



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique de l'évolution des profils de plages sableuses dominées par l'action de la houle

Benjamin Dubarbier

► **To cite this version:**

Benjamin Dubarbier. Modélisation numérique de l'évolution des profils de plages sableuses dominées par l'action de la houle. Sciences de la Terre. Université de Bordeaux, 2014. Français. NNT : 2014BORD0365 . tel-01193122

**HAL Id: tel-01193122**

**<https://theses.hal.science/tel-01193122v1>**

Submitted on 4 Sep 2015

**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.

THÈSE

Présentée à

**L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET ENVIRONNEMENTS

**Par Benjamin Dubarbier**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR**

SPECIALITÉ : PHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT

---

**Modélisation numérique de l'évolution des profils de plages sableuses  
dominées par l'action de la houle**

---

Directeur de thèse : **Dr. Bruno Castelle**

Soutenance le 04 Décembre 2014

Après avis de :

<b>Éric Barthélemy</b>	Professeur, LEGI, Groupe Grenoble INP/ENSE3	Rapporteur
<b>Albert Falquès</b>	Professeur, UPC, Barcelona, Espagne	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

<b>Philippe Bonneton</b>	DR CNRS, EPOC UBI, Bordeaux, France	Président
<b>Éric Barthélemy</b>	Professeur, LEGI, Groupe Grenoble INP/ENSE3	Rapporteur
<b>Albert Falquès</b>	Professeur, UPC, Barcelona, Espagne	Rapporteur
<b>Bruno Castelle</b>	CR CNRS, EPOC UBI, Bordeaux, France	Directeur
<b>Hervé Michallet</b>	CR CNRS, LEGI, Groupe Grenoble INP/ENSE3	Examineur
<b>Déborah Idier</b>	Docteur, BRGM, Orléans, France	Examineur
<b>Vincent Marieu</b>	IR CNRS, EPOC UBI, Bordeaux, France	Invité



# Glossaire

Nom des variables	Signification physique	Unité
<b>Constante</b>		
$g$	Constante gravitaire	9.81 m.s <sup>-2</sup>
$\rho$	Masse volumique de l'eau	1.0 kg.m <sup>-3</sup>
<b>Vagues</b>		
$A_r$	Aire du roller	m <sup>2</sup>
$\beta_c$	Impacte l'énergie cinétique du roller	
$\beta_d$	Impacte l'effet de la pente du roller	
$c$	Vitesse de phase	m.s <sup>-1</sup>
$c_g$	Vitesse de groupe	m.s <sup>-1</sup>
$D_f$	Dissipation par frottement au fond	N.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
$D_w$	Dissipation du mouvement organisé	N.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
$D_r$	Dissipation du rouleau de déferlement	N.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
$E_w$	Énergie du mouvement organisé des vagues	N.m <sup>-1</sup>
$E_r$	Énergie du roller	N.m <sup>-1</sup>
$f_p$	La fréquence pic	s <sup>-1</sup>
$\gamma$	Paramètre lié au déferlement bathymétrique	
$H_{max}$	Hauteur maximale des vagues au déferlement	m
$H_{rms}$	Hauteur quadratique des vagues	m
$k$	Nombre d'onde ( $2\pi/L$ )	m <sup>-1</sup>
$L$	Longueur d'onde des vagues	m
$Q_b$	Fraction de vague déferlée	
$T$	Période des vagues	s
$\theta$	Angle d'incidence des vagues / côte	° ou rad
$\theta_r$	Angle de pente du roller	° ou rad
$\bar{\eta}$	Élévation moyenne de la surface libre	m
$\bar{h}$	Hauteur d'eau moyenne	m
<b>Hydrodynamique</b>		
$\overline{Q_\alpha}$	Flux masse du courant moyen	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
$\overline{Q_{w\alpha}}$	Flux de masse induit par les vagues	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
$S_{\beta\alpha}$	Tension de radiation	N <sup>2</sup> .m <sup>-1</sup>
$S'_{\beta\alpha}$	Tension de radiation turbulente	N <sup>2</sup> .m <sup>-1</sup>
$S^r_{\beta\alpha}$	Tension de radiation roller	N <sup>2</sup> .m <sup>-1</sup>
$\overline{\tau_\alpha^S}, \overline{\tau_\alpha^B}$	Contrainte en surface et au fond	N <sup>2</sup> .m <sup>-2</sup>
$\overline{U_\alpha}$	Courant moyen	m.s <sup>-1</sup>
$\overline{u}, \overline{v}$	Composante courant moyen	m.s <sup>-1</sup>
$\overline{u_r}, \overline{v_r}$	Composante courant moyen retardé	m.s <sup>-1</sup>

---

$\tilde{U}$	Vitesse orbitale	$\text{m.s}^{-1}$
$\tilde{u}, \tilde{v}$	Composante vitesse orbitale	$\text{m.s}^{-1}$
$A_w$	Accélération orbitale	$\text{m.s}^{-2}$
$L_w$	Excursion orbitale	m
$f_w$	Coefficient de friction	
$\delta$	hauteur de la couche limite de fond	m
$\nu_t$	Viscosité turbulente	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$c_f$	Coefficient de traînée	
$k_a$	Longueur de rugosité	m
$B_a$	Biamplitude	
$B_\Phi$	Biphase	
$S_u$	Skewness de vitesse	
$A_s$	Skewness d'accélération	
$U_r$	Nombre d'Ursell	

### Transport sédimentaire

$p$	Porosité du sédiment	
$\rho_s$	Densité du sédiment	$\text{kg.m}^{-3}$
$d_{50}$	Diamètre moyen des sédiments	$\mu\text{m}$
$\epsilon_s$	Efficacité du transport par suspension	
$\epsilon_b$	Efficacité du transport par charriage	
$\phi_s$	angle interne des sédiments	$32^\circ$
$w_s$	vitesse de chute des sédiments	$\text{m.s}^{-1}$
$Q_{tot}$	Flux sédimentaire total	
<b>Mode de transport par</b>		
$Q_{Cw}$	Skewness de vitesse	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$Q_{Cc}$	Courant moyen	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$Q_{Cf}$	Effet gravitaire de pente	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$Q_{\mathcal{K}a}$	Skewness d'accélération	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$Z_f$	Élévation du fond	m

### Optimisation

$F_p$	Fonction de coût
$BSS$	Indice de performance modèle

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
1.1	Contexte général . . . . .	9
1.1.1	Enjeux . . . . .	9
1.1.2	Motivations . . . . .	10
1.2	Objectifs de ces travaux de recherche . . . . .	12
1.3	Plan du manuscrit . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues</b>	<b>16</b>
2.1	Introduction . . . . .	17
2.2	Hydrodynamique et transport sédimentaire en domaine littoral . . . . .	21
2.2.1	Analyse qualitative et quantitative de la transformation des vagues en zone littorale . . . . .	21
2.2.2	Vers une paramétrisation réaliste des non-linéarités utile pour les modèles de vagues à phase moyennée . . . . .	26
2.2.3	Les circulations moyennes <i>cross-shore</i> dans le domaine littoral . . . . .	28
2.2.4	Représentation du transport sédimentaire en présence de vagues . . . . .	30
2.3	Dynamique <i>cross-shore</i> des profils de plages . . . . .	33
2.3.1	Morphologies des profils de plages sableuses . . . . .	33
2.3.2	Formation des barres sableuses rectilignes . . . . .	34
2.3.3	Dynamique <i>cross-shore</i> des barres sableuses . . . . .	35
2.4	Stratégie de modélisation de l'évolution des profils de plage . . . . .	37
2.4.1	Les modèles orientés données . . . . .	38
2.4.2	Les modèles d'équilibre . . . . .	39
2.4.3	Les modèles intégrant les processus hydro-sédimentaires . . . . .	40
2.5	Les processus <i>cross-shore</i> dans la dynamique tridimensionnelle des barres . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Développement du modèle 1DBeach</b>	<b>43</b>
3.1	Introduction . . . . .	43
3.2	Modèle de vague à phase moyennée . . . . .	45
3.2.1	Mouvement organisé des vagues . . . . .	46

3.2.2	Rouleau de déferlement . . . . .	48
3.3	Courants moyens cross-shore . . . . .	49
3.3.1	Set-down, set-up et courant de retour . . . . .	51
3.3.2	Courant moyen longshore (courant de dérive) . . . . .	52
3.3.3	Décalage spatial des courants moyens . . . . .	54
3.4	Distribution verticale des courants moyens : modèle quasi 1DV de Reniers et al. [2004b] . . . . .	55
3.4.1	Conservation de la quantité de mouvement . . . . .	56
3.4.2	Structure verticale de la viscosité turbulente . . . . .	58
3.4.3	Intégration du profil des vitesses moyennes . . . . .	59
3.5	Paramétrisation des non-linéarités des vitesses orbitales . . . . .	60
3.5.1	Paramétrisation de $B_a$ et $B_\Psi$ . . . . .	60
3.5.2	Paramétrisation de $r$ et $\phi$ . . . . .	61
3.6	Transport sédimentaire et évolution du fond . . . . .	61
3.6.1	Transport sédimentaire : formule de Hsu et al. [2006] . . . . .	63
3.6.2	Évolution du fond . . . . .	64
3.7	Présentation des schémas numériques développés dans 1DBeach . . . . .	64
3.7.1	Schémas numériques du module de propagation de vagues . . . . .	65
3.7.2	Résolution numérique de l'équation de quantité de mouvement longshore . . . . .	67
3.7.3	Schéma numérique pour la résolution de l'équation de conservation du sédiment . . . . .	67
3.7.4	Limite de la zone d'évolution du profil de plage . . . . .	69
3.8	Optimisation du modèle 1DBeach . . . . .	70
3.8.1	Fonction de coût et paramètres ajustables . . . . .	71
3.8.2	Méthode d'optimisation : le recuit simulé . . . . .	72
3.9	Configuration du modèle 1DBeach . . . . .	73
3.9.1	Synthèse des réglages de chaque module . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Modélisation à court, moyen et long terme de l'évolution des profils de plages sableuses en milieu naturel</b> . . . . .	<b>75</b>
4.1	Analyse des processus <i>cross-shore</i> contrôlant la dynamique des barres sableuses. . . . .	76
4.2	Modélisation long-terme du profil de plage de Noordwijk et stratégie de calibration . . . . .	93
4.2.1	Présentation de la simulation . . . . .	94
4.2.2	Calibration du modèle . . . . .	94
4.2.3	Résultats . . . . .	95
4.2.4	Discussion sur la stratégie de calibration du modèle . . . . .	98

4.3	Conclusions . . . . .	100
<b>5</b>	<b>BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue</b>	<b>102</b>
5.1	Présentation du concept expérimental . . . . .	104
5.1.1	Configuration du canal . . . . .	104
5.1.2	Mesures physiques . . . . .	106
5.1.3	Descriptions des conditions de forçage . . . . .	106
5.2	Traitements des données . . . . .	107
5.2.1	Méthode d'analyse statistique des vagues . . . . .	108
5.2.2	Outils d'analyse pour la description morphodynamique des profils de plage . . . . .	111
5.2.3	Outils d'analyse pour la description des processus hydro-sédimentaires	112
5.3	Paramétrisation des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse pour les expériences en canal à houle . . . . .	115
5.3.1	Calibration des fonctions paramétriques relatives aux coefficients de biamplitude et de biphasé . . . . .	116
5.3.2	Synthèse et discussion autour de la validité de la paramétrisation <b>RU12</b> dans le cadre d'expériences en canal à houle . . . . .	121
5.4	Analyses physiques et morphodynamique de la série A . . . . .	122
5.4.1	Réponse du profil de plage face à un changement de période des vagues . . . . .	123
5.4.2	Mécanismes hydro-sédimentaires à l'origine de la formation de la terrasse durant la sub-série A1 : Analyses physiques et simulations numériques . . . . .	128
5.5	Simulation de la réponse du profil de plage durant un cycle de marée . . . . .	138
5.6	Synthèse et Conclusion . . . . .	148
<b>6</b>	<b>Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore</b>	<b>150</b>
6.1	De l'hypothèse <i>basic state</i> vers la considération des processus <i>cross-shore</i>	151
6.2	Développement du code <b>2DBeach</b> . . . . .	152
6.3	Résultats préliminaires . . . . .	156
6.3.1	Comparaison des flux sédimentaires <i>cross-shore</i> au-dessus d'un système barre/chenal . . . . .	156
6.3.2	Présentation d'une simulation montrant une séquence <i>downstate</i> quasi-complète . . . . .	163
6.4	Synthèse et Perspectives de recherche . . . . .	168



<b>7 Conclusion et perspectives</b>	<b>171</b>
7.1 Synthèse générale . . . . .	171
7.2 Perspectives de recherche . . . . .	173
7.2.1 Améliorations et applications du modèle <b>1DBeach</b> . . . . .	173
7.2.2 Vers l'application des modèles morphodynamiques 2DH aux cas réels	175
<b>A Modélisation numérique de profils de plage transitoire et à l'équilibre obtenus dans le cadre d'expériences en canal à houle à échelle réduite.</b>	<b>190</b>
<b>B Numerical modelling of pronounced sloping beach profile evolution: comparison with the large-scale BARDEX II experiment</b>	<b>201</b>
<b>C Numerical modeling investigation of the influence of tide on the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels</b>	<b>208</b>
<b>D Résolution mathématiques du champ vertical des vitesses moyennes</b>	<b>214</b>
D.1 Structure verticale de la viscosité turbulente . . . . .	214
D.2 Distribution verticale des courants moyens . . . . .	216
<b>E Description et réglage de l'algorithme du recuit simulé</b>	<b>220</b>

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Contexte général

#### 1.1.1 Enjeux

Les zones littorales, interfaces dynamiques entre terre et océan, sont des zones géographiques où la plupart des mégalo-pôles ( $\geq 10$  Millions d'habitants) sont implantées. Environ 40% de la population mondiale vit à moins de 100 km des côtes [Cohen et al., 1997] et ce pourcentage pourrait considérablement augmenter d'ici 2020. En France, chaque année, un nombre important d'estivants affluent vers ces zones et viennent multiplier la population locale par un facteur  $\mathcal{O}(10)$ . Les ressources de ces milieux sont donc des vecteurs importants de l'activité économique et touristique dans le monde. Hélas, les contraintes d'origines climatiques et anthropiques ont conduit à fragiliser ces zones littorales, ce qui a entraîné le besoin d'instaurer des stratégies de gestion de ces environnements sensibles pour faire face notamment aux problèmes de montée des eaux et d'érosion des côtes, deux phénomènes étroitement liés. Les mesures altimétriques satellitaires (campagnes TOPEX/Jason) sont sans équivoque et montrent une élévation continue de  $3.2 \pm 0.4$  mm/an du niveau moyen des mers depuis 1990 qui résulte essentiellement de la montée en température de la surface des océans et de la fonte des principaux réservoirs de glace [Rhein and Rinthoul, 2013]. A cela s'ajoute une forte probabilité de l'intensification des activités cycloniques et dépressionnaires dont les effets contribuent à augmenter le risque de submersion et d'érosion du milieu littoral. Connaître la vulnérabilité des systèmes côtiers face aux variabilités climatiques du forçage extérieur est un enjeu de taille pour les organismes de gestion de littoral qui doivent par ailleurs tenir compte d'un aspect socio-économique important pour établir des directives de protections efficaces de ces zones. Cependant, pour apporter des solutions concrètes à cette problématique il faut descendre à des échelles temporelles plus petites pour comprendre l'évolution morphologique de la zone littorale.

Parmi l'ensemble des environnements côtiers, les littoraux sableux sont les plus vulnérables et répondent par une érosion massive à des événements extrêmes. En France,

## 1 - Introduction

---

35% du linéaire côtier est composé de plages sableuses dont 41% sont en recul (EuroSION, 2004). Durant le début de l'année 2014, la côte sableuse Aquitaine a notamment été touchée par une succession de tempêtes qui ont conduit à un recul du trait de côte de plusieurs dizaines de mètres et entraînant la formation de falaises d'érosion sur le cordon dunaire de 6 à 12 m de hauteur par endroits. Par ailleurs, certaines plages sont soumises à un phénomène d'érosion chronique dû parfois à un déficit de sédiments provoqué par les aménagements côtiers comme les digues ou les épis rocheux. Ces derniers vont contribuer à engraisser localement des portions de plages, mais, en bloquant partiellement le transit de sédiments parallèlement à la côte (dérive littorale), vont déplacer les zones d'érosion aux plages adjacentes. De plus, les barrages fluviaux ont contribué à réduire les apports importants de sédiments vers les zones côtières laissant ainsi les systèmes dunaires, lorsqu'ils sont présents, devenir les principales réserves de sédiments durant la reconstruction naturelle des plages.

Devant l'inefficacité de ces ouvrages en dur pour stabiliser la position du trait de côte, le programme de gestion du littoral GIZC (Gestion Intégrée de la Zone Côtière) propose d'adopter de nouvelles approches plus souples, s'adaptant ainsi aux mécanismes régissant l'évolution naturelle des systèmes côtiers (EuroSION, 2004). En particulier, les méthodes de rechargement de plage, qui consistent à injecter une grande quantité de sédiments dans les parties immergées ou émergées de la plage, sont des solutions de reconstruction relativement efficaces avec un faible impact sur l'écologie du littoral. Un exemple de reconstruction de plage efficace par cette approche concerne la baie de Coolangatta (QueensLand, Australie) pour laquelle l'implantation d'un système de *bypass* permanent en amont d'une digue portuaire a permis de recréer artificiellement une dérive littorale permettant, pour les plages en aval, d'endurer un avancement significatif du trait de côte [Castelle et al., 2009]. Ceci constitue un exemple isolé, or, afin de pouvoir maîtriser totalement ce type de méthodes relativement coûteuses, il est nécessaire d'avoir une connaissance suffisante des mécanismes physiques qui régissent l'évolution des littoraux sableux.

### 1.1.2 Motivations

Nos travaux se focalisent sur l'évolution des plages sableuses dominées essentiellement par les vagues. Ces environnements côtiers ont la particularité d'exhiber des dunes sous-marines, aussi appelées barres sableuses pré-littorales, qui sont considérées comme des tampons visant à réduire l'énergie des vagues à la côte, limitant ainsi l'action érosive de ces dernières sur le haut de plage. Suivant les propriétés géologiques de la plage et des conditions hydrodynamiques, le nombre de ces corps sableux peut varier dans l'axe du profil de plage. La Figure 1.1 représente l'anatomie d'un profil de plage typique de la côte Aquitaine ou de la Gold Coast (Australie), qui se réfère à un système double barres. Ces structures sableuses représentent des réservoirs de sédiments non-négligeables

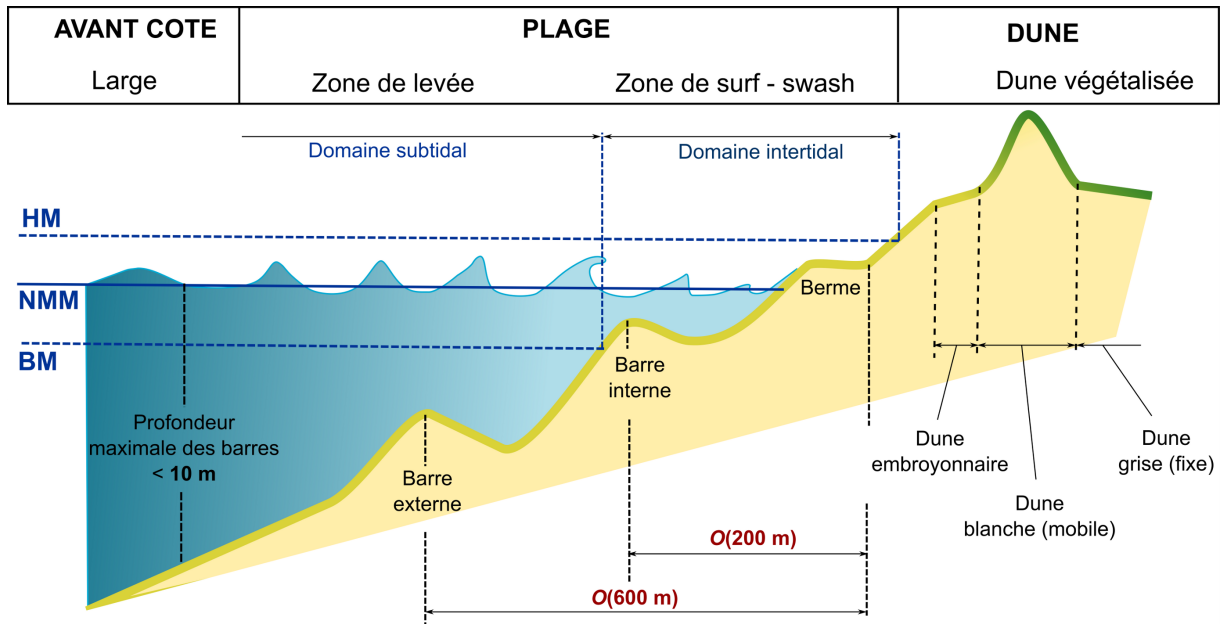


FIGURE 1.1 – Représentation idéalisée de l’anatomie d’un profil de plage de type double barre, typique des littoraux sableux Aquitain. **HM** désigne le niveau de marée le plus haut, **BM** le niveau de marée le plus bas et **NMM** le niveau moyen des mers.

et comprendre leur dynamique est un objectif majeur dans un contexte de préservation du littoral.

L’évolution du profil moyen peut expliquer le comportement global de la plage sur plusieurs kilomètres le long de la côte [Wijnberg and Terwindt, 1995]. La dynamique de ces barres sableuses représente la plus grande source de variabilité du profil de plage. Ces corps sableux sont en interaction permanente avec les vagues, les courants et le transport de sédiments qui contrôlent le déplacement des barres à la fois dans l’axe perpendiculaire et parallèle à la côte<sup>1</sup>. Le système plage est par conséquent entièrement couplé, l’évolution du fond rétro-agit sur le champ de vagues modifiant à son tour l’intensité et la direction des courants qui influencent par la suite les flux de sédiments. L’ensemble des mécanismes physiques qui interviennent dans l’évolution morphodynamique de la plage sont fortement non-linéaires et évoluent dans une large gamme d’échelles spatio-temporelles. Étant donné la nature aléatoire du forçage et le nombre important de degrés de liberté associés à ces processus physiques, il est étonnant d’observer un caractère organisé des barres sableuses qui continue de fasciner et de questionner l’ensemble de la communauté scientifique.

La dynamique transverse des barres est fortement corrélée avec les conditions de houle au large qui vont largement influencer le déroulement des séquences morphodynamiques. Durant les épisodes de tempête, les barres sableuses migrent rapidement vers le large à des vitesses pouvant atteindre 10 (m/jour). Au contraire, durant les périodes

1. L’anglicisme *cross-shore* (*longshore*) sera utilisé par la suite pour décrire l’axe perpendiculaire (parallèle) à la côte.

faiblement à modérément énergétiques, les barres migrent lentement vers la côte jusqu'à parfois venir se connecter sur le haut de plage. La variabilité *cross-shore* de ces barres est souvent plus importante que celle associée à la dynamique *longshore* [Lippmann and Holman, 1990] et fluctue suivant les échelles de temps considérées. En effet, certaines plages ont des temps de réponse très courts face à un événement énergétique alors que d'autres montrent des réponses corrélées à la variabilité saisonnière ou inter-annuelle du forçage. De plus, un grand nombre d'observations suggèrent l'existence de mécanismes de couplage entre les différentes structures sableuses. Pour des systèmes double barres par exemple, la dynamique transverse de la barre externe influence celle de la barre interne dont les variations sont quand à elles couplées à la dynamique transverse du trait de côte [Ruessink and Terwindt, 2000]. Par conséquent, afin d'anticiper la formation de zones d'érosion sur le haut de plage il est nécessaire d'avoir une bonne compréhension des mécanismes qui régissent l'évolution des barres sableuses d'avant côte.

La dynamique transverse des barres est certes fortement non-linéaire mais elle n'est pas chaotique, ce qui est une remarque importante dans une démarche de prédiction de l'évolution de tels systèmes. Cependant, les modèles numériques de morphodynamique de plage basés sur l'intégration des processus physiques sont à l'heure actuelle incapables de simuler la dynamique globale du profil de plage. Le manque de réalisme des processus physiques est un argument souvent avancé pour expliquer le désaccord entre modèles et observations [Ruessink and Kuriyama, 2008]. C'est pourquoi, il est nécessaire de faire un parallèle entre mesures physiques et développements numériques afin d'améliorer et/ou de compléter la représentation mathématiques des processus hydro-sédimentaires intervenant dans la morphodynamique des barres.

## 1.2 Objectifs de ces travaux de recherche

Cette thèse s'intègre dans le projets de recherche **BARBEC**<sup>2</sup> piloté par Bruno Castelle et financé par l'Agence Nationale de la Recherche. Ce projet regroupe plusieurs équipes de recherche provenant principalement des universités de Bordeaux (METHYS), de Grenoble (LEGI) et d'Utrecht au Pays-Bas. La démarche scientifique de ce programme consiste à étudier les plages sableuses dominées par la houle dans son ensemble, en interconnectant la dynamique des différentes zones morphologiques. Ce projet est clairement ambitieux et propose une stratégie d'analyse innovante en couplant la modélisation numérique 1D/2D et la modélisation physique en canal à houle. Les expériences physiques en laboratoire sont une alternative idéale aux mesures de terrain qui sont la plupart du temps difficiles à mettre en place, lourdes en terme d'organisation et avec un risque élevé de perte de matériels (donc d'argent) notamment durant des conditions vagues énergétiques.

---

2. Role of morphological interactions in governing the whole wave-dominated sandy **BARred-BE**ach

Grasso [2010] a notamment réussi à reproduire différents scénarii de migration de barres dans un canal à houle à échelle réduite composé de sédiments légers en identifiant les mécanismes hydrodynamiques moteurs impliqués dans ces comportements de barres. Ce type de modélisation permet donc de collecter des jeux de données hydro/morpho qui sont extrêmement utiles pour valider les modèles numériques.

Ces dernières années, les travaux de modélisation numérique traitant de la morphodynamique tridimensionnelle des plages ont réussi à lever un grand nombre de verrous scientifiques. En particulier, ils ont démontré que le concept d'auto-organisation, basé sur l'idée que l'évolution morphologique du fond rétro-agit en permanence avec l'hydrodynamique et le transport sédimentaire [*e.g.* Falqués et al., 2000, Coco and Murray, 2007], permet d'expliquer la formation d'instabilités bathymétriques telles que les structures de types barre/chenal. Les modèles morphodynamiques sont parvenus à simuler la formation et l'évolution non-linéaire de ces structures sableuses sous l'influence d'un forçage instationnaire [Castelle and Ruessink, 2011], en présence de contraintes géologiques [Castelle et al., 2012, Castelle and Coco, 2012] et ont notamment mis en évidence les mécanismes de couplage entre barres [Castelle et al., 2010a,b]. Cependant, ces travaux ont systématiquement négligé les processus physiques *cross-shore* en adoptant une représentation simplifiée du transport sédimentaire basée sur un concept d'équilibre entre le profil de plage et les conditions hydrodynamiques, approche dite *basic-state*. Ce concept suppose que sous des conditions de vagues stationnaires, le profil de plage va tendre vers une position d'équilibre qui traduit une compensation parfaite entre les flux de sédiments dirigés vers le bord et vers le large. Or, sur les plages naturelles soumises aux changements de régime de houle, cet équilibre entre les processus hydro-sédimentaires *cross-shore* n'existe pas et cette thèse vise à modéliser ce déséquilibre.

### **Comment la modélisation du profil de plage peut-elle contribuer à améliorer la compréhension de la dynamique globale de la plage ?**

Notre approche de modélisation vient se positionner à l'interface de la modélisation physique et numérique 2DH. Elle consiste à modéliser l'évolution du profil de plage en intégrant les dernières avancées scientifiques en terme de processus physiques identifiés comme étant à l'origine des principales variations morphologiques de ce dernier. A l'aide des mesures hydrodynamiques collectées en canal à houle et en milieu naturel il sera alors possible de vérifier l'exactitude des méthodes utilisées pour simuler notamment la transformation des vagues du large à la côte, l'évolution *cross-shore* des non-linéarités des vagues et du courant de retour<sup>3</sup>. Nos simulations numériques seront comparées directement avec des évolutions de profils de plage observés à la fois en laboratoire ainsi qu'en

---

3. Le courant de dérive sera également une contribution importante à modéliser et seules des mesures de terrains pourront vérifier l'exactitude des résultats simulés

milieu naturel. Cela nous permettra de valider les méthodes d'estimation du transport sédimentaire qui sont en réalité le vrai point bloquant des modèles morphodynamiques. Après plusieurs tests de validation du modèle de profil de plage sur des cas de migration de barres vers la côte, vers le large ou englobant les deux sens migrations, les avancées scientifiques développées dans ce modèle seront légitimement implantées dans un modèle 2DH afin de simuler à terme la morphodynamique des plages réelles à l'échelle de plusieurs changements de régimes de houles.

### 1.3 Plan du manuscrit

Ce manuscrit s'articule autour de 5 principaux chapitres :

Le **Chapitre 2** expose les différents processus physiques intervenant dans la dynamique *cross-shore* des barres sableuses. Un accent particulier est mis sur l'explication des mécanismes de transformations des vagues du large à la côte. A titre d'exemple, nous commenterons l'évolution spatiale des mesures d'élévation de surface libre collectées durant une expérience en canal à houle. En parallèle, nous décrirons une méthode novatrice utilisée pour prendre en compte ces transformations non-linéaires dans une approche de modélisation à phase moyennée. Par la suite, nous procédons à une description synthétique des observations de la dynamique *cross-shore* des barres sableuses à différentes échelles de temps. Enfin, nous aborderons les différentes stratégies de modélisation utilisées pour simuler l'évolution *cross-shore* des barres sableuses.

Le **Chapitre 3** présente la structure mathématique et numérique du modèle de profil de plage **1DBeach** que nous avons développé. Il intègre les dernières innovations en terme de paramétrisation des processus physiques, allant de la propagation des vagues, de la modélisation des non-linéarités des vagues à la structure verticale du courant de retour et du courant de dérive. Les calculs de flux sédimentaires sont basés sur une approche énergétique permettant de distinguer la contribution spécifique des vagues, des courants moyens, et des effets gravitaires de pente. Ce modèle est néanmoins sensible à un certain nombre de paramètres ajustables que nous avons préalablement identifiés. C'est pourquoi, des méthodes d'optimisation robustes sont nécessaires afin d'ajuster ces coefficients de façon à réduire les erreurs entre le modèle et les observations.

Le **Chapitre 4** présente les résultats du modèle appliqué dans le cadre de l'évolution de plages naturelles sur des échelles de temps allant de quelques jours à plusieurs années. La première partie, présentée sous la forme d'un article accepté dans *Coastal Engineering*, met en avant la contribution et le rôle respectif des différents processus physiques dans la dynamique des barres sableuses sous l'influence combinée de la marée et de l'angle d'incidence des vagues. Nous démontrons l'importance de prendre en considération le courant de dérive ainsi que la contribution des skewness d'accélération<sup>4</sup> dans le transport

---

4. Les termes de **skewness de vitesse ou d'accélération** vont qualifier une certaine forme

sédimentaire afin de modéliser le plus fidèlement la dynamique des barres. Dans la deuxième partie, nous montrons les capacités du modèle à simuler des séquences long-termes ( $> 3$  ans) caractérisées par des NOM (Net Offshore Migration)<sup>5</sup> inter-annuels. Nous discutons également de la stratégie d’optimisation à mettre en place et notamment le type de jeux de données nécessaire pour calibrer au mieux le modèle.

Le **Chapitre 5** propose de confronter le modèle **1DBeach** aux évolutions de profils de plages obtenues dans le cadre de la campagne expérimentale en canal à houle, à échelle réelle, **BARDEXII**. Une première partie présente l’analyse des mesures de vitesses orbitales, collectées dans la couche d’eau proche du fond sous différentes conditions de vagues. Ces résultats montrent que les valeurs du coefficient de skewness de vitesse sont systématiquement supérieures à celles mesurées sur plages naturelles. Au contraire, les valeurs du coefficient d’asymétrie en vitesses semblent être relativement similaires à celles des plages naturelles excepté en zone d’eau peu profonde. Nous en avons déduit une calibration spécifique des coefficients skewness de vitesse et d’accélération que nous avons par la suite utilisée dans nos simulations numériques. Dans le cas d’une séquence montrant la formation d’une barre sableuse au-dessus d’un profil pentu, nos résultats numériques montrent qu’il est nécessaire d’inclure la composante du transport par skewness d’accélération pour simuler ce scénario. Ces résultats supposent donc qu’un nouveau modèle conceptuel de formation de barres doit être utilisé notamment dans le cadre de plages fortement pentues.

Le **Chapitre 6** constitue une perspective avancée de l’intégration des processus *cross-shore* dans les modèles morphodynamiques 2DH. Nous présentons la nouvelle plateforme numérique **2DBeach** qui réalise le couplage entre les modèles **SWAN**(*Delft University of Technology*) / **HYDRODYN**(*Université de Bordeaux*) / **2DMorph**(*Université de Bordeaux*) qui intègre notamment les paramétrisations réalistes des non-linéarités des vitesses ainsi que les formules de transports sédimentaires utilisées dans **1DBeach**. L’analyse de la répartition spatiale des non-linéarités et des flux sédimentaires au-dessus d’un système barre/chenal confirme la nécessité de prendre en compte les processus *cross-shore*. En effet, les simulations montrent qu’à marée haute, au-dessus de la barre, le flux de sédiments relatif au skewness de vitesse est du même ordre de grandeur que celui induit par les circulations moyennes, ce dernier étant le mode de transport dominant notamment au niveau du chenal. Enfin, les capacités de cette plate-forme de modélisation sont illustrées par une simulation morphodynamique montrant une séquence *down-state* quasi-complète ( $> 1$  mois), stable et convergeant vers un état de saturation. A l’aune de ces résultats prometteurs, un immense champ de perspectives de recherche semble ouvert, à commencer par l’influence de la marée sur les formations et l’évolution non-linéaire des barres à long-terme.

---

d’asymétrie des vagues qui seront discutées dans ce manuscrit.

5. Séquence morphodynamique qui caractérise une migration nette vers le large des barres sableuses.



## Chapitre 2

# Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

Ce chapitre pose les bases de la connaissance sur la dynamique des profils de plages sableuses dominées par l'action de la houle. En particulier, nous nous focalisons sur la dynamique transverse des barres sableuses omniprésentes le long des littoraux sableux et jouant un rôle essentiel pour la pérennité de ce milieu. En s'appuyant sur les travaux de ces dernières années, observations indirectes ou mesures in-situ, nous tacherons de décrire le comportement global de ces structures sédimentaires. Notre approche numérique étant basée sur la modélisation des processus physiques, nous décrirons dans le détail les mécanismes hydro-sédimentaires à l'origine des principaux changements morphologiques des profils de plages.

## 2.1 Introduction

Il existe une grande variété d'environnements littoraux que l'on peut classer par leurs propriétés géologiques intrinsèques, comme par exemple le type des sédiments qui les compose ou encore les conditions hydrodynamiques qui contrôlent leurs évolutions. Ainsi, Davis and Hayes [1984] distinguent les zones littorales pouvant être dominées exclusivement par la marée (*e.g* estuaires), les houles océaniques ou encore des environnements mixtes pour lesquels ces deux facteurs jouent un rôle important (ex : les embouchures tidales). Cette étude se focalise essentiellement sur l'évolution des littoraux sableux dominés par l'action des houles et en particulier leurs évolutions dans l'axe transverse à la côte. La particularité de ce milieu naturel est d'exhiber différents corps sableux évoluant dans une large gamme d'échelles spatio-temporelles. En effet, sous l'action des houles, la dynamique globale des littoraux sableux s'étend de l'évolution instantanée des rides sableuses (temps de réponse  $\mathcal{O}(\text{secondes})$ ) jusqu'aux évolutions du prisme littoral relatives à des échelles de temps géologiques (temps de réponse de l'ordre de plusieurs millénaires).

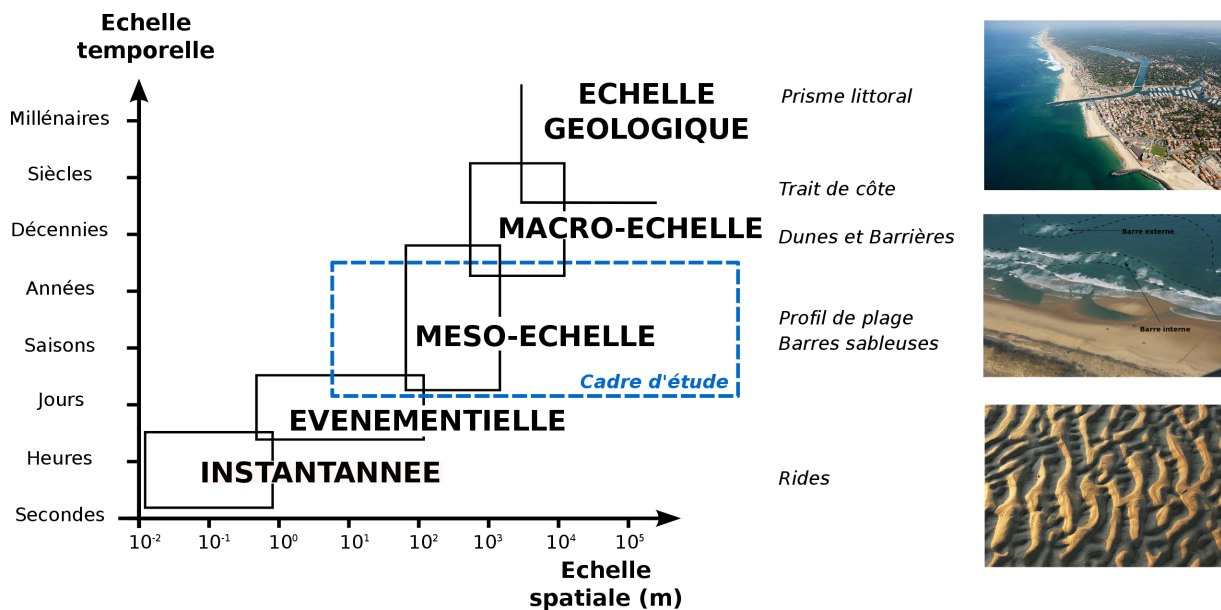


FIGURE 2.1 – Représentation des échelles spatio-temporelles associées aux principaux corps sableux le long des littoraux sableux.

La Figure 2.1) représente ce continuum dans lequel le spectre d'évolution **du profil de plage et des barres sableuses** s'étale sur une large gamme d'échelles spatio-temporelles. Ce dernier varie sur des échelles de quelques heures (tempête) à plusieurs semaines caractérisant sa réponse face à des changements de régimes de houles. De plus, sur des échelles saisonnières à pluriannuelles le profil de plage peut présenter des variations cycliques de la position des barres. Compte tenu de la nature tridimensionnelle du système plage, le profil de plage est une simplification dimensionnelle d'un point

## **2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues**

---

géologique. L'évolution de sa morphologie est une donnée fondamentale permettant de caractériser de façon globale l'état d'une plage sur plusieurs kilomètres [Wijnberg, 1996]. Le nombre grandissant de données provenant de relevés bathymétriques ou d'imageries vidéo ont permis de mettre en évidence des séquences caractéristiques de changement de plage évoluant dans des phases de transitions morphologiques organisées [*e.g.* Wright and Short, 1984, Lippmann and Holman, 1990, Van Enckevort and Ruessink, 2003]. Ainsi, ces observations soulignent le caractère déterministe de l'évolution du système plage. Cet aspect fondamental a conduit à l'émergence de modèles conceptuels et au développement d'outils numériques dont le but est de comprendre et de prédire l'évolution d'une plage sableuse.

Depuis le début des années 80, l'approche morphodynamique introduite par Wright and Thom [1977] est devenue un paradigme dans lequel la communauté internationale s'est positionnée pour étudier l'évolution des systèmes littoraux. L'idée est ici de considérer un système géomorphologique ouvert interagissant avec ces conditions environnementales que sont les vagues, les courants induits et le transport sédimentaires, puis d'étudier l'ajustement mutuel entre les formes prises par ce système (sa morphologie) et les processus régissant son évolution. Cette conception de l'évolution du système plage a été transcrite dans les modèles numériques afin de pouvoir modéliser l'évolution de différents corps sédimentaires comme les rides ou les barres sableuses. Ainsi, l'approche numérique adoptée dans ces travaux est basée sur le couplage entre les vagues - les courants - le transport sédimentaire et l'évolution du fond rétro-agissant directement sur le champ de vagues. Chaque étape de couplage correspond à un champ de recherche spécifique et notre approche de modélisation s'appuie sur ces connaissances scientifiques afin d'établir un modèle numérique capable de décrire l'évolution d'une plage sableuse à partir de la connaissance des processus physiques. La complexité de cette approche numérique réside donc dans l'identification et la représentation des processus hydro-sédimentaires majeurs contrôlant la dynamique des différents corps sableux.

Les processus hydrodynamiques en zone côtière se répartissent sur une large gamme d'échelles spatio-temporelles (Figure 2.2). Certains processus de nature ondulatoire sont directement identifiables par notre perception visuelle comme la propagation de la houle et des groupes d'ondes ou encore le phénomène de marée. Cependant, en se propageant du large vers la côte, les ondes de gravité subissent des transformations induites principalement par les variations de profondeur d'eau engendrant des modulations lentes de la surface libre, quasi-imperceptibles, qui sont associées à des ondes longues relatives au domaine infra-gravitaire. La signature de ces ondes longues est aussi fortement présente dans la zone où les vagues viennent terminer leur course. En zone d'eau peu profonde, les vagues deviennent instables puis déferlent en injectant une grande quantité d'air dans la colonne d'eau. Dans ce procédé, une partie de l'énergie des vagues est dissipée par turbulence et le reste est transférée sous la forme de quantité de mouvement dans

les circulations moyennes. Le déferlement des vagues est le moteur du déplacement des masses d'eau dont les vitesses moyennes peuvent atteindre plusieurs m/s en fonction des conditions de vagues. De plus, compte tenu de la nature aléatoire des ondes de surface, ces courants moyens peuvent être le siège d'instabilités de cisaillement à l'origine de la formation de grandes structures tourbillonnaires<sup>1</sup>. Chacun de ces processus physiques agit sur le transport de sédiments à son échelle et par conséquent sur la modification des structures sableuses.

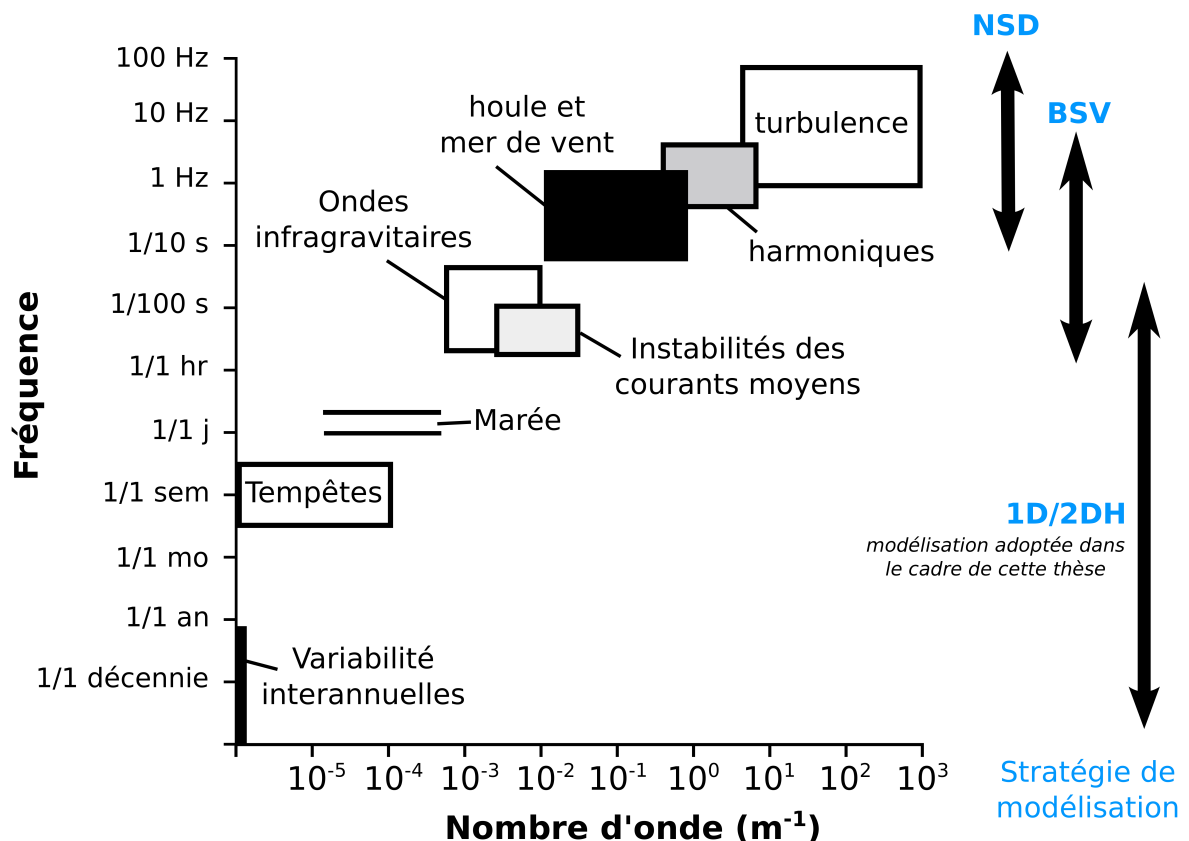


FIGURE 2.2 – Représentation des échelles spatio-temporelles associées aux processus hydrodynamiques en zone côtière avec la superposition des différentes stratégies de modélisation relatives à chaque gamme de fréquences, schéma inspiré de Bonneton [2003].

La Figure 2.2 montre l'association de trois stratégies de modélisation, à la complexité croissante, spécifiques aux types de processus hydrodynamiques à étudier. La modélisation NSD (*Naviers-Stokes Diphasique*) permet de simuler des écoulements turbulents impliquant des fluides de différentes densités. En océanographie littorale, cette approche numérique a été utilisée pour simuler le phénomène de déferlement dans son ensemble ainsi que l'écoulement turbulent induit. Ces expérimentations numériques sont complexes et demandent énormément de temps de calcul pour simuler simplement un

1. Dans la zone littorale, il existe différents types de courant moyen que nous définirons dans ce chapitre

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

---

déferlement ce qui repousse toutes perspectives d'applications morphodynamiques. Les modèles BSV (*Boussinesq Saint-Venant*) sont des modèles de vagues développés pour étudier la propagation des ondes de surface dans le domaine gravitaire  $10^{-1} \leq f \leq 1$  Hz et infragravitaire  $10^{-3} \leq f \leq 10^{-1}$  Hz. Ce type d'approche se base sur l'hypothèse des milieux peu profond et ne simule pas explicitement les phénomènes de déferlement comme pourrait le faire l'approche NSD. Cependant, ces modèles représentent correctement la déformation non-linéaire de la surface libre du large vers la côte et sont particulièrement adaptés pour étudier la dynamique instationnaire de la zone de swash<sup>2</sup>. Les modèles BSV peuvent notamment être utilisés pour établir des relations empiriques utilisables dans des modèles de vagues à phases moyennées. Par exemple, les travaux de Tissier et al. [2012] ont proposé une paramétrisation non-linéaire de la vitesse de phase. Du point de vue morphodynamique, d'autres méthodes sont nécessaires pour étudier les évolutions long terme du profil de plage notamment pour des raisons de temps de calcul.

En fonction des conditions de houle au large, la position et la forme des barres sableuses peuvent présenter des différences significatives après quelques cycles de marée. Il existe donc une séparation d'échelle importante entre une grande partie des processus hydrodynamiques présentés sur la Figure 2.2 et la dynamique des barres et du profil de plage. Cette remarque fondamentale est à l'origine du raisonnement mathématique amenant à la stratégie de modélisation morphodynamique à phase moyennée. En effet, ces méthodes considèrent le filtrage des processus hydrodynamiques rapides dont la fréquence est supérieure à une certaine fréquence de coupure afin de calculer explicitement des variations tidales des courants moyens et des flux sédimentaires associés [Bonneton, 2003]. L'évolution du fond est estimée à partir de ces flux sédimentaires et rétroagit par la suite sur le champ de vagues. A la différence de l'approche 1DH, la modélisation 2DH permet de prendre en compte les cellules de circulation horizontales qui jouent un rôle important dans les échanges de sédiments entre le haut et le bas de plage. Ces modèles sont notamment parvenus à simuler la formation et l'évolution non-linéaire de systèmes barre-chenaux de façon réaliste. Cependant, la contribution des phénomènes *cross-shore* y est souvent mal représentée voire totalement négligée [*e.g.* Garnier et al., 2008, Castelle and Ruessink, 2011].

Cette remarque est le point de départ qui a stimulé le besoin d'utiliser un modèle morphodynamique 1DH afin de se focaliser exclusivement sur les processus cross-shore qui contrôlent la dynamique transverse des profils de plages en se focalisant principalement sur l'évolution des barres sableuses en zone de surf. Ce chapitre présente une description des processus hydro-sédimentaires *cross-shore* ainsi qu'une synthèse des observations sur la dynamique des barres sableuses.

---

2. La zone de swash définie la zone du haut de plage alternativement couverte et découverte à l'échelle de chaque vague

## 2.2 Hydrodynamique et transport sédimentaire en domaine littoral

Les processus hydrodynamiques en zones littorales sont de nature tridimensionnelle. En utilisant l'hypothèse des milieux peu profonds<sup>3</sup> nous pouvons intégrer ces processus sur l'axe vertical pour basculer dans une conceptualisation bidimensionnelle de ces phénomènes. De plus, en considérant une bathymétrie uniforme le long de la côte, l'analyse de l'évolution des profils de plage se résume à la composante *cross-shore* de ces processus. Dans cette partie, nous décrivons les processus non-linéaires de transformation des vagues en zone côtière dont les caractéristiques sont des points clés pour la modélisation morphodynamique tout comme les courants induits par le déferlement des vagues.

### 2.2.1 Analyse qualitative et quantitative de la transformation des vagues en zone littorale

Les ondes de surface subissent des déformations rapides lorsque la bathymétrie influence leur propagation. Trois phénomènes conjugués sont alors observables : l'effet de levée<sup>4</sup> qui provoque une augmentation de l'amplitude des vagues, de réfraction qui engendre un changement de la direction de propagation des vagues les forçant à s'enrouler autour des zones d'eau les moins profondes et le phénomène de diffraction qui contribue en une redistribution de l'énergie des vagues le long des crêtes. Enfin, lorsque le rapport entre l'amplitude des vagues et la profondeur d'eau devient suffisamment faible, les vagues deviennent instables et déferlent. Ces mécanismes sont à l'origine de la variation spatiale de l'amplitude et de la direction des vagues qui est clairement contrôlée par la forme du fond en zone d'eau peu profonde<sup>5</sup>.

Les vagues incidentes sont des ondes propagatives libres qui sont définies par une amplitude, une fréquence angulaire  $w$  et un vecteur d'onde  $\vec{k}$  représentant le paramètre de phase et caractérisant également la direction de propagation de l'onde. En milieu naturel les ondes de surface ne sont pas monochromatiques ce qui signifie que l'énergie des vagues se répartie sur un ensemble de fréquences. Ainsi, l'espace spectral est un bon moyen de représentation pour analyser et comprendre les mécanismes de transfert d'énergie entre fréquences à l'origine de la déformation des ondes de surface. Ce phénomène est étroitement lié avec les propriétés dispersives des ondes. Les effets dispersifs représentent le degré de dépendance de la vitesse de phase  $c$  des ondes de surface avec leurs fréquences caractéristiques. En se basant sur ce phénomène, nous pouvons définir trois zones caractérisées par des propriétés de dispersion particulières. Lorsque la longueur d'onde des vagues est grande devant la profondeur d'eau ( $kh \gg O(1)$ , avec  $k = 2\pi/L$  le nombre

---

3. Cette hypothèse suppose les échelles horizontales très grandes devant les échelles verticales.

4. Le terme anglais *shoaling* sera aussi utilisé

5. La zone d'eau peu profonde sera définie lorsque la longueur d'onde des vagues sera faible devant la profondeur d'eau

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

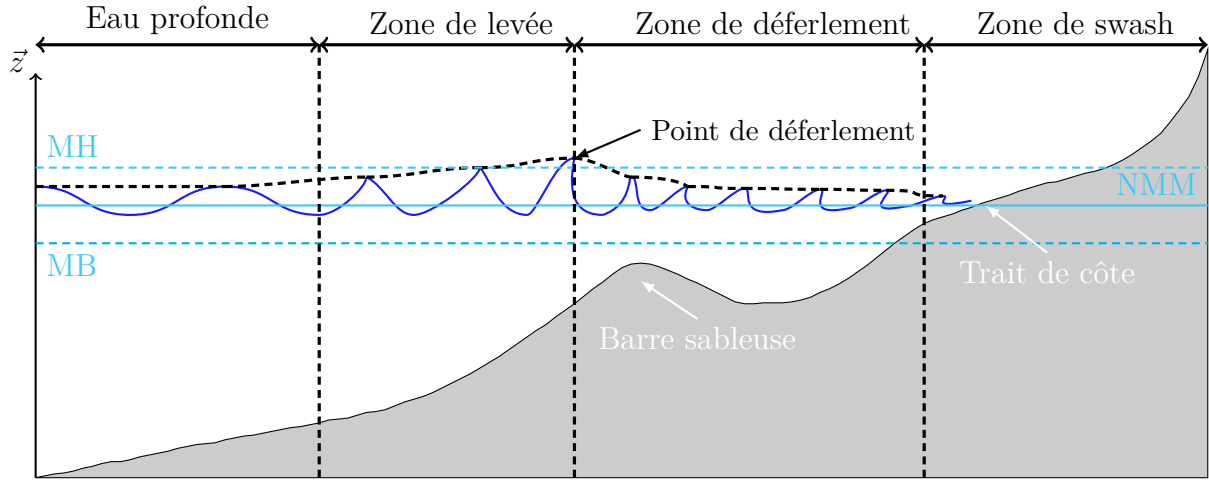


FIGURE 2.3 – Représentation de l'évolution des ondes de surface définissant 3 zones hydrodynamiques caractéristiques au-dessus d'un profil barré

d'onde,  $h$  la profondeur d'eau et  $L$  la longueur d'onde) celles-ci sont dispersives et vérifient la relation  $c = g/w$ , avec  $g$  l'accélération gravitationnelle. Au contraire, en zone d'eau peu profonde ( $kh \ll O(1)$ ), les ondes ne sont plus dispersives et la vitesse de phase de chaque onde est directement fonction de la profondeur d'eau. En zone d'eau intermédiaire, une transition s'effectue entre les deux états décrits précédemment, les ondes sont alors faiblement dispersives et vérifient la relation de dispersion linéaire  $c = gk \tanh(kh)$ .

En parallèle, les interactions non-linéaires entre fréquences correspondent aux processus à l'origine des transferts d'énergie dans le spectre. Ces échanges d'énergie sont d'autant plus importants et rapides dès lors que les interactions entre fréquences sont résonnantes. Prenons l'exemple de l'interaction entre triplet de fréquences pour laquelle deux ondes libres primaires caractérisées par les couples  $(f_1, k_1)$  et  $(f_2, k_2)$  satisfont la relation de dispersion. Les interactions constructives (somme d'ondes) et destructives (différence d'ondes) vont conduire à la formation d'une onde liée  $(f_3, k_3)$  tel que :

$$f_1 \pm f_2 = f_3 \quad (2.1)$$

$$k_1 \pm k_2 = k_3 \quad (2.2)$$

Si la différence de phase entre le nombre d'onde relatif à l'onde liée  $|k_3|$  et le nombre d'onde obtenu par la relation de dispersion linéaire  $k(f_3)$  est nulle alors l'interaction sera résonnante. Cette condition sera valable pour des ondes non dispersives évoluant en eau peu profonde et pour lesquelles les échanges d'énergie entre triplet de fréquences sont maximum. L'énergie se transmettra alors uniquement des ondes principales vers les ondes liées. Philipps [1960] a démontré que dans les zones où les vagues étaient dispersives, les interactions non-linéaires entre triplet de fréquences ne peuvent être résonnantes du fait des variations plus ou moins rapides de la phase des ondes en interaction. Du fait de

ce déséquilibre, les transferts d'énergie sont moins importants mais peuvent cependant s'effectuer des ondes principales vers les ondes liées et réciproquement.

Lorsque les ondes de surface sont faiblement dispersives, les transferts d'énergie issus des interactions non-linéaires entre triplet de fréquences vont engendrer une modification de la forme des ondes de surface. Ces transferts d'énergie se font principalement entre les ondes primaires incidentes situées autour de la fréquence pic  $f_p$  du spectre d'énergie vers les fréquences harmoniques autour de  $2f_p$ . Pour illustrer ces processus, nous proposons ici d'analyser un cas particulier de propagation de vagues en canal à houle.

Les Figures 2.4b-d) montrent l'évolution spatiale du spectre d'énergie à trois positions *cross-shore* du profil de plage représenté par la Figure 2.4a et qui sont issus des mesures de surface libre collectées durant l'expérience en canal à houle à échelle réelle BARDEXII (voir chapitre 5). Au large (position 1), le spectre montre la présence d'harmoniques autour des fréquences  $2f_p$  et  $3f_p$ . Au niveau du capteur 2, l'énergie associée à l'harmonique  $2f_p$  augmente alors que la signature de l'harmonique  $3f_p$  s'estompe. De plus, l'augmentation de l'énergie au niveau de la fréquence pic traduit l'augmentation de l'amplitude des vagues résultant des effets de *shoaling*. Au niveau du capteur 3, la majorité de l'énergie du spectre contenue dans la fréquence  $f_p$  est clairement dissipée suite au déferlement, de plus l'harmonique  $2f_p$  y est toujours présente et nous remarquons une augmentation de l'énergie dans la bande infra-gravitaire.

L'analyse bispectrale [Kim and Powers, 1979] permet de visualiser les interactions non-linéaires entre les ondes et s'impose comme un traitement du signal complémentaire aux méthodes FFT classiques. Ainsi, les Figures 2.4e-f représentent les bispectres relatifs aux signaux d'élévation de surface mesurés aux mêmes positions *cross-shore*. Les interactions mutuelles  $f_p - f_p$  sont les plus importantes et sont présentes dans le bispectre du large vers la côte. Ces dernières sont notamment à l'origine de l'émergence de l'harmonique  $2f_p$  également présente aux trois positions *cross-shore*. Le pic d'intensité en  $f_p - 2f_p$  indique une interaction entre la fréquence pic et la première harmonique qui résulte d'un transfert d'énergie vers l'harmonique  $3f_p$ . A la station 1, cette interaction est suffisamment importante pour générer le pic d'énergie au niveau de l'harmonique  $3f_p$ . De plus, la Figure 2.4e révèle une interaction  $f_p - 3f_p$  qui correspond à un transfert d'énergie supplémentaire qui marque une différence importante avec les bispectres des stations 2 et 3.

Ce transfert additionnel d'énergie s'apparente à une augmentation des effets non-linéaires, or, les vagues étant faiblement dispersives autour de la station 1, les interactions entre fréquences ne sont pas résonnantes. Ainsi, la combinaison de ces effets résulte en un profil de vague asymétrique suivant l'axe horizontal (voir Figure 2.4h), on parle aussi de profils de type *skewed* ou de vagues de Stokes, caractérisés par des crêtes de durée plus courte que les creux mais d'amplitude plus grande. La position 2 se situant proche du point de déferlement, le caractère dispersif des vagues devient négligeable ce qui implique



## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

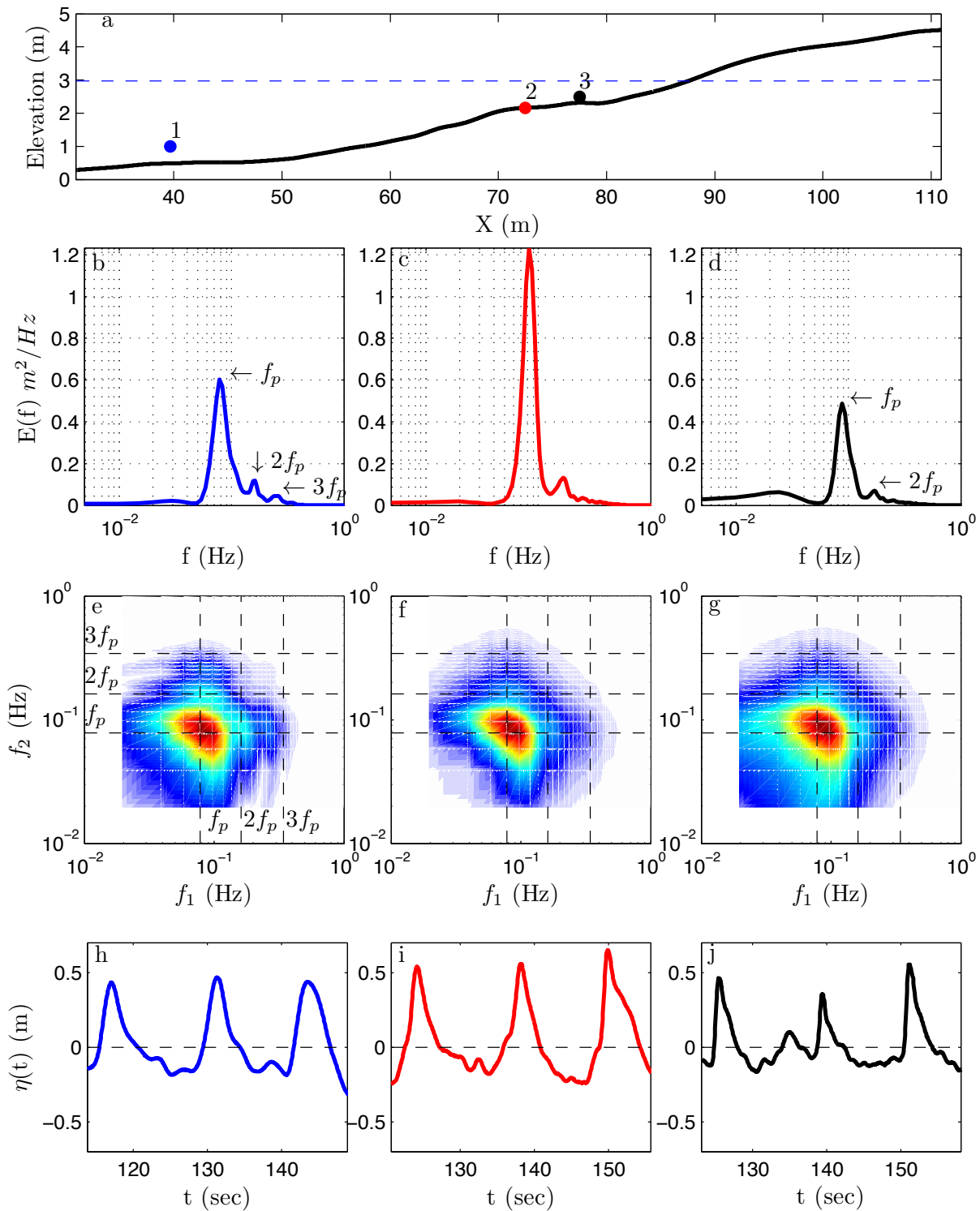


FIGURE 2.4 – a) Positions de 3 capteurs de pression superposées au profil de plage mesuré (trait noir), le trait pointillés bleus indique le niveau d'eau moyen. b-d) Spectres d'énergie des signaux d'élévation de surface libre enregistrés par les 3 capteurs de pression (correspondance des couleurs). e-g) Bispectres des signaux d'élévation de surface libre enregistrés par les 3 capteurs de pression. h-j) Signal d'élévation de surface libre enregistré au niveau des capteurs de pression montrant la même série de vagues.

## 2.2 - Hydrodynamique et transport sédimentaire en domaine littoral

que les interactions  $f_p - 2f_p$  sont quasi-résonnantes entraînant une amplification des harmoniques  $2f_p$ . Cet effet force un déphasage important entre ces deux ondes provoquant une déformation rapide du profil de vague qui converge vers une forme en dent de scie, on parle alors de vagues asymétriques suivant la verticale. Dans la zone de surf, les vagues conservent une forme asymétrique prononcée alors que l'aspect *skewed* tend à fortement diminuer (Figure 2.4j).

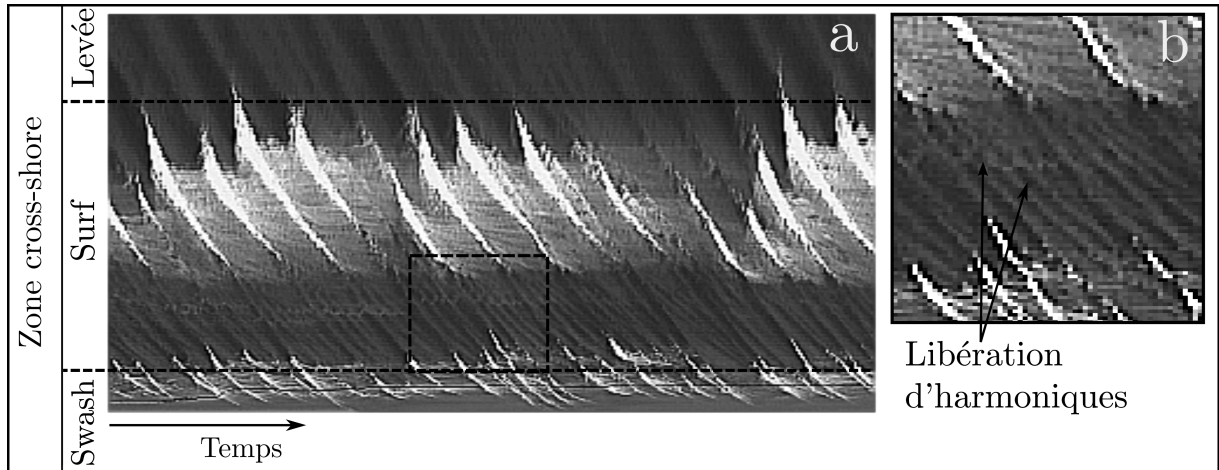


FIGURE 2.5 – a) Image TimeStack montrant la libération d'harmoniques au niveau de la fosse avec b) un zoom sur ce phénomène.

Dans le cas particulier où les vagues se propagent au-dessus d'une bathymétrie complexe, celles qui ont déferlé au niveau des barres sableuses pénètrent par la suite dans une zone d'eau plus profonde associée à la fosse. La décroissance des effets non-linéaires dans cette zone provoque la libération des harmoniques qui se propagent comme des ondes libres, visuellement observables comme des trains de vagues secondaires (voir Figure 2.5). Comme nous le constatons sur la Figure 2.4d, la signature infragravitaire est importante dans la zone de surf interne. Théoriquement, au sein d'un groupe de vagues se crée une onde longue générée par le déséquilibre entre les gradients de tension de radiation et de pression (voir chapitre 3) qui entraîne un abaissement du niveau d'eau moyen sous les plus grosses vagues [Longuett-Higgins and Stewart, 1964]. Cette onde longue est anti-corrélée à l'enveloppe des vagues mais se propage à la même vitesse, on parle aussi d'onde longue liée. Suite à la dissipation des ondes incidentes dans la zone de surf induisant la disparition des groupes d'ondes, l'onde longue liée va pouvoir se propager librement. L'impact de ces ondes sur la dynamique du haut plage est crucial car elles contribuent à la modulation de l'extension des différents jet de rives ou *swash* successifs.

De façon synthétique, les ondes de surface ont un profil quasi-sinusoïdal en zone d'eau profonde. Sous l'augmentation des interactions non-linéaires entre triplet de fréquences, le profil devient asymétrique sur l'axe horizontal (Figure 2.6a) ce qui est typique de la zone de levée. Puis dans la zone de surf interne, les ondes prennent une forme en dent de scie

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

(Figure 2.6b). En réalité, le profil des ondes est plus complexe et représente une forme hybride de ces deux états. Les caractéristiques de skewness et d'asymétrie des ondes sont interprétées comme des mesures de l'intensité des effets non-linéaires. Le skewness va représenter l'intensité du rapport  $H_{\text{crête}}/H_{\text{creux}}$  et l'asymétrie mesurera l'intensité du rapport  $2T_{\text{front}}/T$ .

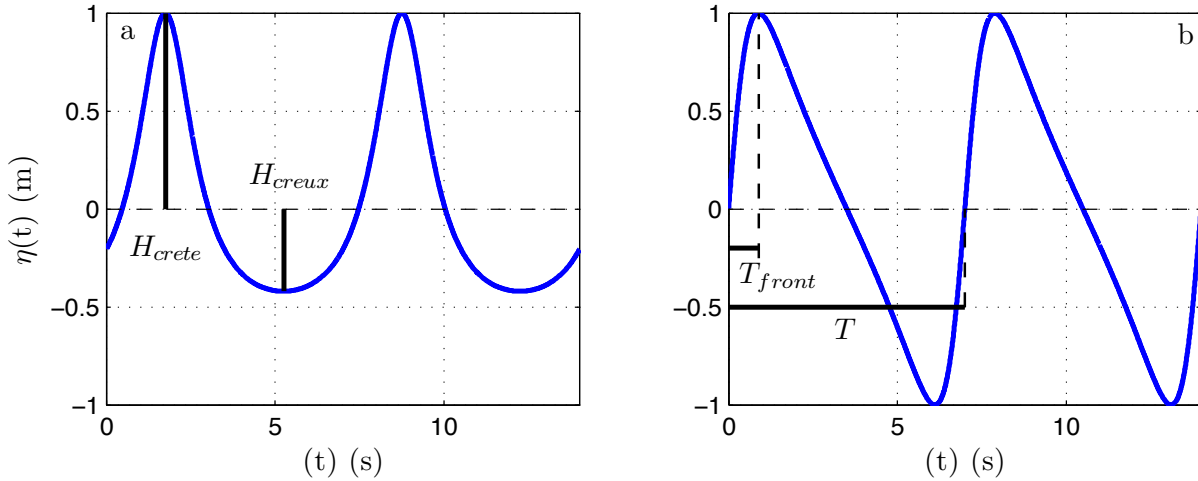


FIGURE 2.6 – a) Asymétrie horizontale des ondes de surface typique de la zone de levée (vagues de Stokes), b) Asymétrie verticale des ondes de surface typique de la zone de surf interne (vagues en dent de scie).

La déformation locale des ondes de surface se transmet également au niveau de la vitesse des particules fluides dans toute la colonne d'eau. Dans la couche de fond, les non-linéarités relatives à la vitesse orbitale vont stimuler un transport sédimentaire net dirigé vers le bord. Dans notre approche de modélisation, la fréquence de coupure qui définit la nature du mouvement moyen est inférieure aux fréquences gravitaires, ce qui signifie que nous ne simulons pas explicitement les variations instantanées de la surface libre contrairement aux modèles de type Boussinesq [Michallet et al., 2011]. Afin d'être consistant avec la physique des processus cross-shore, des méthodes paramétriques sont nécessaires afin de reproduire de façon statistique l'évolution *cross-shore* des non-linéarités.

### 2.2.2 Vers une paramétrisation réaliste des non-linéarités utile pour les modèles de vagues à phase moyennée

La représentation statistique du champ de vagues (hauteur significative, période et direction pic) est classiquement utilisée en morphodynamique des plages pour modéliser la propagation de vagues irrégulières au-dessus d'une bathymétrie complexe. Les modèles spectraux de troisième génération tel que **SWAN** [Booij et al., 1999] décrivent cette approche Eulerienne. Ce code de calcul intègre les processus de transfert d'énergie par interactions entre triplet de fréquences ainsi que les effets de dispersion, de réfraction,

de *shoaling* et de déferlement. Lorsqu'il est couplé avec un modèle hydrodynamique, les interactions vagues-courant peuvent également être prises en compte. Bien que ce modèle statistique de vagues soit l'un des plus précis dans le domaine littoral, il ne retourne cependant aucune donnée concernant la variabilité des non-linéarités. C'est pourquoi de nombreux travaux se sont focalisés sur des méthodes empiriques permettant de reproduire artificiellement l'évolution non-linéaire de la forme des ondes de surface à partir des caractéristiques statistiques des vagues.

Rienecker and Fenton [1981] ont proposé une méthode analytique basée sur un développement en série de Fourier permettant de générer des séries temporelles de vitesse orbitale en fonction des conditions hydrodynamiques locales (hauteur et période significatives des vagues et profondeur d'eau). La représentation des formes prises par les séries temporelles ainsi obtenues se limite à des variations de skewness et ne suppose aucune asymétrie car le déphasage entre les différentes harmoniques générées n'est pas pris en compte. Cette représentation s'éloigne donc des caractéristiques non-linéaires des ondes décrites précédemment. En introduisant un paramètre de phase  $\phi$  dans cette relation analytique, produisant ainsi des déphasages entre chaque harmonique, Drake and Calantoni [2001] simulent trois profils de vitesse caractéristiques, lorsque  $\phi = 0$  les vitesses sont purement asymétrique, pour  $\phi = -\pi/2$  elles deviennent *skewed* et enfin pour  $\phi = -\pi/4$  le profil de vitesse présente une forme hybride des deux états. Par la suite, Abreu et al. [2010] ont étendu cette formulation afin de pouvoir simuler un nombre fini de forme de profil de vitesse caractérisée par une large gamme d'intensité de skewness et d'asymétrie. En calibrant les paramètres qui influencent l'intensité du coefficient de skewness et d'asymétrie, les auteurs parviennent à reproduire, avec une erreur relativement faible, des séries temporelles de vagues aléatoires mesurées en zone de *shoaling* et dans la zone de surf.

Par ailleurs, dans l'espace bispectral, les parties réelles et imaginaires correspondent respectivement au skewness et à l'asymétrie du signal mesuré [Elgar, 1987]. Ainsi, en utilisant la définition statistique du coefficient de skewness  $S_u$  et d'asymétrie  $A_u$  (Eq. 2.3a) il est possible de déduire directement les coefficients bispectraux de biamplitude  $B_a$  et de biphas  $B_\Psi$  tel que :

$$S_u = \frac{\overline{(\tilde{u}(t))^3}}{\sigma_{\tilde{u}}^3}, \quad A_u = \frac{\overline{\mathcal{H}(\tilde{u}(t))^3}}{\sigma_{\tilde{u}}^3} \quad (2.3a)$$

$$B_a = \sqrt{S_u^2 + A_u^2}, \quad B_\Psi = \arctan \frac{A_u}{S_u} \quad (2.3b)$$

où  $\sigma_{\tilde{u}}$  est la déviation standard des vitesses orbitales et  $\mathcal{H}$  correspond à l'opérateur de transformée de Hilbert.

En utilisant cette propriété, Doering and Bowen [1995] ont été les premiers à observer une relation entre les coefficients relatifs à l'analyse bispectrale et les caractéristiques

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

---

statistiques du champ de vagues via le nombre d'Ursell. En suivant la même approche, Ruessink et al. [2012] ont établi une paramétrisation robuste des non-linéarités, valable sur une large gamme de valeurs du nombre d'Ursell, à partir d'un jeu de données conséquent de mesures de vitesses orbitales collectées durant plusieurs campagnes de recherche en milieu naturel. Cette méthode permet donc d'obtenir une prédiction fiable de la variation *cross-shore* des coefficients  $S_u$  et  $A_s$  en connaissant uniquement la répartition spatiale des caractéristiques statistiques hydrodynamiques. Enfin, Malarkey and Davies [2012] ont rigoureusement établi une relation directe entre les paramètres non-linéaires contenus dans les formules paramétriques de Abreu et al. [2010] et les coefficients bispectraux. Finalement, la combinaison de ces résultats permet de générer des séries temporelles de vitesse orbitale représentatives d'un champ de vagues aléatoires à partir des sorties d'un modèle de vagues à phase moyennée [Ruessink et al., 2012] qui seront par la suite utilisées dans les formules de transport sédimentaire. Pour ces raisons, cette nouvelle méthode paramétrique est à l'heure actuelle la plus robuste pour étudier l'impact des non-linéarités sur la dynamique *cross-shore* des profils de plages.

### 2.2.3 Les circulations moyennes *cross-shore* dans le domaine littoral

A mesure que les vagues incidentes pénètrent dans la zone de surf, l'énergie qui leur est associée se dissipe principalement par déferlement bathymétrique. Cette dissipation d'énergie est à l'origine de la formation de courants moyens dont la composante représente le vecteur principal du transport sédimentaire en zone de surf. Il existe trois types de courants moyens générés en présence de vagues : le courant de dérive, le courant de retour et le courant d'arrachement. A l'échelle de plusieurs périodes de vagues, ces courants sont considérés comme quasi-stationnaires et leurs intensités varient selon les conditions de houles ainsi qu'avec les différents niveaux de marée.

