applications, *J. Coastal Res.*, *7*(1), 53–84.

Dean, R. G., and R. A. Dalrymple (2001), *Coastal Processes with Engineering Applications*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.

Dette, H., and K. Uliczka (1987), Prototype investigation on time-dependent dune recession and beach erosion, in *Coastal Sediments '87: Proceedings of a Specialty Conference on Advances in Understanding of Coastal Sediment Processes, New Orleans, Louisiana, May 12–14, 1987*, edited by N. C. Kraus, pp. 1430–1444, Am. Soc. of Civ. Eng., New York.

Dette, H., M. Larson, J. Murphy, J. Newe, K. Peter, A. Reniers, and H. Steetzel (2002), Application of prototype flume tests for beach nourishment assessment, *Coastal Eng.*, *47*, 137–177, doi:10.1016/S0378-3839(02)00124-2.

Dronkers, J. (2005), *Dynamics of Coastal Systems*, *Adv. Ser. Ocean Eng.*, vol. 25, World Sci., Hackensack, N. J.

Elgar, S., and R. T. Guza (1985), Observations of bispectra of shoaling surface gravity waves, *J. Fluid Mech.*, *161*, 425–448, doi:10.1017/S0022112085003007.

Elgar, S., E. L. Gallagher, and R. T. Guza (2001), Nearshore sand bar migration, *J. Geophys. Res.*, *106*(C6), 11,623–11,627, doi:10.1029/2000JC000389.

Foster, D. L., A. J. Bowen, R. A. Holman, and P. Natoo (2006), Field evidence of pressure gradient induced incipient motion, *J. Geophys. Res.*, *111*, C05004, doi:10.1029/2004JC002863.

Gallagher, E. L., S. Elgar, and R. T. Guza (1998), Observations of sand bar evolution on a natural beach, *J. Geophys. Res.*, *103*(C2), 3203–3215, doi:10.1029/97JC02765.

Goda, Y. (1985), *Random Seas and Design of Maritime Structures*, Univ. of Tokyo Press, Tokyo.

Günaydin, K., and M. S. Kabdasli (2003), Characteristics of coastal erosion geometry under regular and irregular waves, *Ocean Eng.*, *30*, 1579–1593, doi:10.1016/S0029-8018(03)00011-8.

Grasso, F., H. Michallet, and E. Barthélemy (2007), Infragravity waves in mobile-bed laboratory experiments, in *Coastal Sediments '07: Proceedings of the Sixth International Symposium on Coastal Engineering and Science of Coastal Sediment Processes, May 13–17, 2007, New Orleans, Louisiana*, pp. 235–247, Am. Soc. of Civ. Eng., Reston, Va.

Grasso, F., H. Michallet, R. Certain, and E. Barthélemy (2009), Experimental flume simulation of sandbar dynamics, *J. Coastal Res.*, *Special Issue*, *56*, 54–58.

Guannel, G., H. T. Özkan-Haller, M. C. Haller, and J. T. Kirby (2007), Influence of velocity moments on sand bar movement during CROSSTEX, in *Coastal Sediments '07: Proceedings of the Sixth International Symposium on Coastal Engineering and Science of Coastal Sediment Processes, May 13–17, 2007, New Orleans, Louisiana*, pp. 28–41, Am. Soc. of Civ. Eng., Reston, Va.

Hallermeier, R. J. (1978), Uses for a calculated limit depth to beach erosion, paper presented at 16th International Conference on Coastal Engineering, Coastal Eng. Res. Counc., Hamburg, Germany.

Henderson, S. M., J. S. Allen, and P. A. Newberger (2004), Nearshore sandbar migration predicted by an eddy-diffusive boundary layer model, *J. Geophys. Res.*, *109*, C06024, doi:10.1029/2003JC002137.

Henriquez, M., A. J. H. M. Reniers, B. G. Ruessink, M. J. F. Stive, T. P. Stanton, and D. L. Foster (2008), On the scaling of sediment transport in the nearshore, paper presented at COASTLAB 2008 Conference, Tech. Univ. of Bari, Bari, Italy.

Hoefel, F., and S. Elgar (2003), Wave-induced sediment transport and sandbar migration, *Science*, *299*, 1885–1887, doi:10.1126/science.1081448.

Holman, H., and E. Sallenger (1993), Sand bar generation: A discussion of the Duck experiment series, *J. Coastal Res.*, *Special Issue*, *15*, 76–95.

Hoyng, C. (2008), Erosive and accretive coastal response, M.Sc. thesis, WL Delft Hydraul., Deltft, Netherlands.

Hsu, T.-J., S. Elgar, and R. T. Guza (2006), Wave-induced sediment transport and onshore sandbar migration, *Coastal Eng.*, *53*, 817–824, doi:10.1016/j.coastaleng.2006.04.003.

Hughes, S. A. (1995), *Physical Models and Laboratory Techniques in Coastal Engineering*, *Adv. Ser. Ocean Eng.*, vol. 7, World Sci., Hackensack, N. J.

Inman, D. L., M. H. S. Elwany, and S. A. Jenkins (1993), Shore-rise and bar-berm profiles on ocean beaches, *J. Geophys. Res.*, *98*(C10), 18,181–18,199, doi:10.1029/93JC00996.

Kamalinezhad, M. (2004), Plages en équilibre morphologique et hydrodynamique associée, Ph.D. thesis, Inst. Natl. Polytech. de Grenoble, Grenoble, France.

Kamalinezhad, M., H. Michallet, and E. Barthélemy (2004), Equilibre morphologique de barres de déferlement: Expériences, in *Journées Nationales Génie Côtier - Génie Civil*, edited by D. Levacher, P. Sergent, and A. Ouahsine, pp. 195–202, Centre Fr. du Littoral, Compiègne, France.

Kamphuis, J. W. (1985), On understanding scale effect in coastal mobile bed models, in *Physical Modelling in Coastal Engineering*, edited by R. A. Dalrymple, pp. 141–162, A. A. Balkema, Rotterdam.

Kennedy, A. B., Q. Chen, J. T. Kirby, and R. A. Dalrymple (2000), Boussinesq modelling of wave transformation, breaking and runup. I: 1D, *J. Waterw. Port Coastal Ocean Eng.*, *126*(1), 39–48, doi:10.1061/(ASCE)0733-950X(2000)126:1(39).

King, C. A. M. (1972), *Beaches and Coasts*, Edward Arnold, London.

King, C. A. M., and W. E. Williams (1949), The formation and movement of sand bars by wave action, *Geogr. J.*, *113*, 70–85.

Komar, P. D. (1998), *Beach Processes and Sedimentation*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J.

Larson, M., and N. C. Kraus (1994), Temporal and spatial scales of beach profile change, Duck, North Carolina, *Mar. Geol.*, *117*, 75–94, doi:10.1016/0025-3227(94)90007-8.

Lee, G.-H., R. J. Nicholls, and W. A. Birkemeier (1998), Storm-driven variability of the beach-nearshore profile at Duck, North Carolina, USA, 1981–1991, *Mar. Geol.*, *148*(3–4), 163–177, doi:10.1016/S0025-3227(98)00010-3.

Lippmann, T. C., and R. A. Holman (1990), The spatial and temporal variability of sand bar morphology, *J. Geophys. Res.*, *95*(C7), 11,575–11,590, doi:10.1029/JC095iC07p11575.

Masselink, G., and A. D. Short (1993), The effect of tide range on beach morphodynamics and morphology: A conceptual beach model, *J. Coastal Res.*, *9*(3), 785–800.

Mei, C. C. (1992), *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, *Adv. Ser. Ocean Eng.*, vol. 1, 2nd ed., World Sci., Hackensack, N. J.

Michallet, H., F. Grasso, and E. Barthélemy (2007), Long waves and beach profiles evolutions, *J. Coastal Res.*, *SI50*, 221–225.

Miller, J. K., and R. G. Dean (2004), A simple new shoreline change model, *Coastal Eng.*, *51*, 531–556, doi:10.1016/j.coastaleng.2004.05.006.

Moore, B. D. (1982), Beach profile evolution in response to changes in water level and wave height, MCE thesis, Dep. of Civ. Eng., Univ. of Del., Newark.

Nielsen, P. (1992), *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*, *Adv. Ser. Ocean Eng.*, vol. 4, World Sci., Hackensack, N. J.

Ortega-Sánchez, M., S. Fachin, F. Sancho, and M. A. Losada (2008), Relation between beachface morphology and wave climate at Trafalgar beach (Cadiz, Spain), *Geomorphology*, *99*, 171–185, doi:10.1016/j.geomorph.2007.10.013.

Plant, N. G., B. G. Ruessink, and K. M. Wijnberg (2001), Morphologic properties derived from a simple cross-shore sediment transport model, *J. Geophys. Res.*, *106*(C1), 945–958, doi:10.1029/2000JC900143.

Ribas Prats, F. (2003), On the growth of nearshore sand bars as instability processes of equilibrium beach states, Ph.D. thesis, Univ. Politec. de Catalunya, Barcelona, Spain.

Roelvink, J. A., and M. J. F. Stive (1989), Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach, *J. Geophys. Res.*, *94*(C4), 4785–4800, doi:10.1029/JC094iC04p04785.

Ruessink, B. G., and A. Kroon (1994), The behaviour of a multiple bar system in the nearshore zone of Terschelling, the Netherlands: 1965–1993, *Mar. Geol.*, *121*, 187–197, doi:10.1016/0025-3227(94)90030-2.

Ruessink, B. G., D. J. R. Walstraa, and H. N. Southgate (2003), Calibration and verification of a parametric wave model on barred beaches, *Coastal Eng.*, *48*, 139–149, doi:10.1016/S0378-3839(03)00023-1.

Ruessink, B. G., Y. Kuriyama, A. J. H. M. Reniers, J. A. Roelvink, and D. J. R. Walstra (2007), Modeling cross-shore sandbar behavior on the timescale of weeks, *J. Geophys. Res.*, *112*, F03010, doi:10.1029/2006JF000730.

Sonu, C. J., and W. R. James (1973), A Markov model for beach profile changes, *J. Geophys. Res.*, *78*(9), 1462–1471, doi:10.1029/JC078i009p01462.

Soulsby, R. L. (1997), *Dynamics of Marine Sands*, Thomas Telford, London.

Swart, D. H. (1974), A schematization of onshore-offshore transport, paper presented at 14th International Conference on Coastal Engineering, Coastal Eng. Res. Counc., Copenhagen, Denmark.

Thornton, E. B., and R. T. Guza (1983), Transformation of wave height distribution, *J. Geophys. Res.*, *88*(C10), 5925–5938, doi:10.1029/JC088iC10p05925.

Thornton, E. B., R. T. Humiston, and W. Birkemeier (1996), Bar/trough generation on a natural beach, *J. Geophys. Res.*, *101*(C5), 12,097–12,110, doi:10.1029/96JC00209.

Trowbridge, J., and D. Young (1989), Sand transport by unbroken water waves under sheet flow conditions, *J. Geophys. Res.*, *94*(C8), 10,971–10,991, doi:10.1029/JC094iC08p10971.

Unal, N. E., and M. Bayazit (1998), Incipient motion of coarse particles on a slope by regular or irregular waves, *J. Waterw. Port Coastal Ocean Eng.*, *124*(1), 32–35, doi:10.1061/(ASCE)0733-950X(1998)124:1(32).

van Enckevort, I. M. J., and B. G. Ruessink (2001), Effect of hydrodynamics and bathymetry on video estimates of nearshore sandbar position, *J. Geophys. Res.*, *106*(C8), 16,969–16,979, doi:10.1029/1999JC000167.

Wang, T., and N. C. Kraus (2005), Beach profile equilibrium and patterns of wave decay and energy dissipation across the surf zone elucidated in a large-scale laboratory experiment, *J. Coastal Res.*, *21*(3), 522–534, doi:10.2112/03-003.1.

Wright, L. D., and A. D. Short (1984), Morphodynamic variability of surf zones and beaches: A synthesis, *Mar. Geolo.*, *56*, 93–118, doi:10.1016/0025-3227(84)90008-2.

E. Barthélemy, F. Grasso, and H. Michallet, LEGI, BP53, F-38041 Grenoble CEDEX, France. (eric.barthelemy@hmg.inpg.fr; florent.grasso@hmg.inpg.fr; herve.michallet@hmg.inpg.fr)

R. Certain, IMAGE EA4218, 52 avenue Alduy, F-66000 Perpignan, France. (certain@univ-perp.fr)

Synthèse

Cette étude montre que l'utilisation d'un sédiment de faible densité permet de simuler correctement la morphologie des plages. En particulier, la similitude des nombres de Froude, Shields, et Rouse est d'importance capitale. Cela a été vérifié en comparant des profils de plage obtenus dans nos expériences avec ceux observés sur les plages de Duck (N.C., États-Unis) et de Sète (France).

Il est montré que des profils d'équilibre peuvent être obtenus pour des expériences en canal. Les profils de plage atteignant l'équilibre morphologique sont quantifiés par la vitesse d'évolution du fond. Alors que le profil de fond initial détermine le temps pour atteindre l'équilibre, il influence peu la forme du profil final.

Ce travail prolonge également des études antérieures sur la classification des plages micro-tidales en fonction du nombre de Dean. Cette classification est raffinée pour $0.7 \leq \Omega \leq 3.7$, ce qui correspond au domaine intermédiaire définit par Wright and Short [1984]. Pour Ω proche de 1, un profil typiquement réflectif est obtenu, en accord avec les classifications précédentes. De longues terrasses sont obtenues a une profondeur de $h_r = 1.1\,H_s$ pour les cas à $\Omega = 2.5$. Ces profils sont partagés en trois sections, une section très peu réflective en zone de levée, une terrasse essentiellement dissipative et un haut de plage produisant une réflexion importante. Pour $\Omega \approx 3.7$, les profils de plage sont divisés en deux parties. La partie du bas ($h > 2\,H_s$) est caractérisée par une pente douce dissipative et peu de réflexion, alors que le haut de plage ($h < 2\,H_s$) est plus raide produisant plus de réflexion.

La valeur de Ω ne détermine pas à elle seule si le profil sera en érosion ou en accrétion. Cela dépend des conditions de vague mais aussi du profil initial et de son éloignement au profil d'équilibre. Pour un climat de houle donné, la connaissance du profil initial et du profil cible d'équilibre permettrait de déterminer quelle serait la dynamique morphologique.

Il est montré que la dissipation d'énergie des vagues ainsi que leurs non-linéarités sont similaires pour des profils de plage similaires, ce qui correspond au même nombre de Dean. L'asymétrie de vitesse augmente dans la zone de levée et reste importante dans la zone de déferlement. L'asymétrie d'accélération est très forte au déferlement et sur le haut de plage. De plus, les pics de dissipation coïncident avec les ruptures de pente de la plage. Plus précisément, les fortes dissipations d'énergie se produisent pour les pentes de fond plus douces, ce qui est en accord avec la classification de Wright and Short [1984]. Alors qu'il est largement accepté que la dissipation volumique de l'énergie des vagues est uniforme en zone de déferlement pour les profils à l'équilibre, dans nos expériences cela ne semblerait pas caractéristique de l'ensemble des états d'équilibre.

Cela semble seulement concerner une portion limitée des profils de plage ayant une zone de déferlement largement développée.

Dans nos expériences, de très lentes évolutions morphologiques ont été identifiées. Cela peut être dû à un lent tri sédimentaire le long du profil et en profondeur. Pour apporter des éléments de réponse, la distribution granulométrique du sédiment et son évolution lorsque les profils de plage tendent vers l'équilibre sont analysés dans la partie suivante.

3.3 Granulométrie des plages tendant vers un état d'équilibre

Des prélèvements sédimentaires ont été effectués le long de nombreux profils de plage formés par divers climats de houle (cf. Annexe B), puis mesurés par un granulomètre laser (cf. partie 2.1.3). Nous analysons ici la variation de la taille des sédiments, prélevés en surface tous les 4 m, pour trois expériences. Pour chaque expérience, nous disposons de deux profils granulométriques espacés de plusieurs heures, cela permet d'observer l'effet des vagues sur le tri sédimentaire. La granulométrie du sédiment est caractérisée par les d_{10}, d_{50} et d_{90}, permettant d'étudier la distribution de la taille des grains.

La première expérience est caractérisée par un climat de houle (H_s =16 cm, T_p =2 s) généré pendant 30 heures, correspondant au cas F de la partie 3.2. La plage tend vers un équilibre morphologique suite à la migration d'une barre vers la côte (Figure 3.1). Les prélèvements sont effectués sur le profil de fond initial (t =0) et le profil à t =17 h. Ce profil n'a pas encore atteint l'équilibre, mais son allure est proche de celle du profil final. La Figure 3.2 représente la distribution des grains le long des deux profils de plage. Le profil initial résulte de la succession de différents climats de houle, l'évolution spatiale du diamètre médian des grains est quelconque. Suite aux 17 heures de vagues, une tendance très marquée est observée. Les sédiments les plus grossiers sont accumulés en haut de plage alors que les plus fins se trouvent en pied de plage. Cette tendance est en accord avec les variations granulométriques observées pour des plages naturelles [Birkemeier et al., 1985 ; Gallagher et al., 1998]. Sur la partie de plage de faible pente (x =10 à 18 m) le diamètre des grains reste sensiblement le même. Les d_{10} et d_{90} suivent la même tendance que le d_{50} avec toutefois un net resserrement de la distribution à 18 m pour le profil final. Sur le même profil de plage, les échantillons sédimentaires peuvent présenter des distributions très variées, s'étendant par exemple sur 330 μm à 4 m et sur 600 μm à 22 m.

Pour la deuxième expérience, un climat de houle identique au précédent est généré

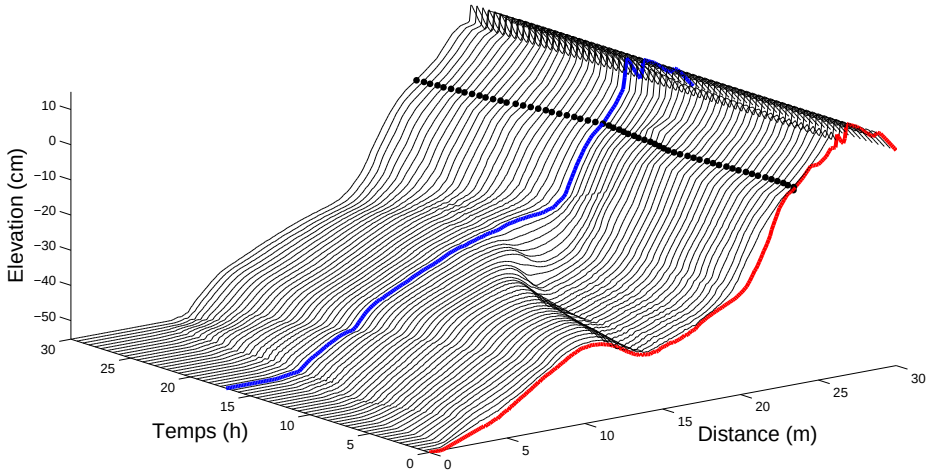

FIGURE 3.1 – Évolution de la plage pour le climat de houle (H_s =16 cm, T_p =2 s, fond 461-481). Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras représentent les profils sur lesquels ont été effectués les prélèvements granulométriques.

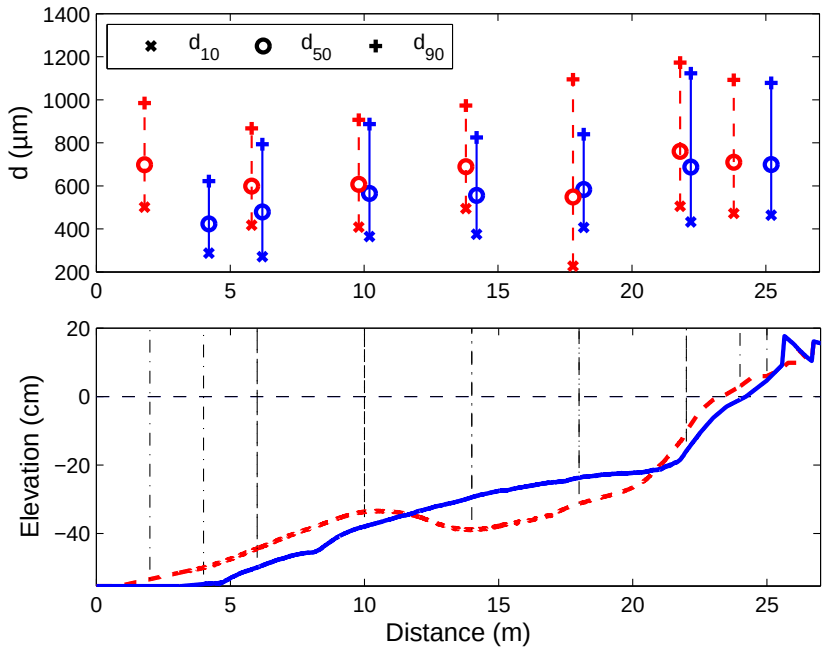

FIGURE 3.2 – Diamètre des grains (d_{10}, d_{50}, d_{90}) le long des profils de plage à t =0 (- -) et à t =17 h (—) présentés sur la Figure 3.1.

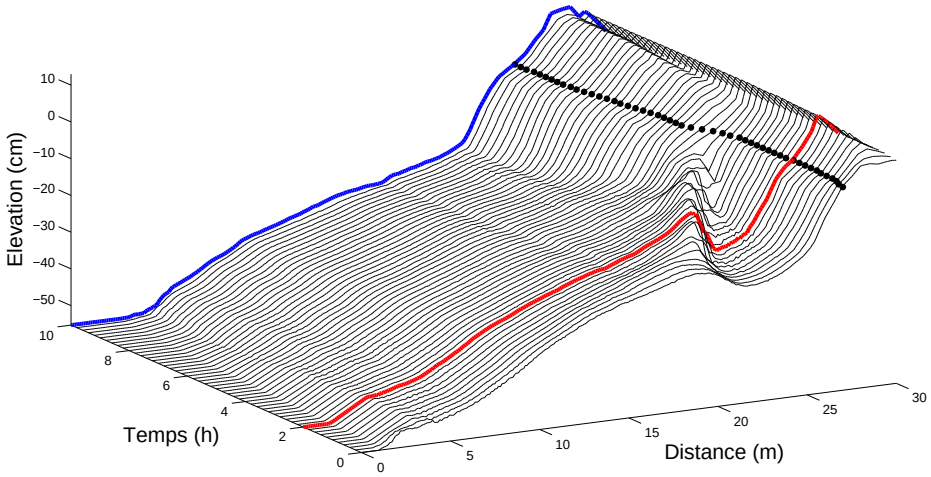

FIGURE 3.3 – Évolution de la plage pour le climat de houle (H_s =16 cm, T_p =2 s, fond 347-375). Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras représentent les profils sur lesquels ont été effectués les prélèvements granulométriques.

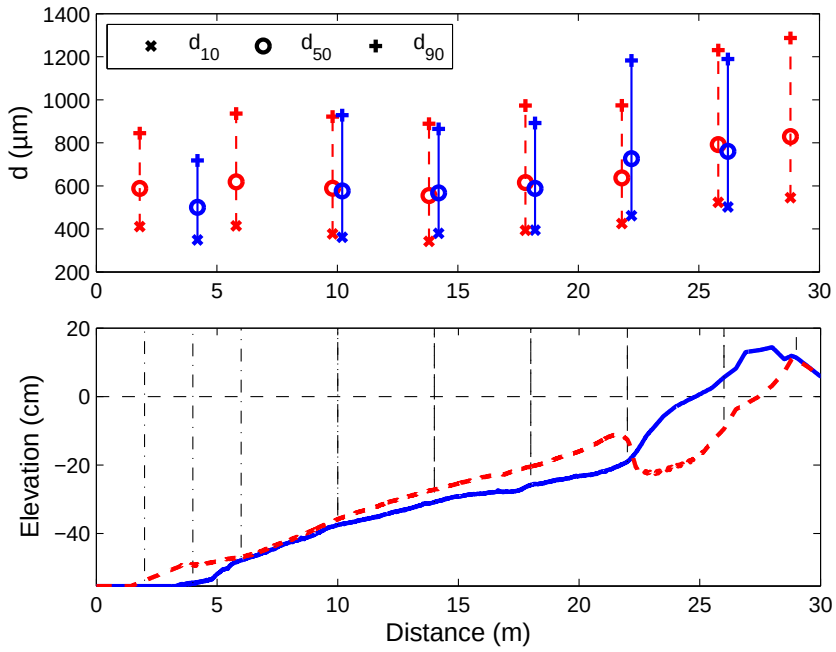

FIGURE 3.4 – Diamètre des grains (d_{10}, d_{50}, d_{90}) le long des profils de plage à t =2 h (- -) et à t =10 h (—) présentés sur la Figure 3.3.

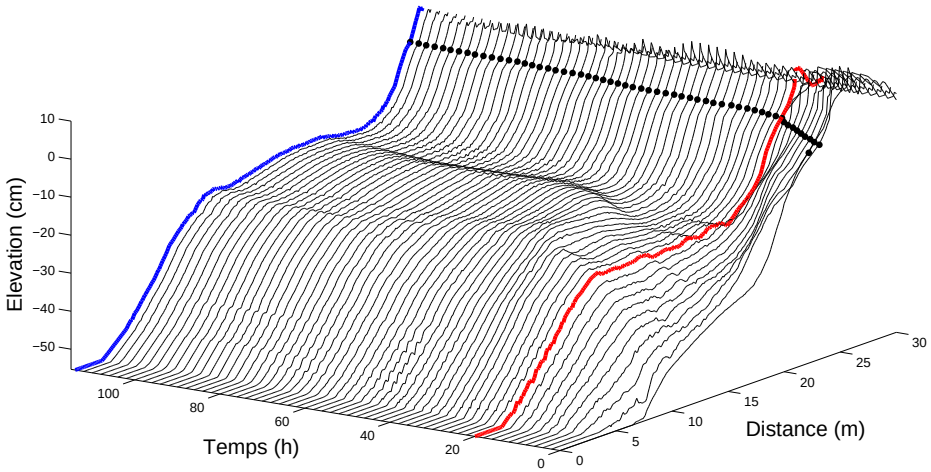

FIGURE 3.5 – Évolution de la plage pour le climat de houle (H_s =16 cm, T_p =3 s, fond 481-507). Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras représentent les profils sur lesquels ont été effectués les prélèvements granulométriques.

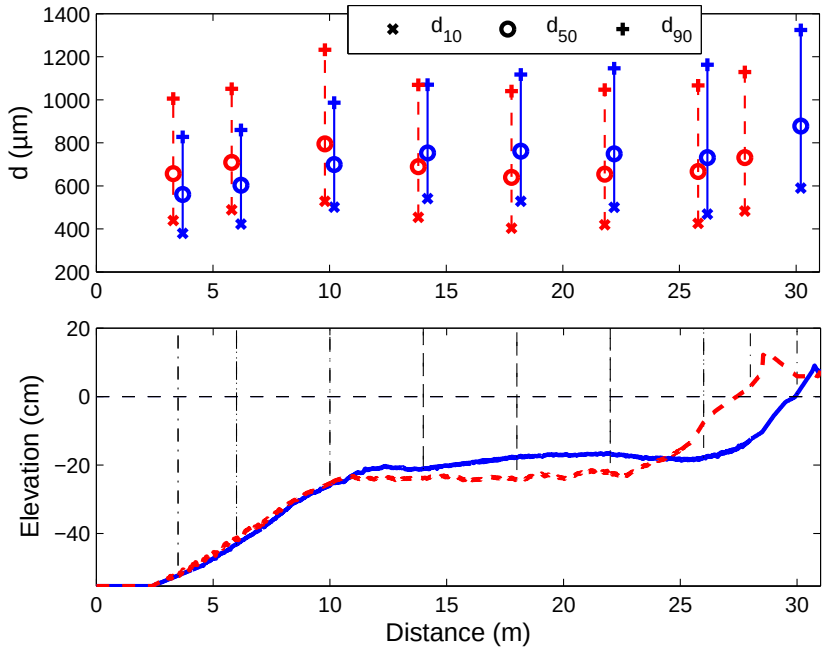

FIGURE 3.6 – Diamètre des grains (d_{10}, d_{50}, d_{90}) le long des profils de plage à t =20 h (- -) et à t =115 h (—) présentés sur la Figure 3.5.

pendant une dizaine d'heures (Figure 3.3). L'évolution morphologique est également caractérisée par la migration d'une barre vers la côte, mais cette fois amorcée plus près du haut de plage. Le profil de fond final n'a pas encore atteint l'équilibre morphologique suivant le critère définit dans la partie 3.2 ($V_m \approx$2 mm h^{-1}), mais il tend vers le profil d'équilibre de la Figure 3.1. Bien que les profils de fond et de granulométrie initiaux (t =2 h, Figure 3.4) soient différents de l'expérience 1, nous obtenons des profils finaux très proches. En observant le d_{50}, les sédiments grossiers sont à nouveaux présents sur le haut de plage, les fins en pied de plage et une granulométrie homogène est retrouvée au milieu (x =10 à 18 m). Les variations de d_{10} et d_{90} sont également comparables au profil final précédent : la distribution est très étroite en pied de plage, s'élargie jusqu'à 10 m, se rétrécie sur le plateau de 14 à 18 m puis s'étale à nouveau sur le haut de plage. La variation de la taille des sédiments le long d'un profil de plage est donc reproductible pour un climat de houle donné. Cela s'applique à une profondeur de remaniement limitée par les conditions de vague et nécessite une durée de vagues suffisamment longue.

La troisième expérience correspond au cas C de la partie 3.2 (H_s =16 cm, T_p =3 s). L'évolution de la plage au cours des 115 heures de vagues est présentée sur la Figure 3.5. Rappelons que la plage évolue du profil d'équilibre de l'expérience 1 (Figure 3.1) vers un profil d'équilibre en terrasse suite à une forte érosion du haut de plage. Les profils granulométriques des plages à t =20 h et final à l'équilibre sont comparés sur la Figure 3.6. Partant d'un état granulométrique initial proche du profil final de l'expérience 1 (o, Figure 3.2), le profil à 20 heures présente une accumulation des sédiments grossiers à l'attaque de la terrasse. Au cours de la centaine d'heures suivante, ces sédiments grossiers sont redistribués en haut de plage et le plateau de la terrasse est caractérisé par des grains de tailles semblables. Les sédiments les plus fins sont observés en pied de plage de la même manière que pour les expériences 1 et 2. Il ressort très nettement une évolution de la distribution des grains caractérisée par un élargissement progressif vers le haut de plage. De plus, la comparaison de ce profil final avec celui à t =17 h de l'expérience 1 (o, Figure 3.2) fait ressortir une granulométrie moyenne nettement plus forte pour l'expérience 3. Cela peut s'expliquer par l'érosion du haut de plage contenant les sédiments grossiers qui seraient ensuite étalés sur l'ensemble du profil. Il peut également se produire un tri des sédiments sur la verticale. Afin d'élucider cette question, il serait nécessaire de réaliser des carottes sédimentaires pour obtenir des échantillons en profondeur. Malheureusement, le temps nécessaire aux prélèvements et à leur analyse particulièrement longue n'a pu être consacré à ces expériences.

3.4 Discussion et conclusions

Ce chapitre avait pour objectif de tester le concept d'équilibre morphologique par la modélisation physique. Pour cela, l'analyse se base sur l'évolution des profils de plage transversaux simulés dans le canal à houle du LEGI. L'utilisation du sédiment de faible densité permet de conserver les nombres adimensionnels tels que le Shields et le Rouse. La bonne reproduction des différents régimes de transport sédimentaire (charriage, *sheet-flow*, suspension) permet d'obtenir des plages expérimentales en similitude avec des plages observées en nature. Des climats de houle sont générés sur de longues durées, allant jusqu'à plus de cent heures. Une vitesse moyenne d'évolution du fond est définie afin de déterminer si les plages atteignent un état d'équilibre.

C'est ici le domaine intermédiaire ($1 \leq \Omega \leq 5$) de la classification de Wright and Short [1984] qui est raffiné. Les profils d'équilibre obtenus dans nos expériences sont plus complexes que les profils concaves de Dean ($\propto x^{2/3}$). Ces observations permettraient de reconsidérer la forme des profils d'équilibre « cibles » utilisés par les modèles de morphodynamique et améliorer la précision de leurs prédictions. De plus, assimiler une signature hydrodynamique à un nombre de Dean pourrait simplifier l'approche des études instationnaires (cf. chapitre 4).