Le **courant de retour** est une circulation évoluant dans le plan vertical (Figure 2.7a). Il représente la compensation du flux de masse dirigé vers la côte, associé à l'excès de quantité de mouvement induit par les vagues en surface, par un déplacement vers le large des masses d'eau dans la zone proche du fond. Cette compensation est d'autant plus importante dans la zone de surf. Ce courant moyen présente une variabilité verticale qui découle du déséquilibre entre les gradients de pression générés par l'élévation moyenne de la surface libre et le flux de masse induit par les vagues. A la surface, ce dernier va dominer les gradients de pression ce qui déplacera les masses d'eau vers la côte. Le déséquilibre inverse se produit en profondeur forçant un courant dirigé vers le large avec un maximum localisé proche du fond [Svendsen, 1984]. Cette courbure caractéristique a été observée en laboratoire [*e.g* Stive and Wind, 1986, Ting and Kirby, 1994], en milieu naturel [Masselink and Black, 1995, Garcez-Faria et al., 2000] et est présente de la zone de levée jusque dans la zone de surf. Pour des conditions faiblement énergétiques, ce

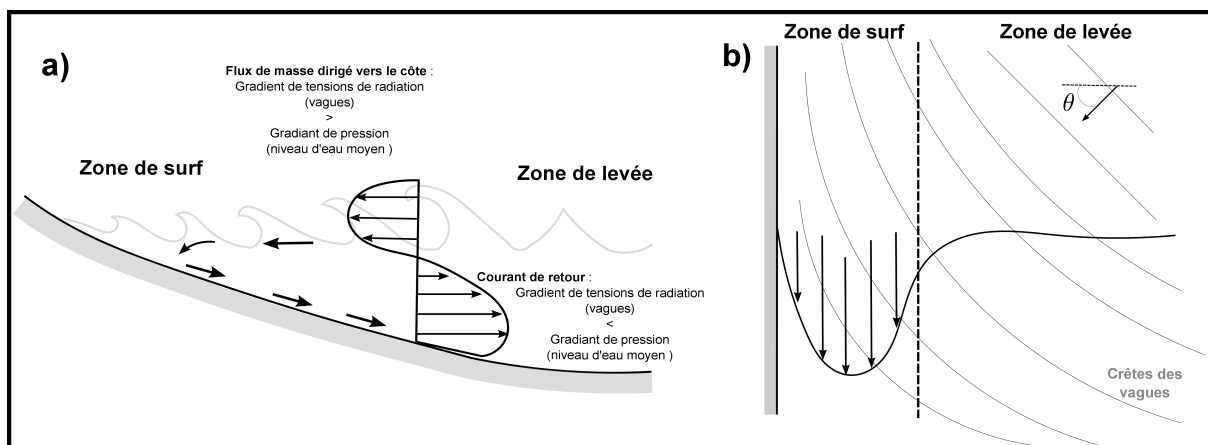


FIGURE 2.7 – a) Schéma de la circulation induite par le déferlement des vagues dans le plan vertical, génération du courant de retour. b) Courant de dérive générée par le déferlement de houle oblique. Ces deux types de courant moyen sont pris en compte dans les modèles de profil de plage.

courant est typiquement caractérisé par des vitesses de l'ordre de 0.1 à 0.3 m/s en zone de surf et pouvant atteindre 0.5 m/s dans les cas les plus énergétiques [Masselink and Black, 1995]. Pour les plages planes, le maximum de courant de retour se situe proche du point de déferlement alors que pour les plages barrées il se trouve généralement au niveau du flan interne des barres, déphasé de plusieurs mètres de point de déferlement [Roelvink and Reniers, 1995, Dubarbier et al., 2013]. Les modèles de type de RANS ou NSD sont capables de représenter naturellement la structure verticale du champ de courant moyen ce qui est particulièrement utile pour étudier numériquement les flux de transport sédimentaire [Ruessink et al., 2009a] ou encore modéliser l'évolution quasi-instantanée des rides sableuses [Marieu et al., 2008] en présence de vagues. Cependant, pour des applications morphodynamiques à plus long terme, cette approche numérique serait trop chronophage en temps de calcul. Cependant, il est possible de représenter la variabilité verticale du courant moyen par des méthodes analytiques simple et robuste [Reniers et al., 2004b] dans les modèles 1DH et qui peuvent être étendues à des modèles de circulation 2DH.

Lorsque les vagues se propagent avec une incidence oblique, leur déferlement va produire un **courant de dérive** parallèle à la côte dont l'intensité peut être largement supérieure à celle du courant de retour (Figure 2.7b). Lors d'épisodes énergétiques, Thornton et al. [1996] observent dans le cas d'une plage à barre uniforme le long de la plage, que ce courant moyen est le plus intense dans la zone de surf avec des vitesses supérieures à 1 m/s. Par conséquent, il apparaît judicieux de ne pas négliger cette contribution hydrodynamique dans l'étude de l'évolution du profil de plage en l'incluant dans les formules de transport sédimentaire comme le suggère Masselink et al. [2008]. Ce courant contribue à une augmentation de la mise en suspension des sédiments qui

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

---

peuvent être transportés le long de la côte mais aussi vers le large par le courant de retour. Pour les plages à simple barre, ce courant est confiné dans la zone de surf entre le point de déferlement et la ligne d'eau. Dans le cas de plages à plusieurs barres il est confiné au niveau des fosses. Dans ces configurations de plages, le maximum de courant de dérive se trouve décalé du point de déferlement similairement au courant de retour. Reniers and Battjes [1997] montrent que l'effet du roller contribue de façon significative à décaler le courant de dérive dans la fosse. D'autre part, les plages barrées qui présentent des hétérogénéités bathymétriques le long de la côte sont le siège de variabilité *longshore* du niveau d'eau moyen dont les gradients accentuent ce décalage spatial du courant de dérive [Feddersen et al., 1998, Ruessink et al., 2001]. Dans le plan vertical, le courant de dérive présente une distribution quasi-uniforme dans la zone de surf due à l'augmentation de la turbulence dans la colonne d'eau générée par le déferlement des vagues [Church and Thornton, 1993] puis tend à devenir logarithmique dans la zone de levée.

Les modèles de courant 1DH simulent correctement la distribution *cross-shore* du courant de dérive dans le cas de plages planes ou barrées sans variabilité *longshore* mais nécessitent des paramétrisations spécifiques dans le cadre de bathymétries complexes [Ruessink et al., 2001]. Lorsque les vagues arrivent à la côte avec un angle d'incidence important, le courant de dérive peut être le siège d'instabilités de cisaillements dont les comportements chaotiques les plus extrêmes se manifestent par l'émergence de grandes cellules tourbillonnaires horizontales qui sont susceptibles de transporter une grande quantité de sédiments hors de la zone de surf. Dans les modèles 1DH, cet effet est pris en compte implicitement dans le terme de diffusion turbulente de quantité de mouvement afin de lisser la distribution *cross-shore* du courant de dérive [Özkan Haller and Kirby, 1999].

### 2.2.4 Représentation du transport sédimentaire en présence de vagues

Dans la stratégie de couplage des modèles morphodynamiques, un des points qui à l'heure actuelle fait face à de nombreuses approximations concerne la représentation mathématique des flux sédimentaires. A l'échelle de l'évolution des barres sableuses, il est en effet nécessaire de simplifier les mouvements des sédiments de façon à passer d'une approche particulière complexe [Drake and Calantoni, 2001] à une approche intégrant la dynamique spatio-temporelle des sédiments comme l'a proposé Bailard [1981]. En utilisant ce concept, il est possible de distinguer trois modes de transport sédimentaire : le charriage, la suspension et le transport par *sheet flow*. Ce dernier mode de transport peut être vu comme un mode intermédiaire caractérisé par un déplacement d'ensemble des particules sédimentaires dans une mince couche proche du fond et qui se met en place sous des conditions hydro-sédimentaires particulières [Soulsby, 1997]. Il est important de rappeler que nos travaux se focalisent sur la dynamique des barres en zone de surf, or

le transport des sédiments par *sheet-flow* est principalement dominant dans la zone de swash pour les plages naturelles.

Ces trois modes de transport sont fonction de l'intensité des courants et des propriétés intrinsèques des sédiments (taille du grain, porosité, densité). Le nombre de Shield est souvent utilisé pour distinguer ces modes de transport sédimentaire, ce dernier représentant une forme adimensionnée de la tension de cisaillement au sommet des particules sédimentaires. Le charriage correspond à un déplacement des sédiments confinés dans la couche limite de fond induit par un courant de faible intensité. Les flux de sédiments associés à ce mode de transport sont relativement faibles devant ceux relatifs au transport par suspension. Ce dernier se produit lorsque le nombre de Shield dépasse un seuil suffisamment élevé pour soulever les sédiments hors de la couche limite de fond. Dans des conditions énergétiques, les sédiments mis en suspension peuvent se répartir sur toute la colonne d'eau.

Le flux total de sédiments peut être considéré comme la combinaison linéaire d'un transport associé aux courants moyens ainsi qu'aux ondes de surface. Cette décomposition heuristique des flux sédimentaires traduit donc une variabilité *cross-shore* de leurs comportements qui sera en grande partie contrôlé par les conditions hydrodynamiques [*e.g.* Russell and Huntley, 1999, Mariño-Tapia et al., 2007a, Tinker et al., 2009]. Dans le cadre d'étude de l'évolution des profils de plages, il est généralement accepté que le transport sédimentaire total *cross-shore* représente la résultante d'un flux de sédiments dirigé vers le bord induit par les effets de skewness de vitesse et d'accélération et d'un flux de sédiments dirigé vers le large induit par le courant de retour. En effet, dans la zone de levée, bien que la vitesse orbitale soit à moyenne nulle, l'augmentation des non-linéarités des vagues provoque via la nature fortement non-linéaire du transport sédimentaire, un flux net de sédiments dirigée vers la côte. Dans la zone de surf, la capacité de mobilité des sédiments est exacerbée par l'action concomitante des courants et des vagues. Sous l'effet de l'augmentation de l'intensité du courant de retour, les sédiments en suspension seront transportés par ce courant créant ainsi un flux net de sédiments vers le large. Enfin, de la zone de surf interne jusque dans la zone de swash, le transport net de sédiment sera globalement dirigé vers la côte en particulier durant des conditions modérément énergétiques. Il y a débat sur le ou les processus moteurs impliqués dans ce transport de sédiments, certains suppose un rôle important de l'asymétrie des vitesses orbitales relatif à la propagation de ressaut ondulant (bores) [*e.g.* Gallagher et al., 1998b, Hoefel and Elgar, 2003], d'autres l'attribut au flux moyen de quantité de mouvement dirigé vers le bord induit par le déferlement des vagues [*e.g.* Plant et al., 2006, Masselink et al., 2008].

Il existe deux approches pour modéliser les flux sédimentaires, l'une basée sur les équations d'advection/diffusion de la concentration de sédiments dans la colonne d'eau qui est notamment utilisée pour simuler les variations instantanées des sédiments dans la couche limite de fond en présence de vagues [*e.g.* Henderson et al., 2004, Ruessink et al.,



## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

---

2009a]. En considérant l'écoulement fluide en équilibre avec le transport sédimentaire, une forme simplifiée de cette équation peut être appliquée dans les modèles morphodynamiques de profil de plage [Van Rijn et al., 2003, Ruessink et al., 2007b]. Cependant, un grand nombre de paramètres inter-dépendants complexifient l'interprétation du rôle des processus physiques agissant dans la dynamique *cross-shore* des profils. La deuxième méthode correspond à une représentation directe des flux de sédiments que l'on suppose proportionnels à la vitesse du fluide. Ce sont des relations simples dont les résultats sont comparables avec les méthodes semi-empiriques d'advection-diffusion proposées par Van Rijn [1994].

Parmi ces méthodes directes, il y a la représentation du transport sédimentaire basée sur l'approche énergétique qui a été proposée par Bagnold [1966] pour des écoulements stationnaires unidirectionnels et modifiés en suite par Bailard [1981] de façon à valider ce concept pour des écoulements en présence de vagues. Cette approche suppose que chaque mode de transport sédimentaire est proportionnel à une certaine quantité d'énergie dissipée par l'écoulement fluide. Elle permet de distinguer le transport par charriage et par suspension relatif au moment d'ordre 2 et 3 des moments en vitesse ainsi que les effets gravitaires de pente. De plus, l'hypothèse fondamentale de cette approche s'appuie sur le fait que la réponse des sédiments est quasi-instantanée face à la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement, ce qui suppose donc un déplacement des sédiments en phase avec les vitesses. En milieu naturel, la plupart des mesures couplées de vitesses et de concentrations nous permettent de valider cette dépendance. Or, cette hypothèse n'est plus valable pour des écoulements oscillants asymétriques générant un régime de transport par *sheetflow* qui peut induire un déphasage non-négligeable entre la concentration des sédiments et la vitesse orbitale. Ce phénomène peut alors modifier l'intensité et la direction du flux net de sédiments [Ruessink et al., 2009a]. L'approche énergétique est donc une représentation simplifiée faisant référence à des flux de sédiments intégrés sur toute la colonne d'eau et moyennés dans le temps qui est régulièrement utilisée pour modéliser l'évolution *cross-shore* des barres sableuses [*e.g.* Roelvink and Stive, 1989, Thornton et al., 1996, Gallagher et al., 1998a]. Cependant, ces études morphodynamiques ont permis de mettre en avant des limitations physiques de cette approche qui nécessite notamment l'intégration de l'accélération de la vitesse orbitale [Elgar et al., 2001, Hoefel and Elgar, 2003] pour simuler correctement la migration des barres vers la côte. Cette accélération des vitesses correspond à un gradient de pression horizontal important au niveau des fronts d'ondes déferlées qui conduit à un transport net de sédiments vers la côte [Drake and Calantoni, 2001]. De plus, l'impact de la turbulence induite par le déferlement des vagues sur la mise en suspension des sédiments peut s'avérer être une composante importante durant les épisodes de tempêtes [Grasso et al., 2011] et son intégration dans les formules énergétiques de transport n'a été que rarement abordée [Roelvink and Stive, 1989].

Les modèles plus complexes résolvant la dynamique hydro-sédimentaire dans la

couche limite de fond permettent de juger des capacités de l'approche énergétique à reproduire la distribution *cross-shore* des flux sédimentaires et peut conduire à des améliorations de ces formulations empiriques. Ainsi, les études de Henderson et al. [2004] et de Hsu et al. [2006] suggèrent de dissocier le transport induit par les composantes orbitales et moyennes de l'écoulement par différents coefficients de friction. La transparence des formulations énergétiques permet de comprendre facilement le rôle des non-linéarités et des courant moyens dans la dynamique transverse des profils de plages ce qui est un des objectifs de cette thèse. Cette remarque a donc motivé le choix d'utiliser cette représentation des flux sédimentaires dans notre modèle de profil de plage.

## 2.3 Dynamique *cross-shore* des profils de plages

### 2.3.1 Morphologies des profils de plages sableuses

Les différentes plages sableuses peuvent être classées en trois groupes qui visuellement se distinguent par l'inclinaison moyenne de la pente de plage. La morphologie d'un plage résulte du forçage induit par les vagues ainsi que des caractéristiques sédimentaires intrinsèques à celle-ci. Cette relation simple est résumée par le nombre adimensionné  $\Omega = H_s/w_s T_p$  [Short, 1999], où  $H_s$  et  $T_p$  sont respectivement la hauteur et la période significative des vagues au point de déferlement, et  $w_s$  la vitesse de chute des sédiments.

Ainsi, pour  $\Omega < 1.5$  la plage sera qualifiée de **réflective**, le profil de plage sera marqué par une rupture de pente avec un haut de plage pentu et un bas de plage relativement plat. L'énergie incidente des vagues aura tendance à se réfléchir vers le large, la zone de surf sera étroite, confinée sur le haut de plage et caractérisée par des déferlements plongeants. On retrouve souvent sur le haut de plage la présence d'une berme prononcée formée par des flux de sédiments dirigés vers la côte induit par les jet de rives successifs. Ces types de plages sont généralement exposés à des houles longues et sont composés d'un sédiment grossier, c'est la cas par exemple des plages sableuses le long des côtes Béninoise [Almar et al., 2014]. Pour  $\Omega > 5.5$ , la plage sera **dissipative**, le profil de plage sera relativement plat, potentiellement caractérisé par la présence de plusieurs barres sableuses qui définiront une zone de surf étendue avec plusieurs points de déferlements de type roulants. Contrairement aux plages réfléchives, celles-ci sont exposées à des houles courtes peu énergétiques et sont composées de sédiments fins, c'est le cas par exemple des plages de Normandie. Entre ces deux états de plages, nous retrouvons les plages dites **intermédiaires** qui sont les plus dynamiques et les plus rependues. Le temps de réponse des plages intermédiaires est souvent beaucoup plus court que celui associé aux plages réfléchives et dissipatives qui sont des états de plage plutôt stables. Dans la plupart des travaux numériques en morphodynamique, les plages étudiées sont de types intermédiaires. Ces modèles ont rarement été confronté à des plages proche d'un état réfléchif principalement à cause des limites physiques des modèles.

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

---

Cette classification dépendante de nombre  $\Omega$  est extrêmement pratique pour caractériser l'état morphologique d'une plage et permet d'une certaine façon de prévoir son évolution. Masselink and Short [1993] ont complété ce modèle conceptuel en intégrant l'influence de la marée qui est un facteur clé dans la dynamique transverse du profil de plage. Cette variation du plan d'eau va déplacer spatialement les processus agissant sur une certaine partie du profil vers une autre. Ainsi, en milieu naturel meso à macrotidal, une barre sableuse intertidale pourra être soumise aux effets non-linéaires des vagues à marée haute, se situer dans la zone de déferlement à mi-marée et faire face aux processus stationnaires de la zone de swash à marée basse. Par conséquent, le temps de réponse des barres sableuses d'avant côte variera en fonction de l'amplitude de marée et des conditions de houles au large.

### 2.3.2 Formation des barres sableuses rectilignes

Les barres sableuses jouent un rôle capital dans la pérennité du littoral car elles réduisent l'énergie des vagues incidentes en les forçant à déferler ce qui se traduit par une réduction de l'action érosive des vagues à la côte. Leur dynamique est aussi étroitement liée avec celle du haut de plage [Ruessink et al., 2007a, Castelle et al., 2010a]. Deux théories se sont affrontées à propos des processus physiques mis en jeu dans la formation des barres sableuses uniformes le long de la côte.

La **théorie des ondes longues stationnaires** (Figure 2.8b) suppose la formation de plusieurs barres sableuses régulièrement espacées au niveau de la position des nœuds du fait de la convergence de flux sédimentaire induit par des couples de cellules de circulation à rotation inversée relatives au mouvement périodique de l'onde longue [Bowen et al., 1980]. Cette théorie est très restrictive. D'une part, elle ne peut pas expliquer la migration des barres dans l'axe *cross-shore* puisque l'onde est supposée stationnaire et d'autre part elle suppose une réponse passive du profil c'est à dire qu'aucune rétro-action du profil sur la houle n'intervient, c'est l'équivalent 1D de la théorie des motifs qui s'oppose à la logique du principe morphodynamique.

La **théorie du point de déferlement** (Figure 2.8a) s'accorde avec l'idée que la dynamique de la plage résulte du couplage entre vagues / courant / transport sédimentaire et l'évolution du fond rétroagissant sur la houle. Supposons une plage plane micro-tidale forcée par une houle stationnaire frontale, en arrivant à la côte les vagues vont déferler à la même position ce qui va délimiter clairement la zone de levée et la zone de surf. Du large au point de déferlement il y a une augmentation de l'asymétrie des vagues qui se répercute sur la vitesse orbitale et dont l'effet est responsable du déplacement net de sédiment vers la côte. Dans la zone de surf, le courant de retour étant la contribution des vitesses la plus importante il en résulte un transport net de sédiments vers le large. Si les conditions hydrodynamiques sont stationnaires pendant une durée suffisamment longue alors il se formera une barre sableuse à la convergence de ces flux se situant au

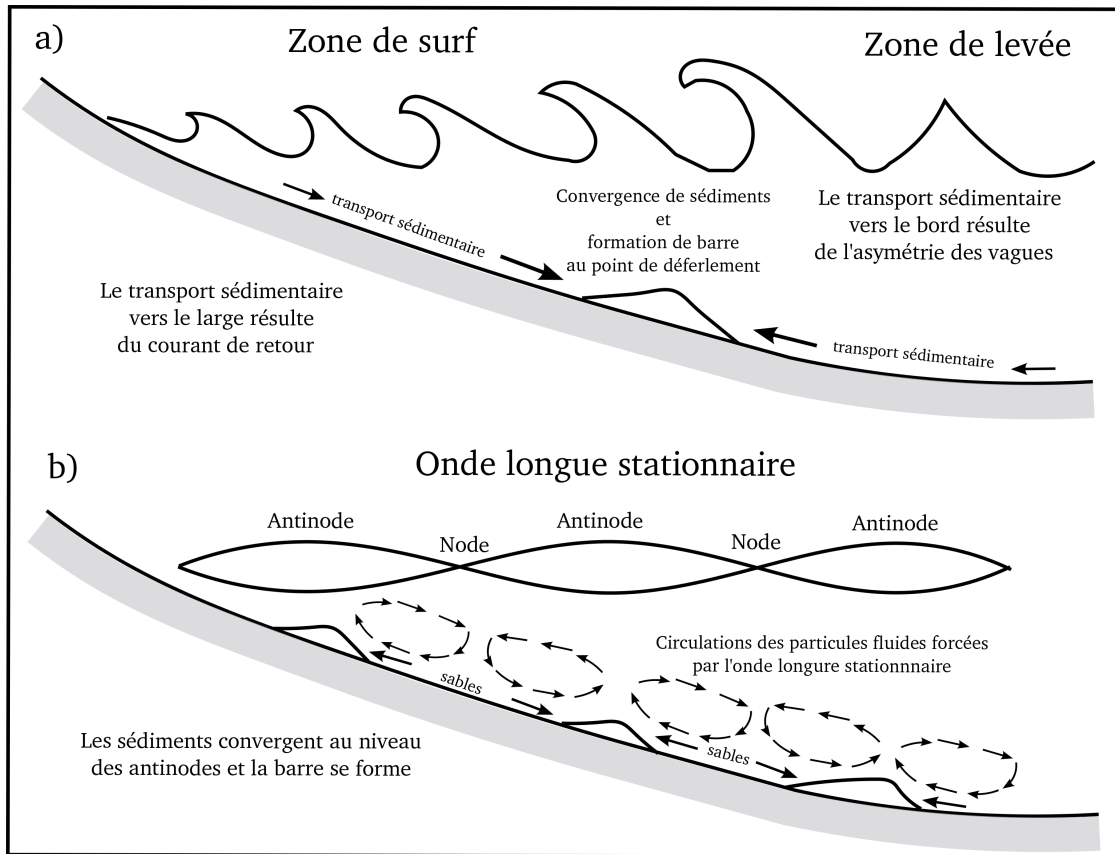


FIGURE 2.8 – Schéma du principe de formation des barres sableuses rectilignes expliqué par a) la théorie du point de déferlement et b) la théorie des ondes longues stationnaires.

niveau du point de déferlement [Roelvink and Stive, 1989, Aagaard et al., 2008]. Si l'on poursuit ce raisonnement, un régime de saturation finit par arriver associé à la diminution de la variabilité *cross-shore* des flux sédimentaires. In fine, le profil tend vers une position d'équilibre relative aux conditions de houle et les gradients *cross-shore* des flux sédimentaires deviennent nuls. Cette théorie ne donne cependant pas une vision d'ensemble de tous les mécanismes potentiellement impliqués dans la séquence de formation de barre. Lors du fondement de cette théorie, l'impact des skewness d'accélération sur le transport sédimentaire n'avait pas été envisagé et le rôle de cet effet dans la séquence de génération de barre n'est pas bien compris. Nous discuterons de cette problématique dans le chapitre 5. Suivant les conditions hydro-géologiques, d'autres facteurs peuvent interférer comme le déferlement des vagues, la composante infragravitaire ou les effets de *phase-lag*, ce qui complexifie évidemment le mécanisme de formation des barres.

### 2.3.3 Dynamique *cross-shore* des barres sableuses

En milieu naturel, les conditions hydrodynamiques étant continuellement changeantes, les flux sédimentaires ne sont jamais à l'équilibre ce qui provoque dans le temps un déplacement vers le bord ou vers le large des structures sableuses déjà existantes. Les

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

observations indirectes par vidéo imagerie ainsi que les mesures de terrain ont largement contribué à la compréhension globale de la dynamique des barres. Le profil de plage moyennée sur plusieurs centaines de mètres le long de la côte est un bon proxy pour représenter la dynamique *cross-shore* du système plage. L'évolution temporelle de la position des barres sableuses représente la source principale de variabilité du profil à court (échelle sub-saisonnière), moyen (échelle saisonnière) et long terme (échelle inter-annuelle). Il est communément admis que la dynamique à court terme des barres sableuses est directement influencée par les conditions de vagues. Ainsi, durant des épisodes fortement énergétiques, les barres sableuses migrent rapidement vers le large avec des vitesses de l'ordre de 10 m/jour [e.g. Sallenger et al., 1985, Gallagher et al., 1998a]. Ce comportement traduit la rétro-action entre le fond et les flux de sédiments orientés vers le large induit par le courant de retour (Figure 2.9a). A l'inverse, durant des périodes faiblement à modérément énergétiques, les barres sableuses migrent lentement vers la côte caractérisées par des vitesses de l'ordre de 1 m/jour [e.g. Van Enckevort and Ruessink, 2003]. Cette dynamique résulte de la rétro-action entre le fond et les flux de sédiments orientés vers la côte induits par les non-linéarités des vitesses orbitales.

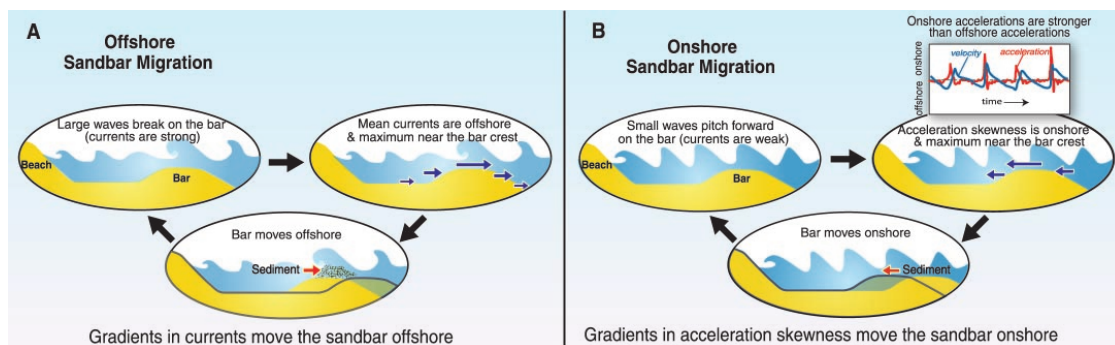


FIGURE 2.9 – a) Modèle conceptuel de la migration des barres vers le large provoquée par la rétro-action entre le fond et les flux sédimentaires orientés vers le large induits par le courant de retour. b) Modèle conceptuel de la migration des barres vers la côte provoquée par la rétro-action entre le fond et les flux sédimentaires orientés vers le bord induits par les skewness d'accélération. Ce schéma est extrait des travaux de Hoefel and Elgar [2003].

Les modèles morphodynamiques à phase moyennée simulent correctement les migrations de barres vers le large durant les épisodes de tempête. Cependant, les principales erreurs entre modèle et observations résultent des phases de migration de barres vers la côte durant les tombants de tempête. Ainsi, pour une succession de périodes énergétiques, les erreurs au niveau de la position des barres s'accumulent dans le temps résultant in fine à une sur-estimation de la migration des barres vers le large [Ruessink and Kuriyama, 2008, Pape et al., 2010a]. Hoefel and Elgar [2003] ont proposé d'inclure les flux de sédiments induit par l'asymétrie verticale des vitesses (ou skewness d'accélération) afin d'exacerber les migrations de barre vers la côte (Figure 2.9b). En effet, les forts gradients de pression

exercés au passage des fronts d'onde déferlées vont dans un premier temps déstabiliser la couche supérieure de sédiments. Ceux mis en suspension seront par la suite transportés vers le bord durant le cycle positif de la vitesse et vers le large durant le cycle négatif. Or, la résultante de ce procédé conduit à un transport net de sédiment vers la côte (pour des sédiments suffisamment grossiers  $\geq 180\mu\text{m}$ ). Les auteurs ont par ailleurs proposé une formulation énergétique de ce mode de transport dont l'influence sur la dynamique des barres sableuses est un point essentiel de cette thèse.

La variabilité du profil de plage peut s'avérer être beaucoup plus importante sur des échelles saisonnières et inter-annuelle [Plant et al., 1999]. Compte tenu de la variabilité des climats de houles à l'échelle saisonnière, la position d'une barre sableuse sera située relativement plus au large de sa position moyenne annuelle durant les périodes hivernales contrastant avec la période estivale où la barre sera proches du trait de côte [Van Enckevort and Ruessink, 2003, Ruessink et al., 2009a]. Sur des échelles inter-annuelles, certaines plages multi-barres présentent des comportements cycliques étonnants qui sont indépendants de la variation inter-annuelles du signal de vague. Cette dynamique autonome du profil de plage se caractérise par la migration nette vers le large du tout le système de barres, on parle aussi de cycle NOM (Net Offshore Migration) [*e.g.* Wijnberg and Terwindt, 1995, Plant et al., 1999, Ruessink et al., 2003b, 2009a]. Lorsque la barre externe se retrouve à une profondeur d'eau limite, celle-ci commence alors une phase de dégénérescence qui conduit la barre interne voisine à devenir la nouvelle barre externe en même temps qu'une nouvelle barre se forme proche de la ligne d'eau. Cette dynamique purement *cross-shore* a été observée sur la plage d'Hasaki (Japon) [Kuriyama, 2012] ainsi que sur plus de 10 km le long des côtes centrales Hollandaise [Wijnberg and Terwindt, 1995], respectivement caractérisées par des temps de retour de cycle de 1 an et de plus de 10 ans. Par ailleurs, Ruessink et al. [2009a] ont montré que les plages de la GoldCoast (Australie) présentent un autre type de cycles NOM qualifié d'**épisodique** qui décrit la même séquence mais à l'échelle de tempêtes successives. Les cycles NOM inter-annuels sont donc associés à des temps de relaxation du système de barres beaucoup plus long que ceux relatifs aux NOM épisodiques. Ruessink et al. [2009a] supposent que ces différences inter-site seraient liées au fait que le volume de sédiments des barres relatives aux cycles inter-annuels serait plus important et donc diminuerait la capacité de déplacement de ces structures, cette hypothèse étant également en accord avec Masselink et al. [2011].

## 2.4 Stratégie de modélisation de l'évolution des profils de plage

Les travaux de modélisation de l'évolution des profils de plage englobent différents types de méthodes pouvant se répartir sur une échelle croissante définie par le degré de représentativité des processus physiques (Figure 2.10). En considérant cette représentation,

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

nous avons répertorié 3 types de modèle : 1) les modèles orientés données (réseau de neurone), 2) les modèles basés sur le concept d'équilibre et 3) les modèles intégrant les processus physiques liés à la dynamique *cross-shore* des barres. L'intérêt commun de ces modèles est d'anticiper le comportement des barres sableuses en considérant uniquement leurs positions dans le temps pour les modèles de type 1 et 2 ou l'évolution morphologique bidimensionnelle du profil pour les modèles de type 3.

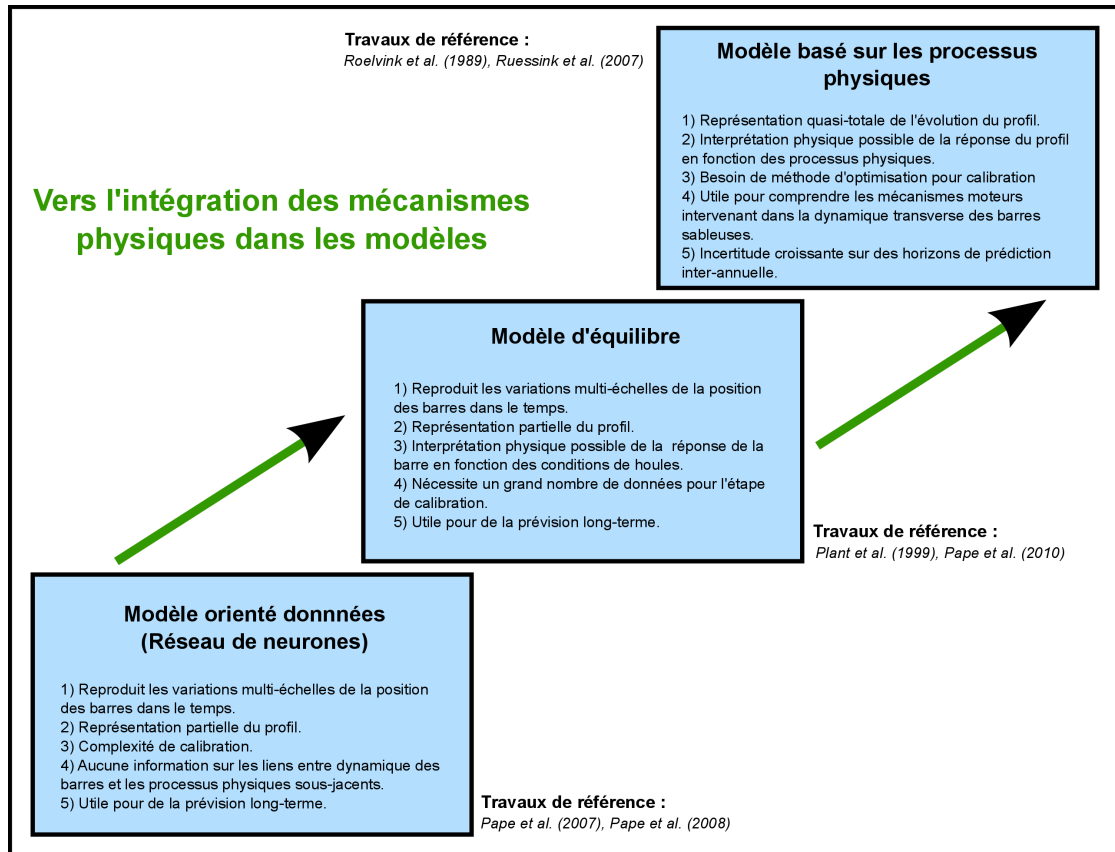


FIGURE 2.10 – Classement des stratégies de modélisation de l'évolution des barres sableuses en fonction du degrés de représentativité des processus physiques.

### 2.4.1 Les modèles orientés données

Dans le but de prédire l'évolution de la position des barres sableuses dans le temps, les travaux de [Kingston et al., 2000, Pape et al., 2007, Pape and Ruessink, 2011] se sont tournés vers des méthodes employées dans le domaine de l'intelligence artificielle : les **réseaux de neurones** ( $\mathcal{RN}$ ), dont le concept est inspiré des mécanismes de fonctionnement d'un cerveau humain. Les réseaux de neurones ont été développés et utilisés dans un grand nombre de domaines comme l'optique pour la reconnaissance de forme, le traitement du signal ou encore la robotique. Cependant, c'est pour leur caractère prédictif qu'ils ont été employés dans le domaine de l'océanographie, voir [Gardner and Dorling, 1998] pour un résumé. En particulier, pour les environnements côtiers, ils ont

été utilisés comme modèle de prédiction de hauteur de vagues à la côte [Browne et al., 2007], de marée [Tsai and Lee, 1999] ou encore de tempête [Sztobryn, 2003, Bajo and Umgiesser, 2010].

Le point fort des réseaux de neurones réside dans leurs capacités à reproduire un système (ici le couplage Vagues/Courant/Flux Sédimentaire/Evolution-Rétroaction du fond) pour prédire l'évolution d'un paramètre  $y(t)$  (la position des barres) en utilisant simplement les données extérieures aux systèmes tout en faisant abstraction des processus physiques qui gouvernent son évolution. La phase d'entraînement de ces modèles est complexe et le choix du type de réseau doit être adapté au problème considéré. Les travaux de [Pape et al., 2007, Pape and Ruessink, 2008, 2011] ont démontré l'efficacité des réseaux de neurones de type **ARX** à estimer la position *cross-shore* moyenne des barres sableuses sur des horizons de prédiction de plusieurs années. Pour une même calibration du  $\mathcal{RN}$ , ces modèles sont capables de simuler correctement des phases alternées par des migrations vers le large et vers le bord cohérentes avec le forçage de vagues et ce pour différentes échelles de temps (ex : voir Figure 4 dans Pape et al. [2010a]).

### 2.4.2 Les modèles d'équilibre

Le concept des modèles d'équilibre suppose que la dynamique des barres sableuses tend continuellement vers une position d'équilibre dépendante des conditions hydrodynamiques. Or, sachant que le temps de réponse des barres sableuses est grand devant l'échelle de temps relative aux changements de régimes de houle, la position d'équilibre est donc rarement atteinte. Cela suppose ainsi une oscillation de la position instantanée des barres autour de ce point. Cette position d'équilibre est dépendante de la position du point de déferlement qui fluctue avec les différents régimes de vagues. La conception de ces modèles est donc en accord avec le paradigme du point de déferlement, ce qui donne une dimension plus physique à cette approche par comparaison avec les modèles orientés données. Les modèles d'équilibre s'articulent autour d'une simple équation différentielle définie comme :

$$\frac{dx(t)}{dt} = \frac{1}{\tau}(x_{eq}(t) - x(t)) \quad (2.4)$$

avec  $x(t)$  la position de la barre dans la temps,  $\tau$  un facteur correspondant au temps de réponse de la barre et  $x_{eq}(t)$  la position d'équilibre fonction de la hauteur des vagues au déferlement. L'optimisation du temps de réponse est réalisée à partir du jeu de données composé des observations de positions de barre dans le temps, souvent extraites à partir des zones de déferlements moyennes obtenues par imagerie vidéo. Le lecteur est invité à lire les travaux de [Plant et al., 1999, 2006, Pape et al., 2010b] pour une description détaillée. La qualité de prédiction de ces modèles est conditionnée par la valeur du paramètre  $\tau$  qui se trouve être extrêmement dépendant du type de plage (simple ou double barre) et des



## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

---

conditions de houle au large. Dans l'ensemble, les résultats obtenus par cette approche montrent qu'il est possible de représenter relativement correctement les mouvements de barres sur les 3 échelles temporelles caractéristiques (ex : voir Figure 5 dans Pape et al. [2010b]). De plus, cette approche a démontré que, durant les cycles NOM épisodiques, la barre externe migrant vers le large sous l'effet d'une augmentation significative des hauteurs de vagues se retrouve proche d'un point d'équilibre. Or, cela ne se produit jamais pour les cycles NOM inter-annuels. Pendant la phase successive du tombant de tempête, les nouvelles positions d'équilibre se décalent vers le bord forçant ainsi la barre externe à migrer vers le bord de façon instable ce qui conduit à la dégénérescence de celle-ci [Plant et al., 1999]. Aucun modèle basé sur les processus physiques n'a jamais simulé ce comportement qui est à l'origine du déclenchement de la migration rapide vers le large de la barre interne et de la naissance d'une nouvelle barre au niveau de la ligne d'eau.

Les résultats de ces deux types d'approche sont remarquables et positionnent ces derniers comme des candidats idéals pour simuler la tendance long terme de l'évolution d'une plage barrée dominée par l'action de houle. Cependant, ils sont tous deux incapables de renvoyer directement la dimension complète du profil de plage et sont inappropriés pour des études visant à relier la dynamique *cross-shore* des barres avec les mécanismes physiques sous-jacents.

### 2.4.3 Les modèles intégrant les processus hydro-sédimentaires

Les modèles d'évolution de profil de plage intégrant les processus physiques se basent sur une structure algorithmique équivalente à l'approche morphodynamique de Wright and Thom [1977]. Ce type de modélisation numérique offre la possibilité 1) d'identifier l'impact d'un paramètre physique sur la dynamique du profil et 2) de s'orienter vers de la prédiction de scénarii d'évolution de plage à *court terme*. Ces dernières années, ces modèles ont bénéficié d'importantes innovations en terme de paramétrisation des processus physiques conduisant à l'amélioration de leur capacité de prédiction [*e.g.* Ruessink et al., 2003b, Hoefel and Elgar, 2003, Ruessink et al., 2012]. Cependant, les simulations long terme de ces modèles sont relativement incertaines du fait de l'accumulation exponentielle des erreurs liées aux approximations sur : les conditions limites (forçage, bathymétrie) ou l'absence et la mauvaise représentation de certains processus physiques [Ruessink and Kuriyama, 2008].

Ces modèles sont parvenus à simuler avec une bonne précision la dynamique *cross-shore* de systèmes à simple et double-barre(s) à court et moyen terme [Ruessink et al., 2007b] caractérisée(s) par des séquences de migration vers le large, vers la côte et combinant ces deux sens de propagation. De même, les simulations long terme de Walstra et al. [2012] et de Kuriyama [2012] montrent la possibilité de simuler avec ce type d'approche les cyclicités NOM inter-annuelles. Cependant, ces modèles montrent des

## 2.5 - Les processus *cross-shore* dans la dynamique tridimensionnelle des barres

difficultés à reproduire les séquences de reconstruction de plage initiées après le passage d'une tempête. Ces erreurs pourraient provenir d'une mauvaise paramétrisation des non-linéarités des vagues forçant un transport net de sédiments vers la côte. Henderson et al. [2004] proposent aussi de prendre en compte les effets de *streaming* dans la couche limite de fond ainsi que la dérive de Stokes pour amplifier les flux de sédiments vers la côte.

Les modèles morphodynamique à phase moyennée sont adaptés pour étudier la dynamique *cross-shore* des barres sableuses en zone de surf. Cependant, l'approche à phase moyennée des processus physiques empêche de modéliser explicitement la dynamique de la zone de swash [*e.g.* Ruessink et al., 2007b, Walstra et al., 2012]. La modélisation du haut de plage ne peut alors s'envisager qu'avec des méthodes basées sur des lois de comportement relatives à la morphodynamique ou aux flux sédimentaires. Ainsi, Mariño-Tapia et al. [2007b] proposent d'utiliser une fonction de forme caractérisant une distribution paramétrique *cross-shore* des moments en vitesse. Cette paramétrisation tient compte des effets de skewness et d'asymétrie, des ondes longues, du courant de retour et des effets hydrodynamiques évoluant dans la zone de swash. La méthode est compatible avec l'approche énergétique de Bailard [1981] et se veut innovante puisqu'elle permet de simuler l'évolution de la zone de swash. Cependant, cette méthode ne permet pas de comprendre l'impact relatif des processus sur la dynamique des barres qui est un des points importants abordé durant cette thèse.

Pour compenser toutes les approximations, ces modèles utilisent des méthodes d'optimisation dans le but de simuler à posteriori l'évolution d'un profil de plage observée. Cette procédure peut devenir dangereuse car si le modèle peut effectivement simuler le bon comportement du profil, elle peut dans une même temps sur-optimiser certains coefficients et enlever tout sans physique au modèle et donc conduire in fine à des erreurs d'interprétations. C'est pourquoi, il faut limiter le nombre de paramètres à optimiser et les choisir de façon à ce qu'ils soient associés à une processus physique bien identifié [Dubarbier et al., in press].

## 2.5 Les processus *cross-shore* dans la dynamique tridimensionnelle des barres

L'hypothèse initiale des modèles morphodynamiques 1DH est de considérer la plage uniforme suivant l'axe *longshore*. Or, les suivis vidéos des plages sableuses montrent, via les zones de dissipation moyenne des vagues, que les barres sont régulièrement caractérisées par des variations quasi-périodiques le long de la plage. Ces évolutions *longshore* sont organisées en séquence morphodynamique relatives à des phase d'accrétion et d'érosion de la plage [Wright and Short, 1984]. Ces hétérogénéités de la bathymétrie forcent des circulations moyennes horizontales qui selon l'intensité des courants peut engendrer une

## 2 - Processus hydro-sédimentaires et morphodynamique cross-shore des barres sableuses sous l'action des vagues

---

augmentation conséquente de l'intensité des flux de sédiments vers la côte au niveau des barres [*e.g.* Plant et al., 1999, Van Maanen et al., 2008]. Or, seul des modèles morphodynamiques 2DH permettent de simuler ces circulations et à ce jour aucune étude n'a proposé d'utiliser de tels modèles pour étudier la dynamique transverse du profil de plage car les processus *cross-shore* y sont mal représentés voir ignorés.

Ces modèles ont cependant contribué à comprendre la dynamique *longshore* des plages en parvenant par exemple à simuler des séquences *down-state* (phase d'accrétion de la plage) montrant la formation et l'évolution non-linéaire de systèmes de type barre/chenaux. Plus généralement, ces modèles ont participé à l'émergence d'une nouvelle vision du comportement global de la plage avec notamment le changement de paradigme de la théorie des motifs à la théorie d'auto-organisation [Coco and Murray, 2007]. Néanmoins, la conception théorique des modèles morphodynamiques appliqués à l'évolution tridimensionnelle des barres ne permet pas d'envisager l'ensemble des séquences évolutives décrites par [Wright and Short, 1984]. Ce concept s'appuie sur le fait que le temps de réponse associé à la dynamique *longshore* des structures sableuses est plus court que celui relatif au profil de plage. Cette caractéristique permet de justifier les formulations de transport sédimentaire basées sur l'hypothèse *basic state*. Celle-ci considère le profil de plage en équilibre avec les processus *cross-shore* durant la génération et l'évolution non-linéaire des systèmes barres/chenaux [Garnier et al., 2010, Castelle and Ruessink, 2011]. Dans cette approche, les rétro-actions entre le fond, l'impact des non-linéarités et le courant de retour sont négligées et seules les circulations horizontales moyennes interviennent dans l'évolution de la plage. Or, les analyses couplées hydro-morphodynamiques réalisées en bassin à houle ont récemment mis en évidence que tout ces processus hydrodynamiques impactent les différentes séquences morphodynamiques des plages intermédiaires [Michallet et al., 2013].

# Chapitre 3

## Développement du modèle 1DBeach

### 3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la description de la conception de notre modèle de profil de plage à phase moyennée : **1DBeach**. Celui-ci réalise le couplage de quatre modules : Vagues / Courant / Transport Sédimentaire / Evolution du fond. Ils sont organisés suivant l'architecture algorithmique classique des modèles morphodynamiques utilisés en océanographie littorale (voir Figure. 3.1). Ces dernières années, des modèles similaires ont vu le jour tels que **UNIBEST-TC** ([Ruessink et al., 2007b], Delft Hydraulics), **CROSMOR** ([Van Rijn and Wijnberg, 1996], Université d'Utrecht) ou **CIIRC** ([Sierra and Sánchez-Arcilla, 1999], UPC). Cependant, tous ces modèles présentent des différences en terme de description physique et mathématique des processus intervenant dans l'évolution à long terme des profils de plage. De plus, la plupart de ces modèles ne sont pas dédiés à une philosophie *OpenSource*, d'où l'intérêt d'un développement indépendant. Le lecteur pourra se référer à l'étude comparative réalisée par Van Rijn et al. [2003] sur la capacité de ces modèles à reproduire l'évolution de profils de plages naturelles à différentes échelles temporelles.

L'hypothèse principale de cette approche morphodynamique est de considérer la bathymétrie de la plage uniforme le long de la côte. Ce postulat néglige l'impact des circulations dans l'évolution des profils de plage. Malgré cette simplification conceptuelle, les modèles de profil de plage sont capables de capturer un vaste ensemble de processus physiques qui sont à l'origine des principales évolutions morphologiques des côtes sableuses. Ainsi, les modèles 1DH peuvent, à terme, aiguiller de futures avancées dans des modèles de complexité supérieure (modèles 2DH).

L'objectif premier de nos travaux a été d'intégrer les dernières avancées scientifiques en termes de processus hydrodynamiques et de transports sédimentaires s'intégrant dans une approche à phase moyennée. *In fine*, le but est d'intégrer ces travaux dans un modèle 2DH. C'est pourquoi, la conception du modèle de profil de plage s'est appuyée sur la structure numérique du code de calcul 2DH **MORPHODYN**, développé durant les travaux de thèse de Saint-Cast [2002] et Castelle [2004]. Cette démarche conceptuelle

### 3 - Développement du modèle 1DBeach

est justifiée en vue de faciliter l'intégration dans MORPHODYN de tous les processus cross-shore implémentés dans 1DBeach.

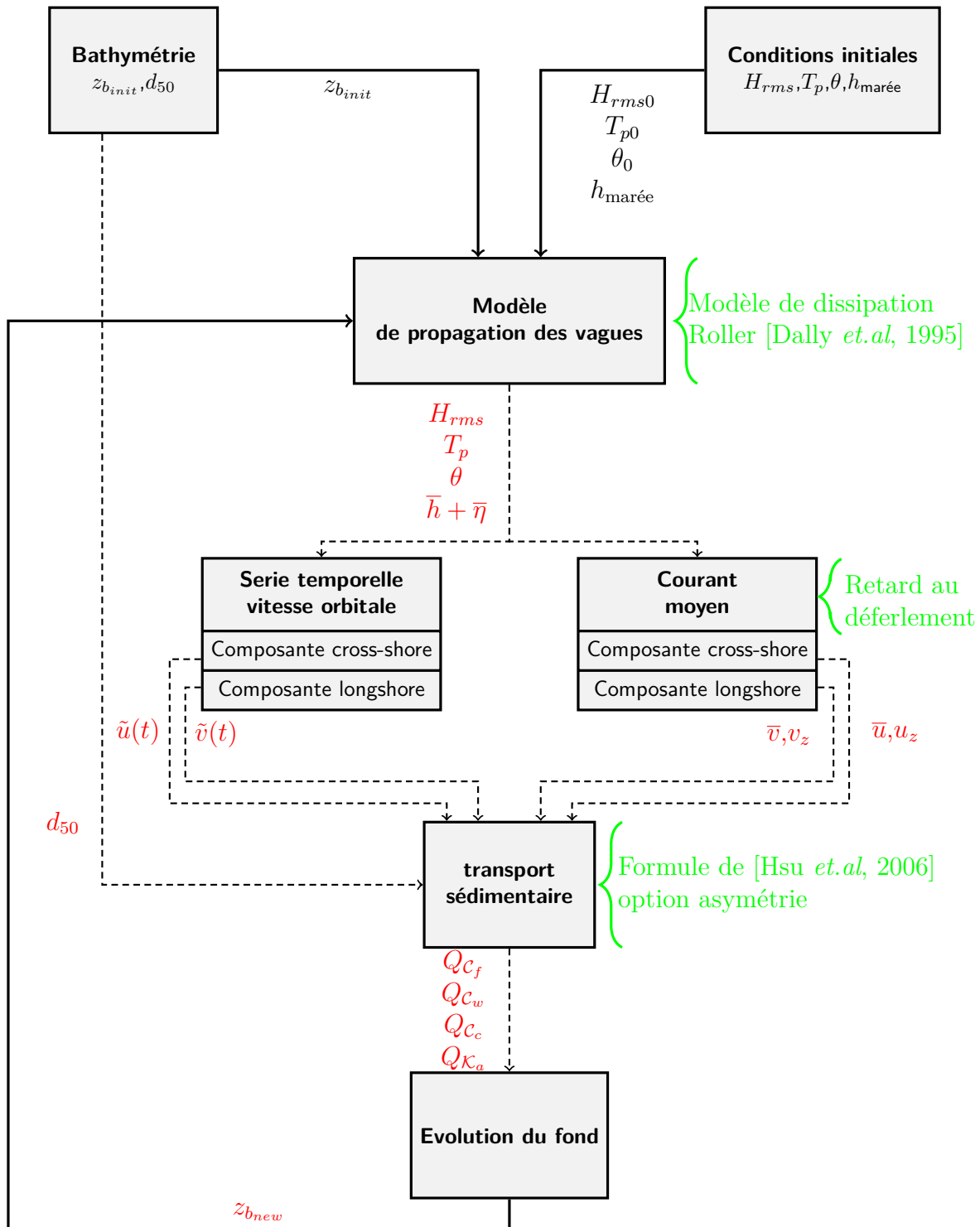


FIGURE 3.1 – Schéma détaillé de l'architecture du modèle 1DBeach. Les variables d'échange en sortie de chaque module sont indiquées en rouge et les différentes options de configuration dans les accolades en vert.

La Figure 3.1 donne une vision d'ensemble de notre modèle en indiquant le détail des

### 3.2 - Modèle de vague à phase moyennée

connexions entre les différents modules. Initialement, le modèle de vague à phase moyennée calcule la propagation de l'énergie des vagues le long du profil de plage en considérant les effets de *shoaling* (levée des vagues), de réfraction et de dissipation d'énergie. Le couplage avec l'équation de conservation de quantité de mouvement permet d'estimer l'élévation moyenne de la hauteur d'eau. A partir du champ de dissipation des vagues, principalement contrôlé par le déferlement des vagues en surface, nous pouvons calculer la distribution verticale des courants moyens suivant les axes cross-shore et longshore. Le modèle de vitesses orbitales permet de générer, proche du fond, des séries temporelles de vitesses représentatives d'un champ de vagues aléatoires. Le modèle de transport sédimentaire est basé sur l'approche énergétique et utilise les données hydrodynamiques pour estimer les flux sédimentaires moyens générés par charriage et par suspension. Enfin, la contribution totale des différents modes de transports sédimentaires est utilisée dans l'équation de conservation du sédiment (ou équation d'Exner) pour calculer l'évolution du fond. Ce dernier rétro-agit sur le champ de vagues pour former un modèle entièrement couplé ou auto-régressif. De plus, ce modèle de profil de plage est couplé avec un module d'assimilation de données [Birrien, 2013], ce qui en fait un outil capable de répondre tant à des applications scientifiques qu'à des travaux d'ingénieries côtières.

Les équations et les schémas numériques implémentés dans chaque module seront détaillés par la suite. La Figure 3.2 illustre la définition des variables hydrodynamiques utilisées dans la plupart des équations.

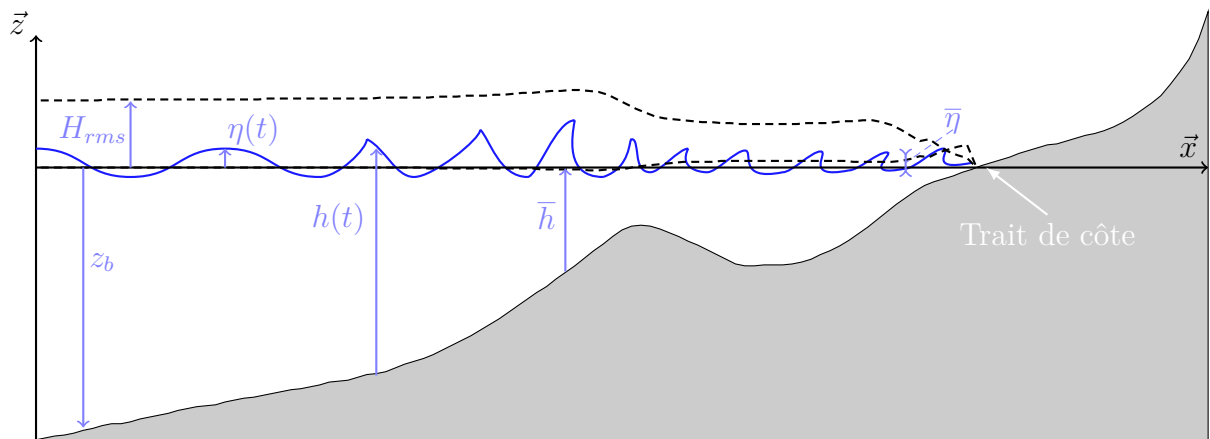


FIGURE 3.2 – Définition conceptuelle des principales variables hydrodynamiques intervenant dans le module de vague.

## 3.2 Modèle de vague à phase moyennée

Cette partie décrit la représentation mathématique du modèle de vague à phase moyennée implémenter dans 1DBeach. Nous justifierons notamment le choix de certaines

relations paramétriques permettant une amélioration significatives de la distribution statistique *cross-shore* du champ de vagues.

#### 3.2.1 Mouvement organisé des vagues

La conception unidimensionnelle de notre modèle implique de considérer la forme la plus simplifiée de l'équation de conservation de la densité d'action des vagues, en négligeant la composante longshore des termes d'advection ainsi que la variation de l'énergie le long des crêtes de vague par diffraction. De plus, on suppose que la variation temporelle du champ de vagues est faible et que ce dernier est caractérisé par un spectre directionnel focalisé autour d'une fréquence et d'une direction de propagation particulière (régime de swell). Dans ces conditions, l'équation de la densité d'action des vagues peut se mettre sous la forme simple d'une équation de conservation d'énergie projetée dans notre cas suivant l'axe *cross-shore*  $\vec{x}$ :

$$\frac{\partial}{\partial x}(E_w c_g \cos \theta) = -(D_w + D_f) \quad (3.1)$$

où  $E_w$  est l'énergie associée au mouvement organisé des vagues,  $c_g$  la vitesse de groupe,  $D_w$  et  $D_f$  respectivement la dissipation des vagues par déferlement bathymétrique et par frottement sur le fond. Cette équation décrit de façon statistique les phases de levée et de déferlement des vagues. Sachant que  $D_w \gg D_f$ , la dissipation par frottement sera négligée dans l'équation 3.1. La théorie linéaire permet d'explicitier mathématiquement l'ensemble des paramètres de vagues. Ainsi  $E_w$  s'écrit tel que :

$$E_w = \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \quad (3.2)$$

avec  $H_{rms}$  la hauteur moyenne quadratique des vagues,  $\rho$  la densité volumique de l'eau et  $g$  l'accélération gravitationnelle. Le coefficient  $1/8$  représente le facteur de forme utilisé pour des ondes de surface sinusoïdales. La vitesse de groupe à laquelle se propage l'énergie est donnée par :

$$c_g = \frac{\partial \sigma}{\partial k} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2k\bar{h}}{\sinh 2k\bar{h}} \right) c \quad (3.3)$$

avec  $c = \frac{w}{k}$  la vitesse de phase,  $k$  le nombre d'ondes estimé à partir de la relation de dispersion linéarisée et  $\bar{h}$  la hauteur d'eau moyenne locale. La réfraction des vagues est calculée par la loi Snell-Descartes :

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta_0} = \frac{c}{c_0} \quad (3.4)$$

avec  $\theta_0$  et  $c_0$  respectivement l'angle d'incidence des vagues et la vitesse de phase, considérés au point le plus au large du profil de plage.

Lorsque la profondeur d'eau devient suffisamment faible devant la hauteur des vagues, celles-ci deviennent instables et déferlent. Ce processus est la principale source de réduction d'énergie des vagues à la côte. Par conséquent, la paramétrisation du déferlement est un point clé pour les modèles à phase moyennée [e.g. Battjes and Stive, 1985, Thornton and Guza, 1983, Lippmann et al., 1996, Baldock et al., 1998, ]. Ces auteurs considèrent que la dissipation d'énergie des vagues déferlées peut être comparable à celle d'un ressaut hydraulique. La plupart des formulations mathématiques définissant la dissipation des vagues par déferlement bathymétrique permettent de reproduire correctement la distribution des hauteurs de vagues en zone de surf, en milieu naturel [Thornton and Guza, 1983, Lippmann et al., 1996] et en canal à houle [Battjes and Stive, 1985, Baldock et al., 1998]. Nous utiliserons la formulation introduite par Baldock et al. [1998] comme relation de fermeture pour l'équation 3.1 :

$$D_w = \frac{\alpha}{4} f_p \rho g Q_b \quad (3.5)$$

où  $f_p$  représente la fréquence pic (constante le long de profil) et  $\alpha = 1$  un coefficient d'ajustement. Selon Baldock et al. [1998], la fraction de vagues déferlées  $Q_b$  s'écrit comme :

$$Q_b = \exp \left[ - \left( \frac{H_{max}}{H_{rms}} \right)^2 \right] \left( H_{max}^2 + H_{rms}^2 \right) \quad (3.6)$$

Ce modèle suppose que les vagues non déferlées suivent une distribution de Rayleigh et que toutes les vagues de hauteur supérieure à  $H_{max}$  sont supposées déferler. En zone de surf interne  $Q_b$  tend vers 1, ce qui indique que toutes les vagues ont déferlé. Cette formulation donne des résultats identiques à ceux obtenus par la méthode proposée par Battjes and Janssen [1978] qui est souvent utilisée dans les études morphodynamiques [e.g. Ruessink et al., 2007a, Walstra et al., 2012]. Or, l'avantage de la méthode de Baldock et al. [1998] est de pouvoir obtenir de façon explicite des valeurs de  $Q_b$  sans passer par la résolution d'équation transcendante. D'un point de vue numérique, cette méthode permet de réduire les temps de calculs et évite des erreurs éventuelles de convergence liées à la méthode de résolution de l'équation de Battjes and Janssen [1978].

La hauteur maximale au déferlement est estimée selon Battjes and Stive [1985] par :

$$H_{max} = \frac{0.88}{k} \tanh \left( \frac{\gamma k \bar{h}}{0.88} \right) \quad (3.7)$$

avec  $\gamma$  le paramètre de déferlement.

L'analyse de cette équation montre qu'en eau profonde ( $k\bar{h} \rightarrow \infty$ ), la hauteur maximum  $H_{max}$  est limitée uniquement par la cambrure locale des vagues. Cependant, en eau peu profonde ( $k\bar{h} \rightarrow 0$ ),  $H_{max}$  est uniquement fonction de la profondeur d'eau locale. Les travaux de Ruessink et al. [2003a] ont montré que le rapport  $H_{max}/\bar{h}$  n'est pas constant en zone de surf mais dépend linéairement du facteur  $k\bar{h}$  :



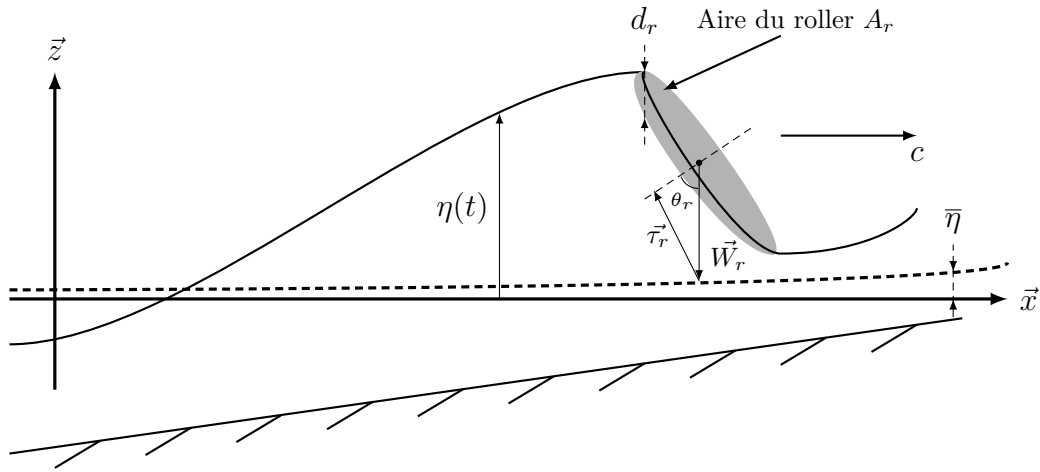


FIGURE 3.3 – Schéma conceptuel du rouleau de déferlement proposé par Dally and Brown [1995].

$$\gamma = 0.76k\bar{h} + 0.29 \quad (3.8)$$

Par comparaison avec les études de Battjes and Stive [1985], Thornton and Guza [1983] et Baldock et al. [1998] qui supposent le paramètre  $\gamma$  constant, cette relation améliore la précision de l'estimation des hauteurs quadratiques de vagues, notamment dans le cas de plage à barres, sans avoir à introduire un paramètre ajustable supplémentaire.

#### 3.2.2 Rouleau de déferlement

Le schéma Fig. 3.3 représente une vision simplifiée du rouleau de déferlement (ou roller), qui correspond à la zone turbulente aérienne située devant le front de l'onde de surface liée au mouvement organisé. A l'instar du mouvement organisé des vagues, nous pouvons décrire la distribution spatiale de l'énergie liée au roller via l'équation proposée par Michallet et al. [2011] qui est basée sur les travaux de Dally and Brown [1995] :

$$\frac{\partial}{\partial x}(2E_r c \cos \theta) = -D_r + \phi D_w \quad (3.9)$$

Cette équation traduit qu'une partie de l'énergie dissipée lors du déferlement se propage sous forme d'énergie cinétique turbulente pour alimenter le roller. Dans cette expression,  $D_r$  est la dissipation d'énergie liée au roller,  $D_w$  est la dissipation d'énergie du mouvement organisé, terme source provenant de l'équation 3.1, et  $\phi = 1$  la fraction de vague dissipée servant à alimenter le roller, terme introduit dans Michallet et al. [2011]. Sachant que l'énergie mécanique est la combinaison linéaire d'une énergie potentielle et cinétique, Dally and Brown [1995] considère que ces deux contributions sont équivalentes d'où la présence d'un facteur 2 dans l'équation 3.9. L'énergie mécanique du roller est quant à elle dissipée par frottement à l'interface entre l'onde de surface liée au mouvement

organisé et la partie turbulente liée au roller. La Figure 3.3 illustre les différentes variables intervenant dans le terme de dissipation  $D_r$ . La tension de cisaillement  $\tau_r$  générée à l'interface entre le front de vague non-déferlé et la partie turbulente associée au roller s'exprime comme:

$$\tau_r = W \sin \theta_r \quad (3.10)$$

avec  $W_r = \rho_{air} g A_r$  le poids de l'aire  $A_r$  du roller par unité de longueur. Ainsi, la dissipation d'énergie liée au roller peut s'écrire comme :

$$D_r = \frac{\tau_r \cos \theta_c}{L} = \rho_{air} g A_r \frac{\sin \theta_r \cos \theta_r}{L} c = \rho_{air} g A_r \frac{\beta_d}{L} c \quad (3.11)$$

avec  $\beta_d = 0.1$  un paramètre ajustable lié à l'angle d'inclinaison  $\theta_r$  de l'interface onde-roller, défini par rapport à la normale de la surface libre au repos. Par définition, l'énergie du roller  $E_r$  correspond à l'intégration sur l'épaisseur du roller  $d_r$  de la densité d'énergie cinétique  $KE_r$  contenue dans l'aire du roller et moyennée sur plusieurs périodes de vagues :

$$E_r = \overline{\int_{d_r} KE_r dz} = \overline{KE_r d_r} = \frac{1}{2} \rho (\beta_c c)^2 \frac{A_r}{L} \quad (3.12)$$

avec  $\beta_c = 1.0$  un paramètre ajustable qui introduit une dépendance non-linéaire de l'énergie du roller avec la vitesse de propagation des particules fluides. Finalement, l'équation 3.12 donne une relation entre l'énergie  $E_r$  et l'aire  $A_r$  du roller qui permet de fermer l'équation 3.9.

La contribution du roller produit un faible décalage vers la côte du point de déferlement qu'il est cependant important de simuler pour pouvoir décrire plus fidèlement la distribution cross-shore des courants moyens.

### 3.3 Courants moyens cross-shore

Dans le Chapitre 2 nous avons décrit les différents types de courant moyen *cross-shore* qui interviennent dans la zone littorale. D'un point de vue conceptuel, seuls les courants de retour et de dérive peuvent être pris en compte dans notre stratégie de modélisation. Le sens physique de ces deux contributions est défini par un opérateur de moyenne temporelle qui s'écrit tel que :

$$\overline{(\cdot)} = \langle \cdot \rangle = \frac{1}{T_c} \int_{t-T_c/2}^{t+T_c/2} (\cdot) d\tau \quad (3.13)$$

avec  $T_c = 1/f_c$  la période relative à la fréquence de coupure  $f_c$ .

La modélisation morphodynamique considère généralement que l'échelle de temps caractéristique du mouvement moyen est très grande devant la période des vagues. Dans notre approche, les processus relatifs aux ondes longues ( $T_{OL} > 20$  s), aux vagues de

### 3 - Développement du modèle 1DBeach

gravité ( $1 < T_g < 20$  s) et à la turbulence ( $T_{turb} < 1$  s) ne sont pas simulés explicitement. Ce choix est justifié par les temps de réponse des profils de plage, dont les variations significatives s'étendent de quelques jours [Gallagher et al., 1998a] à plusieurs années [Ruessink et al., 2009a]. L'approche 1DH est utilisée pour résoudre les équations du mouvement moyen. Celle-ci considère que la dimension verticale est faible devant les dimensions horizontales. La nature tri-dimensionnelle des équations du mouvement est donc réduite à un système bi-dimensionnel, en intégrant ces équations sur la l'axe vertical. Une ultime simplification ramène le problème dans le plan du profil de plage en considérant simplement l'axe cross-shore ( $\vec{x}$ ).

#### Notations des variables

La vitesse totale  $\vec{U}(x, z, t)$  est définie comme la combinaison linéaire d'une composante moyenne  $\bar{\vec{U}}(x, z, t)$ , d'une composante fluctuante liée au mouvement orbital  $\vec{U}(x, z)$  et d'une composante turbulente  $\vec{U}'(x, z, t)$ . Les composantes cross-shore et longshore de la vitesse totale seront notées  $u$  et  $v$ , celles de la composante moyenne ( $\bar{u}, \bar{v}$ ), celles de la composante orbitale ( $\tilde{u}, \tilde{v}$ ) et celle de la composante turbulente ( $u', v'$ )

En appliquant l'opérateur de moyenne temporelle dans les équations de Reynolds intégrées sur la verticale, et en supposant les courants moyens uniformes sur la verticale, on aboutit au système d'équation 2DH développé par Longuett-Higgins and Stewart [1964] :

$$\rho \frac{\partial \bar{Q}_\alpha}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \frac{\bar{Q}_\alpha \bar{Q}_\beta}{\bar{h}} \right) = -\rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \alpha} + \frac{\partial}{\partial \beta} \left( -S_{\beta\alpha} + S'_{\beta\alpha} \right) + \bar{\tau}_\alpha^S - \bar{\tau}_\alpha^B \quad (3.14a)$$

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{Q}_\alpha}{\partial \alpha} = 0 \quad (3.14b)$$

où  $\alpha(\beta) = (x, y)$  représentent les directions cross-shore ( $\vec{x}$ ) et longshore ( $\vec{y}$ ). Le terme  $\bar{\eta}$  représente l'élévation moyenne de la hauteur d'eau ( $\bar{h} = \bar{\eta} - z_0$ ),  $S_{\alpha\alpha}$  les tensions de radiation issues du forçage par les vagues (roller inclu),  $S'_{\beta\alpha} = \int_{-z_0}^{\eta} \tau_{\beta\alpha} dz$  le terme de tension de radiation turbulent,  $\tau_\alpha^B$  et  $\tau_\alpha^S$  sont respectivement la contrainte de frottement sur le fond et en surface.

Nous considérons la définition de Philipps [1977] pour estimer le flux de masse total  $\bar{Q}_\alpha$  :

$$\bar{Q}_\alpha = \overline{\int_{-z_0}^{\eta} U_\alpha dz} + \overline{\int_{-z_0}^{\eta} \tilde{U}_\alpha dz} \quad (3.15a)$$

$$= \bar{U}_\alpha \bar{h} + Q_{w\alpha} \quad (3.15b)$$

avec  $\bar{Q}_{w\alpha}$  le flux de masse lié aux vagues (roller inclu). Pour plus de détails sur le développement de ces équations, le lecteur pourra trouver une démonstration complète

dans Svendsen [2006]. Bien que notre approche soit uni-dimensionnelle, nous utilisons les deux composantes horizontales du mouvement séparément afin de quantifier la distribution cross-shore du courant de retour et du courant de dérive.

### 3.3.1 Set-down, set-up et courant de retour

Sous les hypothèses qui caractérisent notre approche de modélisation, les équations 3.14a et 3.14b projetées sur l'axe cross-shore peuvent se simplifier en supposant que :

1. Les iso-contours bathymétriques de la plage sont parallèles. Il n'y a donc aucune variation longshore  $\rightarrow \frac{\partial}{\partial y} = 0$ .
2. L'écoulement moyen est considéré stationnaire  $\rightarrow \frac{\partial}{\partial t} = 0$ .

Par conséquent, les termes liés à l'accélération de quantité de mouvement et au gradient longshore des tensions de radiation deviennent nuls. Le système d'équation 3.14 peut donc se réécrire comme :

$$0 = -\rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (-S_{xx} + S'_{xx}) - \bar{\tau}_x^B \quad (3.16a)$$

$$\frac{\partial \bar{Q}_\alpha}{\partial x} = 0 \quad (3.16b)$$

Pour des raisons de continuité, il ne peut y avoir de flux net de masse vers la côte. De ce fait l'équation 3.16b conduit à  $\bar{Q}_x = 0$  ainsi qu'à la nullité des termes d'advection de quantité de mouvement dans l'équation 3.16a. De plus, les tensions de radiation liées aux contraintes turbulentes  $S'_{xx}$  sont négligeables devant le terme de tension de radiation lié au mouvement orbital. Le frottement sur le fond est également négligé.

Finalement, l'équation 3.16a aboutit à :

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = -\rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \quad (3.17)$$

Cette équation traduit l'équilibre entre les gradients de pression et de tension de radiation, nous permettant d'expliquer et de quantifier les variations de la hauteur d'eau moyenne en connaissant une estimation du forçage par les vagues  $S_{xx}$  déduit de la théorie linéaire :

$$\begin{aligned} S_{xx} &= S_{xx}^w + S_{xx}^r \\ &= E_w \left( \frac{c_g}{c} (1 + \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right) + 2E_r \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (3.18a)$$

avec  $S_{xx}^w$  et  $S_{xx}^r$  les tensions de radiations liées respectivement au mouvement organisé des vagues et au roller.

#### Set-down, set-up

Dans la zone de levée des vagues, l'augmentation des tensions de radiation entraîne un abaissement du niveau d'eau moyen, le set-down. Au contraire, en zone de surf, le déferlement des vagues engendre une diminution du forçage qui se traduit par une augmentation du niveau d'eau moyen, le set-up. Un cas synthétique permettant de visualiser ce comportement, dans lequel la contribution du roller est importante, sera décrit par la suite.

#### Courant de retour

La conservation du flux de masse total projeté sur l'axe cross-shore implique que le flux de quantité de mouvement, dirigé vers la côte et induit par les vagues  $Q_{wx}$  est parfaitement contre-balancé par au courant moyen dirigé vers le large  $\overline{U}_x$ . Le terme  $Q_{wx}$  est défini entre la position moyenne du creux des vagues et de la surface libre et est dirigé dans le sens de propagation des vagues. Cette excès de quantité de mouvement est donc contre-balancé sous la forme d'un courant moyen dirigé vers le large. A partir de l'équation 3.15b, on définit le courant de retour tel que :

$$\overline{U}_x = -\frac{Q_{wx}}{\bar{h}} = -\frac{E_w + 2E_r}{c\bar{h}} \cos \theta \quad (3.19)$$

Où la contribution du roller permet de simuler un faible décalage vers la côte du pic de courant de retour.

La construction des équations de quantité de mouvement 1DH suppose que la contribution moyenne est uniforme sur la verticale. Or, des mesures de courant collectées sur plage naturelle montrent une variabilité verticale du courant moyen de la zone de levée jusque dans la zone de surf [*e.g.* Reniers et al., 2004b, Garcez-Faria et al., 2000]. En particulier, la courbure verticale du courant de retour est fortement marquée dans la zone de surf, avec une intensité maximale se situant proche de la couche limite de fond. Il est évident que cette caractéristique a un impact sur le transport sédimentaire et par conséquent sur l'évolution du profil. La section 3.4 détaille la méthode mise en œuvre dans notre modèle pour répondre à cette problématique.

#### 3.3.2 Courant moyen longshore (courant de dérive)

La distribution cross-shore de la dérive littorale est estimée par la composante longshore de l'équation 3.14a. La condition d'uniformité longshore de la bathymétrie suppose donc que les variations longshore de la dérive littorale sont négligeables. La recherche d'une solution stationnaire conduit à la version 1DH-longshore-uniforme de l'équation 3.14a :

$$-\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \overline{\tau}_y^S - \rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} = \overline{\tau}_y^B - \rho \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_t \bar{h} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \quad (3.20)$$

où  $\nu_t = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$  [Ruessink et al., 2001] est la viscosité turbulente liée principalement au déferlement des vagues en zone de surf mais aussi aux instabilités de cisaillement des courants moyens. Ce paramètre de mélange est supposé constant le long du profil compte tenu de l'incertitude sur sa distribution cross-shore.

L'équation 3.20 permet de reproduire fidèlement la distribution cross-shore de la dérive littorale dans le cas de plage naturelle simple barre (Duck, Caroline du Nord) et double barre (Egmond, Netherland) [Ruessink et al., 2001] ainsi que pour des conditions en bassin à houle [Reniers and Battjes, 1997]. Nous notons que les données de champ de vent et de variations longshore de la surface libre ne sont pas disponibles dans les jeux de données des plages naturelles que nous avons étudiées. Néanmoins, Ruessink et al. [2001] suggèrent que dans la zone de surf, ces termes ont un rôle secondaire sur la distribution cross-shore du courant moyen longshore en comparaison avec le forçage par les vagues ou le frottement sur le fond.

Le terme croisé des tensions de radiation  $S_{yx}$  est estimé par la théorie linéaire :

$$S_{yx} = E_w \frac{c_g}{c} \cos \theta \sin \theta + 2E_r \cos \theta \sin \theta \quad (3.21)$$

En utilisant les équations 3.1, 3.9 et 3.21, le premier terme du membre de gauche de l'équation 3.20 donne :

$$\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} = -\frac{\sin \theta}{c} D_r \quad (3.22)$$

Ainsi, le développement maximal de  $\bar{v}$  sera situé dans les zones de déferlement marquées par la dissipation de l'énergie du roller et dépendra évidemment de l'orientation de la houle. Ce courant moyen longshore génère sur le fond une tension de cisaillement qui s'oppose au sens d'écoulement de  $\bar{v}$  et se définit selon les travaux de Feddersen and Guza [2000] comme :

$$\overline{\tau_y^B} = c_f < |\vec{U}|v > \quad (3.23)$$

où  $c_f$  est un coefficient de traînée estimé avec la loi de Manning-Strickler :

$$c_f = 0.015 \left( \frac{k_a}{\bar{h}} \right)^{1/3} \quad (3.24)$$

avec  $k_a = 0.03 \text{ m}$  [Ruessink et al., 2001] la longueur de rugosité supposée constante le long du profil. Dans la zone de surf, la valeur moyenne de  $c_f \approx 3.6 \times 10^{-3}$  ce qui est en accord avec Feddersen et al. [1998] and Ruessink et al. [2001]. Dans le cadre d'études purement hydrodynamiques, ce dernier suggère de considérer  $k_a$  comme un paramètre ajustable pour calibrer au mieux le modèle aux mesures de  $\bar{v}(x)$ , et de ce fait insiste sur l'incertitude liée à la valeur de la longueur de rugosité.

### 3 - Développement du modèle 1DBeach

Enfin, le terme de covariance moyenne entre la norme de la vitesse totale ( $|\vec{U}| = \sqrt{u^2 + v^2}$ ) et la vitesse moyenne longshore est calculé suivant le modèle de Wright and Thompson [1983] modifié par Feddersen and Guza [2000] :

$$\langle |\vec{U}|v \rangle = \sigma_T \bar{v} \left[ 1.16^2 + \left( \frac{\bar{v}}{\sigma_u} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.25)$$

où  $\sigma_T = |u_w|/\sqrt{2}$  est la déviation standard des vitesses, fonction de  $H_{rms}$ ,  $T_p$  et  $\bar{h}$ . Ruessink et al. [2001] précisent, en accord avec Feddersen and Guza [2000], que cette relation empirique permet d'estimer avec précision le terme  $\langle |\vec{U}|v \rangle$  dans le cadre d'un champ de vagues marqué par une forte dispersion angulaire. Cependant, cette formulation surestime légèrement les moments en vitesses pour de faible intensité du courant moyen ( $\frac{|\bar{v}|}{\sigma_u} < 0.5$ ).

En comparant les Figures 7a et 8c dans Feddersen and Guza [2000], on remarque que cette paramétrisation est quasi-similaire à celle basée sur une distribution multivariée des vitesses, qui améliore légèrement l'estimation  $\langle |\vec{U}|v \rangle$  pour des vitesses faibles. Cependant, la paramétrisation de Wright and Thompson [1983] a été retenue tant pour ces performances que pour la flexibilité de son intégration numérique. Il est également à noter que cette paramétrisation est moins sensible aux variations de  $c_f$  qu'une relation empirique linéaire puisque, pour des courants moyens intenses,  $\bar{v} \sim c_f^{-1/2}$  alors que  $\bar{v} \sim c_f^{-1}$  pour une paramétrisation linéaire.

#### 3.3.3 Décalage spatial des courants moyens

Nous avons indiqué précédemment que l'effet du roller contribue à introduire un faible décalage spatial vers la côte du point de déferlement et par conséquent des courants moyens cross-shore. Or, des mesures hydrodynamiques collectées au dessus de profils barrés, lors d'expériences en canal à houle à échelle réelle [Reniers et al., 2004a] et réduite [Michallet et al., 2011], montrent un décalage du maximum d'intensité du courant de retour vers le flan interne de la barre, déphasé de plusieurs mètres du point de déferlement. Dubarbier et al. [2013] constatent que le seul impact du roller ne suffit pas à expliquer ce décalage, qui apparaît comme un facteur clé dans les simulations morphodynamiques. Dans le cadre d'une approche à phase moyennée, les mécanismes physiques à l'origine de ce décalage ne sont pas identifiés clairement et s'expliquent pour l'instant par un retard de la réponse du déferlement des vagues face à une variation rapide de la bathymétrie, typiquement la présence d'une barre sableuse [Roelvink and Reniers, 2012].

Ce concept de retard au déferlement peut être pris en compte par la substitution, dans le modèle de vague de la hauteur d'eau locale moyenne  $\bar{h}$  par une hauteur d'eau se situant plus au large, à une distance proportionnelle à la longueur d'onde locale  $L$  [e.g. Roelvink et al., 1995, Walstra et al., 2012]. Nous pouvons utiliser une fonction de pondération triangulaire pour calculer  $\bar{h}_r$  telle que:

$$\bar{h}_r = \frac{\int_{x-x_b}^x (x_b - x + x') \bar{h}(x') dx'}{\int_{x-x_b}^x (x_b - x + x') dx'} \quad (3.26)$$

où  $x$  est la position cross-shore locale et  $x_b = \lambda L$  la distance d'intégration dirigée vers le large, fonction de la longueur d'onde locale  $L = 2\pi/k_p$ . Le facteur  $\lambda$  représente le paramètre de retard et sera considéré comme un coefficient ajustable dans nos simulations d'évolution de profil de plage.

Cependant, cette méthode qui *in fine* a pour effet de translater les courants moyens vers le bord, provoque également le décalage du champ de vagues, ce qui est clairement en contradiction avec les mesures en canal [Dubarbier et al., 2013]. De plus, cette translation artificielle du champ de vagues introduit une sur-estimation des hauteurs quadratiques, qui se répercute sur le calcul des non-linéarités des vagues. Par conséquent, les processus physiques liés aux non-linéarités peuvent agir sur une zone plus étendue du profil de plage et ainsi occulter les véritables mécanismes à l'origine de l'évolution spatio-temporelle des barres sableuses. C'est pourquoi nous proposons d'appliquer la fonction de pondération triangulaire uniquement sur le champ de courant moyen  $(\bar{u}, \bar{v})$  comme le suggère Reniers et al. [2004a]. Les notations  $\bar{u}_r$  et  $\bar{v}_r$  sont utilisées pour désigner les composantes cross-shore et longshore décalées et sont définies telles que :

$$\bar{u}_r = \frac{\int_{x-x_b}^x (x_b - x + x') \bar{u}(x') dx'}{\int_{x-x_b}^x (x_b - x + x') dx'} \quad (3.27a)$$

$$\bar{v}_r = \frac{\int_{x-x_b}^x (x_b - x + x') \bar{v}(x') dx'}{\int_{x-x_b}^x (x_b - x + x') dx'} \quad (3.27b)$$

Nous supposons par cette définition que le même décalage spatial est appliqué sur les composantes cross-shore et longshore ce qui est en accord avec l'hypothèse initiale proposée par Roelvink et al. [1995].

### 3.4 Distribution verticale des courants moyens : modèle quasi 1DV de Reniers et al. [2004b]

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté les équations du mouvement intégrées sur la verticale et moyennées sur plusieurs périodes de vagues, en supposant les courants moyens uniformes sur la verticale. Cette dernière hypothèse transgresse cependant les résultats détaillés des mesures de l'écoulement moyen sur plage naturelle [Reniers et al., 2004b] ou en laboratoire [Ting and Kirby, 1994] qui montrent une variation verticale des courants moyens de la zone de levée jusque dans la zone de surf interne. Hors



### 3 - Développement du modèle 1DBeach

---

de cette zone, la dissipation d'énergie des vagues par frottement induit une augmentation de la viscosité turbulente dans la couche limite de fond qui va forcer la génération d'un courant moyen dirigé vers le bord, c'est l'effet *streaming* [Henderson et al., 2004]. En zone de surf interne, les gradients de pression (uniformes sur la verticale) générés par l'élévation moyenne de la surface libre sont les termes dominants du bilan des forces. Dans cette zone, la variation verticale de la résultante des forces provoque un déplacement vers le large des particules fluides. La distribution verticale de leurs vitesses moyennes présente une courbure caractéristique avec un maximum localisé proche du fond [e.g. Svendsen, 1984, Stive and Wind, 1986]. La variabilité verticale du champ de courant moyen est un paramètre crucial pour le transport sédimentaire et par conséquent pour l'évolution des profils de plage. C'est pourquoi nous avons implémenté le modèle analytique quasi-1DV proposé par [Reniers et al., 2004b].

Ce dernier s'inspire des travaux de De Vriend and Stive [1987] qui ont proposé un modèle quasi-3D dont la particularité est de diviser la colonne d'eau en trois couches : (1) la couche de surface se situant au-dessus du niveau d'eau moyen , (2) la couche intermédiaire comprise entre le sommet de la couche limite de fond et la surface libre et (3) la couche limite de fond. Le système d'équation proposé par Reniers et al. [2004b] permet de calculer séparément la distribution verticale du champ de courant moyen dans la couche limite de fond et dans la couche intermédiaire. La couche de surface va fournir une condition limite pour la résolution du problème qui sera uniquement caractérisée par une tension de cisaillement liée au déferlement des vagues.

#### 3.4.1 Conservation de la quantité de mouvement

Notre objectif est de pouvoir quantifier le long d'un profil de plage la circulation moyenne stationnaire  $\bar{U}(z)$  dans le cas d'une bathymétrie uniforme ( $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ ). En partant de nouveau des équations de Reynolds moyennées sur plusieurs périodes de vagues ainsi qu'en négligeant la contribution des termes advectifs, Reniers et al. [2004b] aboutissent aux équations du mouvement suivant la composante  $\alpha = (x, y)$  valable pour la couche intermédiaire et la couche limite de fond :

$$\frac{\partial \tau_\alpha}{\partial \sigma} = F_\alpha \quad \text{pour } \sigma > \delta \quad (3.28a)$$

$$\frac{\partial \tau_\alpha}{\partial \sigma} = F_\alpha + \rho \frac{\partial}{\partial \sigma} (\overline{\tilde{U}_\alpha \tilde{w}}) \quad \text{pour } \sigma \leq \delta \quad (3.28b)$$

où  $\sigma = z/\bar{h}$  est la nouvelle coordonnée verticale adimensionnée telle que  $\sigma = 0$  correspond à la coordonnée du fond et  $\sigma = 1$  à la coordonnée de la surface libre. Les termes  $\tau_\alpha = -\overbrace{U'_\alpha w'}$  sont les tensions de cisaillement liées aux contraintes de Reynolds et  $F_\alpha$  le forçage net supposé invariant sur la verticale. Ce dernier représente la combinaison des

### 3.4 - Distribution verticale des courants moyens : modèle quasi 1DV de Reniers et al. [2004b]

termes de gradient de pression et des termes liés à la contribution locale des tensions de radiation.

Le terme  $\overline{\tilde{U}_\alpha \tilde{w}}$ , qui intervient uniquement dans la couche limite, est équivalent à une contrainte de Reynolds associée aux vagues. Il représente la tension de cisaillement liée à la dissipation des vagues par frottement sur le fond. Ce terme évolue linéairement de 0 en  $\sigma = 0$  jusqu'à une valeur asymptotique en  $\sigma = \delta$  et s'exprime d'après Fredsoe and Deigaard [1992] comme :

$$\rho \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \overline{\tilde{U}_\alpha \tilde{w}} \right) = -\frac{1}{\delta} \frac{D_f k_\alpha}{\omega} \quad (3.29)$$

avec  $k_\alpha$  le nombre d'ondes dans la direction  $\alpha$ ,  $\omega = 2\pi/T_p$  la fréquence relative et  $D_f$  la dissipation d'énergie des vagues par frottement estimée telle que :

$$D_f = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \rho f_w |\tilde{U}|^3 \quad (3.30)$$

où  $f_w$  est un coefficient de friction définit comme :

$$f_w = 1.39 \left( \frac{L_w}{z_0} \right)^{-0.52}, \text{ avec } f_{w,max} = 0.3 \quad (3.31)$$

Ici,  $L_w = |U_w|T_p/2\pi$  est l'excursion orbitale sur le fond estimée par la théorie linéaire,  $k_s = 0.05$  [Reniers et al., 2004b] est un coefficient de rugosité considéré constant le long du profil et  $z_0 = k_s/33$  la longueur de rugosité. Le terme  $\delta$  correspond à la hauteur adimensionnée de la couche limite définit telle que :

$$\delta = 0.09 f_\delta \left( \frac{L_w}{k_s} \right)^{0.82} \frac{k_s}{h}, \text{ avec } \begin{cases} \delta_{max} & = 0.5 \\ \delta_{min} & = f_\delta \frac{e z_0}{h} \end{cases} \quad (3.32)$$

avec,  $f_\delta = 3.0$  [Reniers et al., 2004b] un terme d'amplification de la hauteur de la couche limite valable pour un champ de vagues aléatoires.

Sachant que les variations verticales du terme de forçage  $F_\alpha$  sont négligées, nous pouvons intégrer les équations 3.28 de  $\sigma = 0$  à  $\sigma = 1$  dans la couche intermédiaire et dans la couche limite de fond :

$$\tau_\alpha = \tau_\alpha^S - F_\alpha(1 - \sigma) \quad \text{pour } \sigma > \delta \quad (3.33a)$$

$$\tau_\alpha = \tau_\alpha^S - F_\alpha(1 - \sigma) + \frac{D_f k_\alpha}{\omega} \frac{\delta - \sigma}{\delta} \quad \text{pour } \sigma \leq \delta \quad (3.33b)$$

où  $\tau_\alpha^S$  est la tension de cisaillement agissant sur la surface libre. Ce terme permet de simuler les effets cumulés du cisaillement de vent<sup>1</sup> et du cisaillement généré à l'interface entre la surface libre et le rouleau de déferlement  $\tau_{v,\alpha}^S$ . Ainsi, la perte d'énergie induite par le déferlement des vagues en surface se transmet dans la colonne d'eau via la tension

1. Le cisaillement de vent sera négligé dans nos simulations car les données de vitesses de vent ne sont pas disponibles dans les jeux de données que nous avons traités.

### 3 - Développement du modèle 1DBeach

---

de cisaillement de surface et constitue une condition limite pour résoudre analytiquement le système d'équations 3.33. Le terme  $\tau_{v,\alpha}^S$  s'exprime comme :

$$\tau_{v,\alpha}^S = \frac{D_r k_\alpha}{\omega} \quad (3.34)$$

La tension de cisaillement  $\tau_\alpha$  peut être définie en fonction des gradients verticaux de  $\overline{U}_\alpha$  via le terme de viscosité turbulente  $\nu_t$  telle que :

$$\tau_\alpha = \frac{\rho \nu_t}{\bar{h}} \frac{\partial \overline{U}_\alpha}{\partial \sigma} \quad (3.35)$$

Afin de pouvoir résoudre analytiquement le système d'équation 3.33, il est nécessaire de connaître la distribution verticale de la viscosité turbulente.

#### 3.4.2 Structure verticale de la viscosité turbulente

Pour contourner l'utilisation de modèle de turbulence de type  $k - \epsilon$ , Reniers et al. [2004b] proposent d'estimer la distribution verticale de la viscosité turbulente à partir du produit d'un facteur d'échelle et d'une fonction parabolique. Ces deux facteurs seront différents suivant la couche intermédiaire et la couche limite. Plusieurs sources de turbulence peuvent intervenir dans l'estimation de la viscosité turbulente totale. Dans la couche intermédiaire, seul le déferlement des vagues en surface est considéré comme source de turbulence, à défaut de pouvoir combiner la turbulence induite par le cisaillement de vent et par les gradients de pression longshore. Dans la couche limite de fond, une seconde source de turbulence provenant du frottement des vagues permet d'augmenter la viscosité turbulente totale.

##### 3.4.2.1 Représentation de la viscosité dans la couche intermédiaire

Dans la couche intermédiaire, le facteur d'échelle correspond à la viscosité turbulente intégrée sur la verticale, caractérisée uniquement par le déferlement des vagues dans la couche de surface [Battjes, 1975] :

$$\overline{\nu}_t = f_v H_{rms} \left( \frac{D_r}{\rho} \right)^{1/3} \quad (3.36)$$

où  $f_v = 0.1$  est un paramètre adimensionné que nous avons choisi constant. Il faut noter que les coefficients  $f_v$  et  $k_s$  sont fortement inter-dépendant. C'est pourquoi, la valeur de  $f_v$  doit correspondre avec celle de  $k_s$  afin de rester au mieux en accord avec les observations (voir fig.12 dans [Reniers et al., 2004b]). Dans cette partie de la colonne d'eau, la distribution verticale de la viscosité turbulente peut s'écrire comme :

$$\nu_t = \phi_s \overline{\nu}_t \sigma (\sigma_s - \sigma), \text{ pour } \sigma > \delta \quad (3.37)$$

### 3.4 - Distribution verticale des courants moyens : modèle quasi 1DV de Reniers et al. [2004b]

où  $\sigma_s > 1$  correspond à un point fictif de la couche de surface pour lequel la viscosité turbulente est nulle. Ce paramètre joue un rôle important dans la répartition verticale de  $\nu_t$ .

#### 3.4.2.2 Représentation de la viscosité dans la couche limite

Dans la couche limite de fond, le frottement de l'oscillation des particules fluides sur le fond augmente la viscosité turbulente. Cet effet vient s'ajouter à la turbulence induite par le déferlement sous la forme d'une nouvelle distribution de la viscosité turbulente. Le facteur d'échelle de cette fonction correspond à la viscosité turbulente  $\overline{\nu_{tb}}$  générée par frottement :

$$\overline{\nu_{tb}} = \frac{(f_w |\tilde{U}|)^2}{4\omega} \quad (3.38)$$

La fonction de distribution verticale de la viscosité turbulente dans la couche limite peut s'écrire comme la combinaison linéaire de deux distributions paraboliques explicitées sous une même forme mathématique que l'équation 3.37 :

$$\nu_t = \phi_s \overline{\nu_t} \sigma (\sigma_s - \sigma) + \phi_b \overline{\nu_{tb}} \sigma (\delta - \sigma) = (\phi\nu)_b \sigma (\sigma_b - \sigma), \text{ pour } \sigma \leq \delta \quad (3.39)$$

Les termes  $\phi_s$ ,  $\phi_b$ ,  $(\phi\nu)_b$  et  $\sigma_s$  sont explicités dans l'Annexe.D. Leurs expressions respectives correspondent à la configuration des sources de turbulence considérées : déferlement en surface et frottement sur le fond.

#### 3.4.3 Intégration du profil des vitesses moyennes

L'ensemble des paramètres du modèle de Reniers et al. [2004b] sont définis à partir des variables statistiques du modèle de vagues. Le système d'équation 3.33 se réécrit de façon à faire apparaître explicitement les termes de courant moyen :

$$\frac{\partial \overline{U}_\alpha}{\partial \sigma} = \frac{\bar{h}}{\rho \phi_s \overline{\nu_t}} \left( \frac{(\tau_\alpha^s - F_\alpha) + F_\alpha \sigma}{\sigma (\sigma_s - \sigma)} \right) \quad \text{pour } \sigma > \delta \quad (3.40a)$$

$$\frac{\partial \overline{U}_\alpha}{\partial \sigma} = \frac{\bar{h}}{\rho (\phi\nu)_b} \left( \frac{(\tau_\alpha^s - F_\alpha + \frac{D_f k_\alpha}{\omega}) + (F_\alpha - \frac{D_f k_\alpha}{\delta \omega}) \sigma}{\sigma (\sigma_b - \sigma)} \right) \quad \text{pour } \sigma \leq \delta \quad (3.40b)$$

Le profil vertical des vitesses moyennes est obtenu après une première intégration du système 3.40. Une seconde intégration permet d'obtenir les courants moyens intégrés sur la verticale  $\overline{U}_{r,\alpha}$  afin de déterminer le forçage  $F_\alpha$ , seule inconnue de ce système. Le fait de considérer une distribution verticale parabolique pour décrire la viscosité turbulente permet de faciliter les étapes d'intégration. Le lecteur pourra se référer à l'Annexe.D pour le détail de toutes les étapes de calcul. Les courants moyens estimés au sommet

de la couche limite de fond seront utilisés dans les formules énergétiques de transports sédimentaires.

## 3.5 Paramétrisation des non-linéarités des vitesses orbitales

La représentation réaliste des moments d'ordre trois (skewness et asymétrie) des vitesses orbitales est un facteur clé pour les modèles morphodynamiques et a fait l'objet de nombreux travaux [e.g. Doering and Bowen, 1995, Elfrink et al., 2006, Abreu et al., 2010, Ruessink et al., 2012]. Ces recherches ont en commun l'objectif de paramétrer la forme des vitesses orbitales mesurées sous différentes conditions d'écoulement. La méthode paramétrique proposée par Ruessink et al. [2012], peu coûteuse en temps de calcul et permet de reproduire des séries temporelles de vitesse orbitale représentatives d'un champ de vagues aléatoires. La méthode s'articule autour des relations entre les paramètres statistiques des vagues et les moments d'ordre trois des vitesses orbitales. Cette paramétrisation repose sur la formulation analytique des vitesses orbitales développée par Abreu et al. [2010] :

$$\tilde{U}(t) = U_w \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{n^k} \sin [(k+1)\omega t + k\phi] \quad (3.41a)$$

$$\rightarrow \tilde{U}(t) = U_w f \frac{\sin(\omega t) + \frac{r \sin(\Phi)}{1 + \sqrt{1-r^2}}}{1 - r \cos(\omega t + \Phi)} \quad (3.41b)$$

où  $0 < r < 1$  ( $r = 2n/(1+n^2)$ ) est un indice relatif au degré d'asymétrie horizontale (skewness), la phase  $-\pi/2 < \Phi < 0$  est un facteur de forme caractérisant le degré d'asymétrie verticale (asymétrie) et  $f = \sqrt{1-r^2}$  un coefficient sans dimension permettant de forcer l'amplitude de la vitesse orbitale à  $U_w$ . L'équation 3.41b est équivalente à la somme d'une infinité d'harmoniques composant la série temporelle des vitesses orbitales. Contrairement aux travaux de Drake and Calantoni [2001], qui considèrent une seule valeur du coefficient  $r = 0.8$ , cette relation analytique permet d'obtenir une plus large gamme de skewness de vitesse pour une même valeur de  $\Phi$ .

### 3.5.1 Paramétrisation de $B_a$ et $B_\Psi$

En suivant la méthodologie décrite dans le Chapitre 2, Ruessink et al. [2012] proposent d'utiliser respectivement une fonction paramétrique de type Boltzmann-Sigmoid et tangente hyperbolique pour calibrer la biamplitude et la biphasé en fonction du nombre d'Ursell :

$$B_a(U_r) = p_1 + \frac{p_2 - p_1}{1 + \exp\left(\frac{p_3 - \log U_r}{p_4}\right)} \quad (3.42a)$$

$$B_\Psi(U_r) = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh\left(\frac{p_5}{U_r^{p_6}}\right) \quad (3.42b)$$

avec  $U_r = \frac{3}{8} \frac{H_{rms} k}{\sqrt{2}(kh)^3}$ , les coefficients  $p_1 = 0.0$ ,  $p_2 = 0.857 \pm 0.016$ ,  $p_3 = -0.457 \pm 0.025$ ,  $p_4 = 0.297 \pm 0.021$ ,  $p_5 = 0.815 \pm 0.055$  et  $p_6 = 0.672 \pm 0.073$  sont optimisés afin de s'ajuster à la tendance moyenne des signaux mesurés (voir Fig. 2a,b dans Ruessink et al. [2012]).

### 3.5.2 Paramétrisation de $r$ et $\phi$

L'ultime étape consiste à trouver une fonction reliant  $B_a$  et  $B_\Psi$  aux paramètres  $r$  et  $\phi$  de la relation 3.41b. Malarkey and Davies [2012] démontrent mathématiquement que la série géométrique 3.41a peut être développée afin d'aboutir à des fonctions explicites entre les paramètres bispectraux et les coefficients  $r$  et  $\phi$  (Annexe C dans Malarkey and Davies [2012]). A partir de ce résultat, nous pouvons déduire des équations 2.3b le résultat suivant :

$$r = \frac{2b}{1 + b^2}, \text{ avec } b = \frac{1}{\sqrt{1 + 0.5 \frac{9}{B_a^2}}} \quad (3.43a)$$

$$\phi = -B_\Psi - \frac{\pi}{2} \quad (3.43b)$$

Nous vérifions graphiquement les relations 3.43, en exploitant la formulation analytique des vitesses orbitales Eq. (3.41b). En considérant une houle caractérisée par  $U_w = 1.2$  m/s, de période  $Tp = 7$  s, la Figure. 3.4 illustre les variations de  $S_u$ ,  $A_u$ ,  $B_a$  et  $B_\Psi$  pour  $0 < r < 1$  et  $-\pi/2 < \phi < 0$ . Nous notons que les champs de skewness et d'asymétrie en vitesse (Figs. 3.4a et 3.4b) dépendent clairement des paramètres  $r$  et  $\phi$  et montrent des distributions similaires opposées. Au contraire, les champs  $B_a$  et  $B_\Psi$  (Figs. 3.4c et 3.4d) révèlent des variations uni-variées qui justifient la forme des fonctions de calibrations proposées par Ruessink et al. [2012]. Les Figures 3.4e et 3.4f démontrent que les expressions dérivées par Malarkey and Davies [2012] représentent exactement les variations des paramètres  $B_a$  et  $B_\Psi$  pour l'ensemble des combinaisons de  $(r, \phi)$ .

Cette paramétrisation est parfaitement adaptée à notre stratégie de modélisation et permet de représenter une grande variété d'écoulements oscillants en utilisant simplement des paramètres statistiques issus du modèle de vague à phase moyennée.

## 3.6 Transport sédimentaire et évolution du fond

L'approche énergétique développée par Bagnold [1966], Bowen et al. [1980] and Bailard [1981], est souvent utilisée pour estimer les flux sédimentaires en milieux côtier

### 3 - Développement du modèle 1DBeach

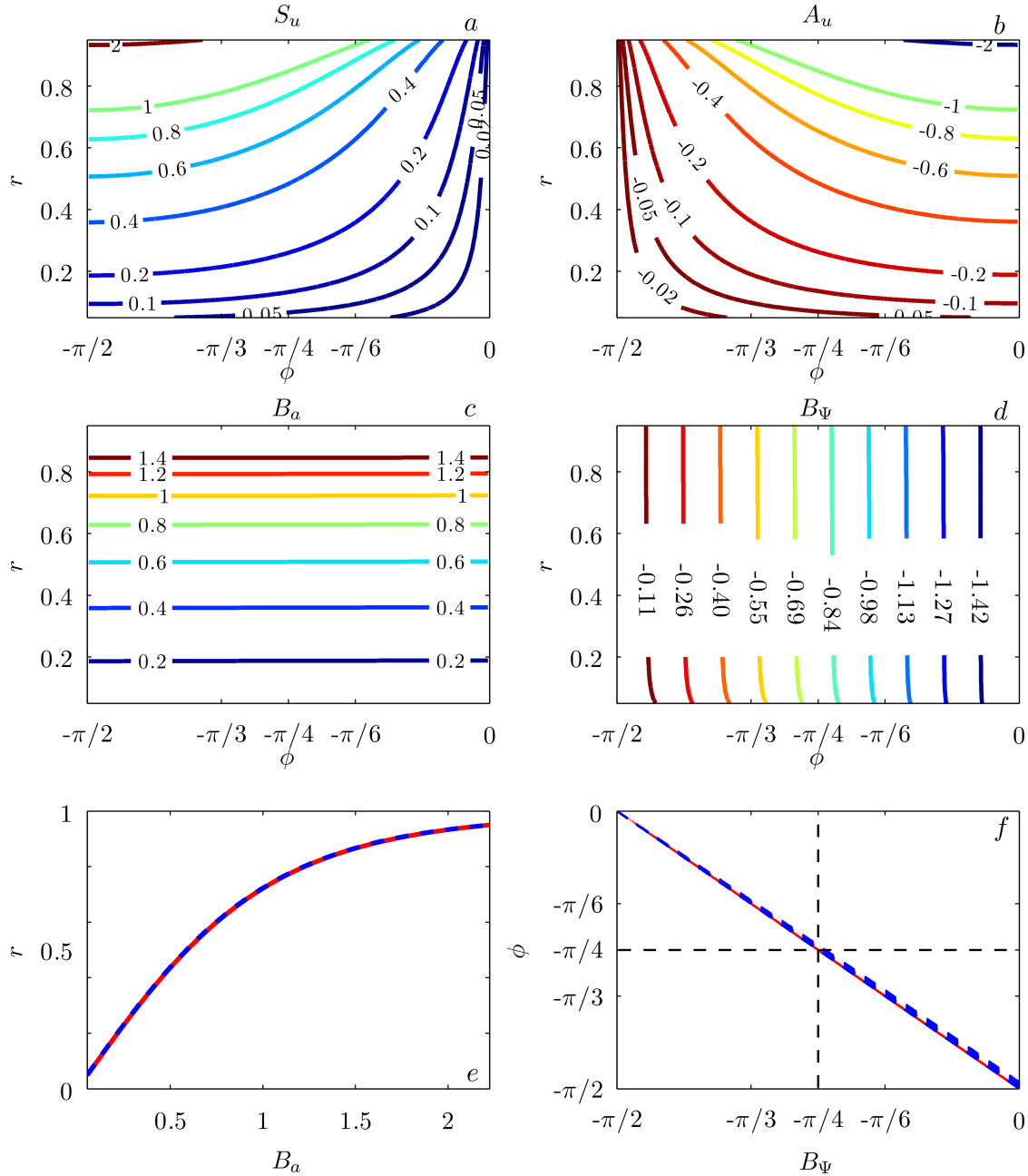


FIGURE 3.4 – Représentation des champs de (a) skewness de vitesse, (b) asymétrie en vitesse, (c) biamplitude et (d) biphasé en fonction des paramètres  $r$  et  $\phi$ . Les figures e) et f) représentent le résultat des fonctions paramétriques Eq. (3.43) (traits pleins rouges) avec respectivement les distributions non-paramétriques  $(r, B_a)$  et  $(\phi, B_\Psi)$  (traits pointillés bleus).

[e.g. Roelvink and Stive, 1989, Thornton et al., 1996, Gallagher et al., 1998b, Masselink et al., 2008]. Cette approche à phase moyennée considère que le flux sédimentaire intégré sur la colonne d'eau est proportionnel à la vitesse de l'écoulement fluide. Cela suppose que le déplacement des particules sédimentaires est en phase avec l'écoulement fluide instantané. Cette méthode permet entre autres de différencier le transport par charriage et par suspension qui sont respectivement proportionnels aux moments d'ordre 2 et 3

de la vitesse totale définie au sommet de la couche limite de fond. L'avantage de ces formulations est de pouvoir estimer directement les flux sédimentaires aux dessus du profil de plage, à la différence d'une approche de type advection-diffusion qui nécessite la résolution numérique supplémentaire d'une équation différentielle [Ruessink et al., 2007b].

### 3.6.1 Transport sédimentaire : formule de Hsu et al. [2006]

Le flux total de sédiments  $Q_t$  le long d'un profil de plage est estimé par la formule énergétique définie par Hsu et al. [2006]. Au-delà de la distinction du transport par charriage et par suspension, les auteurs proposent en accord avec les travaux Henderson et al. [2004], de différencier le transport de sédiments lié à la vitesse orbitale ( $Q_{C_w}$ ) et au courant moyen ( $Q_{C_c}$ ) par deux coefficients de friction différents. De plus, nous avons intégré à la formulation de Hsu et al. [2006] deux termes, le premier lié à l'effet de pente dont la contribution est équivalente à un terme de diffusion ( $Q_{C_f}$ ). Le deuxième est lié au mode de transport par l'asymétrie des vitesses orbitales ( $Q_{K_a}$ ) [Hoefel and Elgar, 2003]. Ainsi, le flux total de sédiments s'exprime comme la combinaison linéaire de ces quatre modes de transport :

$$Q_t = Q_{C_w} + Q_{C_c} + Q_{K_a} - Q_{C_f} , \text{ avec} \quad (3.44a)$$

$$Q_{C_w} = C_w \left[ \rho \frac{\epsilon_b}{\tan \phi} \langle |\vec{U}(t)|^2 \tilde{u}(t) \rangle + \rho \frac{\epsilon_s}{\omega_s} \langle |\vec{U}(t)|^3 \tilde{u}(t) \rangle \right] \quad (3.44b)$$

$$Q_{C_c} = C_c \left[ \rho \frac{\epsilon_b}{\tan \phi_s} \langle |\vec{U}(t)|^2 u_\delta \rangle + \rho \frac{\epsilon_s}{\omega_s} \langle |\vec{U}(t)|^3 u_\delta \rangle \right] \quad (3.44c)$$

$$Q_{C_f} = C_f \left[ \rho \frac{\epsilon_b \tan \beta}{\tan \phi_s^2} \langle |\vec{U}(t)|^3 \rangle + \rho \frac{\epsilon_s^2 \tan \beta}{\omega_s^2} \langle |\vec{U}(t)|^5 \rangle \right] \quad (3.44d)$$

$$Q_{K_a} = -K_a (A_u A_w) \quad (3.44e)$$

avec  $\epsilon_b = 0.135$  et  $\epsilon_s = 0.015$  les facteurs d'efficacité liés respectivement au transport par charriage et par suspension [Hsu et al., 2006],  $\tan \beta$  représente la pente locale du profil de plage,  $\phi_s \approx 32^\circ$  [Masselink et al., 2011] l'angle de contact interne entre sédiments au repos (considéré constant le long du profil) et  $\omega_s$  la vitesse de chute des sédiments dans la colonne d'eau définie selon Soulsby [1997] :

$$\omega_s = \frac{\nu}{d_{50}} \left( \sqrt{10.36^2 + 1.049g(s-1)d_{50}^3} - 10.36 \right) \quad (3.45)$$

où  $s = \rho_s/\rho$  est le rapport de la masse volumique du sédiment sur celle de l'eau, pour la silice  $\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $s = 2.65$ . Enfin  $d_{50}$  est le diamètre moyen des sédiments, qui sera précisé pour chaque simulation. Finalement, le transport total  $Q_t$  est convertie en transport volumique comme :

$$Q_x = \frac{Q_t}{g(\rho_s - \rho)(1 - p)} \quad (3.46)$$



### 3 - Développement du modèle 1DBeach

---

avec  $p = 0.4$  la porosité du sédiment. L'impact du courant moyen longshore sur la mise en suspension des particules sédimentaires est pris en compte à travers la relation 3.44c, ce qui augmente le flux de sédiments cross-shore lié à la composante moyenne de l'écoulement.

Nous avons identifié les coefficients de friction  $\mathcal{C}_w$ ,  $\mathcal{C}_c$ ,  $\mathcal{C}_f$  et  $\mathcal{K}_a$  comme étant des facteurs clés pour simuler de façon réaliste les évolutions des profils de plage observés. Du fait de l'incertitude sur la valeur respective de ces coefficients, nous considérons ces paramètres comme ajustables dans notre modèle en accord avec les travaux de Hsu et al. [2006], Hoefel and Elgar [2003] et Kuriyama [2012].

#### 3.6.2 Évolution du fond

L'évolution du fond sableux est estimée à partir de la loi de conservation du sédiment. Cette équation décrit les variations spatio-temporelles du fond en fonction de la divergence des flux de sédiments en chaque point du maillage principal et se présente sous la forme suivante :

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{Q} = -\frac{\partial Q_x}{\partial x} \quad (3.47)$$

Le gradient longshore du flux de sédiments est imposé nul sous l'hypothèse d'uniformité longshore de la bathymétrie. L'évolution du fond sableux est calculé à chaque pas de temps morphodynamique ( $\Delta_{Tmorpho}$ ) pour rétroagir sur le champ de vagues, formant ainsi un système entièrement couplé. Le pas de temps morphodynamique peut varier de 10 minutes à 1 heure suivant les simulations. Cela suppose le prise en compte de façon explicite de l'impact des changements du niveau de marée ainsi que des changements de régime de houle sur l'évolution du profil de plage.

### 3.7 Présentation des schémas numériques développés dans 1DBeach

Après avoir présenté les processus physiques des différents modules constituant notre modèle de profil de plage, cette partie détaille l'intégration numérique des différents systèmes d'équation.

#### Maillage / Notations

Le profil de plage est discrétisé sur une grille régulière de pas d'espace  $\Delta_{xg}$  d'indice  $i_g$ . A partir de celle-ci, on définit une grille régulière décalée de pas d'espace  $\Delta_{xc}$  d'indice  $i_c$  tel que  $i_c = i_g + 1/2$  (voir la Figure 3.5). Les calculs des paramètres statistiques de vague, des courants moyens, des vitesses orbitales et des flux sédimentaires sont réalisés sur le maillage décalé. On pourra noter que l'architecture du maillage structuré du modèle

### 3.7 - Présentation des schémas numériques développés dans 1DBeach

2DH-MORPHODYN [Saint-Cast, 2002, Castelle, 2004] a été transposée en 1D pour ce modèle de profil de plage, afin de garder une certaine flexibilité d'adaptation entre les deux codes de calcul.

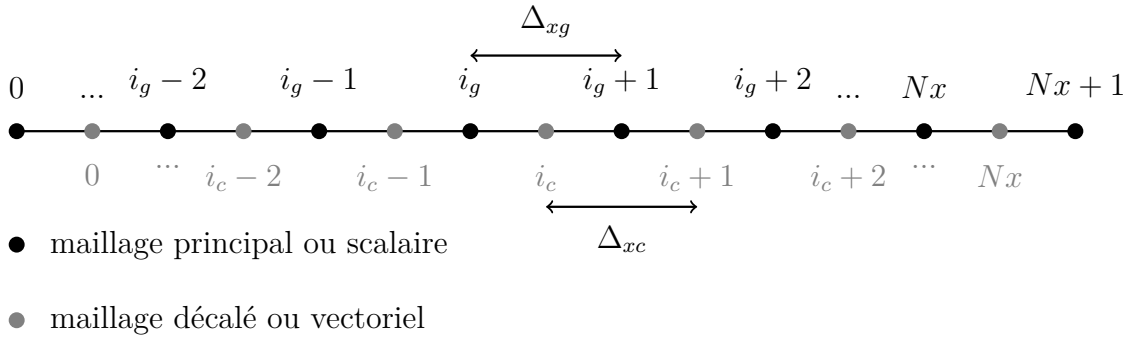


FIGURE 3.5 – Représentation du maillage utilisé dans 1DBeach. Les grilles principale et décalée comportent respectivement  $Nx + 2$  et  $Nx + 1$  points de grille.

#### 3.7.1 Schémas numériques du module de propagation de vagues

L'objectif de ce module est d'estimer la distribution cross-shore de l'ensemble des variables liées au forçage induit par les vagues. La méthode numérique utilise un couplage entre les équations de conservation du flux d'énergie lié au mouvement organisé (Eq. 3.1) et au roller (Eq. 3.9) avec l'équation de conservation de quantité de mouvement cross-shore (Eq. 3.17). Ce couplage s'articule dans un algorithme itératif prédicteur-correcteur, contrôlé par un critère de convergence sur  $H_{rms}$ .

L'étape de prédiction consiste dans un premier temps à évaluer numériquement les équations 3.1 et 3.9, résolues à l'aide d'un schéma Runge-Kutta à l'ordre 2 (RK2). L'algorithme suivant permet d'obtenir la répartition cross-shore de l'énergie du mouvement organisé :

##### Phase prédicteur - Résolution de l'équation 3.1

RK2-Etape 1 : calcul de  $E_w$  en  $i_c - 1/2$

$$\frac{E_{w,i_c-1/2} c_{g,i_c-1/2} \cos \theta_{i_c-1/2} - E_{w,i_c-1} c_{g,i_c-1} \cos \theta_{i_c-1}}{\Delta_x/2} = -D_{w,i_c-1}$$

avec Eqs. (3.2), (3.5) et (3.7) on déduit  $D_{w,i_c-1/2}$

RK2-Etape 2 : calcul de  $E_w$  en  $i_c$

$$\frac{E_{w,i_c} c_{g,i_c} \cos \theta_{i_c} - E_{w,i_c-1} c_{g,i_c-1} \cos \theta_{i_c-1}}{\Delta_x} = -D_{w,i_c-1/2}$$

Par la suite, ce même schéma est appliqué à l'équation de conservation du flux d'énergie lié au roller :

### 3 - Développement du modèle 1DBeach

#### Phase prédicteur - Résolution de l'équation 3.9

RK2-Etape 1 : calcul de  $E_r$  en  $i_c - 1/2$

$$\frac{2E_{r,i_c-1/2}c_{i_c-1/2} \cos \theta_{i_c-1/2} - 2E_{r,i_c-1}c_{i_c-1} \cos \theta_{i_c-1}}{\Delta_x/2} = \left( -2g \frac{\beta_d}{\beta_c^2} \frac{E_{r,i_c-1}}{c_{i_c-1}} + D_{w,i_c-1/2} \right)$$

RK2-Etape 2 : calcul de  $E_r$  en  $i_c$

$$\frac{2E_{r,i_c}c_{i_c} \cos \theta_{i_c} - 2E_{r,i_c-1}c_{i_c-1} \cos \theta_{i_c-1}}{\Delta_x} = \left( -2g \frac{\beta_d}{\beta_c^2} \frac{E_{r,i_c-1/2}}{c_{i_c-1/2}} + D_{w,i_c-1/2} \right)$$

Avec les valeurs de  $E_{w,i_c}$  et  $E_{r,i_c}$  on en déduit les tensions de radiation  $S_{xx,i_c}^w$  et  $S_{xx,i_c}^r$  afin de pouvoir calculer l'élévation moyenne de la surface libre par l'équation de quantité de mouvement cross-shore :

$$\frac{\eta_{i_c} - \eta_{i_c-1}}{\Delta_x} = -\frac{1}{\rho g h_{i_c}} \left( \frac{S_{xx,i_c} - S_{xx,i_c-1}}{\Delta_x} \right)$$

#### Phase correcteur

L'étape de correction permet d'actualiser la hauteur d'eau moyenne  $h_{i_c}$  avec le nouveau set-up  $\eta_{i_c}$ . Les phases prédicteur-correcteur sont ré-itérées jusqu'à ce que le critère de convergence suivant soit satisfait :

$$\frac{H_{rms,i_c}^k - H_{rms,i_c}^{k-1}}{H_{rms,i_c}^{k-1}} < 1.e^{-7}$$

où  $k$  est le nombre d'itérations de la méthode, limitées à 100. En moyenne, il faut à la méthode moins de dix itérations pour satisfaire le critère de convergence.

Les conditions limites, situées au point le plus au large du profil, sont déduites des données de vagues ( $H_{rms0}, T_{p0}, \theta_0$ , niveau de marée) provenant d'une bouée ou d'un modèle de vague grande échelle. Le premier point de grille étant situé à l'extérieur de la zone de déferlement, nous considérons l'énergie du roller nulle. En supposant la période pic constante le long du profil, la relation de dispersion linéaire, résolue par la méthode de Newton-Raphson, conduit à la détermination du nombre d'onde puis des vitesses de phase et de groupe pour une hauteur d'eau donnée. A partir de la vitesse locale des vagues on peut estimer la direction de propagation  $\theta_{i_c}$  par la relation de Snell (Eq. 3.4).

#### Critère d'arrêt en zone d'eau peu profonde

Lorsque la profondeur d'eau est inférieure à une hauteur fixée par l'utilisateur ( $O(\text{cm})$ ), les variables hydrodynamiques sont forcées à zéro. Cette condition permet d'éviter des estimations irréalistes du courant de retour dans les zones d'eau peu profonde dont les effets peuvent conduire à l'explosion numérique du modèle morphodynamique. Par conséquent, ce modèle ne sera pas applicable pour étudier l'évolution de profil de plage dans la zone de jet de rive.

### 3.7.2 Résolution numérique de l'équation de quantité de mouvement longshore

Dans les modules liés à la vitesse moyenne et orbitale, seule l'équation de quantité de mouvement longshore nécessite la mise en place d'une résolution numérique. L'équation 3.20 devient, après développement et simplification des termes  $\tau_y^S$  et  $\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y}$  :

$$-c_f \sigma_T \bar{v} \left[ 1.16^2 + \left( \frac{\bar{v}}{\sigma_u} \right)^2 \right]^{1/2} + \rho \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_t \bar{h} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) = -\frac{\sin \theta}{c} D_r \quad (3.48)$$

Un schéma centré d'ordre deux est utilisé pour approximer le terme de mélange [Ferziger and Perić, 2002] :

$$\left[ \rho \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_t \bar{h} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right]_{i_c} \approx \rho \nu_t \frac{\left( \bar{h} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)_{i_c+1/2} - \left( \bar{h} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)_{i_c-1/2}}{\Delta x_c} \quad (3.49a)$$

$$\approx \rho \nu_t \frac{\frac{(h_{i_c+1}+h_{i_c})}{2} \frac{(\bar{v}_{i_c+1}-\bar{v}_{i_c})}{\Delta x_c} - \frac{(h_{i_c}+h_{i_c-1})}{2} \frac{(\bar{v}_{i_c}-\bar{v}_{i_c-1})}{\Delta x_c}}{\Delta x_c} \quad (3.49b)$$

$$\approx \frac{\rho \nu_t}{2 \Delta x_c^2} [(h_{i_c} + h_{i_c-1}) \bar{v}_{i_c-1} + (h_{i_c+1} - h_{i_c-1}) \bar{v}_{i_c} + (h_{i_c+1} + h_{i_c}) \bar{v}_{i_c+1}] \quad (3.49c)$$

Finalement, la structure algébrique de l'équation 3.48 fait intervenir la variable  $\bar{v}$  à trois positions voisines l'une de l'autre ( $i_c - 1$ ,  $i_c$  et  $i_c + 1$ ). On peut donc la généraliser sous une forme matricielle tridiagonale. La résolution de ce système fait appel à l'algorithme TDMA (TriDiagonal Matrix Algorithm) qui nécessite un nombre d'opérations proportionnel à  $N_x$ . Cet algorithme est beaucoup plus rapide que celui utilisé par la méthode d'élimination de Gauss ( $O(N_x^3)$  opérations) [Ferziger and Perić, 2002].

Dans un premier temps, l'utilisation de la forme linéarisée du terme de friction permet d'initialiser le courant moyen longshore en chaque point de la grille de calcul. La forme non-linéaire du terme de friction est ensuite utilisée dans la résolution, qui est itérée jusqu'à convergence de la solution :

$$\left| \sum_{i_c=0}^{N_x} \left( \bar{v}_{i_c}^k - \bar{v}_{i_c}^{k-1} \right) \right| < 1.e^{-9}$$

En moyenne, la méthode converge en moins de 50 itérations. Les conditions aux limites à la maille du large et à la première maille correspondant à la zone d'eau peu profonde satisfont  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} = 0$ , ce qui permet d'éviter des effets de diffusion numérique.

### 3.7.3 Schéma numérique pour la résolution de l'équation de conservation du sédiment

Différentes méthodes numériques, préalablement testées dans plusieurs études de modélisation morphodynamique, ont été implémentées dans le modèle, à savoir : les

### 3 - Développement du modèle 1DBeach

---

schémas centrés d'ordre 1 et 2 [Saint-Cast, 2002], le schéma WENO (Weight-Essentially-Non-Oscillatory) [Long et al., 2008, Bruneau, 2009] et le schéma NOCS (Non-Oscillatory-Central-Scheme) sur maillage décalé [Marieu et al., 2008]. Ce dernier a été retenu en raison de sa stabilité dans les cas où la bathymétrie présente de forts gradients de pente. Malgré son caractère faiblement diffusif, ce schéma permet d'étudier des séquences morphodynamiques variées et est fortement recommandé pour la gestion des barres sableuses de forme asymétrique.

**Remarque :** Lorsque la pente locale du profil de plage dépasse un angle limite de stabilité, ici fixé à  $29^\circ$ , nous appliquons l'algorithme développé par Marieu et al. [2008] pour simuler artificiellement un effet d'avalanche observé pour les rides sableuses immergées et qui est ici adapté au profil de plage.

#### Schéma NOCS sur maillage décalé

Le schéma NOCS sur maillage décalé permet de résoudre l'équation de conservation du sédiment en quatre étapes constituant deux phases prédicteur-correcteur qui estiment successivement l'évolution du fond  $z_{b_{ic+1/2}}^{t+1/2}$  puis  $z_{b_{ic+1}}^{t+1}$ . Ce schéma a été modifié par Marieu et al. [2008] afin de pouvoir estimer directement les changements bathymétriques sur le maillage principal. En effet, dans la version proposée par Nesyahu and Tadmor [1990], le schéma NOCS sur maillage décalé comporte une seule phase prédicteur-correcteur qui permet d'estimer  $z_{b_{ic+1/2}}^{t+1}$ . La version modifiée nécessite une étape de calcul supplémentaire mais évite l'interpolation de la bathymétrie sur le maillage principal.

Les deux phases prédicteur-correcteur utilisent un demi pas de temps  $\frac{\Delta T_{morpho}}{2}$  pour calculer les évolutions du fond aux temps  $t + 1/2$  et  $t + 1$ . A chaque demi-pas de temps, l'étape de prédiction permet d'approximer les flux sédimentaires aux temps intermédiaires  $t + 1/4$  et  $t + 3/4$ . Cela permet d'éviter de calculer l'évolution du fond aux temps  $t + 1/4$ ,  $t + 1/2$ ,  $t + 3/4$  et  $t + 1$ . Bien que les temps de calculs des modules hydrodynamiques et de transports sédimentaires soient relativement courts comparés à ceux du modèle Dune2D [Marieu et al., 2008], ce gain en temps de calcul est précieux notamment pour les simulations d'évolution de profil de plage sur plusieurs années ou encore pour les procédures d'optimisation des paramètres libres du modèle.

#### Prédicteur-1

La première étape de prédiction donne l'estimation des flux de sédiments au temps  $t + 1/4$  sur le maillage principal en utilisant une extrapolation linéaire temporelle à partir des flux  $Q_{x_{ig}}^t$  et  $Q_{x_{ig}}^{t-1}$  :

$$Q_{x_{ig}}^{t+1/4} = Q_{x_{ig}}^t + \frac{1}{4} (Q_{x_{ig}}^t - Q_{x_{ig}}^{t-1}) \quad (3.50)$$

#### Correcteur-1

Puis, la première étape de correction donne l'élévation du fond au temps  $t + 1/2$  sur le maillage décalé :

$$z_{b_{ic}}^{t+1/2} = \frac{1}{2} (z_{b_{ig+1}}^t + z_{b_{ig}}^t) + \frac{1}{8} (z'_{b_{ic}} - z'_{b_{ic+1}}) - \frac{\Delta T_{morpho}}{2\Delta x_{ic}} (Q_{x_{ig+1}}^{t+1/4} - Q_{x_{ig}}^{t+1/4}) \quad (3.51)$$

où  $z'_{b_{ic}}$  est l'approximation de la pente locale du fond estimée sur le maillage décalé. La dérivée d'une fonction  $\phi_{ig}$ , ici représentée par l'élévation du fond sur le maillage principal, est calculée par un limiteur de pente issu de la famille des  $\beta$ -limiteurs :

$$\phi'_{ic} = \text{MinMod} \left[ \beta (\phi_{ig} - \phi_{ig-1}), \frac{1}{2} (\phi_{ig+1} - \phi_{ig-1}), \beta (\phi_{ig+1} - \phi_{ig}) \right] \quad (3.52)$$

Le choix de  $\beta = 1$  (limiteur MinMod) a été retenu afin de diminuer les effets diffusifs du schéma, qui peuvent sur des temps long conduire à la dégénérescence non-physique des reliefs sableux.

#### Prédicteur-2

Le deuxième pas prédicteur permet d'estimer les flux sédimentaires au temps  $t + 3/4$  sur le maillage décalé en utilisant la même méthode que le premier pas prédicteur :

$$Q_{x_{ic}}^{t+3/4} = Q_{x_{ic}}^t + \frac{3}{4} (Q_{x_{ic}}^t - Q_{x_{ic}}^{t-1}) \quad (3.53)$$

#### Correcteur-2

Finalement, la dernière étape de correction permet d'obtenir l'évolution du fond au temps  $t + 1$  sur la grille principale :

$$z_{b_{ig}}^{t+1} = \frac{1}{2} (z_{b_{ic+1}}^{t+1/2} + z_{b_{ic}}^t) + \frac{1}{8} (z'_{b_{ig}} - z'_{b_{ig+1}}) - \frac{\Delta T_{morpho}}{2\Delta x_{ig}} (Q_{x_{ic+1}}^{t+3/4} - Q_{x_{ic}}^{t+3/4}) \quad (3.54)$$

La méthode d'extrapolation temporelle des flux sédimentaires, nommée PRED2 dans Mariou [2008], permet de simplifier considérablement l'architecture numérique du code et de bénéficier d'un gain en temps de calcul non-négligeable. Ce type de prédicteur est adapté à notre stratégie de modélisation, en effet entre deux pas de temps morphodynamiques les distributions cross-shore des flux sédimentaires sont relativement similaires ce qui réduit l'erreur liée à l'extrapolation linéaire.

#### 3.7.4 Limite de la zone d'évolution du profil de plage

Pour les profils ayant des pentes de haut plage prononcées (1:10) et/ou lorsque ces derniers sont soumis à des conditions énergétiques, les flux sédimentaires en zone d'eau

peu profonde sont souvent surestimés ce qui peut rapidement conduire à l’explosion du modèle. Ainsi, compte tenu de l’erreur d’estimation des flux de sédiments, particulièrement en haut de plage, nous imposons un critère d’arrêt supplémentaire propre au transport sédimentaire. Celui-ci permet d’évaluer l’extension cross-shore maximale relative au calcul de l’évolution du profil de plage. Selon Ruessink et al. [2007b], ce critère est fonction des conditions hydrodynamiques locales et s’écrit comme :

$$T_p \sqrt{\frac{g}{h}} \leq 40 \quad (3.55)$$

La valeur limite 40 est fixée par défaut. Par comparaison, le point du profil de plage pour lequel cette condition n’est plus satisfaite se situera en moyenne proche du point relatif à la hauteur d’eau minimale imposée par l’utilisateur ( $O(\text{cm})$ ). Cependant, dans certaines conditions extrêmes, ce critère de coupure ne suffit pas à éviter la génération d’instabilité numérique sur le haut de plage. C’est pourquoi, nous proposons à chaque pas de temps de réduire la zone de variation du profil, déduite du critère Eq. (3.55), par une distance  $L_x$  du dernier point d’évolution le plus proche de la ligne d’eau. Par l’intermédiaire de méthode d’optimisation (section 3.8), la valeur  $L_x$  sera déterminée comme la plus petite distance pour laquelle les tests d’optimisation, effectués sur une séquence morphodynamique mesurée, conduisent aux meilleures performances de prédiction à posteriori. Cette méthode est entièrement objective mais peut s’avérer coûteuse en temps de calcul, en particulier pour des calibrations sur des séquences d’évolutions de profil sur plusieurs années. Nous notons que la valeur  $L_x$  est particulièrement sensible à la pente locale de la plage.

## 3.8 Optimisation du modèle 1DBeach

Avant d’établir des simulations synthétiques permettant d’analyser l’influence des processus physiques sur la morphodynamique du profil, il est nécessaire de procéder à la calibration du modèle sur des évolutions de profil mesurées en conditions naturelles ou en canal à houle. Cette stratégie est couramment utilisée dans les études de modélisation morphodynamique [e.g. Van Rijn et al., 2003, Ruessink et al., 2007b, Walstra et al., 2012, Kuriyama, 2012]. C’est pourquoi, nous avons développé des méthodes d’optimisation permettant d’ajuster certains paramètres du modèle afin de tester sa capacité de prédiction à posteriori.

L’objectif des méthodes d’optimisation est de rechercher une combinaison de paramètres ajustables permettant de trouver le minimum global d’une fonction cible. Cependant, la capacité d’un algorithme d’optimisation à résoudre un problème de minimisation combinatoire dépend principalement du nombre de paramètres déterminant la dimension de l’espace de recherche ainsi que des caractéristiques de la fonction cible [Duan et al., 1993]. Ainsi, il faudra éviter qu’une méthode d’optimisation fasse converger

la recherche d'une solution vers un des minimums locaux d'une fonction cible. Un autre point important concerne le choix des paramètres ajustables, ces derniers sont supposés être indépendants et caractériser au mieux la fonction à optimiser.

### 3.8.1 Fonction de coût et paramètres ajustables

Dans le contexte de notre étude, la fonction cible ou fonction de coût, notée  $F$ , est définie comme la somme discrète des erreurs quadratiques entre les profils simulés et mesurés. Cette somme est estimée sur un domaine cross-shore  $x_c$  défini par l'utilisateur et comprend l'ensemble des relevés bathymétriques constituant une séquence morphodynamique. Cette fonction s'écrit comme :

$$F(p) = \sum_{x_c, t^{\text{obs}}} \left( z_b^{\text{model}}(x_c, t^{\text{obs}}|p) - z_b^{\text{obs}}(x_c, t^{\text{obs}}) \right)^2, \quad (3.56)$$

où  $p$  représente une combinaison aléatoire des paramètres ajustables,  $t^{\text{obs}}$  représente les différents temps des relevés bathymétriques et  $z_b^{\text{model}}$  ( $z_b^{\text{obs}}$ ) les profils simulés (mesurés). L'efficacité de la procédure de minimisation de la fonction  $F$  dépend implicitement du choix des coefficients ajustables constituant le vecteur  $p$ .

#### Détermination des paramètres ajustables

La conception de notre modèle fait intervenir des paramètres ajustables notamment dans les modules hydrodynamiques et de transport sédimentaire. Cependant, afin de garantir la fiabilité du résultat de la procédure d'optimisation, il est préférable de minimiser la dimension du vecteur  $p$  qui est équivalente au nombre de paramètres à optimiser. En effet, introduire l'ensemble des paramètres empiriques du modèle dans la procédure d'optimisation pourrait conduire à mal considérer le problème. C'est pourquoi, il apparaît nécessaire de conserver un sens physique à la méthode d'optimisation, en incluant uniquement les paramètres qui ont un impact significatif sur l'évolution du profil. De plus, les valeurs par défaut des coefficients empiriques inclus dans les modules hydrodynamiques permettent d'assurer une représentation réaliste de la distribution cross-shore des hauteurs moyennes quadratiques des vagues [Ruessink et al., 2003a], des courants moyens [e.g Ruessink et al., 2001, Reniers et al., 2004b] et des skewness/asymétrie des vitesses orbitales [Ruessink et al., 2012].

Finalement, nous avons choisi d'exploiter les relations des différents modes de transport sédimentaire qui sont reliés à des coefficients de friction dont les valeurs par défaut sont relativement incertaines [Hsu et al., 2006]. Ces derniers sont indépendants et sont directement associés aux processus physiques qui contrôlent en grande partie les variations du profil de plage. De même, l'évolution morphologique des barres sableuses est largement influencée par le paramètre de retard au déferlement  $\lambda$  qui permet de contrôler



Paramètres ajustables	Gamme de validité	Processus physiques associés
$\mathcal{C}_f$	$1.0e^{-6} - 3.0e^{-2}$	Effet de pente
$\mathcal{C}_w$	$1.0e^{-6} - 3.0e^{-2}$	Skewness des vitesses orbitales
$\mathcal{C}_c$	$1.0e^{-6} - 3.0e^{-2}$	Courant moyen (et interactions avec les vitesses orbitale )
$\mathcal{K}_a$	$1.0e^{-8} - 2.5e^{-4}$	Asymétrie des vitesses orbitales
$\lambda$	$0.5 - 5.0$	Décalage spatial des champs de courant moyen $\bar{u}$ et $\bar{v}$

TABLE 3.1 – Synthèse des paramètres ajustables utilisés dans les procédures d’optimisation.

la décalage spatial entre la crête de la barre et l’intensité maximale du courant de retour. Ainsi, Le vecteur  $p$  est constitué des coefficients  $\mathcal{C}_f$ ,  $\mathcal{C}_w$ ,  $\mathcal{C}_c$ ,  $\mathcal{K}_a$  et  $\lambda$ , chacun compris dans une gamme de validité. Nous résumons dans le tableau. (3.1) les caractéristiques de chaque paramètre.

### 3.8.2 Méthode d’optimisation : le recuit simulé

Afin de minimiser la fonction  $F$  dans l’espace de recherche défini par les bornes de validité des coefficients ajustables, nous utilisons la méthode du recuit simulé. Cette méthode est capable de résoudre des problèmes de minimisation combinatoire telle *la trajectoire de Salesman* [Press et al., 2007] dont la difficulté réside dans le contournement de nombreux de minimum locaux. Dans notre contexte, nous n’avons à priori aucune information sur la nature de la fonction  $F$ , c’est pourquoi la méthode du recuit simulé peut assurer une certaine véracité dans le résultat de sa recherche d’un minimum global.

#### Algorithme de Métropolis

La méthode du recuit simulé s’articule autour de l’algorithme de Métropolis [Press et al., 2007] dont le principe est basé sur l’analogie avec l’évolution énergétique d’un système thermodynamique. Dans l’objectif de minimiser la fonction  $F$ , cet algorithme procède à des configurations aléatoires du vecteur  $p$  dans l’espace défini par les gammes de validité de chaque coefficient. Toute la subtilité de la procédure réside dans la gestion d’un indicateur de température dont le rôle permet d’aiguiller la *direction* de recherche du minimum global. Au cours de la procédure, cette température est diminuée afin de restreindre les possibilités de recherche de s’extraire d’un minimum local (ou global). Un deuxième critère, tout aussi important, correspond au nombre de tentatives que l’utilisateur autorise à effectuer pour une température donnée. Pour plus de détails, l’Annexe.E décrit l’architecture globale de l’algorithme dans lequel le modèle de profil de plage est intégré.

### Implémentation numérique de la procédure

Par définition, le recuit simulé est une procédure stochastique qui nécessite un nombre important de tentatives afin de pouvoir converger vers un minimum global. En utilisant le réglage de la procédure d'optimisation précisée dans l'Annexe E, une architecture numérique séquentielle permet d'effectuer un nombre total de tentatives compris entre 3000 et 30000 suivant le déroulement de la procédure.

Afin d'augmenter les performances du recuit simulé, nous avons implémenté une construction parallèle en OpenMP afin de multiplier le nombre de tentatives par le nombre disponible de *Threads* (caractéristique du processeur). A titre d'exemple, en effectuant cette procédure d'optimisation sur le calculateur Avakas du MCIA (Mésocentre de Calcul Intensif Aquitain), on peut multiplier par 12 le nombre de tentatives relatives à une procédure séquentielle et ce pour le même temps machine. L'architecture parallèle s'avère donc nécessaire pour réaliser une optimisation robuste de notre modèle par recuit simulé.

## 3.9 Configuration du modèle 1DBeach

Ce modèle peut être utilisé dans un grand nombre de configurations de part sa liste de coefficient ajustable. Dans cette étude, nous choisissons d'utiliser le même réglage du modèle pour toutes les applications morphodynamiques réalisées sur différents profils de plage. Cette méthodologie permet d'analyser et d'inter-comparer rigoureusement les évolutions simulées de chacun des sites étudiés.

### 3.9.1 Synthèse des réglages de chaque module

Afin de clarifier la configuration du modèle, nous détaillons la paramétrisation utilisée dans chaque module. Les valeurs attribuées aux différents paramètres du modèle sont données dans les références de chaque de module. Ainsi, ces paramètres seront considérés constant dans nos simulations :

#### Module de propagation de vague

- Pas de dissipation par frottement
- Modèle de dissipation utilisé : [Baldock et al., 1998]  
Coefficient  $\alpha = 1$
- Formulation de la hauteur maximale au déferlement : [Battjes and Stive, 1985]
- Paramètre de déferlement  $\gamma$  variable : [Ruessink et al., 2003a]
- Modèle de roller : [Dally and Brown, 1995]  
Coefficient  $\beta_d = 0.1$   
Coefficient  $\beta_c = 1.0$   
Fraction de vague déferlé introduite dans le roller  $\phi = 1$

### 3 - Développement du modèle 1DBeach

---

#### Module courant moyen

- Modèle longshore : [Ruessink et al., 2001]  
Longueur de rugosité  $k_a = 0.5$
- Retard au déferlement :  $\lambda$  (**paramètre ajustable**)
- Modèle quasi-1DV : [Reniers et al., 2004b]  
Coefficient de rugosité  $k_s = 0.05$   
Coefficient  $f_v = 1.0$   
Coefficient  $f_\delta = 3.0$

#### Module vitesse orbitale

- Formule analytique : [Abreu et al., 2010]
- Paramétrisation  $r$  et  $\phi$  : [Ruessink et al., 2012]

#### Module transport sédimentaire

- Formule énergétique : [Hsu et al., 2006]  
Coefficient d'efficacité  $\epsilon_b = 0.135$ ,  $\epsilon_s = 0.015$   
porosité  $p = 0.4$   
Coefficient :  $\mathcal{C}_f$  (**paramètre ajustable**)  
Coefficient :  $\mathcal{C}_w$  (**paramètre ajustable**)  
Coefficient :  $\mathcal{C}_c$  (**paramètre ajustable**)  
Coefficient :  $\mathcal{K}_a$  (**paramètre ajustable**)

#### Evolution du fond

- Pas de temps morphodynamique :  $\Delta_{T_{morpho}} = 30$  min
- Schéma numérique : NOCS sur maillage décalé [Mariieu et al., 2008]

Les caractéristiques du maillage ainsi que les propriétés des sédiments qui composent le profil de plage seront précisées par chaque simulation.

# Chapitre 4

## Modélisation à court, moyen et long terme de l'évolution des profils de plages sableuses en milieu naturel

Ce chapitre met en évidence les processus physiques cross-shore à l'origine des principaux changements morphologiques des profils de plages. Jusqu'à présent, les études numériques se rapportant à l'évolution des plages sableuses sur des échelles de temps de plusieurs jours/mois [*e.g.* Ruessink et al., 2007b, Ruggiero et al., 2009] à plusieurs années [*e.g.* Walstra et al., 2012, Kuriyama, 2012] négligient ou sous-estimaient l'impact de l'asymétrie verticale des vagues. Or, la contribution de cet effet dans le bilan des flux sédimentaires est supposée améliorer la capacité des modèles numériques à simuler les migrations de barres sableuses vers la côte Hoefel and Elgar [2003]. L'architecture globale de notre modèle présente certaines similitudes avec des modèles comme **Unibest-TC** [Ruessink et al., 2007b] ou celui de Kuriyama [2012]. Cependant, l'innovation de nos travaux repose sur l'intégration d'une méthode paramétrique des coefficients de skewness de vitesse et d'accélération permettant de reproduire de façon réaliste des séries temporelles de vitesses orbitales en couche limite de fond qui soient représentatives d'un champ de vagues aléatoires. Le couplage de cette méthode avec une version modifiée de l'approche énergétique de Hsu et al. [2006] nous permet de distinguer les contributions respectives des non-linéarités des vagues et des courants moyens dans la dynamique cross-shore des barres sableuses s'imposant alors comme une approche innovante en morphodynamique des plages.

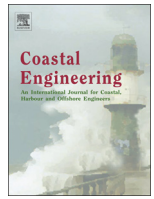
La validation des modèles de profils de plage est une étape incontournable permettant de justifier la fiabilité des interprétations du rôle des différents processus physiques. Une méthode d'optimisation de type recuit simulé Bertsimas and Tsitsiklis [1993] a été utilisée afin de calibrer des paramètres ajustables relatifs aux différents modes de transport sédimentaire. Le modèle est appliqué sur 4 séquences d'évolution de profils de plages sableuses présentant des morphologies variées qui ont été mesurées durant plusieurs campagnes de mesures et couvrant des périodes de quelques jours à plusieurs années. La

#### **4 - Modélisation à court, moyen et long terme de l'évolution des profils de plages sableuses en milieu naturel**

---

première partie de ce chapitre se focalise sur les évolutions de profils de plages à court et moyen terme. Elle a entre autres pour objectif de mettre en évidence l'influence des skewness d'accélération dans les migrations vers la côte des barres sableuses situées en eaux peu profondes. Ces travaux ont fait l'objet d'un article accepté à *Coastal Engineering*. Une seconde partie présente une simulation numérique long-terme montrant un cycles NOM (Net Offshore Migration) quasi-complet et questionne notamment les stratégies d'optimisation à utiliser afin d'obtenir la meilleure qualité de prédiction à posteriori sur cette séquence.

### **4.1 Analyse des processus *cross-shore* contrôlant la dynamique des barres sableuses.**



## Process-based modeling of cross-shore sandbar behavior



Benjamin Dubarbier<sup>a,b,\*</sup>, Bruno Castelle<sup>a</sup>, Vincent Marieu<sup>a</sup>, Gerben Ruessink<sup>c</sup>

<sup>a</sup> CNRS, UMR 5805 EPOC, 33405 Talence, France

<sup>b</sup> Université de Bordeaux, UMR 5805 EPOC, 33405 Talence, France

<sup>c</sup> Faculty of Geosciences, Utrecht University, Utrecht 3508 TC, The Netherlands

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 21 February 2014

Received in revised form 30 August 2014

Accepted 19 September 2014

Available online xxxx

#### Keywords:

Process-based model

Velocity skewness

Acceleration skewness

On/offshore sandbar migration

### ABSTRACT

A coupled wave–current–sediment transport beach profile model is used to simulate cross-shore sandbar evolution on the time scale from days to months comprising both rapid offshore and slow onshore migrations. The discrimination of four modes of sediment transport driven by velocity and acceleration skewness, mean currents and slope effects allows addressing the dominant hydrodynamic processes governing cross-shore sandbar behavior. Acceleration–skewness-induced transport systematically results in a slow onshore sandbar migration together with a slow bar growth. Velocity–skewness-induced transport can drive onshore and offshore bar migrations with substantially larger rates. Mean–current-induced sediment transport systematically drives an offshore bar migration with either bar growth or decay. Slope effects essentially act as a damping term. The water level above the sandbar crest mainly influences the sandbar migration direction, while wave obliquity regulates the magnitude of the migration rates and is crucial to accurately simulate offshore sandbar migration during energetic obliquely incident waves. The inclusion of acceleration skewness is a necessary requirement to accurately reproduce the onshore migration of shallow sandbars. Detailed inter-site comparison of best-fit model parameters shows large differences meaning that free parameters attempt to compensate some mis-specifications of the physics in the model. Although this also applies to other existing beach profile models, this suggests that this model needs further improvements including, for instance, the contribution of the injection of breaking wave turbulence onto the bed to sand stirring.

© 2014 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

Sandbars are ubiquitous patterns along wave-exposed sandy coasts with their morphology reflecting the global state of the nearshore zone (e.g. Short, 1979; Wright and Short, 1984; Lippmann and Holman, 1990; Price and Ruessink, 2011). Nearshore sandbars provide natural protection for beaches by causing waves to dissipate away from the shoreline through depth-induced breaking, which results in lower in-shore wave energy. During major storms nearshore sandbars substantially reduce the intensity of swash zone processes and potential extreme wave run-up, which is the critical component to inundation as well as dune and cliff erosion (Sallenger et al., 1985).

Sandbar behavior is one of the largest sources of morphological variability in the nearshore. During storms, intense wave breaking on the bar crest drives strong offshore-directed currents (“undertow”) that transport sediment seaward, resulting in rapid ( $O(10\text{ m/day})$ ) offshore sandbar migration concurrent to erosion of the beach (e.g. Sallenger et al., 1985; Gallagher et al., 1998). During weakly to nonbreaking, yet sufficiently energetic, wave conditions the near-bed wave-nonlinearity

driven bedload transport results in slow ( $O(1\text{ m/day})$ ) onshore sandbar migration concurrent with accretion of the beach (e.g. Trowbridge and Young, 1989; Gallagher et al., 1998). On the timescales of weeks, sandbars respond quasi-instantaneously to time-varying wave regimes by a rapid offshore migration or can follow a typical trend ensuing from a representative seasonal wave climate (Van Enckevort and Ruessink, 2003). On the timescales of several years, sandbars sometimes exhibit an autonomous behavior, uncorrelated with wave forcing, with sandbars describing a cyclic progressive net offshore migration (e.g. Ruessink et al., 2003b, 2009).

Several model approaches have been developed to simulate cross-shore sandbar behavior on the timescales from days to years: models based on the break point paradigm that compute sandbar migration from a wave-height dependent equilibrium location (Plant et al., 1999, 2006; Pape et al., 2010b), data-driven models based on neural networks (Pape et al., 2007, 2010a) and process-based, mostly wave phase-averaged models (e.g. Roelvink and Stive, 1989; Ruessink et al., 2007; Kuriyama, 2012; Walstra et al., 2012). The latter have recently succeeded in simulating surfzone sandbar profile evolution on timescales of days and weeks (Ruessink et al., 2007; Ruggiero et al., 2009) to years (Kuriyama, 2012; Walstra et al., 2012) with reasonable accuracy. However, a number of model limitations remain. For instance, most of the existing models ignore the contribution of acceleration skewness to the cross-shore sediment transport, although it was shown to drive a

\* Corresponding author at: CNRS, UMR 5805 EPOC, 33405 Talence, France.

E-mail addresses: [b.dubarbier@epoc.u-bordeaux1.fr](mailto:b.dubarbier@epoc.u-bordeaux1.fr) (B. Dubarbier), [B.G.Ruessink@uu.nl](mailto:B.G.Ruessink@uu.nl) (G. Ruessink).

net onshore sediment transport (Elgar et al., 2001). A reason is that, until recently (Ruessink et al., 2012), it was unclear how to include acceleration skewness in phase-averaged beach profile models.

Overall, the respective contributions of undertow, velocity skewness, and acceleration skewness, as well as those of the different modes of sediment transport, are still not fully understood. The recent improvements in the prediction of velocity and acceleration skewness (Ruessink et al., 2012) as well as novel insights into the role of the longshore current in cross-shore sandbar behavior (Walstra et al., 2012) leave room to improve our understanding of the key processes governing cross-shore sandbar behavior.

In this paper we develop a process-based model to simulate beach profile evolution on timescales from hours to months encompassing both onshore and offshore sandbar migration events at different sites (Section 2): Duck (N.C., USA) and Egmond (The Netherlands). The new coupled phase-averaged beach profile model is presented in Section 3. The main differences with respect to previous beach profile models is the inclusion of sediment transport related to velocity and acceleration skewness using the parameterization proposed by Ruessink et al. (2012). The results are presented in Section 4 and further discussed in Section 5. We show that, using state-of-the-art phase-averaged parameterizations for undertow and wave nonlinearities, cross-shore sandbar behavior is accurately simulated with low computational cost. We address the impact of the water level and the angle of wave incidence on four different modes of sediment transport, and in turn sandbar evolution, driven by velocity and acceleration skewness, mean currents and slope effects.

## 2. Beach profile dataset

Observations of onshore and offshore nearshore sandbar migrations at Duck (North Carolina, USA) and Egmond (The Netherlands) are used to test our beach profile model. Below we briefly describe the beach-profile evolution and corresponding hydrodynamic forcing. A more detailed overview is given in Ruessink et al. (2007).

During a selected 10-day portion of the Duck94 experiment (Fig. 1a, for extensive site and data set description see Gallagher et al., 1998), the beach exhibited a single-barred profile with the bar crest in 2-m depth and located about 100 m from the mean-sea-level shoreline. The sandbar migrated onshore about 12 m during swell waves and subsequently migrated about 20 m seaward in response to a 2-day series of high-energy waves. The beach face remained steep and featureless. During the Duck82 experiment (Fig. 1b, for extensive data set description see Trowbridge and Young, 1989), the beach exhibited a mostly single-barred profile with the bar crest in 3.5-m depth and located about 250–300 m from the mean-sea-level shoreline. During the 3.5-month period, the bar moved onshore about 65 m together with a progressive bar-trough relief reduction reaching about 50% by the end of the study

period (Ruessink et al., 2007). A weakly developed inner bar was observed in about 1-m depth at mid tide. During the Egmond98 experiment, a slowly evolving double-barred beach profile was observed (Fig. 1c, for extensive site and data description see Ruessink et al., 2000). Both sandbars migrated about 30 m offshore during a 22-day series of high-energy waves with a progressive flattening of the outer bar. The inner bar displayed crescentic patterns with a cross-shore amplitude and an alongshore lengthscale of about 20 m and 600 m, respectively. Yet, during the selected forcing period, alongshore non-uniform effects on alongshore currents and on sandbar dynamics were relatively small except for the last 1–2 weeks of the Egmond98 (Ruessink et al., 2001).

## 3. Numerical model

In this section we describe a one-dimensional phase-averaged process-based model for sandy beach profile change on timescales of hours to months. The model is composed of 3 modules for (Section 3.1) waves, (Section 3.2) currents and (Section 3.3) sediment transport and bottom changes. The model can be coupled with a data-model assimilation module combining heterogeneous remotely-sensed video observations to inverse wave-dominated beach bathymetry (Birrien et al., 2013), which is switched off herein. We further describe (Section 3.5) the overall model set-up and (Section 3.6) the optimization method used to find the best fit free model parameters for a given field site application.

### 3.1. Waves

By assuming that the wave field is narrow in both frequency and direction, and neglecting bottom friction, the cross-shore ( $x$  axis) distribution of the organized wave energy,  $E_w$ , is computed using the short-wave energy flux conservation equation:

$$\frac{\partial}{\partial x} (E_w c_g \cos \theta) = -D_w, \quad (1)$$

where  $c_g$  is the wave group celerity,  $\theta$  the wave angle from normal, and  $D_w$  the depth-induced breaking-wave energy dissipation. We use a modified wave-averaged bore-type analogy dissipation formulation (Battjes and Stive, 1985) to compute  $D_w$ , with the dissipation parameter  $\alpha = 1$ . Assuming a Rayleigh distribution of the wave height probability density function (Baldock et al., 1998) the fraction of breaking waves,  $Q_b$ , reads

$$Q_b = \exp \left[ - \left( \frac{H_{max}}{H_{rms}} \right)^2 \right] (H_{max}^2 + H_{rms}^2) \quad (2)$$

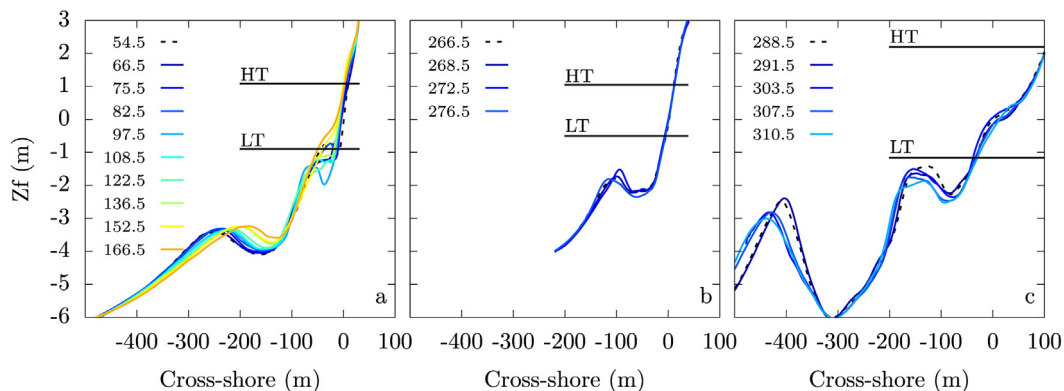


Fig. 1. Beach profiles measured during (a) Duck82, (b) Duck94 and (c) Egmond98 experiments. The initial profiles are represented in the black dashed lines and subsequent profiles are gradually colored. The lowest (LT) and highest (HT) tidal levels at each site over the considered period are represented by black lines. Numbers indicate time in Julian days. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

where  $H_{rms}$  and  $H_{max}$  are the root mean square wave height and the maximum wave height for the Rayleigh probability density function, respectively.  $H_{max}$  is computed using the parameterization of the height-to-depth parameter proposed by Ruessink et al. (2003a), which reads  $\gamma = 0.76k_p\bar{h} + 0.5$ . Accordingly,  $H_{max}$  reads

$$H_{max} = \frac{0.88}{k_p} \tanh \frac{\gamma k_p \bar{h}}{0.88}, \quad (3)$$

where  $k_p$  is the wave number related to the peak wave frequency computed with the dispersion relation using linear theory, and  $\bar{h}$  is the mean local water depth.

The transfer of wave-organized energy dissipation that feeds into the roller formation is described by the roller energy flux balance equation of Dally and Brown (1995) and Nairn et al. (1990):

$$\frac{\partial}{\partial x} (2E_r c \cos \theta) + D_r = D_w \quad (4)$$

where  $E_r$  is the roller energy,  $c$  is the phase velocity and  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$  is the gravitational acceleration.  $D_r$  is the roller energy dissipation,

$$D_r = 2g\beta \frac{E_r}{c}, \quad (5)$$

with  $\beta = 0.1$  a non-dimensional dissipation coefficients.

The wave set-up,  $\eta$ , is computed using the depth-integrated and depth-averaged cross-shore momentum balance equation that reads

$$\rho g \bar{h} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{rx}}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

where  $\rho$  is the water density and  $S_{xx}$  ( $S_{rx}$ ) is the cross-shore wave (roller) radiation stress computed using linear wave theory.

### 3.2. Currents

Detailed flow measurements collected on natural beaches show that the vertical distribution of cross-shore mean currents both inside and outside the surf zone is not depth-uniform (e.g. Garcez-Faria et al., 2000; Reniers et al., 2004b). Outside the surf zone, boundary layer effects are important due to an enhanced eddy viscosity induced by the dissipation of short wave energy through bottom friction. This leads to an onshore directed velocity near the bottom known as the streaming effect (Henderson et al., 2004). Inside the surf zone, the depth-invariant pressure gradient induced by the wave set-up dominates the boundary layer effects, which leads to an offshore directed mean flow. This on/offshore variability of the mean flow orientation is crucial to sediment transport and, consequently, to beach profile evolution.