La granulométrie des sédiments en surface présente des tendances caractéristiques lorsque les plages tendent vers l'équilibre. Malgré des profils granulométriques initiaux variés, les climats de houle tendent à trier les sédiments grossiers en haut de plage et les plus fins en pied de plage. Les évolutions des d_{10} et d_{90} suivent globalement les mêmes tendances que le d_{50}, un élargissement de la distribution est cependant observé en haut de plage. Un tri sur la verticale semble également se produire, mais cette analyse nécessiterait d'avantage de mesures, par carottage en particulier. Le diamètre médian des grains peut varier de 400 à 900 μm, correspondant à des vitesses de chutes w_s =1,2 et 3,2 cm s^{-1}. Pour un d_{50} =600 μm de référence, ces variations de vitesse d'environ 50% sont comparables au cas d'une plage naturelle pour des grains variant de 200 à 450 μm. L'évolution de la taille des sédiments le long d'un profil de plage peut jouer un rôle important dans la dynamique du transport sédimentaire et représenter un paramètre à prendre en compte dans les modèles numériques de morphodynamique [Ruessink et al., 2007].

Chapitre 4

États transitoires et transport sédimentaire associé

4.1 Introduction

Les barres sableuses sont un trait caractéristique de la morphologie des plages. Elles ont une très forte influence sur la dynamique du trait de côte [Quartel et al., 2008] et représentent ainsi un enjeu très important dans les stratégies de protection du littoral. Malgré le caractère tridimensionnel des plages [Castelle et al., 2007], l'analyse bidimensionnelle des profils de plage transversaux est un point clé de la dynamique globale [Aagaard et al., 2002 ; Ruessink et al., 2007 ; Price and Ruessink, 2008]. Selon Masselink and Hughes [1993], le mécanisme de génération des barres pourrait s'expliquer par deux hypothèses. La première hypothèse concerne la génération d'une barre proche du point de déferlement des ondes courtes incidentes. La barre serait formée par la convergence des sédiments, d'une part en zone de levée dirigés vers la côte sous l'effet de l'asymétrie des vagues et d'autre part dans la zone de déferlement vers le large sous l'effet du courant de retour. La seconde hypothèse associe la génération d'une barre aux nœuds (ou aux ventres selon le mode de transport) des ondes infra-gravitaires stationnaires, qui représentent des zones de convergence du sédiment.

Les mesures de terrain menées depuis de nombreuses années ont fortement amélioré la compréhension de la dynamique des barres. Ainsi, les migrations de barres vers le large seraient généralement observées pour des conditions de vagues très énergétiques, alors que des conditions modérées produiraient des migrations vers la côte [Sallenger et al., 1985 ; Gallagher et al., 1998 ; Ruessink et al., 2003b]. Ces mesures permettent également de valider les modèles numériques de transport sédimentaire et de morphodynamique où de considérables efforts et moyens sont investis par la communauté

scientifique, par exemple Schoones and Theron [1995] et Davies et al. [2002] comparent plus d'une quinzaine de modèles. Cependant, les mesures de terrain ne permettent pas une description détaillée de l'évolution des barres à cause de la faible résolution temporelle des relevés bathymétriques. Les modèles physiques apportent ainsi une alternative intéressante [Roelvink and Stive, 1989 ; Dette et al., 2002]. La plupart des études se sont focalisées sur l'érosion du haut de plage et la formation de barres, mais peu se sont attachées à caractériser la migration des barres [Hoyng, 2008 ; Grasso et al., 2009b].

La modélisation du transport sédimentaire reste la problématique centrale de l'étude de la morphodynamique des plages. Ce transport est caractérisé par différents régimes en fonction du nombre de Shields Θ (cf. partie 3.2), plus Θ est élevé et plus la mobilisation du sédiment est importante. Selon Nielsen [1992], le sédiment commence à être mobilisé pour $\Theta \approx 0{,}05$. Pour $0{,}05 \leq \Theta \leq 1$ le transport s'effectue par charriage puis des formes de fond (rides) peuvent provoquer des tourbillons sédimentaires. Au-delà de $\Theta \approx 1$ les rides ne peuvent plus être formées et le régime de *sheet-flow* est identifié. Ces modes de transport concernent la dynamique sédimentaire proche du fond. Seulement pour des valeurs de Θ plus fortes, le sédiment peut être largement mis en suspension dans la colonne de fluide.

Même si d'importants progrès ont été réalisés durant ces quarante dernières années, le transport sédimentaire associé à l'évolution morphologique des plages n'est pas encore prédit correctement aujourd'hui. Différentes approches sont proposées, allant des formules paramétrées peu couteuses en temps de calcul aux modèles plus complexes prenant en compte de nombreux processus physiques, très gourmands en temps de calcul. Les modèles les plus simples sont généralement basés sur une approche « énergétique » [Bagnold, 1966 ; Bowen et al., 1980 ; Bailard, 1981], selon laquelle l'énergie cédée par les vagues pour transporter le sédiment est proportionnelle à la dissipation totale. Ces modèles parviennent à reproduire les scénarios de migration de barres vers le large mais en revanche ne peuvent pas simuler les cas de migrations vers la côte [Gallagher et al., 1998]. Elgar et al. [2001] mettent en évidence l'importance des non-linéarités des vagues pour ces cas de migrations et de nombreux auteurs cherchent à intégrer ces processus aux modèles de transport sédimentaire [Drake and Calantoni, 2001 ; Hoefel and Elgar, 2003 ; Hsu et al., 2006 ; Ruessink et al., 2007 ; Castelle et al., in press]. Ces asymétries de formes en vitesse (hautes crêtes et longs creux) et en accélération (dent de scie), seraient principalement responsables d'un transport sédimentaire dans le sens de propagation des vagues (vers la côte) [Hsu and Hanes, 2004]. Les vitesses plus élevées des crêtes mobiliseraient et transporteraient plus facilement le sédiment que les creux ; l'accélération du fluide dû aux fronts de vague plus raides favoriseraient la mobilisation du sédiment par les crêtes. Alors que certaines études se focalisent d'avantage sur le

rôle de l'asymétrie d'accélération [Nielsen, 2006], d'autres modèles prennent seulement en compte l'asymétrie de vitesse comme non-linéarité [Ruessink et al., 2007]. Cependant, de nouvelles études [Ruessink et al., in press] cherchent à modéliser le transport sédimentaire en fonction de vagues asymétriques en vitesse et en accélération.

De manière simplifiée, le transport sédimentaire peut être vu comme l'interaction de quelques processus hydro-sédimentaires principaux. Ainsi, Aagaard et al. [2002] ont cherché à modéliser la direction et l'intensité du transport en fonction du nombre de Shields, des hauteurs de vague et profondeurs d'eau relatives, de la vitesse orbitale et de la pente locale.

En suivant cette logique, nous cherchons dans ce chapitre à caractériser l'évolution des profils de plage et le transport sédimentaire associé à ces changements morphologiques en fonction de différents paramètres. Une première partie s'intéresse particulièrement à la dynamique des barres sédimentaires observées en canal. Dans une seconde partie, le transport sédimentaire est analysé pour différentes évolutions morphologiques typiques (migrations de barres, formation d'une terrasse) et des conditions hydrodynamiques particulières.

4.2 Dynamique des barres sédimentaires d'avant-côte

4.2.1 Formation et migration des barres pour des climats de houle stationnaires

Les expériences menées dans le canal font apparaître de nombreux cas de formations et de migrations de barres. Par exemple Figure 4.1.a, un climat de houle modéré (H_s =10,7 cm, T_p =2 s) généré pendant 13 heures forme une barre à x =15 m. Cette barre migre ensuite vers la côte avec une asymétrie de forme entre la pente amont (plus raide) et la pente aval (Figure 4.1.b). La barre vient combler la fosse, associé à un recul du trait de côte. Toutefois, ce recul n'est pas représentatif de l'ensemble des cas de migration. Le même climat de houle généré pendant 10 heures sur un fond initialement barré (Figure 4.2) provoque ici une accrétion du haut de plage et une avancée du trait de côte. Au cours de climats de houle plus énergétiques (H_s =16 cm) des migrations de barre vers la côte peuvent également être observées (Figure 4.3), tout autant que des formations de barres plus au large (Figure 4.4). La formation et la migration des barres peut se répéter de manière cyclique, comme le met en évidence la Figure 4.5 pour trois cas successifs. Alors que ces barres sont formées à la même profondeur, dans certaines situations la formation et la migration des barres peut se produire à

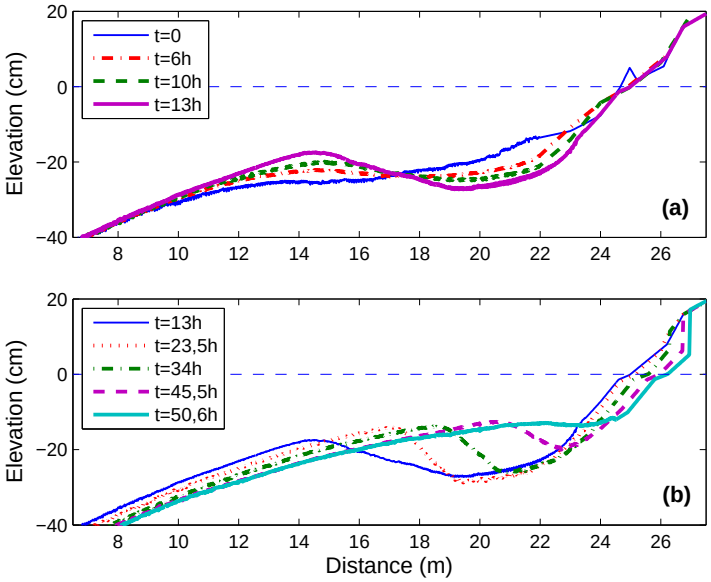

FIGURE 4.1 – a) Formation et b) migration d'une barre vers la côte, H_s =10,7 cm et T_p =2 s pendant 50,6 heures (fond 99-112, 138-181).

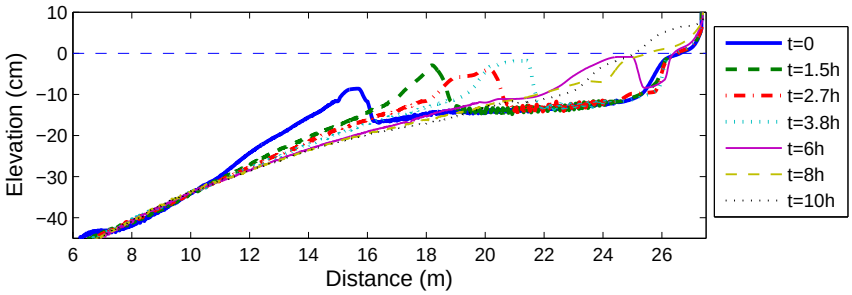

FIGURE 4.2 – Migration d'une barre vers la côte et accrétion du haut de plage, H_s =10,7 cm et T_p =2 s pendant 10 heures (fond 205-217).

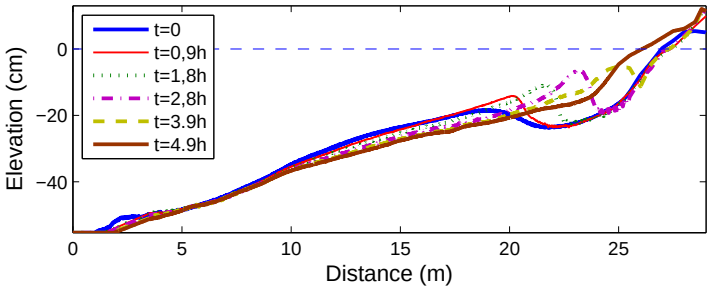

FIGURE 4.3 – Migration d'une barre vers la côte et accrétion du haut de plage, H_s =16 cm et T_p =2 s pendant 5 heures (fond 347-363).

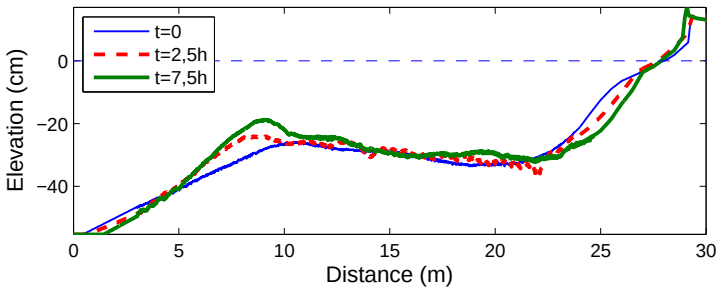

FIGURE 4.4 – Formation d'une barre au large, H_s =16 cm et T_p =3 s pendant 7,5 heures (fond 864-872).

différentes positions du profil (Figure 4.6).

La position et la profondeur auxquelles se forment les barres dépendent essentiellement de l'hydrodynamique des vagues et du profil de plage initial. Les vagues jouent un rôle sur la profondeur de mobilisation du sédiment. Dans le cas d'un climat faiblement énergétique (e.g. H_s =6 cm, T_p =1,5 s), les vagues ne parviennent pas à transporter significativement du sédiment au-delà de 24 cm de profondeur. Comme l'illustre la Figure 4.5, le profil de x =0 à 20 m ne change presque pas durant les 43 heures. Une barre ne peut donc pas être formée dans cette partie. Cependant, un climat de houle plus énergétique (e.g. H_s =12,5 cm, T_p =1,6 s, Figure 4.6) peut former des barres pour des profondeurs d'eau plus importantes. La formation des barres est généralement amorcée au niveau des discontinuités du profil de plage initial. Celles-ci peuvent correspondre aux ruptures de pente, comme l'attaque d'une terrasse (e.g. Figure 4.1.a) ou une irrégularité du fond (e.g. Figure 4.5). La migration des barres vers la côte est généralement associée à un transport sédimentaire également vers la côte, reconstruisant le haut de plage et avançant le trait de côte. La vitesse de migration des barres peut aller de 10 cm h^{-1} (Figure 4.1.b) à plus de 2 m h^{-1} (Figure 4.2).

4.2.2 Discussion

Les expériences menées par Hoyng [2008] dans le « Scheldt flume » de Delft (Pays-Bas) pour des plages d'environ 20 m de long, une profondeur d'eau de 70 cm, un sédiment naturel (d_{50} =0,13 mm) et des climats de houle similaires montrent des évolutions morphologiques semblables aux nôtres. Les cas d'accrétion sont essentiellement associés à la migration des barres vers la côte. Les barres évoluent avec la même asymétrie de forme que dans nos expériences (e.g. Figure 4.7) et leur vitesse de migration est du même ordre de grandeur (0,1 à 0,5 m h^{-1}).

Si la durée de génération d'un climat de houle est suffisamment longue (plusieurs

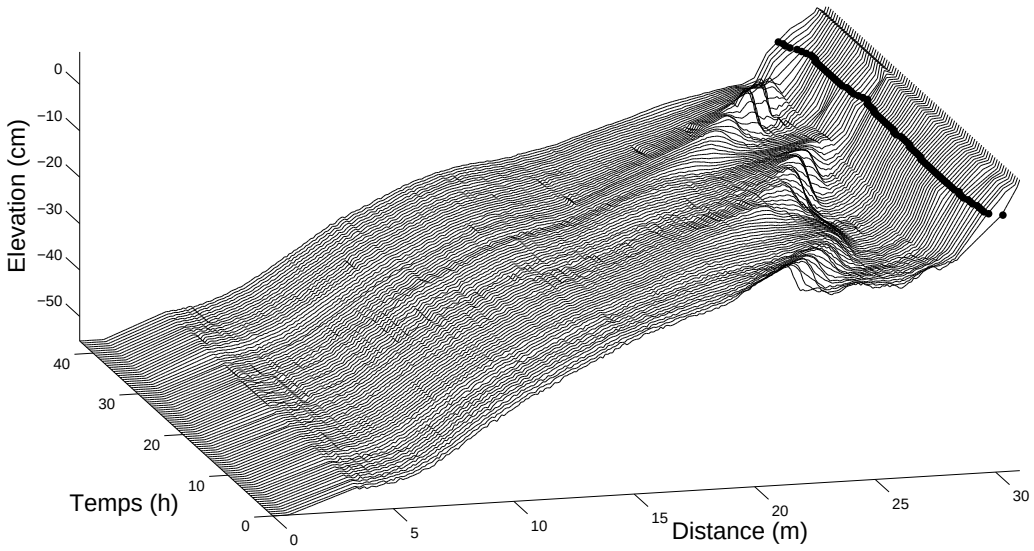

FIGURE 4.5 – Évolution temporelle du profil de plage pendant 43 heures de vagues (H_s =6 cm, T_p =1,5 s, fond 277-322). Les points noirs représentent le trait de côte.

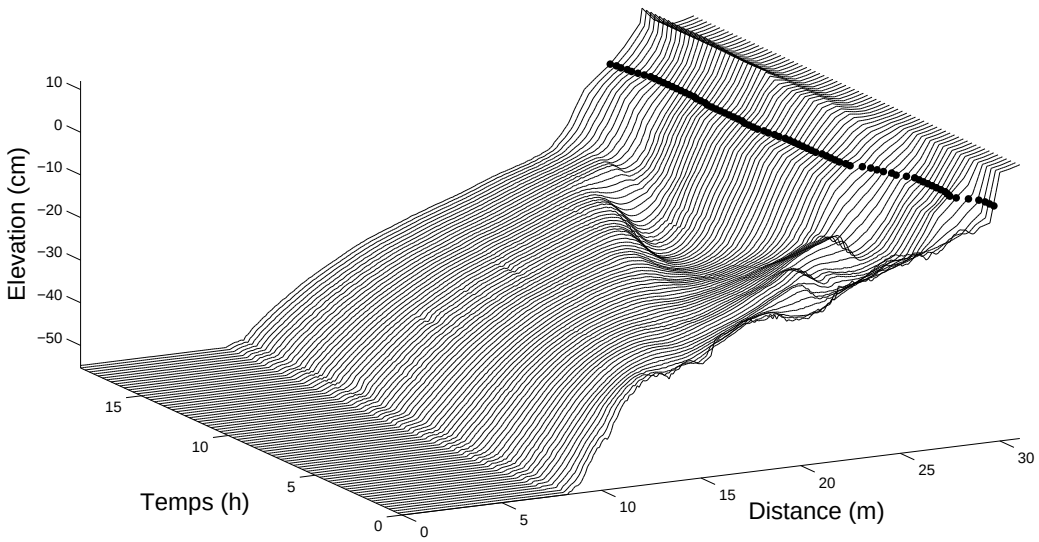

FIGURE 4.6 – Évolution temporelle du profil de plage pendant 33 heures de vagues (H_s =12,5 cm, T_p =1,6 s, fond 509-547). Les points noirs représentent le trait de côte.

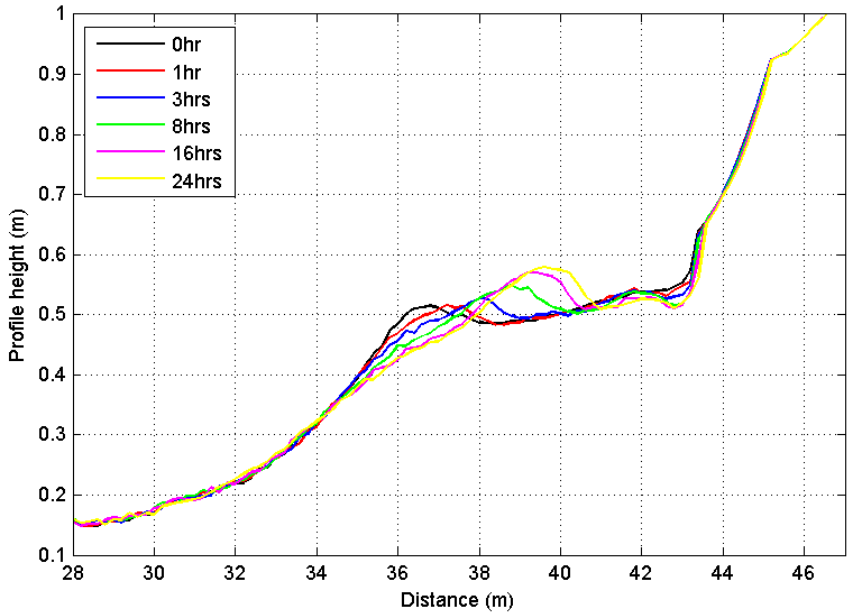

FIGURE 4.7 – Migration d'une barre sableuses vers la côte, expériences de Hoyng [2008] menées dans le « Scheldt flume » à Delft, Pays-Bas (H_s =10 cm, T_p =3 s, niveau d'eau moyen à 0,7 m).

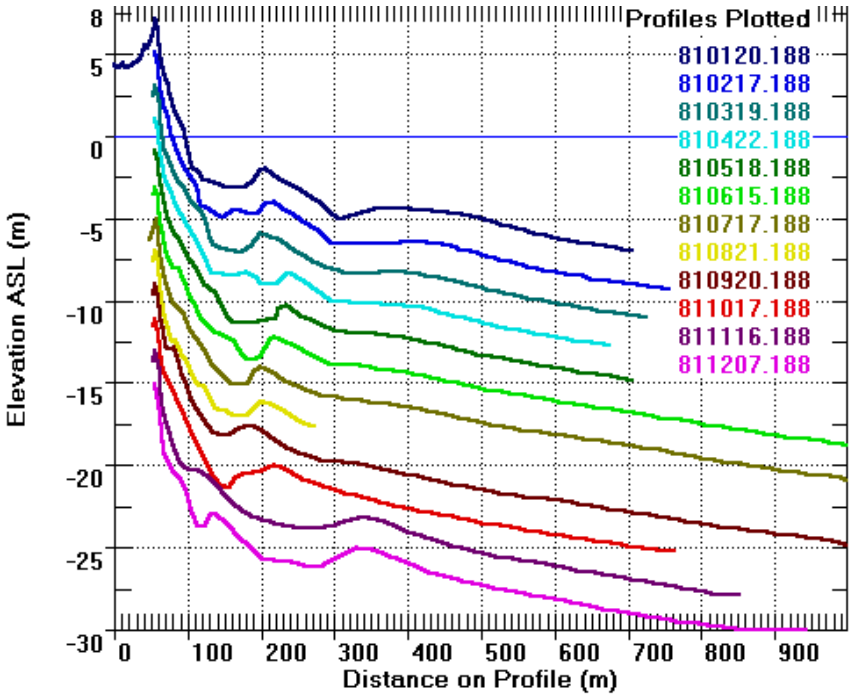

FIGURE 4.8 – Évolution d'un profil de plage à Duck (N.C., États-Unis) de janvier à décembre 1981, finissant par une migration nette de la barre externe vers le large (N.O.M).

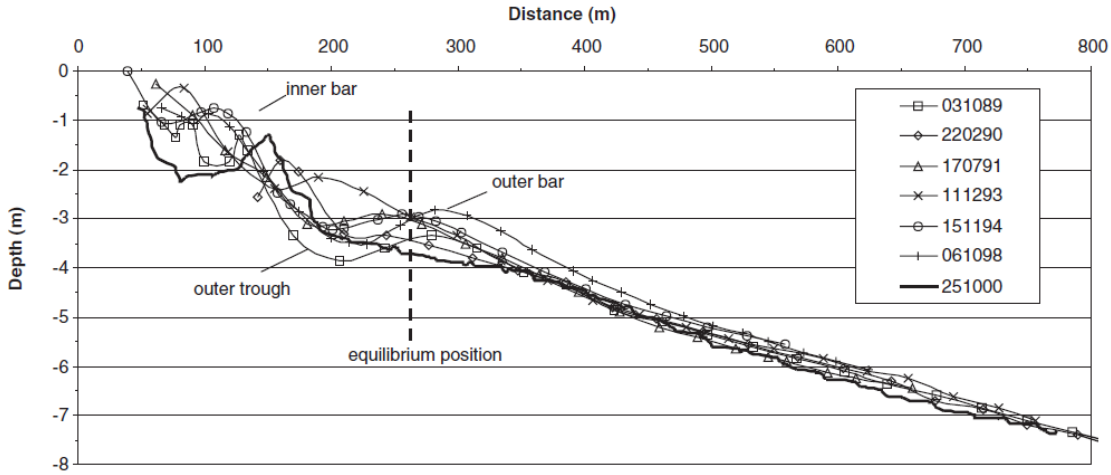

FIGURE 4.9 – Évolution d'un profil de plage à Sète (France) de 1989 à 2000 présentant l'oscillation de la barre externe autour d'une position « d'équilibre » (O.P.E) [Certain and Barusseau, 2005].

dizaines d'heures) les barres vont généralement migrer et se coller au haut de plage. Dans le cas où les conditions de vagues diminuent avant l'accolement, la barre reste en place et forme un profil de plage barré. Les profils de plage à l'équilibre sont définis comme des profils n'évoluant presque plus pour un climat de houle donné (partie 3.2). Selon notre compréhension des choses, les plages barrées correspondraient à des profils transitoires tendant vers des profils d'équilibre non-barrés. Cependant, le concept de barre à l'équilibre est utilisé par certains auteurs dans le développement de modèles numériques. Par exemple Pape et al. [submitted] cherchent à prédire l'évolution de la position des barres en se basant sur une estimation de leur position d'équilibre et de leur temps de réponse, déterminés à partir de données mesurées sur différentes plages.

De nombreuses similarités morphologiques ressortent entre les expériences en canal et les observations en nature pour des plages sableuses. Premièrement, la migration des barres vers la côte est une de nos principales observations. En nature, les barres se déplacent généralement vers la côte pendant les périodes de vagues modérées [Sunamura and Takeda, 1984 ; Ostrowski et al., 1990 ; Holman and Sallenger, 1993 ; Gallagher et al., 1998], mais aussi pour des conditions énergétiques avant le déferlement [Ruessink et al., 2007]. Nous observons également en nature une forte corrélation entre l'évolution de la zone interne et la position du trait de côte, en particulier quand la barre se colle à la côte [Hine, 1979 ; Short, 1999]. Comme dans le canal, les conditions de vagues modérées transportent le sédiment vers la côte [King, 1972] et avance nettement le trait de côte pour former une nouvelle berme [Sonu and James, 1973 ; Hine, 1979].

La seconde observation est la formation d'une barre au large et l'érosion du haut de plage pour les climats de houle énergétiques (Figure 4.4). L'évolution vers le large pendant les scénarios de tempête (ou/en hiver) est décrite par de nombreux auteurs [Ostrowski et al., 1990 ; Gallagher et al., 1998 ; Ruessink et al., 2003b]. Les barres peuvent rester stables pendant de longues périodes (mois, années) et ensuite migrer vers le large au cours de tempêtes extrêmes [Lippmann et al., 1993]. A long terme, la vitesse de propagation des barres est de l'ordre de 0,5 m jour^{-1} mais les valeurs maximum peuvent être nettement plus fortes, par exemple jusqu'à 20 m jour^{-1} à Duck (N.C., États-Unis) pour une tempête extrême (H_s $\geq$4 m) [Larson and Kraus, 1994]. La dernière phase de cette migration vers le large consiste en la destruction de la barre, en se dégénérant et disparaissant [Lippmann et al., 1993 ; Wijnberg,, 1995] (e.g. Figure 4.8). Cette migration nette vers le large de l'ordre de quelques centaines de mètres (N.O.M : « *Net Offshore Migration* ») [Wijnberg,, 1995 ; Certain and Barusseau, 2005] n'est pas observée dans nos expériences. Cela peut s'expliquer par le fait que le dimensionnement choisi ne permet pas de reproduire des conditions extrêmes (correspondant à H_s $\geq$2 m). Effectivement, ces phénomènes sont observés en nature pour des événements particulièrement intenses [Larson and Kraus, 1994]. Le comportement d'une barre alternant entre des migrations vers le large puis vers la côte, pour des conditions plus ou moins énergétiques, a été décrit par de nombreux auteurs et est connu comme une « Oscillation autour d'une Position d'Équilibre » (O.P.E) [Certain and Barusseau, 2005]. La Figure 4.9 illustre l'oscillation de la barre externe autour d'un « équilibre » pour un profil bathymétrique de la plage de Sète (France) de 1989 à 2000. Sur la côte atlantique nord-américaine, à Duck, l'oscillation saisonnière de la barre interne est caractérisée par une forte mobilité [Lippmann et al., 1993].

Ces expériences de migrations de barres ont été simulées numériquement par Castelle et al. [in press] développant un modèle simple de morphodynamique basé sur une approche à phase moyennée et sur un couplage vagues/transport sédimentaire/évolution bathymétrique. Une nouvelle paramétrisation du transport sédimentaire permet de prendre en compte l'asymétrie des vagues et l'accélération près du fond. Ce modèle parvient relativement bien à reproduire les migrations de barres observées dans le canal du LEGI et montre des résultats encourageants sur la simulation de l'évolution d'une plage australienne pendant une période de 2 mois.

4.3 Transport sédimentaire associé à l'évolution morphologique des plages

4.3.1 Caractérisation du transport sédimentaire pour des évolutions morphologiques typiques

Les mesures de dénivellation de la surface libre et les relevés des profils de plage nous permettent de calculer et d'étudier de nombreux paramètres caractéristiques du transport sédimentaire. L'analyse suivante se porte sur la comparaison du taux de transport sédimentaire moyen $\overline{q_s}$ avec les asymétries de vitesse Sk_v et d'accélération Sk_a, le courant de retour U (cf. partie 2.3), le nombre de Shields Θ et la pente locale le long des profils de plage. Pour un scénario donné, les paramètres sont calculés à partir du profil de plage initial. Les cas présentés par la suite représentent des évolutions morphologiques typiques.

Formation d'une terrasse

La Figure 4.10 synthétise la variation spatiale des paramètres pour la formation d'une terrasse. Le profil de fond final (- -) présenté Figure 4.10.h résulte du climat de houle (H_s =16 cm, T_p =3 s) généré pendant 9 heures. Nous assistons à une forte érosion du haut de plage et un net recul du trait de côte pour former un large plateau. Le transport sédimentaire est dirigé vers le large sur l'ensemble du profil (Figure 4.10.a). Il atteint son intensité maximum vers 20 m, correspondant au point de transition entre la partie du haut de plage en érosion et celle du bas de plage en accrétion. Nous constatons qu'il y a deux points de déferlement et donc deux zones de déferlement (Figure 4.10.b). Les vagues commencent à déferler au large au niveau de la rupture de pente du profil de fond initial (x =10 m), puis déferlent une seconde fois sur le haut de plage vers 23 m. Ce second déferlement particulièrement intense (décroissance du H_{rms} de 10 à 0 cm) induit un fort courant de retour sur le haut de plage atteignant -20 cm s^{-1} (Figure 4.10.e). Un courant de retour plus modéré (-7 cm s^{-1}) est observé sur le plateau (de 10 à 20 m). Le nombre de Shields Θ représente le niveau de mobilisation du sédiment sous l'action des vagues. Principalement lié à l'amplitude des vagues et à la profondeur d'eau, il augmente au niveau de la barre et fortement en haut de plage en faible profondeur (Figure 4.10.g). Ses valeurs supérieures à 1 caractérisent une forte mobilisation du sédiment correspondant à un régime de *sheet-flow*. Les asymétries de vitesse et d'accélération sont présentées Figures 4.10.c et d. Sk_v augmente dans la zone de levée et reste fort sur le plateau, représentatif de l'importante influence du fond. Il

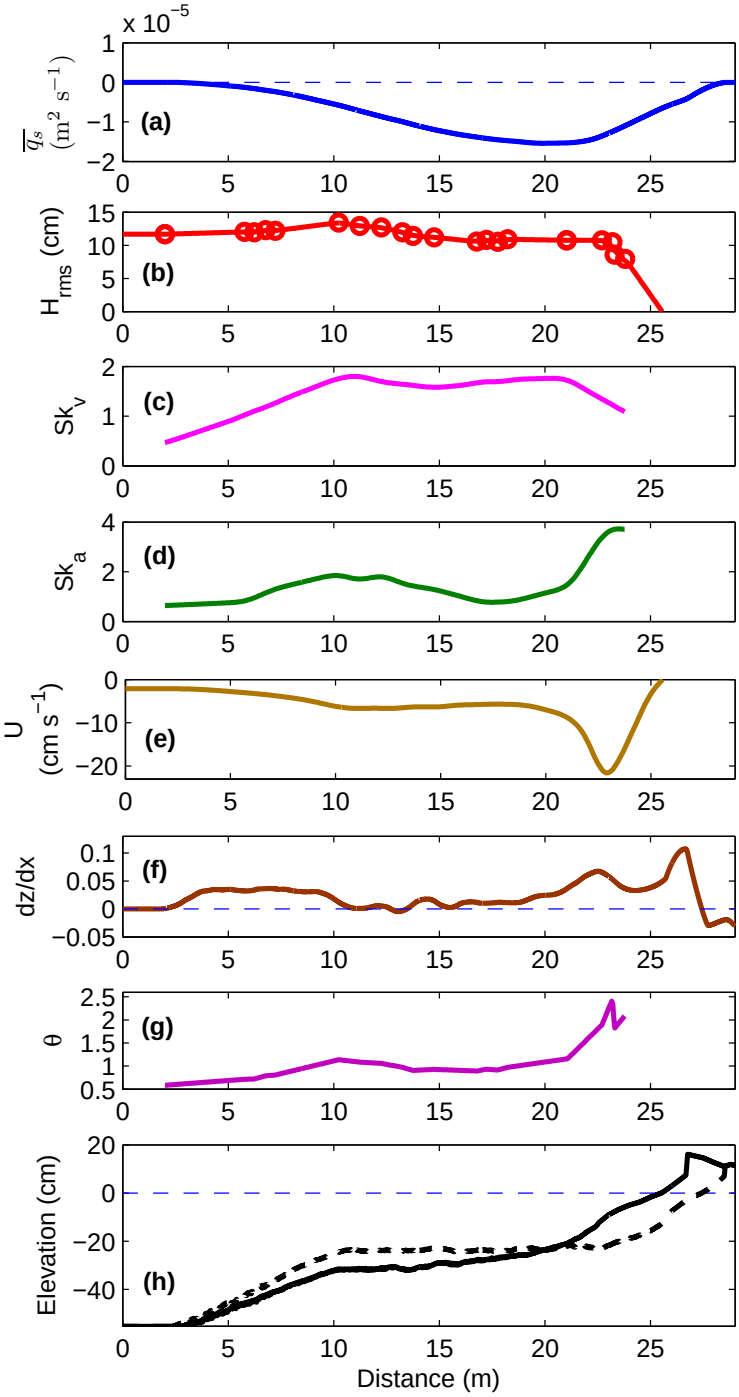

FIGURE 4.10 – Formation d'une terrasse (H_s =16 cm, T_p =3 s, Ω =2,5, fond 495-497). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profils de fond initial (—) et final (- -).

chute ensuite sur le haut de plage contrairement à Sk_a qui atteint sa valeur maximum. L'asymétrie d'accélération augmente également dans la zone de déferlement au large, nous retrouvons bien des vagues déferlées en forme de dent de scie. Il est intéressant de souligner que la zone de déferlement présente des vagues fortement asymétriques autant en vitesse qu'en accélération.