Accordingly, we use the quasi-1DV model formulated by Reniers et al. (2004b) which is based on the three layer conceptual model of De Vriend and Stive (1987). The model estimates analytically the vertical flow structure within the middle layer and bottom boundary layer:

$$\rho \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial \sigma} = \frac{D_r k_i}{\omega} - F_i (1 - \sigma) \quad \text{for } \delta \leq \sigma \leq 1, \quad (7a)$$

$$\rho \nu_{tb} \frac{\partial u_i}{\partial \sigma} = \frac{D_r k_i}{\omega} - F_i (1 - \sigma) + \frac{D_f k_i}{\omega} \left( \frac{\delta - \sigma}{\delta} \right) \quad \text{for } 0 < \sigma \leq \delta, \quad (7b)$$

with  $k_i$  as the longshore and cross-shore components of the wave number  $k$  and  $\nu_t$  and  $\nu_{tb}$  as the vertical distribution of the turbulent eddy viscosity in the middle layer (Eq. (7a)) and the bottom boundary layer (Eq. (7b)), respectively (see Reniers et al., 2004b, for details).  $\sigma = z/h$  is the scaled vertical coordinate such that  $\sigma = 0$  and 1 at the bottom and at the surface, respectively.  $\omega$  is the peak

radial frequency,  $F_i$  is the depth-invariant forcing term composed of wave radiation stress and pressure gradients,  $D_f$  is the bottom friction dissipation,  $\delta$  is the scaled bottom boundary layer width with the subscript  $i = (x, y)$  standing for cross-shore or alongshore direction.

As in Ruessink et al. (2007) and Walstra et al. (2012), wave breaking is the only free surface driving force, here expressed as a shear stress,  $\frac{D_r k_i}{\omega}$ , and is the only source of turbulence in the middle layer as well. Within the bottom boundary layer, Eq. (7b), an additional shear stress,  $\frac{D_f k_i}{\omega} \left( \frac{\delta - \sigma}{\delta} \right)$ , is included to account for short-wave energy dissipation due to bottom friction, hence increasing the depth-averaged eddy viscosity.  $F_i$  in Eqs. (7a) and (7b) are unknown. These terms are determined after an integration over the water depth, which leads to the depth-averaged return current,  $\bar{u}$ , that compensates the onshore wave-induced mass flux (including the roller) above the wave trough level, and can be directly computed using the analytical method proposed by Reniers et al. (2004b):

$$\bar{u} = \frac{-E_w + 2E_r}{\rho c h}. \quad (8)$$

Recent laboratory observations (Reniers et al., 2004a; Dubarbier et al., 2013) reveal that the return-flow velocities tend to have their maximum shoreward of the bar crest. Accordingly, we use the breaking delay concept (Roelvink and Stive, 1989), applying a triangular weighted function on the time- and depth-averaged mean flow as in Reniers et al. (2006):

$$\bar{u}_r(x) = \frac{\int_{x-x_b}^x (x_b - x + x') \bar{u}(x) dx'}{\int_{x-x_b}^x (x_b - x + x') dx'} \quad (9)$$

where  $x$  is the local cross-shore position and  $x_b = \lambda 2\pi/k_p$  is the offshore directed integration distance relative to the local wave length. The parameter  $\lambda$  accounts for the delay parameter which is a free coefficient in our model (as in Walstra et al., 2012). The same procedure is applied to the cross-shore distribution of the longshore mean flow. The depth-averaged and delayed mean flow is used as boundary condition to solve Eqs. ((7a) and (7b)).

In the following, the total current,  $\vec{u}$ , is decomposed into a mean and a wave component,

$$\vec{u}(t) = \vec{u}_\delta + \vec{u}(t), \quad (10)$$

where  $\vec{u}_\delta$  is the mean component obtained from Eq. (7b) after integration over the wave boundary layer, and  $\vec{u}(t)$  is the time varying orbital velocity specified below. Their cross-shore and alongshore components are hereafter noted  $(\bar{u}_\delta, \bar{v}_\delta)$  and  $(\bar{u}, \bar{v})$ , respectively.

### 3.3. Sediment transport

Most existing phase-averaged beach profile models simulate onshore sandbar migration with fair accuracy (e.g. Ruessink et al., 2007; Walstra et al., 2012). Yet, they struggle to simulate the onshore migration of a shallow sandbar (e.g. Van Maanen et al., 2008) which can be attributed to the absence of acceleration-skewness induced transport (Hoefel and Elgar, 2003; Kuriyama, 2012). It is therefore hypothesized that acceleration-skewness induced sediment transport is crucial to onshore sandbar migration and that models ignoring this process succeed in simulating onshore bar migration through an overestimation of the velocity-skewness induced sediment transport rates. Accordingly, here we use a modified version of the Hsu et al. (2006) sediment transport formula, which discriminates the contributions of intra-wave and mean current to sediment transport, including the gravitational down-slope sediment transport and the acceleration-skewness induced



transport (Hoefel and Elgar, 2003; Kuriyama, 2012). The net cross-shore sediment flux,  $q$ , is composed of the bedload transport flux,  $q_b$ , the suspended load transport  $q_s$  and acceleration-skewness induced transport,  $q_a$ :

$$q = q_b + q_s + q_a, \quad (11)$$

with

$$q_b = \rho \frac{\epsilon_b}{\tan \phi} \left[ C_w \langle |\vec{U}(t)|^2 \tilde{u}(t) \rangle + C_c \langle |\vec{U}(t)|^2 u_\delta \rangle - C_f \frac{\tan \beta}{\tan \phi_r} \langle |\vec{U}(t)|^3 \rangle \right], \quad (12)$$

$$q_s = \rho \frac{\epsilon_s}{\omega_s} \left[ C_w \langle |\vec{U}(t)|^3 \tilde{u}(t) \rangle + C_c \langle |\vec{U}(t)|^3 u_\delta \rangle - C_f \frac{\epsilon_s \tan \beta}{\omega_s} \langle |\vec{U}(t)|^5 \rangle \right], \quad (13)$$

where  $\epsilon_b = 0.135$  and  $\epsilon_s = 0.015$  are numerical coefficients (Bailard, 1981; Hsu et al., 2006),  $\tan \phi_r = 0.63$  is the tangent of internal angle of friction,  $\tan \beta$  is the local bed slope,  $w_s$  is the sediment fall velocity,  $C_w$  and  $C_c$  are friction coefficients related to the contributions of waves and combined waves and current, respectively,  $C_f$  is a gravitational friction factor and

$$q_a = -K_a (A_u A_w) \quad (14)$$

where  $K_a$  is a calibration coefficient,  $A_w = \omega U_w$  is the near-bed acceleration amplitude with  $\omega = 2\pi/T_p$  as the angular frequency,  $U_w = \pi H_{rms} / (T_p \sinh(k\bar{h}))$  as the orbital velocity amplitude and  $A_u$  is the velocity asymmetry coefficient specified in Section 3.4, and  $H_{rms}$  and  $T_p$  are the root-mean-square wave height and the peak wave period respectively.

In the inner surf zone, Thornton et al. (1996) showed that the along-shore mean current can be the dominant part of the total flow during a storm event. Accordingly, Masselink et al. (2008) suggested to include the alongshore velocity as an additional sediment-stirring component in the total cross-shore flux, therefore the norm of the total velocity is used in Eqs. (12) and (13).

The sediment properties are taken into account to compute the volumetric sediment transport rate,

$$Q = \frac{q}{g(\rho_s - \rho)(1-p)}, \quad (15)$$

where  $\rho_s$  is the sediment density and  $p = 0.4$  is the sediment porosity. Finally, the bed level evolution,  $z_b$ , is obtained by resolving the sediment mass conservation equation,

$$\frac{\partial z_b(t)}{\partial t} = -\frac{\partial Q}{\partial x}, \quad (16)$$

using the modified non-oscillatory central scheme of Mariu et al. (2008) to prevent from spurious bed form oscillations when there are steep peaks in the sediment transport rate.

#### 3.4. Parameterization of velocity skewness $S_u$ and velocity asymmetry $A_u$

Near-bed orbital velocity data collected in the field show, from deep to shallow water, a progressive change from a quasi-sinusoidal, to mixed skewed-asymmetric, then to strong asymmetric waveform. This is usually not fully taken into account in most of phase-averaged beach profile models (e.g. Unibest-TC Ruessink et al., 2007; Walstra et al., 2012) that only address velocity skewness. Recently, Ruessink et al. (2012) used a large field dataset to derive a parameterization of the free-stream non-linear wave orbital motion

that is compatible with the analytical formulation of monochromatic intra-wave velocity proposed by Abreu et al. (2010):

$$|\vec{U}(t)| = U_w f \frac{\sin(\omega t) + \frac{r \sin(\Phi)}{1 + \sqrt{1-r^2}}}{1 - r \cos(\omega t + \Phi)}, \quad (17)$$

where  $f$  is a dimensionless factor so that the velocity amplitude equals to  $U_w$ ,  $r$  is a non-linearity parameter equivalent to an index of skewness and  $\Phi$  is a waveform parameter related to the biphas. Ruessink et al. (2012) proposed a parameterization of  $r$  and  $\Phi$  as a function of the local Ursell number,  $U_r = \frac{3}{4} \frac{k_p H_{rms}}{\sqrt{2}(k\bar{h})^3}$ , derived from field

measurements of orbital velocity skewness,  $S_u = \frac{\langle \vec{U}^3(t) \rangle}{\langle \vec{U} \rangle^3}$ , and velocity

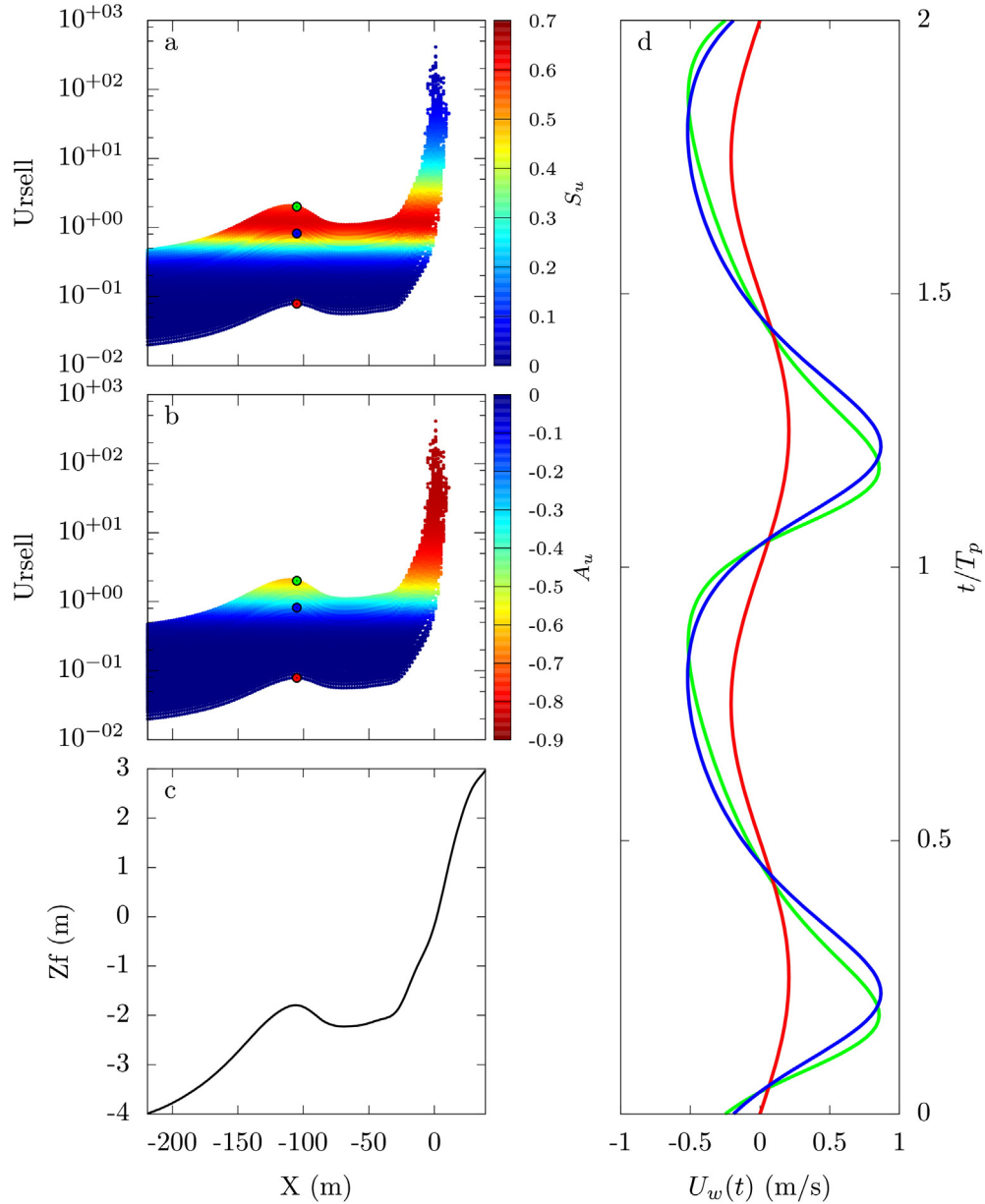
asymmetry,  $A_u = \frac{\langle \pi(\vec{u}(t)) \rangle}{\langle \vec{u} \rangle^2}$ . This method is particularly appropriated

to phase-averaged wave model, as it allows estimating the cross-shore distribution of  $S_u$ ,  $A_u$ ,  $r$  and  $\Phi$  given the modeled cross-shore distribution of  $H_{rms}$ ,  $T_p$  and  $\bar{h}$ . The resulting parameterization differs from that derived by Kuriyama (2009) as it predicts higher skewness values in intermediate water depth and lower velocity asymmetry value in shallow water (high Ursell number).

For instance, Fig. 2 shows the modeled cross-shore distribution of  $S_u$  and  $A_u$  versus the Ursell number, together with 3 representative estimated intra-wave celerity time series. Offshore Ursell numbers correspond to the combination of the wave forcing parameters ( $H_{rms}$ ,  $T_p$ ,  $\bar{h}$ ) recorded during the Duck94 experiment. For a given cross-shore position, the water level is the key factor controlling both the distribution and the intensity of  $S_u$  and  $A_u$ . For  $0.01 < U_r < 0.8$  (deep water), non-linear effects are negligible which correspond to purely sinusoidal orbital velocities. For  $1 < U_r < 10$  (intermediate water depths), purely skewed to mixed skewed-asymmetric orbital velocity shapes are created. Those 3 types of waveform can be observed in the vicinity of the sandbar meaning that, across the sandbar, the respective magnitude of acceleration skewness and velocity skewness is highly variable depending on the wave and tide conditions. Interestingly enough, purely asymmetric orbital velocities, corresponding to the dominance of bores, are systematically found near the shoreline in shallow water condition ( $U_r > 10$ ), that is in the inner surf zone.

#### 3.5. Model set-up

A regular grid is considered for all the simulations. The grid cell size is  $\Delta x = 2$  m, and the grid origin,  $x = 0$ , is situated at the mean-sea-level shoreline ( $z = 0$ ). The cross-shore orientation is defined as positive in the onshore direction. The offshore boundary of the model is located at the offshore wave sensor that is, for Duck  $x = -600$  m in about 7-m depth and for Egmond at  $x = -1800$  m in about 15-m depth. The collected wave-forcing time series ( $H_{rms}$ ,  $T_p$ ,  $\theta$ ) and tidal elevation are interpolated every 30 min for each site. The angle of wave incidence was not measured during Duck82 experiment. Given that waves were observed to have an essentially shore-normal incidence (Trowbridge and Young, 1989), shore-normal incidence is therefore applied as in previous Duck82 modeling (Ruessink et al., 2007). For Egmond, a constant median grain sizes of  $180 \mu\text{m}$  is applied while two different median grain size are used for Duck, in order to simulate the bi-modal cross-shore distribution observed at this site. A fine grain size ( $170 \mu\text{m}$ ) was applied in the lower part of the profile (for  $\bar{h} \geq 1.5$ ), and a coarser grain size ( $400 \mu\text{m}$ ) in the intertidal and upper part. Following Ruessink et al. (2007), the bed level changes were computed from the offshore boundary to the location where the relative peak period,  $T_p \sqrt{\frac{g}{\bar{h}}}$ , exceeds 40 for the first time, in order to exclude the swash zone, where our sediment transport approach is not appropriate. This threshold value is kept constant for all simulations. However, for steep beachface this sediment transport cut-off results in unrealistic sediment transport due to an overestimation of the undertow that can ultimately



**Fig. 2.** Simulated (a) velocity skewness  $S_u$  and (b) velocity asymmetry  $A_u$ , estimated from Duck94 forcing time series as a function of both the cross-shore position and Ursell number, (c) the initial Duck94 profile and (d) time series of near-bed orbital velocity corresponding to representative zones indicated by the corresponding colored dots in (a,b). The red dot refers to a region of zero velocity skewness, the blue dot to purely skewed orbital velocity and the green dot to mixed skewed-asymmetric orbital velocity. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

create spikes in the upper part of the profile. For each beach study, preliminary model runs are used via optimization to find the shortest distance from the cross-shore position where the condition on the relative peak period is satisfied in order to avoid unrealistic profile evolution.

### 3.6. Optimization method

The model is characterized by a number of calibration parameters. The friction coefficients,  $C_w, C_c, C_f$ , and  $\mathcal{K}_a$ , together with the delay parameter,  $\lambda$ , are the free parameters, all the other parameters being set to values typically found in the literature (Gallagher et al., 1998; Ruessink et al., 2003a; Reniers et al., 2004b; Ruessink et al., 2012). Each friction coefficient is related to a typical sediment transport mode that drives a given sandbar behavior that will be discussed later in the paper. The delay parameter also impacts the sandbar behavior as it determines the onshore-shift of the maximum return flow. These

free parameters are independent (Ruessink, 2005), which allows them to be the variables of a non-linear optimization problem. For each field site application, the corresponding calibration parameters are found using a simulated annealing algorithm (Bertsimas and Tsitsiklis, 1993), by minimizing the cost function,

$$F(p) = \sum_{x_c, t^{obs}} \left( z_b^{model}(x_c, t^{obs}|p) - z_b^{obs}(x_c, t^{obs}) \right)^2, \quad (18)$$

where  $p$  indicates a random combination of the free parameters,  $x_c$  the cross-shore zone where the optimization is performed,  $t^{obs}$  the times when observations are available,  $z_b^{model}$  ( $z_b^{obs}$ ) the simulated (measured) bed level. This cost function is particularly adapted to the optimization method as it minimizes the cumulative squared difference between modeled and observed profiles. The simulated annealing algorithm is slow to reach convergence and needs a large amount of trials to reach the global minimum of a system. Parallelization architecture was used

**Table 1**  
Synthesis of optimized parameters for each field site.

Site	$C_w$	$C_c$	$C_f$	$\kappa_a$	$\lambda$
Duck82	0.00320	0.00913	0.02996	$0.188 \times 10^{-4}$	4.9
Duck94	0.00483	0.02002	0.01173	$0.631 \times 10^{-4}$	1.57
Egmond98	$4 \times 10^{-7}$	0.00228	0.00256	$0.01 \times 10^{-4}$	4.9
Duck94: $\overline{V_a}$ switched off	0.0000077	0.02999	0.01127	$1.1 \times 10^{-4}$	2.15
Duck94: $Q_{\kappa_a}$ switched off	0.01235	0.02243	0.03628	0.0	3.2

in order to increase the number of trials in the same elapse time of a sequential procedure. For each numerical experiment the searching algorithm is trained over a minimum of  $10^4$  trials, covering an extended searching-space of documented values for each free parameter ( $1.e^{-6} \leq C_w \leq 3.e^{-2}$ ,  $1.e^{-6} \leq C_c \leq 3.e^{-2}$ ,  $1.e^{-6} \leq C_f \leq 3.e^{-2}$ ,  $1.e^{-8} \leq \kappa_a \leq 2.5e^{-4}$  and  $0.5 \leq \lambda \leq 5.0$ ). The cross-shore domain boundaries used in each optimization procedure correspond to  $-400 \leq X \leq -100$  m for Duck82,  $-150 \leq X \leq -50$  m for Duck94 and  $-300 \leq X \leq -30$  m for Egmond98.

#### 4. Model results

Table 1 gives the free parameters obtained with the optimization method performed for each experiment described in Section 2. The

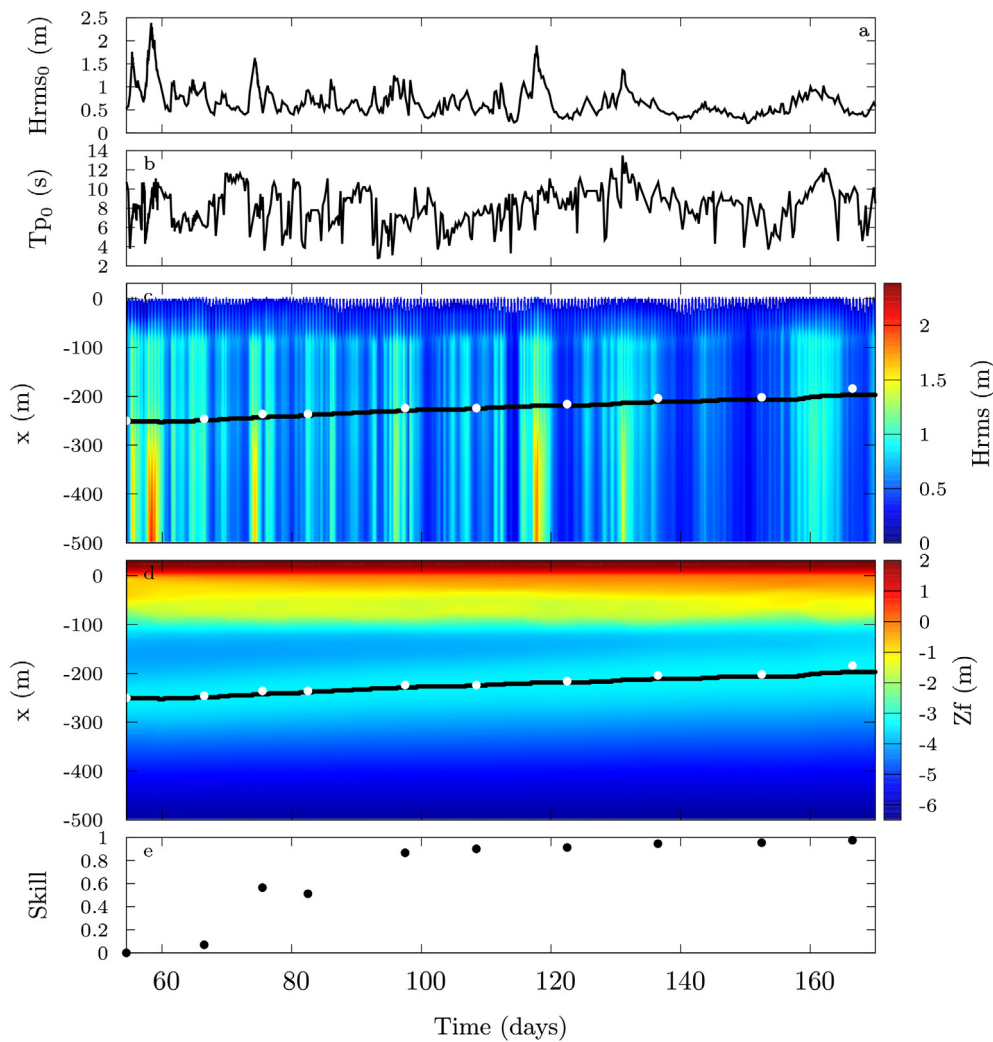
Brier skill score is used as an index of model performance relative to a baseline prediction of no change from the initial profile (Van Rijn et al., 2003):

$$Skill(t^{obs}) = 1 - \frac{\sum_{x_c} (z_b^{model}(x_c, t^{obs}|p) - z_b^{obs}(x_c, t^{obs}))^2}{\sum_{x_c} (z_b^{obs}(x_c, t^{obs}) - z_b^{obs}(x_c, t^{obs} = t_0))^2} \quad (19)$$

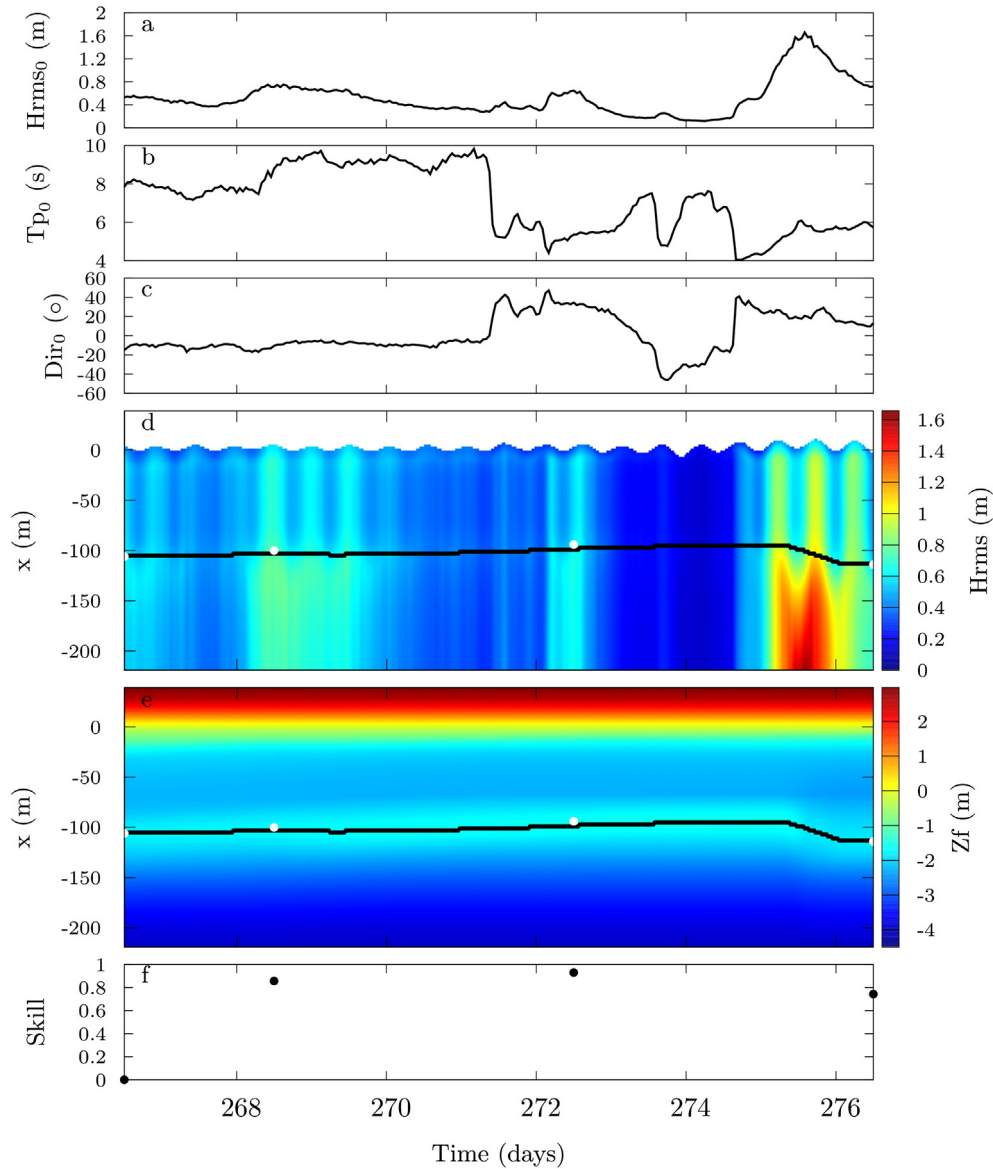
Positive, zero, or negative values indicate that the model prediction is better, equal, or worse than the baseline prediction of no change. In the following we describe separately (Section 4.1) the simulated morphological evolutions for the 3 experiments and (Section 4.2) the underlying physical processes governing sandbar behavior, focusing on the Duck94 experiment.

##### 4.1. Morphological evolution

Figs. 3, 4 and 5 show the model results for Duck82, Duck94 and Egmond, respectively. Fig. 6 focuses on specific snapshots of the simulated and measured bed profile evolution, for the three experiments. The model successfully simulates (1) the slow onshore migration rates of  $0.45 \text{ m} \cdot \text{day}^{-1}$  for Duck82 (Fig. 3) and  $1.3 \text{ m} \cdot \text{day}^{-1}$  for Duck94 (Fig. 4) and (2) the slow  $1.37 \text{ m} \cdot \text{day}^{-1}$  and rapid



**Fig. 3.** Simulation of Duck82 beach profile evolution using the optimized quintuplet free parameters. Offshore measured time series of (a) root mean square wave height and (b) peak wave period. Time-space diagram of simulated (c)  $H_{rms}$  and (d) bottom elevation with (e) corresponding Brier skill parameter calculated over the optimized zone. The black line (white dots) indicates the simulated (measured) sandbar crest position.



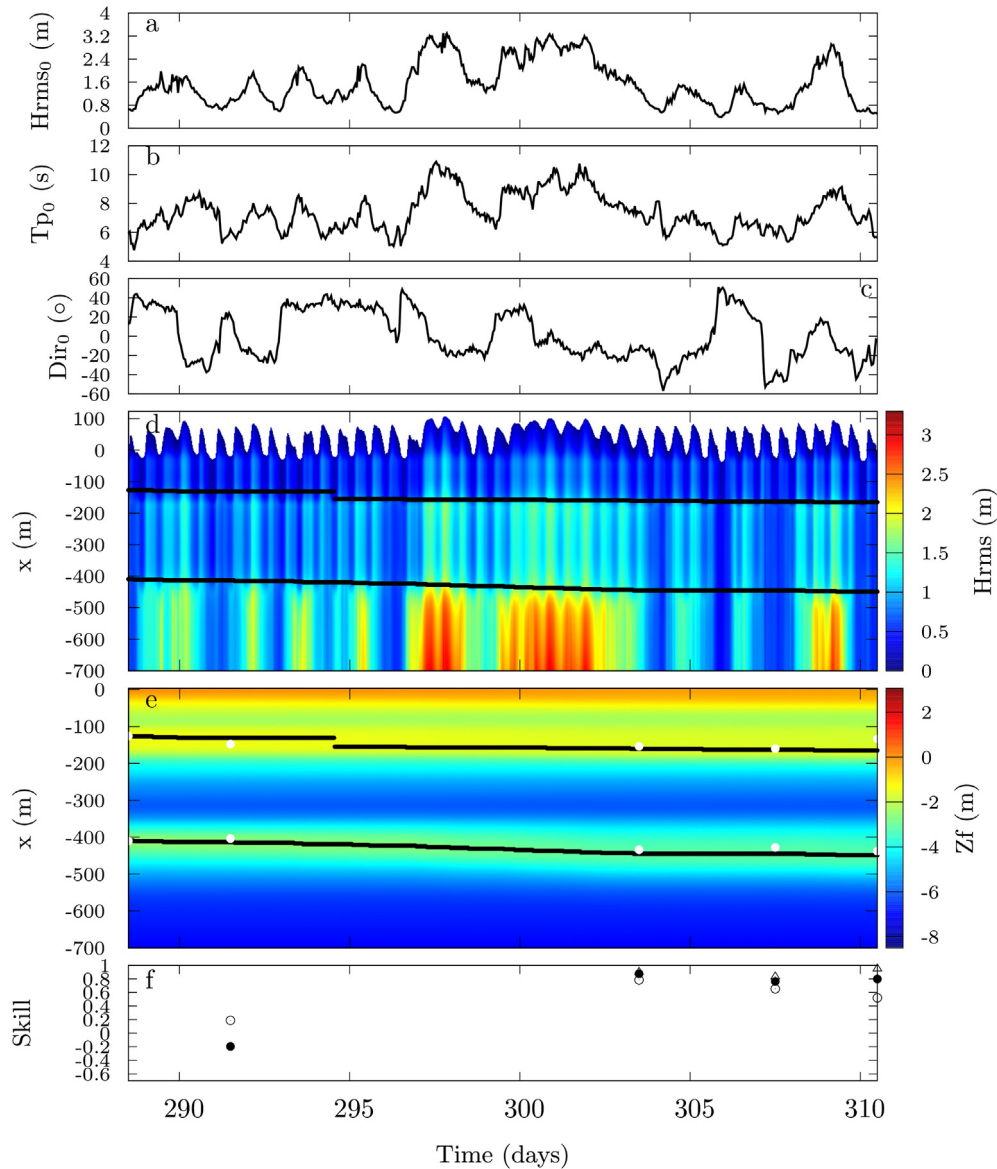
**Fig. 4.** Simulation of Duck94 beach profile evolution using the optimized quintuplet free parameters. Offshore measured time series of (a) root mean square wave height, (b) peak wave period and (c) mean wave angle. Time-space diagram of simulated (d)  $H_{rms}$  and (e) bottom elevation with (f) corresponding Brier skill parameter calculated over the optimized zone. The black line (white dots) indicates the simulated (measured) sandbar crest position.

$37.5 \text{ m} \cdot \text{day}^{-1}$  offshore migration rates during Egmond98 (outer-bar) and Duck94, respectively. The simulation of the prolonged onshore sandbar migration during Duck82 reproduces the bar-trough relief reduction about 50% (Fig. 6a–c). Yet, the model does not simulate the observed upper-profile accurately ( $-100 \text{ m} < x < -10 \text{ m}$ ), as a small terrace feature is formed. However, its offshore extent is less pronounced than for the same simulation in Fig. 8 g–i of Ruessink et al. (2007).

Unlike previous non-coupled (Hoefel and Elgar, 2003; Henderson et al., 2004; Hsu et al., 2006) and coupled (Ruessink et al., 2007) morphodynamic model efforts, the onshore sandbar migration during Duck94 is reproduced accurately with a skill index about 0.93 at the end of the sequence ( $t = 272.5 \text{ days}$ ) (Fig. 4f). Unlike the sandbar shape evolution during Duck82, during Duck94 the bar grows and tends to have an asymmetric shape with a steep shoreward flank and a pronounced trough that are well captured by the model (Fig. 6d–e). Despite a skill index dropping to 0.5,

the model is able to reproduce the sandbar offshore migration during the energetic event, accompanied by a very steep seaward flank.

The simulation on Egmond98 shows similar model performance to that in Ruessink et al. (2007). The model reproduces a quasi-steady offshore migration of both bars (Fig. 5e), with a decreasing outer bar-trough amplitude (Fig. 5f–h). At the beginning of the experiment, the model underestimates the offshore migration of the outer bar (see Fig. 6g) resulting in a negative skill index. The rest of the simulation shows a good model performance, especially for the outer bar with a skill index higher than 0.7 at the end of the simulation (Fig. 5f). Similar to Ruessink et al. (2007) and Van Rijn et al. (2003), the largest differences between the model and the measurements are found for the inner-bar evolution as the model overestimates the bar amplitude, resulting in an inner-bar skill index of 0.3 at the end of the simulation (Fig. 5f). The decreasing model performance is attributed to the observed change from an alongshore-



**Fig. 5.** Simulation of Egmond98 beach profile evolution using the optimized quintuplet free parameters. Offshore measured time series of (a) root mean square wave height, (b) peak wave period and (c) mean wave angle. Time–space diagram of simulated (d)  $H_{rms}$  and (e) bottom elevation with (f) corresponding Brier skill parameter calculated over the entire profile (black dots) and inner-bar (white dots). The black lines (white dots) indicate the simulated (measured) sandbar crest positions.

uniform to a quasi-rhythmic inner-bar morphology (Ruessink et al., 2000).

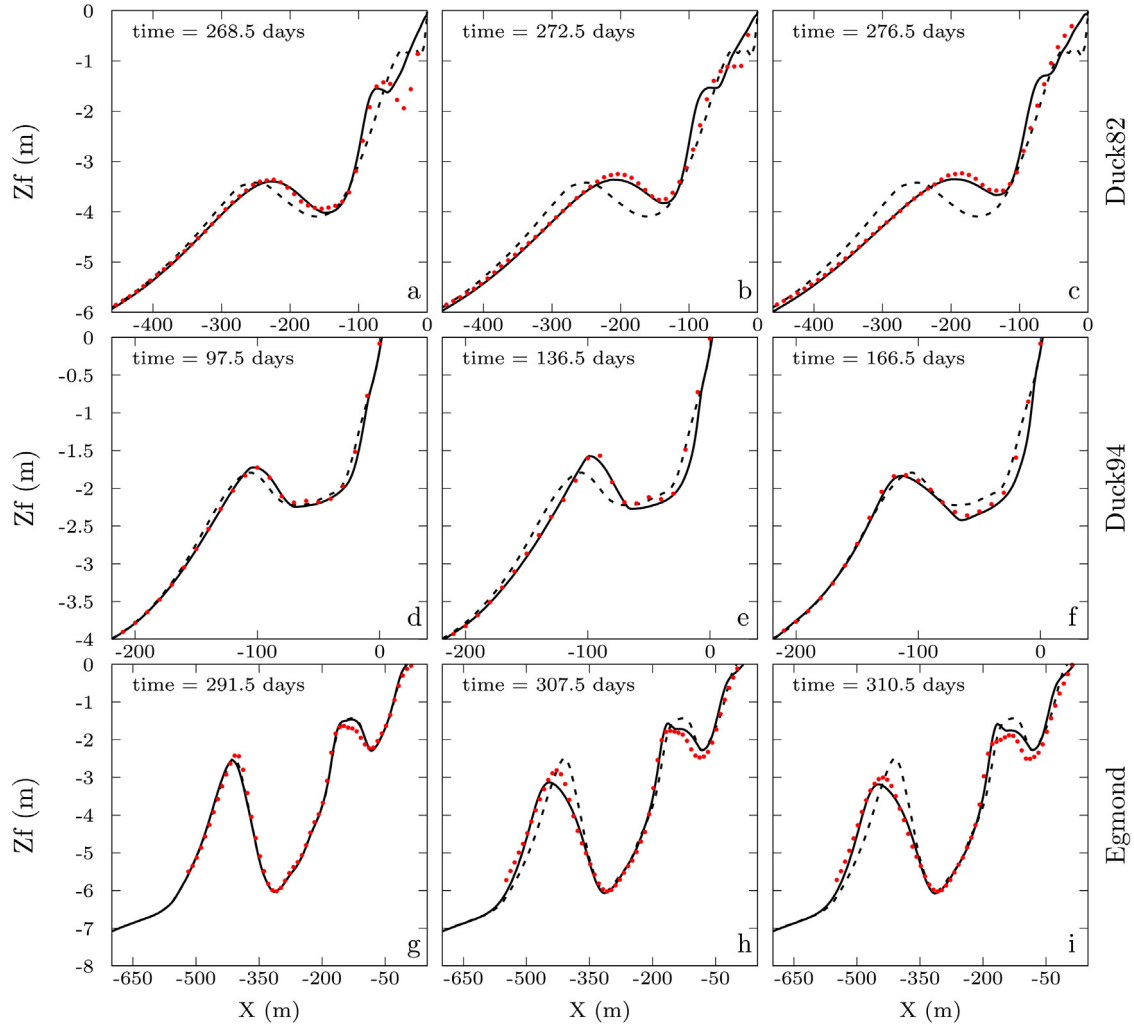
#### 4.2. Underlying physical processes

Here we focus on the Duck94 simulation to further analyze the underlying physical processes governing onshore and offshore sandbar migrations. The time evolution of the cross-shore distribution of the hydrodynamics (Fig. 4) and that of the sediment transport (Fig. 8) are contrasting in pattern for the three different wave conditions: (1) low-energy swell regime ( $t = 266.5$ – $271$  days), (2) low-energy wind-wave regime ( $t = 271$ – $274.5$  days) and (3) an energetic wind-wave regime ( $t = 274.5$ – $276.5$  days).

Fig. 7 shows the time–space evolution of the hydrodynamics. During the first stage of the first wave regime, the sandbar crest does not migrate due to mostly non-breaking wave conditions across the bar. Wave energy dissipation rate subsequently increases up to

$40 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  during low tides ( $t = 268$ – $271$  days, Fig. 7a), which initiates a slow onshore sandbar migration. During the more energetic seas ( $t = 274.5$ – $276.5$  days), the dissipation rate increases up to  $140 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , which is associated with a rapid offshore migration of the sandbar.

Short-wave flow moments result from the near-bed velocity skewness  $S_u$  and asymmetry  $A_u$  parameterization. Interestingly enough, both  $S_u$  and  $A_u$  clearly change in pattern between swell ( $T_p > 6\text{s}$ ) and sea-wave ( $T_p \leq 6\text{s}$ ) regimes (Fig. 7b,c). During the swell regime ( $t = 266.5$ – $271$  days), large skewness ( $S_u = 0.5$ – $0.6$ ) and asymmetry ( $A_u = -0.5$ – $-0.6$ ) values dominate most of the surfzone region. At high tide, maximum skewness and asymmetry occur near and shoreward of the bar crest, respectively. In contrast, at low tide, maximum skewness (asymmetry) is located seaward of (at) the bar crest. During the wind-wave regime, high  $S_u$  and  $A_u$  values are centered at the sandbar crest with tide modulating the magnitude. Large skewness and asymmetry values are also systematically found in



**Fig. 6.** Evolution of the measured (red dots) and modelled (solid line) cross-shore bed elevation for (a–c) Duck82, (d–f) Duck94, (g–i) Egmond98 experiments. The initial profile is represented by the dashed line. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

the inner surf zone near the shoreline. The corresponding short wave odd flow moments  $\langle |\vec{U}(t)|^2 \tilde{u}(t) \rangle$  (noted  $\langle |u_{nl}|^2 u_{nl} \rangle$  in Ruessink et al. (2007)) and  $\langle |\vec{U}(t)|^3 \tilde{u}(t) \rangle$  related to short-wave induce bedload and suspended-load, respectively, are of comparable magnitude (not shown). The former component ranges from 0 to  $0.2 \text{ m}^3/\text{s}^3$  in agreement with Hsu et al. (2006) and Ruessink et al. (2007), and  $\langle |\vec{U}(t)|^3 \tilde{u}(t) \rangle$  ranges from 0 to  $0.35 \text{ m}^4/\text{s}^4$ .

The simulated mean return flows (Fig. 7d) are very similar in pattern to those simulated in Ruessink et al. (2007) on exactly the same benchmark. Although this is a good validation test case, this is not surprising given the similarities in our wave and undertow models with those of Ruessink et al. (2007). Of note, for significant depth-induced breaking wave energy dissipation, the seaward flow magnitude at the top boundary is about 30% larger than the depth-integrated mean return flow. Both offshore and in the vicinity of the sandbar crest,  $U_\delta$  is onshore directed, reflecting a shoreward mean Eulerian streaming flow occurring in the boundary layer with a maximum velocity of 9 cm/s. The time-averaged and depth-integrated alongshore current  $V_\delta$  reaches 1.2 m/s near the bar crest during the high energy seas ( $t = 275.5$  days, Fig. 7e), which is consistent with the values reported by Gallagher et al. (1998).

To further address the primary sediment transport processes driving cross-shore sandbar migration, we split the net sediment

transport into four modes related to short-wave skewness ( $Q_{Cw}$ ) and asymmetry ( $Q_{Ka}$ ), mean currents ( $Q_{Cc}$ ) and slope effect ( $Q_{Cf}$ ):

$$\begin{aligned}
 Q_{Cw} &= c_w \left[ \rho \frac{\epsilon_b}{\tan \phi} \langle |\vec{U}(t)|^2 \tilde{u}(t) \rangle + \rho \frac{\epsilon_s}{\omega_s} \langle |\vec{U}(t)|^3 \tilde{u}(t) \rangle \right] \\
 Q_{Cc} &= c_c \left[ \rho \frac{\epsilon_b}{\tan \phi} \langle |\vec{U}(t)|^2 u_\delta \rangle + \rho \frac{\epsilon_s}{\omega_s} \langle |\vec{U}(t)|^3 u_\delta \rangle \right] \\
 Q_{Cf} &= c_f \left[ \rho \frac{\epsilon_b \tan \beta}{\tan \phi^2} \langle |\vec{U}(t)|^3 \rangle + \rho \frac{\epsilon_s^2 \tan \beta}{\omega_s^2} \langle |\vec{U}(t)|^5 \rangle \right]
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

the term  $Q_{Ka}$  is given by Eq. (14) in Section. 3.3. During the low-energy swell period, the net sediment transport (Fig. 8e) is onshore directed mostly because of the contribution of  $Q_{Cw}$  (Fig. 8a). The latter is systematically onshore directed, with maximum magnitude near the sand bar crest, and notably extend farther offshore during the high-energy seas ( $t = 274.5$ – $276.5$  days in Fig. 8a).  $Q_{Ka}$  also contributes to the total onshore sediment transport with maximum flux located, for all three wave conditions, in the vicinity of the sandbar crest and over the upper profile. Clearly, the cross-shore gradients in net sediment fluxes result in the progressive slow onshore sandbar migration (Fig. 8e). Similar patterns were simulated for Duck82 with an additional important contribution of  $Q_{Cf}$  to reproduce the 50% reduction in bar-trough relief. Offshore

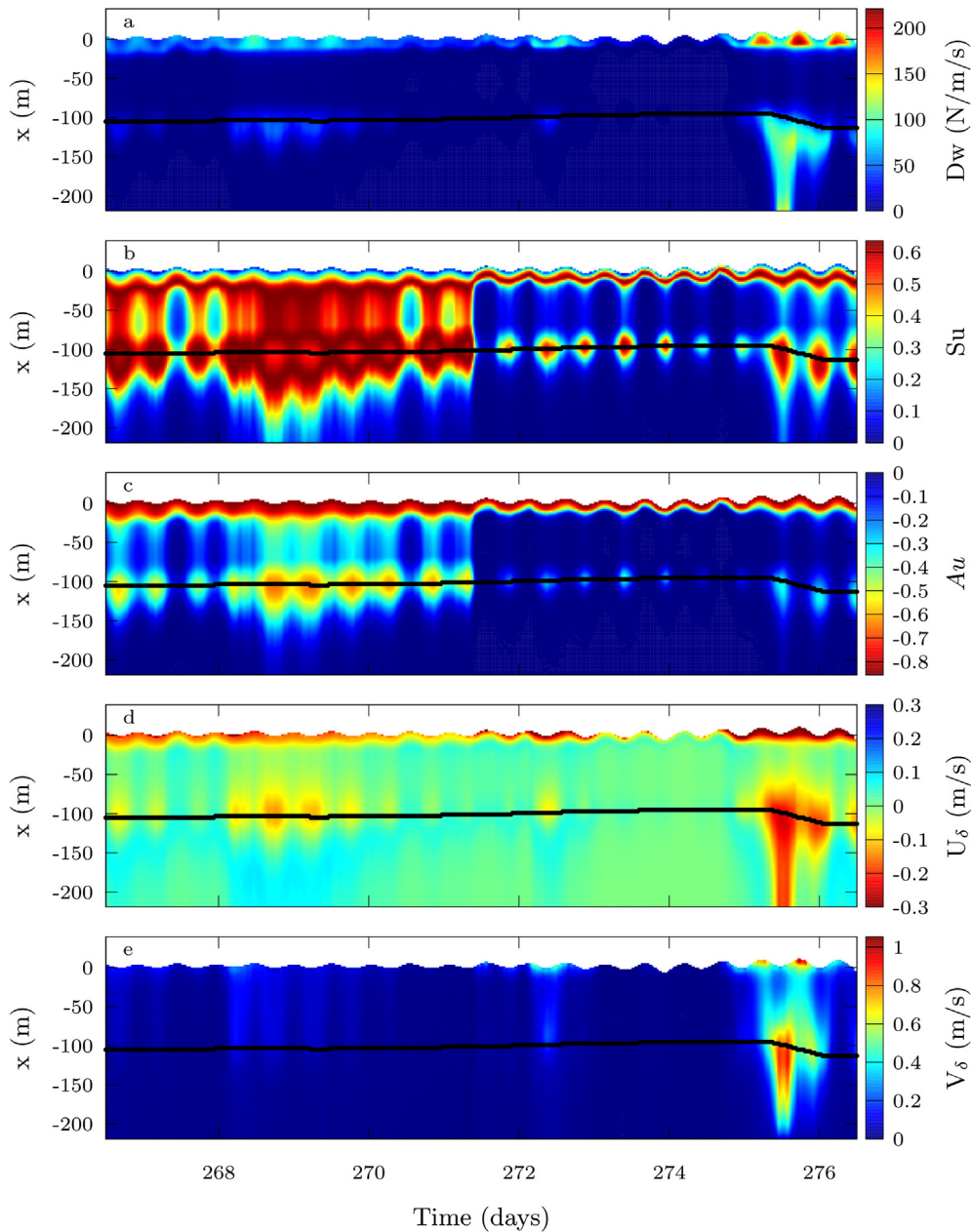


Fig. 7. Time-space diagram of simulated (a) wave dissipation, (b) velocity skewness, (c) acceleration skewness, (d) top boundary layer cross-shore mean current  $U_{\delta}$  and (e) top boundary layer alongshore mean current  $V_{\delta}$  for the Duck94 experiment. The superimposed dark line indicates the simulated sandbar crest positions.

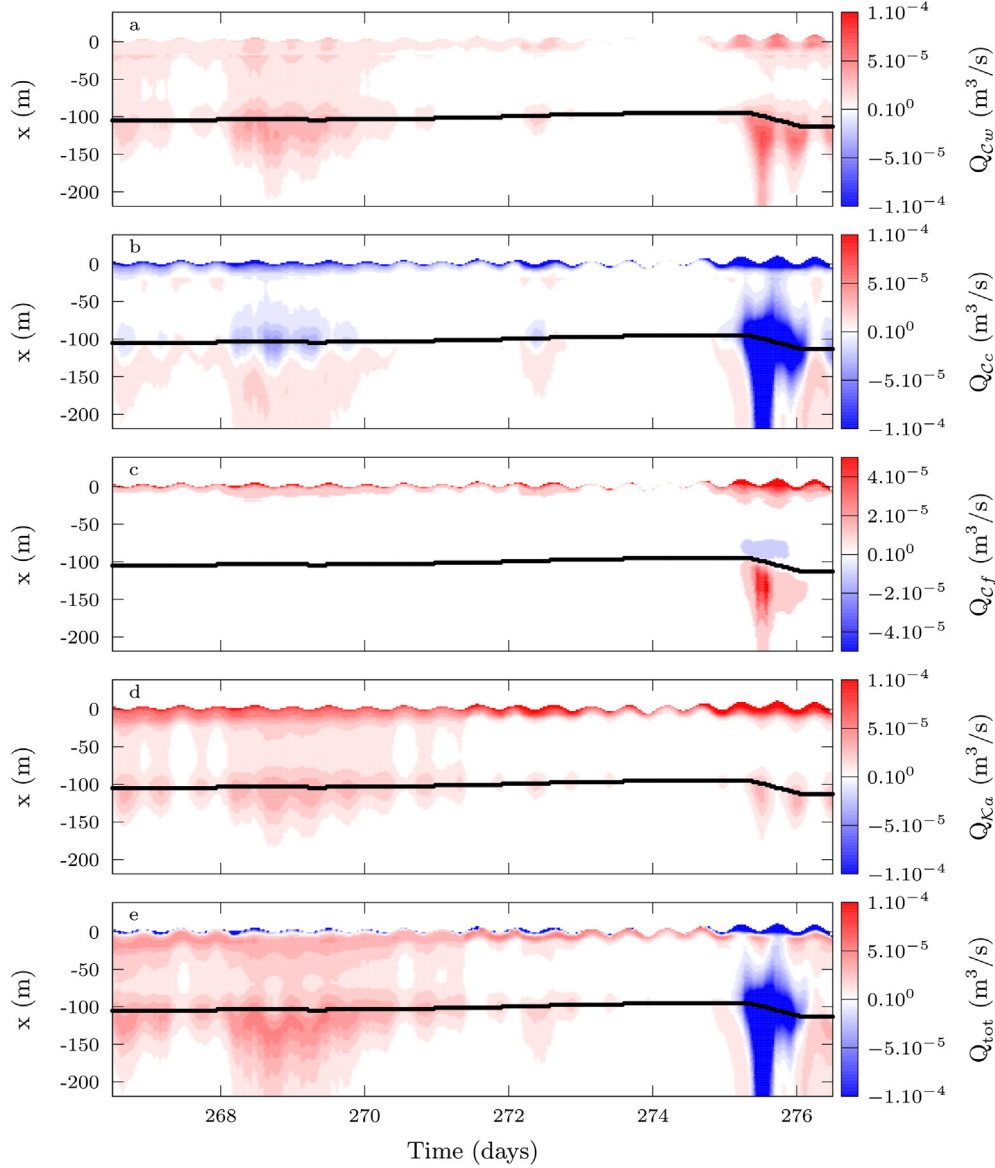
of the bar crest,  $Q_{cc}$  is also onshore directed due to streaming effects (Fig. 8b,e). This is in line with the study of Henderson et al. (2004), see for instance Fig. 6a. Simulations show that this onshore streaming-related transport is of secondary importance for onshore sandbar migration compared to the contribution of the near-bed wave non-linearity.

Periods of low wave-energy dissipation across the sandbar result in zero sediment transport with the sandbar remaining at the same location ( $t = 271$ – $274.5$  days). At the end of the simulation during the energetic wave conditions the net sediment is essentially offshore directed and about 10 times larger in magnitude than the maximum onshore flux simulated over the entire simulation. The resulting cross-shore gradients in  $Q_{cc}$  move the sandbar crest by 30 m offshore. At Egmond, offshore migration of the outer bar is also found to be controlled by  $Q_{cc}$  (not shown).

## 5. Discussion

### 5.1. Parameter values

Similar to previous process-based beach profile models (Ruessink et al., 2007; Kuriyama, 2012; Walstra et al., 2012), a number of free model parameters required calibration through optimization operations. As can be deduced from Table 1, optimum  $C_w$ ,  $C_c$ ,  $C_f$  and  $\mathcal{K}_a$  vary between sites and campaigns. The delay parameter  $\lambda$ , which is crucial to sandbar migration as it controls the onshore-shift of the maximum return flow is systematically larger than 3. For the Duck82 and Egmond98 experiments,  $\lambda$  reaches the upper limit of 5. Between Duck82 and Duck94 experiments, both  $\mathcal{K}_a$  and  $C_f$  vary by a factor 3,  $C_c$  by a factor 2 and  $C_w$  by a factor  $<2$ . For the Egmond98 experiment, coefficients  $C_w$  and  $\mathcal{K}_a$  are much smaller than for the Duck



**Fig. 8.** Time–space diagram of simulated (a)  $Q_{cw}$  sediment transport mode, (b)  $Q_{cc}$  sediment transport mode, (c)  $Q_{cf}$  sediment transport mode, (d)  $Q_{ka}$  sediment transport mode and (e) total sediment flux for the Duck94 experiment. Superimposed dark line indicates the simulated sandbar crest positions.

experiments. This inter-site variability suggests that the physical processes governing beach profile dynamics are still not entirely taken into account with our approach. The large variations in the model parameters from one site to another are the signature of an attempt of the parameters to compensate model errors that primarily arise from simplifications and misspecification of the physics. This statement is not specific to our model but to all existing beach profile models that systematically need calibration from one site (or experiment) to another (e.g., Plant et al., 2004; Ruessink et al., 2007). Among the misspecification of the physics, which are common to other phase-averaged beach profile models, ignoring breaking induced turbulence that enhances sediment stirring (Grasso et al., 2012) or sediment transport related to long-wave processes (Roelvink and Stive, 1989; Reniers et al., 2006) can be a source of large errors.

The optimization method provides insightful information on the relative importance of the free model parameters to the ability of the model to match observations. Fig. 9 shows a combination of the

normalized deviation of each free parameter from their corresponding best value found at the end of the optimization,

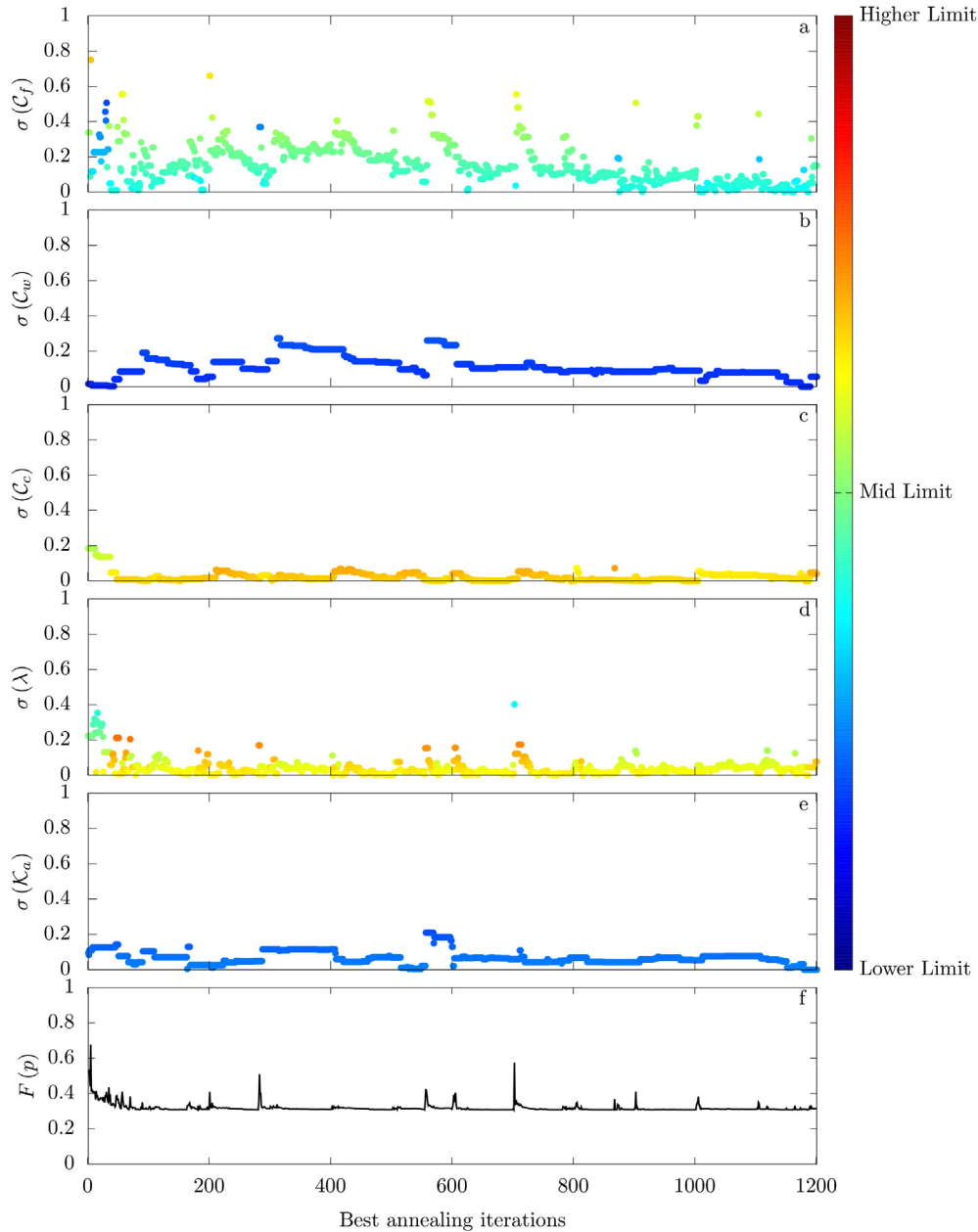
$$\sigma(X) = \frac{|X - X_{\text{best}}|}{X_{\text{best}}} \quad (22)$$

and, the normalized distribution over their relative searching space,

$$D(X) = \frac{X - \overline{(\text{HL}_X - \text{LL}_X)}}{(\text{HL}_X - \text{LL}_X)} \quad (23)$$

with HL (LL) standing for the Higher Limit (Lower Limit) of the searching space. By definition, the simulated annealing algorithm is a stochastic process leading to a random behavior of the solution and the associated free parameter combinations. A nearly constant  $\sigma(X)$  of a given parameter  $X$  over time indicates the importance of the calibration  $X$  to obtain a good model hindcast. Parameters  $C_w$  (Fig. 9b),  $C_c$  (Fig. 9c), and  $K_a$  (Fig. 9e) have relatively





**Fig. 9.** Evolution of the normalized deviation of each free parameter from their corresponding best-fit value during the optimization process on the Duck94 data-set: (a)  $C_f$ , (b)  $C_w$ , (c)  $C_c$ , (d)  $\lambda$  and (e)  $K_a$ . Colors indicate the distribution of each free parameter over their corresponding searching-space. (f) Evolution of the cost function  $F(p)$  between model and observation. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

constant  $\sigma(X)$  and  $D(X)$  values over the successive retained trials compared to  $C_f$  (Fig. 9a) and  $\lambda$  (Fig. 9d). This highlights the dominant role of the physical processes associated with these three parameters, the velocity and acceleration skewness and the mean current, with respect to the delay and damping processes. For the Duck82 experiment, the only random trend is found for  $\lambda$ , with  $C_f$  nearly steady through the optimization. The coefficients found for the Duck94 experiment are likely more accurate because of the large range of cross-shore sandbar behaviors implying a more balanced training of each free parameters. The trial values of  $C_w$  and  $K_a$  are found between the mid and lower limits throughout the optimization and converge to the values listed in Table 1. Considering that acceleration skewness is a relevant process for onshore sandbar migration, the optimized  $C_w$  found here is likely more relevant than that obtained through the optimization process excluding acceleration skewness.

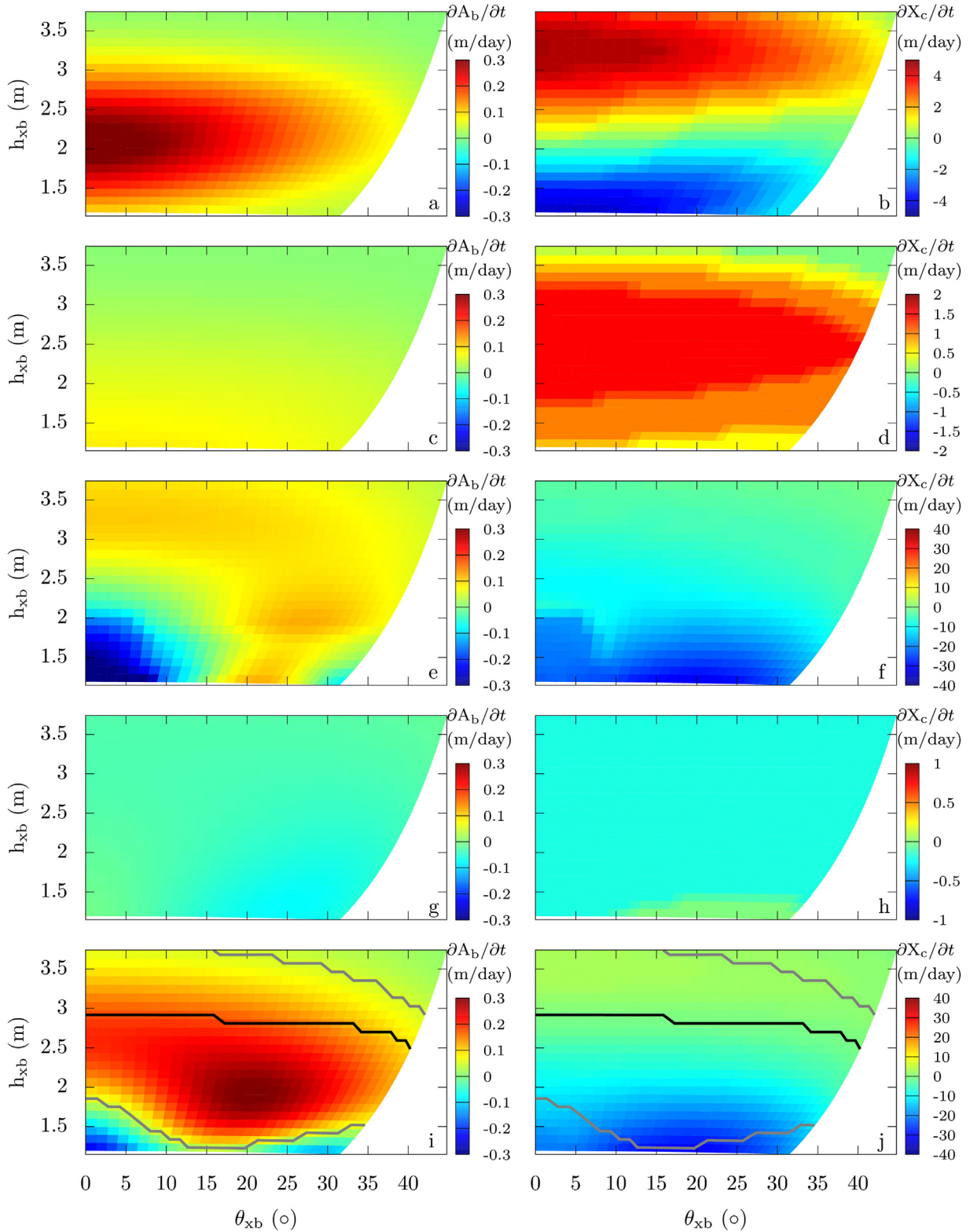
## 5.2. Cross-shore bar migration

Walstra et al. (2012) demonstrate that water level and wave direction above the bar crest are key parameters controlling both the sandbar migration direction and the sandbar amplitude evolution. To further explore the individual effects of each mode of sediment transport on sandbar behavior, we performed 4500 2-day simulations starting from the Duck94 initial profile and forced by constant wave conditions ( $H_{rms0} = 1.0$  m,  $T_p = 8$  s), using the Duck94 best-fit parameters. Individual sediment transport modes  $Q_{C_w}$ ,  $Q_{K_a}$ ,  $Q_{C_c}$  and  $Q_{C_f}$  are discriminated to address their respective contribution to sandbar migration rates ( $dX_b/dt$ ) and amplitude variation rates ( $dA_b/dt$ ) as a function of water level ( $h_{x_b} = 1.1$ – $3.7$  m,  $\Delta h_{x_b} = 0.1$  m) and wave obliquity ( $\theta_{x_b} = 0$ – $38^\circ$ ,  $\Delta \theta_{x_b} = 1.2^\circ$ ). Onshore (Offshore) sandbar migration corresponds to  $\partial X_b/\partial t > 0$  ( $\partial X_b/\partial t < 0$ ) and sandbar growth (decay) corresponds to

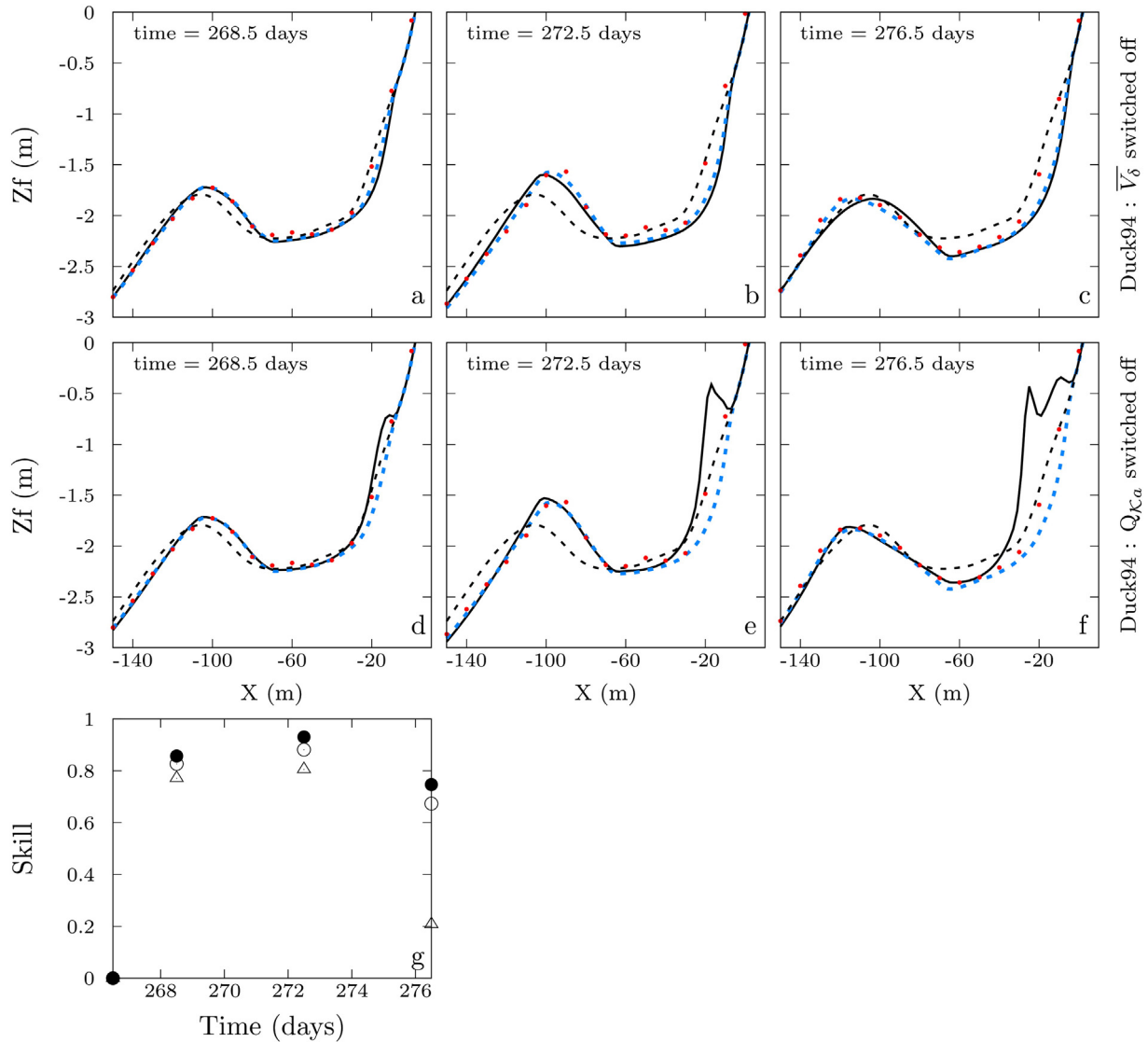
$\partial A_b/\partial t > 0$  ( $\partial A_b/\partial t < 0$ ). The subscript  $x_b$  denotes values estimated at the initial sandbar crest position. Fig. 10 summarizes the results. For each considered transport mode, the 3 others are switched off.

Fig. 10a and b shows the influence of  $Q_{Cw}$  on sandbar behavior. The growth of the sandbar through  $Q_{Cw}$  is found with the bar moving

onshore (offshore) for  $h_{xb} > (<) 2$  m. The maximum growth rate of the bar is found for quasi-shore-normal wave incidence and  $h_{xb} \approx 2$  m. The growth rate systematically decreases with increasing angle of wave incidence. For  $\theta_{xb} > 20^\circ$ , both  $dA_b/dt$  and  $dX_b/dt$  decrease because of wave refraction that reduces the wave height above the bar crest. For  $h_{xb} >$



**Fig. 10.** Predicted sandbar amplitude growth rate (left-hand panels) and cross-shore sandbar migration rate (right-hand panels) as a function of the water depth and angle of wave incidence above the bar crest calculated for each individual sediment transport mode: (a,b)  $Q_{Cw}$ , (c,d)  $Q_{Cs}$ , (e,f)  $Q_{Cc}$ , (g,h)  $Q_{Cf}$  and (i,j) total transport  $Q$  with the black and grey contour indicating  $dX_c/dt = 0$  and  $dA_b/dt \leq 0.1$ , respectively. In each case, the other 3 modes of transport are switched off. Optimized parameters are identical to the hindcasted Duck94 simulation.



**Fig. 11.** Comparison between predicted cross-shore bed elevation obtained with all processes included (reference simulation, blue dashed lines) and (a–c) alongshore current switched off ( $\bar{V}_\delta = 0$ , solid black lines) and (d–f) sediment transport by acceleration skewness switched off ( $Q_{Ca} = 0$ , solid black lines). The initial profile is represented in dashed black lines and profile observations in red dots. (g) Corresponding prediction quality given by the Brier skill score computed at  $-150 \leq X \leq -50$  m in the active bar zone, with the reference simulation indicated by the filled circles and the simulation with  $\bar{V}_\delta$  ( $Q_{Ca}$ ) switched off indicated by the triangles (open circles). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

(< 2.5 m, the sandbar migrates onshore (offshore) with maximum rate obtained for shore-normal wave incidence. For  $h_{xb} > 3.5$  m, the sandbar migrates onshore without any growth. Fig. 10c and d shows the influence of  $Q_{Ca}$  on sandbar behavior. For all the  $h_{xb} - \theta_{xb}$  space, the sandbar is systematically predicted to migrate onshore, although with lower rate than with  $Q_{Cw}$ . The bar is found to grow very slowly with no clear influence of  $\theta_{xb}$ . Maximum migration rates are predicted for a large range of  $h_{xb} - \theta_{xb}$ , with the bar response only weakly sensitive to variations in  $\theta_{xb}$ . Accordingly, sediment transport driven by acceleration skewness essentially induces onshore sandbar migration with only little growth, which is mostly modulated by the local water depth on the bar. Fig. 10e and f shows the influence of  $Q_{Cc}$  on sandbar behavior. Only a few combinations of  $h_{xb}$  and  $\theta_{xb}$  ( $h_{xb} < 2.5$  m and all  $\theta_{xb} < 15^\circ$ ) result in offshore bar migration with amplitude decay. The maximum sandbar growth occurs for  $15^\circ < \theta_{xb} < 25^\circ$  and  $h_{xb} < 2$  m. For larger angle of wave incidence, the profile evolves from a bar to a terrace profile, with therefore a decay in bar amplitude. Unlike  $Q_{Cw}$  and  $Q_{Ca}$ ,  $Q_{Cc}$  drives an offshore migration of the sandbar for all the combinations of  $h_{xb}$  and  $\theta_{xb}$ , with maximum migration speeds obtained for both low water level and high wave obliquity.

Fig. 10g and h shows the influence of  $Q_{cf}$ . As expected, this transport mode related to a slope effect mostly acts as a damping term without any significant sandbar migration.  $dA_b/dt < 0$  is found for all the combinations of  $h_{xb}$  and  $\theta_{xb}$ , with the maximum rate of decay for  $h_{xb} < 2$  m and  $\theta_{xb} > 20^\circ$ .

Fig. 10i and j shows the sandbar dynamics associated with the total transport. Importantly, it is different from what is obtained by summing the separate contributions of each transport mode described above, because of the non-linearities involved in the sediment mass conservation Eq. (16). Although addressing a single wave forcing, all the four possible bar evolutions described by Walstra et al. (2012) are simulated despite the more confined  $h_{xb} - \theta_{xb}$  space. As here we use a different beach profile to that in Walstra et al. (2012), an in-depth inter-comparison of sandbar behavior is not possible. Yet, in our simulations the variability in sandbar behavior appears more sensitive to water level than wave angle. For instance, the model predicts an on/offshore migration threshold around  $h_{xb} \approx 3$  m. Overall, wave obliquity regulates the rates of bar growth and migration but does not drive a change from onshore-offshore or decay-growth behavior, except in shallow water ( $h_{xb} < 2$ ).

Interestingly enough,  $dA_b/dt$  and  $dX_c/dt$  are very similar in pattern when addressing the total transport (Fig. 10i,j) and the isolated contribution of  $Q_{cc}$  (Fig. 10e,f), implying that mean-current induced sediment transport is the most important contribution for sandbar evolution in shallow water. Additional simulations (not shown) show that (1) the bar decay region moves towards larger water depth with increasing wave height and (2) the bar growth region moves towards lower water depth with increasing wave period, the latter was not addressed in Walstra et al. (2012). Increasing wave height or wave period results in similar bar migration pattern with larger migration rates.

Inclusion of the alongshore current is crucial to predict the observed offshore sandbar migration during the Duck94 field experiment. Running the same simulation as in Fig. 4, but switching off the alongshore current (not shown), shows similar profile evolutions before the onset of energetic waves. This is not surprising as it consists of a period with weakly to non-breaking, rather shore-normal, waves resulting in a weak longshore current. Subsequently, for obliquely incident high-energy waves, the bar further slowly migrates onshore if the longshore current is switched off, in contrast to the observed rapid offshore migration. Because the poor performance of a model without a given process is a strong indication that this process actually provides a meaningful and significant contribution to the morphological evolution, one must re-calibrate the model with the relevant process being excluded to test its importance. Accordingly, to further emphasize the important role of the longshore current in offshore sandbar migration, we performed a new model optimization over the same searching space and trial numbers excluding the contribution of the longshore current. The resulting best-fit model coefficients and resulting beach profile evolutions are shown in Table 1 and Fig. 11a–c, respectively. The model clearly struggles to reproduce the offshore migration in comparison with the simulation including the contribution of the longshore current (Fig. 11c), with skill dropping to 0.2 at the end of the simulation. To minimize the model-observations error,  $C_w$  is strongly decreased to enhance offshore migration. This demonstrates the crucial role of the longshore current during moderate event in moving sandbar offshore.

Because the morphological evolution of a shallow sandbar is likely influenced by acceleration-skewness-induced sediment transport (see Fig. 10c–d), the same approach was performed for the role of acceleration skewness (Fig. 11e–f). By switching off the transport mode  $Q_{ka}$  only, we notice a small drop in skill at the end of the onshore sequence ( $t = 272.5$  days) reflecting the small difference ( $\approx 4 - 6$  m) between the two simulated sandbar crest positions (Fig. 11e). However,  $Q_{ka}$  is important to onshore sandbar migration considering that only a small cumulative time of combined wave and water level conditions promotes large acceleration skewness ( $A_s < -0.6$ ) over the sandbar (see for instance Fig. 2b).  $C_w$  increases by a factor 3 to compensate the absence of acceleration-induced sediment transport (see Table 1), which further highlights the importance of acceleration-skewness induced sediment transport in the onshore migration of a shallow sandbar. Ignoring  $Q_{ka}$  and therefore overestimating the role of velocity-skewness induced sediment transport result in large gradients in sediment flux in the inner surf zone that drive the formation of unrealistic spikes (Fig. 11f).

The skill index indicates that the best model performance is obtained when all the processes are included, with a strongly decreased model skill when excluding the contribution of the longshore current and acceleration skewness (Fig. 11g). Those simulations suggest that including sediment transport driven by acceleration skewness in beach profile model is a necessary requirement to accurately reproduce the behavior of shallow sandbars, in line with Dubarbier et al. (2013) when applying the model to laboratory experiment.

## 6. Conclusions

A coupled wave-current-sediment transport beach profile model is presented. The model is capable of simulating cross-shore sandbar

evolution on the timescales from days to months comprising both rapid offshore and slow onshore migrations. The dominant hydrodynamic processes governing cross-shore sandbar behavior have been discriminated using four modes of sediment transport driven by wave skewness and asymmetry, mean current and slope effects. Acceleration-skewness-induced transport systematically results in a slow onshore sandbar migration together with a slow bar growth. Velocity-skewness-induced transport can drive onshore and offshore bar migrations with substantially larger rates. Mean-current-induced sediment transport systematically drives an offshore bar migration with either bar growth or decay. Slope effects essentially act as a damping term. The water level above the sandbar crest mainly influences the sandbar migration direction while wave obliquity regulates the magnitude of the migration rates and is crucial to accurately simulate offshore sandbar migration during high-energy waves. Including acceleration skewness is a necessary requirement to accurately reproduce the onshore migration of shallow sandbars. Despite the good model profile hindcast, detailed inter-site comparison of best-fit model parameters shows large differences meaning that free parameters can compensate for missing physics. For instance, similar skill could be obtained without acceleration skewness, but by adjusting a parameter in the transport induced by velocity skewness. A next important step will be to implement these cross-shore sediment transport parameterizations into a 2DH morphodynamic model (e.g. Garnier et al., 2008; Castelle and Ruessink, 2011) to further explore the role of cross-shore processes in both up-state and down-state transitions (Michallet et al., 2013).

## Acknowledgments

This work was done within the framework of the project BARBEC (ANR N2010 JJC 602 01). Computer time for this study was provided by the computing facilities MCIA (Mésocentre de Calcul Intensif Aquitaine) of the Université de Bordeaux and of the Université de Pau et des Pays de l'Adour. G R acknowledges funding by the Netherlands Organisation for Scientific Research (NWO) under contract 818.01.00g.

## References

- Abreu, T., Silva, P.A., Sancho, F., Temperville, A., 2010. Analytical approximate wave form for asymmetric waves. *Coast. Eng.* 57, 656–667.
- Bailard, J.A., 1981. An energetics total load sediment transport model for a plane beach. *J. Geophys. Res.* 86 (C11), 10938–10954.
- Baldock, T.E., Holmes, P., Bunker, S., Van Weert, P., 1998. Crossshore hydrodynamics within an unsaturated surf zone. *Coast. Eng.* 34, 173–196.
- Battjes, J.A., Stive, M.J.F., 1985. Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. *J. Geophys. Res.* 90 (C5), 9159–9167.
- Bertsimas, D., Tsitsiklis, J., 1993. Simulated annealing. *Stat. Sci.* 8, 10–15.
- Birrien, F., Castelle, B., Mariou, V., Dubarbier, B., 2013. On a data-model assimilation method to inverse wave-dominated beach bathymetry using heterogeneous video-derived observations. *Ocean Eng.* 73, 126–138.
- Castelle, B., Ruessink, B.G., 2011. Modeling formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels: time-varying versus time-invariant wave forcing. *J. Geophys. Res.* 116 (F04008). <http://dx.doi.org/10.1029/2011JF001997>.
- Dally, W.R., Brown, C.A., 1995. A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents. *J. Geophys. Res.* 100, 24873–24883.
- De Vriend, H.J., Stive, M.J.F., 1987. Quasi-3d modelling of nearshore currents. *Coast. Eng.* 11, 565–601.
- Dubarbier, B., Castelle, B., Mariou, V., Michallet, H., Grasso, F., 2013. Numerical simulation starting from equilibrium to dynamic barred beach profile sequence: application on legi flume experiments. *Proc. of Coastal Dynamics 2013*. SHOM, France, pp. 129–130.
- Elgar, S., Gallagher, E.L., Guza, R.T., 2001. Nearshore sandbar migration. *J. Geophys. Res.* 106, 11623–11627.
- Gallagher, E.L., Elgar, S., Guza, R.T., 1998. Observations of sand bar evolution on a natural beach. *J. Geophys. Res.* 103, 3203–3215.
- Garcez-Faria, A., Thornton, E., Lippmann, T., Stanton, T., 2000. Undertow over a barred beach. *J. Geophys. Res.* 105, 16999–17010.
- Garnier, R., Calvete, D., Falqués, A., Dodd, N., 2008. Modelling the formation and the long-term behavior of rip channel systems from the deformation of a longshore bar. *J. Geophys. Res.* 113 (C07053). <http://dx.doi.org/10.1029/2007JG004632>.
- Grasso, F., Castelle, B., Ruessink, B.G., 2012. Turbulence dissipation under breaking waves and bores in a natural surf zone. *Cont. Shelf Res.* 43, 133–141.
- Henderson, S.M., Allen, J.S., Newberger, P.A., 2004. Nearshore sandbar migration predicted by an eddy-diffusive boundary layer model. *J. Geophys. Res.* 109 (C06024). <http://dx.doi.org/10.1029/2003JC002137>.

- Hoefel, F., Elgar, S., 2003. Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science* 299, 1885–1887.
- Hsu, T.J., Elgar, S., Guza, R.T., 2006. Wave-induced sediment transport and onshore sandbar migration. *Coast. Eng.* 53, 817–824.
- Kuriyama, Y., 2009. Numerical model for bar migration at Hasaki, Japan. *Coastal Dynamics*.
- Kuriyama, Y., 2012. Process-based one-dimensional model for cyclic longshore bar evolution. *Coast. Eng.* 62, 48–61.
- Lippmann, T.C., Holman, R.A., 1990. The spatial and temporal variability of sand bar. *J. Geophys. Res.* 95 (C7), 11575–11590.
- Marieu, V., Bonneton, P., Foster, D.L., Ardhuin, F., 2008. Modeling of vortex ripple morphodynamics. *J. Geophys. Res.* 113 (C09007). <http://dx.doi.org/10.1029/2007JC004659>.
- Masselink, G., Austin, M., Tinker, J., O'Hare, T., Russell, P., 2008. Cross-shore sediment transport and morphological response on a macrotidal beach with intertidal bar morphology, Truc Vert, France. *Mar. Geol.* 251, 141–155.
- Michallet, H., Castelle, B., Barthélemy, E., Berni, C., Bonneton, P., 2013. Physical modeling of three-dimensional intermediate beach morphodynamics. *J. Geophys. Res.* 118, 1–15. <http://dx.doi.org/10.1002/jgrf.20078>.
- Nairn, R.B., Roelvink, J.A., Southgate, H.N., 1990. Transition zone width and implications for modelling surfzone hydrodynamics. *Proc. 22nd International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, pp. 68–91.
- Pape, L., Ruessink, B.G., Wiering, M.A., Turner, I.L., 2007. Recurrent neural network modeling of nearshore sandbar behavior. *Neural Netw.* 20, 509–518.
- Pape, L., Kuriyama, Y., Ruessink, B.G., 2010a. Models and scales for cross-shore sandbar migration. *J. Geophys. Res.* 115 (F03043). <http://dx.doi.org/10.1029/2009JF001644>.
- Pape, L., Plant, N.G., Ruessink, B.G., 2010b. On cross-shore migration and equilibrium states of nearshore sandbars. *J. Geophys. Res.* 115 (F03008). <http://dx.doi.org/10.1029/2009JF001501>.
- Plant, N.G., Holman, R.A., Freilich, M.H., 1999. A simple model for interannual sandbar behavior. *J. Geophys. Res.* 104, 15755–15776.
- Plant, D.G., Holland, K.T., Puleo, J.A., 2004. Prediction skill of nearshore profile evolution models. *J. Geophys. Res.* 109 (C01006). <http://dx.doi.org/10.1029/2003JC001995>.
- Plant, D.G., Holland, K.T., Holman, R.A., 2006. A dynamical attractor governs beach response to storms. *J. Geophys. Res. Lett.* 33 (L17697). <http://dx.doi.org/10.1029/2006GL027105>.
- Price, T.D., Ruessink, B.G., 2011. State dynamics of a double sandbar system. *Cont. Shelf Res.* 31, 659–674.
- Reniers, A.J.H.M., Roelvink, J.A., Thornton, E.B., 2004a. Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. *J. Geophys. Res.* 109 (C01030). <http://dx.doi.org/10.1029/2002JC001586>.
- Reniers, A.J.H.M., Thornton, E., Stanton, T., Roelvink, J., 2004b. Vertical flow structure during sandy duck: observations and modeling. *Coast. Eng.* 51, 237–260.
- Reniers, A.J.H.M., MacMahan, J.H., Thornton, E.B., Stanton, T.P., 2006. Modelling infragravity motions on a rip-channel beach. *Coast. Eng.* 53, 209–222.
- Roelvink, J.A., Stive, M.J.F., 1989. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach. *J. Geophys. Res.* 94, 4785–4800.
- Ruessink, B.G., 2005. Calibration of nearshore process models: application of a hybrid genetic algorithm. *J. Hydroinf.* 7, 135–149.
- Ruessink, B.G., van Enckevort, I.M.J., Kingston, K.S., Davidson, M.A., 2000. Analysis of observed two- and three-dimensional nearshore bar behaviour. *Mar. Geol.* 169, 161–183.
- Ruessink, B.G., Miles, J.R., Feddersen, F., Guza, T., Elgar, S., 2001. Modeling the alongshore current on barred beaches. *J. Geophys. Res.* 106, 22451–22463.
- Ruessink, B.G., Walstra, D.J.R., Southgate, H.N., 2003a. Calibration and verification of a parametric wave model on barred beaches. *Coast. Eng.* 48, 139–149.
- Ruessink, B.G., Wijnberg, K.M., Holman, R.A., Kuriyama, Y., van Enckevort, I.M.J., 2003b. Intersite comparison of interannual nearshore bar behavior. *J. Geophys. Res.* 108. <http://dx.doi.org/10.1029/2002JC001505>.
- Ruessink, B.G., Kuriyama, Y., Reniers, A.J.H.M., Roelvink, J.A., Walstra, J.A., 2007. Modeling cross-shore sandbar behavior on the timescales of weeks. *J. Geophys. Res. Earth Surf.* 112 (F03010), 1–15. <http://dx.doi.org/10.1029/2006JC000730>.
- Ruessink, B.G., Pape, L., Turner, I.L., 2009. Daily to interannual cross-shore sandbar migration: observation from a multiple sandbar system. *Cont. Shelf Res.* 29, 1663–1677.
- Ruessink, B.G., Ramaekers, G., van Rijn, L.C., 2012. On the parameterization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models. *Coast. Eng.* 65, 56–63.
- Ruggiero, P., Walstra, D.J.R., Gelfenbaum, G., van Ormondt, M., 2009. Seasonal-scale nearshore morphological evolution: field observations and numerical modeling. *Coast. Eng.* 56, 1153–1172.
- Sallenger, A.H., Holman, R.A., Birkemeier, W.A., 1985. Storm induced response of a nearshore bar system. *Mar. Geol.* 64, 237–257.
- Short, A.D., 1979. Three-dimensional beach stage model. *J. Geol.* 553–571.
- Thornton, E.B., Humiston, R.T., Birkemeier, W., 1996. Bar/trough generation on a natural beach. *J. Geophys. Res.* 101, 12097–12110.
- Trowbridge, J., Young, D., 1989. Sand transport by unbroken water waves under sheet flow conditions. *J. Geophys. Res.* 94, 10971–10991.
- Van Enckevort, I.M.J., Ruessink, B.G., 2003. Video observations of nearshore bar behaviour. part 1: alongshore uniform variability. *Cont. Shelf Res.* 23, 501–512.
- Van Maanen, B., de Ruiter, P.J., Coco, G., Bryan, K.R., Ruessink, B.G., 2008. Onshore sandbar migration at tairua beach (new zealand): numerical simulations and field measurements. *Mar. Geol.* 253, 99–106.
- Van Rijn, L.C., Walstra, D.J.R., Grasmeijer, B., Sutherland, J., Pan, S., Sierra, J.P., 2003. The predictability of cross-shore bed evolution of sandy beaches at the time scale of storms and seasons using process-based profile models. *Coast. Eng.* 47, 295–327.
- Walstra, D.J.R., Reniers, A.J.H.M., Ranasinghe, R., Roelvink, J.A., Ruessink, B.G., 2012. On bar growth and decay during interannual net offshore migration. *Coast. Eng.* 60, 190–200.
- Wright, L.D., Short, A.D., 1984. Morphodynamic variability of surf zones and beaches: a synthesis. *Mar. Geol.* 56, 93–118.

## 4.2 Modélisation long-terme du profil de plage de Noordwijk et stratégie de calibration

Le modèle **1DBeach** est un code de recherche développé pour comprendre les mécanismes *cross-shore* qui gouvernent la dynamique des barres sableuses en zone de surf. Étant couplé avec un module d'assimilation de données [Birrien et al., 2013], cette plate-forme numérique tend à devenir un modèle de prédiction opérationnel afin de simuler les évolutions long-termes des profils de plages sableuses. Jusqu'à présent, nous avons montré la capacité du modèle à reproduire des séquences de migration de barre vers la côte et vers le large sur des échelles de temps de plusieurs semaines (simulation Duck82, Egmond98). De plus, il est également possible de simuler la réponse quasi-instantanée des barres sableuses à un événement énergétique, se traduisant par un changement brutal entre une phase de migration de barre vers la côte et vers le large (simulation Duck94). Afin de connaître plus précisément les capacités de ce modèle, ces résultats ont motivé l'application de ce dernier sur des séquences long-termes d'évolution de profils de plage. En particulier, nous nous sommes intéressés à la dynamique du profil moyen de la plage de Noordwijk (Pays-Bas) qui est caractérisée par des cycles de NOM inter-annuels de période  $\mathcal{O}(4\text{ans})$  [e.g Wijnberg and Terwindt, 1995, Van Enkevort and Ruessink, 2003].

Les modèles basés sur les processus physiques sont relativement incertains sur un horizon de prédiction de plusieurs années, notamment lorsque la série temporelle du forçage des vagues contient des séquences de succession de tempêtes [Ruessink and Kuriyama, 2008]. Dans ces conditions, les migrations de barres vers le large sont systématiquement sur-estimées ce qui conduit à une augmentation des erreurs entre modèle et observation, résultant principalement des différences dans la position *cross-shore* des barres. Les auteurs ont également souligné la difficulté de modéliser correctement la dynamique de l'ensemble d'un système de barre durant la fin d'un cycle NOM, c'est dire lorsque la barre la plus au large disparaît et qu'une nouvelle se crée plus au bord. Supposons que ces séquences soient essentiellement contrôlées par des mécanismes *cross-shore* [Van Enkevort and Ruessink, 2003], une mauvaise prise en compte des non-linéarités des vagues peu conduire à une sur-estimation des flux de sédiments vers le large et par rétro-action induire une sur-estimation des vitesses de migration de barres vers le large. Récemment, Walstra et al. [2012] sont parvenus à modéliser avec précision un cycle NOM inter-annuel en ayant cependant négligé l'influence du caractère asymétrique des vitesses orbitales dans les flux de transport sédimentaire.

Notre objectif est de tester notre modèle sur une séquence long-terme comportant un cycle NOM quasi-complet. La méthode d'optimisation que nous utilisons nécessite en entrée un jeu d'observations dont la variabilité des évolutions de profils mesurés doit être suffisamment élevée pour calibrer de façon robuste les paramètres ajustables du modèle (voir Annexe A). L'optimisation de ce dernier sur ces séquences long-termes demande

## 4 - Modélisation à court, moyen et long terme de l'évolution des profils de plages sableuses en milieu naturel

---

énormément de temps de calcul. Nous nous sommes par conséquent questionné sur la durée du forçage à utiliser en entrée pour reproduire ces séquences.

### 4.2.1 Présentation de la simulation

La profil moyen de la plage de Noordwijk (Pays-bas) est caractérisé par une pente de bas de plage relativement plate  $\mathcal{O}(1/200)$  qui contraste avec le haut de plage de pente  $\mathcal{O}(1/50)$ . Sur une échelle pluri-annuelle, la dynamique du profil de plage se caractérise par la migration net vers le large d'un système double barres, généralement uniformes le long de la côte, qui décrivent un cycle NOM inter-annuel complet sur une période d'environ 4 ans [Van Enckevort and Ruessink, 2003]. Cependant, la séquence étudiée s'étend sur une durée de 3 ans et englobe la dégénérescence de la barre externe, la migration net du système interne vers le large et la formation d'une nouvelle barre sur le haut de plage. Cette séquence est donc quasi-complète car elle ne montre pas la formation d'une barre jusqu'à sa dégénérescence. La plage est soumise à un forçage de mer de vent d'incidence variable Nord/Sud caractérisé par une hauteur de vagues rms moyenne de 0.7 m et une période pic moyenne de 6 s. La marée est semi-diurne avec des marnages de vive eaux de l'ordre de 1.8 m. Le forçage est enregistré par une bouée située à 5 km de la côte à une profondeur d'eau de  $-18$  m. Dans un premier temps, le modèle **SWAN** a été utilisé en mode 1D afin de faire propager les vagues jusqu'à une profondeur d'eau de  $-7$  m de façon à réduire l'extension *cross-shore* du profil initial, permettant ainsi de réduire les temps de calcul notamment dans le procédure d'optimisation (Figure 4.1a-c)). Le profil de plage initial est interpolé sur une grille régulière de pas d'espace 2 m et le pas de temps morphodynamique est fixé à 120 minutes. Le diamètre moyen des sédiments est supposé constant le long du profil est égal à  $180 \mu\text{m}$ .

### 4.2.2 Calibration du modèle

Les paramètres ajustables du modèle sont toujours définis par les coefficients  $\mathcal{C}_w$ ,  $\mathcal{C}_c$ ,  $\mathcal{C}_f$ ,  $\mathcal{K}_a$  et  $\lambda$ . Nous utilisons 3 mesures de profil de plage, réalisées chaque année entre 1985 et 1987, en tant qu'observations dans l'algorithme du recuit simulée. Ce dernier est configuré sur un nombre minimal de 3000 tentatives de façon à garantir une solution proche d'un minimum global. Lorsque l'on traite une séquence d'une durée de 3 ans, cette procédure peut être relativement longue suivant le déroulement de l'opération (1 – 3 jours). S'est donc posé la question de savoir si le modèle pouvait prévoir l'évolution des barres sur 3 ans en calibrant ce dernier uniquement sur la première année. Cette démarche est aussi justifier par le fait que la dynamique *cross-shore* du système de barres de la plage de Noordwijk est régulière dans le temps. La synthèse des coefficients obtenus sur chacune des plages naturelles étudiées est rappelée dans le tableau 4.1.

## 4.2 - Modélisation long-terme du profil de plage de Noordwijk et stratégie de calibration

Expériences	$\mathcal{C}_w$	$\mathcal{C}_c$	$\mathcal{C}_f$	$\mathcal{K}_a$	$\lambda$
Duck82	0.00320	0.00913	0.02996	$0.188 \times 10^{-4}$	4.9
Duck94	0.00274	0.01638	$0.128 \times 10^{-4}$	$0.797 \times 10^{-4}$	1.57
Egmond98	$4 \times 10^{-7}$	0.00228	0.00256	$0.01 \times 10^{-4}$	4.9
<b>Noordwijk-3 ans</b>	0.00108	0.01030	0.02110	$0.25 \times 10^{-4}$	5.7
<b>Noordwijk-1 an</b>	0.00151	0.01253	0.02727	$0.26 \times 10^{-4}$	6.7

TABLE 4.1 – Synthèse des coefficients ajustables optimisés pour chaque plage naturelle étudiée.

### 4.2.3 Résultats

#### 4.2.3.1 Simulation de référence issue de la calibration du modèle sur 3 ans

La Figure 4.1d montre l'évolution spatio-temporelle du profil de plage simulé sur une durée de 3 ans. Le modèle est en bon accord avec les observations des positions des barres dans le temps. La représentation de la forme du profil est très bien reproduite à la fin de la première année (Figure 4.2a-c) et se dégrade dans le temps tout en restant relativement très correcte au vue des valeurs de l'indice de confiance<sup>1</sup> systématiquement  $> 0.7$  [Van Rijn et al., 2003] (Figure 4.1e).

Dans cette simulation, la migration nette vers le large de la barre externe est caractérisée par une vitesse moyenne de  $\mathcal{O}(0.1)$  m/jour avec une décroissance constante de son amplitude à une vitesse de  $\mathcal{O}(0.3)$  m/an. De même, la dynamique de la barre interne (initiale) est caractérisée par une vitesse de migration net vers le large équivalente à la barre externe. Cependant, à l'échelle des changements de régime de houle, la variabilité de la barre interne est accentuée par des taux de migrations vers le bord beaucoup plus intenses que ceux simulés occasionnellement pour la barre externe. De plus, l'amplitude de barre interne a une dynamique opposée à celle de la barre externe, caractérisée par deux phases distinctes. La première correspond à une croissance linéaire de l'amplitude à une vitesse moyenne de  $\mathcal{O}(0.36)$  m/ans durant les 500 premiers jours, puis se stabilise autour de 0.8 m durant le reste de simulation (Figure 4.2d).

La séquence de développement de la "nouvelle" barre ( $t=0-1000$  jours) se caractérise par une variabilité saisonnière qui peut s'observer à la fois au niveau de ses déplacements *cross-shore* (Figure 4.1d) qu'au niveau de son amplitude (Figure 4.2d), traduisant ainsi des temps de réponse plus rapides que ceux des deux autres barres face aux changements de régimes de houle. Néanmoins, il faut remarquer que cette variabilité spatiale semble disparaître à partir du moment où l'on distingue clairement un relief suffisamment développé entre la région de la barre et de la fosse (Figure 4.1d). De même, après  $t = 1000$  jours, on distingue un changement de comportement de l'amplitude qui passe

1. dans cette simulation, le BSS est estimé entre  $-700 \leq X \leq 0$  identiquement à Walstra et al. [2012].



4 - Modélisation à court, moyen et long terme de l'évolution des profils de plages sableuses en milieu naturel

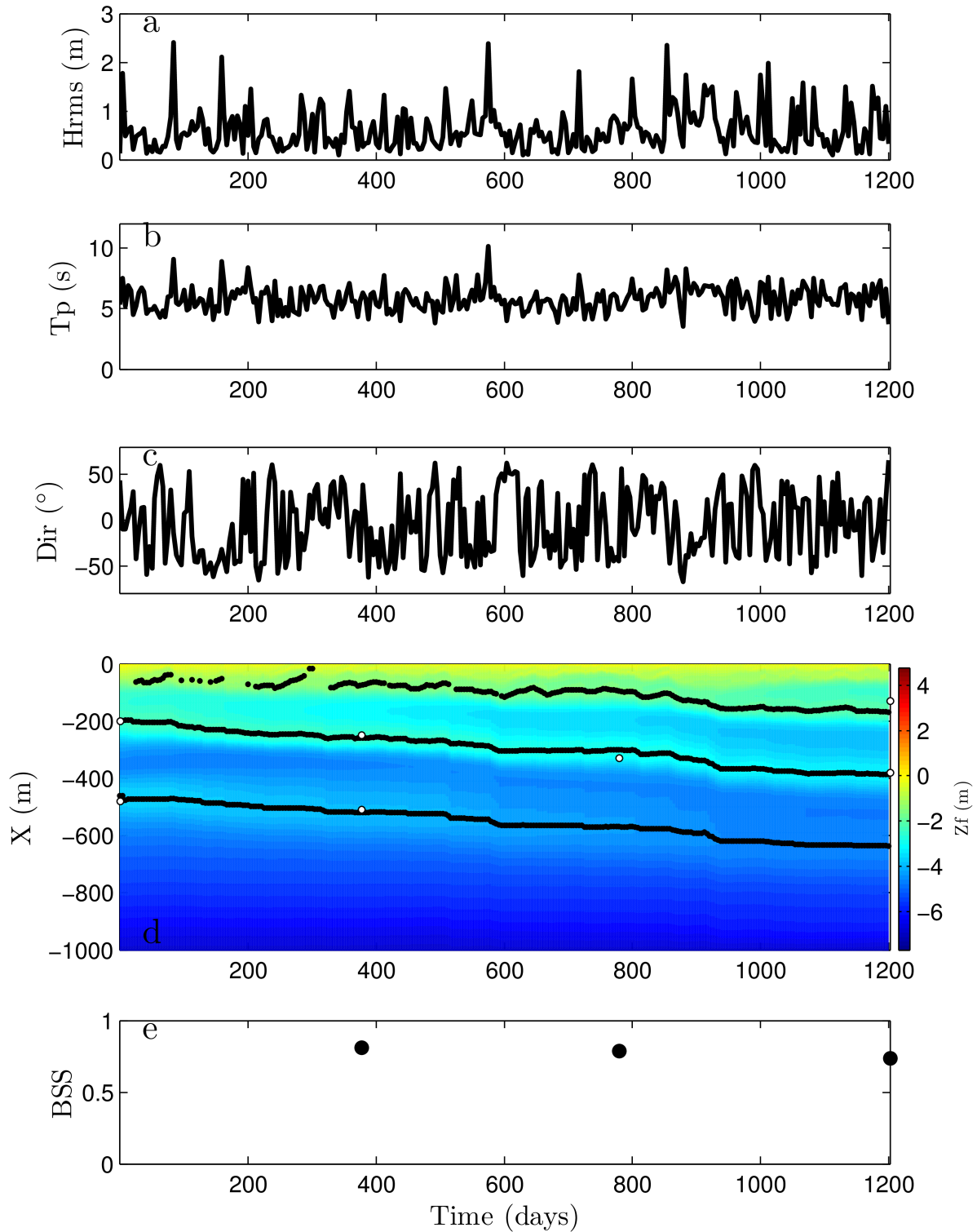


FIGURE 4.1 – Série temporelle a) des hauteurs de vagues  $H_{rms}$ , b) de la période pic  $T_p$  et c) de l'angle d'incidence de la houle  $\theta$ . d) Évolution spatio-temporelle du profil de plage sur 3 ans avec superposées en noir (blanc) les positions des crêtes de barre simulées (observées). e) Évolution temporelle du Brier Skill Score (BSS) calculé à chaque temps d'observations.

## 4.2 - Modélisation long-terme du profil de plage de Noordwijk et stratégie de calibration

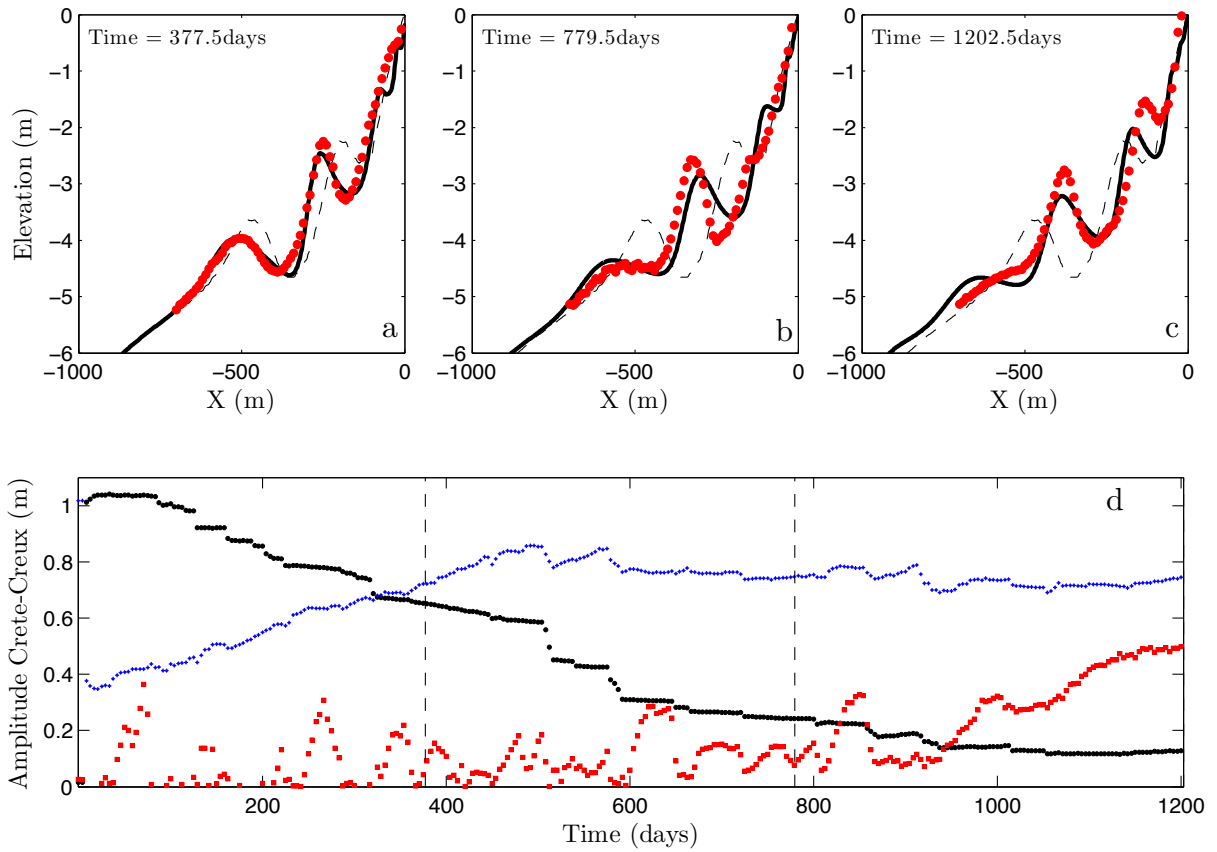


FIGURE 4.2 – a-c) Comparaison des profils de plage simulés (trait noirs) et observés (points rouges) après respectivement 1, 2 et 3 ans d'évolution. Le profil initial est indiqué en traits pointillés noirs. d) Évolution temporelle de l'amplitude de la barre externe (points noirs), interne (étoiles bleus) et nouvelle barre (carrés rouges). Les traits verticaux en pointillés noirs indiquent les temps d'observations

d'une oscillation saisonnière vers une croissance linéaire qui se stabilisant sur la fin de la simulation. Ces remarques sont en accord avec l'hypothèse que le temps de réponse des barres est fonction du volume de sables qui les compose [Ruessink et al., 2009a].

Nous remarquons également qu'à l'échelle des épisodes modérément énergétiques ( $H_{rms} > 2$  m), les barres externe et interne répondent systématiquement par de courts déplacements vers le large, de façon rapide et de plus en phase. Chacun de ces épisodes s'accompagne d'un angle d'incidence des vagues relativement important qui force la formation d'un courant de dérive intense  $\mathcal{O}(0.8)$  m/s, accentuant la quantité de sédiments mis en suspension. Ces derniers sont par la suite transportés vers le large par le courant de retour ce qui par rétro-action induit un déplacement vers le large des barres. Ces résultats sont en désaccord avec Van Enkevort and Ruessink [2003] et Ruessink et al. [2009a] qui ont observé, par vidéo imagerie, que la dynamique des barres externe et interne de la plage de Noordwijk reflète un comportement quasi-autonome, décorrélé des variations instantanées du forçage. Il est possible que les positions des barres estimées à l'aide des

## 4 - Modélisation à court, moyen et long terme de l'évolution des profils de plages sableuses en milieu naturel

---

zones de dissipation moyenne ne reflètent pas ces changements rapides de la position des barres qui seraient imperceptibles par cette méthode d'observation. Néanmoins, sur des échelles inter-annuelles, cette simulation est en accord avec les observations des comportements morphodynamiques des barres. De plus, notre modèle donne de meilleurs résultats en terme de reproduction du profil que ceux indiqués par Walstra et al. [2012] qui obtiennent des valeurs du BSS égal à 0.38, 0.49 et 0.65 respectivement après 1, 2 et 3 ans,

### 4.2.4 Discussion sur la stratégie de calibration du modèle

Les simulations long-termes sont coûteuses en temps de calculs notamment lorsqu'il s'agit de procéder à une étape de calibration. Walstra et al. [2013] ont proposé une méthode relativement compliquée pour réduire la quantité de données incluses dans le forçage dans le but de simuler une évolution du profil de plage qui englobe les principaux changements morphologiques obtenus par une simulation complète. Cette méthode peut s'avérer être inefficace lorsque le temps de réponse des barres face à un événement énergétique est faible. Dans ces conditions, l'historique intégrale du forçage doit être pris en compte. Dans le cas de la plage de Noordwijk, le comportement de la nouvelle barre peut ne pas être reproduit.

Dans les travaux que nous présentons en Annexe A, nous avons cherché à optimiser notre modèle sur une séquence de barre à l'équilibre obtenue en canal à houle à échelle réduite, en s'assurant préalablement de reproduire correctement le forçage hydrodynamique mesuré au-dessus de ce dernier. Ainsi, nous questionnons la possibilité de trouver une calibration des coefficients ajustables de notre modèle qui soit utilisable sur des séquences dynamiques de barres. Les résultats ont conduit à une combinaison des coefficients ajustables permettant de reproduire un profil de plage quasiment à l'équilibre sur la durée de l'expérience. De plus, cette combinaison résulte en un équilibre des flux sédimentaires *cross-shore* et non à une solutions qui minimise l'intensité des différents mode de transport. Cependant, l'application de cette calibration n'est pas parvenu à reproduire une séquence de migration de barre vers la côte contrairement à la calibration spécifique du modèle sur cette séquence. La conclusion de cette étude a permis de mettre en évidence la nécessité d'utiliser des observations contenant une variabilité importante dans la dynamique des barres afin d'optimiser équitablement chaque paramètres ajustables.

Jusqu'à présent, nous avons présenté des simulations qui se base sur une stratégie de modélisation a priori (*hindcast*). Ainsi, le modèle est calibré sur l'ensemble des observations et est utilisé par la suite sur une séquence comprenant l'ensemble de ces mêmes observations. Dans le cadre de la séquence NOM observée sur la plage de Noordwijk, la capacité prédictive a posteriori de modèle est ici adressée en considérant uniquement l'observation du profil de plage mesuré à la fin de la première année d'évolution. L'objectif étant de comparer les résultats morphodynamiques avec la simulation de référence.

## 4.2 - Modélisation long-terme du profil de plage de Noordwijk et stratégie de calibration

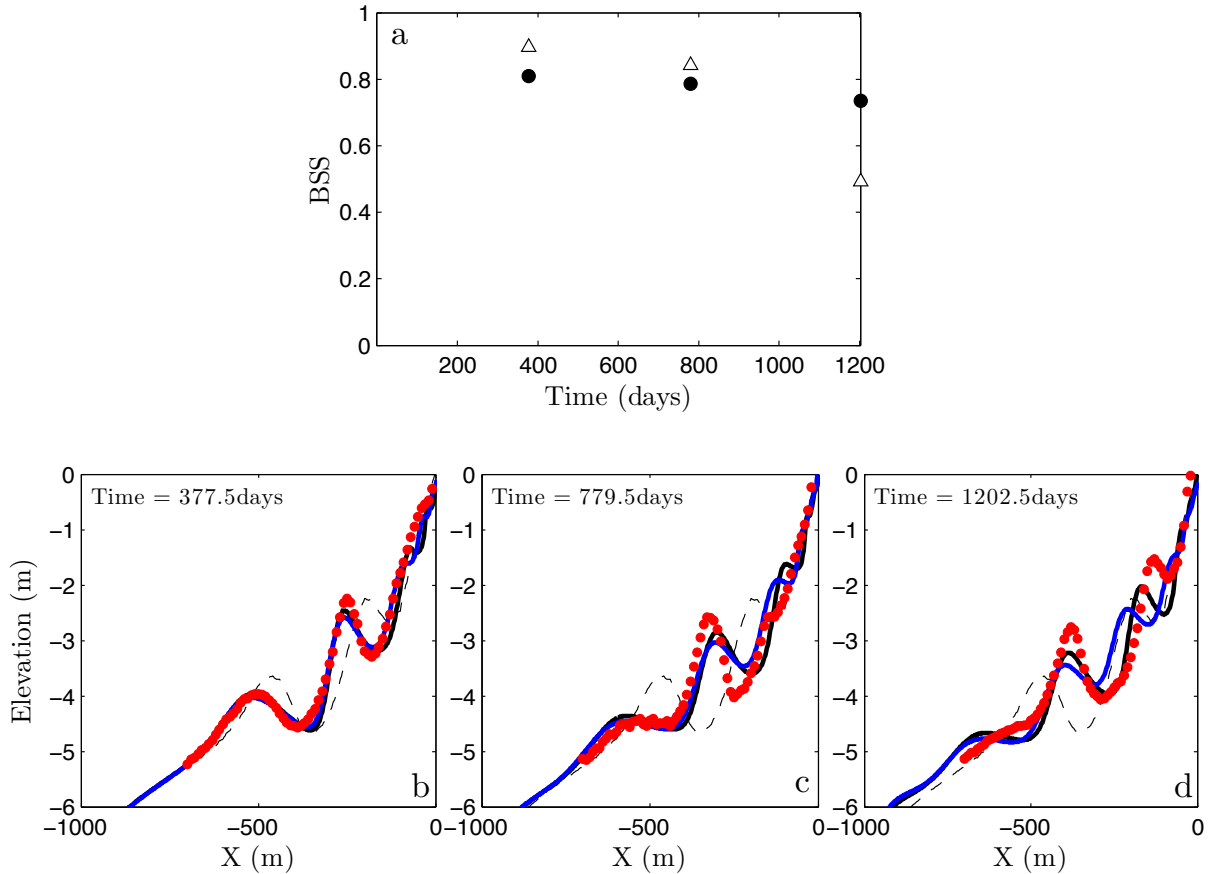


FIGURE 4.3 – a) Évolution temporelle de l'indice de performance modèle calculé pour la simulation de référence (point noir) et pour la simulation optimisée sur 1 an (triangle blanc). Profil de plage simulé à b) 1 an, c) 2 ans et d) 3 ans. Le profil en trait plein noir (bleu) correspond à la simulation de référence (calibrée sur 1 an), le trait pointillé noir représente le profil initial et les points rouges les profils mesurés.

Les mêmes configurations du modèle sont utilisées et nous initialisons la procédure d'optimisation avec les valeurs des coefficients ajustables trouvées dans le cas précédent.

La combinaison des valeurs trouvées dans cette nouvelle calibration est très proche de celle obtenue en utilisant la totalité des observations (voir Tableau 4.1). L'évolution du profil de plage après 1 et 2 ans est associée à des performances du modèle sensiblement meilleures que la simulation calibrée sur 3 ans 4.3a. Cette augmentation du BSS est induite par une meilleure reproduction du haut de plage notamment à  $t = 377$  jours (Figure 4.3b). Cependant, contrairement à la simulation calibrée sur 3 ans, la Figure 4.3a montre une décroissance des performances du modèle dans le temps lorsque l'on réduit le nombre d'observations. En particulier, ce sont les changements de la dynamique du système interne qui produisent cette dégradation de l'erreur entre le modèle et les observations. En effet, la dynamique de la barre externe est quasi-identique à celle reproduite par la simulation de référence et son comportement est très correctement reconstitué sur les deux premières années, ce qui souligne la dynamique monotone de cette dernière durant

## 4 - Modélisation à court, moyen et long terme de l'évolution des profils de plages sableuses en milieu naturel

---

cette séquence.

Nous notons que les procédures de calibration, initiées avec les coefficients optimisés de la simulation de référence et effectuées avec les observations des **deux** premières années, n'aboutissent pas à une meilleure combinaison des paramètres ajustables. Par conséquent, cette remarque suggère que l'utilisation au minimum des mesures des profils au temps  $t = 377$  et  $t = 779$  jours sont suffisantes pour simuler correctement l'évolution de cette séquence sur les 3 ans. Lorsque la dynamique des barres sableuses est relativement régulière dans le temps, comme sur le site de Noordwijk, ce modèle montre une capacité de prédiction très correcte qui justifie son application dans un cadre opérationnel de prédiction d'évolution de plage à long terme. De plus, l'utilisation en parallèle du module d'assimilation de données en mode dynamique [Birrien et al., 2013] pourra corriger en temps réel les résultats du modèle.

### 4.3 Conclusions

Ce chapitre présente les résultats d'applications de notre modèle de profil de plage à phase moyennée sur des séquences morphodynamiques observées en milieu naturel. Le modèle est capable de reproduire des évolutions de barres vers la côte, durant des conditions faiblement à modérément énergétiques, vers le large lors d'événements énergétiques ainsi que des mouvements de barre englobant ces deux directions de propagation et ce, sur des échelles de temps de quelques jours à plusieurs années. Pour des applications en cas réels, il est nécessaire d'utiliser des méthodes d'optimisations afin d'ajuster certains paramètres de façon à réduire les erreurs entre le modèle et les observations. Nos travaux ont ainsi identifié 5 paramètres qui sont associés à des processus hydro-sédimentaires contrôlant la dynamique *cross-shore* des barres sableuses.

Ces simulations ont montré que la hauteur d'eau et l'angle d'incidence des vagues sont deux paramètres contrôlant la morphodynamique des barres sous l'influence respective des modes de transport sédimentaire associés aux non-linéarités des vagues, à la composante *cross-shore* du courant moyen et aux effets gravitaire de pente. De plus, la méthode d'optimisation a été nouvellement utilisée pour démontrer la contribution d'un processus physique sur la dynamique des barres. Notre méthode consiste à recalibrer systématiquement les paramètres de notre modèle afin de s'affranchir de l'influence de ce processus dans la procédure d'optimisation. Ainsi, nous avons mis en évidence que le courant de dérive est une composante essentielle à prendre en compte afin de modéliser correctement les migrations de barres vers le large. De plus, nous suggérons de prendre en compte la contribution des skewness d'accélération dans le transport sédimentaire pour modéliser correctement la migration vers la côte des barres sableuses situées en eau peu profonde.

Le modèle est aussi capable de simuler des séquences d'évolution de barres à long-

terme montrant un cycle NOM inter-annuel quasi-complet et ce avec une précision très correcte. Nos simulations montrent, contrairement aux observations vidéos, que la dynamique de la barre externe sur le site de Noordwijk endure des migrations rapides vers le large, corrélées avec celle de la barre interne, en réponse à un événement énergétique associé à un angle d'incidence important des vagues. L'ensemble de ces résultats encouragent l'utilisation de ce modèle dans un cadre opérationnel de suivi long-terme des profils de plage barrées.

## Chapitre 5

# BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

L'expérience **BARDEX II** [Masselink et al., 2013], acronyme de **BAR**rier **D**ynamics **EX**periment, est un projet international piloté par l'université de Plymouth qui s'intègre dans le programme européen HYDRALAB IV. Cette expérience s'est déroulée dans le canal à houle à échelle réelle (1:1) du DELTA FLUME (Vollenhove, Pays-Bas). La démarche scientifique adoptée lors de cette expérience s'appuie sur l'analyse couplée, à différentes échelles spatio-temporelles, des processus hydro-sédimentaires et de l'évolution morphologique du corps sableux associé. La synthèse de ces différentes analyses contribue à éclairer notre compréhension de la dynamique globale des profils de plages. Par ailleurs, l'analyse du couplage entre le profil de plage et le système dunaire est sans nul doute un critère innovant de cette expérience qui suit la philosophie du projet ANR **BARBEC**.

L'environnement géologique reproduit dans le canal représente un continuum plage-barrière (dune)-lagon que l'on peut notamment retrouver le long de la côte Est des Etats-Unis (ex : Long Island). Ces environnements côtiers sont en général exposés à des houles océaniques, ce qui en fait des milieux naturels vulnérables notamment pendant les événements de tempête. En effet, des conditions extrêmes peuvent engendrer des ruptures partielles de la barrière. Cela entraîne le déversement d'eaux salées dans le compartiment d'eaux saumâtres du lagon et fragilise ainsi les écosystèmes y évoluant. Dès lors, la conception de cette expérience permet à la fois d'explorer le dynamique de la plage mais également celle de la barrière dans différentes conditions hydrodynamiques. Bien-que simplifiées, les caractéristiques morphologiques initiales de ce continuum respectent en grande partie celles des environnements géologiques naturels correspondants [Masselink et al., 2011]. La figure 5.1.a schématise la conception du canal.

Le projet s'organise autour de 5 axes de recherche (voir Tableau 5.1), chacun orienté autour d'une problématique couplée hydro/morphodynamique relative à un corps sableux

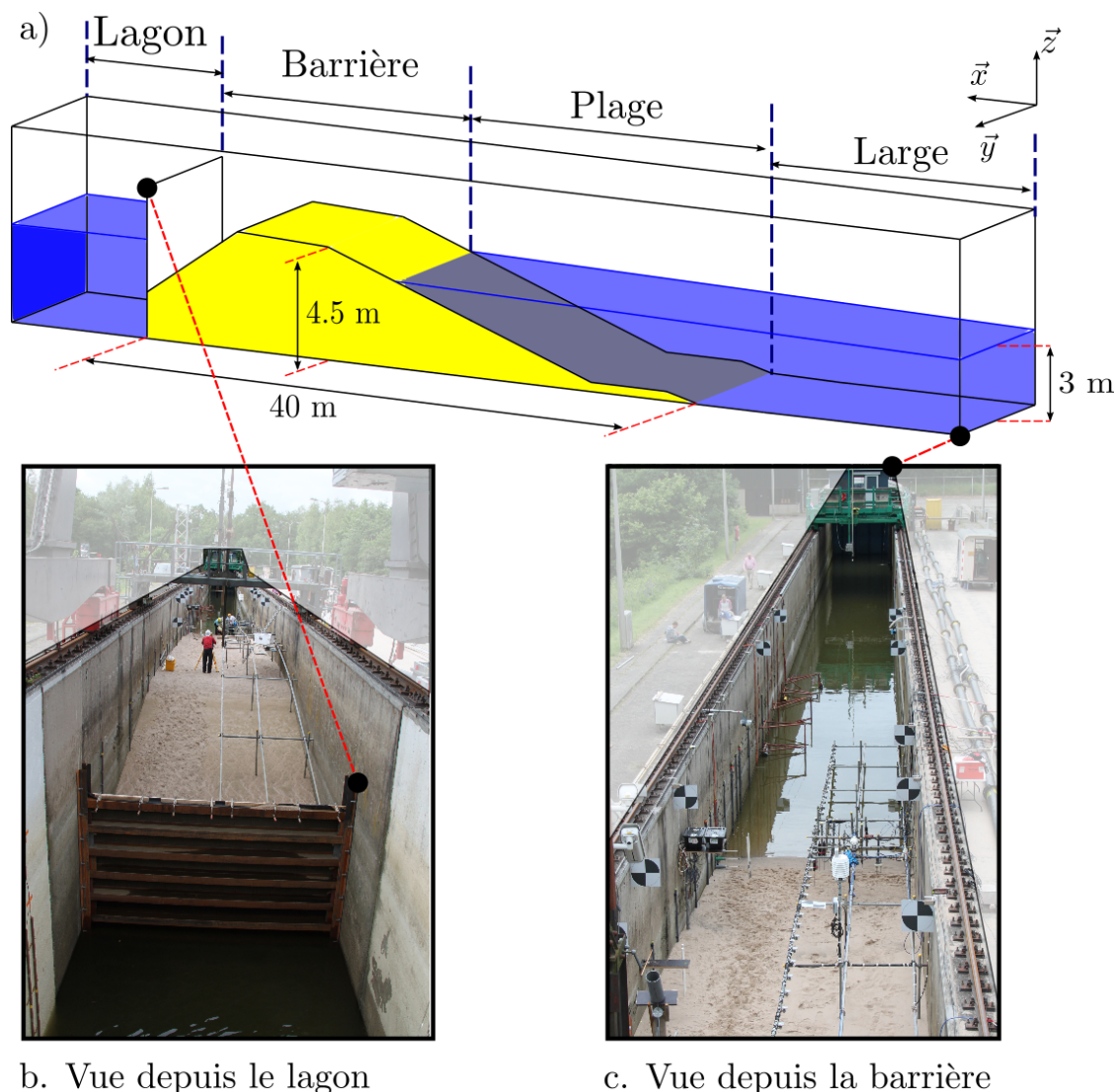


FIGURE 5.1 – (a) Schéma conceptuel du canal avec la forme initiale du continuum plage-barrière-lagon reproduite dans le canal. Les figures (b) et (c) sont respectivement des prises de vues réalisées depuis le lagon et la barrière, visant le large.

constituant le profil de plage (ex : ride, barre, berme et barrière). L'amélioration des modèles numériques est une des perspectives de ce projet. Du fait de la disponibilité d'un jeu de données extrêmement détaillé, cette expérience devient un cas idéal pour des tests de calibration et de validation pour les modèles morphodynamiques (ex : **1DBeach**, **Xbeach** [Roelvink et al., 2009]) et hydrodynamiques (ex : **Swash** [Zijlema et al., 2011], **SURF\_\_GN** [Tissier et al., 2012]). C'est dans ce contexte que nous intégrons ce projet en vue de tester le modèle 1DBeach face aux évolutions morphodynamiques du système plage obtenues durant les différents scénarii hydrodynamiques. Ainsi, notre étude numérique se focalise principalement autour de l'axe 4 (Tab. 5.1). Le modèle 1DBeach est adapté uniquement à l'évolution des barres sableuses sous-marines. Contrairement au modèle Xbeach [Castelle et al., 2013a], son utilisation reste prohibée pour étudier l'évolution du



## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

Thématiques de recherche	
Axe 1	<b>Processus hydrodynamiques dans la zone de swash</b> et leurs impacts sur 1) les échanges sédimentaires entre la zone de swash et la zone de surf et 2) l'évolution morphodynamique du haut de plage.
Axe 2	Impact des processus d' <b>infiltration</b> et d' <b>exfiltration</b> d'eau dans la nappe phréatique sur la <b>stabilité de la barrière</b> .
Axe 3	<b>Distribution spatiale de la turbulence</b> générée par le déferlement des vagues et son impact sur la mise en <b>suspension des sédiments</b> .
Axe 4	<b>Dynamique des barres sableuses sous-marines</b> soumises à l'action des vagues et identification des processus hydrodynamiques à l'origine des migrations de barre vers la côte et vers le large.
Axe 5	Impact des <b>overtoppings</b> (swash extrêmes atteignant le sommet de la barrière) et des <b>overwash</b> (swash dépassant le sommet de la barrière) sur la morphodynamique de la barrière

TABLE 5.1 – Synthèse des axes de recherche réalisés durant la campagne BARDEX II.

haut de plage qui est contrôlée essentiellement par les processus de swash.

### 5.1 Présentation du concept expérimental

Cette partie présente le dispositif expérimental ainsi que les différentes conditions hydrodynamiques planifiées lors cette expérience.

#### 5.1.1 Configuration du canal

Le système plage-barrière-lagon couvre une distance cross-shore de 111 m, combiné avec une zone représentant le large mesurant 24 m. L'origine du repère du canal est définie par la position du générateur de vagues au repos  $x = 0$  m, le milieu du canal  $y = 0$  m et le fond du canal  $z = 0$  m (voir la figure 5.2). L'orientation de l'axe cross-shore ( $\vec{x}$ ) est considérée positive vers la barrière et celle de l'élévation verticale ( $\vec{z}$ ) positive vers le haut. Le niveau d'eau au repos au large et dans le lagon, respectivement NM et NL sur la figure 5.2), est fixé à 3 m, définissant ainsi un système plage de 64 m de long et un système barrière de 40 m de long et de 1.5 m de hauteur par rapport au niveau d'eau moyen. La pente de plage initiale est fixée à 1 : 15, ce qui représente un angle relativement important par comparaison aux profils de plages reproduits durant les expériences, à échelle réduite, menées dans le canal à houle du LEGI [Grasso et al., 2009] ou encore celles menées par Roelvink and Stive [1989], où les pentes de plage moyennes sont de l'ordre de 1 : 40. Le grain moyen des sédiments est donné par un  $d_{50} = 430 \mu\text{m}$ , une

## 5.1 - Présentation du concept expérimental

densité de  $2560 \text{ kg.m}^3$  et une porosité moyenne de 40 % quasi-uniforme le long du profil. Ces caractéristiques granulométriques autorisent la mise en suspension des sédiments et la formation de barres sableuses à des profondeurs d'eau  $> 2H_s$ , la mobilisation des sédiments s'étend donc au-delà de la zone d'eau peu profonde.

Un système de pompes hydrauliques permet de faire varier le niveau d'eau au large et dans le lagon par l'intermédiaire d'un réservoir d'eau situé en  $x = 135 \text{ m}$ , isolé du lagon par une plaque imperméable. Ce procédé est un aspect essentiel de cette expérience car il permet de recréer des conditions de marée dans le canal et ainsi de pouvoir observer séparément l'influence du niveau d'eau au large et dans le lagon sur la dynamique du système plage-barrière. Enfin, les conditions de houles au large sont générées par le déplacement d'un piston piloté depuis une station de commande, qui permet de reproduire des séries temporelles de vagues caractérisées par un spectre JONSWAP défini par un couple  $(H_s, T_p)$ .

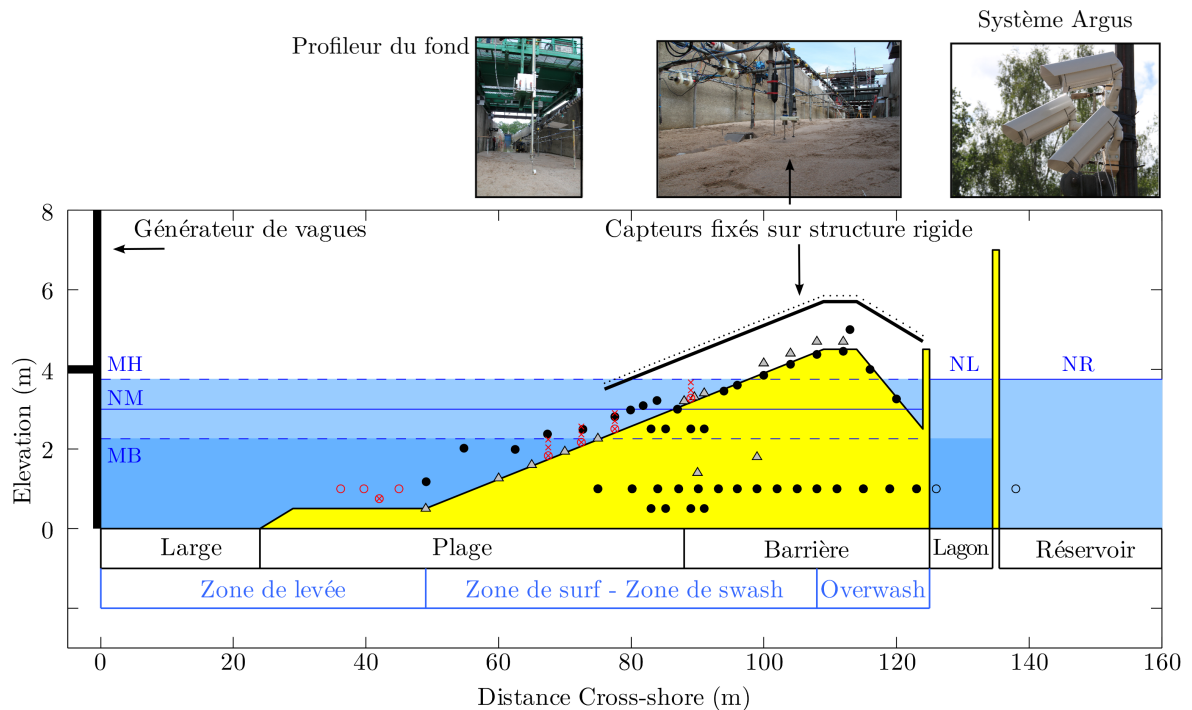


FIGURE 5.2 – Schéma détaillé de la conception initiale de la barrière dans le repère du canal auquel est superposé l'ensemble des instruments de mesures. Les ronds noirs et rouges sont des capteurs de pressions (PT) disposés dans l'eau et dans la barrière sableuse. Les points noirs sont des altimètres acoustiques permettant de détecter les variations du fond dans la zone de swash. Les étoiles noires sont des OBS (Optical Back Scatter), ils sont couplés à des ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) qui sont indiqués par les croix noires et rouges. Enfin, les triangles grisés représentent des groupes d'instruments composés d'ADV, d'OBS et de PT. Les capteurs représentés en rouges sont ceux que nous avons utilisés dans notre étude. Les acronymes MB/NM/HM définissent respectivement le niveaux d'eau bas/moyen/haut, NL et NR sont respectivement les niveaux d'eau dans le lagon et le réservoir.

### 5.1.2 Mesures physiques

Le canal est instrumenté par des capteurs fixes et mobiles déployés de la zone de levée jusque dans le lagon. Chaque zone hydrodynamique est analysée par des capteurs de pressions de type PTX (placés dans l'eau) KULITE (placés dans le sable) permettant de mesurer respectivement les élévations de surface libre et les variations internes de pression dans la barrière. Des capteurs de vitesse électromagnétiques (EM) sont fixés à plusieurs hauteurs sur les parois pour mesurer les vitesses orbitales et des ADV sont couplés avec des détecteur de particules (OBS) pour estimer les flux sédimentaires en zone de surf et en zone swash. De plus, une structure rigide est utilisée dans la zone de swash, sur laquelle ces différents capteurs viennent se fixer ainsi que des sondes altimétriques permettant de suivre le déplacement individuel de chaque jet de rive. Les positions de l'ensemble de ces capteurs sont reportées sur la figure 5.2 et seul les capteurs indiqués en rouge ont été utilisés dans notre étude. La fréquence d'acquisition de ces instruments est de 20 Hz et tous sont synchronisés à une horloge GPS de haute résolution. Après chaque séquence de vagues (voir la partie 5.1.3), un profileur à ultrason fixé sur un rail coulissant mesure la topographie du profil, englobant le système plage-barrière avec une précision centimétrique. Enfin, un système vidéo ARGUS composé de trois caméras orientées selon trois angles visant le large du canal, le dessus et le derrière la barrière, permettent de générer des images time-stacks haute résolution utilisables entre autres pour extraire des informations sur la structure spatio-temporelle des jets de rives.

### 5.1.3 Descriptions des conditions de forçage

L'expérience se déroule en 4 séries (A, B, C et D), chacune étant divisée en sub-séries (ex : A1, B1, C1 et D1) caractérisées par des conditions hydrodynamiques précises. Chaque sub-série se divise en runs (ex : A1-01, B1-01, C1-01 et D1-01) dont les durées s'échelonnent entre 10 et 40 min. Le Tableau 5.2 résume les configurations hydrodynamiques ( $\bar{h}$ ,  $H_s$ ,  $T_p$ ) de chaque sub-série<sup>1</sup>. Dans les simulations numériques, le forçage correspondra aux conditions de vagues enregistrées par les capteurs de pression les plus au large, afin de simuler les expériences physiques avec le plus de fidélité.

La série A se focalise sur 1) l'impact de la variation du niveau d'eau dans le lagon en lien avec les variations de pressions dans la barrière, et sur 2) la réponse de la plage face à un changement brutal de période. Les séries B à D conservent un niveau d'eau constant dans le lagon ( $NL = 3$  m) et testent la réponse du système plage-barrière face à 1) un changement brutal du niveau d'eau au large (série B), 2) un cycle de marée (série C) et 3) une augmentation progressive du flux d'énergie des vagues caractérisée par l'augmentation des périodes (série D).

---

1. Ces valeurs sont indicatives car elles correspondent à celles planifiées avant le début de l'expérience. Les valeurs mesurées peuvent sensiblement dévier de ces valeurs.

Série	Sub-série	$H_s$ (m)	$T_p$ (s)	$\bar{h}$ (m)	$h_{lagon}$ (m)
<b>A</b>	<b>A1</b>	0.8	8.0	3.0	3.0
	<b>A2</b>	0.8	8.0	3.0	4.25
	<b>A3</b>	0.8	8.0	3.0	4.25
	<b>A4</b>	0.8	8.0	3.0	1.75
	<b>A5</b>	0.8	8.0	3.0	3.0
	<b>A6</b>	1.0	10.0	3.0	3.0
	<b>A7</b>	1.0	10.0	3.0	4.25
	<b>A8</b>	1.0	10.0	3.0	1.75
<b>B</b>	<b>B1</b>	0.8	8.0	3.5	3.0
	<b>B2</b>	0.8	8.0	2.5	3.0
<b>C</b>	<b>C1</b>	0.8	8.0	2.25 – 3.75	3.0
	<b>C2</b>	0.8	8.0	3.75 – 2.25	3.0
<b>D</b>	<b>D1</b>	0.8	4.0	3.0-overwash	3.0
	<b>D2</b>	0.8	5.0	3.0-overwash	3.0
	<b>D3</b>	0.8	6.0	3.0-overwash	3.0
	<b>D4</b>	0.8	7.0	3.0-overwash	3.0
	<b>D5</b>	0.8	8.0	3.0-overwash	3.0
	<b>D6</b>	0.8	9.0	3.0-overwash	3.0

TABLE 5.2 – Synthèse des configurations hydrodynamiques planifiées avant le début de l’expérience.

Notre modèle sera confronté à deux séquences morphodynamiques contrastées, caractérisées par :

1. La formation rapide d’une barre sableuse durant la sub-série A1
2. La migration de la barre sableuse combinant des sens de propagation vers la côte et vers le large durant la série C.

## 5.2 Traitements des données

La première phase de cette étude s’oriente vers la constitution d’une base de données regroupant l’ensemble des mesures provenant des différents capteurs. Cette base de données se compose des séries temporelles des mesures de pression converties en élévation de surface libre, de celles relatives aux vitesses orbitales ainsi que des topographies du profil mesurées après chaque fin de run. Les séries temporelles des mesures hydrodynamiques définissent des données statistiques réparties le long du profil. Ces données vont constituer les variables d’entrée à la fois pour la méthode d’analyse des non-linéarités des vagues [Ruessink et al., 2012] mais aussi pour le modèle de roller proposé par Michallet et al. [2011]. Par ailleurs, les valeurs statistiques du large constitueront les conditions de forçage initial pour notre modèle et les distributions cross-shore des différents paramètres hydrodynamiques seront comparées avec les valeurs simulées par les modules hydrodynamiques implémentés dans 1DBeach. En particulier, sachant que la plupart des formulations relatives à la dissipation par déferlement bathymétrique sont

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

basées sur un modèle de déferlement glissant, il convient de tester la fiabilité du modèle de vagues dans des conditions de déferlements plongeants, ce dernier pouvant être le déferlement dominant dans certaines séries (voir Figure 5.3).

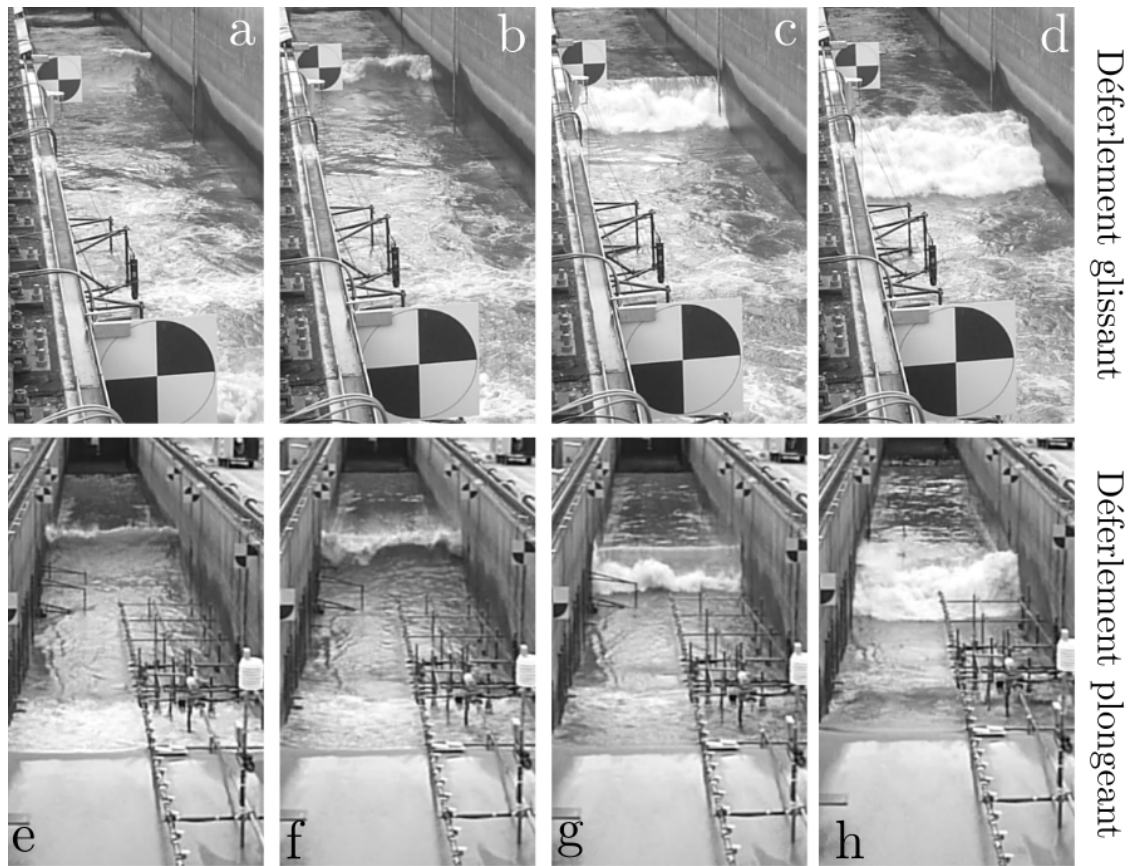


FIGURE 5.3 – Exemple de séquences de déferlement de type (a-d) roulant et (e-h) plongeant se produisant lors deux sub-séries différentes.

### 5.2.1 Méthode d'analyse statistique des vagues

Le signal de pression enregistré sur la durée d'un run est utilisé pour déterminer les caractéristiques statistiques des vagues ainsi que le niveau d'eau moyen. La durée d'un signal peut varier entre chaque run, c'est pourquoi il est impossible d'imposer une même base de temps, suffisamment longue ( $\geq 30$  min [Grasso, 2010]), pour le traitement de tous les signaux de l'expérience. De plus, il faut tenir compte des deux phases transitoires en début et fin de chaque run, ce qui revient à effectuer une première pré-sélection du signal brut. Un exemple est donné par la Figure 5.4. Par la suite et dans le but d'analyser chaque enregistrement sur une base de temps identique, nous considérons une deuxième sélection d'une durée de 20 minutes, centrée autour du milieu de la première sélection, avec laquelle nous procédons à l'analyse statistique des vagues<sup>2</sup>. Compte tenu de la

2. la première sélection est utilisée si sa durée est inférieure à 20 min.

synchronicité de tous les capteurs, la partie du signal brut sélectionnée pour chaque run sera commune à tous les capteurs. Enfin, en considérant une correction par la pression hydrostatique, les signaux de pression sont convertis en hauteur d'eau.

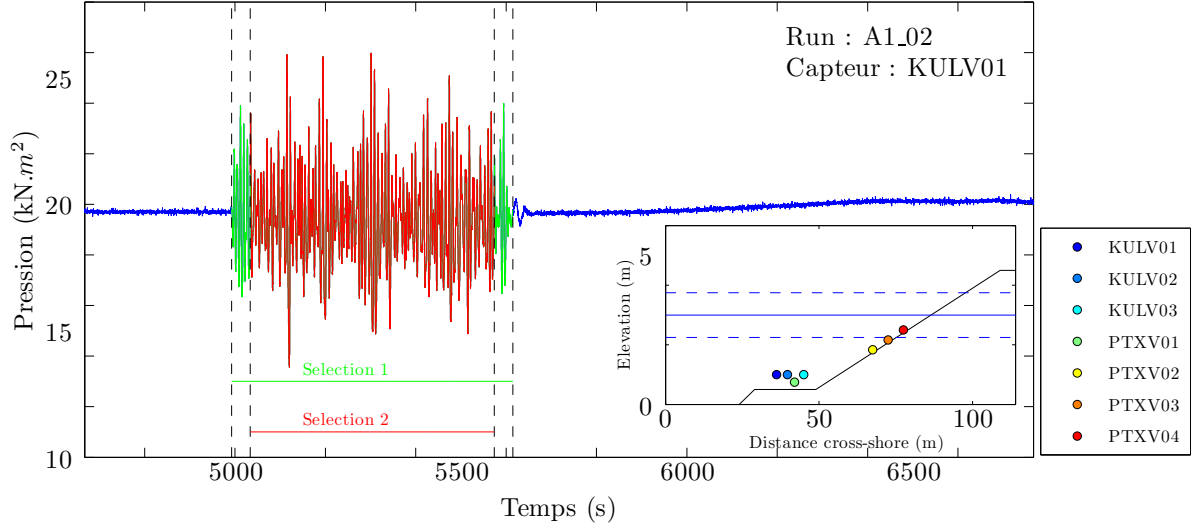


FIGURE 5.4 – Signal de pression mesuré durant le run A1\_02 par le capteur de pression le plus au large. La première (deuxième) zone de sélection est indiquée en vert (rouge).

L'analyse *zero-up crossing* (*zero-down crossing*) et l'analyse spectrale sont utilisées pour extraire les quantités statistiques des vagues.

La première méthode d'analyse permet d'estimer les valeurs  $H_{1/3}$ ,  $T_{1/3}$  et  $H_{rms}$  sur la durée du signal sélectionné. En comparant ces valeurs, calculées pour des signaux de 20, 25 et 30 minutes, nous constatons des déviations maximales de 5% par rapport à la valeur moyenne estimée sur ces trois cas. Par conséquent, les valeurs statistiques estimées par la méthode *zero crossing* sont très faiblement influencées par la durée du signal sélectionné.

La seconde méthode d'analyse permet de calculer la densité spectrale de puissance du signal temporel des hauteurs d'eau par la méthode Welch, configurée avec des fenêtres d'apodisation de type Hanning, de longueur  $2^{12}$  points avec des chevauchements de 50%. Dans l'hypothèse où les hauteurs de vagues suivent une distribution de Rayleigh, les quantités statistiques des vagues sont connectées au spectre d'énergie au travers des différents moments  $m_n$  [Svendsen, 2006] :

$$m_n = \left( \sum_{f=f_1}^{f_2} f^n S_\eta(f) \right) \Delta f \quad (5.1)$$

avec  $f_1 = 0.05$  Hz et  $f_2 = 0.33$  Hz les fréquences de coupure relatives au domaine gravitaire,  $S_\eta$  la densité spectrale de puissance et  $\Delta f$  le pas de discrétisation fréquentiel.

$$H_{m_0} = 4\sqrt{m_0} \quad (5.2a)$$

$$T_{m_0} = \frac{m_{-1}}{m_0} \quad (5.2b)$$

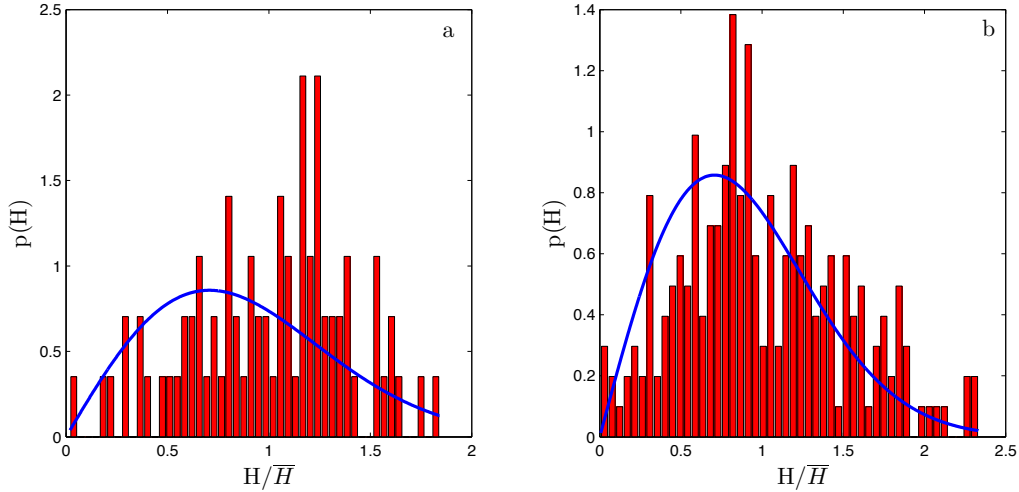


FIGURE 5.5 – Distribution des hauteurs de vagues au niveau du générateur (barres rouge) superposée avec la distribution de Rayleigh théorique (trait bleu), a) distribution obtenue pour le run A1\_03 et b) distribution obtenue pour le run A1\_09.

où  $H_{m_0}$  ( $T_{m_0}$ ) est la hauteur (période) significative des vagues. Ces deux quantités statistiques sont comparables aux valeurs  $H_{1/3}$  et  $T_{1/3}$  dans l'hypothèse où les hauteurs de vagues suivent une distribution de Rayleigh. Cependant, la distribution des hauteurs de vagues au niveau du générateur peut sensiblement s'écarter de cette condition, comme le montre les Figures 5.5a et b. Cette constatation est appuyée par les valeurs de la largeur de spectre  $\epsilon$ , indicateur du type de distribution selon Cartwright and Longuet-Higgins [1956] et qui est défini comme :

$$\epsilon = \sqrt{\left(1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}\right)} \quad (5.3)$$

Ainsi, l'indice  $\epsilon$  peut atteindre dans certains cas des valeurs de 0.6 qui caractérisent des distributions mixtes de Gauss-Rayleigh. Cela confirme de nouveau le fait que la répartition des hauteurs de vagues n'est pas toujours représentative d'une distribution de Rayleigh ( $[\epsilon_{Rayleigh} = 0$  selon Cartwright and Longuet-Higgins, 1956]). Des lors, nous choisissons d'utiliser les composantes statistiques des vagues calculées par la méthode *zero-crossing* afin de se rapprocher au mieux des caractéristiques statistiques du champ de vagues.

### 5.2.2 Outils d'analyse pour la description morphodynamique des profils de plage

Les profils de plages mesurés après chaque fin de run sont définis avec une précision millimétrique, ce qui permet de visualiser l'évolution des rides sableuses. Néanmoins, notre analyse se focalisera exclusivement sur l'évolution des structures sableuses qui composent le profil avec des échelles spatiale  $\geq 1$  m. Ce choix est en accord avec le domaine de validité spatiale de notre modèle qui n'est pas conçu pour étudier la morphodynamique des rides sableuses. C'est pourquoi notre analyse morphodynamique sera basée sur les profils mesurés, dont les variations hautes fréquences sont filtrées par méthode *lowess*. Cette technique est adaptée au traitement de bathymétries complexes et permet notamment de conserver les variations principales du profil [Plant et al., 2009].

Afin de visualiser les évolutions caractéristiques du profil de plage, nous faisons une analogie en 1D du concept de perturbation bathymétrique utilisé dans l'analyse globale [e.g. Garnier et al., 2010, Castelle et al., 2012]. Ce critère permet de visualiser les évolutions spatio-temporelles des principales variations du profil. Pour chaque scénario, nous représentons l'évolution de cette perturbation  $\delta z(x, t)$  définie comme :

$$\delta z(x, t) = z(x, t) - z(x, t_{init}) \quad (5.4)$$

où  $z(x, t_{init})$  représente l'état du profil au début de la série considérée. Il est également possible de définir deux volumes sédimentaires, correspondant à la partie inférieure ( $V_{inf}$ ) et supérieure ( $V_{sup}$ ) du profil, délimités par l'intersection entre le niveau d'eau moyen au large<sup>3</sup> et le profil initial de la série  $z(x, t_{init})$ . Cette séparation du profil permet notamment de quantifier les transferts de sédiments entre la zone de surf et la zone de jet de rive.

Le taux de variation global du profil est utilisé pour définir le degré de variabilité du profil entre deux runs consécutifs Grasso et al. [2009] est défini comme :

$$V_m(t) = \frac{1}{l_p} \int_{x_c}^{x_p} \left| \frac{\partial z(x, t)}{\partial t} \right| dx \quad (5.5)$$

avec  $l_p$  la longueur du profil mesuré, équivalente à la distance entre  $x_c$  et  $x_p$  représentant respectivement les extrémités du profil au large et au sommet de la barrière. A la différence des travaux de Grasso et al. [2009], la position  $x_c$  ne correspond pas nécessairement avec la profondeur de fermeture car les variations du profil à cette position peuvent être significatives.

Enfin, la vitesse de variation du trait de côte<sup>4</sup> est un paramètre définissant l'état évolutif du haut de plage (érosion/accrétion) et s'exprime comme :

3. Le niveau d'eau moyen au large est calculé sur l'ensemble des runs d'une série.

4. Le trait de côte est défini comme l'intersection entre le niveau d'eau moyen au large et le profil  $z(x, t)$



$$V_{X_{tc}}(t) = \frac{\partial X_{tc}(t)}{\partial t} \quad (5.6)$$

dans le repère du canal,  $V_{X_{tc}} > 0$  ( $< 0$ ) indique le recul (l'avancée) du trait de côte. Les tendances de la vitesse de variations du profil et du trait de côte permettent d'estimer si le profil est dans une phase transitoire ou s'il tend vers un état d'équilibre avec les conditions hydrodynamiques.

Le mode morphologique du profil de plage est régulièrement caractérisé par le nombre de Dean  $\Omega$  [Dean, 1973, Wright and Short, 1984, Masselink and Short, 1993, Grasso et al., 2009] qui différencie un profil réfléchissant, intermédiaire et dissipatif en fonction des conditions de houle au large et des propriétés granulométriques des sédiments. Également, par analogie avec le paramètre de déferlement  $\xi$ , la valeur de  $\Omega$  est généralement associée avec un type de déferlement. D'après la classification de Masselink and Short [1993],  $\Omega < 1$  définira des plages pentues avec une zone de déferlement étroite, proche de la côte et caractérisée par des déferlements plongeants. Au contraire,  $\Omega > 5$  sera associé à des plages faiblement pentues avec une zone de déferlement étendue et des déferlements roulants.

### 5.2.3 Outils d'analyse pour la description des processus hydro-sédimentaires

Il est nécessaire de coupler l'analyse morphologique des profils avec les données hydrodynamiques pour identifier les processus physiques à l'origine des principaux changements morphologiques du profil. L'analyse des processus hydro-sédimentaires se base sur la distribution spatiale des composantes hydrodynamiques liées aux ondes de surface ainsi que sur les paramètres relatifs au transport sédimentaire.