Migration d'une barre vers la côte

Nous étudions ici le cas d'une barre migrant vers la côte avec une vitesse de propagation d'environ 1,4 m s^{-1} (Figure 4.11). Le profil de fond final est formé par 1/2 heure du climat de houle (H_s =16 cm, T_p =2 s). En se propageant, la barre conserve sa forme typiquement asymétrique avec une pente amont plus raide, caractérisée Figure 4.11.f par une forte pente négative à 22 m. Excepté une partie de la fosse où le transport sédimentaire est légèrement dirigé vers le large, $\overline{q_s}$ est essentiellement dirigé vers la côte et atteint son maximum au niveau de la crête de la barre. La barre est donc essentiellement nourrie par son flanc aval et légèrement par du sédiment venant de la fosse (côté amont). Les vagues déferlent à l'approche de la barre mais la faible discrétisation des points de mesure entre 16 et 23 m ne permet pas une description détaillée de la décroissance du H_{rms}. Nous remarquons cependant qu'après le passage de la barre en haut de plage, le déferlement des vagues de faible amplitude (5 cm) génère un courant de retour deux fois moins fort que sur la barre. Comme pour le cas précédent, l'asymétrie d'accélération augmente dans les zones de déferlement. Sk_v s'intensifie à nouveau en zones de levée et de déferlement puis atteint son maximum au passage de la barre. Il chute ensuite au niveau de la fosse (23-26 m) du fait de l'augmentation de la profondeur d'eau.

Formation d'une barre au large

Le même climat de houle que pour le cas de formation d'une terrasse (H_s =16 cm, T_p =3 s) est généré pendant une heure sur un profil de plage barré (Figure 4.12). Nous observons la migration vers le large de plusieurs méga-rides et la formation d'une barre principale vers 8 m. Les méga-rides se propagent à une vitesse d'environ -0,4 m s^{-1} et celle plus au large vient s'accoler à la barre principale en fin de simulation. Le transport sédimentaire est principalement dirigé vers le large (de 8 à 24 m) sauf en pied et haut de plage où il devient positif. La barre principale est ainsi formée par la convergence de sédiments provenant du pied de plage et de la fosse. Nous pouvons noter une nette diminution du transport sédimentaire vers le large à 13,5 m, correspondant à la pente négative du fond qui s'oppose au transport. Le premier déferlement au large génère

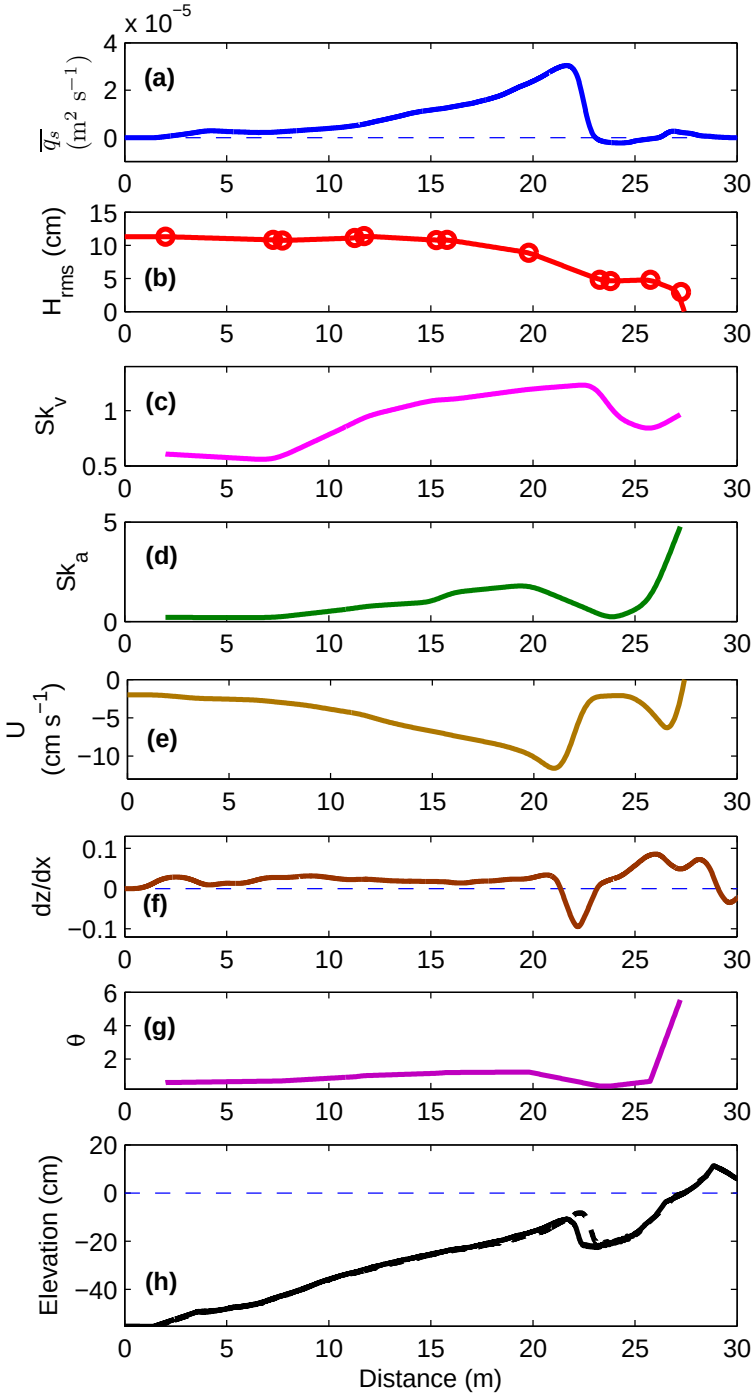

FIGURE 4.11 – Migration d'une barre vers la côte (H_s =16 cm, T_p =2 s, Ω =3,7, fond 353-355). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profils de fond initial (—) et final (- -).

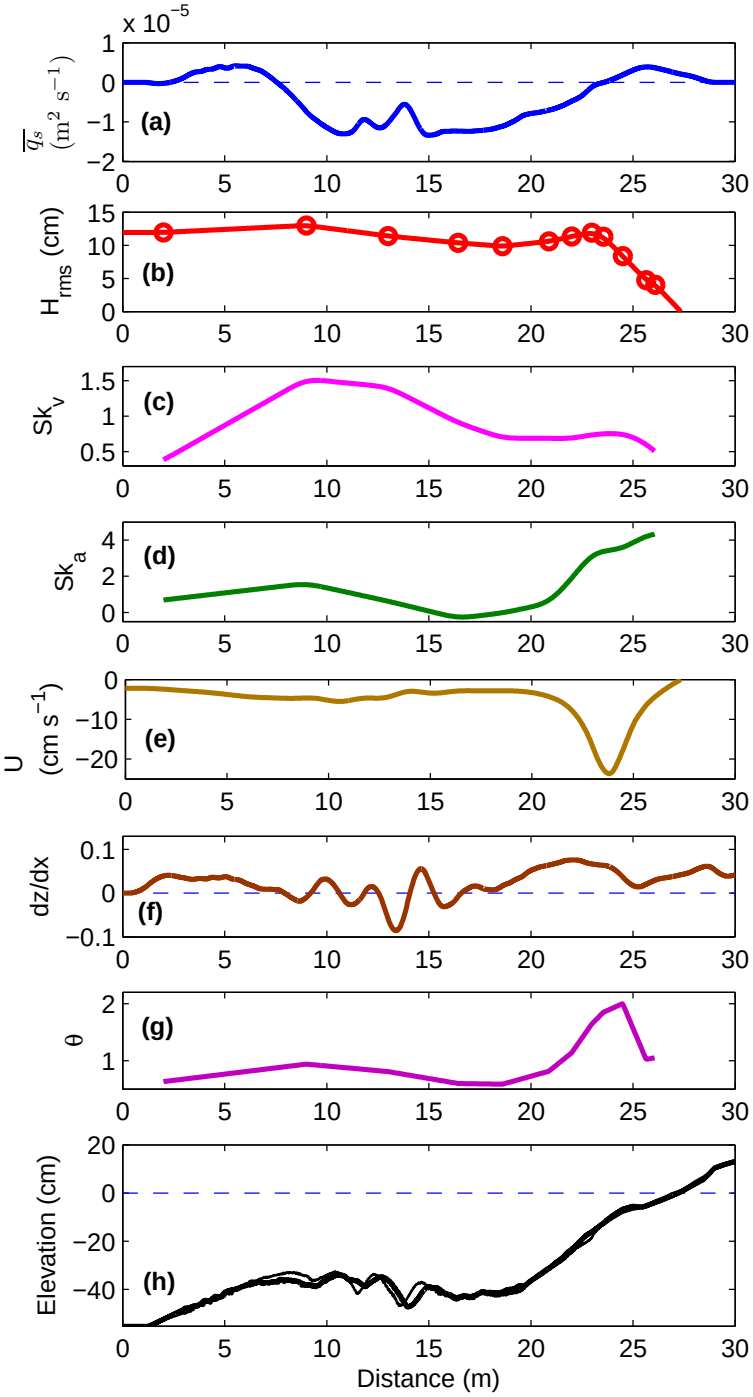

FIGURE 4.12 – Formation d'une barre au large (H_s =16 cm, T_p =3 s, Ω =2,5, fond 726-728). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profils de fond initial (trait gras) et final (trait fin).

un courant de retour modéré vers 10 m (-5 cm s^{-1}) puis le second plus intense sur le haut de plage induit un fort pic de courant atteignant -25 cm s^{-1}. La signature de ce courant est similaire à celle du cas de la terrasse, sauf au niveau de la fosse où il est deux fois plus faible. Cette tendance est également retrouvée sur l'évolution des asymétries et du Shields. L'augmentation de la profondeur d'eau dans la fosse réduit l'influence du fond et limite la déformation des vagues. Sk_v raugmente ensuite très légèrement en haut de plage avant le second déferlement. Les faibles valeurs du Shields dans la fosse caractérisent une zone faiblement agitée et les vagues retrouvent des asymétries d'accélération nulles. Comparé à ce cas, la migration de la barre vers la côte présente une augmentation des non-linéarités des vagues plus régulière le long du profil et un courant de retour nettement plus faible en haut de plage.

4.3.2 Effets des caractéristiques des vagues sur le transport sédimentaire

La direction du transport sédimentaire dépend des courants induits par les vagues. Il est reconnu que des conditions de vagues énergétiques produisent généralement un transport vers le large alors que des conditions plus modérées transportent le sédiment vers la côte. Nous analysons dans un premier temps l'influence de ces différentes conditions de vagues sur les paramètres définis précédemment. Ensuite, pour des climats de houle de même hauteur significative nous regarderons l'influence du nombre de Dean sur le transport sédimentaire. Pour chaque étude comparative, nous choisissons des profils de plage proches dans le but d'analyser seulement les effets de l'hydrodynamique.

Influence de l'énergie des vagues

La Figure 4.13 compare les caractéristiques du transport sédimentaire pour des conditions de vagues énergétiques et modérées. Le climat de houle énergétique est caractérisé par (H_s =16 cm, T_p =3 s, trait plein) et le climat modéré par (H_s =10,7 cm, T_p =2 s, pontillé). Ces conditions ont le même nombre de Dean (Ω =2,5) et sont générées pendant une heure sur un profil de plage barré très proche. En effet, le calcul des pentes pour chaque profil de plage mène à des courbes presque superposées (Figure 4.13.f). Le transport sédimentaire associé aux vagues énergétiques est majoritairement dirigé vers le large (sauf en pied de plage) contrairement aux vagues modérées qui transportent vers la côte. Notons qu'à 6,5 et 8,5 m les pics de $\overline{q_s}$ vers la côte sont de même intensité pour les climats énergétique et modéré. L'évolution du H_{rms} représente la variation de l'énergie contenue par les vagues. Les hauteurs de vagues de chaque

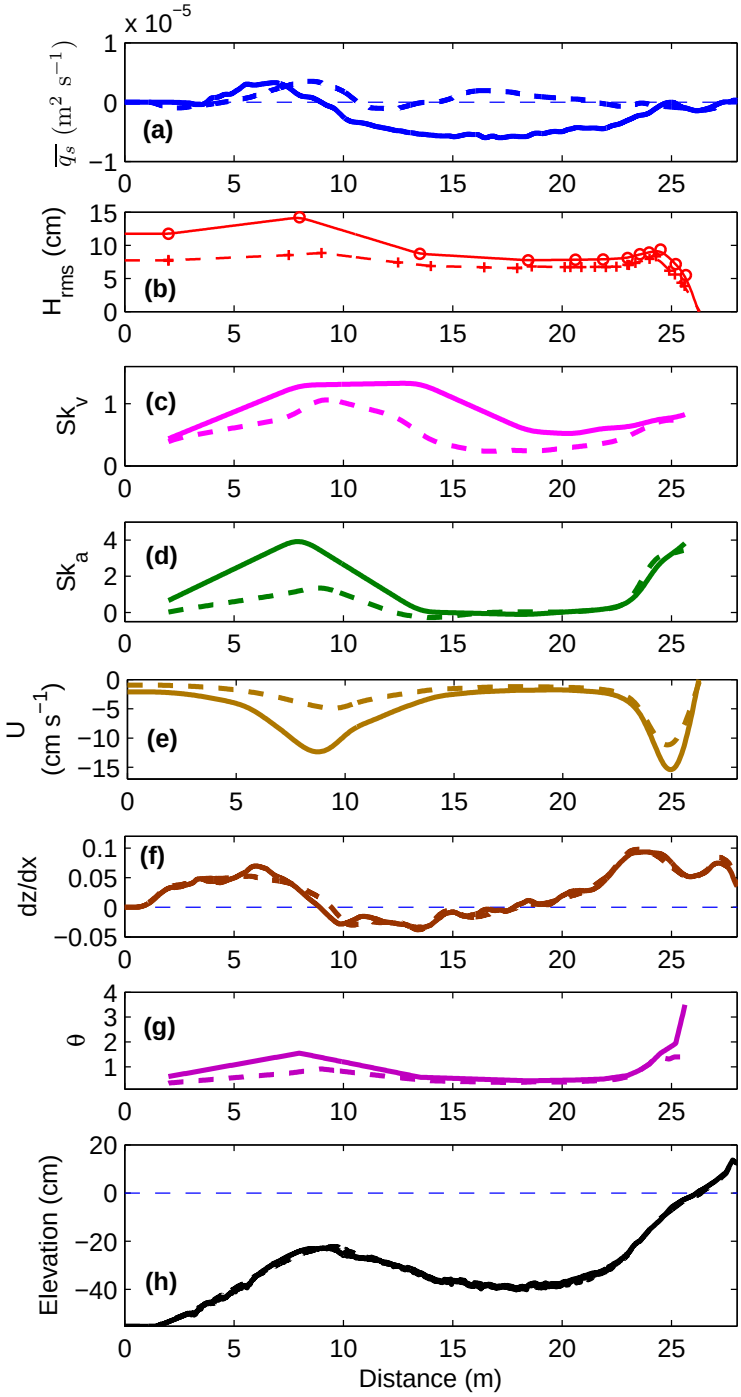

FIGURE 4.13 – Comparaison de deux climats de même Ω =2,5 : (- -) H_s =10,7 cm, T_p =2 s (fond 802) et (—) H_s =16 cm, T_p =3 s (fond 808). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profil de fond.

climat sont très différentes au large (7,7 et 11,7 cm), puis le déferlement plus intense des vagues énergétiques tend à réduire l'écart dans la fosse et sur le haut de plage. Cela se traduit par un courant de retour plus fort de 145% sur la barre et seulement 38% en haut de plage. Les évolutions de l'asymétrie d'accélération et du Shields suivent des tendances très similaires. Pour les vagues énergétiques, Sk_a et Θ augmentent nettement plus au passage de la barre, puis leurs valeurs sont très proches des conditions modérées à partir de la fosse. L'asymétrie de vitesse des vagues énergétiques reste plus forte tout le long du profil, sauf en pied et haut de plage où elle rejoint des valeurs identiques aux vagues modérées.

Influence du nombre de Dean

Considérant un sédiment ayant une vitesse de chute w_s constante, le nombre de Dean ($\Omega = H_s/(T_p w_s)$) peut être vu comme le rapport H_s/T_p. Analyser l'influence de Ω pour des climats de houle caractérisés par la même hauteur significative revient à faire varier la période pic. Pour H_s =10,7 cm, nous comparons deux climats de houle caractérisés par T_p =1,4 et 2 s, correspondant respectivement à Ω =3,6 et 2,5 (Figure 4.14). Les profils de plage initiaux sont relativement proches. Il ressort clairement que pour Ω =3,6 (pointillé) le transport sédimentaire est dirigé vers la côte alors que pour Ω =2,5 (trait plein) il est dirigé vers le large. Le H_{rms} est le même au large, signifiant que l'énergie fournie au modèle est comparable. Au cours de leur propagation, les vagues deviennent plus grandes pour Ω =2,5. Ces vagues de cambrure plus faible ressentent davantage l'influence du fond pour une profondeur d'eau donnée. L'asymétrie de vitesse des vagues du climat Ω =2,5 est ainsi largement supérieure à celle de Ω =3,6. Le déferlement des vagues pour Ω =2,5 est donc plus intense et génère un courant de retour plus fort en haut de plage. Ce déferlement se produit plus tôt que pour Ω =3,6, le pic d'asymétrie d'accélération est également en avance. Tant que les vagues n'ont pas atteint la zone de levée ($x \approx$19 m), Sk_a, U et Θ sont peu sensibles à la différence de Ω.

La même comparaison est faite pour H_s =16 cm (Figure 4.15). Le choix de T_p =2 et 3 s permet d'obtenir des valeurs de Ω presque identiques au cas précédent (respectivement 3,7 et 2,5). Il y a cette fois plus de différences entre les profils de plage initiaux mais nous observons des tendances comparables à la Figure 4.14. Le transport sédimentaire associé à Ω =3,7 (pointillé) est à nouveau dirigé vers la côte et pour Ω =2,5 (trait plein) vers le large. Les valeurs de $\overline{q_s}$ sont cependant nettement plus fortes. De x =0 à 18 m, nous retrouvons des H_{rms} identiques au large et des vagues qui deviennent plus grandes pour Ω =2,5, et ce malgré un profil de plage plus profond. Sk_a, U et Θ restent similaires pour Ω =2,5 et 3,7 alors que Sk_v est nettement plus fort pour les vagues de

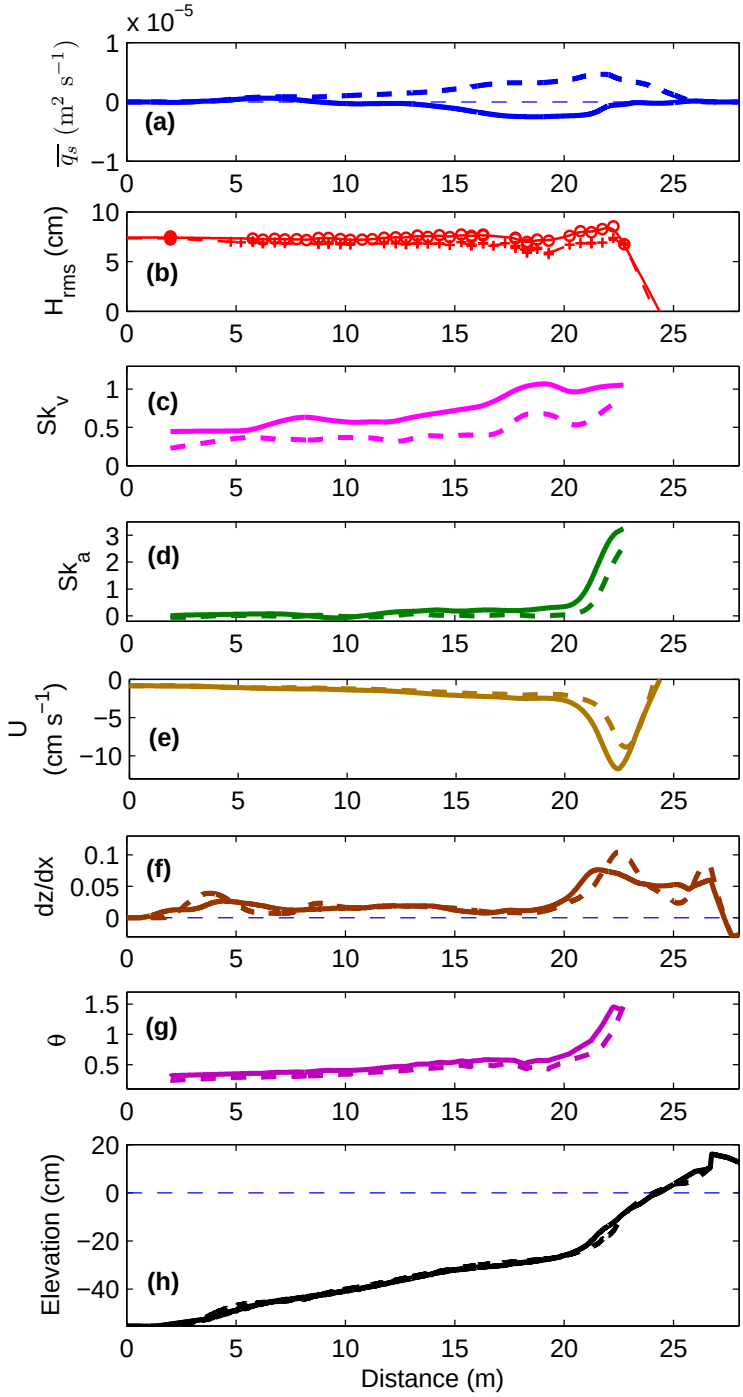

FIGURE 4.14 – Comparaison de deux climats de Ω différents et de même H_s =10,7 cm au large : (- -) T_p =1,4 s, Ω =3,6 (fond 401) et (—) T_p =2 s, Ω =2,5 (fond 411). a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profil de fond.

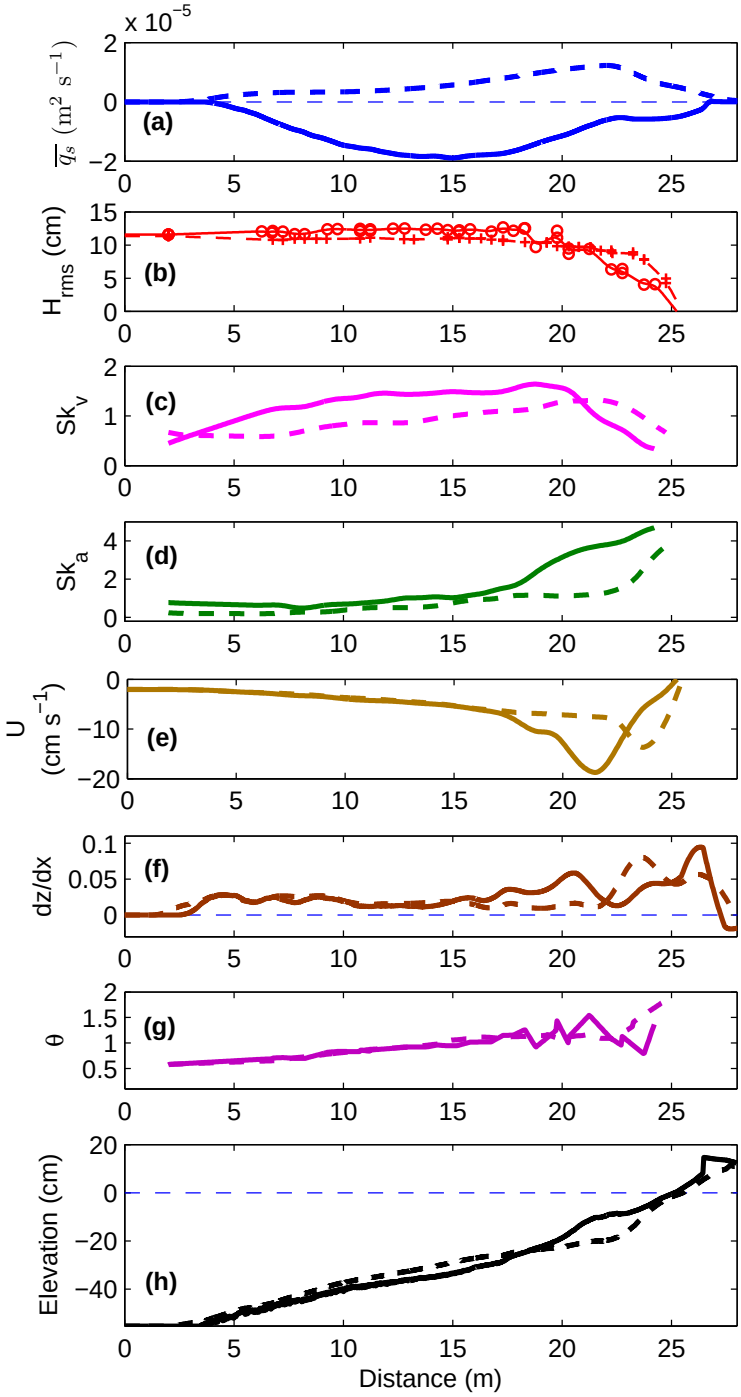

FIGURE 4.15 – Comparaison de deux climats de Ω différents et de même H_s =16 cm au large : (- -) T_p =2 s, Ω =3,7 (fond 370) et (—) T_p =3 s, Ω =2,5 (fond 387) . a) taux de transport sédimentaire moyen, b) hauteur quadratique des vagues, c) asymétrie de vitesse, d) asymétrie d'accélération, e) courant de retour, f) pente, g) Shields et h) profil de fond.

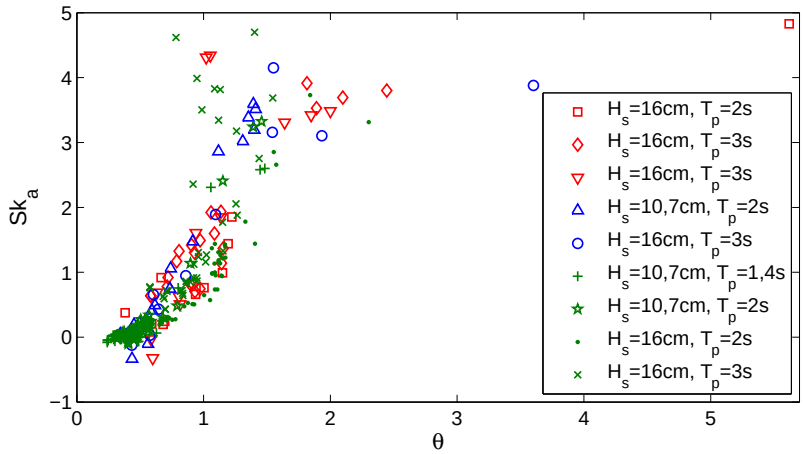

FIGURE 4.16 – Asymétrie d'accélération en fonction du Shields pour les expériences des parties 4.3.1 (rouge) et 4.3.2 (bleu et vert). Pour chaque expérience, les différents points correspondent aux mesures des sondes à vagues réparties le long de la plage.

grande période. Il est difficile de comparer les paramètres au-delà 18 m car les profils de plage sont différents. Toutefois, nous observons à nouveau un déferlement plus tôt et plus intense pour Ω =2,5, générant un courant de retour plus fort et des vagues plus asymétriques en accélération.

4.3.3 Discussion

Pour un même profil de plage et même nombre de Dean Ω, les climats de houle énergétiques génèrent de manière générale un transport sédimentaire vers le large contrairement aux conditions de vagues plus modérées. Les climats de houle caractérisés par Ω =2,5 transportent le sédiment vers le large alors que pour Ω =3,6 le transport est dirigé vers la côte. Mais cela ne permet pas de caractériser un climat de houle comme « érosif » ou « d'accrétion ». Sachant que pour Ω =2,5 les profils d'équilibre ont des pentes moyennes plus douces (cf. partie 3.2), un profil de plage allant vers cet équilibre va généralement voir son haut de plage s'éroder. Cependant, une fois que le profil d'équilibre est atteint la plage n'évolue presque plus et le climat n'est plus « érosif ». C'est également le cas pour Ω =3,6 qui caractérise des profils d'équilibre de pentes moyennes plus raides.

Les variations d'asymétrie d'accélération observées dans nos expériences présentent des tendances très similaires aux observations faites sur des plages sableuses naturelles. Dans l'analyse de Elgar et al. [2001] les pics d'intensité se trouvent au niveau de la barre pour le déferlement des vagues et Hoefel and Elgar [2003] observent même le second

pic en haut de plage. Il ressort aussi de nos expériences que les évolutions de Sk_a et Θ le long des profils de plage sont assez bien corrélées. La Figure 4.16 met en évidence cette relation pour l'ensemble des cas abordés dans ce chapitre, présentant des profils de plage et des climats de houle très variés. Ces deux paramètres sont liés par l'effet du fond sur la déformation des vagues, le déferlement des vagues (Sk_a grand) correspond effectivement aux zones fortement agitées (Θ grand). Sachant que Θ est reconnu comme un paramètre essentiel à la description du transport sédimentaire, cette relation met en avant l'importance de l'asymétrie d'accélération sur la mobilisation des sédiments. De manière semblable, Sk_a est fortement corrélé à U, cela s'explique par le fait que ces deux paramètres caractérisent le déferlement des vagues, l'un par leur forme et l'autre par leur dissipation d'énergie.

Dans nos expériences les valeurs de Θ sont majoritairement supérieures à 0,5, plaçant le transport dans un régime mixte de génération de tourbillons sédimentaires sur fond ridé et de *sheet-flow*. Ces régimes peuvent être caractérisés par le phénomène de « *phase-lag* », c'est-à-dire qu'il peut se produire un décalage temporel entre la mobilisation du sédiment et son transport [Nielsen and Callaghan, 2003 ; Silva et al., 2006]. Pour un forçage hydrodynamique important, la crête peut mobiliser le sédiment suffisamment longtemps pour qu'il soit transporté par le creux suivant avant de se déposer. Ce mécanisme est directement lié au rapport du temps de chute sur la période de la vague et à l'énergie fournie au sédiment.

L'analyse des scénarios morphologiques présentés dans cette partie fait ressortir quelques paramètres dont l'interaction semble directement influencer la direction du transport sédimentaire. Ces paramètres se résument principalement aux asymétries de vitesse et d'accélération. Nous observons par exemple sur les Figures 4.13 et 4.14 que de 15 à 20 m les valeurs de Sk_a et U sont très faibles, seuls les Sk_v présentent des variations. Il ressort que pour les Sk_v plus faibles (pointillé) le transport sédimentaire est dirigé vers la côte, en accord avec la théorie classique de transport pour des vagues asymétriques de type cnoïdales. En effet, le transport sédimentaire est en première approximation proportionnel au moment d'ordre 3 de la vitesse orbitale des vagues [Ribberink et al., 2000]. Quand Sk_v est plus fort (trait plein) la tendance est inversée avec un transport dirigé vers le large, ce qui s'expliquerait par le phénomène de *phase-lag*. Nous suggérons ainsi l'existence d'un seuil $s_{pl} \approx 0{,}6$ sur l'asymétrie de vitesse au-dessus duquel le transport sédimentaire deviendrait négatif quand Sk_a et U sont faibles. Nous constatons sur la Figure 4.13 que sur 4-9 m (trait plein) et 5-11 m (pointillé) le transport est positif malgré des Sk_v forts et des U non-négligeables. Ceci semblerait s'expliquer par l'effet du Sk_a également plus fort qui accélérerait la mobilisation du sédiment dans la montée de la crête (plus courte) pour le déposer dans la descente de

la crête (plus longue). Quand les valeurs de Sk_a approcheraient ou dépasseraient celles de Sk_v, le transport sédimentaire serait à nouveau dirigé vers la côte. Nous retrouvons ce comportement pour le cas de la migration de barre (Figure 4.11), de 15 à 21 m Sk_v et Sk_a sont supérieurs à 1, U est important et le transport reste dirigé vers la côte. Ensuite, quand Sk_a devient presque nul dans la fosse (23-25 m) le transport devient légèrement négatif malgré le courant de retour très faible. Le transport redevient ensuite positif au-delà de 26 m quand Sk_a augmente à nouveau. Il faut rappeler que nos expériences ne simulent pas des conditions de vagues très énergétiques, l'intensité du courant de retour est donc limitée. C'est pourquoi il semble jouer un rôle moins important que les non-linéarités dans la détermination de la direction du transport sédimentaire. Il intervient cependant dans la dynamique du haut de plage où il atteint des valeurs plus élevées, il s'oppose alors aux effets de l'asymétrie d'accélération.

De manière très schématique ce concept peut être présenté de la manière suivante, les valeurs seuils sont à considérer à titre indicatif. Cela s'applique de la zone de levée à la zone de déferlement pour des climats de houle équivalent à H_s <2 m en nature et 1≤ Ω ≤4. Pour une mobilisation du sédiment suffisante (Θ >0,1), tant que $Sk_v \leq s_{pl}$(≈0,6) le transport sédimentaire serait dirigé vers la côte. Quand $Sk_v \geq s_{pl}$, soit Sk_a est trop faible et le transport est dirigé vers le large (*phase-lag*), soit Sk_a est suffisamment fort et le transport est dirigé vers la côte. Ce concept s'applique relativement bien à l'ensemble de nos expériences et cette interaction des asymétries de vitesse et d'accélération a récemment été étudié numériquement par Ruessink et al. [in press] à partir d'un modèle de type 1DV-RANS d'advection/diffusion. Ils obtiennent également un transport négatif pour des vagues asymétriques en vitesse (*phase-lag*) qui devient positif lorsque l'asymétrie d'accélération augmente.

La formation d'une barre au large serait due à la convergence du sédiment en pied de plage sous l'effet de Sk_v et Sk_a (transport positif) et du sédiment de la fosse transporté vers le large par le Sk_v (*phase-lag*). Cela contraste avec la première hypothèse de Masselink and Hughes [1993] pour qui le transport dans la fosse dirigé vers le large serait l'effet du courant de retour. Il faut rappeler que nos expériences se placent dans une gamme de Ω intermédiaire et que les conditions de vagues ne dépassent pas l'équivalent de 2 m en nature. Pour des conditions de vagues très énergétiques générées sur une plage dissipative, le courant de retour peut avoir un rôle important dans le mécanisme de formation des barres.

Dans le but de tester ce concept et d'affiner la détermination des seuils sur Sk_v et Sk_a, des expériences en « canal en U » seraient judicieuses. Alors que beaucoup d'études analysent le transport sédimentaire associé à un type d'asymétrie, peu d'expériences ont été menées pour des vagues irrégulières asymétriques en vitesse et en

accélération [Dibajnia and Watanabe, 1998 ; Watanabe and Sato, 2004]. L'importance de l'interaction des non-linéarités sur le transport sédimentaire pourrait être mise en évidence par des expériences augmentant progressivement les valeurs de Sk_v avec ou sans Sk_a et U. Dans ce sens le projet européen TRANSKEW, basé sur des expériences menées dans le canal en U à Delft (Pays-Bas), a pour objectif d'étudier l'influence de la forme des vagues sur le transport sédimentaire [Silva et al., 2008].

4.4 Conclusions

Nous avons étudié la formation et la migration de barres sédimentaires pour des expériences en canal. Nos résultats montrent que les barres peuvent être formées en différentes positions le long du profil de plage en fonction du profil initial et de l'hydrodynamique des vagues. Pour des climats de houle stationnaires, les barres vont généralement migrer vers la côte et s'accoler au haut de plage. Nous observons de fortes similarités entre les expériences en canal et les plages sableuses naturelles.

Le transport sédimentaire associé à l'évolution morphologique des plages a été analysé en fonction de la hauteur des vagues, des asymétries de vitesse et d'accélération, du courant de retour, de la pente locale, du nombre de Shields et du profil de fond. Le sédiment est généralement transporté vers le large pour des conditions de vagues énergétiques, des formations de barres au large et des climats de houle caractérisés par un nombre de Dean Ω =2,5. Alors que des vagues modérées, des migrations de barres vers la côte et les climats de $\Omega \approx$3,7 transportent principalement le sédiment vers la côte. Les expériences mettent en avant des variations d'asymétrie d'accélération similaires aux plages sableuses naturelles, avec des pics d'intensité au niveau du déferlement des vagues (barre, haut de plage). L'interaction des non-linéarités des vagues conditionnerait la direction du transport sédimentaire de la zone de levée à la zone de déferlement pour les climats de houle testés dans nos expériences. Pour ces conditions de vagues (équivalent à H_s <2 m en nature et $1 \leq \Omega \leq 4$), les effets du courant de retour sur le transport sédimentaire semblent se faire davantage ressentir sur le haut de plage. Ces expériences représentent une base de données très intéressante pour valider les modèles de transport sédimentaire sur des cas d'hydrodynamiques et de morphologies complexes (vagues asymétriques et irrégulières, profils de plage variés).

Chapitre 5

Simulations de tempêtes et rechargements sédimentaires d'avant-côte

5.1 Introduction

La compréhension et la modélisation de la dynamique des barres viennent au premier plan de l'ingénierie côtière, particulièrement en termes de protections des côtes. Les tempêtes, caractérisées par des climats de houle très énergétiques, sont les principaux acteurs de l'évolution morphologique des plages, particulièrement en termes de mobilité du trait de côte et d'érosion du haut de plage [Quartel et al., 2008]. Leur intensification ces dernières années représente une vraie problématique pour la gestion des côtes [Paskoff, 1998a ; Forbes et al., 2004]. De plus les effets morphologiques internes aux scénarios de tempêtes sont encore mal compris, comme par exemple l'influence des phases de montant, d'apex ou de tombant de tempête (conditions de vagues croissantes, énergétiques et décroissantes).

Pour lutter contre l'érosion répétée des plages, le rechargement sableux de la zone émergée est un moyen couramment utilisé [Hamm et al., 2002]. Cependant les rechargements sableux d'avant-côte, semblables à des barres immergées, semblent être un bon compromis en termes d'efficacité, d'écologie et de coût opérationnel. Cela représente un intérêt croissant pour la communauté scientifique [Walstra et al., 2008]. Selon Van Duin et al. [2004] ; Grunnet et al. [2005], les rechargements d'avant-côte peuvent avoir deux effets, appelés « *lee effect* » et « *feeder effect* ». Le *lee effect* représente la capacité du rechargement à augmenter la dissipation des vagues au large pour protéger le haut de plage. Il limiterait le courant de retour et augmenterait les non-linéarités

des vagues, favorisant le transport sédimentaire vers la côte [Ruessink et al., 2007]. Le *feeder effect* comprend le déplacement vers la côte du sédiment déposé, nourrissant et reconstruisant le haut de plage.

La taille des sédiments peut avoir une forte influence sur la stabilité des rechargements, les sédiments plus grossiers que le milieu présent supportent des pentes plus fortes [Dean and Dalrymple, 2002]. Toutefois, peu d'études se sont portées sur l'évolution de la variation granulométrique des profils de plage transversaux. Benedet et al. [2004] présentent des mesures granulométriques d'échantillons de surface prélevés sur des plages rechargées. La discrétisation spatiale (tous les 50 m) et temporelle (tous les ans) est faible, mais ils observent une augmentation du diamètre des grains sur le haut de plage. Sur une plage intertidale non-rechargée, Masselink et al. [2007] mesurent l'évolution granulométrique de surface pendant 20 jours à haute résolution (5 m et 12 h). Ils concluent que dans la zone intertidale, il n'y a pas de distribution granulométrique de surface particulière le long de la plage et que les changements granulométriques au cours du temps ne sont pas liés au temps de réponse morphologique. La seule tendance remarquable est l'accumulation de sédiments plus grossiers pendant les périodes de vagues fortement énergétiques.

Pendant les dix dernières années, d'importants efforts ont été fait pour suivre l'évolution morphologique des rechargements sur des plages naturelles [Grunnet and Ruessink, 2005]. Le développement de systèmes vidéo (e.g. Argus) permet d'assurer un suivi continu de l'évolution des plages [Ojeda and Guillén, 2004 ; Ojeda et al., 2008]. Cependant, cela n'est plus possible pour des conditions de vagues trop énergétiques quand la zone de déferlement est très développée. Ces conditions sont pourtant connues comme responsables des principaux changements morphologiques. A nouveau la modélisation physique s'avère être très utile dans le suivi et l'analyse de ces rechargements, même si peu d'études portent sur ce sujet [Walstra et al., 2008].

Nous cherchons dans ce chapitre à caractériser l'évolution morphologique d'une plage barrée sous l'effet d'un scénario de tempête. Ce même scénario de tempête est ensuite simulé pour différents cas de rechargements sédimentaires d'avant-côte. L'analyse porte sur les réponses morphologiques, hydrodynamiques et granulométriques de la plage.

TABLE 5.1 – Conditions de vagues utilisées pour simuler le scénario de tempête.

Climat de houle	A	B	C	D	E
H_s (cm)	6	10.7	13.5	16	16
T_p (s)	1.5	2	2.5	2.7	3
Ω	1.9	2.5	2.6	2.8	2.5

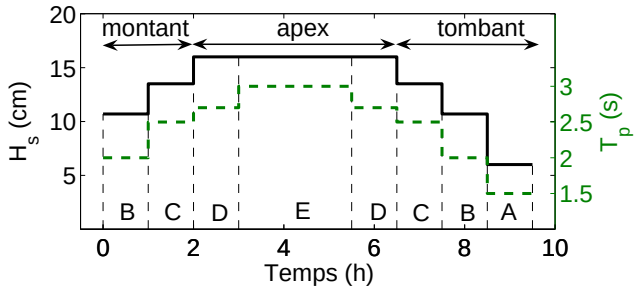

FIGURE 5.1 – Caractéristiques hydrodynamiques du scénario de tempête.

5.2 Évolution d'une plage barrée sous l'effet d'un scénario de tempête

5.2.1 Méthodologie

Le scénario de tempête est inspiré des observations hydrodynamiques de la plage du Lido à Sète (France) [Certain and Barusseau, 2005 ; Certain et al., 2005]. Nous construisons une tempête schématique comme une succession de différents climats de houle décrits dans le Tableau 5.1. Les trois phases de la tempête (montant, apex, tombant) sont respectivement caractérisées par des conditions de vagues croissantes, énergétiques et décroissantes (Figure 5.1). La durée totale de la tempête est de 9,5 heures pour un apex durant 4,5 heures.

La Figure 5.2 donne un aperçu de l'évolution de la plage au cours du scénario de tempête. Cela met en évidence les changements du profil de plage au cours des trois phases de la tempête et souligne la position du trait de côte. Le profil de plage initial est issu de la succession de différents climats de houle. Nous nous attachons par la suite à analyser et quantifier l'évolution morphologique de la plage pour les trois phases de la tempête.

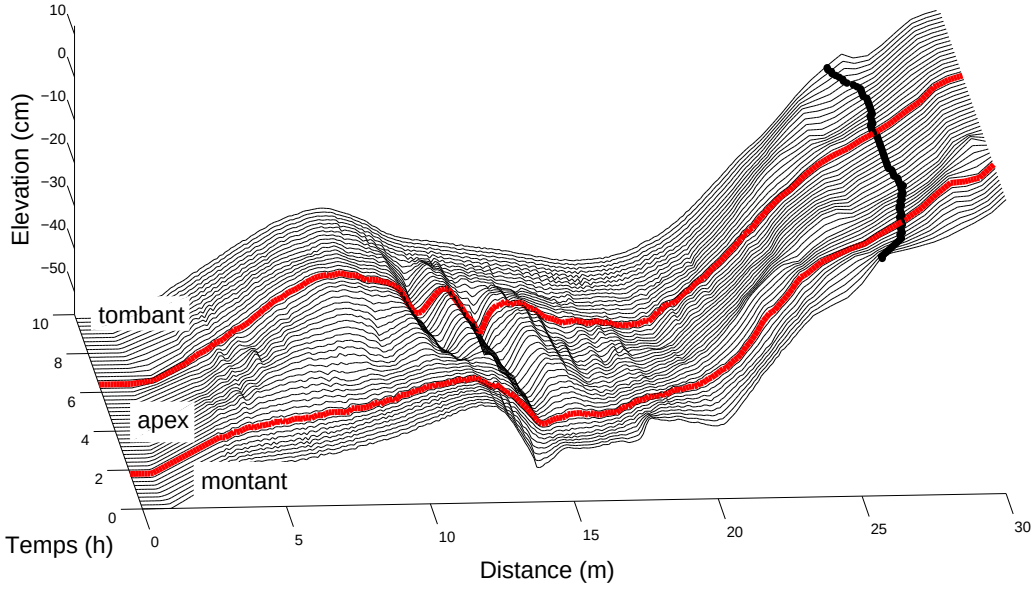

FIGURE 5.2 – Évolution de la plage au cours du scénario de tempête. Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras délimitent les trois phases de la tempête (fond 718-738).

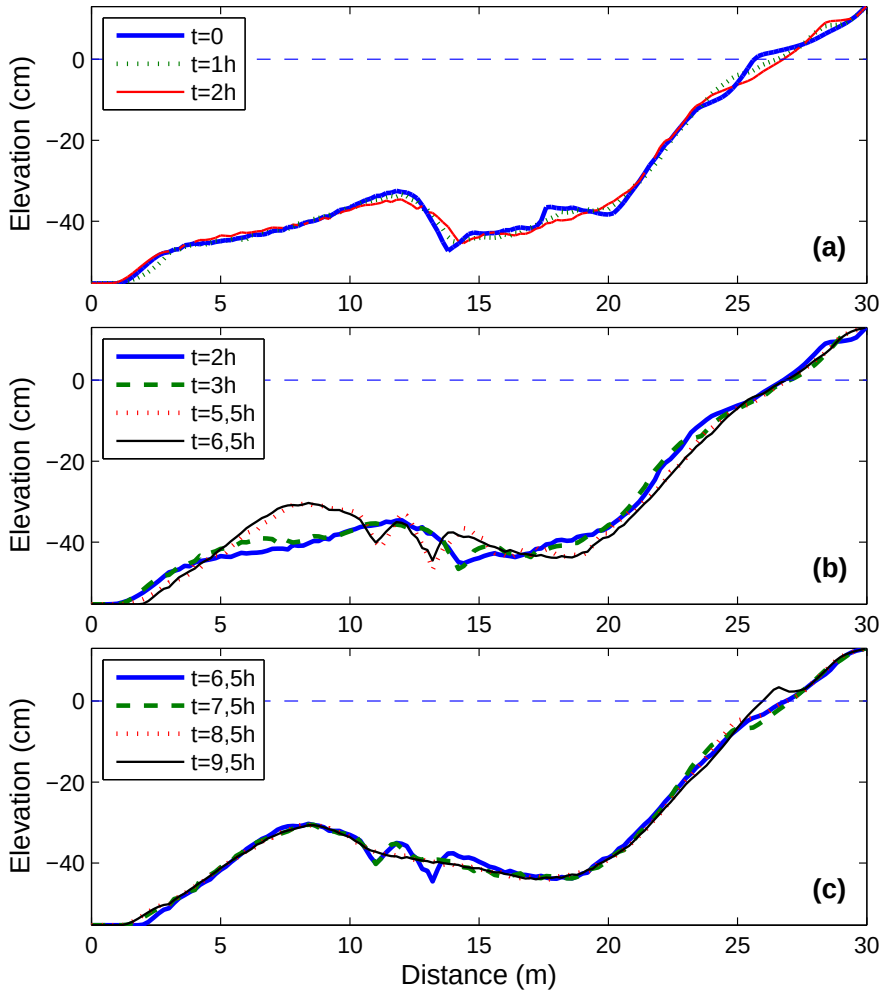

FIGURE 5.3 – Évolution du profil de plage pendant le montant (a), l'apex (b) et le tombant (c) de tempête.

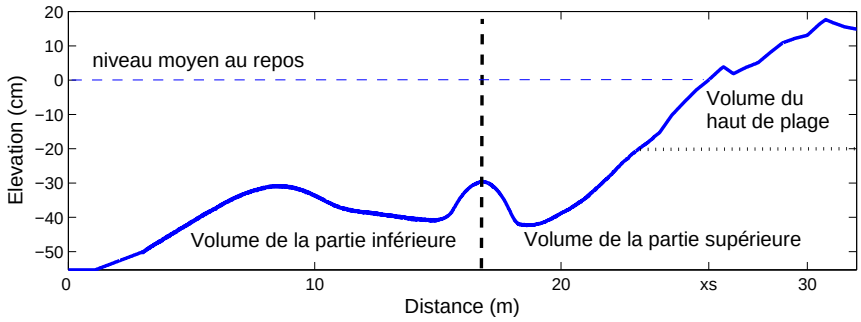

FIGURE 5.4 – Schéma du profil de plage délimitant les parties inférieures et supérieures. Le volume du haut de plage est calculé au-dessus 20 cm de profondeur et x_s est la position du trait de côte.

5.2.2 Évolution morphologique

Pendant le montant de tempête (Figures 5.2 et 5.3.a) seulement le haut de plage est significativement remodelé (au-dessus de 15 cm de profondeur). La pente est plus douce et le trait de côte recule, tandis que le reste du profil est seulement lissé. L'apex (Figures 5.2 et 5.3.b) engendre la formation d'une barre plus au large. C'est en réponse à la convergence du transport sédimentaire du pied de plage vers la côte avec celui du haut de plage vers le large. La crête de la barre recule de x =12 à 8 m et s'élève de 5 cm. Des structures sédimentaires de type « méga-rides » sont formées devant la barre et migrent vers elle. Nous observons également une nette érosion de la plage de x =17 à 25 m, sédiment perdu au profit de la barre. Pour le tombant de tempête (Figures 5.2 et 5.3.c), les climats de houle C et B lissent le profil et créent une petite barre à 25 m migrant vers la berme. Le climat A ne modifie que le haut et forme une nouvelle berme avançant ainsi le trait de côte et raidissant la pente.

Notant que le climat A ne modifie presque pas la plage sous 20 cm de profondeur, cette limite est utilisée pour calculer le volume du haut de plage (Figure 5.4). La limite supérieure est définie par le point sur la dune qui reste inchangé pour tous les profils. Ce volume correspond au sédiment qui peut être transporté par les plus faibles conditions de vagues.

Dans le but de mieux quantifier les changements morphologiques, les évolutions de la position du trait de côte (x_s) et du volume du haut de plage au cours de la tempête sont représentées Figure 5.5. Nous observons un fort recul du trait de côte pendant le montant de tempête (-1,15 m), alors que l'apex apporte peu de changements (-10 cm). Pour le tombant de tempête, le climat A est responsable de la totalité de l'avancée du trait de côte (+90 cm).

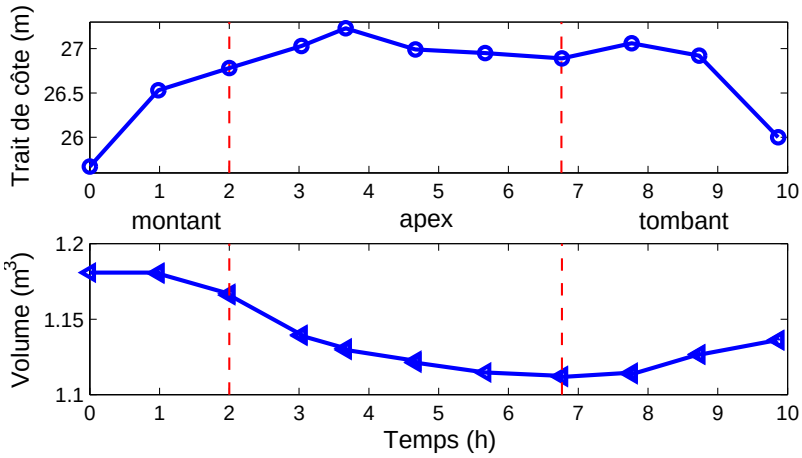

FIGURE 5.5 – Évolution du trait de côte et du volume du haut de plage pendant le scénario de tempête. Les lignes verticales délimitent les trois phases de la tempête.

Concernant l'évolution du volume du haut de plage, un comportement différent est observé. Le volume de sédiment reste constant pendant la première partie du montant (climat B) puis commence à décroître légèrement pour le climat C (1% du volume initial est perdu). Pendant l'apex, le volume du haut de plage diminue très fortement (-5%), en particulier dans les deux premières heures. Cette perte de sédiment correspond à un transport sédimentaire vers le large en direction de la barre. Ensuite le tombant de tempête reconstruit partiellement le haut de plage (+2%), mais le sédiment piégé en profondeur ne parvient pas à être transporté vers le haut de plage. Globalement, à l'échelle de la tempête, le trait de côte a reculé de 36 cm et le volume du haut de plage a perdu 3,6%.

5.2.3 Discussion

Pour la simulation de climats de houle changeants, plus proche des conditions naturelles, nous remarquons une importante érosion du haut de plage lors de l'apex de la tempête et sa reconstruction partielle lors du tombant. Il serait intéressant de tester l'influence du rapport entre la durée de l'apex et celle du tombant :

$$R = T_a/T_t \tag{5.1}$$

où T_a et T_t sont respectivement les durées de l'apex et du tombant de tempête. Un scénario avec un apex court et un tombant long pourrait limiter l'érosion du haut de plage et laisser plus de temps à sa reconstruction. Le bilan sédimentaire du haut de plage entre le début et la fin de la tempête pourrait ainsi être positif. Alors que le cas

d'un long apex et d'un court tombant mènerait probablement à une forte érosion du haut de plage, sans reconstruction. Le bilan sédimentaire serait donc négatif. Notons également que la décroissance des conditions de vague au cours du tombant pourrait jouer un rôle important sur la morphologie finale de la plage. Une diminution rapide au début du tombant laisserait place à des vagues pas assez énergétiques pour mobiliser le sédiment, même si celles-ci duraient longtemps. Au contraire, une diminution plus régulière permettrait de transporter progressivement le sédiment du large vers la côte.

L'influence des conditions de vagues sur l'évolution morphologique de la plage émergée est analysée par Quartel et al. [2008] pour la plage micro-tidale de Noordwijk aan Zee (Pays-Bas), mettant en avant l'impact saisonnier. Les saisons hivernales caractérisées par de fréquentes tempêtes créent des plages larges avec un faible volume sédimentaire alors que des plages plus étroites ayant un volume sédimentaire plus élevé sont observées en été. Malgré le fait qu'il n'y ait pas de marnage simulé dans nos expériences, nous retrouvons cette tendance à basculer le profil de haut de plage pour des conditions plus ou moins énergétiques. En le raidissant pour des climats modérés, accumulant du sédiment (climat A, Figure 5.3.c) et en l'adoucissant pour des climats plus énergétiques, perdant du sédiment (climat E, Figure 5.3.b).

Ces expériences en canal soulignent aussi les problèmes qui peuvent être rencontrés en nature. Nous avons vu que l'apex de la tempête érodait fortement le haut de plage, et principalement dans les deux premières heures. Cela met en évidence le manque d'informations et les difficultés à faire des mesures au cours d'une tempête en nature. Les relevés bathymétriques sont généralement faits avant et après la tempête. Cette méthode ne permet pas une analyse précise pendant la tempête. De la même manière, des méga-rides migrant vers le large sont observées dans nos expériences pendant l'apex, nourrissant la barre externe. Cette observation semble difficile à confirmer en nature.

5.3 Effets d'un scénario de tempête sur des rechargements sédimentaires d'avant-côte

5.3.1 Méthodologie

Des rechargements sédimentaires d'avant-côte ont été simulés dans le canal. Nous présentons ici l'influence d'un scénario de tempête sur trois cas de rechargements. La tempête simulée est la même que celle étudiée dans la partie 5.2, à la différence que le climat A (Tableau 5.1) est également généré en début de montant (voir Figure 5.6). La tempête dure ainsi 10,5 heures pour un apex de 4,5 heures. Ce scénario est répété

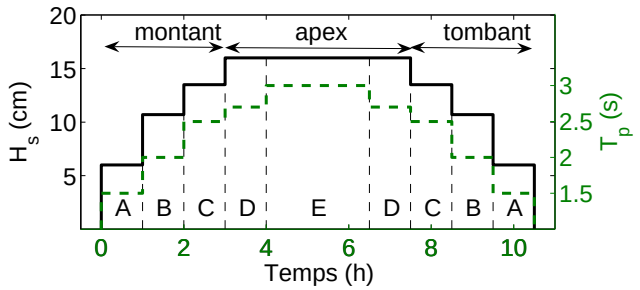

FIGURE 5.6 – Caractéristiques hydrodynamiques du scénario de tempête pour les cas de rechargements.

TABLE 5.2 – Caractéristiques des rechargements sédimentaires.

Rechargement	Position	Volume (m^3)	d_{50} (μm)
R1	Fosse ($x \approx$15.5-18 m)	0.16	756
R2	Barre ($x \approx$8-10.5 m)	0.16	602
R3	Haut de plage ($x \approx$21-24 m)	0.18	702

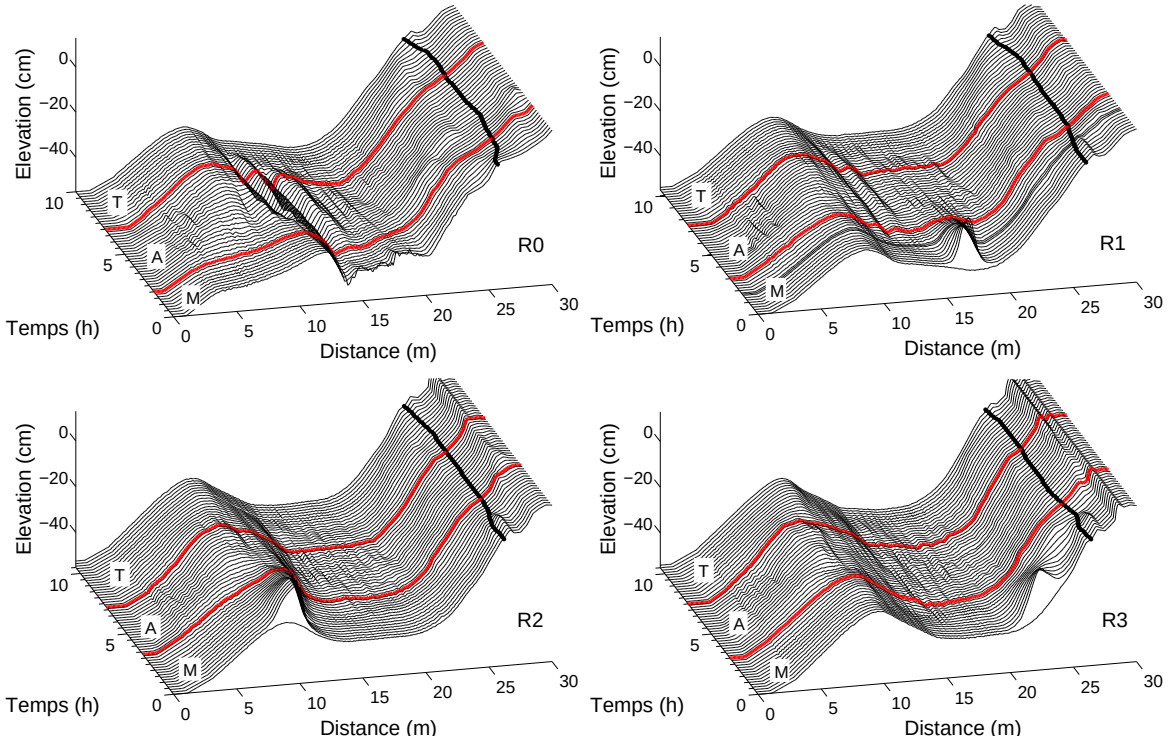

FIGURE 5.7 – Évolution de la plage pour les quatre scénarios de tempête : R0, R1, R2 et R3. Les points noirs en haut de plage représentent le trait de côte et les lignes en gras délimitent les trois phases de la tempête (Montant, Apex, Tombant) (fond 718-810).

trois fois, à chaque fois pour un cas de rechargement différent.

Les rechargements sont simulés sous forme de dépôts de sédiments. Ils sont placés : (R1) dans la fosse, (R2) sur la barre et (R3) en haut de plage (Tableau 5.2 et Figure 5.7). Tous les rechargements ont un volume sédimentaire comparable (0,16-0,18 m^3) qui, à l'échelle du prototype, représente environ 291-327 m^3 m^{-1} en nature. Le diamètre médian des grains (d_{50}) varie entre 602 et 756 μm.

La granulométrie des profils de plage est mesurée pour les quatre cas R0, R1, R2 et R3. Des échantillons de surface sont prélevés dans le premier centimètre de la couche sédimentaire, le long des profils pré- et post-tempête. Des carottes sédimentaires sont réalisées en six points le long du profil final de R3, elles sont ensuite découpées en échantillons de 3 cm de haut. Tout les échantillons sont analysés à partir d'un granulomètre laser (« Mastersizer 2000 ») dont le protocole est décrit dans la partie 2.1.3. Nos mesures font ressortir des tris très similaires entre le d_{50} et les premier et dernier déciles (d_{10}, d_{90}). Nous faisons donc le choix de présenter seulement les résultats du diamètre médian.

La Figure 5.7 donne un aperçu de l'évolution de la plage pour les quatre simulations de tempête. Mis à part le cas de référence R0, le profil initial de chaque scénario correspond au profil final du cas précédent. Les parties suivantes sont basées sur l'analyse morphologique, hydrodynamique et granulométrique de ces différents rechargements. Il faut noter que le volume sédimentaire total n'est pas le même pour tous les cas. Le volume de la plage a augmenté de 10% entre R0 et R3 suite aux rechargements successifs.

5.3.2 Évolution morphologique

La Figure 5.8 représente les profils de plage après chaque phase de la tempête pour les quatre simulations. Les différentes parties du profil de plage sont définies sur la Figure 5.4. Le premier cas (Figure 5.8.R0) a été largement discuté dans la partie 5.2. Il en ressort principalement une forte érosion du haut de plage et une reformation de la barre plus au large pendant l'apex, puis la reconstruction d'une nouvelle berme et un raidissement du haut de plage lors du tombant.

Partant du profil final de R0, le rechargement R1 est réalisé vers x =16,5 m (Figure 5.8.R1). Comme pour la simulation R0, le montant de tempête fait reculer le trait de côte et détruit la berme. Le sédiment déposé est dispersé dans la fosse. L'apex tend à nourrir la barre et érode le haut de plage de x =22 à 26 m. Le tombant de tempête agit à nouveau seulement sur la partie supérieure du profil formant une nouvelle berme et raidissant le haut de plage.