Une partie de cette analyse se base sur la résolution du modèle de roller proposé par Michallet et al. [2011]. Cette solution permet de compléter notre analyse des conditions hydrodynamiques en estimant notamment l'intensité du courant de retour et la vitesse de l'écoulement sur le fond à chaque position cross-shore d'un capteur de pression. Ce modèle s'appuie sur les mêmes équations décrivant la transformation des vagues du large vers la côte qui sont expliquées dans le chapitre 3. La résolution de ces équations repose uniquement sur les différents moments des mesures locales de hauteur d'eau  $h(x, t)$ , décomposée en une partie moyenne  $\bar{h}(x)$  et fluctuante  $\eta(x, t)$ . Ce modèle s'appuie sur l'hypothèse que les variations bathymétriques sont suffisamment lentes devant les variations de longueur d'onde, ce qui revient à supposer que la vitesse de phase peut être considérée comme constante localement sur la durée de chaque run. Ainsi, dans le cadre des équations du mouvement en milieu peu profond, Michallet et al. [2011] proposent une estimation à l'ordre deux de la vitesse orbitale horizontale  $u(\tilde{x}, t)$ , supposée constante sur la verticale en accord avec l'hypothèse des milieux peu profond, qui est explicitée sous la forme suivante :

$$\eta(\tilde{x}, t) = \eta(x, t) - \bar{\eta}(x) \quad (5.7a)$$

$$u(\tilde{x}, t) = \frac{c}{\bar{h}(x)} \tilde{\eta}(x, t) - \frac{c}{\bar{h}(x)^2} \left( \tilde{\eta}(x, t)^2 - \overline{\tilde{\eta}(x, t)^2} \right) \quad (5.7b)$$

avec  $\bar{\eta}(x)$  l'élévation moyenne de la surface libre et  $c$  la vitesse de phase calculée par la théorie linéaire<sup>5</sup>. Le courant de retour  $\bar{u}(x)$  est par la suite déduit de l'équation 1DH relative à la conservation de la masse dans laquelle le flux de masse lié au roller est intégré. Cette résolution passe par la connaissance d'une forme analytique du flux d'énergie des vagues  $F_w(x)$  qui selon Michallet et al. [2011] s'écrit comme :

$$F_w(x) = \rho g c \bar{\eta}^2 + 2 \rho g \bar{h} \bar{\eta}^2 \bar{u} + \frac{3}{2} \rho g \frac{c}{\bar{h}} \bar{\eta}^3 \quad (5.8)$$

Le premier terme correspond au flux d'énergie potentielle qui est le terme dominant de cette expression. Le terme 2 de l'équation 5.8 fait référence au travail entre les forces de pression et le courant de retour. Par conséquent, l'estimation de  $\bar{u}$  passe par la résolution d'un système de nature transcendantale à l'aide une méthode itérative combinant l'équation 5.8, l'équation de conservation du flux d'énergie lié au roller et l'équation 1DH relative à la conservation de la masse. La condition limite au large impose que  $Q_r = 0$ , ce qui est raisonnable puisque les vagues ne déferlent pas au niveau du capteur le plus au large. Pour plus de détail sur la construction de ce modèle, le lecteur pourra se référer au papier de Michallet et al. [2011].

Pour compléter cette analyse et rester en accord avec les méthodes d'investigation utilisées par Grasso et al. [2011], les distributions spatiales des non-linéarités seront caractérisées par les skewness et les asymétries de l'élévation de surface libre. Ces derniers sont des proxys des skewness et asymétries des vitesses orbitales sur le fond [Michallet et al., 2011, Grasso et al., 2011]. Ainsi, la présence d'un plus grand nombre de capteurs de pression nous permet de constituer un jeu de données détaillant de façon plus précise la structure spatiale des non-linéarités. Par ailleurs, l'analyse des vitesses extraites des EMs sera le sujet du paragraphe 5.3 qui traitera de la paramétrisation des non-linéarités propre aux expériences en canal à houle.

Les conditions hydrodynamiques vont conditionner la mise en mouvement des sédiments et par conséquent le type de transport sédimentaire qui en résulte (charriage, sheet flow ou suspension). Dans la littérature, le nombre de Shields  $\theta_c$ , qui est la version adimensionnée de la tension de cisaillement, est couramment utilisé pour décrire les différents régimes de transport sédimentaire et s'exprime comme :

$$\theta_c = \frac{1}{2} f_w \frac{(A \omega_m)^2}{g(s-1)d_{50}} \quad (5.9)$$

5. nous notons que cette expression est identique à celle dérivée par Svendsen (Eq. 9.6.19 dans Svendsen [2006])

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

où  $A = H_{rms}/2 \sinh(k\bar{h})$  est l'excursion orbitale horizontale,  $\omega_m = 2\pi/T_m$  avec  $T_m$  la période moyenne des vagues et  $s = \rho_s/\rho$ . Dans le cadre d'expériences en canal à houle à échelle réduite, Grasso et al. [2011] montrent dans leur expérience n°2, qu'en régime de *sheet flow* ( $\theta_c > 0.8$  Ruessink et al. [2009b]), le transport net de sédiments vers le large est induit par des effets de *phase-lag* et non par le courant de retour. Ce mécanisme de transport de sédiments est à l'origine de la migration vers le large d'une barre sableuse préalablement formée. Il est donc important de caractériser 1) si des conditions de *sheet flow* sont possibles par un critère sur le paramètre  $\theta_c$  et 2) si des effets de *phase-lag* peuvent être suffisamment importants pour transporter les sédiments dans le sens opposé de la propagation des vagues. La persistance de ce dernier peut être identifié par l'indice  $P_s$  proposé par Dohmen-Janssen et al. [2002] qui s'écrit comme :

$$P_s = \frac{\theta_c d_{50} \omega}{w_s} \quad (5.10)$$

Selon Dohmen-Janssen et al. [2002], en régime de *sheet flow* et pour des sédiments de diamètre moyen  $d_{50} > 210\mu\text{m}$ , si  $P_s > 0.038$  alors les effets de *phase-lag* peuvent être significatifs.

Les flux sédimentaires peuvent être quantifiés par le couplage des mesures de concentration de sédiments dans la colonne d'eau, enregistrées par les OBS, et les mesures de vitesse collectées par les ADV. Or, ce dispositif de couplage instrumental ne couvre pas la totalité du canal. C'est pourquoi, nous utilisons la méthode décrite par Grasso [2010] qui consiste à calculer les flux sédimentaires moyens par l'intermédiaire de l'équation de conservation du sédiment. En connaissant la variation spatio-temporelle de l'élévation du fond entre deux profils consécutifs et en imposant une condition aux limites nous pouvons résoudre l'équation 3.47. Dans le cadre des séries A à C, les variations du profil sont quasi-nulles en  $X = x_p$ , nous faisons donc l'hypothèse que la condition initiale à l'interface  $\bar{Q}_{xp+dx/2} = 0$ . Ainsi, la résolution de l'équation de conservation du sédiment s'effectue du haut vers le bas du profil.

En s'orientant vers cette méthode, il est important de prendre en considération la différence de volume apparent entre deux profils consécutifs estimée entre  $x_c < X < x_p$ . Dans certains cas, cette différence de volume peut varier jusqu'à  $0.8 \text{ m}^3$ . Par conséquent, la résolution de l'équation 3.47 conduit à estimer des flux sédimentaires non-nuls au niveau de la zone du profil la plus profonde. Pour contourner ce problème, une étape préliminaire à la résolution consiste à égaliser les volumes apparents de chaque profil consécutif Grasso [2010]. La figure 5.6.b montre l'impact de cette correction sur les flux sédimentaires qui tendent à converger vers zéro au large à la différence de l'estimation des flux sédimentaires sans correction. Finalement, une moyenne des flux sédimentaires sur l'ensemble des runs d'une sub-série représente un bon proxy pour caractériser la distribution cross-shore moyenne des flux de sédiments.

### 5.3 - Paramétrisation des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse pour les expériences en canal à houle

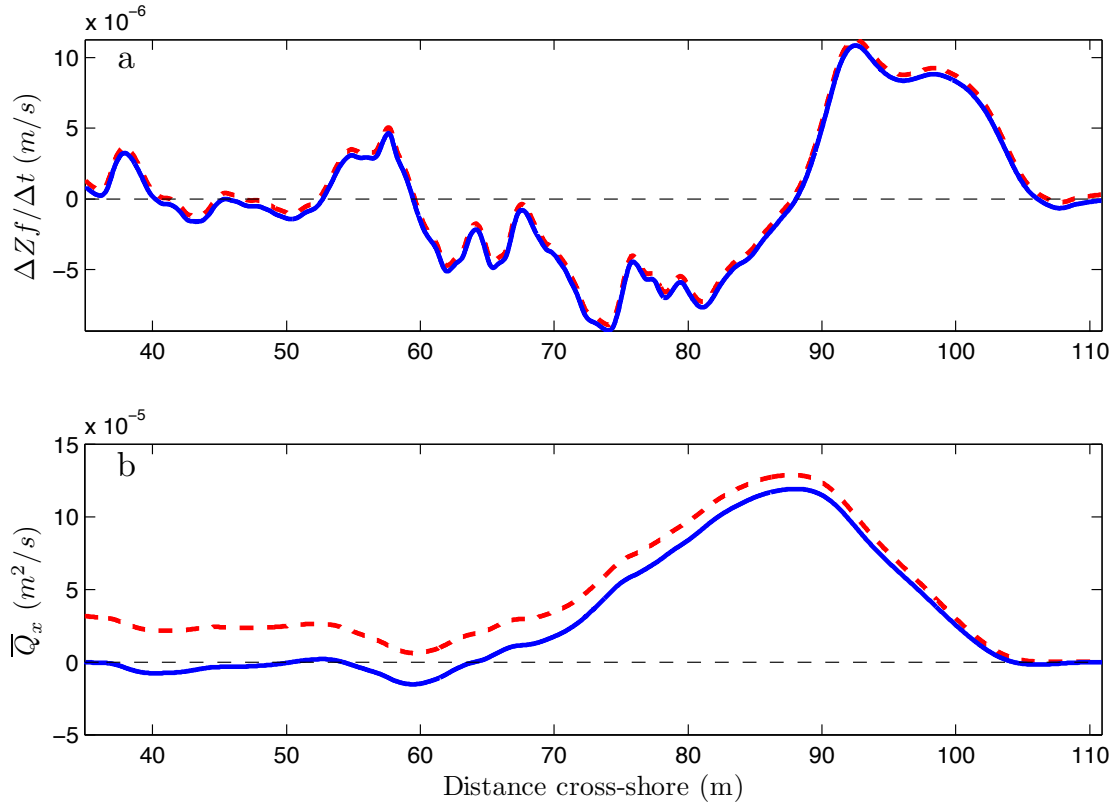


FIGURE 5.6 – a) Variation moyenne de l’élévation du fond pour la série A8 et b) Flux sédimentaire moyen associé obtenu par résolution de l’équation 3.47. Les courbes bleues (correction volumique) et rouges (pas de correction volumique) montrent l’impact de la correction volumique apparente sur les valeurs du transport sédimentaire au large.

### 5.3 Paramétrisation des coefficients de skewness et d’asymétrie en vitesse pour les expériences en canal à houle

L’approche empirique développée originellement par Doering and Bowen [1995], et par la suite étendue par Ruessink et al. [2012], a permis d’établir une relation entre les paramètres statistiques des vagues ( $H_s, T_p, \bar{h}$ ) et les coefficients de skewness et d’asymétrie en vitesse. Cette méthode innovante est à l’heure actuelle la meilleure solution pour inclure les effets non-linéaires des vagues dans des modèles morphodynamiques à phase moyennée. Elle permet de reproduire des séries temporelles de vitesse orbitale caractéristiques d’un champ de vagues aléatoires en milieu naturel<sup>6</sup>. Jusqu’à présent, cette approche a été développée et appliquée uniquement aux plages naturelles, c’est pourquoi nous proposons de comparer pour le première fois cette calibration dans le cadre d’expériences en canal à houle<sup>7</sup>. Les résultats de cette analyse seront discutés tout au long de ce paragraphe.

6. Pour plus de détails sur la méthode, voir le paragraphe 3.5

7. Afin de simplifier les notations, nous nommerons la paramétrisation des coefficients de skewness et d’asymétrie en vitesse établie par Ruessink et al. [2012] : **RU12**

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

Ils visent à constituer un élément de réponse à la discussion amenée par Ruessink et al. [2012] autour de la validité de leurs calibrations dans le cas d'une houle caractérisée par une faible dispersion angulaire, ou encore, dans le cas d'une houle uni-directionnelle générée durant des expériences en canal.

### Traitement des signaux de vitesse

Nous suivons le protocole décrit dans l'étude de Ruessink et al. [2012] pour calculer les paramètres relatifs aux non-linéarités des vagues afin de comparer rigoureusement la calibration **RU12** avec les mesures collectées dans le canal à houle. Les signaux de vitesse proviennent des courantomètres positionnés entre 0 et 50 cm au dessus du fond et sont associés avec les signaux d'élévation de surface issus des PTs se situant à la même position cross-shore que les EMs (voir figure 5.7a). Le jeu de données regroupe l'ensemble des runs réalisés durant les séries A à D et la sélection temporelle des signaux de vitesse est en accord avec la procédure décrite dans le paragraphe 5.2.1. Ces signaux sont ensuite filtrés dans la bande passante 0.05 – 1.0 Hz [Ruessink et al., 2012] puis utilisés pour calculer les coefficients de skewness ( $S_u$ ) et d'asymétrie ( $A_u$ ) via les équations 2.3a. Enfin, les valeurs  $S_u$  et  $A_s$  sont combinées pour déterminer les coefficients de biamplitude ( $B_a$ ) et de biphasé ( $B_p$ ) par les relations 2.3b. Les valeurs de ces 4 coefficients sont représentées en fonction du nombre d'Ursell défini tel que :

$$U_r = \frac{3}{4} \frac{0.5H_{1/3}k}{(k\bar{h})^3} \quad (5.11)$$

où le nombre d'onde  $k$  est déterminé par la résolution de l'équation de dispersion en connaissant la période  $T_{1/3}$  et le niveau d'eau moyen  $\bar{h}$ .

### 5.3.1 Calibration des fonctions paramétriques relatives aux coefficients de biamplitude et de biphasé

Les Figures 5.7b–e représentent les données des non-linéarités dérivées de 4 positions cross-shore couvrant la zone de levée et la zone de déferlement. Les valeurs des coefficients de biamplitude (Fig. 5.7b), de biphasé (Fig. 5.7c), de skewness de vitesse (Fig. 5.7d) et d'asymétrie en vitesse (Fig. 5.7e), représentées en fonction du nombre d'Ursell, suivent des tendances comparables aux mesures collectées sur plages naturelles (voir les Figures 2a et 2b, Ruessink et al. [2012]). Les courbes paramétriques **RU12** reproduisent donc qualitativement les variations des distributions de  $B_a$ ,  $B_p$ ,  $S_u$  et  $A_s$ . Cependant, la paramétrisation  $B_a^{\text{RU12}}$  sous-estime la majorité des mesures puisqu'elle s'écarte significativement des zones de déviation standard ( $\text{Err}_{RMS} = 0.3$ ), en particulier pour  $U_r < 0.5$  (zone d'eau profonde) et  $U_r > 4$  (zone d'eau peu profonde). La courbe

### 5.3 - Paramétrisation des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse pour les expériences en canal à houle

$B_p^{\text{RU12}}$  est associée à une erreur RMS de 0.37 mais décrit assez correctement les mesures<sup>8</sup>. La comparaison entre la courbe  $S_u^{\text{RU12}}$  et les mesures montrent que les skewness de vitesse sont significativement plus élevés dans le canal que sur les plages naturelles, excepté dans la zone autour de  $U_r = 1$ . Par ailleurs, les valeurs des coefficients  $A_s$  relatives aux plages naturelles sont comparables à celles mesurées dans le canal. Cette remarque n'est plus valable en eau peu profonde ( $U_r > 3$ ) où l'intensité des asymétries en vitesse est clairement supérieure dans le cas du canal.

Les Figures 5.7b–e permettent encore d'observer la répartition spatiale des non-linéarités des vagues dans l'espace de représentation défini en fonction du nombre d'Ursell. Les mesures des non-linéarités sont spatialement organisées, du fait de la continuité de la forme du profil de plage tout au long de l'expérience. Les mesures dérivées du capteur le plus au large sont réparties sur l'intervalle  $3.10^{-2} \leq U_r \leq 1$ , elles sont caractérisées par des coefficients d'asymétrie en vitesse quasi-nuls et des valeurs de skewness de vitesse maximales autour de  $U_r = 1$ . Ces valeurs traduisent, sans surprise, que dans la zone de levée la majorité des ondes de surface n'ont pas encore déferlé et que les processus d'interaction entre triplet de fréquences sont significatifs. En se rapprochant de la ligne d'eau, les mesures des non-linéarités se déplacent vers des valeurs du nombre d'Ursell  $> 1$  du fait de la diminution de la profondeur d'eau. Ces valeurs indiquent une augmentation (diminution) des coefficients d'asymétrie (skewness) en vitesse caractérisant ainsi des propriétés de vagues déferlées.

Bien qu'il existe des similitudes entre les courbes paramétriques **RU12** et les mesures en canal, les différences d'intensité des effets non-linéaires peuvent conduire, dans le cadre de notre approche numérique, à une sur-estimation des coefficients de friction intervenant dans les formulations de transport sédimentaire. C'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer une calibration spécifique des non-linéarités pour les mesures en canal. Leurs distributions caractéristiques suggèrent que la même famille de fonctions paramétriques implémentées dans la calibration **RU12** peut être utilisée dans le cadre de ces expériences. Ainsi, via le développement d'un outil de calibration non-linéaire, nous déduisons de nouvelles valeurs pour 1) les coefficients  $p_2$ ,  $p_3$  et  $p_4$  constituant la fonction Boltzmann sigmoid (bi-amplitude) et 2) les coefficients  $p_5$  et  $p_6$  de la fonction tangente hyperbolique (biphase). Une première étape de calibration permet de déterminer ces coefficients à partir de l'intégralité des données des séries A à D. Une seconde calibration est effectuée en considérant uniquement les mesures relatives à une série. L'objectif final sera de comparer des simulations morphodynamiques effectuées avec les calibrations **RU12** et celles spécifiques au canal. Le Tableau 5.3 résume l'ensemble des coefficients trouvés pour les différentes configurations de calibration.

La Figure 5.8 permet d'observer l'évolution temporelle des effets non-linéaires au

---

8. Dans ce cas, l'augmentation de l'erreur RMS est due à une dispersion des mesures plus importante que dans le cas de la distribution des valeurs de  $B_a$ .

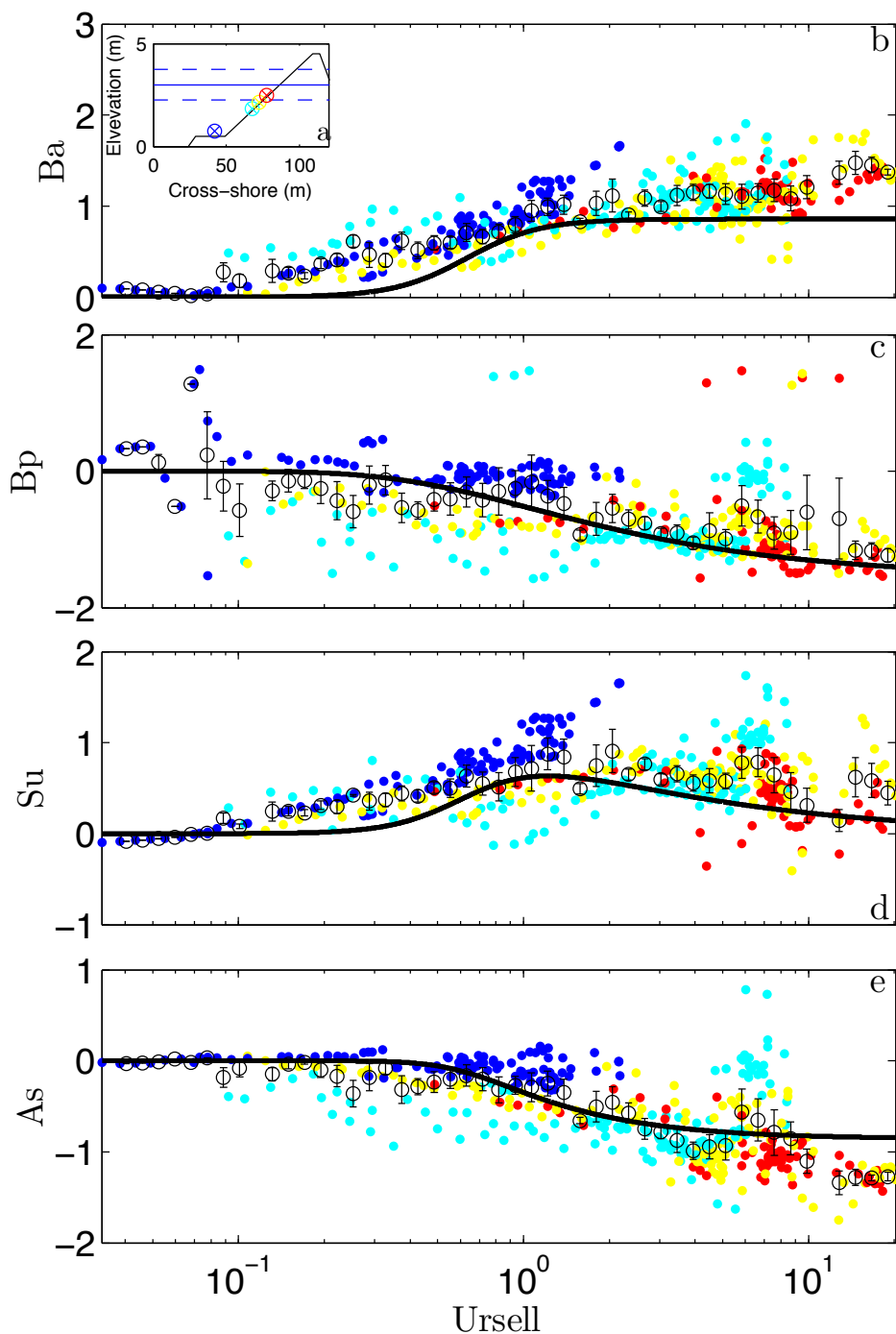


FIGURE 5.7 – Distribution des coefficients b) de biamplitude ( $B_a$ ), c) de biphas ( $B_p$ ), d) de skewness de vitesse ( $S_u$ ) et e) d'asymétrie en vitesse ( $A_s$ ), représentée en fonction du nombre d'Ursell ( $U_r$ ). Les couleurs des points de mesure sont associées aux positions cross-shore des capteurs de pression (PTs) et des courantomètres (EMs). Ils sont indiqués sur la Figure a) avec en noir le profil initial et en traits bleus les différents niveaux de marée. Les courbes noires représentent les fonctions paramétriques **RU12** et les cercles noirs sont les valeurs moyennes estimées sur des bins répartis logarithmiquement sur les valeurs prises par  $U_r$ . Les barres d'erreurs associées ont des longueurs équivalentes à une fois la déviation standard estimée sur les différents bins.

### 5.3 - Paramétrisation des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse pour les expériences en canal à houle

Fonction Paramétrique	Coefficients	Séries					
		RU12	A1-D7	A1-A8	B1-B2	C1-C2	D1-D7
Biamplitude	<b>p1</b>	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	<b>p2</b>	0.857	1.2749	1.241	0.927	0.851	0.757
	<b>p3</b>	-0.457	-0.6625	-0.665	-1.039	-0.621	-1.622
	<b>p4</b>	0.297	1.0054	0.297	0.297	0.297	0.297
Biphase	<b>p5</b>	0.815	0.8604	1.254	1.088	0.934	0.708
	<b>p6</b>	0.672	0.2867	0.481	0.538	0.562	0.258

TABLE 5.3 – Résumé des coefficients ajustables inclus dans les fonctions de calibration  $B_a$  et  $B_p$  trouvés via une méthode d'optimisation non-linéaire pour différentes conditions de calibration. Ces valeurs sont définies dans un intervalle de confiance estimé à 95%.

cours de l'expérience. Les mesures des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse sont isolées afin de déduire une courbe paramétrique spécifique pour chaque série. Ces courbes seront donc différentes des paramétrisations globales dérivées de l'ensemble des mesures.

#### Description des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse pour chaque série.

Pour la série A, les Figures 5.8a,b montrent une répartition spatiale des skewness et des asymétries en vitesse relativement régulière. Or, il est important de noter la séparation des valeurs de  $S_u$  et  $A_s$  regroupant les mesures relatives au capteur le plus au large et de celles des 3 autres capteurs situés dans la zone de surf. Cette particularité indique la localisation quasi-constante d'un point de déferlement autour de  $Ur = 1.5$ . Cette constatation est justifiée par un forçage constant et une décroissance continue de la profondeur d'eau du large vers la côte durant la série A. Ainsi, la forme des ondes de surface évolue progressivement d'une asymétrie purement horizontale (crêtes plus courte que les creux) vers une asymétrie mixte horizontale-verticale en eau peu profonde. De plus, une remarque très importante concerne l'influence du régime de houle sur le comportement des effets non-linéaires. Bien que la morphologie du profil ait changé durant cette série, nous distinguons clairement l'impact du changement de la période significative sur les non-linéarités des vagues. En effet, le passage d'un régime de mer de vent à un régime de swell provoque l'augmentation concomitante des valeurs de  $S_u$  et  $A_s$  typiquement constatée pour les capteurs situés en zone de surf. En résumé, les caractéristiques statistiques des non-linéarités des vagues mesurées durant la série A s'éloignent de celles observées en milieu naturel et cette spécificité semble jouer un rôle crucial dans la génération de la terrasse durant la sub-série A1 comme le montre les simulations présentées dans le paragraphe 5.4.2.

Contrairement à la série A, les courbes paramétriques spécifiques de  $S_u$  et  $A_s$



## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

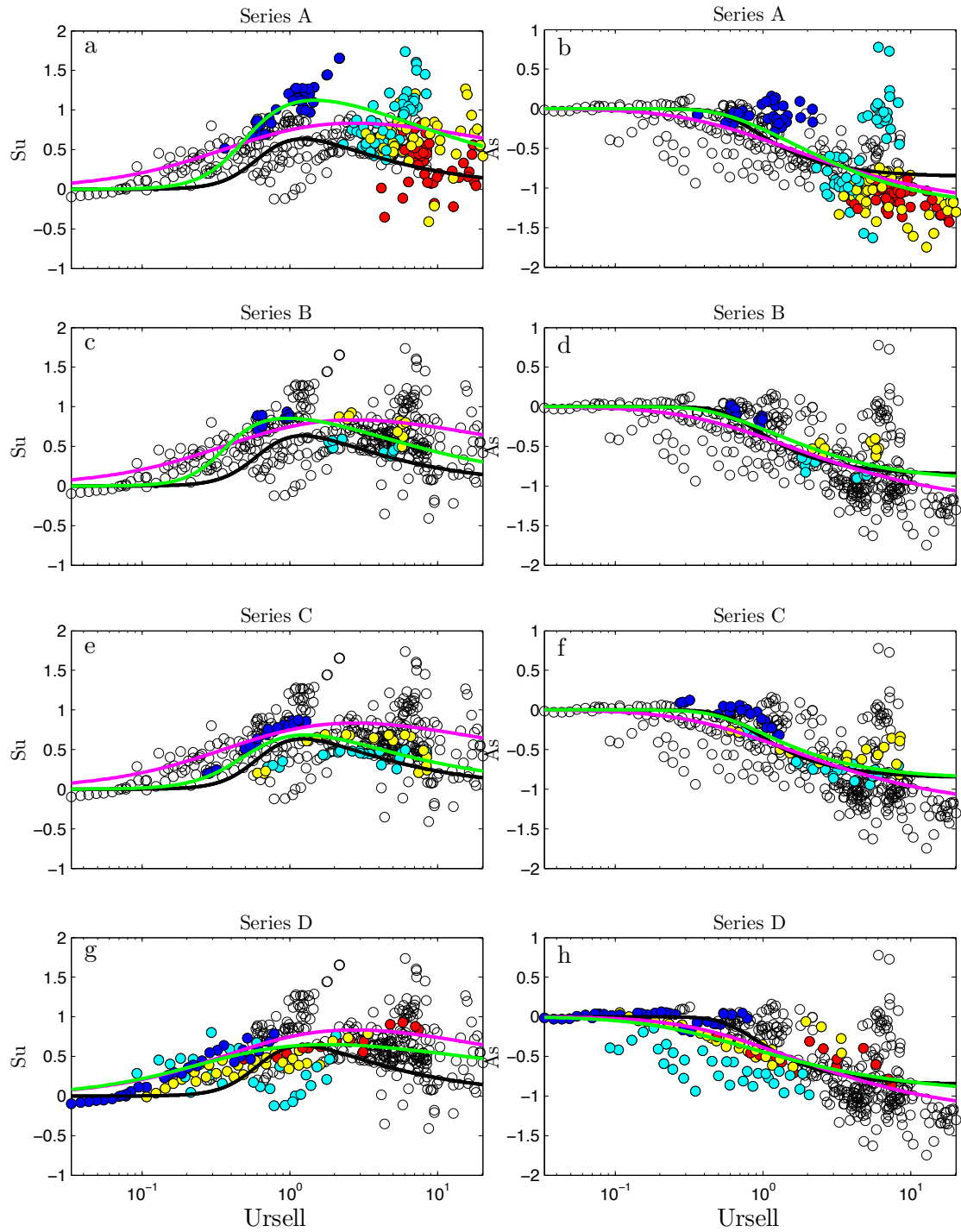


FIGURE 5.8 – Distributions des skewness de vitesse  $S_u$  et de l'asymétrie en vitesse  $A_s$  en fonction du nombre d'Ursell  $U_r$ . Les points de mesure sont indiqués par les cercles noirs, ceux de couleurs étant associés à la série a-b) A, c-d) B, e-f) C et g-h) D. La couleur des cercles respecte la nomenclature des couleurs précisée sur la Figure 5.7. Les courbes paramétriques **RU12** sont indiquées en noir, celles déduites des mesures des série A-D en magenta et celles spécifiques à chaque série en vert.

relatives aux séries B et C convergent vers les courbes paramétriques **RU12** (voir Fig 5.8c-e). En effet, dans ces deux séries, la majorité des valeurs de  $S_u$  et  $A_s$  sont relativement

### 5.3 - Paramétrisation des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse pour les expériences en canal à houle

proches de celles mesurées sur plages naturelles en particulier dans la zone de surf. La zone de levée fait l'exception puisque celle-ci est caractérisée par des valeurs de skewness de vitesse supérieures à 0.5. De façon générale, les séries B et C sont caractérisées par des distributions des effets non-linéaires présentant des variations similaires. Pour cause, ces séries sont associées aux mêmes conditions de forçage ainsi qu'à des profils de plage dont les morphologies sont comparables. Or, il est important de remarquer l'étalement des effets non-linéaires sur l'axe  $Ur$  durant la série C qui est la conséquence des variations du plan d'eau reproduisant un cycle de marée. Ainsi, à marée basse ( $Ur > 4$ ), les capteurs de la zone de surf enregistrent des intensités de  $S_u$  et  $A_s$  supérieures à celles collectées durant les niveaux d'eau moyen les plus hauts ( $Ur < 1$ ).

Dans la série D, 70% des données se situent dans l'intervalle  $0 < Ur < 1$  et sont typiquement caractérisées par des intensités de skewness et d'asymétrie en vitesse supérieures aux celles présent par la courbe paramétrique **RU12** (Figure 5.8g,h). Ces données contribuent en grande partie à élaborer la paramétrisation globale des non-linéarités dans cet intervalle. Par ailleurs, la concentration des données dans la partie  $0 < Ur < 1$  contraste avec la distribution des non-linéarités mesurées durant la série A. Les niveaux d'eau moyens durant la série D étant les plus élevés cela explique la répartition des données autour des faibles valeurs du nombre d'Ursell. Enfin, comme pour la série A, l'augmentation des périodes s'accompagne d'une augmentation de l'intensité des effets non-linéaires.

#### 5.3.2 Synthèse et discussion autour de la validité de la paramétrisation **RU12** dans le cadre d'expériences en canal à houle

L'étude de Ruessink et al. [2012] a mis en évidence une dépendance des valeurs de  $S_u$  avec les effets dispersifs de la houle. Par conséquent, les auteurs montrent que la calibration **RU12** des skewness de vitesse, essentiellement dérivée de mesures enregistrées durant des conditions de mer de vent, sous-estime les valeurs de  $S_u$  relatives à un régime de houle caractérisé par un spectre directionnel étroit. Cependant, cette dépendance n'affecte pas l'intensité des coefficients d'asymétrie en vitesse. Finalement, en extrapolant leurs analyses, les auteurs suggèrent que cette dépendance serait d'autant plus marquée dans un contexte d'expérience en canal à houle. Ce questionnement apparaît comme fondamental dans le cadre de la morphodynamique des plages.

L'analyse du jeu de données constitué des coefficients de biamplitude, de biphasé, de skewness et d'asymétrie en vitesse, a permis de conforter les thèses de Ruessink et al. [2012]. Les valeurs de  $S_u$  relatives au canal surestiment la courbe paramétrique **RU12** lorsque  $Ur \geq 0.1$ , c'est à dire de la zone de levée jusque dans la zone de surf interne. Nous notons que cette limite diffère avec les données Duck94 présentées dans Ruessink et al. [2012] qui sur-estime la courbe **RU12** uniquement pour  $Ur > 0.8$  (voir Fig.5a dans

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

---

Ruessink et al. [2012]). En canal à houle, les inter-actions entre triplet de fréquences, à l'origine de la déformation des ondes de surface, semblent intervenir à des profondeurs d'eau plus importante qu'en milieu naturel. Cette remarque est en accord avec la théorie proposée par Janssen [2006]. Celle-ci suppose que l'énergie des vagues est dans un premier temps transférée via des phénomènes dispersifs le long des crêtes de vague puis, d'un point de vue fréquentiel, est transférée de la fréquence pic vers ses harmoniques supérieures. Dans le cadre d'expériences en canal, l'énergie de la houle est focalisée autour d'une direction de propagation et les phénomènes dispersifs sont nuls. Ainsi, une plus grande quantité d'énergie est transmise via les inter-actions entre triplet de fréquences, ce qui se traduit par des intensités de skewness de vitesse plus élevées qu'en milieu naturel pour une même profondeur d'eau. Contrairement à l'étude de Ruessink et al. [2012], les coefficients d'asymétrie en vitesse sur-estiment la courbe paramétrique **RU12** pour  $U_r > 3$  (eau peu profonde). Ce résultat peut découler des mêmes procédés agissant sur les skewness de vitesse. Nous pouvons supposer également que la pente de plage est également un facteur à prendre en compte puisque son inclinaison agit sur le type de déferlement. En effet, dans le cas de cette expérience, la pente prononcée du haut plage provoque des déferlements plongeants dont la géométrie se caractérise par une asymétrie verticale extrême.

Les courbes paramétriques **RU12** reproduisent les variations des effets non-linéaires mesurés dans le canal mais sous-estiment en grande partie leurs intensités. Il est donc important de représenter de façon réaliste ces paramètres puisqu'ils jouent un rôle clé dans notre approche numérique en conditionnant les flux de sédiments dirigés vers la côte.

### 5.4 Analyses physiques et morphodynamique de la série A

En milieu naturel, la dynamique non-linéaire de l'évolution du fond est couplée au forçage externe instationnaire ce qui complexifie l'interprétation du rôle d'un paramètre hydrodynamique dans l'évolution spatio-temporelle du système plage [Pape and Ruessink, 2008]. C'est pourquoi le contrôle du forçage dans les expériences en canal à houle permet d'identifier les paramètres hydrodynamiques clés à l'origine des principaux changements morphologiques du profil plage. En particulier, le lien entre le changement de période des vagues et sa conséquence sur la dynamique du profil est une problématique qui ne peut-être abordée que par des modèles physiques ou numériques. Les travaux de Grasso et al. [2011] ont notamment abordé cette problématique dans le cadre d'expériences en canal à houle à échelle réduite. Les auteurs montrent que pour les mêmes conditions statistiques de hauteur de vagues, l'augmentation de la période des vagues provoque une transition radicale de l'orientation du flux net de sédiments de la côte vers le large. Ce

changement de période force le basculement d'une séquence d'accrétion vers une séquence d'érosion du haut de plage. De plus, Grasso et al. [2011] montrent que dans le cas de périodes longues, le flux net de sédiments dirigé vers le large est lié à des valeurs de skewness de surface importantes dues à l'augmentation de la période.

### 5.4.1 Réponse du profil de plage face à un changement de période des vagues

Afin de mieux comprendre le rôle des processus hydro-sédimentaires impliqués dans l'évolution des profils de plages, nous avons mené une analyse physique similaire à celle présentée dans Grasso et al. [2011], en utilisant les données acquises durant la série A. Le choix de cette séquence est justifié par des réponses morphodynamiques contrastées du profil avant et après un changement de régime de houle.

#### Conditions de forçage durant la série A

La série A se décompose en 51 runs d'une durée supérieure à 10 minutes, les autres, de durées plus courtes ( $< 5$  minutes), sont négligés car elles correspondent à des dysfonctionnements techniques (notamment durant la sub-série A5). L'initialisation de cette série définit le début de l'expérience en partant d'un profil de plage plat de pente de 1 : 15 spécifié dans la partie 5.1.1. Cette série se caractérise par deux régimes de vagues : 1) un régime de mer de vent, durant les sub-séries A1-A4, caractérisé en moyenne par  $H_{1/3} = 0.78$  m et  $T_{1/3} = 7.5$  s et 2) un régime de swell, durant les sub-séries A6-A8, caractérisé en moyenne par  $H_{1/3} = 0.73$  m et  $T_{1/3} = 10.5$  s. Ces deux phases s'échelonnent sur une période d'environ 15 heures (Fig. 5.9a,b). La hauteur moyenne au large reste constante et égale à 2.5 m durant l'intégralité de la série A (Fig. 5.9c). Au contraire, la hauteur d'eau moyenne dans le lagon varie entre 1.2 et 3.9 m suivant les sub-séries (Fig. 5.9c).

#### Analyse morphologique des profils de plages durant les sub-séries A1–A4

D'après la classification de Masselink and Short [1993] la première phase de la série A (sub-séries A1–A4) est définie par un nombre de Dean<sup>9</sup>  $\Omega = 2.66$  et un  $RTR = 0$  (pas de marnage), définissant un profil de plage intermédiaire cependant proche d'un état de plage réfléchif (i.e, plage à terrasse). L'évolution morphologique du profil durant cette première phase confirme la fiabilité de ce modèle conceptuel puisqu'en fin de série A4 le profil révèle une rupture de pente délimitant un haut de plage réfléchif et une zone de terrasse peu développée (Fig 5.10 A4).

---

9. le nombre de Dean  $\Omega$  est défini tel que  $\Omega = \frac{H_{s,0}}{T_p w_s}$ , avec  $H_{s,0}$  la hauteur significative des vagues au niveau du batteur.

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

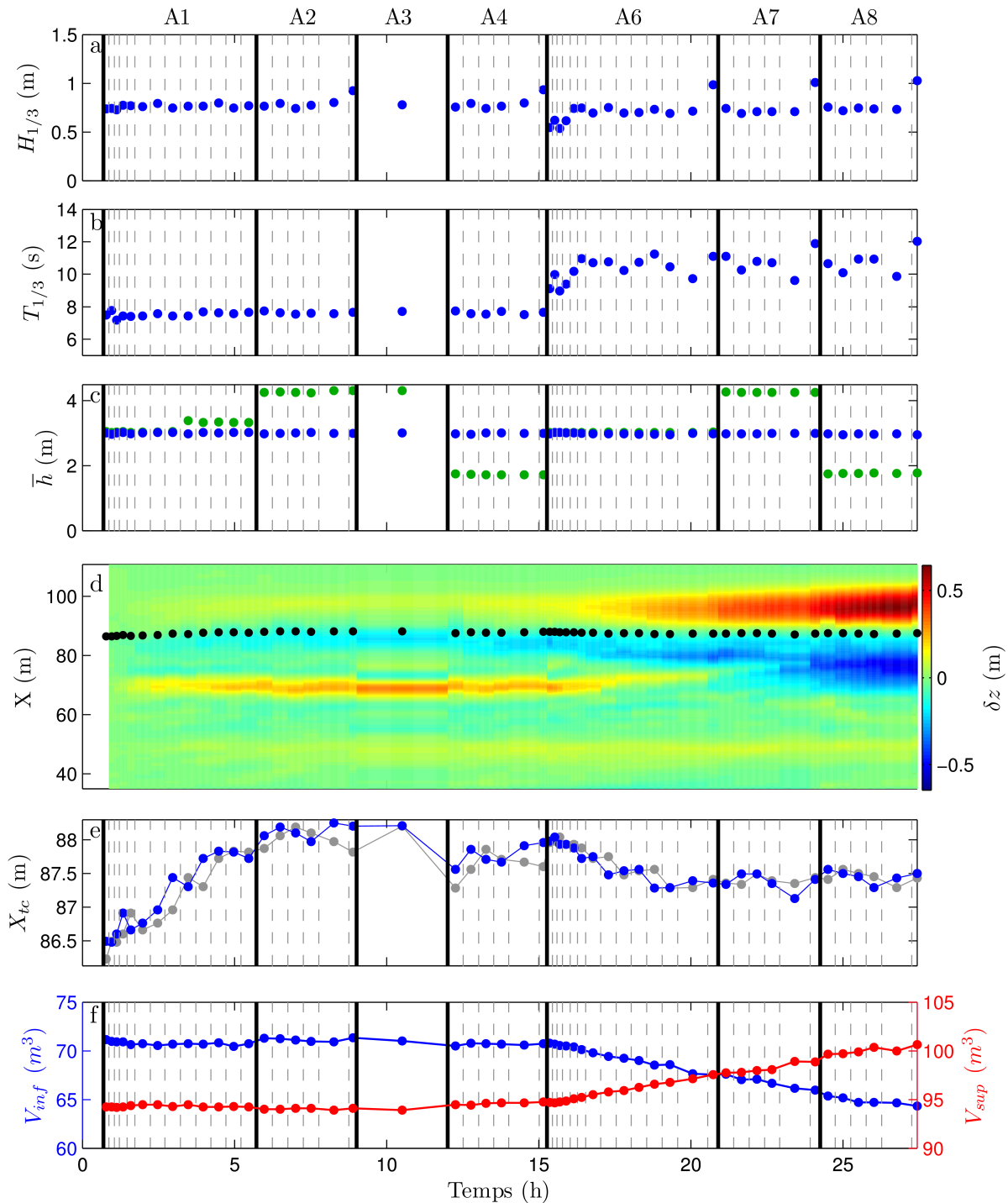


FIGURE 5.9 – Conditions de forçage au large décrivant a) les hauteurs statistiques des vagues ( $H_{1/3}$ ), b) la période pic ( $T_{1/3}$ ), c) la hauteur d'eau moyenne  $\bar{h}$  (ronds bleus), les ronds verts indiquent le niveau d'eau moyen dans le lagon. d) Evolution spatio-temporelle de la perturbation du fond relative au profil initial, e) positions du trait de côte en début (trait gris) et en fin (trait bleu) de chaque run et f) volume de sédiments estimé dans la partie inférieure (trait bleu) et supérieure (trait rouge) du profil. La référence temporelle correspond au cumul des durées de chaque run.

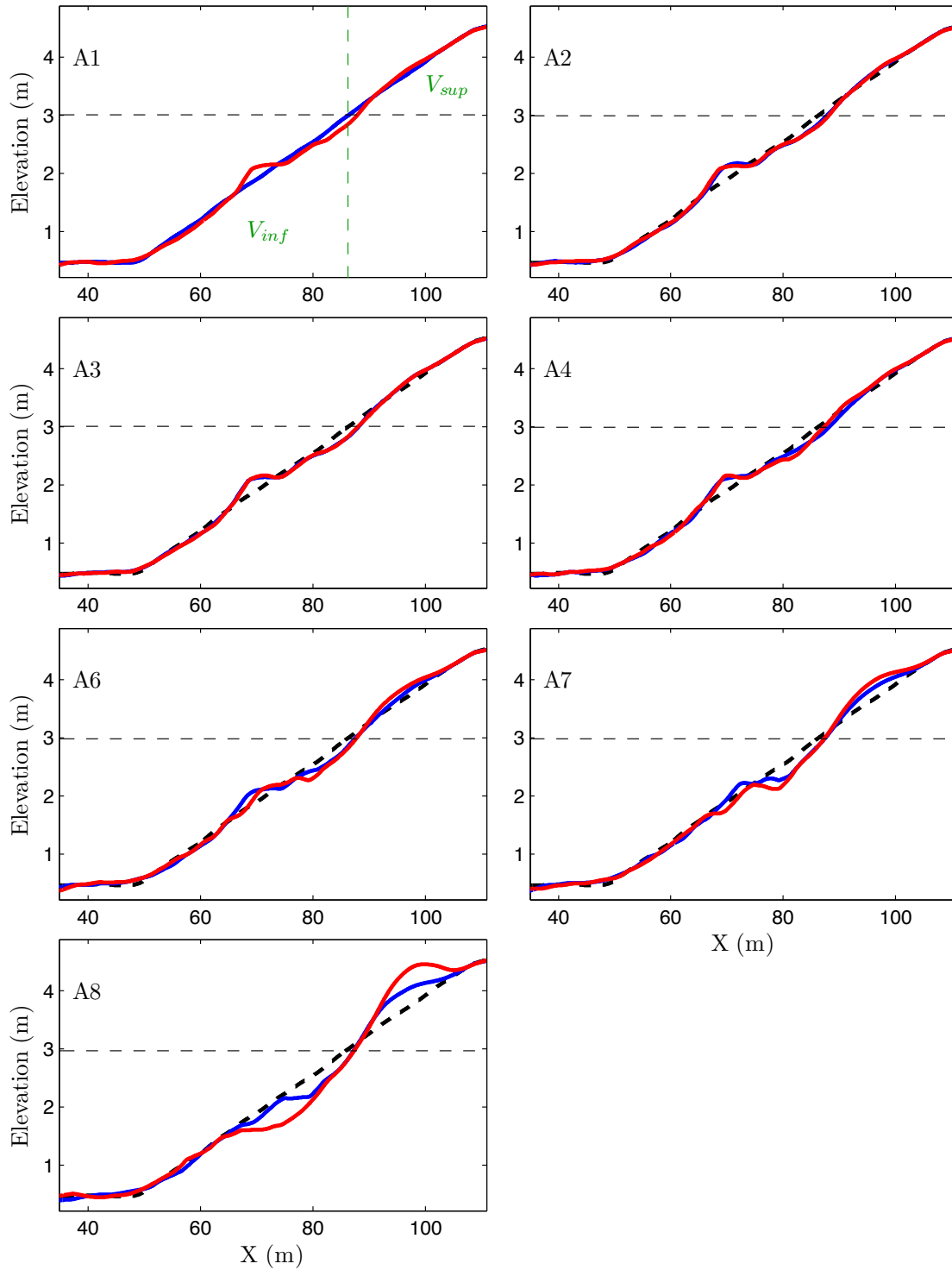


FIGURE 5.10 – Représentation des profils filtrés en début (traits bleus) et en fin (traits rouges) de chaque sub-série. Le profil initial est indiqué en traits pointillés épais et le niveau d'eau moyen durant la série A est représenté en traits pointillés fins. Le trait pointillé vert indique la séparation entre la partie inférieure et la partie supérieure du profil suivant la définition donnée dans la partie 5.2.2.

La sub-série A1 met en évidence la formation d'une terrasse entre  $60 < X < 80$  m à une profondeur d'eau d'environ 80 cm associée à un recul du trait de côte de plus de 1.0

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

---

m. Par la suite, la position et la forme de la terrasse restent relativement stationnaires durant cette première phase (Figure 5.10.(A1-A4)). Les taux de variations du profil de plage sont les plus importants durant les premiers runs de la série A1 ( $V_m = 4.5$  m/h), puis se stabilisent autour d'une vitesse de 2.0 m/h au cours des runs successifs (Figure 5.11a). C'est également ce que confirme l'évolution de la perturbation du fond (figure 5.9d) qui est marquée par un motif d'accrétion/érosion quasi-constant durant la phase post-générescence de la terrasse ( $T > 5$  h). En particulier, deux zones sont remarquables, l'une relative à la formation de la terrasse définie par un  $\delta z > 0$  et l'autre à l'érosion du haut de plage définie par un  $\delta z < 0$ . Nous notons que les taux de variations des profils relatifs aux derniers runs des sub-séries A2 et A4 sont clairement plus importants ( $V_m = 9.5$  m/h). Ces derniers sont caractérisés par une houle bichromatique, dont les valeurs  $H_{1/3}$  sont supérieures à celles des autres runs qui sont forcés par des houles aléatoires. Cette remarque est importante car elle montre la réponse quasi-instantanée du profil face à une augmentation de l'énergie des vagues.

La dynamique du haut de plage se caractérise essentiellement par l'augmentation de l'angle de pente associé au recul du trait de côte d'environ 1.5 m en fin de série A4 (figure 5.9e). Au cours de cette première phase, la vitesse de variation du trait de côte oscille autour de 0 m/h puis se stabilise durant les derniers runs de la sub-série A4, ce qui est caractérisé par une diminution de la variance de  $V_{x_{tc}}$  de l'ordre de 15% (figure 5.11b). L'évolution du trait de côte est donc ici un marqueur de la convergence du haut de plage vers un état quasi-stationnaire. La position du trait de côte est extrêmement sensible aux conditions énergétiques, en effet, durant le forçage par des houles bichromatiques, sa vitesse de variation atteint un maximum de 1.5 m/h.

Les volumes de sédiments de la partie inférieure et supérieure du profil sont quasi-constants durant les sub-séries A1–A4, indiquant que le flux net de sédiments à l'interface entre ces deux compartiments est quasi-nul (figure 5.9f). De ce fait, les variations principales du profil durant cette première phase sont le résultat d'un remaniement des sédiments dans la partie inférieure et supérieure du profil. Nous discuterons notamment des processus hydro-sédimentaires à l'origine de la formation de la terrasse durant la sub-série A1.

### Analyse morphologique des profils de plages durant les sub-séries A6–A8

La deuxième phase de la série A est définie par un nombre de Dean  $\Omega = 1.8$  (diminution induit par l'augmentation de la période) et un  $RTR = 0$  définissant un profil de plage caractérisé par un haut de plage réfléchif et une rupture de pente délimitant le commencement d'une terrasse plus étendue qu'en fin de série A4 (Fig. 5.10 A8). Le changement en valeur de  $\Omega$  caractérise la transition entre les deux régimes de houles et impacte l'ensemble du profil. Cette séquence peut constituer une phase morphodynamique

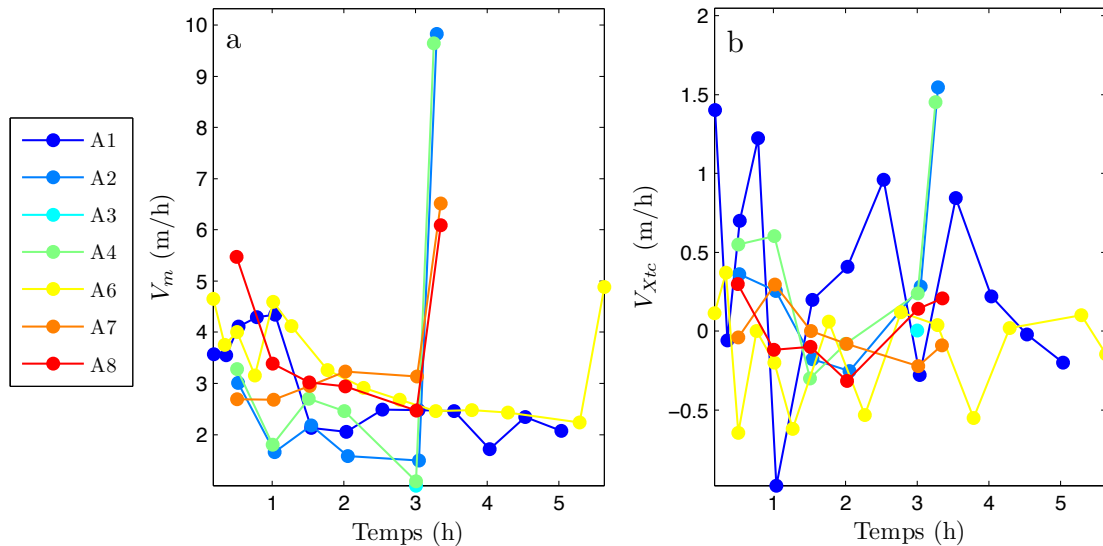


FIGURE 5.11 – a) Vitesse de variation du profil dans son intégralité et b) Vitesse de variation de la position du trait de côte, pour chaque run des sub-séries A1 à A8.

complémentaire du modèle conceptuel de Masselink and Short [1993].

Sous des conditions de vagues plus énergétiques, les taux de variations du profil sont plus élevés que durant la première phase. La configuration d'un profil réfléchif est clairement atteinte à la fin de la sub-série A7 ( $T > 24$  h), avec une terrasse plus étendue qui est rattachée à un haut de plage de pente 1 : 10 (Fig. 5.10.A7) au sommet duquel se développe une berme entre  $90 < X < 100$  m. L'évolution temporelle du motif de la perturbation du fond contraste avec celui obtenu durant les sub-séries A1–A4. Ce dernier montre une zone d'érosion plus étendue évoluant simultanément avec une zone d'accrétion en haut de plage relative à la construction de la berme. Suite au changement de régime de houle, cette dynamique est de plus favorisée par l'augmentation du niveau d'eau au dessus de la terrasse, concentrant davantage d'énergie sur le haut plage, ce qui provoque une augmentation de l'extension verticale des swash. Ainsi, nous constatons une accélération dans la construction de la berme pendant les sub-séries A7 et A8, respectivement caractérisées par des vitesses d'évolution de 0.04 m/h et 0.08 m/h. Contrairement à la première phase, la position du trait de côte reste quasi-stationnaire du milieu de la sub-série A6 jusqu'à la fin de la sub-série A8 et ce malgré une augmentation continue de la pente du haut de plage. Dans cette phase de construction de berme, le trait de côte se comporte comme un point de rotation autour duquel la pente du haut de plage pivote.

L'augmentation de la période des vagues engendre une évolution instantanée de l'ensemble du profil qui est clairement visible au niveau des variations des volumes de sédiments  $V_{inf}$  et  $V_{sup}$ . Ces variations sont identiquement opposées (figure 5.11f). Le même volume de sédiment est respectivement perdu et acquis par la partie inférieure



## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

---

et supérieure du profil de façon quasi-synchrone. Dans ces conditions, le flux net de sédiments à l'interface entre ces deux compartiments est dirigé vers le bord, à la différence de la première phase ( $\Omega = 2.66$ ). Ce transport net de sédiments vers le haut de plage est le résultat de l'action combinée de deux processus hydrodynamiques, liés à l'asymétrie des vagues en zone de surf interne et à la dynamique du jet de rive en haut de plage. Ce processus de création de berme alimenté par des sédiments provenant de la zone de surf interne correspond au modèle conceptuel proposé par Weir et al. [2006], en particulier le mode 1 qui concerne l'évolution verticale de la berme. Finalement, les volumes  $V_{inf}$  et  $V_{sup}$  se stabilisent en fin de sub-série A8, ce qui confirme une convergence vers un état de profil en équilibre avec les conditions hydrodynamiques.

Dans cette séquence, l'impact du niveau d'eau dans le lagon sur la dynamique du profil semble être négligeable devant l'impact d'un changement de régime de houle. En effet, malgré les variations de pressions dans la barrière, aucune variation significative, tant sur les volumes de sédiments que sur la position du trait de côte, est constatée lors d'un changement brutal du niveau d'eau dans le lagon.

### 5.4.2 Mécanismes hydro-sédimentaires à l'origine de la formation de la terrasse durant la sub-série A1 : Analyses physiques et simulations numériques

La convergence entre les flux sédimentaires dirigés vers le bord induit par les asymétries des vagues et ceux dirigés vers le large générés par le courant de retour peut expliquer la formation de barres sableuses d'avant côte [*e.g* Roelvink and Stive, 1989, Mariño-Tapia et al., 2007b]. Or, dans le cadre d'expériences en canal à houle, Grasso et al. [2011] montrent, sous certaines conditions de forçage (ex : Expérience 2 ( $H_s = 16\text{cm}$  et  $T_p = 3\text{s}$ ), [Grasso et al., 2011]), que le flux net de sédiment dirigé vers le large, alimentant la formation d'une barre au large, n'est pas induit par le courant de retour. En réalité, l'analyse des distributions cross-shore des non-linéarités de surface, du courant de retour et du rapport  $\theta_c/\theta_t$  (voir figure.6 dans Grasso et al. [2011]) prouve que le flux net de sédiments orienté vers le large résulte de la combinaison de deux facteurs : 1) des conditions de *sheet-flow* et 2) des skewness de surface  $> 1$ . Ces conditions favorisent la génération des effets de *phase-lag* à l'origine du transport net de sédiments dans la direction opposée au sens de propagation des vagues. Ainsi, dans le cas particulier de cette expérience, la formation de la barre au large résulte de la convergence de flux sédimentaires induits uniquement par les effets des non-linéaires des vagues.

Les effets de *phase-lag* peuvent être observés sous des régimes de *rippled-flow* ou de *sheet-flow*. Selon les critères de Soulsby [1997], la limite entre ces deux régimes de transports sédimentaires peut être caractérisée par deux conditions : 1) si le facteur de mobilité  $\psi > 200$  ou 2) si le nombre de Shields  $\theta_c > 0.8$ . Par la suite, si des conditions de *sheet-flow* sont vérifiées alors, en se basant sur le critère de Dohmen-Janssen et al. [2002],

les effets de *phase-lag* peuvent être significatifs si  $P_s > 0.038$ , critère valable pour des sédiments caractérisés par un  $d_{50} > 210\mu\text{m}$ . De plus, Ruessink et al. [2009b] montrent que les effets de *phase-lag* sont d'autant plus marqués pour des sédiments fins à moyens ( $\leq 250\mu\text{m}$ ), des périodes  $T_p < 7$  s ou encore lorsque la variance des vitesses est élevée. L'approche énergétique de Bailard [1981], qui suppose le transport sédimentaire en phase avec les vitesses orbitales, ne peut en aucun cas représenter la contribution des effets de *phase-lag* dans les formulations de transport. Par conséquent, cette remarque signale une limite d'application de notre modèle d'évolution de profil de plage à des cas où ce mécanisme est négligeable.

La formation de la terrasse durant la sub-série A1 est ici analysée en suivant le protocole décrit dans Grasso et al. [2011]. Le but est d'identifier les processus hydro-sédimentaires cross-shore impliqués dans cette dynamique afin de répondre aux questions suivantes :

- I **Est-ce-que le mécanisme décrit par Grasso et al. [2011] peut expliquer la formation de la terrasse ?**
- II **Dans le cas contraire, est-ce-que le paradigme du point de déferlement suffit à expliquer la formation de la terrasse ?**
- III **Si non, ultime question, est-ce-qu'un autre mécanisme peut expliquer cette formation ?**

La figure 5.12 montre que seulement 4.5% des mesures de surface libre enregistrées durant la série A mettent en évidence un régime de *sheet-flow* et que les effets de *phase-lag* sont complètement inhibés. Ce résultat confirme que pour des périodes longues ( $T_p > 7\text{s}$ ) et des sédiments grossiers ( $d_{50} > 300\mu\text{m}$ ) le transport de sédiments est globalement en phase avec le mouvement orbital. A titre de comparaison, nous avons réitéré les calculs en considérant un sédiment caractérisé par un  $d_{50} = 180\mu\text{m}$  (taille de sédiment composant la plage de Noordwijk, Pays-bas). Les résultats montrent que pour les mêmes conditions de vagues, 42% des mesures de surface libre enregistrées durant la série A indiqueraient un régime de *sheet-flow* sans qu'aucun effet de *phase-lag* soit observé. De ce fait, malgré une hypothétique diminution de la taille des grains de presque 60%, les périodes de vagues générées durant la totalité de l'expérience sont par conséquent trop grandes pour autoriser des effets de *phase-lag*. Ainsi, le mécanisme décrit par Grasso et al. [2011] ne peut être à l'origine de la formation de la terrasse dans le cadre de cette expérience.

La figure 5.13 montre clairement la formation de la terrasse au point de déferlement entre  $65 < X < 70\text{m}$ . La zone de shoaling ( $50 < X < 65\text{m}$ ) est marquée par une augmentation de  $Sk_\eta$  dont le maximum est inférieur à 1 (figure 5.13b). Au point de déferlement, les skewness de surface subissent une décroissance quasi-instantanée qui s'accompagne de valeurs d'asymétrie déjà élevées ( $As_\eta > 1$ ) et en légère augmentation dans la zone de surf interne (figure 5.13c). La profondeur d'eau étant continuellement décroissante, cette distribution spatiale des non-linéarités n'est pas surprenante. Le

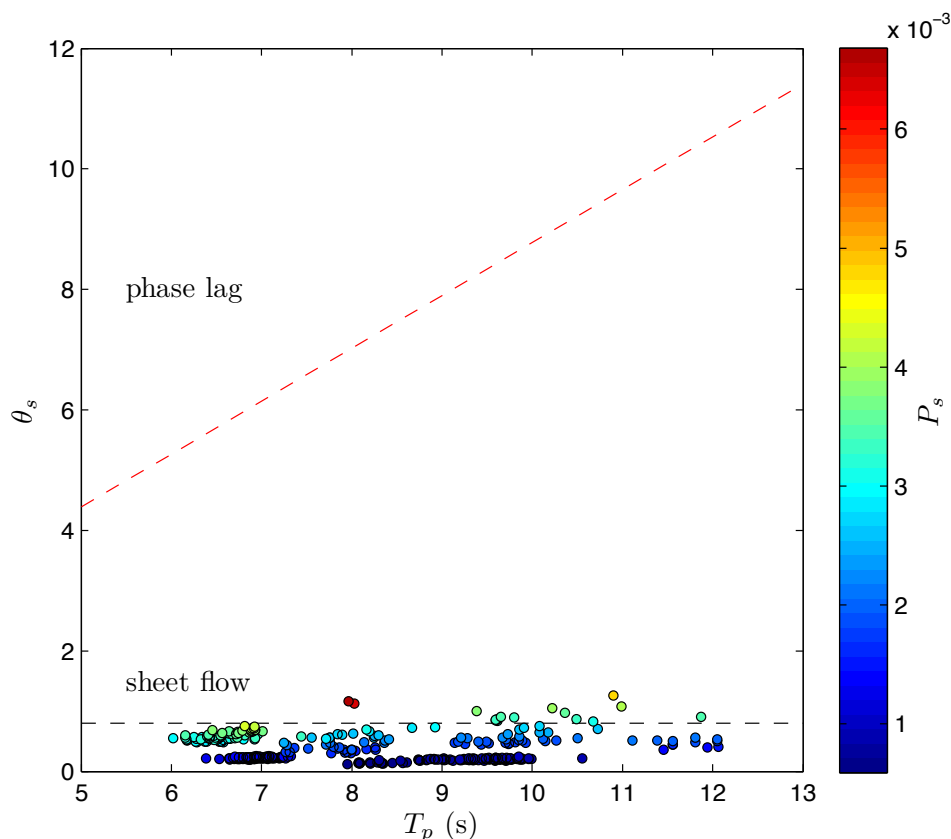


FIGURE 5.12 – Distribution des valeurs de  $P_s$  en fonction de la période significative et du nombre de shields dérivés de tous les capteurs durant la série A. L'iso-ligne noire représente la limite au-dessus de laquelle le régime de *sheet-flow* est établi [Soulsby, 1997]. L'isoligne rouge représente la limite au dessus de laquelle l'effet de *phase-lag* est significatif dans le cas d'un  $d_{50} = 430\mu\text{m}$  [Dohmen-Janssen et al., 2002].

courant de retour est particulièrement intense dans la zone de surf ( $\bar{U} > 0.2$  m/s) avec un maximum se déplaçant vers le large au cours de la formation de la terrasse (figure 5.13g). La distribution cross-shore du flux net de sédiments, moyennée sur les runs A1\_01 – A1\_13, montre un motif de convergence de flux entre  $60 < X < 85$  m qui renforce le fait que la théorie du point de déferlement peut expliquer cette séquence de formation de la terrasse. En effet, au large de celle-ci, le flux est positif (dirigé vers le bord) avec une intensité relativement faible devant le flux négatif localisé immédiatement après le point de déferlement. On note que le haut du profil ( $X > 85$  m) est caractérisé par un flux net de sédiments positifs en lien avec la formation concomitante de la berme. Si les effets de *phase-lag* sont clairement négligeables, le transport net vers le large peut par conséquent être associé à la présence d'un courant de retour intense. Enfin, le flux positif au large de la terrasse est en lien avec l'augmentation des valeurs de skewness et d'asymétrie de surface. Afin d'appuyer le fait que la formation de la terrasse peut s'expliquer par la théorie du point de déferlement nous confrontons le modèle 1DBeach à cette séquence.

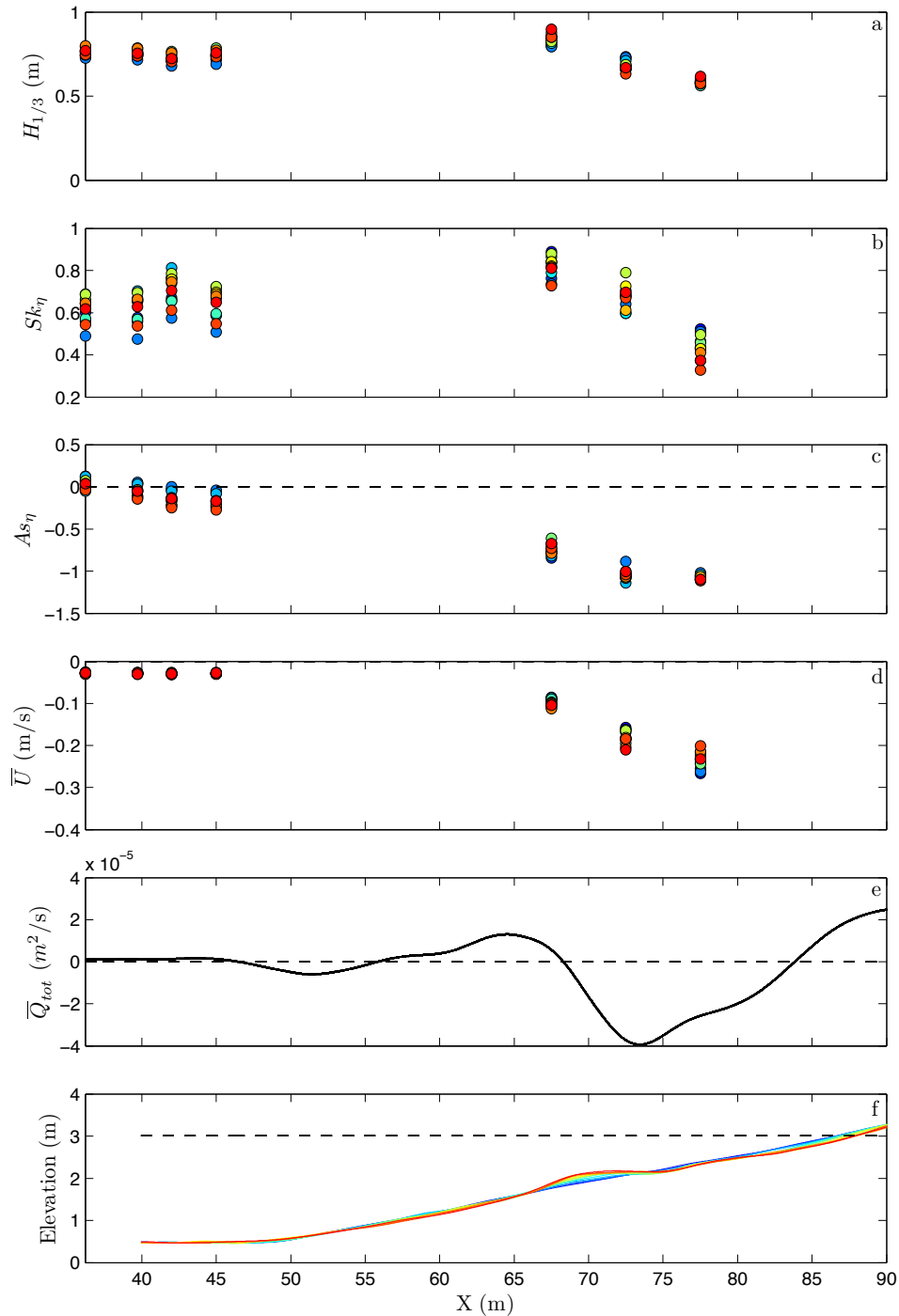


FIGURE 5.13 – Distribution cross-shore a) des hauteurs significatives des vagues ( $H_{1/3}$ ), b) des skewness des ondes de surface ( $Sk_{\eta}$ ), c) de l'asymétrie des ondes de surface ( $As_{\eta}$ ), d) du courant de retour ( $\bar{U}$ ), e) du flux net de sédiments moyenné sur l'ensemble des runs A1\_01 à A1\_13 ( $\bar{Q}_{tot}$ ) et f) de l'élévation du fond après un filtrage passe-bas. Les couleurs, des points de mesures (a–d) et des profils (f) évoluent du bleu vers le rouge et sont associées aux runs A1\_01 à A1\_13.

### Configuration et calibration du modèle

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

---

Le profil initial de l'expérience est interpolé sur une grille régulière de pas d'espace 0.3 m en conservant le même repère que l'expérience physique. La condition limite relative au forçage initial est appliquée en  $X = 40$  m. Elle correspond à la série temporelle des valeurs  $H_{1/3}$ ,  $T_p$ ,  $\bar{h}$  moyennées sur les capteurs de pression situés entre  $36 < X < 45$  m puis interpolées toutes les 180 s. Un diamètre de grain  $d_{50} = 430\mu\text{m}$  est appliqué uniformément sur l'ensemble du profil. L'évolution du fond est calculée du point le plus au large du profil jusqu'au point de grille satisfaisant le critère  $Tp\sqrt{\frac{g}{h}} \geq 40$ . Or, comme le profil est fortement pentu, la zone de dissipation maximale des vagues se localise proche du bord et est à l'origine d'un courant de retour intense dans cette zone. Ceci se répercute sur l'intensité des flux sédimentaires provoquant l'émergence d'instabilités numériques sur le profil. Ainsi, pour éviter ce problème, nous réduisons le domaine de calcul suivant le principe décrit dans la partie 3.7.4.

Le modèle est optimisé sur la zone de formation de la terrasse entre  $60 < X < 80$  m. Les paramètres ajustables correspondent aux coefficients de friction des différents modes de transports sédimentaires. Le paramètre de retard au déferlement n'est pas utilisé puisque son effet est intrinsèquement lié à la présence de barres sableuses fortement développées. Le modèle est configuré suivant la méthode décrite dans le paragraphe 3.9, à l'exception que nous utilisons la paramétrisation des coefficients de skewness et d'asymétrie dérivée des mesures de vitesse relatives à la série A. La procédure d'optimisation montre qu'une distance de coupure  $L_x = 7$  m est nécessaire afin d'obtenir une prédiction correcte de la formation de la terrasse. Cette configuration du modèle sera notée **BARDEX-A1-SkAs** dans la suite.

### Validation des modules hydrodynamiques

Les simulations des hauteurs de vagues et du courant de retour par le modèle 1DBeach sont comparées aux mesures. Pour chaque run simulé, les calculs sont réalisés à partir des mêmes conditions de forçage présentées Figure 5.9a-c et du profil moyen dérivé de deux profils mesurés consécutivement. Pour comparer les capacités du module de vague de 1DBeach les mêmes calculs sont menés avec le modèle spectral SWAN.

Les Figures 5.14a,b présentent la comparaison des valeurs de  $H_s$  simulées par les modèles SWAN et 1DBeach avec les mesures issues des 5 capteurs de pression situés entre  $42 < X < 77.5$  m. Les deux modèles simulent des valeurs  $H_s$  qui sont en accord avec les mesures. En effet, les coefficients de corrélation  $r^2$  estimés entre les valeurs simulées et mesurées sont respectivement de 0.9 et 0.88 pour les modèles SWAN et 1DBeach. De plus, la véracité de ces coefficients est assurée par la faible dispersion des points modèle/mesures autour de la droite identité, vérifiée par les coefficients suivant :  $\epsilon_{rms}^{Swan} = 0.05$  et  $\epsilon_{rms}^{1DB} = 0.04$ . Nous notons cependant que les valeurs de  $H_s$  en zone de levée sont mieux décrites par le modèle SWAN alors que celles relatives à la zone de surf

sont mieux représentées par le modèle 1DBeach. Dans le contexte d'expériences physiques en canal, les résultats du modèle de vagues à phase moyennée implémenté dans 1DBeach sont comparables à ceux du modèle SWAN (en mode 1D) et ce sans la nécessité d'une paramétrisation supplémentaire.

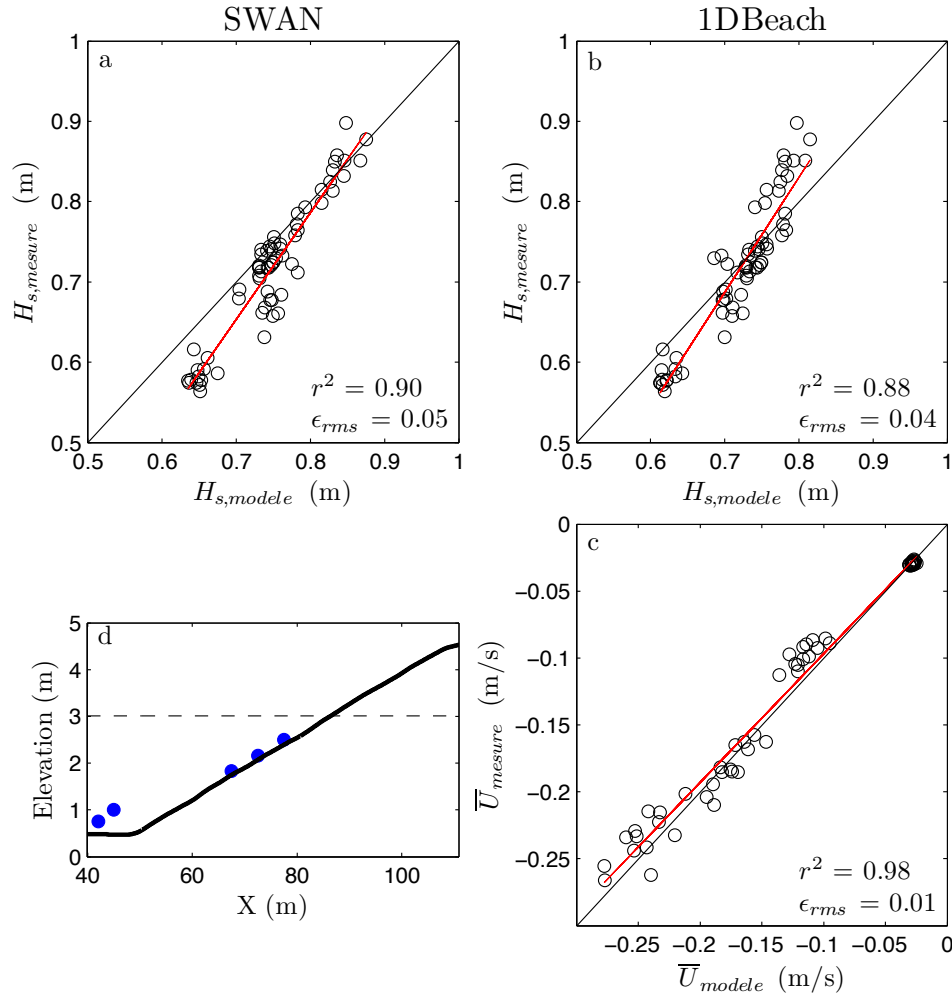


FIGURE 5.14 – Comparaison des mesures de hauteurs significatives des vagues  $H_s$  avec celles simulées par le modèle a) SWAN et b) 1DBeach. La figure c) compare les valeurs du courant de retour  $\bar{U}$  issues du modèle 1DBeach avec celles dérivées de la méthode proposée par [Michallet et al., 2011]. Les droites identité sont indiquées en noir et les droites de régression linéaire associées au coefficient de corrélation  $r^2$  sont en rouge. Toutes les mesures sont extraites des capteurs de pressions dont les positions sont indiquées par les ronds bleus sur la figure d), sur laquelle est superposée le profil initial (trait plein noir) et le niveau d'eau moyen durant la série A1 (traits pointillés noirs).

De même, la comparaison des intensités du courant de retour  $\bar{U}$  simulées par le modèle 1DBeach et celles dérivées des mesures de surface libre par l'intermédiaire du modèle de Michallet et al. [2011] est quasi-parfaite. Néanmoins, la représentation du courant de retour par le modèle 1DBeach se dégrade en zone d'eau très peu profonde, puisque ce dernier simule des valeurs maximales irréalistes allant jusqu'à 1.5 m/s. C'est

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

---

pourquoi, il est nécessaire de limiter la zone de calcul morphodynamique pour éviter l'apparition d'instabilités numériques provoquées par cette sur-estimation de l'intensité du courant de retour.

### Résultats de la simulation morphodynamique

La Figure 5.15 présente l'évolution spatio-temporelle des paramètres hydro-sédimentaires clés intervenant dans la formation de la terrasse. La zone de dissipation maximale qui se localise initialement entre  $70 < X < 80$  m se déplace vers le large en se contractant autour de  $X = 70$  m, qui correspond à la position de la terrasse à la fin de la sub-série A1 (Figure 5.15a). Les skewness de vitesse (Fig. 5.15b) augmentent rapidement avec un maximum ( $S_u = 0.96$ ) se situant autour de  $X = 55$  m, soit une dizaine de mètres avant la zone de dissipation maximale, puis diminuent de façon constante jusqu'aux limites d'eau peu profonde. Aussi, nous remarquons une accélération de la décroissance des skewness à partir du run A1-07, en lien avec l'initialisation de la formation de la terrasse. Par opposition, les skewness d'accélération (Fig. 5.15c) suivent une augmentation progressive de leur intensité en lien avec la diminution de la profondeur d'eau. L'évolution de ces deux paramètres hydrodynamiques est cohérente avec les mesures de skewness et d'asymétrie de surface libre présentées sur la Figure 5.13b,c. La distribution cross-shore du courant de retour (Fig. 5.15d) est caractérisée par une augmentation continue de la vitesse avec la diminution de la profondeur d'eau. Du fait de l'intensification de la dissipation autour de la zone de formation de la terrasse, la vitesse du courant de retour augmente également dans cette zone, ce qui s'observe par l'élargissement de la zone d'intensité  $|\bar{U}| \geq 0.15$  m/s vers le large. Enfin, la Figure 5.15e montre l'évolution de la perturbation du fond  $\delta z$  qui se caractérise par l'émergence et le développement d'un motif accrétion/érosion tendant à se stabiliser à partir du run A1-11. D'un point de vue morphologique, l'extrémité de la terrasse se situe à l'interface entre ces deux zones.