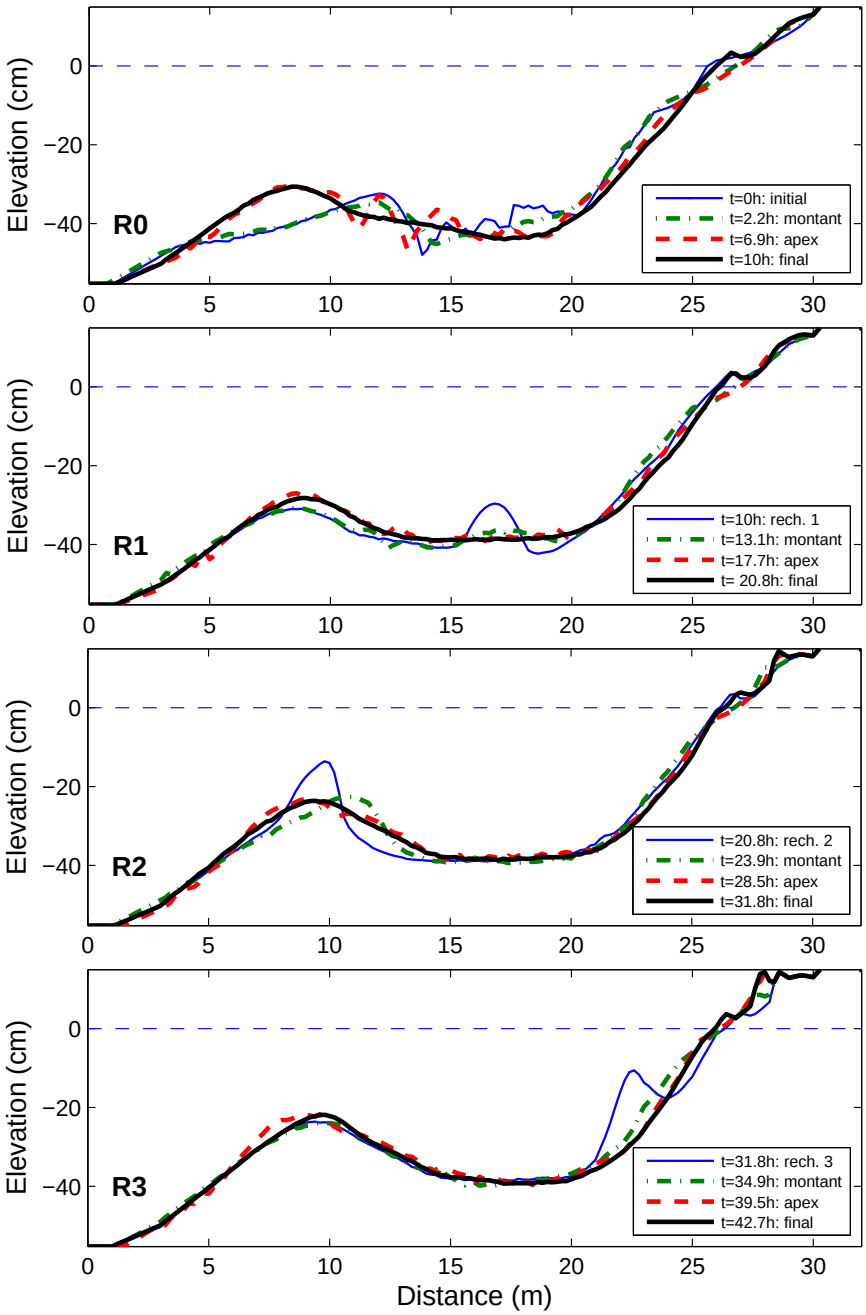

FIGURE 5.8 – Profils de plage initiaux et à la fin de chaque phase pour les simulations R0, R1, R2 et R3.

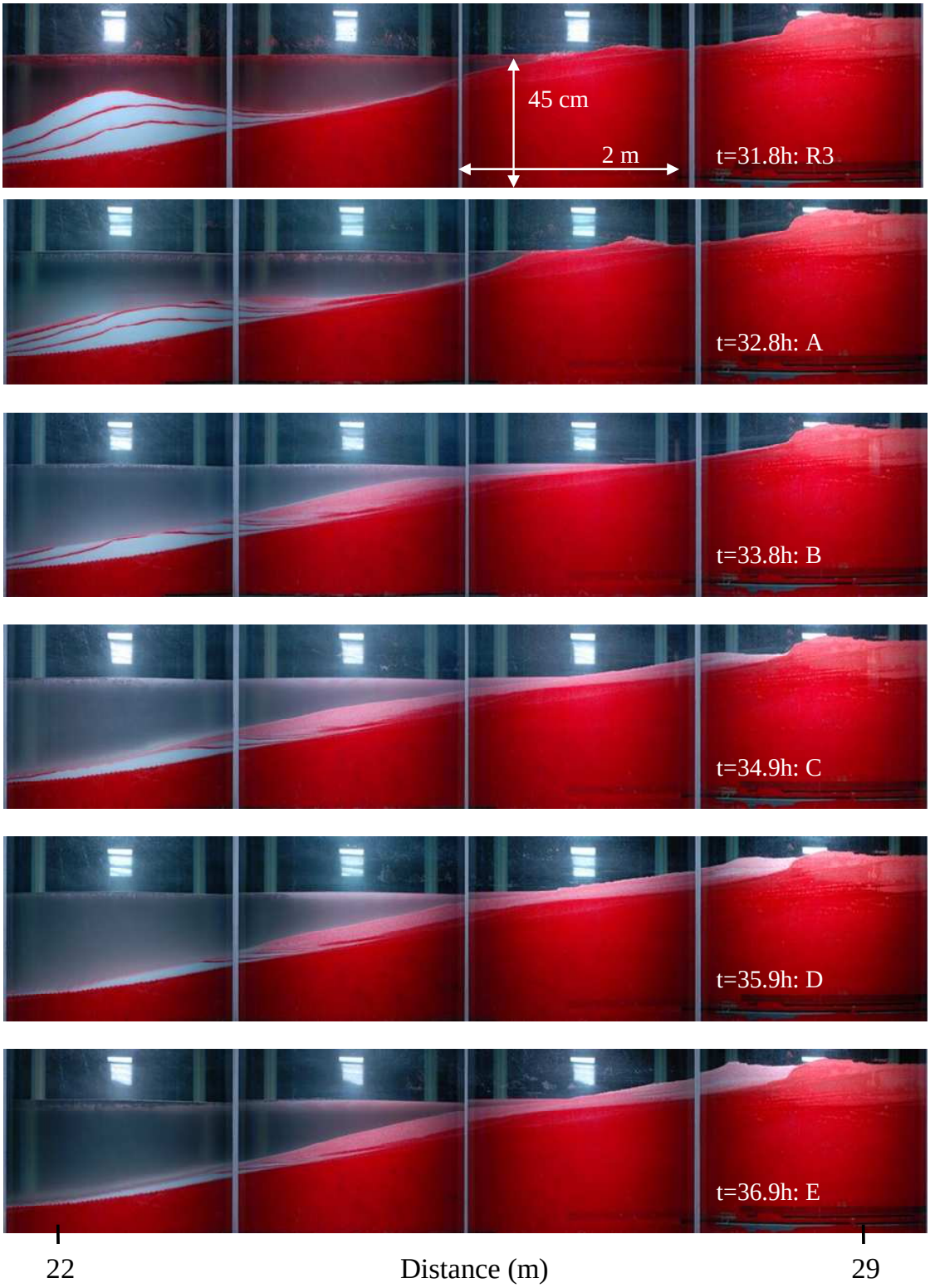

FIGURE 5.9 – Rechargement R3 : photos du haut de plage (x =21,5-29,5 m) rechargé et à la fin des climats de houle A, B, C, D et E.

TABLE 5.3 – Bilan morphologique pour les quatre simulations.

Simulation	R0	R1	R2	R3
Évolution du trait de côte (cm)	+36 (recul)	+19 (recul)	+17 (recul)	-39 (avancée)
Variation du volume de haut de plage (%)	-3.3 (érosion)	-2.5 (érosion)	-1.2 (érosion)	+1.5 (accrétion)

Le rechargement R2 sur la barre (Figure 5.8.R2) suit la même tendance que le cas précédent. Cependant, la profondeur d'eau au niveau du rechargement étant suffisamment peu profonde, les vagues du montant de tempête parviennent à modifier cette partie inférieure du profil et asymétriser la barre, prête à migrer vers la côte. La barre se reforme ensuite au large pendant l'apex, s'élevant encore de quelques centimètres.

Une tendance différente est observée pour le montant de tempête de R3. Le sédiment déposé en haut de plage provoque une forte accrétion de la partie supérieure du profil est le trait de côte ne subit pas de retrait (Figure 5.8.R3). Toutefois la barre est encore légèrement nourrie pendant l'apex. Contrairement aux premiers cas, le tombant de tempête reconstruit le haut de plage et avance la berme devant sa position initiale. Cela est mis en évidence par les photos de la Figure 5.9 illustrant l'évolution du profil de fond de x =21,5 à 29,5 m après chaque climat de houle du montant. Il est facile de suivre le sédiment blanc rechargé, transporté vers la côte et reformant une nouvelle berme de couleur claire. Notons que le rechargement est érodé au fur et à mesure que l'intensité des climats de houle augmente, donnant un aperçu du remaniement sédimentaire des vagues. La pente du haut de plage n'a cessé de se raidir au cours des rechargements successifs.

Afin d'analyser plus précisément l'évolution de la barre, les Figures 5.10.a et b présentent la position et l'élévation de la crête de la barre au cours des quatre simulations (séparées par les lignes verticales). La crête est déterminée comme l'élévation maximale du profil de plage entre 0 et 15 m. Nous retrouvons le net recul de la barre de x =12 à 8 m pendant l'apex de la première simulation (R0). Ensuite sa position évolue peu (entre x =8 et 9 m), sauf pour la phase de montant du cas de rechargement sur la barre (R2) où nous observons un début de migration vers la côte. Cette évolution est bien corrélée au moment où la profondeur d'eau au niveau de la crête est plus faible. La barre se propage vers la côte à environ 0,5 m h^{-1} et migre ensuite vers le large en début d'apex deux fois plus vite. Ce cas mis à part, notons que seules les vagues des phases d'apex sont suffisamment énergétiques pour faire évoluer la barre. Il est également clairement visible, qu'entre le début et la fin de chaque scénario de tempête,

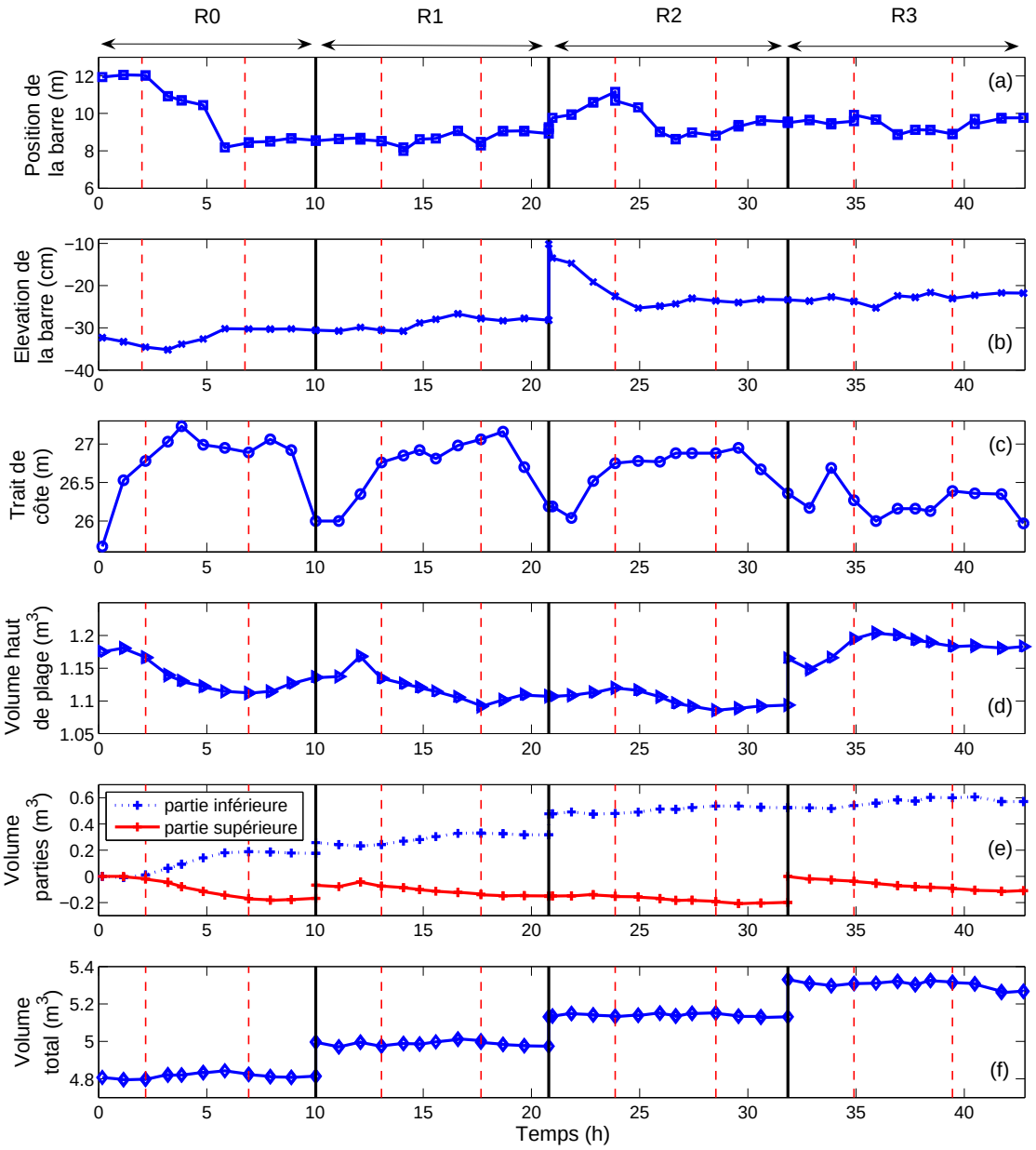

FIGURE 5.10 – Évolution temporelle de la position de la crête de la barre (a), de son élévation (b), de la position du trait de côte (c), du volume de haut de plage (d), des volumes inférieur et supérieur (e) et du volume total (f). Les lignes pleines verticales délimitent les quatre simulations (R0, R1, R2 et R3) et les lignes en tiretés délimitent les trois phases de chaque tempête.

la barre est en constante accrétion. Cette accrétion est cependant plus faible pour le dernier cas de rechargement que pour les deux précédents.

Comme dans la partie 5.2.2, les évolutions morphologiques du haut de plage sont caractérisées par la position du trait de côte et le volume du haut de plage (Figures 5.10.c et d). Les simulations R0, R1 et R2 suivent des tendances similaires. La position du trait de côte recule fortement pendant le montant et légèrement pendant l'apex (-156 cm pour R0, -116 cm pour R1, et -76 cm pour R2). Il est ensuite avancé pendant le tombant, mais ne retrouve pas complètement sa position initiale. A l'échelle des tempêtes, le retrait du trait de côte diminue de 50% lors des rechargements R1 et R2 comparés au cas de référence R0 (Tableau 5.3). Le rechargement en haut de plage (R3) révèle une autre tendance avec une nette avancée du trait de côte de 39 cm. Cette tendance est également confirmée par l'évolution du volume du haut de plage augmentant de 1,5% (Figure 5.10.d). Les variations de ce volume pour les simulations précédentes présentent un autre comportement. L'apex de la tempête érode fortement le haut de plage : -4.6% pour R0, -3.8% pour R1 et -3% pour R2 ; alors que le tombant de tempête est principalement responsable de l'accrétion : 2.2% pour R0, 1.4% pour R1 et 0.7% pour R2. Cette reconstruction en fin de tempête ne comble pas totalement le déficit sédimentaire dû à l'apex. Cependant, le volume de haut de plage est de moins en moins érodé au cours des rechargements (Tableau 5.3).

De telles pertes de sédiment sont expliquées par un échange entre les parties supérieure et inférieure de la plage (Figure 5.10.e). Le volume de la partie inférieure augmente presque continuellement, contrairement au volume de la partie supérieure. Les variations rapides des volumes lors des phases d'apex caractérisent un important transport sédimentaire du haut vers le bas de plage. Cependant, ces échanges tendent à diminuer au fur et à mesure des rechargements.

En dehors des rechargements, l'évolution du volume sédimentaire total de la plage présente quelques fluctuations (Figure 5.10.f). Ce point abordé dans la partie 2.3.1 mettrait en évidence des variations du volume apparent, et donc de la porosité du lit, sous l'effet des différents climats de houle. La morphologie des plages et les profils post-tempête semblent principalement influencés par les phases d'apex et de tombant de tempête (partie 5.2). L'effet de ces conditions de vagues (énergétiques ou modérées) sur le transport sédimentaire est abordé dans la partie suivante.

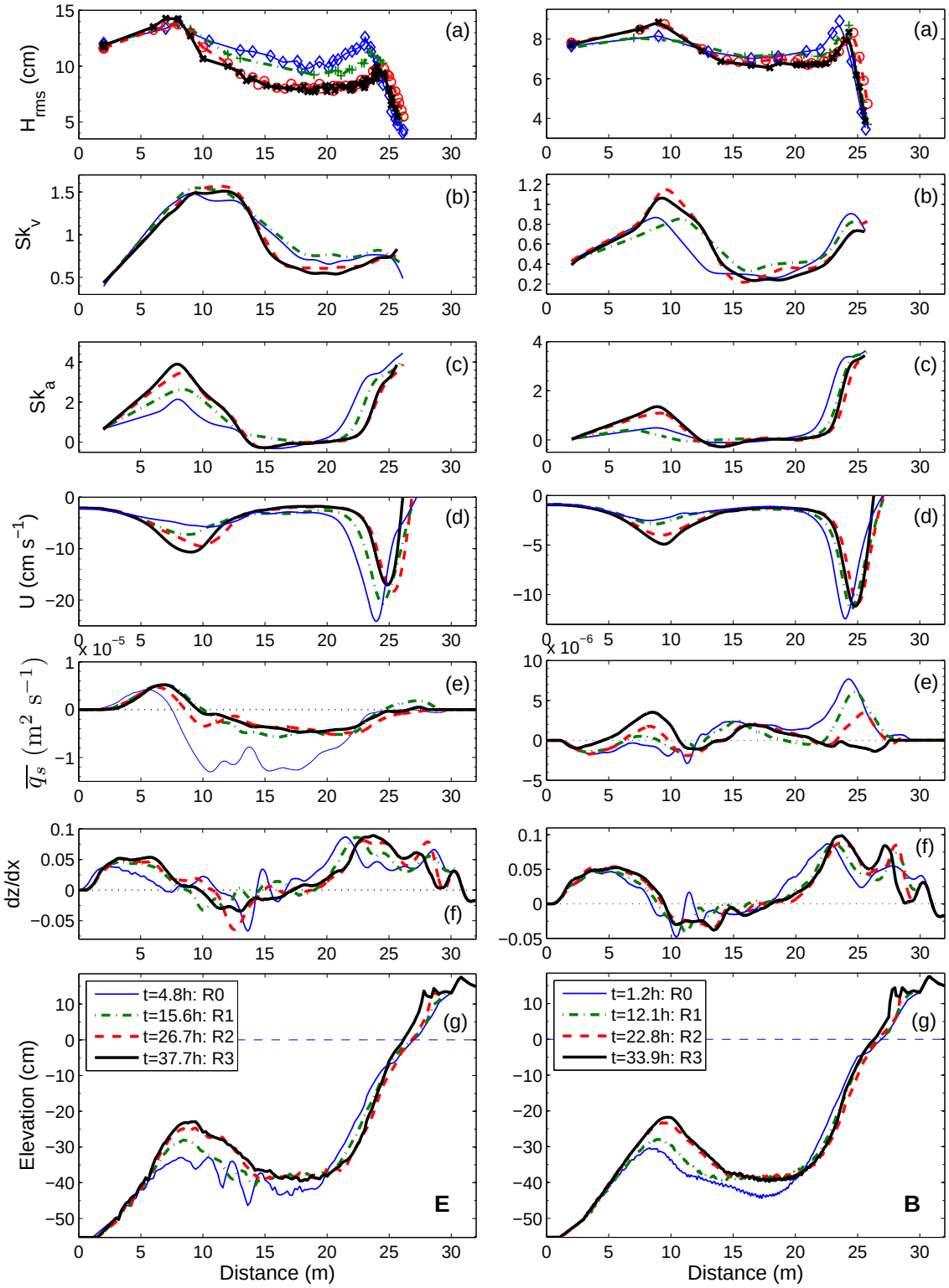

FIGURE 5.11 – De haut en bas : hauteur quadratique des vagues, asymétries de vitesse et d'accélération, courant de retour, transport sédimentaire, pente locale et profil de plage pour les quatre simulations. A gauche, conditions énergétiques de l'apex (E : H_s =16 cm, T_p =3 s, fond 724/748/774/798) ; et à droite, conditions modérées du tombant de tempête (B : H_s =10,7 cm, T_p =2 s, fond 734/758/784/808).

TABLE 5.4 – Bilan du transport sédimentaire moyen Q_s pour les quatre simulations. Le signe + (-) définit un transport vers la côte (le large).

Simulation	R0	R1	R2	R3
Q_s (10^{-6}m^2 s^{-1}) (climat E, apex)	-4,19	-0,97	-1,30	-0,85
Q_s (10^{-6}m^2 s^{-1}) (climat B, tombant)	+0,87	+0,52	+0,29	+0,35

5.3.3 Hydrodynamique des vagues et transport sédimentaire associé

Nous choisissons de caractériser l'hydrodynamique de l'apex de la tempête par le climat E, et le tombant par le climat B. La Figure 5.11 présente l'évolution des vagues (H_{rms}) le long de la plage pour les quatre simulations. Les asymétries de vitesse Sk_v et d'accélération Sk_a, le courant de retour U, le taux de transport sédimentaire moyen $\overline{q_s}$ et la pente locale sont également représentés. Nous définissons Q_s comme le transport sédimentaire moyenné le long de la plage :

$$Q_s = \frac{1}{l_p} \int_0^{l_p} \overline{q_s}(x) \mathrm{d}x \,, \tag{5.2}$$

avec l_p la longueur du profil de plage. Pour le climat E (H_s =16 cm, T_p =3 s) l'évolution du H_{rms} présente deux zones de déferlement (Figure 5.11.E.a). La première débute sur la barre (x =7-8 m) et la seconde sur le haut de plage (x =23-24 m), provoquant deux pics de courant de retour (Figure 5.11.E.d). L'élévation de la barre au cours des rechargements augmente le déferlement sur la barre et le réduit en haut de plage. En conséquence U suit la même évolution, il s'intensifie sur la barre dépassant 10 cm s^{-1} et diminue sur le haut de plage tout en restant fort (17 cm s^{-1}). Les non-linéarités des vagues présentent des tendances bien marquées, autant pour l'asymétrie de vitesse que d'accélération (Figures 5.11.E.b et c). Sk_v augmente dans la zone de levée est reste fort dans la zone de déferlement. Cependant, l'accroissement de la barre intensifie le déferlement des vagues, réduit la zone de déferlement et diminue Sk_v dans la fosse. Sk_a, caractéristique des vagues déferlées, atteint une valeur pic au large au niveau du point de déferlement. Quasiment nul dans la fosse, il redevient très fort sur le haut de plage lors du second déferlement.

Pour ces conditions énergétiques, le transport sédimentaire moyen Q_s est dirigé vers le large (Tableau 5.4). Cependant, il diminue au cours des rechargements successifs, en accord avec les observations précédentes (Figure 5.10) où l'échange sédimentaire

entre les parties supérieure et inférieure tendait à diminuer. L'évolution du transport sédimentaire est à comparer avec les changements observés sur Sk_v, Sk_a et U, de la même manière que l'analyse de la partie 4.3. Malgré l'accroissement de la barre, l'intensité de $\overline{q_s}$ (Figure 5.11.E.e.) augmente peu mais reste positif plus longtemps. Ce comportement est associé à une forte augmentation de Sk_a et U alors que Sk_v reste constant. Dans la fosse, les rechargements successifs réduisent le transport sédimentaire vers le large alors que seul le Sk_v semble évoluer en s'affaiblissant. Nous constatons également une nette diminution de l'intensité du courant de retour en haut de plage.

Dans le cas du climat de houle modéré (B : H_s =10,7 cm, T_p =2 s, Figure 5.11.B), les vagues déferlent peu au passage de la barre. La majorité du déferlement des vagues sur le haut de plage produit un pic principal de U près de 25 m ne dépassant pas 13 cm s^{-1}. Un faible courant de retour est cependant généré au large avec le grossissement de la barre. L'évolution des non-linéarités des vagues est très similaire à celle de l'apex, pour des valeurs plus faibles. Ici, Sk_v augmente avec l'accroissement de la barre, marqueur de l'influence du fond sur la déformation des vagues.

La dynamique sédimentaire du tombant est très différente de l'apex avec un transport sédimentaire moyen Q_s dirigé vers la côte (Tableau 5.4). Au cours des rechargements, le transport sédimentaire augmente au large simultanément à l'augmentation de Sk_v et Sk_a et U. Alors qu'il diminue en haut de plage où la pente devient plus forte (Figure 5.11.B.f). C'est en accord avec les volumes déposés pendant les phases de tombant de tempête (Figure 5.10). Afin de mieux comprendre les variations de pente de la plage et le transport sédimentaire associé, la granulométrie de la plage est analysée dans la partie suivante.

5.3.4 Analyse granulométrique

Cette analyse granulométrique est axée sur deux points : 1) la variation de la taille des sédiments le long des profils de plage et 2) l'évolution temporelle de ces variations au cours des rechargements. La Figure 5.12 synthétise les d_{50} mesurés sur les plages avant et après chaque simulation. La granulométrie de R0 est relativement homogène le long du profil initial (Figure 5.12.R0). En contrepartie, la tempête a clairement un effet de tri sur le sédiment. Les sédiments grossiers sont sur la barre et le haut de plage, alors que les plus fins sont retrouvés au niveau de la fosse et du pied de plage. Le premier rechargement à 18 m est composé de sédiments grossiers de 756 μm (Figure 5.12.R1). A nouveau, la tempête concentre les sédiments les plus grossiers sur le haut de plage. Il n'est pas possible de confirmer ici l'accumulation de ces sédiments sur la barre car un prélèvement est manquant à x =10 m. Même pour le dépôt de sédiments plus fins sur

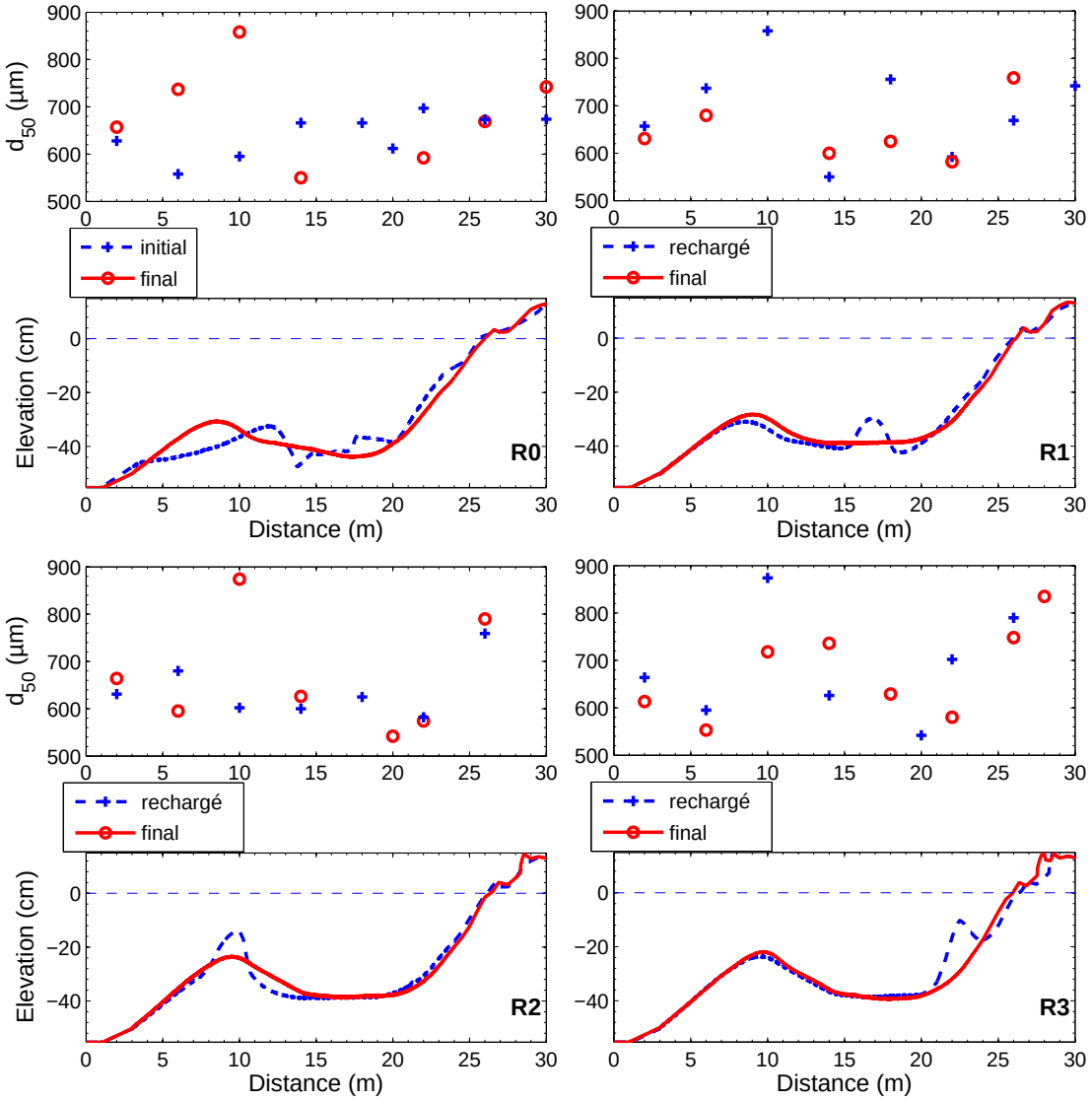

FIGURE 5.12 – Diamètre médian des grains le long des profils de plage initial et final pour les quatre simulations.

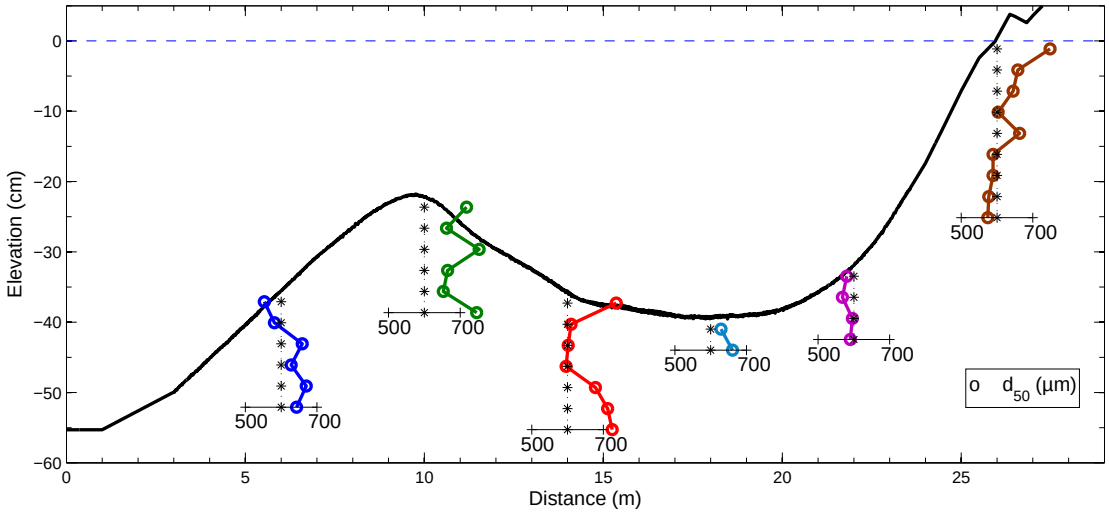

FIGURE 5.13 – Variations verticales du diamètre médian des grains le long du profil final de R3.

la barre (602 μm à 10 m, Figure 5.12.R2), la tempête accentue cette tendance et le d_{50} atteint presque 900 μm sur la barre. La tempête générée sur le troisième rechargement (702 μm, Figure 5.12.R3) accumule encore le sédiment grossier sur le haut de plage. La taille des grains mesurée sur la partie gauche de la fosse et sur la pente amont de la barre montre clairement une diffusion vers le large du dépôt sédimentaire à 22 m. Nous notons une variation granulométrique à 2 et 6 m qui peut être expliqué par un tri sur la verticale. De plus, la granulométrie du profil final de R3 est issue de prélèvements par carottages, les échantillons représentent une couche sédimentaire de 3 cm d'épaisseur. Une différence peut donc être observée avec les prélèvements de surface capturant les sédiments sur le premier centimètre.

Ces carottes sédimentaires et leurs diamètres de grains correspondant sont présentés Figure 5.13. Les variations granulométriques sur la verticale présentent différentes tendances en fonction de la position le long du profil. Des sédiments grossiers sont observés dans la barre, ce qui est en accord avec les prélèvements de surface. Cependant ils sont seulement présents en surface à 14 m, probablement la conséquence de la diffusion du dernier rechargement. A 26 m, la forte variation granulométrique des 10 premiers centimètres d'épaisseur serait une conséquence des tempêtes successives, accumulant le sédiment grossier.