L'évolution du fond est contrôlée par la combinaison linéaire de 4 modes de transport sédimentaire. Dans la configuration **BARDEX-A1-SkAs**, la procédure d'optimisation aboutit à des coefficients ajustables proches de ceux trouvés dans le cas de plages naturelles. Il est donc surprenant de constater que le flux de sédiments  $Q_{Cw}$  constitue la composante la plus faible du transport total et particulièrement devant celle liée à l'effet de pente  $Q_{Cf}$  (facteur 100 entre les deux, comparer Fig. 5.15f et h). Par conséquent, dans cette simulation le flux de sédiments lié aux skewness d'accélération  $Q_{Ka}$  est la composante dominante du flux total permettant de générer un transport net de sédiments vers le haut de plage (Fig. 5.15i), dont l'effet est significatif à partir de  $X = 60$  m. Ce flux est contrebalancé en grande partie par les flux négatifs induits par le courant de retour  $Q_{Cc}$  (Fig. 5.15g) et dans un second temps, par la contribution relative à l'effet de pente  $Q_{Cf}$  dont l'intensité augmente avec la formation de la terrasse (Fig. 5.15h). Dans la zone

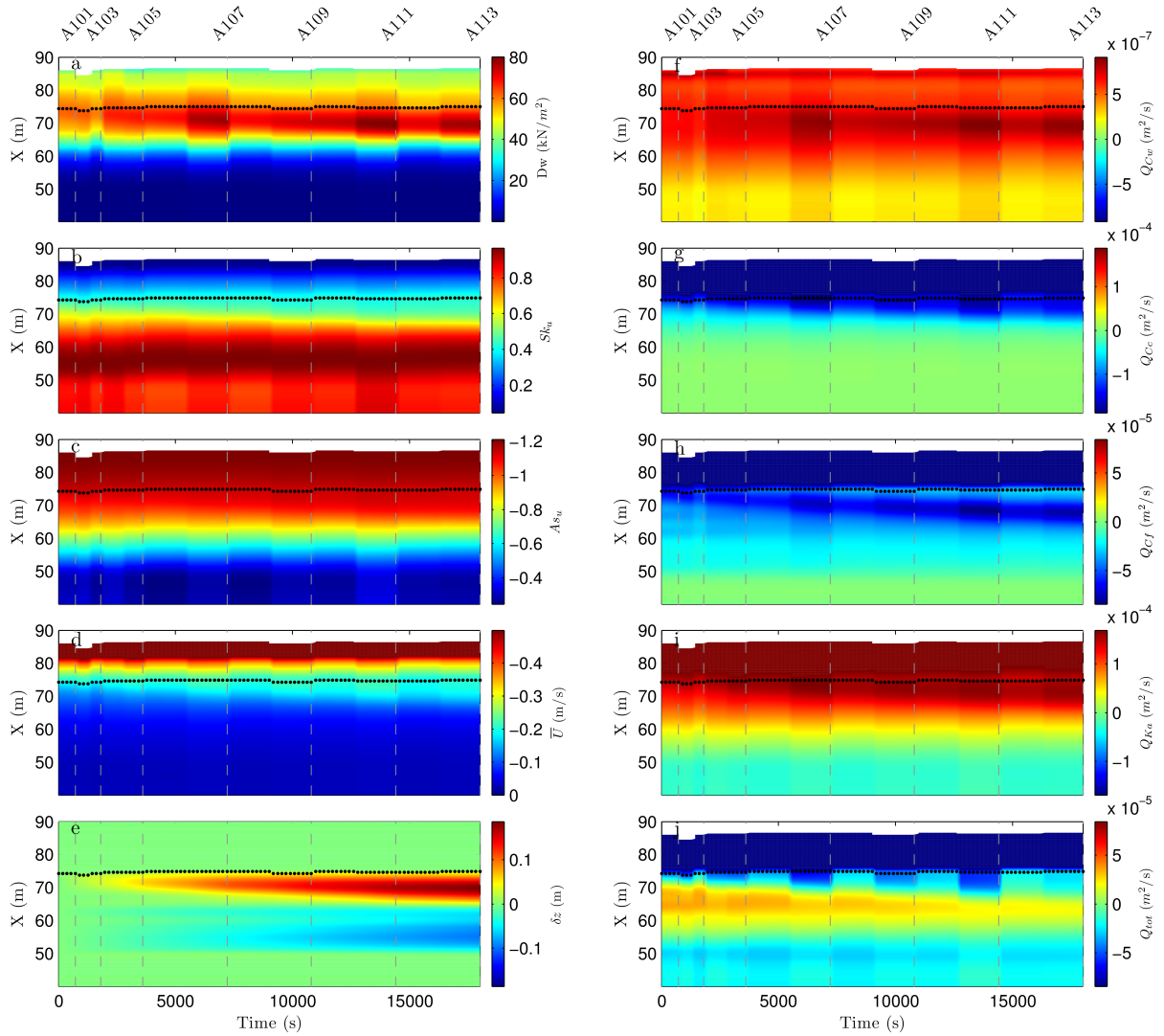


FIGURE 5.15 – Simulation de l'évolution spatio-temporelle a) de la dissipation  $D_w$ , b) des skewness de vitesse  $S_u$ , c) des skewness d'accélération  $A_s$ , d) du courant de retour  $\bar{U}$  et e) de la perturbation du fond  $\delta z$ . La Figure f) représente le mode de transport sédimentaire relatif aux vagues  $Q_{cw}$ , g) au courant de retour  $Q_{Cc}$ , h) à l'effet de pente  $Q_{Cf}$  et i) au skewness d'accélération  $Q_{Ka}$ , la Figure j) représente la contribution totale  $Q_{tot}$ . Les points noirs indiquent la limite cross-shore des calculs morphodynamiques.

du calcul morphodynamique, la distribution spatiale du flux net de sédiments  $Q_{tot}$  est cohérente avec celle présentée sur la Figure 5.13e. Il est également important de noter que la dynamique de  $Q_{tot}$  s'oppose à celle des 4 modes de transport sédimentaire. En effet, nous observons une diminution progressive de la variance de  $Q_{tot}$  au cours de la simulation, c'est à dire une diminution de l'intensité des gradients de flux de sédiments. De ce fait, cette dynamique confirme que le profil de plage converge vers un état d'équilibre avec les conditions hydrodynamiques.

Ces résultats montrent que les skewness d'accélération sont le moteur du transport de sédiments vers le haut de plage. Étonnamment, la contribution du transport sédimentaire



## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

induit par les skewness de vitesse reste relativement faible devant celle liée au skewness d'accélération. Le transport  $Q_{Cw}$  intervient donc de façon secondaire dans la formation de la terrasse. Pour appuyer ce résultat, la même procédure d'optimisation est réitérée en configurant le modèle sans le mode de transport par skewness d'accélération<sup>10</sup>. Cette démarche permet de vérifier le plus objectivement le rôle des skewness d'accélération dans cette séquence.

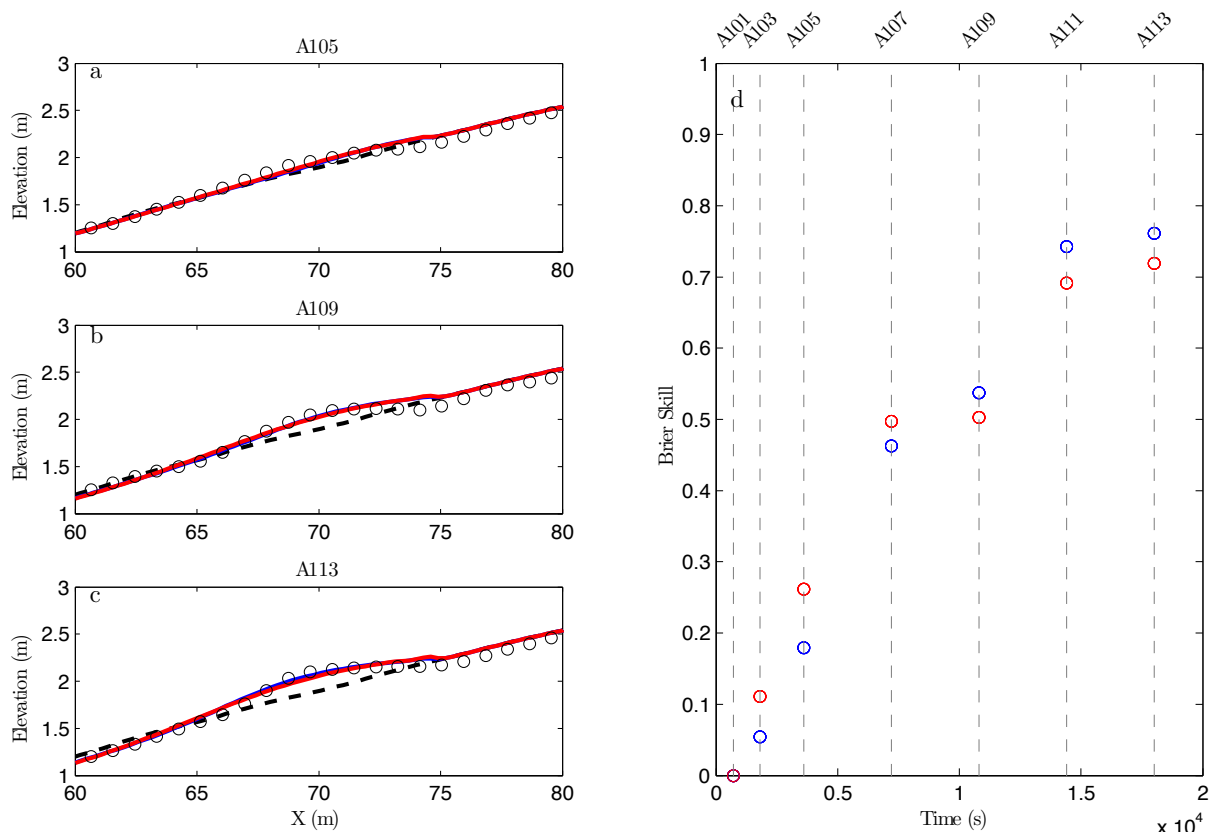


FIGURE 5.16 – Comparaison des profils de plages simulés en configuration **BARDEX-A1-SkAs** (traits bleus) et **BARDEX-A1-Sk** (traits rouges), pour les runs A1-05 (a), A1-09 (b) et A1-13 (c). Les Figures a-c sont zoomées sur la zone spatiale optimisée  $60 \leq X \leq 80$  m. Les ronds noirs représentent les profils mesurés et les lignes pointillées représentent le profil initial. d) Visualisation de l'évolution des indices de performance pour les simulations en configuration **BARDEX-A1-SkAs** (ronds bleus) et **BARDEX-A1-Sk** (ronds rouges)

La figure 5.16 montre que les deux configurations aboutissent à des performances modèle quasi-similaires, avec des skills légèrement supérieurs en fin de simulation pour la configuration **BARDEX-A1-SkAs**. Cependant, pour compenser l'absence du flux de sédiments induit par les skewness d'accélération, le coefficient de friction  $C_w$  optimisé en configuration **BARDEX-A1-Sk**, est multiplié par un facteur 400 (voir Tab. 5.4). Il faut noter que ces simulations sont réalisées avec la paramétrisation de  $S_u$  étalonnées sur la

10. Cette configuration sera notée : **BARDEX-A1-Sk**

sub-série A1 donnant des valeurs supérieures à celles obtenues sur plages naturelles à nombre d'Ursell équivalent. Par conséquent, les moments  $\langle |\vec{U}|^2 \tilde{u}(t) \rangle$  et  $\langle |\vec{U}|^3 \tilde{u}(t) \rangle$  intervenant dans le mode de transport  $Q_{Cw}$  ne sont pas sous-évalués.

Ces résultats montrent qu'il est possible de simuler la formation de la terrasse avec la prise en compte ou non du flux de sédiments induit par l'effet de skewness d'accélération. Cependant, constatant une différence importante des coefficients  $Cw$  entre ces deux simulations, se pose alors la question de la justesse des bornes qui encadrent la recherche de chaque coefficient de friction dans la procédure d'optimisation. Sachant que les effets de skewness de vitesse et d'accélération sont intriqués, si les bornes de validité de  $Cw$  sont suffisamment étendues alors, dans la configuration modèle **BARDEX-A1-Sk**, il y a la possibilité pour que l'algorithme d'optimisation puisse compenser un déficit de sédiments vers le bord par l'augmentation de ce coefficient pour pouvoir aboutir à des résultats comparables avec la simulation **BARDEX-A1-SkAs**. L'intrication entre ces deux formes de non-linéarité est une contrainte qui souligne la difficulté de trouver parmi ces deux processus lequel est prépondérant dans cette séquence. Néanmoins, en ayant réalisé des simulations avec la même démarche sur la série C (voir partie 5.5) qui aboutissent elles aussi à des indices de performance similaires, nous constatons que les valeurs du coefficient  $Cw$  sont quasi-identiques et ce malgré la différence de configuration des simulations (voir Tab. 5.4). Cette remarque est très importante car elle souligne la capacité de l'algorithme d'optimisation à s'adapter à une séquence d'évolution de profil de plage en distinguant notamment le processus non-linéaire qui peut être dominant. Ainsi, le transport de sédiments par skewness d'accélération semble donc jouer un rôle moteur dans la séquence de formation de la terrasse. D'un point de vue plus global, nous suggérons que ce mécanisme peut être étendu aux plages sableuses à forte pente majoritairement dominées par des houles océaniques, comme celles situées le long du littoral Ouest Africain [Almar et al., 2014].

Le paradigme du point de déferlement peut donc expliquer la formation de la terrasse. Par l'intermédiaire du modèle numérique, nous avons déduit que les skewness d'accélération sont le moteur principal du transport de sédiments vers le haut de plage dans cette séquence. En effet, malgré des coefficients de skewness de vitesse largement supérieurs à ceux que l'on peut mesurer sur plages naturelles, ces derniers ne contribuent pas de façon significative dans le transport net de sédiments vers le haut de plage, jouant ainsi un rôle secondaire dans la formation de la terrasse. Par conséquent, nous suggérons un nouveau modèle conceptuel de formation de barre applicable pour les plages fortement pentue dans lequel les skewness d'accélération seraient la principale composante hydrodynamique permettant de transporter les sédiments vers la côte.

## 5.5 Simulation de la réponse du profil de plage durant un cycle de marée

En milieu naturel meso à macro-tidal, la dynamique des barres sableuses est très clairement conditionnée par la profondeur d'eau. En reprenant l'étude synthétique présentée dans le chapitre 3, sous des conditions de houle frontale faiblement énergétiques, une barre sableuse se situant en eau peu profonde à marée basse aura tendance à s'étendre vers le large sous l'effet d'un courant de retour intense. Durant la phase de marée montante, pour les mêmes conditions de forçage, l'augmentation du niveau d'eau au-dessus de la barre diminuera progressivement sa vitesse de migration vers le large puis entraînera une inversion de son sens de propagation en direction de la côte. L'expérience physique menée durant la série C représente typiquement ce scénario de forçage en simulant un cycle de marée complet. La modélisation de l'évolution de la barre sableuse durant cette séquence est donc un cas idéal pour tester de nouveau la fiabilité de notre modèle. De plus, cela nous permettra de faire un parallèle avec les diagrammes morphodynamiques présentés dans le chapitre 3 qui sont censés généraliser, pour une large gamme de profondeurs d'eau et d'angles d'incidences de vagues, le comportement des barres sableuses submergées. Dans le cadre d'expérience en canal, seule la région correspondante à des vagues frontales y sera comparée. Une partie de ce travail a fait l'objet d'une contribution dans une *special issue* durant le 11<sup>ème</sup> *International Coastal Symposium* (voir Annexe B).

### Conditions de forçage durant la série C

La série C correspond à un cycle de marée décomposé en une phase montante (sub-série C1) et descendante (sub-série C2) dont chaque run est caractérisé par une durée identique de 30 minutes. La Figure 5.17 représente les caractéristiques statistiques du forçage hydrodynamique mesuré au niveau des capteurs de pression situés entre  $36 < X < 45$  m. La phase montante et la phase descendante du cycle de marée sont symétriquement opposées, le niveau d'eau à marée basse atteint 2.2 m et 3.6 m à marée haute. La période  $T_p$  est quasi-constante oscillant légèrement autour de 8 s alors que la hauteur significative des vagues est fixée à 0.8 m mais a subi une réduction de 40% durant les runs C110 à C203 afin de limiter les épisodes d'*overwash* et éviter la disparition de la barrière durant les niveaux d'eau les plus importants.

### Configuration et calibration du modèle

La configuration de la grille de calcul est identique à celle utilisée pour la simulation de la sub-série A1 (cf. 5.4.2). Le profil initial correspond à celui mesuré en fin de run B206 et est interpolé de façon régulière tous les 0.3 m. Ce dernier présente une terrasse

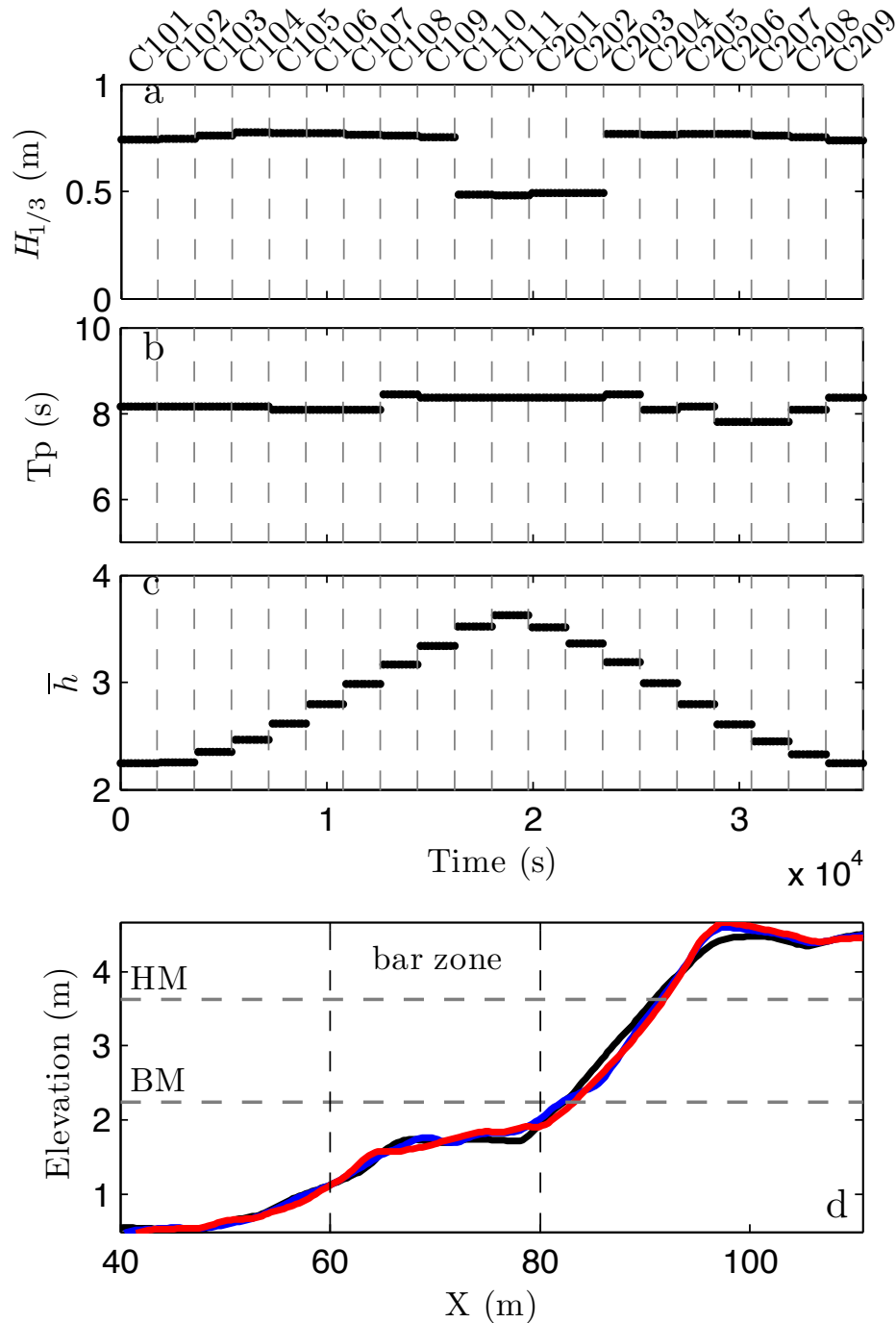


FIGURE 5.17 – Séries temporelles issues des capteurs les plus au large et correspondants a) aux hauteurs significatives  $H_{1/3}$ , b) aux périodes significatives  $T_p$  et c) à l'élévation de surface libre au large  $\bar{h}$ . Le figure d) représente le profil initial mesuré en fin de run B206 (trait noir) superposé avec les profils mesurés en fin de run C111 (trait bleu) et C209 (trait rouge).

entre  $60 \leq X \leq 80$ m (Fig. 5.17d) dont la dynamique est ce sur quoi nous nous focalisons dans cette étude, les limitations de notre modèle en zone de swash ne permettant pas d'envisager l'analyse numérique de l'évolution du haut de plage [Castelle et al., 2013a].

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

---

Le pas de temps morphodynamique est fixé à 180 s, ce qui revient à effectuer 10 calculs morphodynamiques pour chaque run. En respectant le principe décrit dans la partie 3.7.4, le domaine de calcul de l'évolution du fond s'étend du large jusqu'à la maille correspondant à un retrait de 5 m par rapport à la maille satisfaisant le critère sur la période relative. Un diamètre de grain  $d_{50} = 430\mu\text{m}$  est appliqué uniformément sur l'ensemble du profil.

Le modèle est optimisé sur la zone d'évolution de la terrasse entre  $60 < X < 80$  m. Les paramètres ajustables correspondent aux coefficients de friction des modes de transports sédimentaires, le paramètre de retard au déferlement n'est pas utilisé car son effet dégrade la prédiction des hauteurs de vagues en zone d'eau peu profonde. Le modèle est configuré suivant la description du paragraphe 3.9, cependant nous utilisons la paramétrisation des coefficients de skewness et d'asymétrie dérivés des mesures de vitesse relatives à la série C. Cette configuration du modèle sera notée **BARDEX-C-SkAs** dans la suite. Dans l'objectif de mettre en évidence le skewness d'accélération, cette expérience numérique est réitérée en optimisant le modèle sans les flux sédimentaires  $Q_{Ka}$ <sup>11</sup>.

### Validation des modules hydrodynamiques

La phase de validation des modules hydrodynamiques permet de renforcer nos simulations d'évolution de profils de plages. La même stratégie de comparaison que pour la simulation de la sub-série A1 est utilisée avec les conditions de forçage présentées Figure 5.17a-c et les profils moyens estimés entre deux profils mesurés consécutivement. Ces calculs sont également menés avec le modèle SWAN en mode 1D stationnaire afin d'établir un comparaison rigoureuse avec les résultats de 1DBeach.

Les Figures 5.18a,b présentent respectivement la comparaison des valeurs de  $H_s$  simulées par les modèles SWAN et 1DBeach avec les mesures issues des 5 capteurs de pression situés entre  $42 < X < 77.5$  m. Bien que la correspondance entre les points  $H_{s,model}$  et  $H_{s,mesure}$  soit globalement satisfaisante, les valeurs des coefficients de corrélation sont légèrement plus faibles que pour la simulation **BARDEX-A1-SkAs**. Cet effet est introduit notamment pour les niveaux d'eau les plus faibles pour lesquels le modèle SWAN (1DBeach) surestime (sous-estime) les hauteurs de vagues. Néanmoins, ces résultats sont associés à une faible dispersion des points modèle/mesure autour de la droite identité qui est confirmée par des coefficients  $\epsilon_{rms}^{Swan} = \epsilon_{rms}^{1DB} = 0.07$  attribuant ainsi une valeur de confiance supplémentaire à la capacité de prédiction des deux modèles. Ces résultats confirment de nouveau que le module de vague implémenté dans 1DBeach permet de simuler correctement l'évolution spatiale des hauteurs de vagues sans paramétrisation supplémentaire ce qui est clairement un avantage pour les simulations morphodynamiques.

---

11. Cette simulation sera notée **BARDEX-C-Sk**.

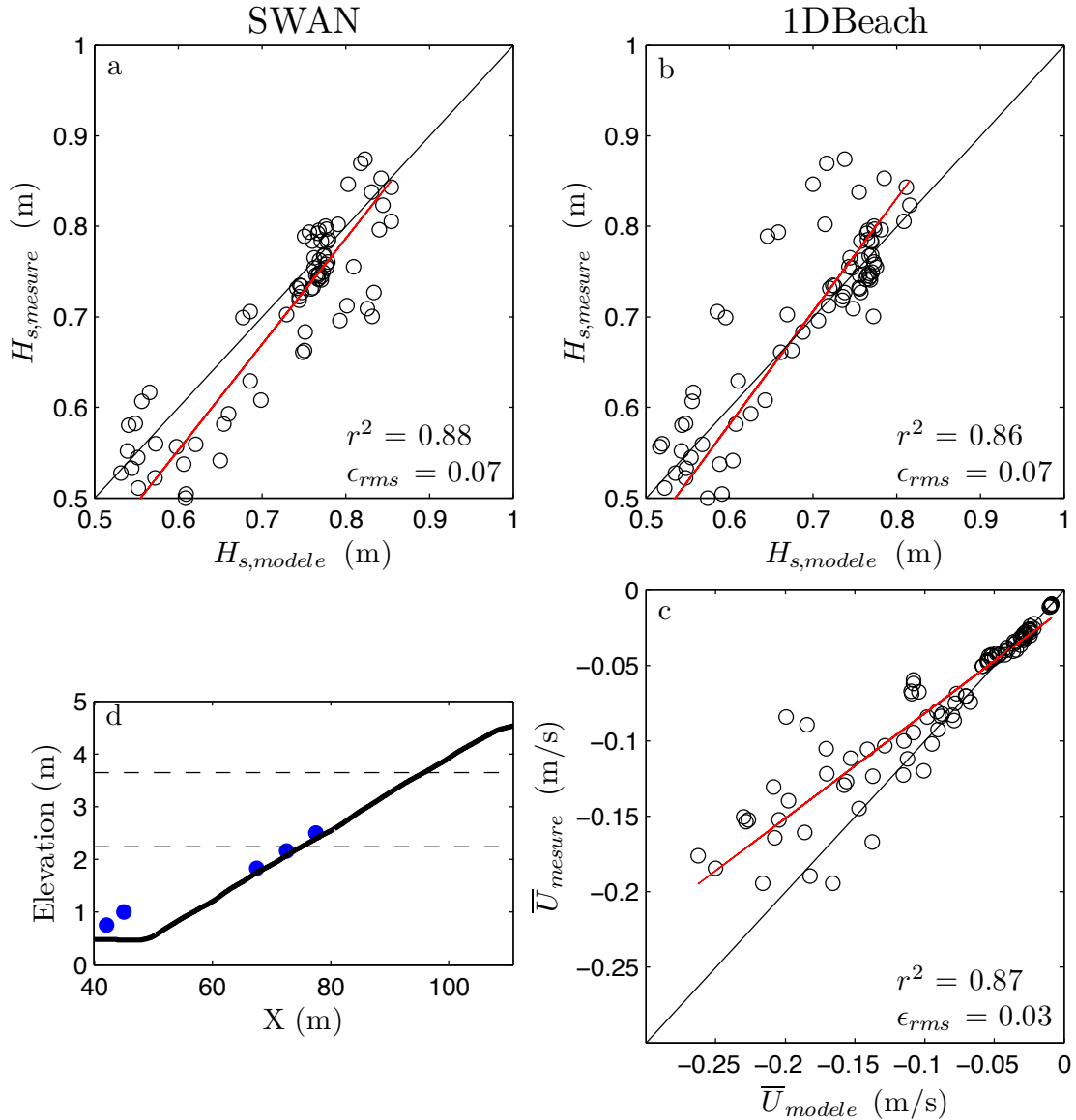


FIGURE 5.18 – Comparaison des mesures de hauteurs significatives des vagues  $H_s$  avec celles simulées par le modèle a) SWAN et b) 1DBeach. La figure c) compare les valeurs du courant de retour  $\bar{U}$  du modèle 1DBeach avec celles dérivées de la méthode proposée par [Michallet et al., 2011]. La droite identité est indiquée en noir et la droite de régression linéaire associée au coefficient de corrélation  $r^2$  en rouge. Les mesures sont extraites des capteurs de pressions dont les positions sont indiquées par les ronds bleus sur la figure d) sur laquelle est superposée le profil initial (trait plein noir) et le niveau d'eau moyen durant la série C (traits pointillés noirs).

Les erreurs constatées sur les hauteurs de vagues, essentiellement pour les niveaux d'eau les plus bas, se répercutent par conséquent dans le module de courant. La déviation la plus importante entre les points  $\bar{U}_{modele}$  et  $\bar{U}_{mesure}$  est observée pour les courants de retour intenses, c'est à dire ceux mesurés en zone de surf interne et notamment durant les niveaux de marée basse. Dans les simulations **BARDEX-A1-SkAs** et **BARDEX-C-**

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

Expériences	$\mathcal{C}_w$	$\mathcal{C}_c$	$\mathcal{C}_f$	$\mathcal{K}_a$	$\lambda$
<b>BARDEX-A1-SkAs</b>	0.00024	0.04216	0.11604	$1.7 \times 10^{-4}$	0.0
<b>BARDEX-A1-Sk</b>	0.08168	0.01736	0.25015	0.0	0.0
<b>BARDEX-C-SkAs</b>	0.05529	0.04488	0.12917	$1.9 \times 10^{-4}$	0.0
<b>BARDEX-C-Sk</b>	0.05167	0.01992	0.11314	0.0	0.0

TABLE 5.4 – Synthèse des coefficients ajustables optimisés dans le cas de l'expérience **BARDEXII**.

**SkAs**, le modèle 1DBeach surestime systématiquement l'intensité du courant de retour dans les zones d'eau peu profondes, ce qui devient problématique puisque cela peut rapidement engendrer des modifications irréalistes du profil de plage notamment durant les niveaux de marée basse. Cette remarque justifie de nouveau l'utilisation d'un critère de coupure sur les flux sédimentaires afin d'inhiber la génération d'instabilité numérique.

### Résultats de la simulation morphodynamique

Cette simulation se focalise uniquement sur les évolutions morphologiques de la terrasse entre 60 et 80 m du générateur de vagues. La position de la crête d'une barre sableuse est un critère morphologique important qui reflète souvent la tendance globale de son évolution. Or, dans le cas d'une terrasse, ce paramètre morphologique n'est pas le plus évident à identifier par comparaison avec les barres sableuses dont le relief présente clairement un point haut (la crête) immédiatement suivi par un point bas (la fosse). Dans le cas d'une terrasse, une solution géométrique représentant l'enveloppe du profil permet de déterminer objectivement et automatiquement la position de la crête que l'on peut définir comme étant l'extrémité la plus au large de la terrasse. Un exemple est donné sur la Figure 5.19. Il est possible d'établir trois positions P1, P2 et P3 qui vont définir une zone englobant la position de la crête de la terrasse. Ces trois positions indiquent respectivement la position la plus éloignée, intermédiaire et la plus proche du trait de côte et vont permettre d'illustrer l'évolution de la terrasse durant le cycle de marée.

La simulation de l'évolution de la terrasse est représentée Figure 5.20. La combinaison optimisée des coefficients ajustables, notée dans le Tableau 5.4, permet de reproduire de façon réaliste la déformation de la terrasse au cours du cycle de marée. Le modèle reproduit très correctement la morphologie des profils en particulier l'augmentation de la pente de la terrasse. La simulation retranscrit les séquences d'extension et de contraction de la terrasse suite aux changements du niveau d'eau. Cependant, les structures sableuses intermédiaires évoluant à l'échelle du mètre sont lissées. En notant que le pas d'espace de la grille de calcul est suffisamment fin pour appréhender ces structures sableuses cela souligne des limitations du modèle qui ne peuvent être simplement résolues par des méthodes d'optimisation.

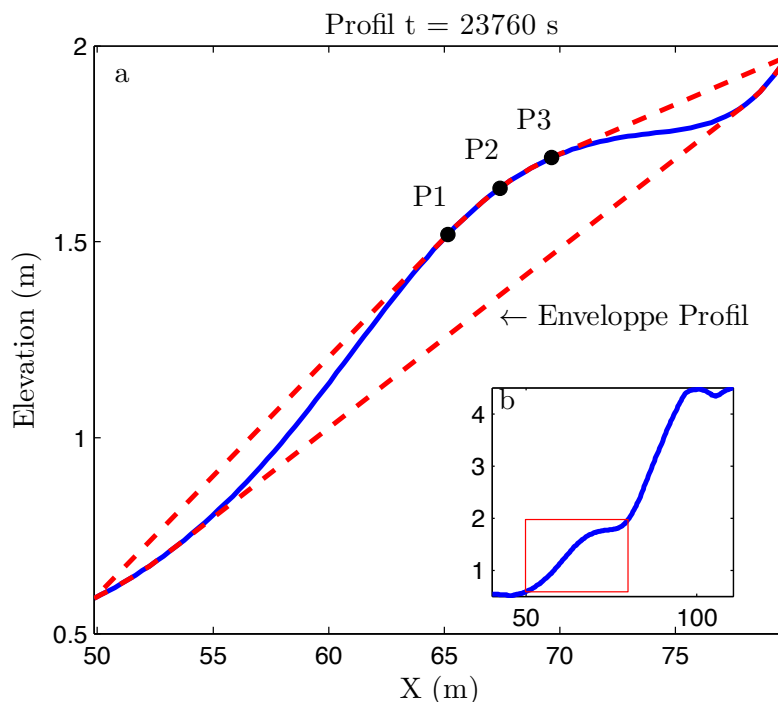


FIGURE 5.19 – a) Zoom sur la zone de la terrasse du profil simulé au temps  $t = 23760$  s (trait bleu), les points P1, P2 et P3 représentent respectivement les positions de la crête la plus au large, médiane et la plus proche du trait de côte et sont définis à partir de l’enveloppe du profil (traits pointillés rouges). b) Profil intégral simulé (trait bleu) sur lequel est superposé en rouge la zone de la terrasse considérée.

Dans le cas présent, ces perturbations bathymétriques peuvent être considérées comme des méga-rides sableuses dont le comportement morphodynamique est découplé de celui relatif à la terrasse. Ces limitations proviennent à la fois de l’accumulation des erreurs modèle mais aussi de la négligence de processus physiques relatifs à l’évolution des rides sableuses.

Il apparaît clairement que le niveau d’eau est le paramètre clé du forçage à l’origine des principaux changements de la terrasse. Pour le démontrer nous analysons, en parallèle des profils, l’évolution de la position P2 représentant la crête de la terrasse simulée ainsi que la vitesse de variation de ce point (voir Fig. 5.21). Le cycle de marée peut être divisé en trois parties en fonction du niveau de marée qui délimitent deux courtes séquences de migration de la terrasse vers le large et une longue séquence de migration vers la côte.

Durant les séquences C101 à C103 et C207 à C209, relatives à des niveaux d’eau au large inférieurs à 1.9 m, nous observons systématiquement une extension de la terrasse et donc une migration vers le large de la crête. Il est intéressant de noter qu’une faible variation du niveau d’eau induit des changements importants au niveau de la vitesse de déplacement de la position P2. Pour les niveaux d’eau les plus bas (Run C101 et Run C209), les vitesses de variation de la terrasse y sont les plus importantes, de l’ordre



## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

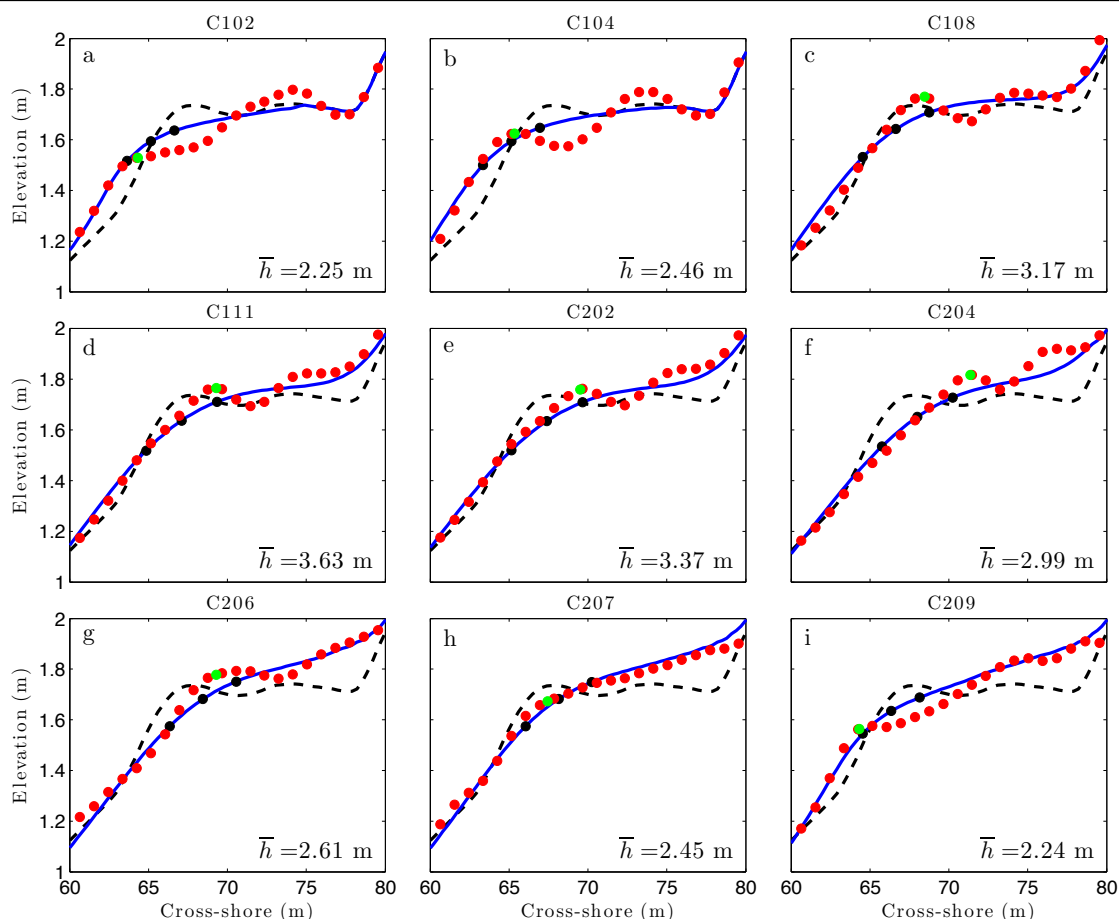


FIGURE 5.20 – Comparaison des profils simulés (trait bleu) et observés (points rouges) pour différents Runs du cycle de marée, les positions P1, P2 et P3 sont indiquées en points noirs, le point vert indiquant la position de la crête observée. Le profil initial mesuré en fin de Run B206 est indiqué en traits pointillés noirs.

de 2.0 m/h. Durant les deux phases de migration vers le large, le point P2 couvre une distance quasi-équivalente de plus de 1 m par rapport à la position initiale en début du Run C101 et C207 respectivement (Fig. 5.21b). Durant la séquence C104 à C206, correspondant à des hauteurs d'eau au large supérieures à 2 m, la région de la terrasse rétrécit progressivement ce qui se traduit par une migration lente vers la côte de point P2 qui couvre une distance totale d'environ 4 m. La vitesse de variation du point P2 atteint un maximum de 1 m/h et diminue durant les Runs où  $\bar{h} \geq 2.5$  m puis se stabilise durant les Runs où les hauteurs de vagues  $H_{1/3}$  décroît à 0.5 m. Nous notons que les positions observées de la crête de la terrasse se situent systématiquement dans la zone délimitée par les positions P1 et P3 (voir Fig. 5.22).

Ces résultats vont dans le sens des conclusions de l'étude synthétique présentée dans le chapitre 4, à savoir que le niveau d'eau agit comme un régulateur dans les phases de migration des barres sableuses intervenant à la fois sur le sens et la vitesse de propagation de ces corps sableux. Pour des conditions énergétiques de vagues données, l'onde de marée

## 5.5 - Simulation de la réponse du profil de plage durant un cycle de marée

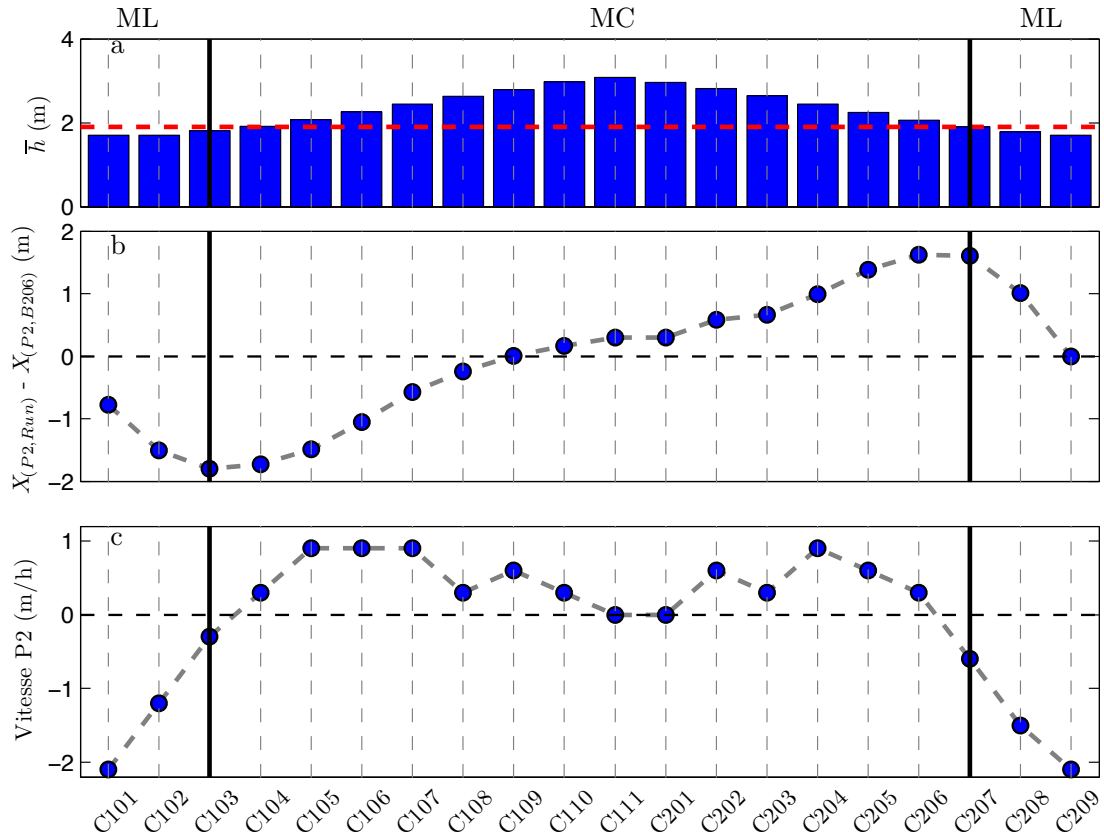


FIGURE 5.21 – a) Signal de marée mesuré au large, le trait en pointillé rouge indique la hauteur d'eau limite séparant une migration vers le large (ML) et vers la côte (MC). b) Simulation de l'évolution de la position du point P2 par rapport à sa position initiale en début de simulation ( $X_{P2, B206}$ ) et c) Simulation de l'évolution de la vitesse du point P2 (m/h).

va déplacer spatialement l'influence de certains processus physiques le long du profil tout en modulant leurs intensités. La Figure 5.22 présente l'évolution spatio-temporelle de plusieurs paramètres physiques permettant de décrypter cette dynamique cyclique de la terrasse.

La modulation tidale agit tout d'abord sur la distribution spatiale de la quantité de vagues déferlées (Fig. 5.22a). La zone de déferlement significatif ( $Q_b > 20\%$ ) est localisée entre  $X = 55$  m et la ligne d'eau et est caractérisée par deux zones de déferlement discontinues durant le montant et une zone de déferlement quasi-continue durant la phase descendante du cycle de marée. La partie externe de la terrasse (autour de  $X = 70$  m) est la zone exposée à un déferlement intense lors des niveaux de marée les plus bas. Cette zone est donc soumise à un courant de retour intense de l'ordre de  $-0.3$  m/s qui est le moteur des migrations vers le large de la terrasse (Fig. 5.22d). Durant les Runs C109 à C202, la conjonction des niveaux d'eau les plus hauts et de la réduction de l'énergie des vagues conduit à un déferlement quasi-nul au niveau de la terrasse dont la dynamique devient stationnaire. En effet, l'intensité des flux sédimentaires y est très faible et peu

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

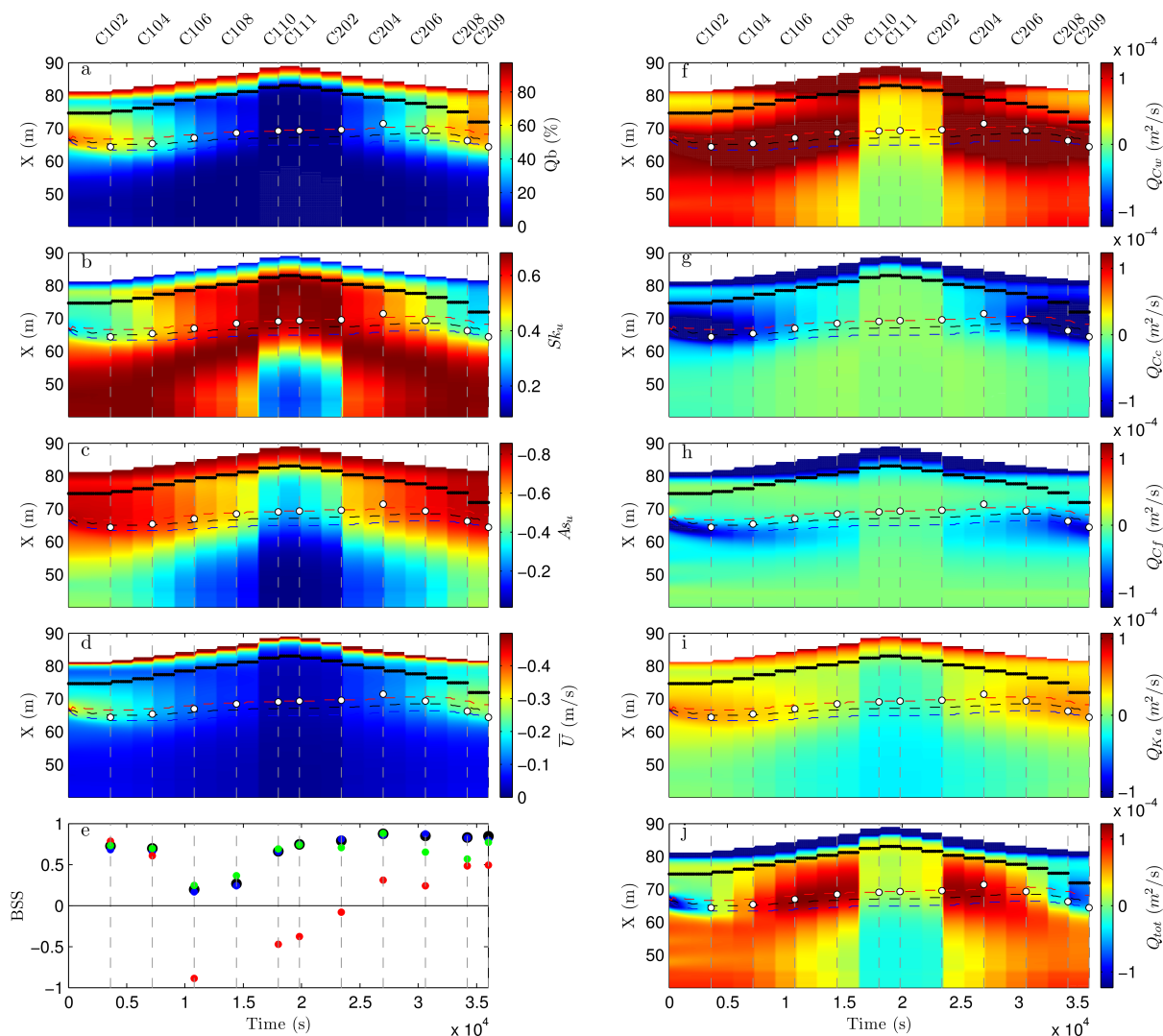


FIGURE 5.22 – Simulation de l'évolution spatio-temporelle a) de la quantité de vagues déferlées  $Q_b$ , b) des skewness de vitesse  $S_u$ , c) des skewness d'accélération  $A_s$ , d) du courant de retour  $\bar{U}$ , des modes de transport sédimentaire relatifs f) au skewness de vitesse  $Q_{Cw}$ , g) au courant de retour  $Q_{Cc}$ , h) à l'effet de pente  $Q_{Cf}$ , i) au skewness d'accélération  $Q_{Ka}$  et j) étant la contribution totale  $Q_{tot}$ . Les points noirs indiquent la limite cross-shore des calculs morphodynamiques, les ronds blancs la position observée de la crête de la terrasse et les traits pointillés rouges, noirs et bleus représentent respectivement les positions les plus proches, intermédiaires et les plus au large du trait de côte. e) Evolution du Brier Skill Score, les points noirs représentent les résultats de la simulation de référence **BARDEX-C-SkAs**, les points bleus la simulation **BARDEX-C-Sk**, les points rouges la simulation **BARDEX-A1-SkAs** et en les points verts la simulation **BARDEX-C1-SkAs**

contrastée et ce malgré la présence de skewness de vitesse intense.

La répartition spatiale des non-linéarités montre de nouveau la complémentarité entre  $S_u$  et  $A_s$ . A marée basse, les skewness de vitesse dominant le flan externe de la terrasse et diminuent très rapidement à l'approche de la crête pour devenir faible au niveau

## 5.5 - Simulation de la réponse du profil de plage durant un cycle de marée

du plateau alors que la réciproque est vérifiée pour  $A_s$  (Fig. 5.22b,c). L'augmentation des niveaux d'eau déplace progressivement les valeurs de  $S_u > 0.5$  au niveau de la terrasse alors que les valeurs significatives de  $A_s$  se focalisent sur le haut du profil. Contrairement à la simulation **BARDEX-A1-SkAs**, les flux sédimentaires  $Q_{Cw}$  et  $Q_{Ka}$  sont du même ordre de grandeur, cependant  $Q_{Cw}$  est ici la source principale du transport net de sédiments vers le haut de plage. Nous notons que cette différence n'est pas due à la calibration spécifique de  $S_u$  et  $A_s$  obtenue pour la série C, puisque nous retrouvons un résultat similaire en fin de processus d'optimisation du modèle en utilisant la calibration trouvée pour la série A. Aussi, les coefficients  $C_w$  et  $K_a$  de la simulation **BARDEX-C-SkAs** sont respectivement d'un ordre de grandeur supérieur et inférieur à ceux de la simulation **BARDEX-A1-SkAs**. Nous rappelons que durant les sub-séries C1–C2, la vitesse maximale de migrations vers la côte est de 1 m/h soit 24 m/jour, ce qui correspond à des vitesses de migration vers la côte les plus élevées parmi celles observées en nature [Van Enkevort and Ruessink, 2003]. Ainsi, il apparaît logique que le coefficient  $C_w$  soit 10 fois plus grand que celui trouvé pour la simulation Duck94 afin de pouvoir simuler de façon correcte la contraction rapide de la terrasse. De plus, les skills négatifs de la simulation utilisant les valeurs des coefficients ajustables trouvées durant la série A1 montrent que le modèle ne parvient pas à simuler les phases de migration vers le haut de plage (Fig. 5.22e).

Ces informations montrent que dans cette séquence le flux sédimentaire lié aux skewness de vitesse est un paramètre moteur pour les phases de migration vers le haut de plage. Néanmoins, le rôle des skewness d'accélération est là encore important, notamment à marée basse, puisqu'il va freiner la migration vers le large de la terrasse et ainsi permettre au profil simulé de mieux s'ajuster aux observations. Cette remarque est confirmée en comparant les skills du modèle en configuration **BARDEX-C-SkAs** et **BARDEX-C-Sk**, où les valeurs BSS sont légèrement supérieures pour la configuration incluant le transport par skewness d'accélération. Si l'on complète cette remarque avec le fait que l'action de ce processus physique sur la terrasse est limitée à quelques niveaux de marée, cela ajoute une valeur supplémentaire à l'importance de son intégration dans les modèles morphodynamiques.

Les valeurs optimisées des coefficients ajustables sont conditionnées par la variabilité des observations. Ainsi, nous avons testé la capacité du modèle à simuler l'évolution de la terrasse en considérant uniquement les observations de la sub-série C1 dans le processus d'optimisation<sup>12</sup>. Sans surprise, la Figure 5.22e montre une évolution du BSS équivalente durant la série C1. Or, durant les Runs de la sub-série C2, les écarts avec la simulation de référence **BARDEX-C-SkAs** sont plutôt faibles notamment en fin de simulation. Cette remarque montre que la capacité de prédiction de notre modèle dépend intrinsèquement de la façon de mener le processus d'optimisation. Ainsi, plus la variabilité des profils

---

12. Cette simulation sera référencée par **BARDEX-C1-SkAs**

## 5 - BARDEX II : Modélisation physique et numérique de la morphodynamique d'une plage fortement pentue

---

observées inclus dans le processus d'optimisation sera grande et mieux le modèle pourra anticiper les changements des profils, ce qui est très similaire à la philosophie prônée par l'assimilation [Birrien, 2013].

### 5.6 Synthèse et Conclusion

Ce chapitre constitue une partie essentielle de cette thèse car il met en évidence l'importance d'utiliser des modèles physiques et numériques afin de répondre au projet de compréhension globale de la dynamique des plages sableuses. Nous avons présenté une analyse directe des données mesurées durant cette expérience d'un point de vue morphodynamique et hydrodynamique. Cette approche couplée est essentielle afin de pouvoir décrypter les processus physiques intervenants dans une séquence morphodynamique, ce qui n'est pas toujours évident à réaliser dans un contexte d'expérience en milieu naturel.

Le contrôle du forçage est un point fort des expériences en canal car cela permet de mettre en évidence l'impact d'un paramètre hydrodynamique sur l'évolution d'un corps sableux en particulier. Entre autres, l'influence de la période des vagues est un critère qui a souvent été négligé dans de nombreux travaux sur la morphodynamique des plages. Or, nous avons mis en évidence que le passage d'un régime de mer de vent à un régime de houle peut conduire à la transition d'un profil qualifié d'intermédiaire vers un profil réfléchissant s'accompagnant d'une construction de berme en haut de plage. Dans le cadre de cette expérience, les temps de réponse du profil face à un changement brutal du forçage peuvent cependant sur-estimer ceux mesurés en nature.

Une étape importante propose l'analyse des coefficients de skewness et d'accélération en vitesse dérivés des mesures en canal, ce qui a permis d'établir une comparaison avec ceux dérivés des mesures sur plages naturelles. Les résultats montrent que l'intensité des skewness de vitesse est systématiquement plus élevée en canal ce qui se vérifie pour une large gamme de valeurs du nombre d'Ursell. A l'inverse, les intensités des coefficients d'accélération en vitesse sont comparables avec celles dérivées des mesures sur plages naturelles avec cependant des valeurs plus importantes en zone d'eau peu profonde. En suivant le même protocole décrit par Ruessink et al. [2012], ces travaux ont également conduit à des paramétrisations spécifiques de  $S_u$  et  $A_s$  applicables pour la modélisation de profils de plages en canal à houle.

Les simulations numériques se focalisent sur deux séquences morphodynamiques relatives à la génération d'une barre sableuse ainsi qu'à la migration de la barre sous l'influence d'un cycle de marée. Les conditions extrêmes caractérisées par des déferlements plongeants et une pente de plage prononcée (1 : 15) tendent vers les limites d'application du modèle. Les caractéristiques extrêmes du cadre expérimental et l'utilisation de l'analyse du jeu de données collectées durant BARDEX II rendent ces simulations innovantes, dont les résultats numériques ont permis d'éclairer les mécanismes physiques contrôlant la

formation et la migration d'une barre sableuse au dessus d'un profil fortement pentu.

Dans une première simulation, nous sommes parvenus à simuler correctement l'émergence d'une barre à partir d'un profil plat. Nous avons montré que le paradigme du point de déferlement pouvait expliquer cette dynamique. L'originalité de ces résultats provient du fait que le flux net de sédiment vers la côte est contrôlé en grande partie par les skewness d'accélération et que le flux de sédiments induit par les skewness de vitesse joue un second rôle dans cette séquence. La représentation réaliste des non-linéarités et des variables hydrodynamiques combinée avec l'utilisation de méthode d'optimisation robuste apporte une crédibilité supplémentaire à ces résultats. Par ailleurs, nous suggérons un nouveau modèle conceptuel de formation de barre applicable pour les plages fortement pentue dans lequel les skewness d'accélération seraient la principale composante hydrodynamique permettant de transporter les sédiments vers la côte.

La simulation de l'évolution de la terrasse durant le cycle de marée est fidèle à l'évolution des profils observés. Ces résultats confirment que la hauteur d'eau est le paramètre clé du forçage modulant à la fois la vitesse et la direction de propagation de ces corps sableux, ce qui est en accord avec l'étude synthétique proposée dans le chapitre 4. Pour des niveaux d'eau au large inférieurs à 2 m, la terrasse migre rapidement vers le large avec des vitesses atteignant 2 m/h. Pour des niveaux d'eau supérieurs, le plateau de la terrasse diminue et la crête migre progressivement vers le bord à des vitesses atteignant 1 m/h. Les phases de migration vers la côte sont contrôlées essentiellement par les skewness de vitesse, alors que les skewness d'accélération permettent au modèle de mieux contrôler les phases de migration vers le large.

Finalement, cette étude confirme de nouveau la nécessité d'intégrer dans les modèles morphodynamiques une paramétrisation robuste des non-linéarités et souligne le besoin d'intégrer le mode de transport sédimentaire par skewness d'accélération. Néanmoins, le modèle 1DBeach est limité par son approche à phase moyennée qui rend la modélisation du haut de plage impossible en l'état. Cependant, cette étape reste pour l'instant ouverte à l'implémentation de lois de comportement, supposant par exemple un couplage avec des modèles basés sur un principe d'équilibre du trait de côte pour modéliser l'évolution du haut de plage [Castelle et al., 2013b].

# Chapitre 6

## Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

Ce chapitre présente les premiers travaux de modélisation 2DH intégrant les processus *cross-shore* que nous avons explorés dans les chapitres précédents. Le modèle morphodynamique non-linéaire **MORPHODYN**, développé au sein de l'équipe METHYS dans la thèse de Saint-Cast [2002] et de Castelle [2004], a été utilisé comme modèle de base dans ce travail. Dans un premier temps, nous avons fait une mise à jour de ce code de calcul, en le *debuggant* et en le rendant plus flexible, notamment dans l'optique de couplage avec d'autres modèles (ex: le code **MARS** pour l'hydrodynamique). Dans un second temps, nous avons intégré la méthode de paramétrisation des skewness/asymétrie en vitesse proposée par Ruessink et al. [2012] ainsi que la formulation énergétique de transport sédimentaire utilisée dans Dubarbier et al. [in press]. Cette dernière permet de simuler les modes de transport par skewness et asymétrie de vitesse, courant moyen et effet de pente. Notre approche demande alors de considérer la définition des courants moyens de Philipps [1977] afin de prendre en compte le courant de retour. Dans cette configuration, ce nouveau code de calcul **2DBeach** représente l'extension directe du modèle de profil de plage **1DBeach**. Malgré un nombre de tests limités, ces premiers résultats sont extrêmement encourageants car ils montrent, pour la première la fois, la possibilité de simuler une phase *downstate* quasi-complète partant d'un profil plat sur lequel se forme une barre rectiligne (profil de tempête) qui évolue par la suite avec le développement successif d'instabilités bathymétriques quasi-périodiques de type barres/chenaux. De plus, il apparaît clairement que la prise en compte des processus cross-shore conduit à une augmentation de la variabilité des morphologies des structures sableuses dont les formes sont cohérentes avec les observations de terrain.

## 6.1 De l'hypothèse *basic state* vers la considération des processus *cross-shore*

Comme tous systèmes dynamiques, l'évolution de la plage tend vers un état d'équilibre qui dépend des conditions hydrodynamiques. Ce concept se vérifie en canal à houle où il est possible d'obtenir des profils de plages barrés à l'équilibre sous des conditions hydrodynamiques stationnaires Grasso et al. [2009]. De plus, la dynamique *cross-shore* des barres sableuses peut être reproduite en supposant que l'évolution de la position des barres est constamment **attirée** vers une position d'équilibre relative au point de déferlement [Plant et al., 2006]. Ce concept a été utilisé pour simuler l'évolution tridimensionnelle des barres sableuses à partir d'un profil de plage barré, uniforme le long de la côte, qui est supposé représenter une condition initiale d'équilibre.

En se basant sur les formules de transport sédimentaire totales de Bailard [1981], les modèles morphodynamiques non-linéaires ne parviennent pas à simuler la saturation en amplitude des barres sableuses (pas de rétro-actions négatives) ce qui conduit rapidement les simulations à s'arrêter prématurément. Pour éviter ce problème, il convient de simplifier la représentation des flux sédimentaires, déjà fortement idéalisée, en supposant que les flux *cross-shore* induits par les asymétries des vagues et le courant de retour sont à l'équilibre avec le flux par effet de pente [*e.g.* Garnier et al., 2008, Castelle and Ruessink, 2011, Tiessen et al., 2011]. Cela revient à supposer que le profil de plage est à l'équilibre avec les conditions de forçage hydrodynamique.

Dans cette approche, appelée *basic state*, le flux sédimentaire total est représenté comme la combinaison linéaire d'un mode de transport par suspension et d'un terme de transport par effet de pente relatif à la déviation du profil par rapport à sa position d'équilibre, c'est à dire une "force de rappel". L'intégration de cette formule dans les modèles morphodynamiques non-linéaires a permis de simuler, à partir de profils post-tempête, la phase complète de génération, d'évolution et de saturation des instabilités bathymétriques représentées sous la forme de systèmes barres/chenaux. L'approche *basic state* a offert la possibilité de mener des simulations morphodynamiques à l'échelle de plusieurs semaines qui ont notamment conduit à une meilleure compréhension globale de la dynamique des chenaux de vidange [*e.g.* Castelle and Ruessink, 2011, Castelle and Coco, 2012]. Elle a aussi renforcé l'hypothèse que ces figures géologiques organisées de la zone de déferlement répondent à des mécanismes d'auto-organisation.

Cependant, la négligence volontaire des processus **cross-shore** aboutit à des conclusions incomplètes de la dynamique de ces corps sableux notamment aux vues de la limitation des conditions de forçage qui doivent respecter les critères de validité de cette approche. De plus, les observations et les modèles convergent à dire que la position de la barre par rapport à la côte après un épisode de tempête est un facteur qui contrôle la longueur d'onde des systèmes barres/chenaux. Cette position de la barre étant contrôlée



## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

par des mécanismes *cross-shore*, il se peut que les modèles qui négligent ces processus simulent les mauvaises longueurs d'onde. Nos travaux sur la dynamique des chenaux de vidange en fonction de la marée sont ainsi contestables du fait de l'utilisation d'un profil d'équilibre fixe alors que celui-ci est supposé se translater le long de l'axe *cross-shore* en fonction des différents niveaux de marée [Dubarbier and Castelle, 2011] (voir Annexe C). Il est également impossible par cette approche d'aborder des phases de formation de barres ou encore des séquences *up-state* dans lesquelles les processus *cross-shore* sont dominants. Dans ce sens, il est nécessaire d'inclure le rôle des non-linéarités des vagues et du courant de retour si l'on veut explorer la dynamique des barres dans une démarche globale.

La stratégie de conception du modèle de profil de plage a toujours gardé une certaine similitude avec le modèle **MORPHODYN** de façon à pouvoir facilement transposer les avancées du code 1D dans le 2D. Pour rappel, avec notre conception des modes de transport sédimentaire, il est possible d'identifier facilement une relation de cause à effet entre les processus hydrodynamiques et la dynamique des barres. L'implémentation dans un nouveau code de calcul des méthodes que nous avons développées dans le modèle de profil de plage constitue, malgré le manque de certains processus physiques, le commencement d'une nouvelle étape de recherche dans la dynamique des barres sableuses.

### 6.2 Développement du code 2DBeach

A l'issue d'un consensus interne entre les différents utilisateurs du code **MORPHODYN**, nous avons opté pour une séparation totale entre le modèle de vague, de courant et de transport sédimentaire/évolution du fond (voir Figure 6.1). Par cette architecture, cette nouvelle plate-forme de modélisation morphodynamique, appelé **2DBeach**, sera plus flexible notamment car elle offrira la possibilité d'interfacer d'autres modèles comme **MARS** ou **TELEMAC**. Nous détaillons dans la suite les modèles utilisés dans ce couplage.

#### Architecture de couplage du modèle morphodynamique 2DH

Le modèle spectral **SWAN** [Booij et al., 1999] est utilisé pour calculer le champ de vagues au-dessus d'une bathymétrie initiale. Ce dernier résout l'équation de conservation de la densité d'action des vagues qui s'écrit comme :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} c_x N + \frac{\partial}{\partial y} c_y N + \frac{\partial}{\partial \sigma} c_\sigma N + \frac{\partial}{\partial \theta} c_\theta N = \frac{S}{\sigma} \quad (6.1)$$

avec  $N(\sigma, \theta) = \frac{E(\sigma, \theta)}{\sigma}$  la densité d'action des vagues fonction de la fréquence angulaire  $\sigma$  et de la direction de propagation  $\theta$ . L'équation 6.1 décrit la variation lente du spectre des vagues dans le temps et l'espace. Elle se compose de trois termes : la variation locale

de la densité d'action des vagues (premier terme du membre de gauche), le transport net de densité d'action dans le domaine spatial  $x, y$ , directionnel  $\theta$  et fréquentiel  $\sigma$  (autres termes du membre de gauche) et le terme  $S$  représentant les différents effets de génération et de dissipation des vagues dus respectivement au vent et au déferlement. Dans nos simulations, ce modèle est configuré de telle façon à prendre en compte les interactions entre triplet de fréquences, celles entre quadruplet de fréquences sont négligées car faibles en milieux côtiers. Le déferlement bathymétrique est modélisé selon Battjes and Stive [1985] avec un paramètre de déferlement  $\gamma$  constant. De plus, les interactions vagues/courants et vents/vagues ne seront pas utilisées. Pour chaque simulation, nous précisons systématiquement les conditions de forçage appliquées à la frontière du large à savoir  $H_s / T_p / \Theta$  ainsi que le type de spectre représentatif de l'état de mer. Le modèle est utilisé en mode stationnaire sur une grille scalaire régulière. Afin d'éviter des effets d'ombrages au niveau des bordures latérales de notre domaine de calcul, notamment dans le cas de houles obliques, la bathymétrie initiale sera étendue dans l'axe *longshore* de façon à considérer trois domaines de calcul périodiques. Les variables de sortie permettant de forcer le modèle de courant seront donc considérées au niveau de domaine central (voir Figure 6.1).

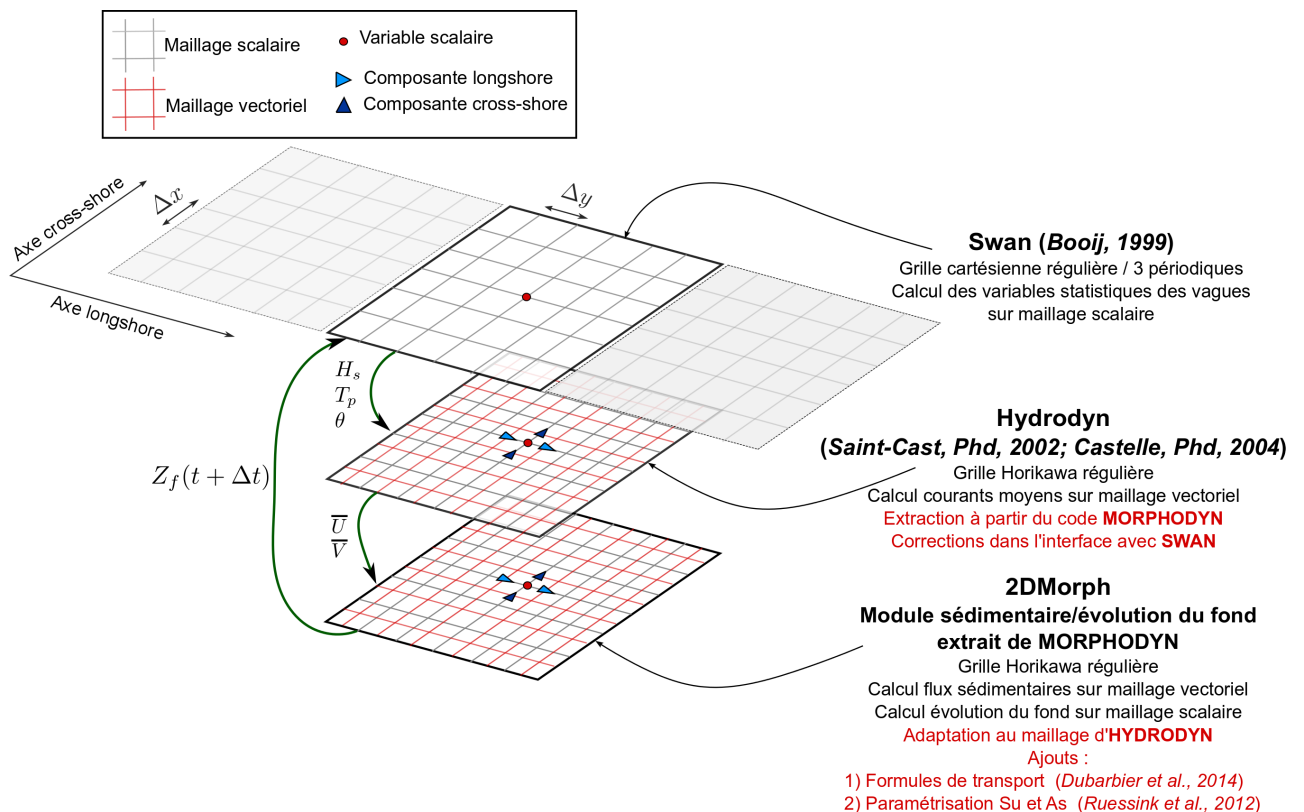


FIGURE 6.1 – Schéma du couplage entre les modèles SWAN / HYDRODYN / 2DMORPH. La figure montre la correspondance des grilles de calculs scalaires et vectoriels et indique les principales variables de chaque modèle qui sont échangées au cours des itérations morphodynamiques.

## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

Le module hydrodynamique de **MORPHODYN** a été isolé et utilisé comme un modèle de courant à part entière. Ce modèle résout les équations de conservation de la quantité de mouvement (6.2b) et de la masse (6.2a) intégrées sur la verticale et moyennées dans le temps en prenant en compte les termes turbulents associés au déferlement des vagues. Nous rappelons ces équations sous leur forme conservatives en notation d'Einstein:

$$\partial_t \bar{\eta} + \partial_\alpha \bar{Q}_\alpha = 0 \quad (6.2a)$$

$$\rho \partial_t \bar{Q}_\alpha + \rho \partial_\beta \left( \frac{\bar{Q}_\alpha \bar{Q}_\beta}{h} \right) = -\rho g \bar{h} \partial_\alpha \bar{\eta} - \partial_\beta S_{\beta\alpha} + \partial_\beta T_{\beta\alpha} + \bar{\tau}_\alpha^S - \bar{\tau}_\alpha^B \quad (6.2b)$$

Les mêmes notations expliquées dans le chapitre 3 sont conservées. Les termes de tensions de radiation  $S_{\beta\alpha}$  sont considérés suivant l'approche de Philipps [1977] qui regroupe tous les termes associés au forçage par les vagues (mouvement organisé et roller) et s'écrit d'après la théorie linéaire:

$$S_{\beta\alpha} = \frac{E_w}{2} \left[ \frac{2c_g}{c} \frac{k_\beta k_\alpha}{k^2} + \left( \frac{2c_g}{c} - 1 \right) \delta_{\beta\alpha} \right] + \frac{2E_r}{\beta_c} \frac{k_\beta k_\alpha}{k^2} - \frac{E_w}{c\bar{h}} \frac{k_\beta k_\alpha}{k^2} \quad (6.3)$$

avec  $\delta_{\beta\alpha}$  le symbole de Kronecker et  $k_\alpha$  ( $k_\beta$ ) les projections orthogonales du vecteur d'onde suivant les axes *crosshore* (*longshore*). L'énergie du roller  $E_r$  est calculée par la méthode de Dally and Brown [1995] que nous avons étendue en 2D. Le dernier terme de cette expression correspond aux flux de masse apportés par les vagues, celui-ci n'apparaît pas explicitement dans les équations dérivées par Mei [1989] mais conduit au même résultat grâce sa considération du mouvement orbital  $\int_{-h}^{\eta} u_{w\alpha, Mei} dz = 0$ . Le terme  $T_{\beta\alpha}$  représente le tenseur des contraintes turbulentes associé au déferlement des vagues en surface et dont la forme mathématique est équivalente au tenseur des contraintes visqueuses. Ce terme permet de contrôler la diffusion de la quantité de mouvement de l'écoulement moyen notamment par la paramétrisation d'un coefficient de mélange  $M$ , ainsi Battjes [1975] propose la formulation suivante :

$$T_{\beta\alpha} = \rho \bar{h} \left[ M \bar{h} \left( \frac{D_w}{\rho} \right)^{1/3} + \nu_0 \right] \left( \partial_\beta \bar{U}_\alpha + \partial_\alpha \bar{U}_\beta \right) \quad (6.4)$$

où  $M$  et  $\nu_0$  sont intégrées comme des constantes empiriques que nous spécifierons plus loin. Nous considérons la dissipation du mouvement organisée  $D_w$  comme source de turbulence et qui est estimée d'après la méthode de [Ruessink et al., 2003a] présentée dans le chapitre 3. La contrainte de frottement sur le fond est modélisée suivant l'approche *weak flow* développée par [Liu and Dalrymple, 1978] qui introduit un seul paramètre ajustable  $C_{frot}$  et qui s'écrit :

$$\bar{\tau}_\alpha^B = \frac{2}{\pi} \rho C_{frot} \left\| \vec{U}_w \right\| \frac{\bar{Q}_\alpha}{h} \quad (6.5)$$

Cette relation est relativement simple et convient dans un premier temps pour une approche synthétique comme la notre. Bruneau [2009] présente une synthèse d'autres méthodes empiriques plus complexes qui sont fonctions de la rugosité du fond, elle même dépendante de la nature du sédiment ( $d_{50}$ ), de la présence ou non de rides sableuses sur le fond ou encore du type d'écoulement (oscillant, laminaire, turbulent). Enfin, le terme de cisaillement en surface  $\overline{\tau_\alpha^S}$  relatif à la présence du champ de vent est négligé. Nous rappelons que nous considérons la formulation de [Philipps, 1977] du flux de masse total enfin de prendre en compte la contribution du courant de retour dans les flux de transport sédimentaire (Eq. 3.15b).

Les équations 6.2 sont résolues de façon implicite sur une grille régulière à maillage décalé (grille d'Horikawa) en considérant des conditions latérales périodiques. Nous recherchons une solution stationnaire de ces équations qui est définie lorsque la différence de la solution entre deux itérations hydrodynamiques est inférieure à 0.1% du flux de masse induit par les vagues<sup>1</sup>. Pour une description détaillée des équations et des schémas numériques implémentés dans **HYDRODYN** se référer aux travaux de Saint-Cast [2002] et de Castelle [2004].

Le module de transport sédimentaire et d'évolution du fond **2DMORPH** a été également extrait du code **MORPHODYN**. Les formules exprimant la répartition spatiale du flux de sédiments (Chapitre 3, eq. 3.44) sont étendues en 2-Dimensions en utilisant des projections trigonométriques. Nous pouvons généraliser cette transformation en exprimant la forme des composantes *cross-shore* et *longshore* de chaque mode de transport sédimentaire de la façon suivante :

$$Q_{\mathcal{K}_\alpha} = \mathcal{K}_n \langle |\vec{U}|^n U_\alpha \rangle + \mathcal{K}_{n+1} \langle |\vec{U}|^{n+1} U_\alpha \rangle \quad (6.6a)$$

$$Q_{\mathcal{K}_\beta} = \mathcal{K}_n \langle |\vec{U}|^n U_\beta \rangle + \mathcal{K}_{n+1} \langle |\vec{U}|^{n+1} U_\beta \rangle \quad (6.6b)$$

où  $Q_{\mathcal{K}_{\alpha,\beta}}$  représentent les différents mode de transport sédimentaire. Les coefficients  $\mathcal{K}_n$  et  $\mathcal{K}_{n+1}$  généralisent les coefficients pondérant les différents moments qui interviennent dans les modes de transport sédimentaire, avec  $n$  désignant l'ordre des moments en vitesse. D'autre part, nous pouvons assimiler la distribution spatiale des non-linéarités à un champ scalaire. Ainsi, la méthode paramétrique qui décrit statistiquement le comportement des skewness de vitesse et d'accélération se traduit naturellement en 2-Dimensions puisqu'elle est uniquement dépendante des paramètres statistiques des vagues calculés par le modèle SWAN. La grille de calcul correspond à celle d'**HYDRODYN** avec les mêmes conditions limites latérales. Enfin, l'équation de conservation du sédiment est résolue par une méthode en volume fini simple à l'ordre 1 en temps et en espace, qui réalise le bilan des flux sur chaque arrête du volume de contrôle entourant le nœud scalaire où est défini la côte du

1. A chaque pas de temps morphodynamique, la solution hydrodynamique est initialisée ce qui augmente le temps de convergence de la solution lorsque la bathymétrie est complexe

## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

---

fond. Du fait de la stabilité de ce schéma durant les simulations que nous avons menées, aucun test comparatif avec d'autres schémas numériques (ex : WENO) n'a été entrepris. De plus, grâce à un repérage continu de la ligne d'eau et des zones sèches, ce code permet de modéliser les oscillations du trait de côte, notamment la formation de *méga-cusp* qui sont la signature érosive des courants d'arrachement à la côte. A l'heure actuelle, notre stratégie de couplage est réalisée à l'aide d'un script *shell* et autorise l'utilisation d'autres modèles hydrodynamiques comme **MARS** pour des projets d'études comparatives.

### 6.3 Résultats préliminaires

Une phase de validation est nécessaire afin de savoir si les changements apportés au code d'origine n'ont pas introduit d'erreurs numériques. Par conséquent, nous avons repris la bathymétrie barre/chenal présentée dans Castelle [2004] qui servira de *benchmark*. Le champ de courant moyen est ainsi simulé à plusieurs niveaux de marée pour le même forçage de vagues au large. Nous discuterons de l'évolution spatio-temporelle des flux sédimentaires *cross-shore* de chaque mode de transport qui seront observés au-dessus de la barre et dans la fosse.