5.3.5 Discussion

Au cours des rechargements successifs, les vagues destructrices de l'apex déferlent davantage sur la barre et moins sur le haut de plage. Ce comportement, expliqué par le grossissement de la barre, entraine une diminution du transport sédimentaire vers le large et réduit l'érosion du haut de plage. Cela est typique du *lee effect* où la barre joue un rôle de filtre dissipant les plus grosses vagues et favorisant le transport vers la côte lié aux vagues modérées [Van Duin et al., 2004 ; Grunnet et al., 2005]. Ruessink et al. [2007] mettent en avant l'importance des non-linéarités des vagues et du courant de retour sur la morphodynamique des plages.

Le concept du transport sédimentaire associé à la combinaison des non-linéarités (présenté dans la partie 4.3), s'applique relativement bien à ces cas de rechargement. Au passage de la barre, les asymétries de vitesse et d'accélération sont suffisamment élevées pour transporter le sédiment vers la côte malgré la présence du courant de retour. Nous rejoignons ainsi Ruessink et al. [2007] dans le sens où l'accroissement de la barre augmente Sk_a et favorise un transport positif. Mais aussi, le déferlement des vagues plus intense sur la barre réduit Sk_v dans la fosse, limite les effets de *phase-lag* et réduit le transport vers le large. Pour ces expériences, l'augmentation du courant de retour suite à l'intensification du déferlement ne prend pas le dessus sur l'effet des non-linéarités. Nous retrouvons sur le haut de plage l'interaction de Sk_a, U et la pente locale.

Il est difficile de comparer l'efficacité des différents rechargements entre eux car les profils initiaux ne sont pas identiques. Cependant, un comportement singulier est observé pour le rechargement en haut de plage R3. Le dépôt sédimentaire est transporté vers la côte et nourrit directement la partie supérieure de la plage. La berme est ensuite reconstruite plus au large que sa position initiale. Cela correspond au *feeder effect* caractérisé par une propagation de la barre vers la côte s'accolant à la berme [Walstra et al., 2008]. La totalité du sédiment déposé sur le haut de plage reste en place à la fin de la tempête, une autre partie située en aval est cependant transportée vers le large nourrissant la fosse et la barre.

Walstra et al. [2008] ont également mené des expériences en laboratoire pour tester la réponse morphologique des plages aux rechargements sableux d'avant-côte. Celles-ci ont été réalisées dans le « Sheldt flume » à Delft (Pays-Bas), suivant le rapport d'échelle (de 1/10 à 1/20) les volumes déposés représentent environ 400 m^3 m^{-1} en nature. De part les dimensions de la plage et les volumes rechargés, ces expériences sont comparables aux nôtres. En dehors de l'influence directe sur la dynamique des barres, Walstra et al. [2008] ont relevé que le raidissement du haut de plage peut être

une conséquence des rechargements. Nous observons effectivement dans nos expériences un léger raidissement de la pente qui pourrait s'expliquer par un tri granulométrique. La dissipation des vagues sur la barre et le haut de plage est liée à d'importantes zones de suspension. Les sédiments plus fins sont fortement mobilisés et dispersés dans les zones moins agitées en profondeur (pied de plage et fosse). Cela mènerait à concentrer les sédiments grossiers sur la barre et le haut de plage, raidissant les pentes. C'est en accord avec des observations faites sur des plages naturelles où Benedet et al. [2004] obtiennent des sédiments plus grossiers sur le haut de plage et Masselink et al. [2007] notent dans la zone intertidale une augmentation de la taille des grains pendant des conditions de vagues fortement énergétiques. Le raidissement du haut de plage pendant le tombant de tempête peut expliquer la diminution du transport sédimentaire vers la côte, comme l'effet de l'augmentation de la composante gravitaire.

Différentes tailles de sédiments rechargés ont été testées (d_{50} =602, 702, et 756 μm) mais des comportements similaires ont été obtenus. Pour observer une réelle différence, il faudrait expérimenter des rechargements ayant des granulométries plus espacées. Les prélèvements par carottage présentent une forte variation granulométrique dans la couche sédimentaire active. D'autres expériences avec de nombreuses carottes sédimentaires prélevées entre chaque climat de houle seraient nécessaires pour mieux comprendre la relation entre le processus de tri et la réponse morphologique de la plage.

5.4 Conclusions

La simulation d'une tempête sur une plage barrée a deux principaux effets morphologiques. Premièrement, l'apex de la tempête crée un transport sédimentaire vers le large, érodant fortement le haut de plage et formant une barre plus au large. Deuxièmement, le tombant de tempête reconstruit partiellement le haut de plage.

Des rechargements sédimentaires d'avant-côte ont été simulés sur une plage barrée. Nous analysons les effets d'un scénario de tempête pour chacun des trois dépôts sédimentaires (barre, fosse et haut de plage). Les rechargements sur la barre et dans la fosse nourrissent la barre et augmentent le déferlement des vagues au large. La barre agit comme un filtre et réduit l'érosion du haut de plage (*lee effect*). Différemment, le rechargement en haut de plage nourrit principalement le haut de plage et le reconstruit (*feeder effect*). L'analyse granulométrique des prélèvements de surface révèle une tendance très marquée, significative d'un tri sédimentaire le long du profil de plage. Les sédiments les plus grossiers sont présents sur la barre et le haut de plage, correspondant

aux zones de forte dissipation. Les carottes sédimentaires montrent des caractéristiques intéressantes qui indiqueraient un tri sédimentaire en profondeur.

Chapitre 6

Conclusions générales et perspectives

6.1 Synthèse générale

Ce travail de thèse a porté sur l'étude de la morphodynamique des profils transversaux des plages sableuses soumis à l'action des vagues, dans le cadre de modélisations physiques. Ces travaux réalisés au sein du LEGI ont été financés en partie par le Ministère de l'Environnement et la Communauté Européenne (projet LITEAU II et projet INTERREG IIIC, BEACHMED-e), l'INSU (projet LEFE-IDAO), la DGA (projet RELIEF-MODLIT) ainsi que le programme CONYCIT ECOS-Sud.

Les expériences ont été menées dans le canal à houle du LEGI de 36 m de long. Considérant un rapport d'échelle d'environ 1 :10 en longueur et 1 :3 en temps, ce modèle réduit permet de simuler une plage naturelle d'environ 300 m de long, allant de la zone de levée jusqu'au trait de côte. L'originalité consiste en l'utilisation d'un sédiment de faible densité permettant de satisfaire les lois de similitude et de conserver les nombres adimensionnels tels que le Shields et le Rouse. La bonne reproduction des différents régimes de transport sédimentaire (charriage, *sheet-flow*, suspension) permet d'obtenir des plages expérimentales en similitude avec des plages observées en nature. Des conditions de vagues irrégulières caractérisées par un spectre de JONSWAP ont été générées sur de longues durées (jusqu'à plus de cent heures).

Le concept de plage à l'équilibre morphologique pour un climat de houle donné a pu être testé. En général, les profils de plage sont caractérisés suivant la classification de Wright and Short [1984] basée sur le nombre de Dean Ω. Cette classification est ici raffinée dans le domaine intermédiaire ($1 \leq \Omega \leq 5$). Des profils en terrasse sont observés pour les cas à Ω =2,5. Pour $\Omega \approx 3,7$ les profils sont découpés en deux parties : au large une pente douce faiblement réflective et un haut de plage plus raide produisant plus de réflexion. Ces profils d'équilibre sont plus complexes que les profils concaves de Dean

($\propto x^{2/3}$). Ces observations permettraient de reconsidérer la forme des profils d'équilibre « cibles » utilisés par les modèles de morphodynamique et améliorer leurs prédictions.

Malgré des profils granulométriques initiaux variés, les climats de houle tendent à trier les sédiments grossiers en haut de plage et les plus fins en pied de plage. Les variations du diamètre médian des grains sur un même profil de plage peut modifier les vitesses de chutes d'environ 50%, de manière similaire aux plages naturelles. La distribution des sédiments tend à s'élargir en haut de plage.

La dissipation et les non-linéarités des vagues sont calculées à partir des séries temporelles d'élévation de la surface libre. Les tendances observées sont similaires pour des profils d'équilibre similaires, c'est-à-dire pour le même nombre de Dean. Les pics de dissipation coïncident avec les ruptures de pente du profil de plage. De plus, l'énergie de dissipation volumique semble uniforme seulement pour les plages ayant une zone de déferlement largement développée. De plus, assimiler une signature hydrodynamique à un nombre de Dean pourrait simplifier l'approche des études instationnaires.

La formation et la migration de barres sédimentaires d'avant-côte ont été mises en évidence au cours des expériences. Les résultats montrent que les barres peuvent être formées en différentes positions le long du profil de plage en fonction du profil initial et de l'hydrodynamique des vagues. Pour des climats de houle stationnaires, les barres vont généralement migrer vers la côte et s'accoler au haut de plage. Pour des climats de houle changeants, les barres peuvent s'arrêter d'évoluer et rester en place comme des barres fossiles. Une simulation de tempête sur une plage barrée a deux principaux effets. Premièrement, l'apex de la tempête crée un transport sédimentaire vers le large, érodant fortement le haut de plage et déplaçant la barre vers le large. Deuxièmement, le tombant de tempête reconstruit partiellement le haut de plage.

Le transport sédimentaire associé à l'évolution morphologique des plages est analysé en fonction de la hauteur des vagues, des non-linéarités, du courant de retour, de la pente locale et du nombre de Shields. Nous confirmons que le sédiment est généralement transporté vers le large pour des conditions de vagues énergétiques et des formations de barres au large, alors que des vagues modérées et des migrations de barres vers la côte transportent principalement le sédiment vers la côte. Le nombre de Dean des climats de houle générés semble également avoir un effet important sur le transport sédimentaire. L'interaction des non-linéarités des vagues (en vitesse et en accélération) conditionnerait la direction du transport sédimentaire de la zone de levée à la zone de déferlement pour les climats de houles testés dans nos expériences (H_s <1,6 m nature et $1 \leq \Omega \leq 4$). Si l'asymétrie de vitesse est suffisamment forte, le transport serait dirigé vers le large par un effet de *phase-lag* : une part du sédiment mobilisé par les crêtes de vague serait transporté par les creux avant de se redéposer. Mais la tendance peut

être inversée quand l'asymétrie d'accélération augmente, le transport deviendrait ainsi dirigé vers la côte.

Des rechargements sédimentaires d'avant-côte ont été simulés sur une plage barrée. Les effets d'un scénario de tempête ont été analysés pour trois dépôts sédimentaires (barre, fosse et haut de plage). Les rechargements sur la barre et dans la fosse nourrissent la barre et augmentent le déferlement des vagues au large. Le rechargement en haut de plage nourrit principalement le haut de plage et le reconstruit. Au cours des rechargements successifs le transport sédimentaire vers le large induit par les climats de houle énergétiques diminue. L'analyse granulométrique des prélèvements de surface révèle une tendance très marquée, significative d'un tri sédimentaire le long du profil de plage. Les sédiments les plus grossiers sont présents sur la barre et le haut de plage, correspondant aux zones de forte dissipation.

6.2 Perspectives

Les profils obtenus dans les expériences menées dans le canal du LEGI présentent de très fortes similarités avec les plages sableuses naturelles. Cela nous a permis de questionner et tester de nombreux concepts en morphodynamique côtière. Sachant que les modèles numériques de morphodynamique sont encore en phase d'amélioration et de calibration, la modélisation physique reste une alternative très intéressante pour répondre aux problématiques complexes de l'évolution des côtes. En se basant sur l'expertise développée par l'équipe Houle, il serait possible d'utiliser ce modèle physique pour étudier de nombreux processus physiques propres à la dynamique hydro-sédimentaire des plages sableuses.

Par exemple, les marées représentent un forçage hydrodynamique très influent sur la morphologie des plages macro-tidales, mais cela reste mal compris à cause de la complexité de la zone de jet de rive et le manque de suivi détaillé de l'évolution du fond. Alors que l'ensemble de nos expériences a été réalisé avec un niveau d'eau constant, nous pourrions envisager de le faire fluctuer pour simuler l'effet des marées et analyser la réponse morphologique d'une plage à haute résolution spatiale et temporelle.

L'élévation du niveau marin relatif pendant le prochain siècle préoccupe de nombreux pays, et particulièrement les Pays-Bas dont plus du quart du territoire est en-dessous du niveau de la mer. La modélisation de l'effet des surcotes marines sur la morphologie des plages serait tout à fait réalisable dans le canal à houle du LEGI.

L'étude granulométrique des plages naturelles est rendue très difficile par les moyens à mettre en œuvre pour prélever les échantillons sédimentaires, particulièrement en

zone sub-tidale. Pourtant la taille des grains a une influence directe sur le transport sédimentaire et les modèles de morphodynamique. La modélisation physique permet ici d'apporter des éléments de réponses sur la variation de la taille des grains le long d'une plage. En plus des variations granulométriques en surface, les carottes sédimentaires montrent des caractéristiques intéressantes et soulèvent des questions sur l'éventualité d'un tri sédimentaire en profondeur. Il serait intéressant de suivre de manière très détaillée (en espace et en temps) l'évolution de la taille des grains sous l'action des vagues dans toute la couche sédimentaire de la plage.

La caractérisation des ondes infra-gravitaires générées par le déferlement des vagues a été ébauchée en parallèle de ce travail de thèse (cf. Annexe A). L'analyse de ces ondes longues pour les différentes topographies de plage pourrait être poursuivie, en associant une approche de modélisation [Barthélemy et al., 2007], afin de chercher à comprendre leur rôle éventuel sur le transport sédimentaire. Leurs effets sur la morphodynamique transversale des plages restent vraisemblablement un ordre de grandeur inférieurs aux effets des non-linéarités décrits dans le présent mémoire [Roelvink, 1989 ; Ruessink et al., 2007].

Ce modèle physique permet également d'aborder les processus physiques à l'échelle de la vague, permettant l'analyse de la turbulence, du cisaillement dans la couche limite (thèse en cours de F-X. Chassagneux) ou encore de la mise en suspension des sédiments et la déstabilisation du sol sous l'effet des gradients de pression (thèse en cours de C. Berni).

La caractérisation des régimes de transport sédimentaire dépend essentiellement du nombre de Shields, indicateur de l'état de mobilisation du sédiment. Les régimes de transport associés à la forme du fond (ridé, lisse) peuvent ici être suivis avec précision afin d'affiner la compréhension des processus physiques tels que l'effet de *phase-lag*. Des expériences en « canal en U » peuvent aider à la compréhension des effets des non-linéarités sur le transport sédimentaire. Il faudrait pour cela tester l'influence du couplage de vagues asymétriques en vitesse et en accélération, ainsi que leurs seuils de transport.

Enfin, les expériences réalisées au cours de cette thèse représentent une base de données très riche pour tester et valider les modèles de morphodynamique sur des cas d'hydrodynamiques et de morphologies complexes (vagues irrégulières fortement non-linéaires, profils de plage variés). Ce travail a déjà été amorcé par Barthélemy et al. [2007] et Castelle et al. [in press] et gagne à être renforcé par la suite.

Bibliographie

T. Aagaard, K.P. Black, and B. Greenwood. Cross-shore suspended transport in the surf zone : a field-based parametrization. *Marine Geology*, 185 :283–302, 2002.

R.A. Bagnold. An approach to the sediment transport problem from general physics. *US Geological Survey Professional Paper*, 442-I(37 pp), 1966.

J.A. Bailard. An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach. *J. Geophys. Res.*, 86(C11) :10938–10954, 1981.

E. Barthélemy, R. Cienfuegos, and F. Grasso. Non-linear wave properties and infragravity wave motions simulated by a Boussinesq model. In *18ème Congrès Français de Mécanique*, Grenoble, France, 2007.

J.A. Battjes and J.P.F.M. Janssen. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In *16th. Int. Conf. Coastal Eng.*, pages 466–480, Hamburg, Germany, 1978.

R.A. Beach and R.W. Sternberg. Beach suspended-sediment transport in the surf zone : response to breaking waves. *Continental Shelf Res.*., 16(15) :1989–2003, 1996.

L. Benedet, C.W. Finkl, T. Campbell, and A. Klein. Predicting the effect of beach nourishment and cross-shore sediment variation on beach morphodynamic assessment. *Coastal Eng.*, 51 :839–861, 2004.

E. C. F Bird. *Coastline changes.* John Wiley and Sons, New York, 1985.

W.A. Birkemeier, H.C. Miller, S.D. Wilhem, A.E. Dewall, and C.S. Gorbics. A user's guide to the coastal engineering research center's (cerc's) field research facility. *Instruction report CERC-85-1., U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station*, 1985.

A.J. Bowen. *The coastline of Canada*, volume 80-10. Geological Survey of Canada, 1980.

A.J. Bowen, D.L. Inman, and V.P. Simmons. Simple models of nearshore sedimentation : Beach profiles and longshore bars. *Coastline Can.*, 80(10) :1–11, 1980.

P. Bruun. Sea-level rise as a cause of shore erosion. *J. Waterways and Harbours Division*, 88 :117–130, 1962.

T. Butt, P. Russell, J. Puleo, J. Miles, and G. Masselink. The influence of bore turbulence on sediment transport in the swash and inner surf zones. *Continental Shelf Res.*, 24 :757–771, 2004.

B. Castelle, P. Bonneton, H. Dupuis, and N. Sénéchal. Double bar beach dynamics on the high-energy meso-macrotidal French Aquitanian coast : a review. *Marine Geology*, 245 :141–159, 2007.

B. Castelle, F. Grasso, V. Marieu, P. Bonneton, and N. Bruneau. Développement d'un nouveau modèle d'évolution de profil de plage. *La Houille Blanche*, in press.

R. Certain. *Morphodynamique d'une côte sableuse microtidale à barres : le Golfe du Lion (Languedoc-Roussillon).* PhD Thesis, Université de Perpignan, France, 2004.

R. Certain and J.-P. Barusseau. Conceptual modelling of sand bars morphodynamics for a microtidal beach (Sète, France). *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 176(4) :343–354, 2005.

R. Certain, S. Meulé, V. Rey, and C. Pinazo. Swell transformation on a microtidal barred-beach (Sète, France). *Journal of Marine Systems*, 38 :19–34, 2005.

H. Chamley. *Environnements géologiques et activités humaines.* Vuibert, 2002.

R. Cienfuegos, E. Barthélemy, and P. Bonneton. Roller modelling in the context of undertow prediction. In *29th. Int. Conf. Coastal Eng.*, pages 318–330, Lisbon, Portugal, 2004.

R. Cienfuegos, E. Barthélemy, and P. Bonneton. A fourth order compact finite volume scheme for fully nonlinear and weakly dispersive Boussinesq-type equations. Part I : model development and analysis. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 51(11) :1217–1253, 2006.

R. Cienfuegos, E. Barthélemy, and P. Bonneton. A fourth order compact finite volume scheme for fully nonlinear and weakly dispersive Boussinesq-type equations. Part II : boundary conditions and validation. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 53(9) :1423–1455, 2007.

R. Cienfuegos, E. Barthélemy, and P. Bonneton. A wave-breaking model for boussinesq-type equations including roller effects in the mass conservation equation. *J. of Waterw., Port, Coastal, and Oc. Eng.*, accepted, 2009.

W. Dally and C.A. Brown. A modelling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents. *J. Geophys. Res.*, 100(C2) :24873–24883, 1995.

A.G. Davies, L.C. Van Rijn, J.S. Damgaard, J. Van de Graaff, and J.S. Ribberink. Intercomparison of research and practical sand transport models. *Coastal Eng.*, 46 : 1–23, 2002.

R.G. Dean. Equilibrium beach profiles : U.S. Atlantic and Gulf coasts. Ocean eng. report no. 12, Department of Civil Engineering, University of Delaware, 1977.

R.G. Dean. Equilibrium beach profiles : characteristics and applications. *J. Coastal Res.*, 7(1) :53–84, 1991.

R.G. Dean and R.A. Dalrymple. *Coastal processes with engineering applications.* Cambridge University Press, 2002.

R.G. Dette, M. Larson, J. Murphy, J. Newe, K. Peter, A. Reniers, and H. Steetzel. Application of prototype flume tests for beach nourishment assessment. *Coastal Eng.*, 47 :137–177, 2002.

M. Dibajnia and A. Watanabe. Transport rate under irregular sheet flow conditions. *Coastal Eng.*, 35 :167–183, 1998.

T. G. Drake and J. Calantoni. Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore. *J. Geophys. Res.*, 106(15) :19859–19868, 2001.

S. Elgar, E. L. Gallagher, and R. T. Guza. Nearshore sandbar migration. *J. Geophys. Res.*, 106 :11623–11628, 2001.

European Union. Living with coastal erosion in Europe : Sediment and space for sustainability. Service contract B4-3301/2001/329175/MARS/B3, Directorate General Environment European Comission, 2004. http ://www.eurosion.org.

D.L. Forbes, G.S. Parkes, G.K. Manson, and L.A. Ketch. Storms and shoreline retreat in the southern Gulf of St. Lawrence. *Marine Geology*, 210 :169–204, 2004.

E.L. Gallagher, S. Elgar, and R.T. Guza. Observation of sand bar evolution on a natural beach. *J. Geophys. Res.*, 193(C2) :3203–3215, 1998.

Y. Goda. *Random Seas and Design of Maritime Structures.* University of Tokyo Press., 1985.

F. Grasso, H. Michallet, and E. Barthélemy. Infragravity waves in modile-bed laboratory experiments. In *Coastal Sediment 07, ASCE*, pages 235–247, New Orleans, Louisianna, USA, 2007.

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

F. Grasso, H. Michallet, R. Certain, and E. Barthélemy. Experimental flume simulation of sandbar dynamics. *J. Coastal Res.*, SI56 :54–58, 2009b.

N.M. Grunnet and B.G. Ruessink. Morphodynamic response of nearshore bars to a shoreface nourishment. *Coastal Eng.*, 52(2) :119–137, 2005.

N.M. Grunnet, B.G. Ruessink, and D.J.R. Walstra. The influence of tides, wind and waves on the redistribution of nourished sediment at Terschelling, The Netherlands. *Coastal Eng.*, 52 :617–631, 2005.

G. Guannel, H.T. Ozkan-Haller, M.C. Haller, and J.T. Kirby. Influence of velocity moments on sand bar movement during crosstex. In *Coastal Sediment 07, ASCE*, New Orleans, Louisianna, USA, 2007.

K. Guizien, M. Dohmen-Janssen, and G. Vittori. 1DV bottom boundary layer modeling under combined wave and current : Turbulent separation and phase lag effects. *J. Geophys. Res.*, 108(C1) :16.1–16.15, 2003.

L. Hamm, M. Capobianco, H.H. Dette, A. Lechuga, R. Spanhoff, and M.J.F. Stive. A summary of european experience with shore nourishment. *Coastal Eng.*, 47 :237–264, 2002.

S.M. Henderson, J.S. Allen, and P.A. Newberger. Nearshore sandbar migration predicted by an eddy-diffusive boundary layer model. *J. Geophys. Res.*, 109(C06024), 2004.

A.C. Hine. Mechanisms of berm development and resulting beach growth along a barrier spit complex. *Sedimentology,*, 26 :333–351, 1979.

F. Hoefel and S. Elgar. Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science*, 299 :1885, 2003.

R.A. Holman and A.H. Sallenger. Sand bar generation : A discussion of the Duck experiment series. *J. Coastal Res.*, SI15 :76–95, 1993.

C. Hoyng. *Erosive and accretive coastal response.* M.sc. Thesis, DL Delft Hydraulics, 2008.

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

T.-J. Hsu, S. Elgar, and R.T. Guza. Wave-induced sediment transport and onshore sandbar migration. *Coastal Eng.*, 53 :817–824, 2006.

S.A. Hughes. *Physical models and laboratory techniques in coastal engineering. Advanced Series on Ocean Engineering (Vol. 7).* World Scientific, 2nd edition, 1995.

M. Kamalinezhad. *Plages en équilibre morphologique et hydrodynamique associée.* PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 2004.

C.A.M. King. *Beaches and coasts.* Edward Arnold, London, 1972.

M. Larson and N.C. Kraus. Temporal and spatial scales of beach profile change, Duck, North Carolina. *Marine Geology*, 117 :75–94, 1994.

T.C. Lippmann, R.A. Holman, and K.K. Hathaway. Episodic, nonstationnary behaviour of double bar system at Duck, N.C., U.S.A., 1986-1991. *J. Coastal Res.*, SI15 : 49–75, 1993.

M.S. Longuet-Higgins and R.W. Stewart. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beats". *J. Fluid Mech.*, 13 :481–504, 1962.

G. Masselink and M.G. Hughes. *An introduction of Coastal Processes and Geomorphology.* Oxford University Press, 1993.

G. Masselink, N. Auger, P. Russell, and T. O'Hare. Short-term morphological change and sediment dynamics in the intertidal zone of a macrotidal beach. *Sedimentology*, 54 :39–53, 2007.

H. Michallet, F. Grasso, and E. Barthélemy. Long waves and beach evolution profiles. *J. Coastal Res.*, SI50 :221–225, 2007.

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

J.K. Miller and R.G. Dean. A simple new shoreline change model. *Coastal Eng.*, 51 : 531–556, 2004.

G.P. Mocke. Structure and modeling of surf zone turbulence due to wave breaking. *J. Geophys. Res.*, 106(C8) :17039–17057, 2001.

M. Mory, H. Michallet, D. Bonjean, I. Piedra-Cueva, J-M. Barnoud, P. Foray, S. Abadie, and P. Breul. A field study of momentary liquefaction caused by waves around a coastal structure. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, 133(1) :28–38, 2007.

P. Nielsen. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. In P.L.-F. Liu, editor, *Advanced Series in Ocean Engineering*, volume 4. World Scientific, 1992.

P. Nielsen. Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming. *Coastal Eng.*, 53(9) :749–458, 2006.

P. Nielsen and D.P. Callaghan. Shear stress and sediment transport calculations for sheet flow under waves. *Coastal Eng.*, 47 :347–234, 2003.

E. Ojeda and J. Guillén. Monitoring beach nourishment based on detailed observations with video measurements. *J of Coastal Res.*, SI48 :100–106, 2004.

E. Ojeda, B.G. Ruessink, and J. Guillén. Morphodynamic response of a two-barred beach to a shoreface nourishment. *Coastal Eng.*, 55 :1185–1196, 2008.

R. Ostrowski, Z. Pruszak, and R.B. Zeidler. Multi-scale nearshore and beach changes. In *22nd. Int. Conf. Coastal Eng.*, pages 2101–2116, Delft, the Netherlands, 1990.

L. Pape, N.G. Plant, and B.G. Ruessink. On cross-shore sandbar behavior and equilibrium states. *J. Geophys. Res.*, submitted.

R. Paskoff. La crise des plages : pénurie de sédiment. *MappeMonde*, 52 :11–15, 1998a.

R. Paskoff. Conséquences possibles sur les milieux littoraux de l'élévation du niveau de la mer prévue pour les prochaines décennies. *Annales de Géographie*, 107(600) : 233–248, 1998b.

T.D. Price and B.G. Ruessink. Morphodynamic zone variability on a microtidal barred beach. *Marine Geology*, 251 :98–109, 2008.

S. Quartel, A. Kroon, and B.G. Ruessink. Seasonal accretion and erosion patterns of a microtidal sandy beach. *Marine Geology*, 250(1-2) :19–33, 2008.

J.S. Ribberink, C.M. Dohmen-Janssen, D.M. Hanes, S.R. McLean, and C. Vincent. Near-bed sand transport mechanisms under waves, a large-scale flume experiment (Sistex99). In *21th. Int. Conf. Coastal Eng.*, pages 3263–3276, Sydney, Australia, 2000.

J.A. Roelvink. *Surf beat and its effect on cross-shore profiles.* PhD Thesis, Delft University of Technology, 1989.

J.A. Roelvink and M.J.F. Stive. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach. *J. Geophys. Res.*, 94(C4) :4785–4800, 1989.

B.G. Ruessink, D.J.R. Walstraa, and H.N. Southgate. Calibration and verification of a parametric wave model on barred beaches. *Coastal Engineering*, 48 :139–149, 2003a.

B.G. Ruessink, K.M. Wijnberg, R.A. Holman, Y. Kuriyama, and I.M.J. van Enckevort. Intersite comparison of interannual nearshore bar behavior. *J. Geophys. Res.*, 108 (C8) :3249, 2003b.

B.G. Ruessink, Y. Kuriyama, A.J.H.M. Reniers, J.A. Roelvink, and D.J.R. Walstra. Modeling cross-shore sandbar behavior on the timescale of weeks. *J. Geophys. Res.*, 112(F03010), 2007.

B.G. Ruessink, T.J.J. van den Berg, and L.C. van Rijn. Modeling sediment transport beneath skewed-asymmetric waves above a plane bed. *J. Geophys. Res.*, doi :10.1029/2009JC005416, in press.

A.H. Sallenger, R.A. Holmann, and W.A. Birkemeier. Storm induced response of a nearshore bar system. *Marine Geology*, 64 :237–257, 1985.

J.S. Schoones and A.K. Theron. Evaluation of 10 cross-shore sediment transport/morphological models. *Coastal Eng.*, 25 :1–41, 1995.

A.D. Short. *Handbook of beach and shoreface morphodynamics.* Wiley, USA, 1st edition, 1999.

P. Silva, A. Temperville, and Seabra Santos F. Sand transport under combined current and wave conditions : A semi-unsteady, practical model. *Coastal Eng.*, 53 :897–913, 2006.

P. Silva, T. Abreu, P. Freire, G. Kikkert, H. Michallet, T. O'Donoghue, S. Plecha, J.S. Ribberink, B.G. Ruessink, F. Sancho, K. Steenhauer, A. Temperville, D.A. Van Der A, and J.J. Van Der Werf. Sand transport induced by acceleration-skewed waves and

currents - the transkew project. In *Physics of Estuaries and Coastal Seas*, Liverpool, U.K, 2008.

C.J. Sonu and W.R. James. A markov model for beach profile changes. *J. Geophys. Res.*, 78 :1462–1471, 1973.

R. L. Soulsby. *Dynamics of marine sands.* Thomas Telford, London, 1997.

T. Sunamura and I. Takeda. Landward migration of inner bars. *Marine Geology*, 60 : 63–78, 1984.

G. Symonds, D. A. Huntley, and A. J. Bowen. Two-dimensional surf beat long wave generation by a time-varying breakpoint. *J. Geophys. Res.*, 87 :492–499, 1982.

E.B. Thornton and R.T. Guza. Transformation of wave height distribution. *J. Geophys. Res.*, 88(C10) :5925–5938, 1983.

E.B. Thornton, R.A. Dalrymple, T. Drake, E. Gallagher, R.T. Guza, A. Hay, R.A. Holman, J. Kaihatu, T.C. Lippmann, and T. Ozkan-Haller. State of nearshore processes research : II. Technical report NPS-OC-00-001, Naval Postgraduate School, Monterey, 2000.

J. Trowbridge and D. Young. Sand transport by unbroken water waves under sheet flow conditions. *J. Geophys. Res.*, 94(10) :10971–10991, 1989.

M.J.P. Van Duin, N.R. Wiersma, D.J.R. Walstra, L.C. Van Rijnand, and M.J.F. Stive. Nourishing the shoreface : observations and hindcasting of the Egmond case, The Netherlands. *Coastal Eng.*, 51(8-9) :813–837, 2004.

L.C. Van Rijn. *Principles of coastal morphology.* Aqua Productions, 1998.

D.J.R. Walstra, C. Brière, A.B. Cohen, A.P. Van Dongeren, I.J.P. Elshoff, C. Hoyng, M. Van Ormondt, S. Quartel, B. De Sonneville, P.K. Tonnon, and L. Uunk. *Monitoring and modelling of a shoreface nourishment.* Research Report, Overeenkomst RKZ-1821A, WL Delft Hydraulics, 2008.

T. Wang and N.C. Kraus. Beach profile equilibrium and patterns of wave decay and energy dissipation across the surf zone elucidated in a large-scale laboratory experiment. *J. Coastal Res.*, 21(3) :522–534, 2005.

A. Watanabe and S. Sato. A sheet-flow transport rate formula for asymmetric, forward-leaning waves and currents. In *29th Int. Conf. Coastal. Eng.*, pages 1703–1714, Lisbon, Portugal, 2004.

K.M. Wijnberg,. *Morphologic behavior of a barred coast over a period of decades.* PhD Thesis, University of Utrecht, the Netherlands, 1995.

L.D. Wright and A.D. Short. Morphodynamic variability of surf zones and beaches : a synthesis. *Marine Geology*, 56 :93–118, 1984.

Annexes

Annexe A

Ondes infra-gravitaires dans un canal à fond mobile

 © 2007 ASCE

INFRAGRAVITY WAVES IN MOBILE-BED LABORATORY EXPERIMENTS

Florent Grasso, Hervé Michallet, Eric Barthélemy

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (CNRS – UJF – INPG), BP53, 38041 Grenoble Cedex 9, France.
florent.grasso@hmg.inpg.fr.
herve.michallet@hmg.inpg.fr.
eric.barthelemy@hmg.inpg.fr.

Abstract: Experiments were carried out in a flume 36 m long and 55 cm wide equipped with a piston wave generator. The sloping bottom consists of a loose material of low density (1.19 kg L^{-1}) with a median diameter d_{50}=0.6 mm in order that Shields and Rouse numbers are of the same magnitude as those of natural environments. Irregular waves are generated according to a JONSWAP spectrum. The waves are measured along the flume and bottom profiles are recorded in between repeated wave sequences. The infragravity modes amplitudes along the flumeare obtained for different wave climates. The correlation between the incident short wave envelope and the infragravity waves clearly indicates that the latter is the consequence of both a break point and a bound long wave release mechanisms.

INTRODUCTION

Field measurements indicate that waves in the infragravity range play a role on beach morphology. The generation of such long period waves can be explained by two different mechanisms. On one hand the breaking is thought to release bound long waves due to wave grouping (Longuet-Higgins & Stewart, 1962). On the other hand wave grouping produces a break point and set-up oscillation that acts as a piston at the wave group period (Symonds *et al.*, 1982). In both cases these incident long period waves reflect on the beach face, interfere with the incident waves to produce long period standing waves known as surf-beats.

Recently, Wang *et al.* (2002) performed velocity and concentration measurements over a beach that was shaped by breaking irregular waves in laboratory flume. A similar topography was obtained in a wave flume and allowed turbulent measurements in the surf zone suspension by Hurther *et al*. (2007). They also observed sediment suspension concentrations fluctuations at the frequency of a free standing wave. Such laboratory

 © 2007 ASCE

experiments in wave tanks with beaches made of loose material are rare (Dette *et al.*, 2002). Most experimental studies were performed with a rigid bottom topography. Janssen *et al*. (2003) evaluated the long waves generation for a mild slope topography (1:70) molded in sand with a smooth concrete surface. They concluded that the mechanism of bound wave release is dominant. Baldock and Huntley (2002) and Baldock *et al*. (2004) observed breaking forced waves for a steeper uniform slope (1:10) and a barred beach profile. Moreover, the maximum long wave radiation occurs when the mean breakpoint closely coincides with a nodal point of the free standing long wave. The aim of the present paper is to investigate the characteristics of such surf-beats in small-scale mobile bed experiments. We will evaluate their relation to the bottom profile under controlled conditions. More specifically we will compare surf-beat characteristics for a beach at equilibrium and a barred beach in evolution.

EXPERIMENTAL SET-UP

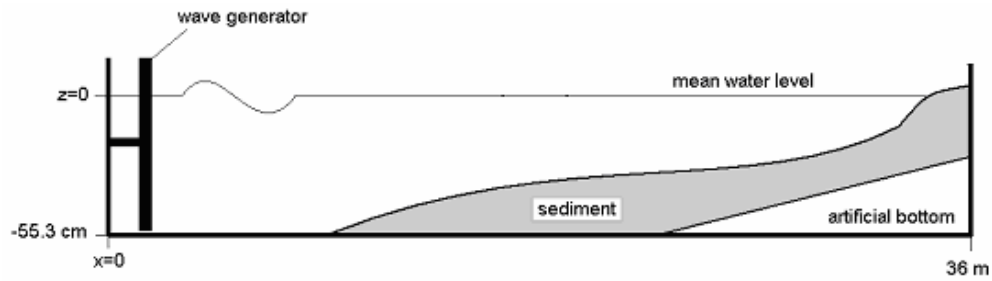

Figure 1. Experimental mobile-bed wave flume.

Our experiments were carried out in a flume 36 m long and 55 cm wide equipped with a piston wave generator (Figure 1). The still water depth is 55.3 cm. The mean overall slope is approximately 1:40. The sloping bottom consists of a loose material of low density (1.19 g cm^{-3}) with a median diameter d_{50}=0.6 mm. In the experiments, the Froude number, the Shields number in the shoaling part and the Rouse number in the breaking zone (ratio of turbulent agitation to the settling velocity of the sediment) are of the same magnitude as those of natural environments. Time and length scales are roughly 1/3 and 1/10. Irregular waves are generated according to a JONSWAP spectrum (peak enhancement factor γ=3.3). For each simulation, we check that these waves conform to the expected spectrum and that they follow a Rayleigh distribution at 2 m downstream of the wave maker. Twelve wave gages mounted on trolleys measure instantaneous water elevations. Records are at least 30 mn long in order to achieve statistical convergence. Bottom profiles are recorded in between wave series.

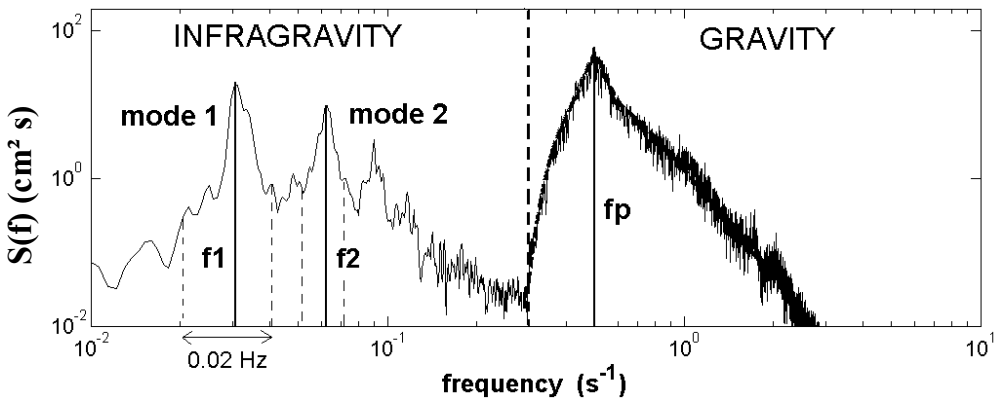

Figure 2. Surface elevation energy spectrum at x=2 m in the flume on the equilibrium beach plotted in Figure 3d (–). Wave parameters: H_{rms0}=7.5 cm, f_p=0.5 Hz, h_0=55.3 cm. First infragravity frequency peak f_1=0.03 Hz.

Spectral estimates *S(f)* were obtained from Fourier transforms of five 50% overlapping data segments, each comprising 32768 points sampled at 50 Hz. A wave spectrum measured at x = 2 m is plotted in Figure 2. Frequencies above $3/5\times f_p$, correspond to the generated JONSWAP spectrum and fall in the "gravity" domain. The generation of low frequency waves – resulting of gravity waves breaking – is clearly visible in the spectral power density below $3/5\times f_p$ (this is the "infragravity" domain). A closer inspection of the low frequency range shows a broad peak at a frequency f_1 around 0.03 Hz. The first harmonic (f_2) of this peak is also clearly visible. The amplitude of the long wave motion associated with both frequencies is evaluated by estimating the energy contained in finite frequency bands of 0.02 Hz centred on peak frequencies. We choose a 0.02 Hz band cutting in order to include the main energy part of the considered peaks.

LONG WAVES STRUCTURE

Comparison for equilibrium profile, transient profile and theory

A wave climate characterized by its peak frequency (f_p=0.5 Hz) and the root mean square wave height at 2 m downstream the wave maker (H_{rms0}=7.1 cm) was run for several tens of hours. Evolutions of H_{rms} and infragravity modes amplitudes (H_{ig}) along the flume are plotted in Figure 3 for two different bottom profiles. These (plotted in Figure 3d) correspond to two different stages. One is a transient stage characterized by a bar that travels onshore at about 1 m/h. This profile shows interesting similarity with the rigid bottom profile in the experiments of Baldock *et al.* (2004). The other profile is at equilibrium in the sense that it changes very little (at plotting precision) over several hours. Note that the barred profile data is more scattered than the equilibrium profile data. The bottom changes between two sets of measurements are not entirely negligible in this case.

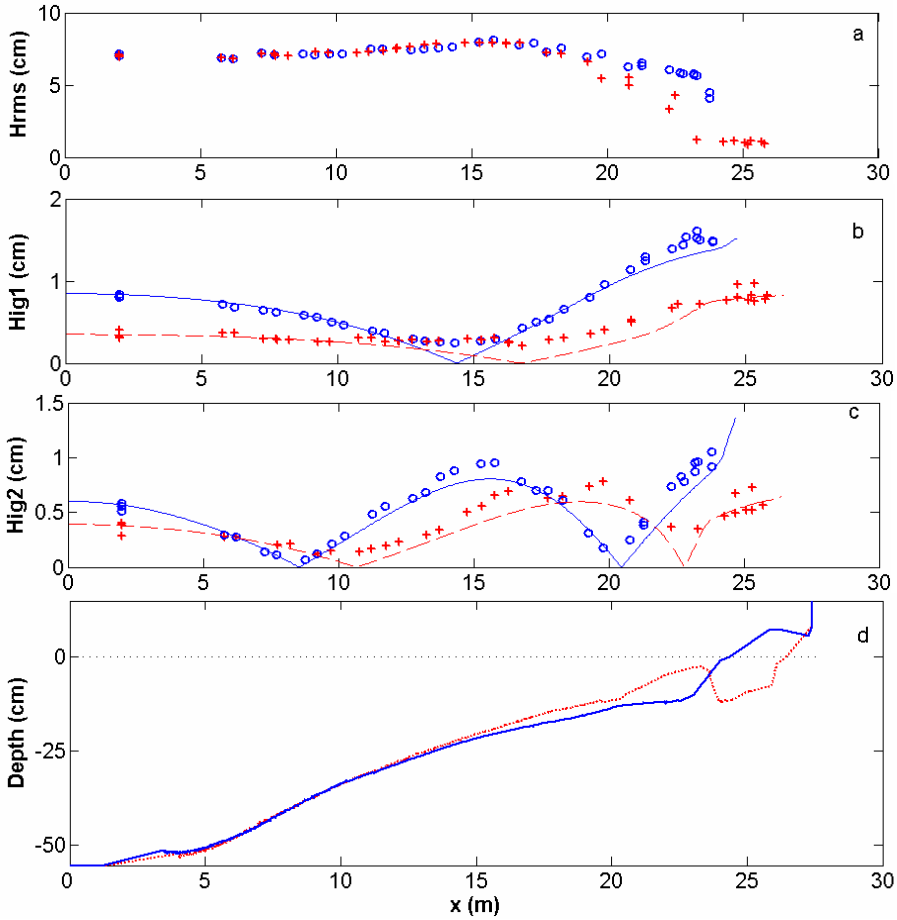

Figure 3. Wave and bottom characteristics along the flume axis for equilibrium profile (o) and transient profile (+): a) root mean square wave height, b) First mode infragravity wave amplitude, c) Second mode infragravity wave amplitude and d) equilibrium bottom profile (–) and transient bottom profile (--).

The infragravity wave energy is plotted in terms of significant amplitude in Figure 3b-c. The first mode amplitude (H_{ig1}) is maximum at the berm, minimum close to x=15 m and large again close to the wave maker. This indicates that a low frequency standing wave with a node somewhere around x=15 m is generated in the flume. Despite the fact that the equilibrium profile is far from being a plane beach, the Wilson formula for a uninodal seiche in a rectangular flume with a plane beach reported by Dean and Dalrymple (1984, p.149) gives a very good estimate of f_1 (*i.e.* 0.03 Hz). In addition, the data are compared with an analytical solution for small amplitude free standing long wave of the linearized Saint-Venant equations (plotted in Figure 3b-c as a solid line for equilibrium profile and a dashed line for the transient profile). The solution yields the modes frequencies, the nodal structure and normalized amplitudes. The overall agreement of the nodal structure is good and the peak frequencies are remarkably well

 © 2007 ASCE

predicted (*i.e.* f_1=0.031 Hz and f_2=0.063 Hz for the equilibrium profile and f_1=0.024 Hz and f_2=0.047 Hz for the transient profile).

We note on Figure 3b-c that the infragravity significant amplitudes are clearly more important for the equilibrium bottom profile. This difference may be firstly explained by the steep bar of the transient bottom profile, causing a partial waves reflection and decreasing the resonance phenomenon along the flume. . Besides, we note an important decrease of H_{rms} in Figure 3a for the transient profile (+), it corresponds to a large dissipation. Nevertheless this energy is not transferred in the infragravity domain. Figure 4 shows the mean set-up measured for the equilibrium and transient profiles. The waves breaking localised on the bar seems to enhance the time-varying breakpoint mechanism and reinforce the set-up. The energy contained in the set-up could be dissipated through an enhanced undertow current. We emphasize that those observations are only possible in our special configuration of mobile-bed experiments.

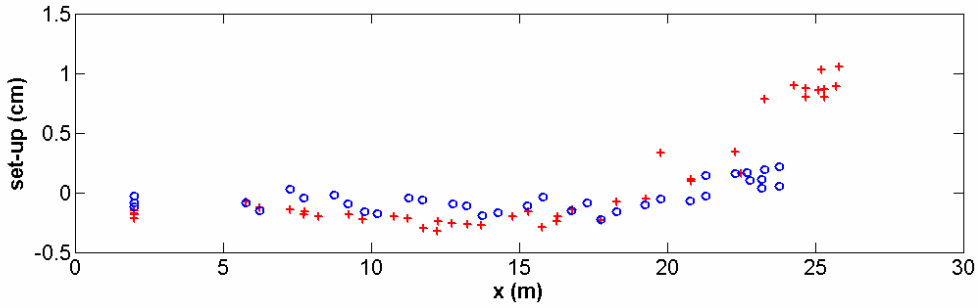

Figure 4. Mean water level along the flume axis for equilibrium profile (o) and transient profile (+) plotted in Figure 3d.

Our results in the barred case exhibit the same features, in terms of long waves amplitudes and node positions, as the results of Baldock *et al*. (2004). Their experiments were performed on a rigid bottom with a barred shape. The generated waves are similar (H_{rms0}=5 cm; 7.5 cm and 10 cm, for f_p=0.6 Hz) to our case, but the mean slope (1:10) is steeper than our transient profile mean slope (1:35). By changing the incoming wave amplitude, they might conclude that a maximum long wave radiation occurs when the mean breakpoint closely coincides with the nodal point of the long wave. In our experiments, the long waves are more energetic on the equilibrium bottom profile for which the breaking point and first mode node position are a few meters apart.

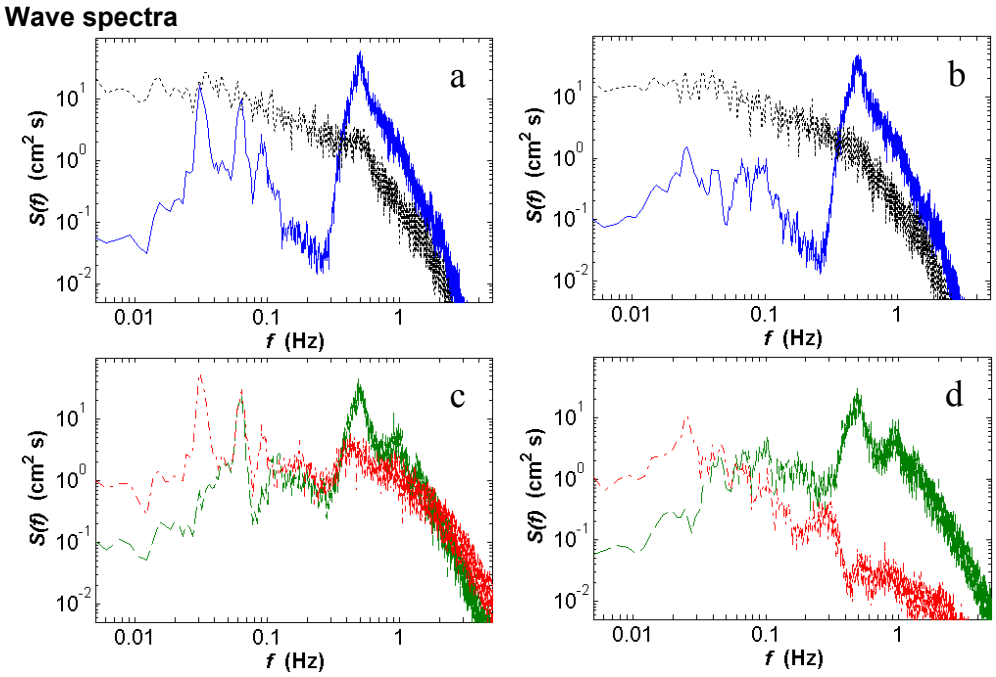

Figure 5. Total wave energy spectra at x = 2 m (—), x = 15.3 m (−−), x = 23.3 m (- . -) and spectrum of the short wave envelope at x = 2 m (.....); for an equilibrium bottom profile (a,c); for a transient bottom profile (b,d).

Surface elevation energy spectra for the two different topographies are plotted in Figure 5.They are presented for three positions along the flume that correspond to the deep region, the breaking region and close to shoreline. The location of the breaking region (maximum of H_{rms} in Figure 3a) is close to the node of the first mode (Figure 3b) and the anti-node of the second mode (Figure 3c). The spectra confirm that the energy in the infragravity domain is a lot larger and the peaks more clearly defined in the case of the equilibrium profile. In the case of the transient profile, we may note that the energy in the gravity domain is very low close to shoreline. Indeed, the short waves have dissipated almost all their energy passing the bar, as indicated by the estimate of H_{rms} for x>23 m in Figure 3a.

In addition, the spectrum of the short wave envelope, obtained via a Hilbert transform of the measured surface elevation data, is plotted in dotted line in Figure 5a,b. This does not account for real energy in surface elevation but as energy possibly contained in the wave packets that could be released in the breaking region. It is important to emphasize that there is no dominant frequency in the wave grouping. This confirms that the frequency peaks of the infragravity waves depend on the beach profile only.

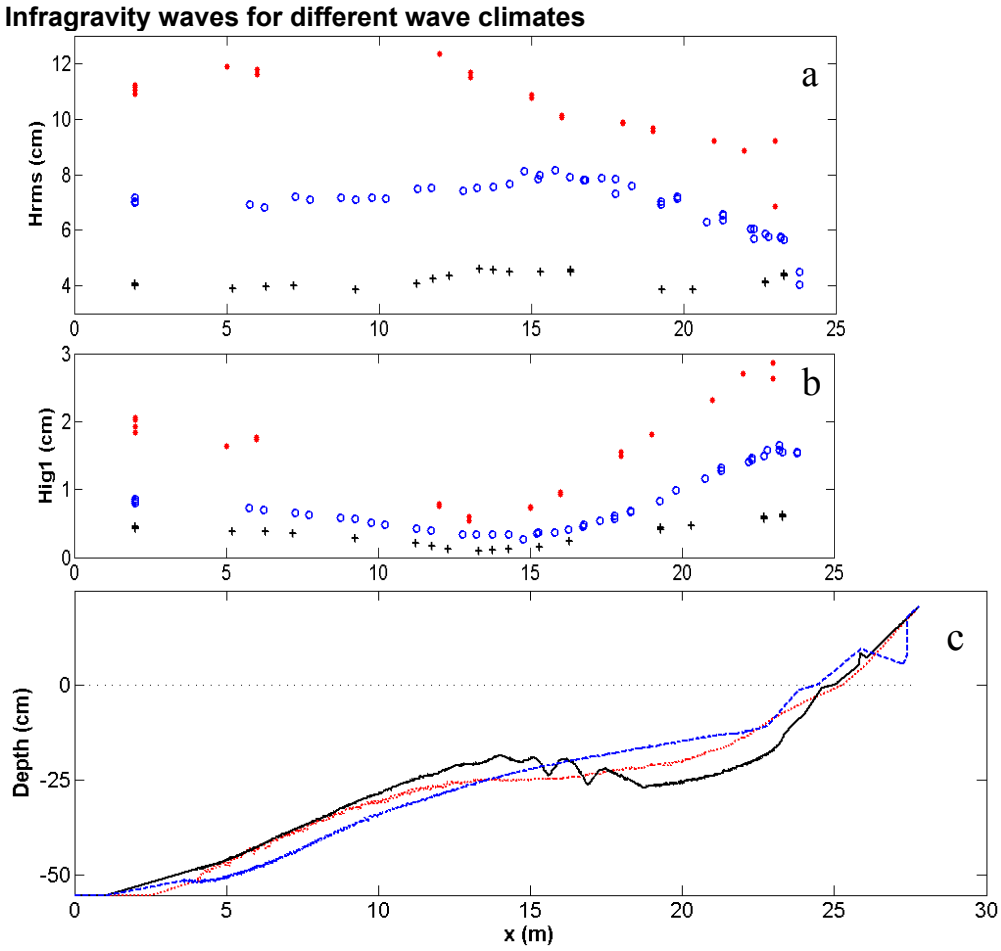

Figure 6. a) Root mean square wave height, b) First mode infragravity wave amplitude and c) bottom profile, for different wave climate: (• ; **...**) H_{rms}=11.1 cm, f_p=0.33 Hz; (**o** ; **--**) H_{rms}=7.1 cm, f_p=0.5 Hz and (**+** ; **—**) H_{rms}=4 cm, f_p=0.5 Hz.

Different wave climates were generated (varying H_{rms} and peak frequency f_p), that reproduce storms, mild summer climates and very gentle climates. The Figure 6 synthesises the H_{rms} and H_{ig1} data for these three different climates. We note that incident short waves have a direct influence on the long waves amplitude. H_{ig1} is clearly more important for the storm type of climate (•). The maximum of the H_{rms} corresponds to the beginning of the wave breaking location and its decrease is linked to the wave energy dissipation. We observe in Figure 6 a clear distinction between break point positions of the different climates: 12 m for H_{rms}=11.1 cm (**.**); 16 m for H_{rms}=7.1 cm (o) and 24 m for H_{rms}=4 cm (+). In contrast, the first mode infragravity node position is almost the same in the three cases (13-14 m). Note that the bottom profiles corresponding to the three wave climates are similar in term of length (from the wave-maker to the shoreline) (Figure 6c). We can conclude that the long wave structure mainly depends on the beach morphology rather on the generated wave characteristics.

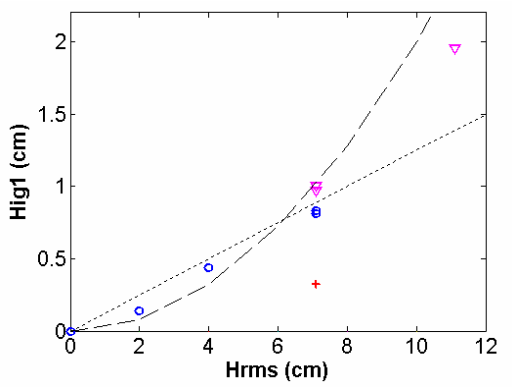

Figure 7. First mode infragravity wave amplitude versus root mean square wave height for different wave climates. (o) equilibrium bottom profile; (∇) quasi-equilibrium bottom profile; (+) transient bottom profile. Linear approximation (…) and quadratic approximation (--).

The first mode infragravity wave amplitudes for different wave climates are plotted on Figure 7 and classified in three categories that depend on the corresponding bottom profile evolution speed. This is estimated by the vertical evolution of the bottom profile (*z(x)*), averaged along the flume, during a time lap ($\Delta t = t_{i+1} - t_i$):

$$V = \frac{\int_{i=1}^{L_{flume}} |z_{i+1} - z_i| dx}{L_{flume} \times \Delta t}. \quad (1)$$

We define that an evolution speed *V* less than 1.5 mm/h corresponds to an "equilibrium" bottom profile (o); *V* between 1.5 mm/h and 4 mm/ h is related to a "quasi-equilibrium" (∇) and a "transient" bottom profile is for an evolution speed *V* larger than 4 mm/h (+). We note again that for a same wave climate (H_{rms}=7.1 cm) the value of H_{ig1} is twice smaller for a transient bottom profile (the cross in Figure 8) compared to equilibrium conditions. The dependency of H_{ig1} to H_{rms} should characterize the long wave generation mechanism. A quadratic relation would correspond to the bound waves release, whereas a linear relation would characterize the break point oscillation mechanism (Baldock & Huntley, 2002). According to the experiments performed by Baldock *et al.* (2004) on a barred rigid bottom (slope 1:10), long waves are shown to be linearly dependent on the incident short wave amplitude both offshore and shoreward of the breakpoint at all frequencies. In our case, the number of different wave climates simulated is too weak to determine a clear tendency in Figure 7

LONG WAVE MOTION CORRELATION WITH THE SHORT WAVE ENVELOPE

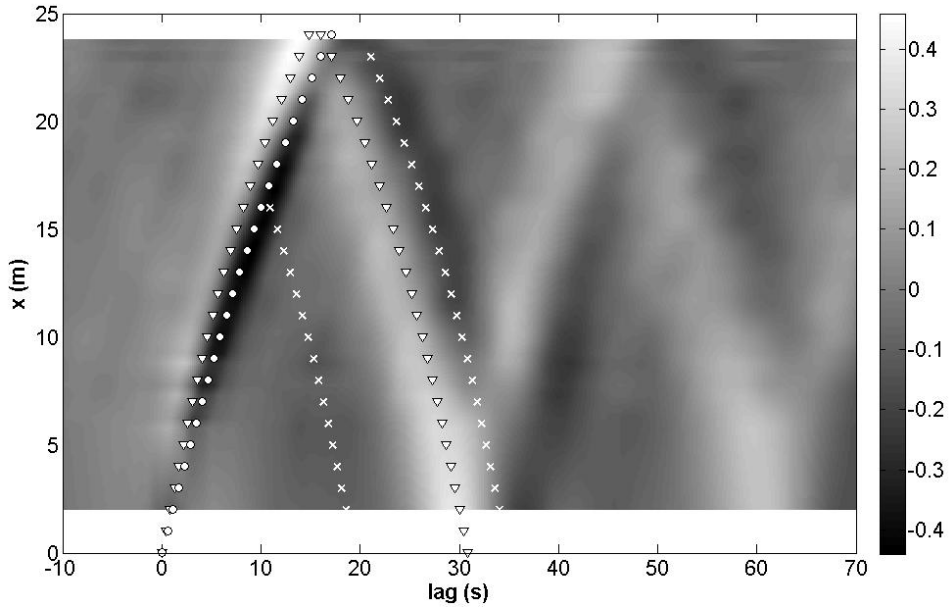

Figure 8. Cross-correlation between the infragravity waves and the short wave envelope at x=2 m, equilibrium bottom profile. Group celerity (for f_p=0.5 Hz): (o); phase celerity (= $\sqrt{gh}$) for positive correlation (∇) and negative correlation (x).

Figure 8 shows the cross-correlation between the short wave envelope in the constant depth region of the flume (x=2 m) and the total low pass filtered surface motion (f<0.3 Hz) along the flume axis. The high spatial resolution of the experimental data allows, using an interpolation function, a presentation of the sequence of correlation functions as quasi-continuous in space. A black ridge corresponds to a negative correlation and a white ridge represents a positive correlation. There is a negative correlation for lags close to zero at x=2 m. This corresponds to the locally forced incident bound long wave, which is out of phase with the short wave envelope (Longuet-Higgins & Stewart, 1962). This black ridge matches the phase-plane trajectory at the group celerity (represented by circular markers on Figure 8). The lag is increasing and the correlation becomes stronger further shoreward as the bound wave amplitude increases due to the shoaling of the short wave and represents a larger proportion of the total long wave energy (at $\tau\approx10$ s and x=15 m). This bound wave is released during breaking and still negatively correlated to the wave envelope at lags $\tau\approx18$ s at x=2 m and $\tau\approx20$ s at x=23 m. The free waves resulting of the bound wave released move to the phase celerity, which is equal to $\sqrt{gh}$ in shallow water (cross markers). We may discern a light black ridge under the white crosses which may correspond to the free wave released close to x=15 m at $\tau\approx10$ s, moving offshore to reach x=2 m at $\tau\approx18$ s.

On the other hand, a positive correlation is present for τ≈2 s at *x*=5 m. It may correspond to a dynamic set-up generated by the breaking of the larger wave packets. The correlation becomes very strong at the shoreline (τ≈13 s). We notice that the triangle markers (celerity $\sqrt{gh}$) match the white ridge from τ≈2 s to τ≈16 s. This is in agreement with Symonds *et al.* (1982) who showed that the long waves generated by breakpoint oscillations propagate freely at the phase celerity. The position and intensity representations of long waves peaks can be distorted due to the overlapping between the long wave resulting of breakpoint oscillations (positive correlation) and the bound long wave released (negative correlation).

Next, the long waves are reflected and propagate offshore (from *x*=24.5 m to 0) as seen on the correlation signature: a white ridge from τ≈17 s to 31 s; and a black ridge from τ≈21 s to 35 s. According to the theory, the reflected long waves travel at the phase celerity (plotted with triangle and cross markers). At larger lags, both negative and positive correlation peaks are still present but damped. This indicates that the long waves reflect on both ends of the flume but are not amplified. We recall that Janssen *et al*. (2003) concluded that the bound wave release in their mild slopes laboratory experiments (~1:70) was dominant, while Baldock *et al*. (2004) observed breaking point forced waves for stronger slopes (~1:10). Both mechanisms are clearly observed in our case of an equilibrium beach profile (~1:45).

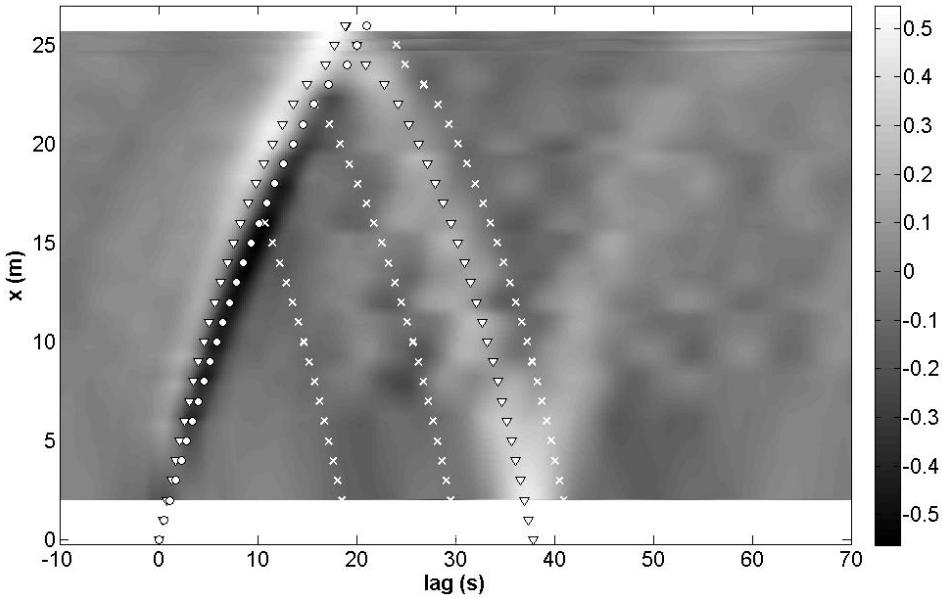

Figure 9. Cross-correlation between the infragravity waves and the short wave envelope at *x*=2 m, transient bottom profile. Group celerity (for f_p=0.5 Hz): (o); phase celerity (= $\sqrt{gh}$) for positive correlation (∇) and negative correlation (x).

 © 2007 ASCE

For the transient bottom profile, the correlation picture shown in Figure 9 is in marked contrast. After reflection the correlation peaks have weaker values and we note a quicker and greater damping compared to the equilibrium case. The bound long wave signature (black ridge) is seen from $\tau \approx 0$ s at x=2 m to $\tau \approx 18$ s at x=23 m but not really at the shoreline (x=25.8 m). It may be due to reflection and dissipation of long waves over the bar positioned at x=23 m. We notice again that the bound long wave travels at the group celerity (circular markers).

Clearly, the dynamic set-up induces again a positive correlation (white ridge) evolving at phase celerity (triangle markers), starting for $\tau \approx 2$ s at x=5 m and becoming stronger close to $\tau \approx 18$ s at x=25.8 m. The break point mechanism is apparently dominant for this topography that is closer to Baldock *et al*. (2004)'s experiments. We also note that the bound long wave releases a free wave offshore at nearly $\tau \approx 12$ s and x=15 m (light black ridge under cross markers). We observe two negative correlations (under cross markers): from $\tau \approx 17$ s at x=23 m to $\tau \approx 30$ s at x=2 m; and from $\tau \approx 22$ s at x=25 m to $\tau \approx 38$ s at x=10 m. Those correspond to released bound long waves, partially reflected by the bar (x=23 m) and the berm (x=25.8 m). This probably leads to the weak correlation for larger time lags (τ>60 s). Bound wave release and breakpoint forcing do not reinforce the generation of the infragravity waves as for the equilibrium beach profile.

BEGINNING OF THE WAVE SEQUENCE

The presence of significant infragravity waves spectral peaks at the shoreline does not necessarily imply resonant amplification. The generated wave packets are not necessarily in phase with the radiated long waves since the incident short wave groups do not have a dominant frequency (as shown by the short waves envelope spectra in Figure 5). In that sense, seiching is not really stationary in the flume. To illustrate this point, we plot in Figure 10 the beginning of the wave sequence. In Figure 10a, the short wave packets in the deep region are visible. They induce a modulation of the mean level close to shoreline. Resulting low frequency motions are shown in Figure 10d. The main period of about 32 s, corresponding to f_1, is sometimes observed. For instance, at x=23.8 m, the peak for $t \approx 34$ s is enhanced for $t \approx 66$ s. In that case, a large waves packet has arrived in the breaking region in phase with the return of the generated long wave. This is not a general feature. The signature of a long wave is generally not seen after a couple of flume travel lengths. The main period of 32 s is not visible in the infragravity wave signal corresponding to the deep region for t>130 s in Figure 10d. In that sense, we do not notice any amplification in the long wave generation process.

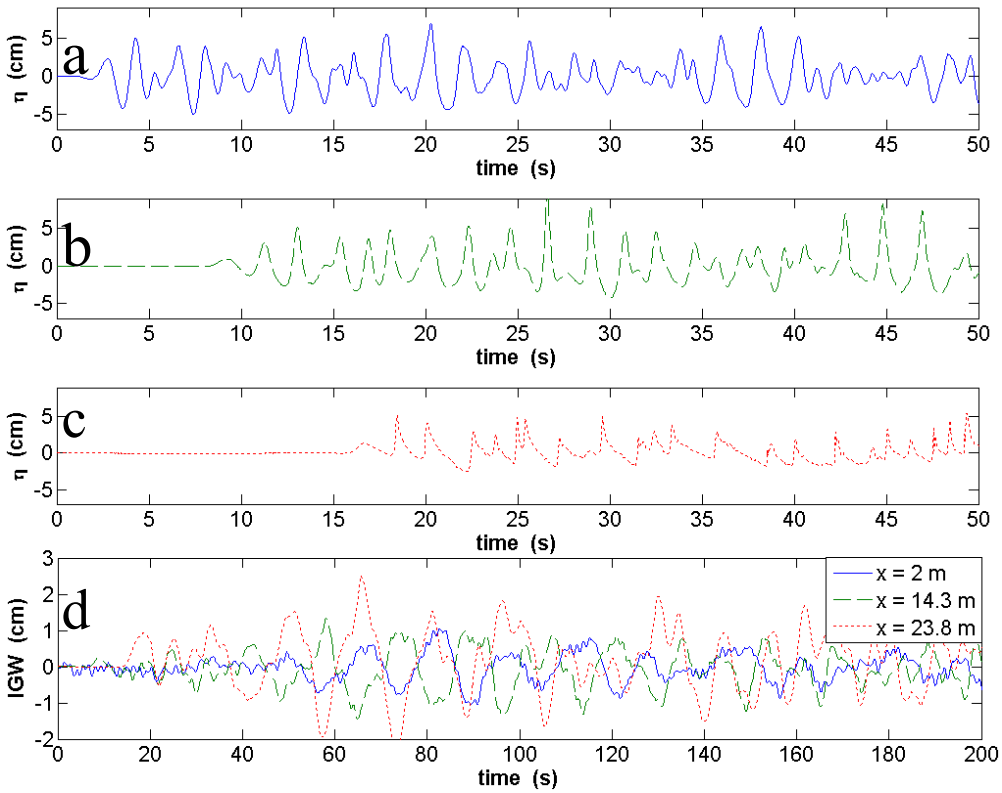

Figure 10. Surface elevation in the deep (a), breaking (b), shoreline (c) regions; and infragravity waves (d) for the equilibrium bottom profile.

CONCLUSION

The experiments show that the long wave structure strongly depends on the beach morphology rather than on the generated short wave characteristics. The nodal structure of the infragravity waves is determined by the beach shape that is, mainly the distance between the wave-maker and the shoreline.

Increasing the incoming wave amplitude increases the long wave amplitude but too few experiments were conducted for precisely determining a dependency in between linear and quadratic.

The experiments of Baldock et al. (2004) and Janssen et al. (2003) indicate that the breakpoint oscillation mechanism is prevailing and could be the result of a steep beach slope (~1:10), while the bound wave release mechanism could be dominant for a weak beach slope (~1:70). In our case, the loose bottom has a beach slope of about 1:40 and both mechanisms are clearly observed as shown by the correlation between the short waves envelope and the long waves.

The infragravity waves are more energetic on the equilibrium bottom profile compared to the transient barred profile. It is suggested that the beach topography evolves as to reinforce both the bound long wave release and the dynamic set-up generation.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been partially funded by the CNRS-INSU PATOM and LITEAU II. The technical support of J.-M. Barnoud is gratefully acknowledged.

REFERENCES

BALDOCK, T.E.; O'HARE, T.J. and HUNTLEY, D.A., 2004. Long wave forcing on a barred beach, *J. Fluid Mech.*, 503, 321-343.

BALDOCK, T.E. and HUNTLEY, D.A., 2002. Long wave forcing by the breaking of random gravity waves on a beach, *Proc. R. Soc. Lond.*, A 458, 2177-2201.

DEAN, R.G. and DALRYMPLE, R.A., 1984. *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*, World Scientific.

DETTE, H.H.; LARSON, M.; MURPHY, J.; NEWE, J.; PETERS, K.; RENIERS, A. and STEETZEL, H., 2002. Application of prototype flume tests for beach nourishment. *Coastal Eng.*, 47, 137–177.

HURTHER, D.; MICHALLET, H. and GONDRAN, X., 2007. Turbulent measurements in the surf zone suspension. *Journal of Coastal Research*, submitted.

JANSSEN, T.T.; BATTJES, J.A. and VAN DONGEREN, A.R., 2003. Observation of long waves induced by short wave groups, *J. Geophys. Res.,* 108, 3252-3264.

LONGUET-HIGGINS, M.S. and STEWART, R.W., 1962. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf-beats', *J. Fluid Mech.*, 13, 481-504.

SYMONDS, G.; HUNTLEY, D.A. and BOWEN, A.J., 1982. Two dimensional surf beat: long wave generation by a time-varying break point, *J. Geophys. Res.*, 87(C1), 492-498.

WANG, P.; EBERSOLE, B.A.; SMITH, E.R. and JOHNSON, B.D., 2002. Temporal and spatial variations of surf-zone currents and suspended sediment concentration, *Coastal Eng.,* 46, 175-211.

Annexe B

Synthèse des expériences menées dans le canal du LEGI (février 2006 - février 2008)

Synthèse des expériences menées dans le canal à houle du LEGI
(février 2006 – février 2008)

Climat de houle	H_s (mm)	T_p (s)	Ω	Durée (h)	Profil de fond	Mesure de vague	Prélèvement granulométrique	Observations
vag2s107mm	107	2	2.5		1-5		Surface + carotte, fond 5	Expériences de M2R
vag2s107mm	107	2	2.5	0-46.8	6-60	21-43	Surface, fond 60	Equilibre B1, fond 54
vag3s160mm	160	3	2.5	46.8-54	60-84	44-55		
vag2s030mm	30	2	0.7	54-62.5	84-99	56-62		Equilibre A, fond 99
vag2s107mm	107	2	2.5	62.5-72.7	99-112	63-66		
vag4s060mm	60	4	0.7	72.7-74.1	112-118			Période trop longue
vag2s030mm	30	2	0.7	74.1-84.7	118-128			
vag2s060mm	60	2	1.4	84.7-89.4	128-134	67-69	Surface, fond 134 (22/03/06)	
vag2s107mme	107	2	2.5	89.4-98.1	134-147	70-76		Spectre JONSWAP plus étroit (γ=7)
vag2s107mm	107	2	2.5	98.1-149.9	147-201	77-103		Equilibre B2, fond 201
vag2s107mm	107	2	2.5	149.9-188.7	201-238	104-115	Surface, fond 235	Fond 202, prélèvement du bas (1-5m) rechargé au milieu (12-14m)
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	0-81.7	277-347	207-235	Surface, fond 314	Expériences de thèse
vag2s160mm	160	2	3.8	81.7-91.5	347-373	236-254	Surface, fond 354	
vag2p5s250mm	250	2.5	4.8	91.5-94.6	373-380	255-259	Surface, fond 375 surface, fond 380	Vagues trop grandes, déferlement trop tôt
vag3s160mm	160	3	2.5	94.6-99.3	380-389	260-264	Surface, fond 389	
vag2s160mm	160	2	3.8	99.3-100.9	389-393			
vag2p5s160mm	160	2.5	3.0	100.9-105.3	393-399	265-268		
vag1p4s107mm	107	1.4	3.6	105.3-112	399-407	269-272		Equilibre D, fond 407
vag2s107mm	107	2	2.5	112-116.3	407-413	273-275	Surface, fond 413	
vag1p5s080mm	80	1.5	2.5	116.3-120.4	413-419	276-278		
vag1s080mm	80	1	3.8	120.4-120.9		279		Périodes trop courtes, déferlement trop tôt
vag2s107mm	107	2	2.5	120.9-145.1	419-450	280	Surface, fond 421 Sac de rechargement Surface, fond 446	Rechargement fond 422, 6.5-8.5m, (v=0.214m^3) Fond 440-450, fond découvert de 13.5-16m
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	145.1-152.4	450-457	281-282		
vag1p4s107mm	107	1.4	3.6	152.4-155.9	457-461		Surface, fond 461	
vag2s160mm	160	2	3.8	155.9-186.4	461-481		Surface, fond 473	Equilibre F, fond 481
vag3s160mm	160	3	2.5	186.4-301.5	481-507	283-292	Surface, fond 497 Surface, fond 507	Equilibre C, fond 507

Climat de houle	H_s (mm)	T_p (s)	Ω	Durée (h)	Profil de fond	Mesure de vague	Prélèvement granulométrique	Observations
vag1p6s125mm	125	1.6	3.7	0-33.2	509-547	293-295	Surface, fond 525 Carotte, fond 527	Fond 509, Faux-fond enlevé Equilibre E, fond 547
vag2p2s200mm	200	2.2	4.3	33.2-35.2	547-555	296-299	Surface, fond 553	
vag1p6s125mm	125	1.6	3.7	35.2-36.5	555-559	300-301		
vag1p5s090mm	90	1.5	2.9	36.5-37.7	559-563	302-303		
vag1p4s050mm	50	1.4	1.7	37.7-40	563-571	304-306		Rechargement, fond 568, 11.5m ($v=0.120m^3$) + Tempête
vag1p5s090mm	90	1.5	2.9	40-41	571-575	307-308		
vag1p6s125mm	125	1.6	3.7	41-41.5	575-577	309		
vag2p2s200mm	200	2.2	4.3	41.5-41.8	577-579	310		
vag1p6s125mm	125	1.6	3.7	41.8-43.1	579-583	311-312		
vag1p5s090mm	90	1.5	2.9	43.1-44.4	583-586	313-314		
vag1p4s050mm	50	1.4	1.7	44.4-45.4	586-588	315		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	45.4-51.3	588-601	316-322	Surface + carotte, fond 601	
vag2s107mm	107	2	2.5	51.3-51.9	601-603	323		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	51.9-53.8	603-608	324-326		
vag1p5s030mm	30	1.5	1.0	53.8-54.8	608-610	327		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	54.8-55.9	610-612	328		
vag2s107mm	107	2	2.5	55.9-57	612-614	329		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	57-61.9	614-626	330-335		
vag2s107mm	107	2	2.5	61.9-62.7	626-628	336		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	62.7-63.5	628-630	337-338		Tempête
vag2s107mm	107	2	2.5	63.5-65.9	630-634	339-340		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	65.9-68.3	634-640	341-342		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	68.3-70.3	640-646	343-344		
vag3s160mm	160	3	2.5	70.3-72.1	646-652	345-347		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	72.1-74.8	652-654			
vag2s107mm	107	2	2.5	74.8-75.8	654-656	348		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	75.8-76.9	656-658	349		
vag1p8s060mm	60	1.8	1.6	76.9-77.9	658-660	350		Tempête
vag2p4s107mm	107	2.4	2.1	77.9-79	660-662	351		
vag3s135mm	135	3	2.1	79-80	662-666	352-353		
vag3.3s160mm	160	3.3	2.3	80-83.6	666-674	354-358		
vag3s135mm	135	3	2.1	83.6-84.6	674-676	359		
vag2p4s107mm	107	2.4	2.1	84.6-85.6	676-678	360		
vag1p8s060mm	60	1.8	1.6	85.6-86.6	678-680	361		
vag3s160mm	160	3	2.5	86.6-102.2	680-702	362-368		Fond 694-698 : h_o=60cm Fond 698-702 : h_o=65cm
vag2s107mm_Ho450	107	2	2.5	102.2-116.4	702-714	369-371	Surface, fond 714	Fond 702-706 : h_o=46cm

Climat de houle	H_s (mm)	T_p (s)	Ω	Durée (h)	Profil de fond	Mesure de vague	Prélèvement granulométrique	Observations
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	116.4-116.5	714-718		Surface, fond 715	Ajout sédiment banc, fond 715, 14-20m (v=0.241 m^3) + Tempête R0
vag2s107mm	107	2	2.5	116.5-117.5	718-720	373		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	117.5-118.5	720-722	374		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	118.5-119.6	722-724	375		
vag3s160mm	160	3	2.5	119.6-122.2	724-730	376-378		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	122.2-123.3	730-732	379		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	123.3-124.3	732-734	380		
vag2s107mm	107	2	2.5	124.3-125.3	734-736	381		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	125.3-126.4	736-738	382		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	126.4-127.5	738-742	383	Surface, fond 739	Rechargement blanc, fond 739, fosse, 16.5m (v =0.157m^3) + Tempête R1
vag2s107mm	107	2	2.5	127.5-128.5	742-744	384-385		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	128.5-129.4	744-746	386		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	129.4-130.4	746-748	387		
vag3s160mm	160	3	2.5	130.4-133	748-754	388-389		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	133-134	754-756	390		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	134-135	756-758	391		
vag2s107mm	107	2	2.5	135-136	758-760	392		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	136-137.2	760-762	393		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	137.2-138.2	762-768	394	Surface, fond 765	Rechargement blanc, fond763, barre, 9m (v=0.157 m^3) + Tempête R2
vag2s107mm	107	2	2.5	138.2-139.2	768-770	395		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	139.2-140.2	770-772	396		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	140.2-141.3	772-774	397		
vag3s160mm	160	3	2.5	141.3-143.8	774-780	398-400		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	143.8-144.9	780-782	401		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	144.9-145.9	782-784	402		
vag2s107mm	107	2	2.5	145.9-147	784-786	403		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	147-148.2	786-788	404		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	148.2-149.2	788-792	405	Surface, fond 787	Rechargement blanc, fond789, 22m (v=0.179 m^3) + Tempête R3
vag2s107mm	107	2	2.5	149.2-150.2	792-794	406		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	150.2-151.3	794-796	407		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	151.3-152.3	796-798	408		
vag3s160mm	160	3	2.5	152.3-154.8	798-804	409-411		
vag2p7s160mm	160	2.7	2.8	154.8-155.8	804-806	412		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	155.8-156.8	806-808	413		
vag2s107mm	107	2	2.5	156.8-158.1	808-810	414		
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	158.1-159.1	810-812	415	Surface + carotte, fond 811	
vag1p5s060mm	60	1.5	1.9	159.1-159.2	812-814			
vag2s107mm	107	2	2.5	159.2-159.7	814-816			
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	159.7-160.3	816-818			
vag3s160mm	160	3	2.5	160.3-161.7	818-822			
vag3p3s200mm	200	3.3	2.9	161.7-165.7	822-832	416-419		
vag3s160mm	160	3	2.5	165.7-170.9	832-840	420		
vag2p5s135mm	135	2.5	2.6	170.9-179.5	840-852			
vag2s107mm	107	2	2.5	179.5-187	852-864	421		
vag3s160mm	160	3	2.5	187-194.4	864-872	422		

Climats de houle testés dans le canal du LEGI, triés par Ω croissant
(février 2006 – février 2008)

Climat de houle	H_s (mm)	T_p (s)	Ω	Observations
vag2s030mm	30	2	0.71	
vag4s060mm	*60*	*4*	*0.71*	*Périodes trop longues (réflexion)*
vag1p5s030mm	30	1.5	0.95	
vag2s060mm	60	2	1.43	
vag1p8s060mm	60	1.8	1.59	
vag1p4s050mm	50	1.4	1.70	
vag1p5s060mm	60	1.5	1.90	
vag2p4s107mm	107	2.4	2.12	
vag3s135mm	135	3	2.14	
vag3p3s160mm	160	3.3	2.31	
vag1p5s080mm	80	1.5	2.54	
vag3s160mm	160	3	2.54	
vag2s107mm	107	2	2.55	
vag2s107mme	107	2	2.55	Spectre JONSWAP plus étroit (γ=7)
vag2p5s135mm	135	2.5	2.57	
vag2p7s160mm	160	2.7	2.82	
vag1p5s090mm	90	1.5	2.86	
vag3p3s200mm	200	3.3	2.89	
vag2p5s160mm	160	2.5	3.05	
vag1p4s107mm	107	1.4	3.64	
vag1p6s125mm	125	1.6	3.72	
vag2s160mm	160	2	3.81	
vag1s080mm	*80*	*1*	*3.81*	*Périodes trop courtes (déferlement dès le début)*
vag2p2s200mm	200	2.2	4.33	
vag2p5s250mm	*250*	*2.5*	*4.76*	*Vagues trop grandes (déferlement dès le début)*

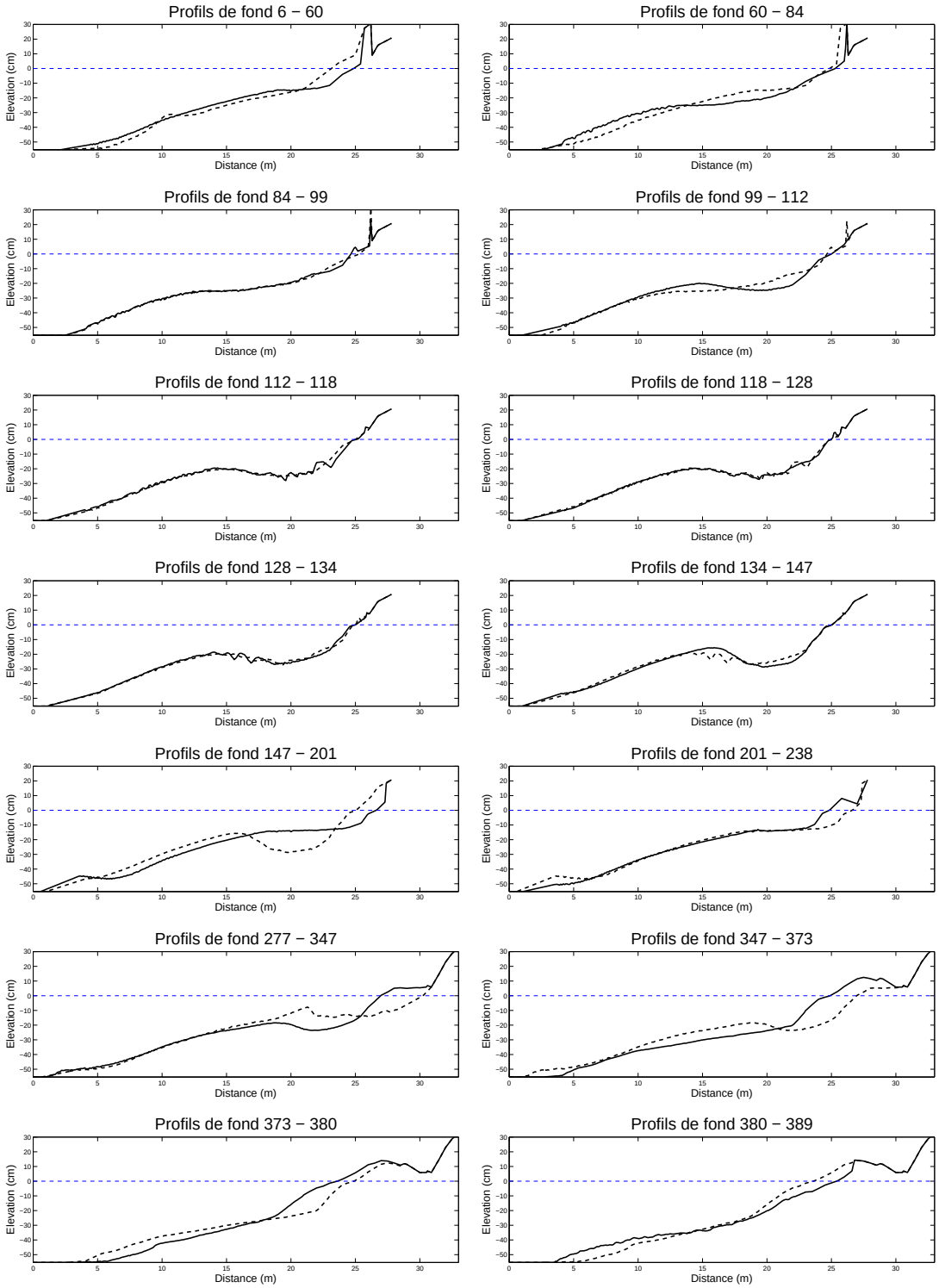

FIGURE B.1 – Évolution des profils de fond 6 à 389, initial (- -) et final (—).

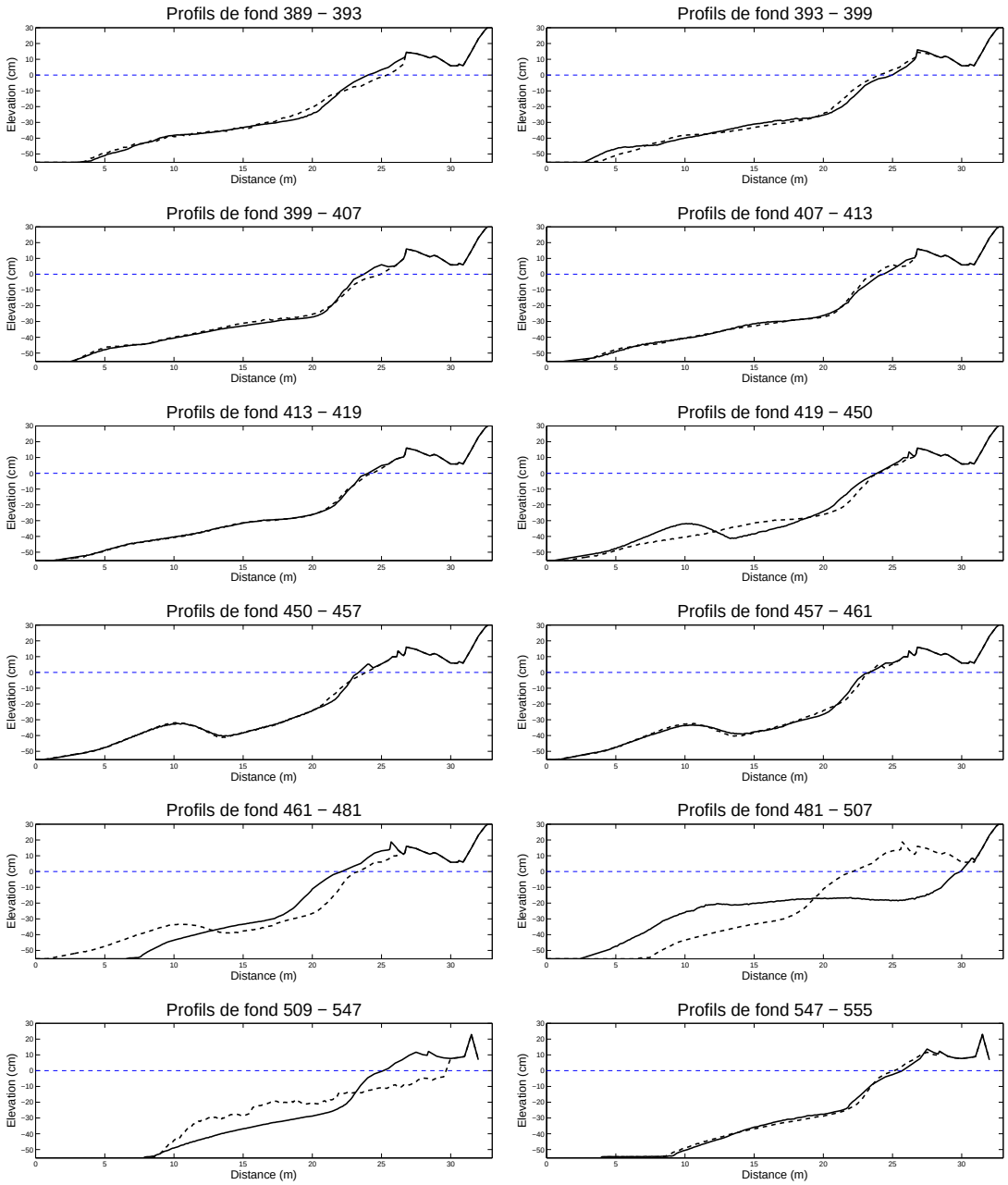

FIGURE B.2 – Évolution des profils de fond 389 à 555, initial (- -) et final (—).

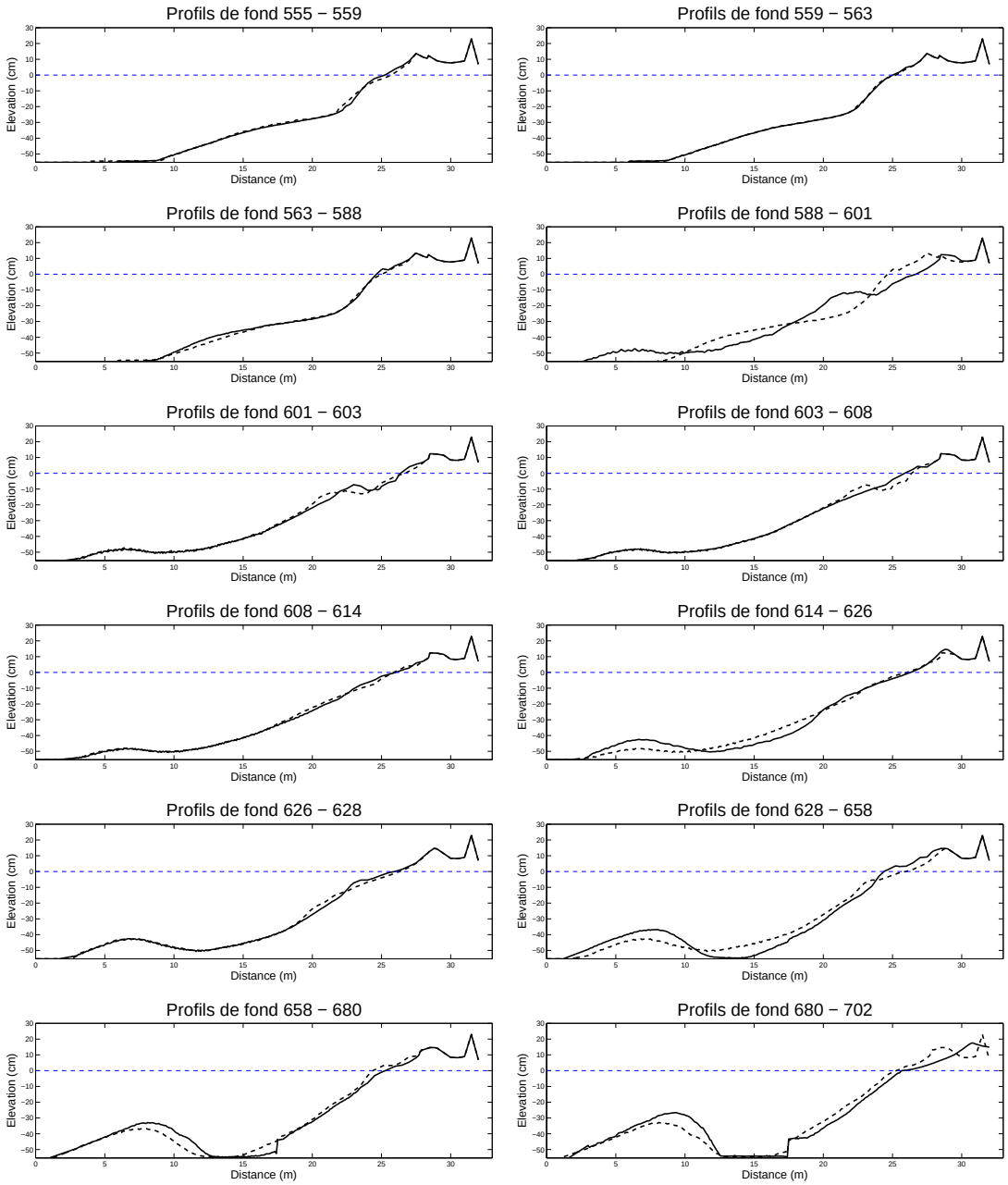

FIGURE B.3 – Évolution des profils de fond 555 à 702, initial (- -) et final (—).

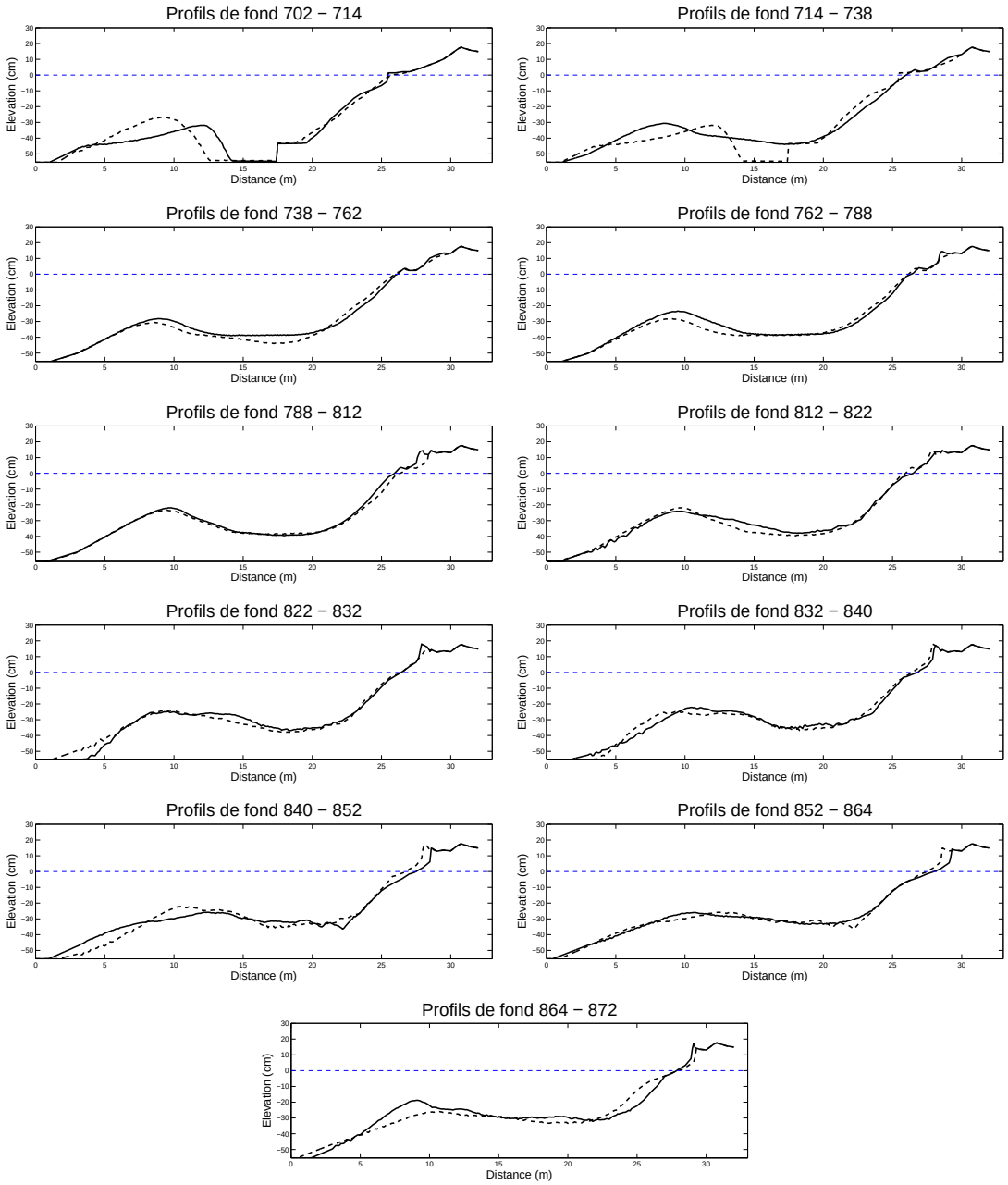

FIGURE B.4 – Évolution des profils de fond 702 à 872, initial (- -) et final (—).