#### Configuration de la simulation

Le forçage d'entrée correspond à une houle frontale caractérisée par un spectre gaussien de période pic  $T_p = 10$  s et des hauteurs significatives  $H_s = 1.5$  m. Les variations du niveau d'eau s'échelonnent entre 1 et 3 m au dessus du 0 hydrographique. La bathymétrie lue dans **SWAN** est représentée sur la Figure 6.2a, elle correspond à une extension *longshore* d'un système barre/chenal. Le maillage scalaire commun au trois codes utilise une résolution uniforme suivant les deux axes  $\Delta X = \Delta Y = 10$  m (Figure 6.2a). Il est localisé au niveau du domaine central 6.2b sur lequel est donc réalisé l'ensemble des calculs. La Figure 6.2c met en avant le contraste entre le profil mesuré au niveau de la sortie du chenal et au niveau de la barre, notamment la différence d'élévation de 2 m du point le plus profond du chenal au point le plus haut de la barre. L'évolution morphodynamique durant cette séquence n'est pas activée de telle façon à regarder uniquement l'impact du changement du niveau d'eau en terme de l'hydrodynamique et du transport sédimentaire.

#### 6.3.1 Comparaison des flux sédimentaires *cross-shore* au-dessus d'un système barre/chenal

##### Vérification des courants moyens

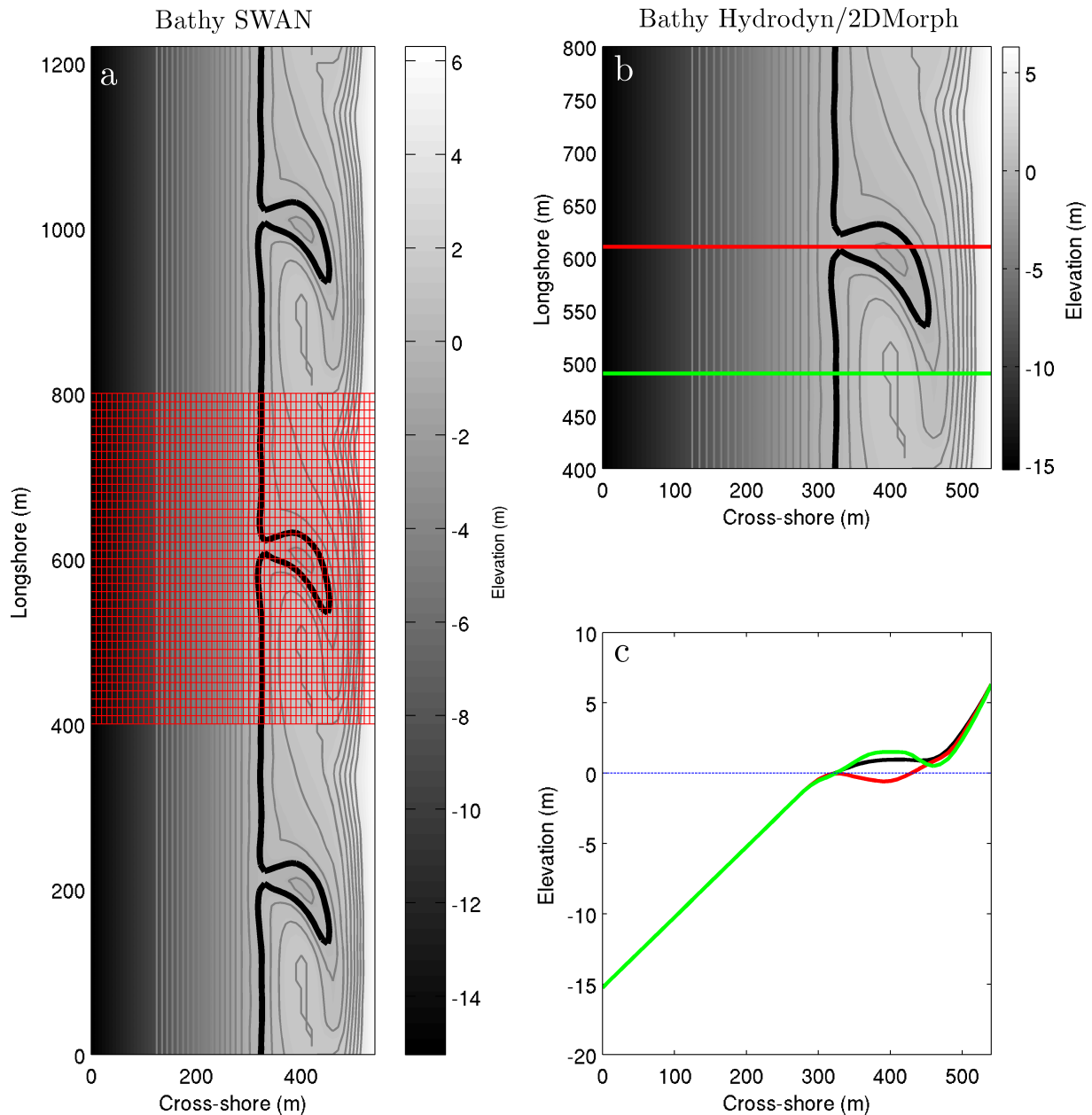


FIGURE 6.2 – a) Bathymétrie d’entrée du modèle **SWAN** avec superposé en rouge la grille de calcul commune aux trois codes. b) Zoom de la bathymétrie caractérisée par la grille de calcul, les lignes *cross-shore* relatives aux profils de plage sont représentées sur la figure c). c) Profils de plages passant dans l’axe de la sortie du chenal (trait rouge) et dans l’axe de la barre (trait vert), le profil de plage moyenné dans l’axe *longshore* est représenté en trait noir. Les traits pointillés bleus indiquent le niveau d’eau hydrographique.

La Figure 6.3d-f) représente l’évolution du champ de courant moyen sur une phase de marée montante. Le modèle reproduit la modulation tidale commentée par *Castelle [2004]*, caractérisée par des circulations intenses  $\mathcal{O}(0.7)$  m/s à mi-marée en sortie de chenal et au niveau de la barre (Figure 6.3e). En augmentant le niveau d’eau, nous observons un renforcement de la variabilité *longshore* de la dissipation qui résulte principalement des mécanismes de réfraction des vagues engendrés par l’hétérogénéité de la bathymétrie.

## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

---

Bonneton et al. [2010] ont démontré que les gradients *longshore* de dissipation sont le moteur de la vorticité verticale des courants moyen. Pour le niveau de marée le plus bas ( $h_{\text{marée}} = 1 \text{ m}$ ), la circulation moyenne est quasi-inexistante car la zone de dissipation des vagues se concentre au large et reste uniforme le long de la plage ce qui est cohérent avec le principe du forçage de la vorticité (Figure 6.3a). La circulation horizontale moyenne est la plus développée lorsque  $h_{\text{marée}} = 3 \text{ m}$  car les gradients *longshore* de dissipation y sont les plus importants (Figure 6.3c). Cependant, l'augmentation de la profondeur d'eau au-dessus du système barre/chenal réduit l'intensité de la dissipation des vagues et par conséquent l'intensité des courants moyens (Figure 6.3d).

Castelle [2004] a montré que ces circulations peuvent aussi s'expliquer par le forçage résiduel qui correspond à la résultante entre les gradients de pression induits par le set-up et les tensions de radiation générées par l'excès de quantité de mouvements induit par les vagues. Pour les niveaux d'eau les plus hauts, l'intensité du courant moyen devient importante à proximité de la ligne d'eau. Cet effet est notamment contrôlé par les gradients de pression dont le potentiel moteur est exacerbé dans les zones où le set-up est important (Figure 6.3f).

Dans cet exemple, la représentation des courants moyens simulés pour les différents niveaux de marée est comparable avec celle présentée par Castelle [2004] à la fois en terme de motif de circulation et d'intensité des courants. Cette comparaison qualitative permet dans un premier temps de vérifier que les modifications apportées au code hydrodynamique n'ont pas entraîné d'erreurs graves et que ce code est donc exploitable pour des simulations morphodynamiques.

###  volution spatio-temporelle des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse

Les Figures 6.3g-l) représentent les premiers résultats de la paramétrisation des coefficients de skewness de vitesse  $S_u$  et d'accélération  $A_s$ , proposée par Ruessink et al. [2012], implémentée dans un modèle morphodynamique 2DH. Dans le cas d'un système barre/chenal, la variabilité spatiale de l'intensité de ces coefficients évolue significativement avec les différents niveaux de marée.

Pour le niveau de marée le plus bas ( $h_{\text{marée}} = 1 \text{ m}$ ), le maximum d'intensité du paramètre  $S_u$  est localisé quelques mètres au large de la zone de dissipation maximale ( $X = 260 \text{ m}$ ) et son intensité chute rapidement dans l'axe *cross-shore* sous les effet combinés du déferlement des vagues et de la diminution de la profondeur d'eau (Figure 6.3a). Cette décroissance est homogène dans l'axe *longshore* (axe Y) jusqu'à ce que la bathymétrie devienne irrégulière suivant cet axe (Figure 6.3g). La ligne *longshore* passant par la sortie du chenal est ainsi caractérisée par des valeurs de  $S_u$  plus importantes au niveau de la sortie du chenal qu'au niveau des barres, résultant principalement d'un

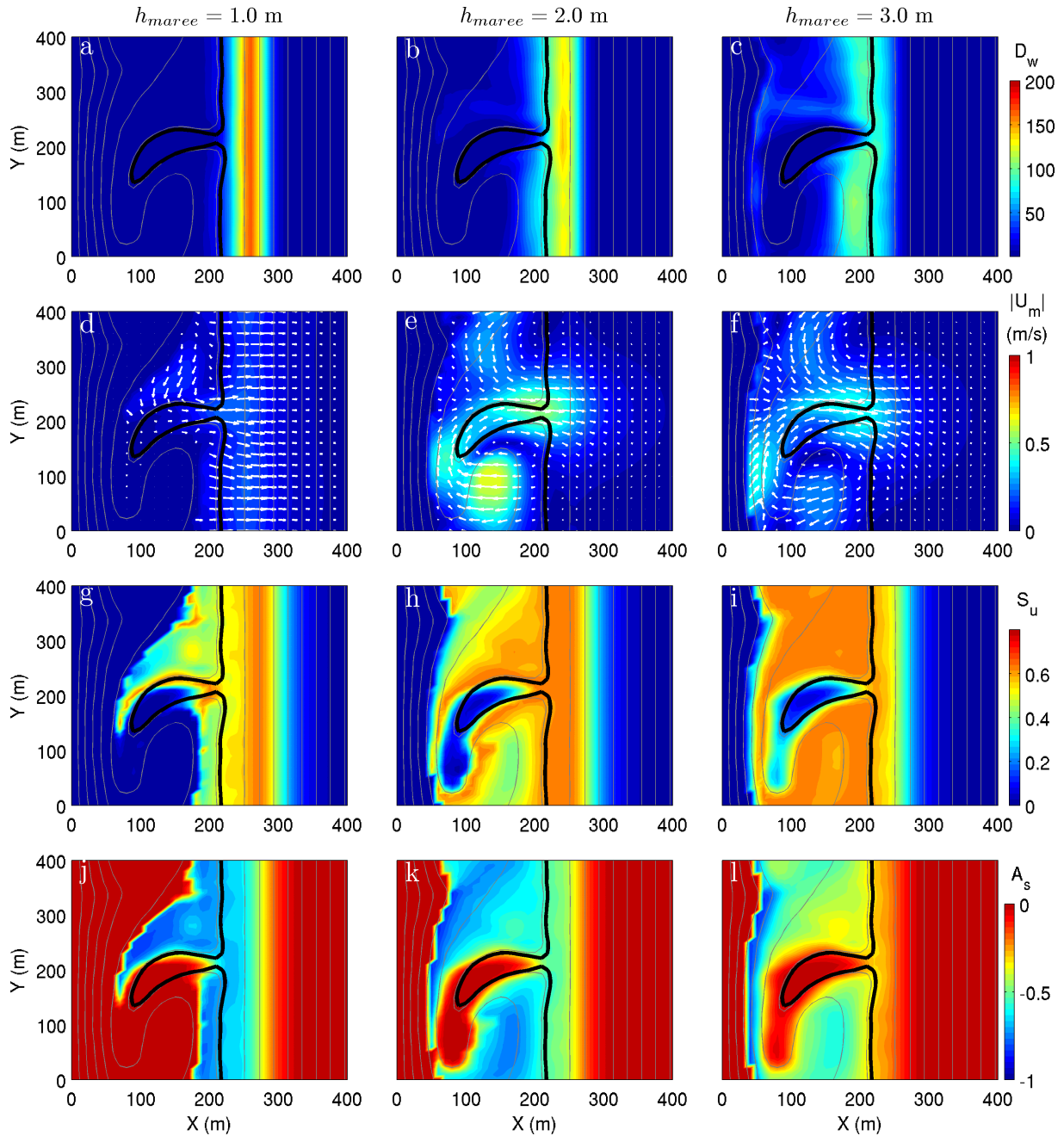


FIGURE 6.3 – Distribution spatiale, a-c) de la dissipation du mouvement organisé  $D_w$  b-e) du champ de courant moyen, f-h) du coefficient de skewness de vitesse  $S_u$  et i-k) du coefficient de skewness d'accélération  $A_s$ , pour des niveaux de marée de 1 à 3 m au dessus du 0 hydrographique. Les lignes grisées superposées sont les iso-contours bathymétriques avec en noir le contour 0m.

niveau d'eau plus élevé au niveau du chenal. Dans les zones d'eau très peu profondes (au niveau des barres), la décroissance du coefficient  $S_u$  s'accompagne de l'augmentation du coefficient  $A_s$  qui domine toutes les zones d'eau très peu profondes. Cette dernière remarque souligne de nouveau la complémentarité entre ces deux paramètres.

En augmentant progressivement le niveau de marée ( $h_{marée} = 2$  m), la totalité du



## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

---

système barre/chenal est influencé par les mécanismes non-linéaires des vagues. Cette condition de marée est associée à la plus grande variabilité spatiale du coefficient  $S_u$  (Figure 6.3h) dont l'intensité maximale est localisée dans une bande uniforme le long de la côte en sortie du chenal ainsi que sur les contours de ce dernier. En parallèle, les valeurs significatives de  $A_s$  sont localisés au niveau du sommet de la barre située en zone d'eau peu profonde ainsi qu'au niveau du haut de plage. L'influence des non-linéarités décroît très rapidement à mesure que les vagues pénètrent dans la zone interne du chenal (zone d'eau plus profonde). Pour  $h_{\text{marée}} = 3$  m, des valeurs de  $S_u > 0.6$  dominent entièrement les zones associées aux barres sableuses alors que les fortes asymétries sont confinées exclusivement sur le haut de plage.

Les motifs de distribution des non-linéarités sont causés principalement par la variation du niveau d'eau qui résulte des effets de marée et de la forme de la bathymétrie. Ces simulations montrent que les barres sableuses inter-tidales sont spatialement et temporellement contraintes par une alternance de ces processus. De plus, les distributions spatiales du coefficients  $S_u$  obtenues pour ce système barre/chenal à mi-marée présentent des similitudes avec les motifs des mappes du coefficient  $S_u$  mesurées par Michallet et al. [2013] au-dessus de plages de type TBR reproduites durant des expériences en bassin à houle (Figure 10 [Michallet et al., 2013]). Cette comparaison qualitative souligne que la méthode de reproduction des non-linéarités donne des résultats réalistes également dans le cadre de simulations 2D. Par ailleurs, comme nous l'avons montré dans le chapitre 4, le flux d'énergie des vagues contribue également à modifier les répartitions spatiales des non-linéarités des vagues. Ainsi, pour un même niveau de marée, des valeurs importantes d'asymétrie en vitesse couvriront une plus large zone pour des houles énergétiques.

### Comparaison des flux sédimentaires *cross-shore*

Lorsque les circulations horizontales sont établies et caractérisées par des courants intenses comme à mi-marée (Figure 6.4c,d), les flux sédimentaires sont largement contrôlés par cette composante moyenne de l'écoulement. La Figure 6.4 permet de visualiser la contribution *cross-shore* de chaque mode de transport en fonction de la composante hydrodynamique qui le caractérise (vague, courant, effet de pente) au niveau du profil situé dans l'axe de sortie du chenal ( $P_{\text{chenal}}$ ) en  $Y = 210$  m (Fig. 6.4b,d,f,h) et au niveau de la barre ( $P_{\text{barre}}$ ) en  $Y = 90$  m (Fig. 6.4a,c,e,g). Cette comparaison est réalisée pour trois niveaux de marée :  $h_{\text{marée}} = 1$  (Fig. 6.4a,b),  $h_{\text{marée}} = 2$  (Fig. 6.4c,d) et  $h_{\text{marée}} = 3$  (Fig. 6.4e,f). La convention du code **2DMorph** suppose que les flux *cross-shore* positifs soient orientés vers le large. Dans cette simulation, les coefficients de friction de chaque mode de transport correspondent aux valeurs trouvées par la méthode d'optimisation sur la séquence Duck94. Pour rappel, le flux de sédiment total représente la combinaison linéaire du flux  $Q_{Cw}$  associée au skewness de vitesse,  $Q_{Cc}$  au courant moyen (en considérant

l'interaction vague/courant),  $Q_{Cf}$  au transport par effet de pente et  $Q_{Ka}$  au transport par skewness d'accélération.

Pour le niveau de marée le plus bas, la composante totale du transport *cross-shore* est quasi-nulle au niveau du profil  $P_{chenal}$  sauf au niveau du point de déferlement où l'on peut remarquer un motif caractéristique à la formation de barres. Sur le profil  $P_{barre}$ , un faible flux net de sédiments dirigé vers la côte subsiste en  $X = 200$  m dû à la composante  $Q_{Ka}$ . Bien que la circulation horizontale soit faiblement développée à marée basse (Figure 6.4c,d), nous simulons un pic de vitesse moyenne *cross-shore* en sortie du chenal de l'ordre de 0.23 m/s équivalent à celui simulé pour le profil  $P_{barre}$  qui est de 0.2 m/s. Dans cette situation, le courant de retour contribue à environ 40% dans l'intensité maximale de la vitesse moyenne *cross-shore* au niveau de ces deux profils. Le reste étant associée à la circulation moyenne induite principalement par la contribution des gradients *longshore* de pression. Pour les deux profils, les modes de transport  $Q_{Cw}$  et  $Q_{Cc}$  s'équilibrent en partie, ils sont du même ordre de grandeur avec des maximums se situant proche du point de dissipation maximal. Le maximum d'intensité du mode de transport par effet de pente est aussi localisé au niveau de la zone de dissipation. Il est du même ordre de grandeur que le flux  $Q_{Ka}$  dans la zone de levée et s'estompe rapidement dans la zone de surf.

Pour un niveau de marée à 2 m, le flux net de sédiment *cross-shore* est contrôlé par la composante moyenne de l'écoulement. Dans cette condition, au niveau du chenal, le courant d'arrachement est le plus actif atteignant des vitesses de 0.7 m/s au niveau de la tête de sortie. Le flux  $Q_{Cc}$  est donc le principal mode de transport contribuant au flux net de sédiments dirigé vers le large. Le maximum du transport par skewness de vitesse, qui est systématique décalé de quelques mètres au large du pic de dissipation, contribue à contrebalancer le flux  $Q_{Cc}$  tout comme, de façon secondaire, les flux  $Q_{Ka}$  et  $Q_{Cf}$ . Pour le profil  $P_{barre}$ , le flux net de sédiments est orienté vers le bord avec un maximum situé au-dessus de la barre qui est induit par la composante moyenne de l'écoulement. La contribution des non-linéarités se fait ressentir sur le flan externe de la barre avec un maximum situé à la même position que le flux  $Q_{Cw}$  simulé pour le profil  $P_{chenal}$ . En augmentant le niveau de marée à 3 m, l'intensité des circulations diminue sensiblement alors que  $S_u > 0.6$  dominant l'ensemble des zones relatives aux barres sableuses. Au niveau du chenal, le motif du flux net de sédiments est identique à la situation  $h_{marée} = 2$  m avec des intensités plus faibles. La différence la plus remarquable se fait au niveau de la barre, où les modes de transport  $Q_{Cc}$  et  $Q_{Cw}$  sont du même ordre de grandeur et orientés dans le même sens. Ainsi, le rôle des skewness de vitesse dans cette situation est extrêmement important puisque ils représentent un mécanisme complémentaire au courant moyen, capable de transporter le sédiment vers la côte avec autant d'importance, ou plus en extrapolant à des niveaux de marée plus importants.

Cette comparaison souligne de nouveau la sensibilité des flux de sédiments aux variations du niveau d'eau. Ainsi, le passage de  $h_{marée}$  de 2 à 3 m change drastiquement

## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

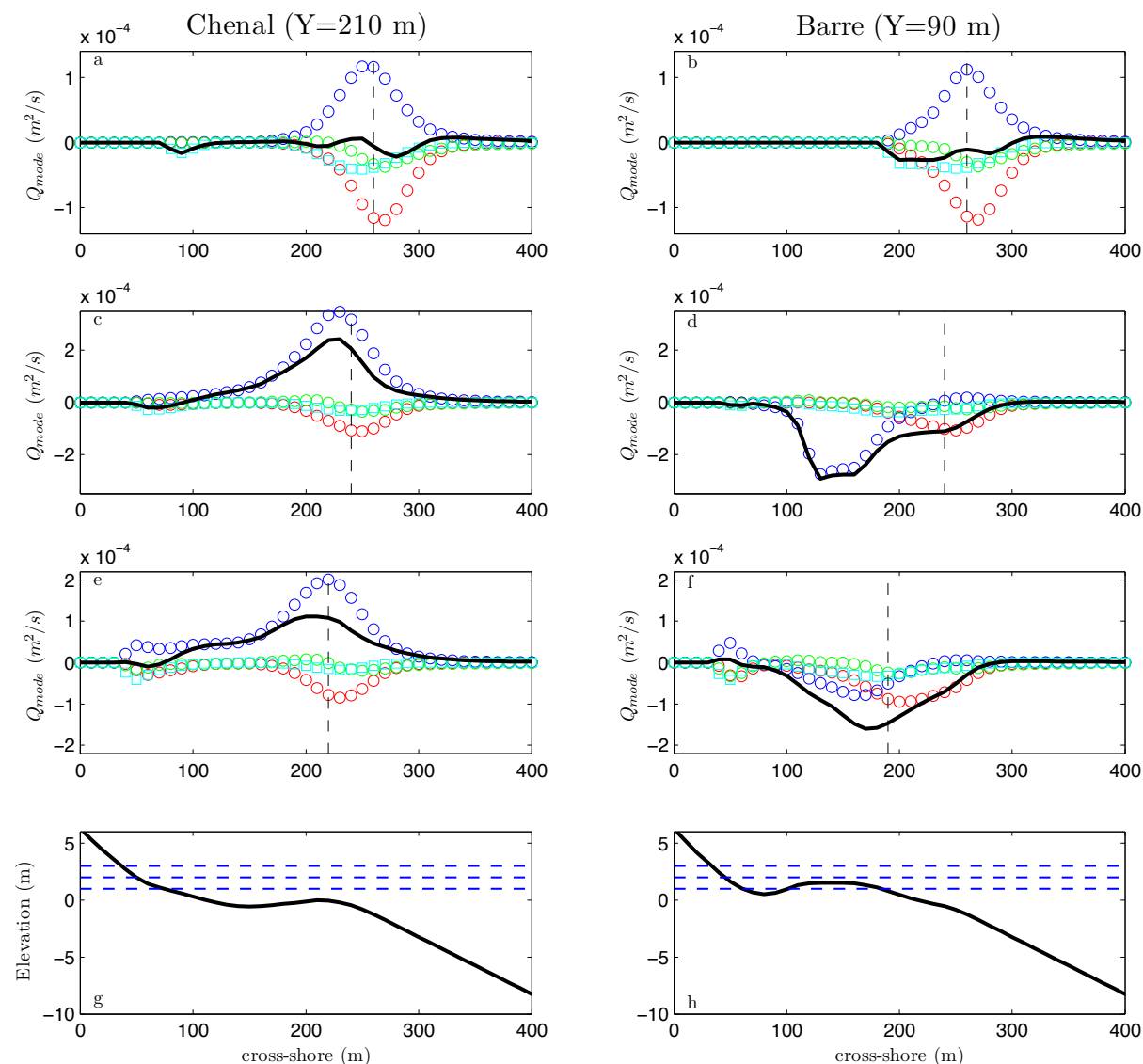


FIGURE 6.4 – Estimation des flux sédimentaires *cross-shore* a,c,d) au-dessus du profil passant dans l'axe du chenal en  $Y = 210$  m et b,d,f) au-dessus du profil passant au niveau de la barre en  $Y = 90$  m. Les ronds bleus (rouges, verts) représentent le mode de transport  $Q_{Cc}$  ( $Q_{Cw}$ ,  $Q_{Cf}$ ), les carrés bleus le mode de transport  $Q_{Ka}$  et le flux total est représenté en trait plein noir. Les flux de sédiments sont estimés pour 3 niveaux de marée : a-b)  $h_{\text{marée}} = 1$  m, c-d)  $h_{\text{marée}} = 2$  m et e-f)  $h_{\text{marée}} = 3$  m. g) Profil *cross-shore* de la plage dans l'axe du chenal et h) Profil *cross-shore* de la plage dans l'axe de la barre, les 3 niveaux de marée sont superposés en traits bleus.

les mécanismes moteurs contribuant au transport de sédiments vers la côte au niveau des barres sableuses submergées. En accord avec [Plant et al., 1999] et [Van Maanen et al., 2008], la composante moyenne associée aux cellules de circulation horizontales est momentanément le mécanisme moteur contribuant à transporter les sédiments vers la côte au niveau des barres sableuses inter-tidales situées en eau très peu profonde (Figure 6.4d). Dans ces cas, les skewness d'accélération sont des mécanismes secondaires

mais non-négligeables. A mesure que la marée monte, le rendement du transport lié aux skewness de vitesse devient de plus en plus important et équivalent à celui relatif au courant moyen. A noter que la composante *longshore* des flux de sédiments est d'un ordre de grandeur moins élevé que les flux *cross-shore* dans le cas de vagues frontales mais présente également de grandes variabilités en fonction des différents niveaux de marée.

### 6.3.2 Présentation d'une simulation montrant une séquence *downstate* quasi-complète

Les résultats que nous présentons dans cette partie correspondent aux premières simulations morphodynamiques réalisées avec le code **2DBeach**. Cette première phase de tests a pour but d'identifier les capacités du modèle à simuler sur plusieurs jours l'évolution des barres sableuses tridimensionnelles dans des cas académiques simples. Quelque part, cela consiste à refaire des simulations déjà commentées dans la littérature avec notre approche incluant les flux *cross-shore* de sédiments. Cette étape est nécessaire avant de se projeter dans des simulations visant à étudier notamment des séquences *up-state*, qui constituent à l'heure actuelle une des limitations des modèles morphodynamiques 2DH. De plus, ce sera un moyen de vérifier si la paramétrisation des non-linéarités combinée avec l'approche énergétique, utilisée dans le modèle **1DBeach**, est compatible avec ce type de simulation.

#### Configuration et Stratégie de modélisation

Les récents travaux en modélisation morphodynamique des plages, basés sur l'approche *basic state*, simulent la génération et l'évolution non-linéaire d'instabilités bathymétriques de type barre/chenal à partir d'un profil moyen **barré** uniforme le long de la côte, généralement observé post-tempête. Cependant, l'inclusion des flux de sédiments *cross-shore* autorise la formation des barres sableuses d'après le principe du point de déferlement. Ainsi, le profil initial des simulations s'apparente à un profil moyen **plat** uniforme le long de la côte sur lequel est superposé une perturbation millimétrique. Le modèle **SWAN** est configuré de façon à générer un forçage constant de vagues frontales caractérisées par des hauteurs significatives  $H_s = 1.5$  m et une période pic  $T_p = 9$  s. L'étalement directionnel du spectre au large est faible et définit une distribution gaussienne de hauteur de vagues.

Les premières simulations ont consisté à trouver une paramétrisation des coefficients de frottement relatifs aux formules de transport qui permettent de générer des instabilités bathymétriques évoluant jusqu'à un état proche de la saturation. Nous rappelons que cette dernière caractéristique n'a jamais été simulée en utilisant une approche énergétique, ce qui constitue déjà un premier challenge. Les coefficients  $C_f$  et  $C_w$  choisis sont d'un ordre de grandeur équivalent à ceux liés à la simulation Duck94, cependant le coefficient

## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

---

$C_c$  est diminué d'un facteur 4 afin de satisfaire les critères mentionnés. La diminution de la valeur de  $C_c$  est logique puisque ce dernier caractérisera en plus du courant de retour, le mouvement moyen des circulations horizontales. Nous avons négligé le transport par skewness d'accélération car les premiers tests de simulations ont conduit systématiquement à un arrêt prématuré du modèle du fait d'une accrétion trop importante sur le haut de plage. Le pas de temps morphodynamique est fixé à 1 h, la grille de calcul est un maillage régulier de pas d'espace  $\Delta X = \Delta Y = 20$  m, s'étendant sur 2.7 km le long de la côte et plus de 500 m au large. Le diamètre moyen des sédiments est uniforme et est caractérisé par un  $d_{50} = 250 \mu\text{m}$ .

### Développement d'une séquence *downstate* quasi-complète

Les Figures 6.5 et 6.6 montrent une simulation sur 1 mois de l'évolution d'une plage initialement plane, de pente 3%, décrivant une séquence *down-state* qui converge vers un état de plage intermédiaire de type TBR (Transverse Bars and Rips). De  $t = 0$  à 5 jours, une barre sableuse rectiligne commence à émerger à environ 50 m de la ligne d'eau (Figure 6.5a) exactement au niveau du maximum de dissipation. Elle résulte de la convergence du flux de sédiments orienté vers la côte induit par les skewness de vitesse et de celui orienté vers le large forcé essentiellement par le courant de retour. Ce mécanisme perdure jusqu'à  $t = 10$  jours accentuant le relief de la barre principalement dû à un apport de sédiments venant du large (Figure 6.5b). Cette première séquence se termine avec l'émergence spontanée de perturbations bathymétriques qui marque le commencement d'une nouvelle séquence morphodynamique dans laquelle ces perturbations vont se développer via des processus d'auto-organisation. Ainsi, de  $t = 15$  à 17 jours (Figure 6.5c,d), nous observons la formation de chenaux transverses de faibles profondeur qui coupent la zone de la fosse et qui constituent des axes préférentiels pour l'écoulement des masses d'eau vers le large. Par effet venturi, les courants moyens entrant dans ces chenaux vont s'accélérer et accentuer les flux de sédiments vers le large ce qui va éroder davantage les chenaux. Cette rétro-action positive va continuer jusqu'à ce qu'un équilibre soit trouvé.

Après  $t = 19$  jours, les Figures 6.6 a-d) montrent clairement une alternance de structures sableuses de type barre/chenal ainsi que des dépôts sédimentaires localisés à la sortie de chaque chenal<sup>2</sup>. Par comparaison avec les simulations réalisées sous l'hypothèse *basic state* avec les mêmes conditions de forçage, la prise en compte des processus *cross-shore* introduit un degré de liberté supplémentaire dans l'évolution du système plage qui provoque une brisure de symétrie des structures barres/chenaux et intensifie les comportements non-linéaires de ces dernières. En effet, nous observons par exemple l'appariement de deux chenaux entre  $800 \text{ m} < X < 1000 \text{ m}$  ou encore des scissions transitoires au niveau de plusieurs barres sableuses. Il faut également noter le réalisme

---

2. L'anglicisme *rip-head bar* est souvent utilisé pour définir ces structures

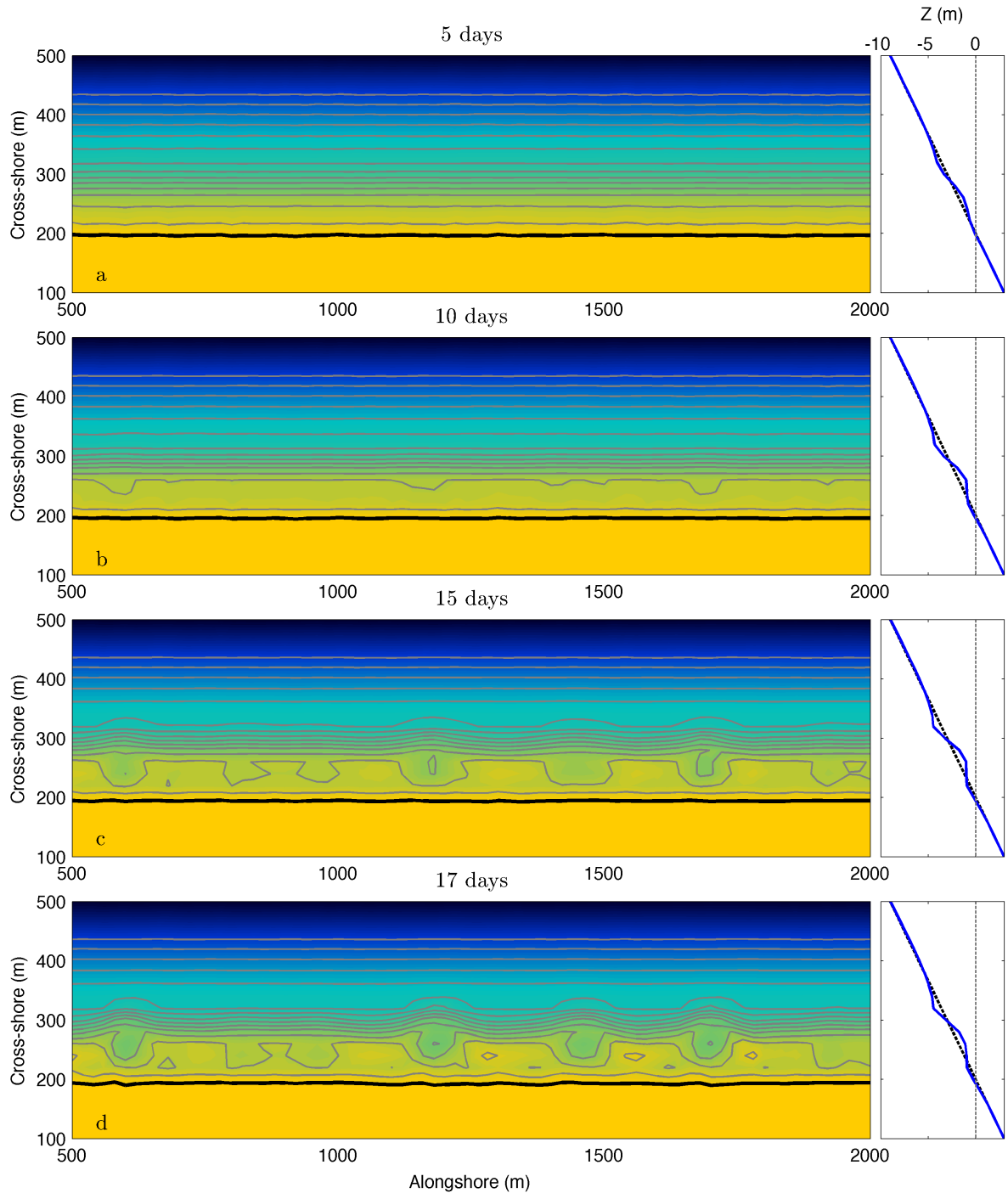


FIGURE 6.5 – Simulation de l'évolution d'une plage initialement plane de pente 3% ici représentée à a)  $t = 5$  jours, b)  $t = 10$  jours, c)  $t = 15$  jours et d)  $t = 17$  jours, sous l'influence d'un régime stationnaire de vagues frontales caractérisées par  $H_s = 1.5$  m et  $T_p = 9$  s. La ligne noire représente l'isobathymétrie  $z = 0$  m. Chaque séquence est associée avec le profil moyen de la plage indiqué en trait bleu, le profil initial est représenté en traits pointillés noir et le niveau d'eau au repos en pointillés gris.

## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

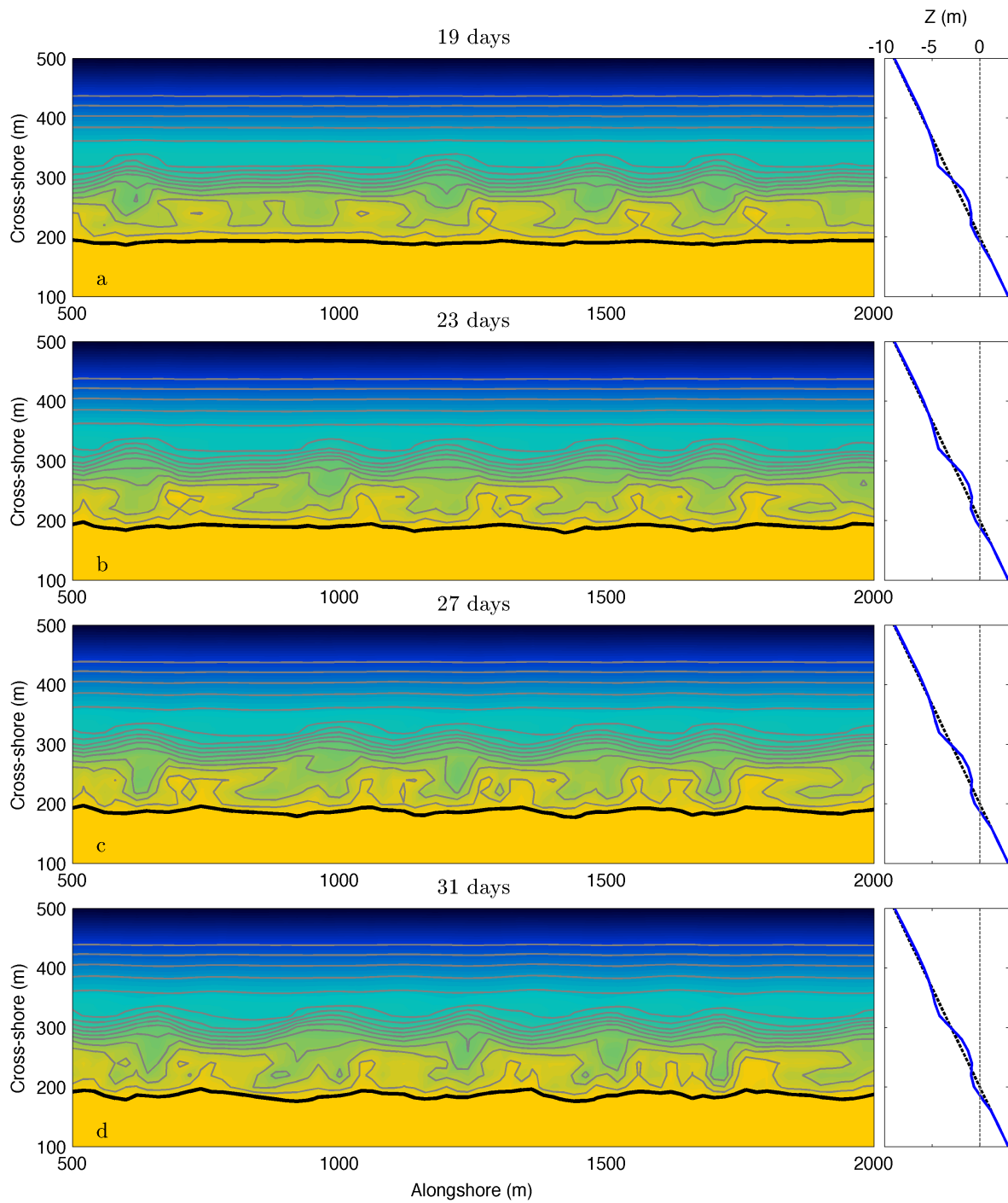


FIGURE 6.6 – Simulation de l'évolution d'une plage initialement plane de pente 3% ici représentée à a)  $t = 19$  jours, b)  $t = 23$  jours, c)  $t = 27$  jours et d)  $t = 31$  jours, sous l'influence d'un régime stationnaire de vagues frontales caractérisées par  $H_s = 1.5$  m et  $T_p = 9$  s. La ligne noire représente l'isobathymétrie  $z = 0$  m. Chaque séquence est associée avec le profil moyen de la plage indiqué en trait bleu, le profil initial est représenté en trait pointillés noir et le niveau d'eau au repos en pointillés gris.

des morphologies des structures sableuses simulées qui présentent des similitudes avec celles que l'on observe le long des littoraux sableux dominés par l'action de la houle (Figure 6.8). De plus, l'évolution du profil moyen de la plage converge vers une forme de terrasse qui migre lentement vers la côte parallèlement au développement des systèmes barres/chenaux.

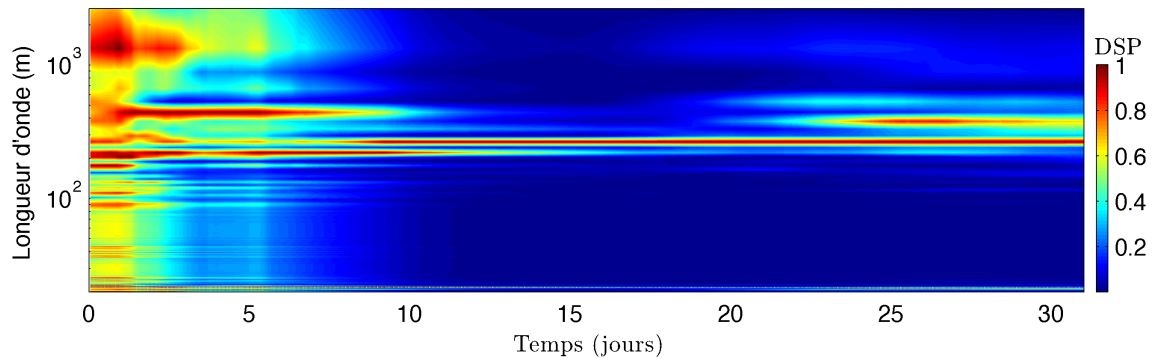


FIGURE 6.7 – Représentation de l'évolution temporelle de la Densité Spectrale de Puissance (DSP) associée à la ligne *longshore* passant par l'ensemble des chenaux de vidange. Chaque niveau d'énergie est associé à une longueur d'onde  $\lambda_L$ .

Les mécanismes d'auto-organisation conduisent ces structures à converger vers une longueur d'onde préférentielle de l'ordre de 270 m après  $t = 10$  jours. Cette longueur d'onde correspond au mode spectral d'intensité maximale calculé à partir d'une section *longshore* de la bathymétrie passant par l'ensemble des chenaux de vidange (Figure 6.7). L'évolution temporelle de la **DSP** de cette composante souligne également l'augmentation des comportements non-linéaires des structures sableuses par des changements de longueur d'ondes associées aux différents pics d'énergie. Ainsi, entre  $t = 0$  et 10 jours, l'énergie du spectre se répartit sur une large gamme de longueurs d'onde caractérisant la phase de développement des instabilités. Puis entre  $t = 10$  et 30 jours, le spectre indique une longueur d'onde dominante de 270 m qui traduit une distribution régulière le long de la côte des systèmes barres/chenaux. Après  $t = 25$  jours, certains chenaux plus développés provoquent l'émergence d'une longueur d'onde de 310 m relative à une énergie du fond moins importante.

Notre simulation s'arrête avant qu'un profil de terrasse semblable à celui dépeint dans [Short, 1999] ne soit atteint. La séquence *downstate* simulée est par conséquent incomplète mais montre cependant la capacité du modèle à reproduire de façon réaliste l'évolution à moyen terme de la morphologie du profil et des barres sableuses par une approche intégrant les mécaniques hydro-sédimentaires *cross-shore*.



## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

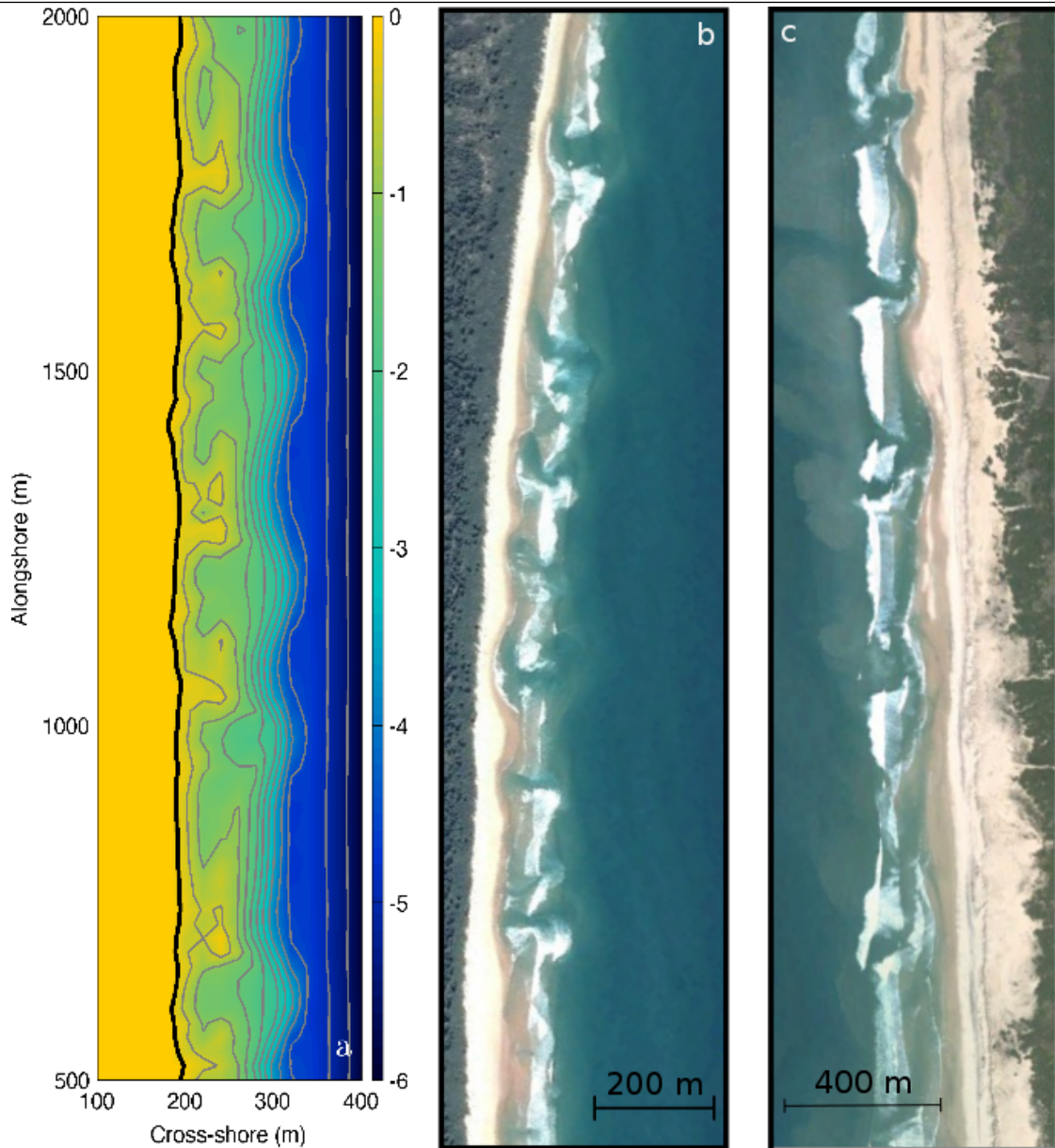


FIGURE 6.8 – a) État morphologique de la plage simulé à  $t = 23$  jours. b) et c) Photos satellites de plages sableuses présent respectivement le long du littoral Est Australien et Aquitain montrant le système interne à mi-marée composé de barres sableuses de type TBR.

### 6.4 Synthèse et Perspectives de recherche

Ces dernières années, la majorité des études numériques en morphodynamique des plages considèrent l'hypothèse que les flux sédimentaires *cross-shore* induits par les asymétries des vagues, le courant de retour et les effets gravitaires de pente se compensent [*e.g.* Garnier et al., 2008, Castelle and Ruessink, 2011]. Négliger ce déséquilibre revient à supposer que le profil moyen de la plage est à l'équilibre avec les conditions hydrodynamiques, ce qui peut être acceptable durant la formation initiale des barres

sableuses tridimensionnelles. Cependant, nous avons mis en évidence dans les chapitres précédents l'importance des processus *cross-shore* dans la dynamique à court, moyen et long terme du profil de plage forcé par des régimes de houle variables en présence de marée. En particulier, le courant de retour sera le moteur de la migration rapide vers le large des barres sableuses durant les périodes de tempête alors que l'asymétrie des vagues induira une progression lente vers la côte de ces structures durant des conditions faiblement énergétiques. Dans ces conditions, l'approche *basic-state* utilisée dans certains modèles morphodynamiques n'est plus applicable, motivant ainsi l'extension de nos travaux sur les profils de plage dans ce type de modèle.

Notre contribution a permis de mettre en place une plate-forme numérique pour la modélisation morphodynamique des plages, basée sur le couplage de trois codes de calculs : **SWAN** / **HYDRODYN** / **2DMorph**. Le code **HYDRODYN** correspond à la partie hydrodynamique du code **MORPHODYN** [Saint-Cast, 2002, Castelle, 2004], il permet de calculer rapidement le champ de courant moyen intégré sur la verticale avec des temps de calcul relativement courts. De plus, l'utilisation de ce modèle est justifiée par sa capacité à reproduire de façon réaliste les courants moyens au-dessus de bathymétries complexes [Castelle and Bonneton, 2004]. La plate-forme a été testée dans un premier temps sans évolution morphologique sur un système de type barre/chenal. Suite à la procédure d'extraction du code **HYDRODYN**, nous avons vérifié qualitativement que les courants moyens simulés pour différents niveaux de marée permettent d'aboutir à des circulations moyennes similaires à celles présentées par Castelle [2004].

La distribution spatiale des coefficients de skewness et d'asymétrie en vitesse simulée au-dessus d'un système barre/chenal évolue de façon significative avec les différents niveaux de marée. Nous avons de nouveau souligné l'association complémentaire de ces variables et leur dépendance forte avec les variabilités de la bathymétrie en montrant notamment les contrastes d'intensités des non-linéarités au niveau des chenaux et des barres. La variabilité tidale des non-linéarités impacte notamment le transport sédimentaire au-dessus des barres. Ainsi, à marée haute, l'intensité des flux de sédiments associés au mode de transport par skewness de vitesse peut égaler celle relative aux flux induits par la composante moyenne de l'écoulement. Lorsque les barres se retrouvent en zone d'eau très peu profonde, la composante moyenne de l'écoulement est la principale source de transport de sédiments vers la côte, ce qui est en accord avec l'hypothèse de Plant et al. [1999]. Dans ces conditions, le transport par skewness d'accélération devient un mode de transport secondaire. Dans le chenal, le courant d'arrachement est le plus intense et le transport de sédiments se fait exclusivement vers le large. La diminution des vitesses en sortie du chenal associée à la présence d'un transport de sédiments vers la côte induit par les skewness de vitesse favorise la formation de *rip-head bar*.

La simulation morphodynamique que nous avons présentée est certainement l'une des premières sur le plan international à montrer, à partir d'un profil plat, la formation

## 6 - Modélisation morphodynamique 2DH : Intégration des processus cross-shore

---

d'un barre rectiligne suivie du développement réaliste de systèmes barre/chenaux, jusqu'à obtenir une phase de décroissance des instabilités. Avec une calibration spécifique des coefficients de frottement, proche de celle trouvée pour les simulations Duck94, le modèle parvient à simuler une séquence d'évolution morphodynamique relativement longue ( $> 1$  mois) sans engendrer d'explosions numériques suite à une croissance extrême des instabilités. Ces résultats préliminaires très encourageants ouvrent les portes vers une nouvelle génération d'études en morphodynamique des plages incluant l'influence des processus *cross-shore*. En particulier, nous pensons que ce modèle sera parfaitement adapté pour ré-étudier l'influence de la marée sur la dynamique non-linéaire des structures sableuses.

# Chapitre 7

## Conclusion et perspectives

### 7.1 Synthèse générale

L'objectif principal de cette thèse était de construire une plate-forme de modélisation d'évolution de profils de plages basée sur l'intégration des processus physiques *cross-shore* permettant d'étudier la dynamique transverse des barres sableuses en zone de surf. Les travaux réalisés ont abouti au modèle **1DBeach** capable de simuler des évolutions de profils de plages à court, moyen et long terme. Il permet de gérer les migrations de barres vers la côte et vers le large avec un minimum de paramétrisations et des temps de calculs relativement faibles. Les avancées réalisées dans ce code de calcul ont intégré une nouvelle plate-forme de modélisation morphodynamique 2DH afin de pouvoir modéliser l'impact des non-linéarités des vagues et du courant de retour dans la dynamique tridimensionnelle des barres. Ce dernier résultat permet d'envisager des simulations de séquences *up-state* qui est un véritable verrou scientifique en modélisation numérique de la morphodynamique des plages.

Le modèle de profil de plage est basé sur le couplage entre les modules de Vagues / Courants / Transport sédimentaire / Évolution du fond (rétro-agissant dans le module de vagues). Ce dernier correspond à une approche à phase moyennée résolvant l'équation de conservation du flux d'énergie associé au mouvement organisé des vagues et au roller. Le module de courant moyen permet de prendre en compte la distribution verticale du courant de retour et de dérive via la méthode paramétrique proposée par Reniers et al. [2004b]. Un paramètre de retard au déferlement a été intégré afin de simuler le décalage vers la côte du courant de retour et de dérive par rapport à la position de la crête des barres. Ce modèle se démarque des autres plates-formes numériques (ex : UNIBEST-TC, *Delft University of Technology*) par l'intégration d'une méthode paramétrique des coefficients de skewness et d'accélération en vitesse capable de représenter des séries temporelles de vitesses représentatives d'un champ de vagues aléatoires. Les flux sédimentaires sont calculés par une approche énergétique qui dissocie 4 modes de transports sédimentaires respectivement associés au skewness de vitesse et d'accélération, au courant moyen *cross-shore* et au transport gravitaire de pente. Chacun de ces modes de transport est caractérisé par un

coefficient de friction identifié comme un paramètre ajustable. Une méthode robuste d'optimisation est couplée à ce modèle pour calibrer ces coefficients afin d'obtenir des séquences d'évolutions de plage qui soient le plus possible en accord avec les observations correspondantes.

Le modèle est capable de reproduire des évolutions de barres vers la côte, durant des conditions faiblement à modérément énergétiques, vers le large lors d'événements énergétiques ainsi que des mouvements de barre englobant ces deux directions de propagation et ce sur des échelles de temps de quelques jours à plusieurs années. Nous avons démontré que la hauteur d'eau et l'angle d'incidence des vagues sont deux paramètres contrôlant la direction et la vitesse de propagation des barres sableuses. Nous avons également mis en évidence le rôle respectif de chacun des modes de transport dans la morphodynamique *cross-shore* des barres sableuses. Nos simulations ont démontré, par l'intermédiaire d'une méthode d'optimisation, le rôle essentiel du courant de dérive dans les phases de migration de barres vers le large. De plus, nous suggérons de prendre en compte la contribution des skewness d'accélération dans le transport sédimentaire pour modéliser correctement la migration vers la côte des barres sableuses situées en eau peu profonde. Dans cette configuration, notre modèle permet de simuler les cycles NOM inter-annuels observés sur la plage de Noordwijk (Pays-Bas) avec une réelle amélioration de la prédiction des observations. La calibration du modèle nécessite un jeu d'observations englobant une grande variabilité dans la dynamique des barres afin d'optimiser tous les coefficients ajustables pour gérer dans une même simulation différentes séquences morphodynamiques de barres.

Ces travaux ont intégré la campagne de mesures en canal à houle à échelle réelle **BARDEXII**. Le traitement des données des séries temporelles de vitesse a montré que les valeurs du coefficient de skewness de vitesse obtenues en laboratoire sont systématiquement supérieures à celles relatives aux plages naturelles et ce pour une large gamme du nombre d'Ursell. Au contraire, les valeurs du coefficient de skewness d'accélération diffèrent des valeurs obtenues sur plages naturelles uniquement en zone d'eau peu profonde. Ces résultats ont conduit à une paramétrisation spécifique des non-linéarités utilisables pour la modélisation numérique de l'évolution de profils de plages en canal à houle. Les caractéristiques physiques de cette expérience, *i.e.* plage à forte pente et déferlements plogéants, ont permis de tester les capacités de notre modèle dans des conditions rarement abordées en modélisation de la morphodynamique des plages. Ce dernier a été confronté à 1) la séquence de formation de la barre initiée durant les premières heures de l'expérience et 2) à l'évolution d'une terrasse durant la reproduction d'un cycle de marée. Notre modèle reproduit correctement, avec un minimum de paramétrisations, la distribution *cross-shore* des mesures de hauteurs rms de vagues, du courant de retour et des non-linéarités enregistrées durant ces deux séquences. Nos simulations sont parvenues à reproduire ces deux évolutions du profil de plage après une étape de calibration qui a abouti à

des similitudes avec les coefficients de frictions trouvés sur plages naturelles. Pour la première séquence, nous sommes arrivés à la conclusion que le paradigme du point de déferlement peut expliquer la formation de la barre avec cependant la nécessité de prendre en compte les skewness d'accélération dans le transport sédimentaire. Ce résultat suggère un nouveau modèle conceptuel de formation de barre valable pour les plages pentues. Enfin, la deuxième séquence a permis de conforter notre hypothèse que la hauteur d'eau est bien un paramètre clé contrôlant la direction et la vitesse de migration de barres.

La dernière partie de ce manuscrit est consacrée à l'intégration des processus hydro-sédimentaires *cross-shore* dans un nouveau modèle morphodynamique non-linéaire 2DH. La plate-forme numérique que nous avons développée, nommée **2DBeach**, réalise le couplage entre le modèle **SWAN / HYDRODYN** et **2DMorph** qui permet notamment des couplages avec d'autres modèles comme **MARS** ou **TELEMAC**. Ce modèle intègre les mécanismes physiques *cross-shore* relatifs aux non-linéarités des vagues, au courant de retour ainsi que les formulations de transports sédimentaires utilisées dans **1DBeach**. Dans un premier, nous avons réalisé l'analyse des processus hydro-sédimentaires au-dessus d'un système barre/chenal. Nous soulignons l'importance de considérer les flux sédimentaires induits par les non-linéarités des vagues pour simuler la dynamique *cross-shore* des barres sableuses tridimensionnelles. Nous avons pour la première fois simulé une séquence *down-state* quasi-complète en partant d'un profil plat sur lequel se forme une barre sableuse uniforme le long de la côte générée par la convergence des flux de sédiments induits par les skewness de vitesse et le courant de retour. L'émergence des premières instabilités du fond conduisent à un changement de circulation horizontale moyenne dont la rétro-action positive sur le fond accentue la formation des instabilités et accélèrent l'excavation des chenaux de vidange déjà formés. Le modèle est capable de simuler des structures de type TBR réalistes que l'on observe par exemple le long de la côte Aquitaine.

## 7.2 Perspectives de recherche

### 7.2.1 Améliorations et applications du modèle 1DBeach

Notre méthode d'optimisation permet de limiter les erreurs entre modèle et observations qui résultent à la fois de l'imprécision des formulations empiriques et d'un manque d'intégration de certains processus physiques. Ces approximations mathématiques et physiques sont à l'origine des différences inter-sites entre les valeurs optimisées des coefficients de friction représentant les paramètres libres du modèle. Parmi l'ensemble des mécanismes que nous négligeons, la contribution de la turbulence induite par le déferlement des vagues est une source d'énergie supplémentaire permettant de mettre en suspension les sédiments. Cette mobilisation exacerbée des sédiments peut conduire à l'augmentation de l'intensité du flux de sédiments par suspension en particulier durant

les épisodes de tempêtes. Roelvink and Stive [1989] proposent une piste de recherche pour inclure cette énergie turbulente dans les formulations de transports énergétiques. Ces derniers formalisent cette énergie comme un terme intégré fonction de la dissipation du mouvement organisé des vagues et d'une certaine profondeur de pénétration de la turbulence. Cette contribution vient s'ajouter au facteur d'efficacité lié au mode de transport par suspension. Il serait intéressant de coupler les travaux de Roelvink and Stive [1989] avec ceux de Grasso et al. [2012] qui ont proposé une paramétrisation de la distribution *cross-shore* de la dissipation turbulente en fonction de la hauteur relative des vagues. Cette perspective permettra d'étudier la sensibilité de la réponse des barres sableuses à cette contribution turbulente en particulier lors d'épisodes énergétiques.

Une des perspectives du projet BARBEC était de coupler la dynamique *cross-shore* des barres avec celle du haut de plage. L'approche à phase moyennée que nous avons suivie ne permet pas d'étendre la région active du profil de plage jusque dans la zone contrôlée par les processus instationnaires de la zone de swash. Pour réaliser ce couplage, plusieurs méthodes peuvent être envisagées comme l'utilisation combinée de **1DBeach** pour simuler la dynamique des barres qui servira de profil d'entrée pour le modèle **XBEACH** qui est capable de modéliser l'évolution du haut de plage. Ce couplage entre ces modèles est possible si l'on considère que les inter-actions morphodynamiques se font uniquement des barres vers le haut de plage. Une autre idée serait d'introduire des lois de comportements établies sur la dynamique du haut de plage. La base de données collectées durant la campagne BARDEXII peut contribuer à réaliser cette étude en combinant à la fois les mesures d'évolutions du haut de plage ainsi que les observations vidéos représentant l'évolution spatio-temporelle de la ligne d'eau. Cette perspective semble réalisable notamment au vu de l'évolution du haut de plage durant de la série A de l'expérience qui montre l'émergence d'un motif simple d'accrétion/érosion en réponse à l'augmentation du flux d'énergie des vagues et qui est à l'origine de la formation d'une berme. L'objectif serait alors d'associer ce motif à une loi de comportement en fonction du flux d'énergie des vagues, de l'extension *cross-shore* de la zone de swash ainsi que de la pente de plage.

Les cycles NOM épisodiques sont des séquences sur lesquelles ils seraient vraiment intéressant de tester le modèle *1DBeach*. Jusqu'à présent, aucun modèle basé sur l'intégration des processus physiques n'a réussi à modéliser cette dynamique dont la difficulté consiste à reproduire la dégénérescence de la barre externe durant sa migration **vers la côte** s'accompagnant de la migration vers le large de la barre interne. C'est une phase instable qui se produit généralement après une migration anormale de la barre externe vers le large durant un épisode fortement énergétique ou à la suite d'une succession de tempêtes. Les plages de la Gold Coast (Australie) sont des exemples de tel comportements de barres [Ruessink et al., 2009a].

Le modèle de profil de plage est également couplé avec un module d'assimilation

de données [Birrien et al., 2013] avec lequel nous avons l'occasion de travailler. Ce module permet de corriger en temps réel l'évolution simulée du profil de plage avec des observations de la célérité de vagues, de la dissipation ou directement à l'aide de mesures (rares) de profil de plage. Cette correction se fait par l'intermédiaire d'un filtre de Kalman d'ensemble dont l'efficacité dépend de la connaissance préalable de la variabilité des observations à corriger, c'est l'étape de constitution de la matrice de covariance d'erreur d'ébauche. Les simulations long-termes réalisées sur le site de Noordwijk permettent de construire des matrices d'erreur d'ébauche qui traduisent la variabilité observée de la plage ce qui évite l'étape de génération artificielle de cette matrice [Birrien et al., 2013]. L'idée est de converger vers une plate-forme numérique opérationnelle destinée à la prédiction long-terme du profil moyen de la plage. Celle-ci serait dans un premier applicable sur des sites où la dynamique des barres est relativement régulière dans le temps, de telle façon à garantir une prédiction réaliste du modèle morphodynamique 1DH.

## **7.2.2 Vers l'application des modèles morphodynamiques 2DH aux cas réels**

### **7.2.2.1 Développements numériques**

Dans de futurs développements, il sera intéressant d'intégrer la paramétrisation de la structure verticale des courants moyens utilisée dans **1DBeach** afin d'estimer l'intensité de ces courants au sommet de la couche limite de fond et ainsi d'être consistant avec les formules de transport sédimentaire. Les trois modules de calcul qui forment la plate-forme **2DBeach** sont couplés par l'intermédiaire d'un script *shell* qui pourrait être remplacé par une interface **PALM**. En terme de technique de calculs numériques, les dernières routines de résolution de grands systèmes creux doivent être intégrées dans le code **HYDRODYN** afin d'optimiser ses temps de calcul sur des serveurs comme **AVAKAS**. Toujours dans une optique de gain de temps, il faudra introduire un mode de reprise des calculs à partir de la solution des débits liquides calculée au pas de temps morphodynamique antérieur afin de diminuer le temps de convergence de la solution du système vers une solution stationnaire des courants.

### **7.2.2.2 Prochaines étapes**

Les résultats obtenus par la nouvelle plate-forme numérique de modélisation 2DH ont montré qu'il est possible de simuler une séquence down-state quasi-complète en tenant compte des processus *cross-shore* relatifs aux non-linéarités des vagues et au courant de retour. Cependant, le champ d'investigation est large avant d'aboutir à un modèle opérationnel applicable sur des cas réels. Les prochaines étapes vont consister à réaliser des tests de sensibilité avec des forçages instationnaires, prenant notamment en compte les variations de la marée qui est un paramètre clé dans la dynamique *cross-shore* des



## 7 - Conclusion et perspectives

barres sableuses. Il faut également évaluer la sensibilité des résultats morphodynamiques aux coefficients de frictions. Les comportements des barres qui ont été décrits dans le modèle 1DBeach s'appliquent également en 2D. Par exemple, des simulations préliminaires montrent que si la valeur du coefficient de friction  $C_f$ , relatif au mode de transport par effets gravitaire de pente, est trop grande cela va atténuer la formation des chenaux après la formation de la barre rectiligne et diminuera également les comportements non-linéaires de ces derniers.

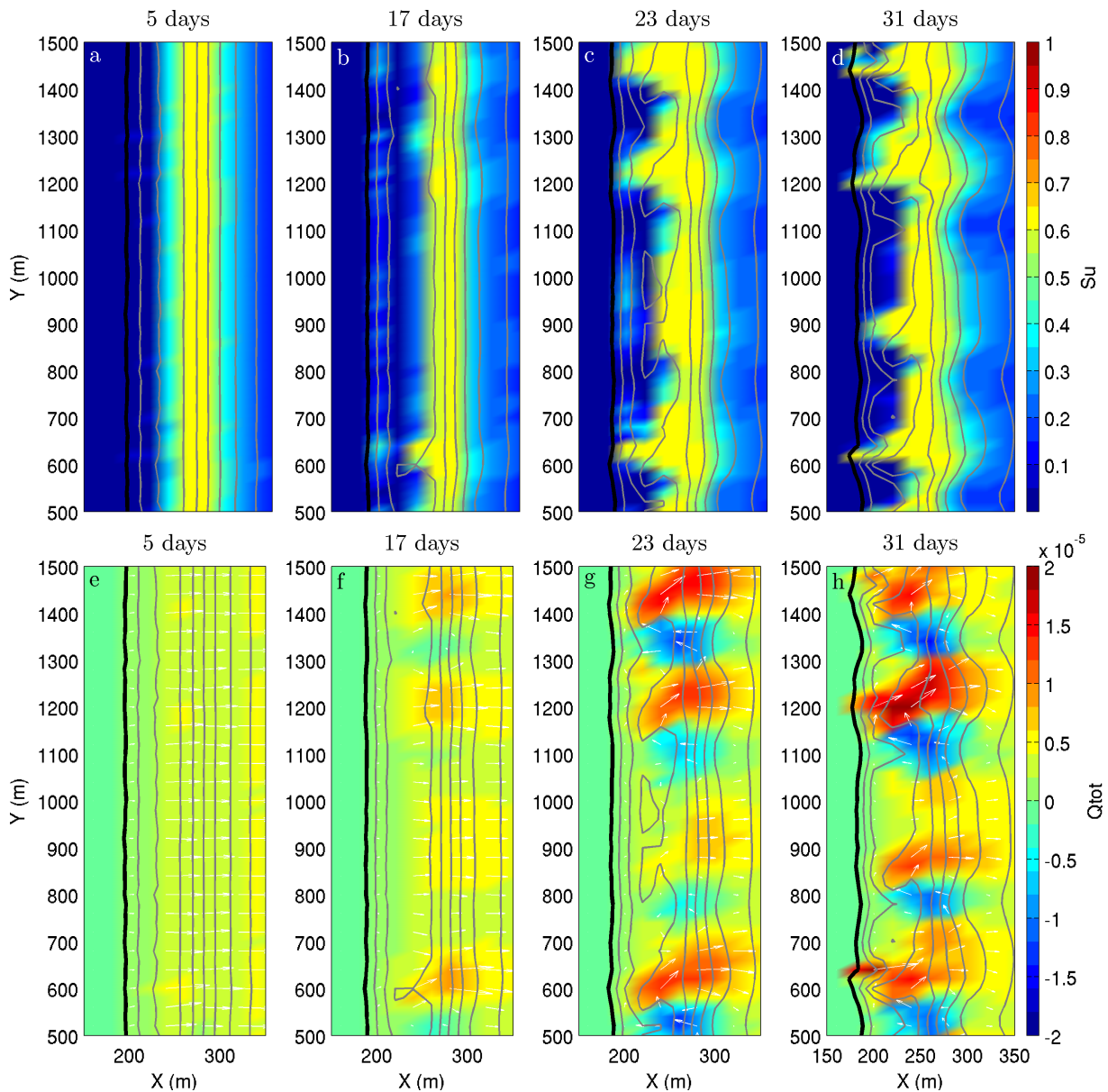


FIGURE 7.1 – Distribution spatiale a-d) du coefficient de skewness de vitesse et e-h) du flux net de sédiments, au cours de la séquence down-state présentée dans le Chapitre 6 (zoom entre  $500 \leq Y \leq 1500$ ). Les iso-contours bathymétriques sont représentés trait gris et la ligne d'eau en trait plein noir.

Simuler l'ensemble des séquences morphodynamiques décrites par Wright and

Short [1984] est un défi pour la modélisation numérique qui pour l'instant se limite à la reproduction idéalisée de la phase down-state LBT-RBB-TBR . L'intégration des processus *cross-shore* dans les modèles morphodynamiques 2DH était une nécessité afin de pouvoir simuler ces séquences dans des conditions réalistes. Le modèle 2DBeach va notamment permettre d'identifier les contributions respectives des processus hydro-sédimentaires *cross-shore* et *longshore* dans ces séquences.

A titre d'exemple, les Figures 7.1a-d) représentent l'évolution du coefficient du skewness de vitesse durant la séquence down-state que nous avons simulée. Les valeurs de  $S_u > 0.6$  se répartissent uniformément le long de la côte durant la formation de la barre puis s'adaptent aux zones de formations des systèmes barre/chenaux. Il faut remarquer que ces valeurs se répartissent profondément à l'intérieur des chenaux ainsi que sur les flans des barres exposés vers le large, en accord avec les mesures de Michallet et al. [2013]. Ces derniers contribuent à accentuer le flux de sédiments orienté vers la côte au niveau des barres (voir Figures 7.1g-h). Les Figures 7.1e-h) montrent le changement de la distribution uniforme le long de la côte des flux de sédiments en début de séquence qui devient périodique, marquée par des zones où les flux sont alternativement orientés vers la côte au niveau des barres et vers le large au niveau des chenaux.

Cet exemple montre la complexité des rétro-actions entre le fond et les processus hydro-sédimentaires. Les comparaisons avec les mesures de terrain ou de laboratoire sont donc des étapes importantes avant de poursuivre vers l'étude d'autres séquences morphodynamiques (ex : séquence up-state). Dans cette optique, le jeu de données **MODLIT** va permettre notamment de valider l'implémentation des non-linéarités des vitesses dans le code 2DBeach. L'approche couplée modèle numérique et physique gagne à être poursuivie dans un intérêt commun qui est d'améliorer la compréhension et la description des processus physiques intervenant dans la dynamique des plages sableuses.

# Bibliographie

- T. Aagaard, A. Kroon, M. G. Hughes, and B. Greenwood. Field observations of nearshore bar formation. *Earth Surface Processes and Landforms*, 33:1021–1032, 2008.
- T. Abreu, P. A. Silva, F. Sancho, and A. Temperville. Analytical approximate wave form for asymmetric waves. *Coastal Engineering*, 57:656–667, 2010.
- R. Almar, N. Hounkonnou, E. J. Anthony, B. Castelle, N. Senechal, R. Laibi, T. Mensah-Senoo, G. Degbe, M. Quenum, M. Dorel, R. Chuchla, J. P. Lefebvre, Y. du Penhoat, W. S. Laryea, G. Zodehougan, Z. Sohoun, K. A. Addo, R. Ibaceta, and E. Kestenare. The grand popo beach 2013 experiment, benin, west africa: from short timescale processes to their integrated impact over long-term coastal evolution. *Journal of Coastal Research*, 70:651–656, 2014.
- 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 beach. *Journal of Geophysical Research*, 86(C11):10938–10954, 1981.
- M. Bajo and G. Umgiesser. Storm surge forecast through a combination of dynamic and neural network models. *Ocean Modelling*, 33(C11):1–9, 2010.
- T. E. Baldock, P. Holmes, S. Bunker, and P. Van Weert. Crossshore hydrodynamics within an unsaturated surf zone. *Coastal Engineering*, 34:173–196, 1998.
- J. A. Battjes. Modelling of turbulence in the surfzone. In *Proc. Symposium on Modelling Techniques*, pages 1050–1061. ASCE, 1975.
- J. A. Battjes and J. Janssen. Energy loss and set-up due to breaking in random waves. In *16th Int. Conf. on Coastal Engineering*, pages 569–587. ASCE, 1978.
- J. A. Battjes and M. J. F. Stive. Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. *Journal of Geophysical Research*, 90(C5):9159–9167, 1985.
- D. Bertsimas and J. Tsitsiklis. Simulated annealing. *Statistical Science*, 8:10–15, 1993.

- F. Birrien. *Assimilation de données et inversion bathymétrique pour la modélisation de l'évolution des plages sableuses*. PhD thesis, Laboratoire EPOC, Université de Bordeaux, 2013.
- F. Birrien, B. Castelle, V. Marieu, and B. Dubarbier. On a data-model assimilation method to inverse wave-dominated beach bathymetry using heterogeneous video-derived observations. *Ocean Engineering*, 73:126–138, 2013.
- P. Bonneton. Analyse physique et modélisation des processus hydrodynamiques en zone de surf. *Oceanis*, 29:157–79, 2003.
- P. Bonneton, N. Bruneau, B. Castelle, and F. Marche. Large-scale vorticity generation due to dissipating waves in the surf zone. *Discrete and Continuous Dynamical Systems - Series B*, 13(4):729–738, 2010.
- N. Booij, R. C. Ris, and L. H. Holthuijsen. A third-generation wave model for coastal regions, Part 1, Model description and validation. *Journal of Geophysical Research*, 104(C4):7649–7666, 1999.
- A. J. Bowen, D. L. Inmani, and V. P. Simmons. Simple models of nearshore sedimentation : Beach profiles and longshore bars. *Coastline Can.*, 10:1–11, 1980.
- M. Browne, B. Castelle, D. Strauss, R. M. Tomlinson, M. Blumenstein, and C. Lane. Near-shore swell estimation from a global wind-wave model: Spectral process linear and artificial neural network models. *Coastal Engineering*, 54:445–460, 2007.
- N. Bruneau. *Modélisation morphodynamique des plages sableuses*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2009.
- D. E. Cartwright and M. S. Longuet-Higgins. The statistical distribution of the maxima of a random function. In *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical*, 1956.
- B. Castelle. *Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la côte aquitaine*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2004.
- B. Castelle and P. Bonneton. Nearshore waves and currents over crescentic bars. *Journal of Coastal Research*, S.I. 39:687–691, 2004.
- B. Castelle and G. Coco. The morphodynamics of rip channels on embayed beaches. *Continental Shelf Research*, 43:10–23, 2012. doi:10.1016/j.csr.2012.04.010.

- B. Castelle and B. G. Ruessink. Modeling formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels: time-varying versus time-invariant wave forcing. *Journal of Geophysical Research*, 116(F04008), 2011. doi:10.1029/2011JF001997.
- B. Castelle, I. L. Turner, X. Bertin, and R. Tomlinson. Beach nourishments at coolangatta bay over the period 1987–2005 : Impacts and lessons. *Coastal Engineering*, 56:940–950, 2009.
- B. Castelle, B. G. Ruessink, P. Bonneton, V. Marieu, N. Bruneau, and T. D. Price. Coupling mechanisms in double sandbar systems, Part 1: Patterns and physical explanation. *Earth Surface Processes and Landforms*, 35:476–486, 2010a.
- B. Castelle, B. G. Ruessink, P. Bonneton, V. Marieu, N. Bruneau, and T. D. Price. Coupling mechanisms in double sandbar systems, Part 2: impact on alongshore variability of inner-bar rip channels. *Earth Surface Processes and Landforms*, 35:771–781, 2010b.
- B. Castelle, V. Marieu, G. Coco, P. Bonneton, N. Bruneau, and B. G. Ruessink. On the impact of an offshore bathymetric anomaly on surfzone rip channels. *Journal of Geophysical Research*, 117(F01038), 2012. doi:10.1029/2011JF002141.
- B. Castelle, B. Dubarbier, M. Tissier, P. Bonneton, D. Conley, B. G. Ruessink, and G. Masselink. Testing numerical hydrodynamic and morphodynamic models against BARDEX II experiment data sets. In *Journal of Coastal Research, Special Issue No. 65*, volume 65, 2013a.
- B. Castelle, V. Marieu, S. Bujan, S. Ferreira, J.P Parisot, S. Capo, N. Sénéchal, and T. Chouzenoux. Equilibrium shoreline modelling of a high-energy meso-macrotidal multiple-barred beach. *Marine Geology*, 2013b.
- C. C. Church and E. B. Thornton. Effects of wave-breaking induced turbulence within a longshore current model. *Coastal Engineering*, 20:1–28, 1993.
- G. Coco and A. B. Murray. Patterns in the sand: from forcing templates to self-organization. *Geomorphology*, 91:271–290, 2007.
- J. E. Cohen, C. Small, A. Meillinger, J. Gallup, and J. Sachs. Estimates of coastal populations. *Science*, 278:1211–1212, 1997.
- W. R. Dally and C. A. Brown. A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents. *Journal of Geophysical Research*, 100:24873–24883, 1995.
- R. A. Davis and M. O. Hayes. What is a wave-dominated coast ? *Marine Geology*, 60: 313–329, 1984.

- H. J. De Vriend and M. J. F. Stive. Quasi-3d modelling of nearshore currents. *Coastal Engineering*, 11:565–601, 1987.
- R. G. Dean. Heuristic models of sand transport in the surf zone. *Engineering Dynamics of the Coastal Zone*, pages 208–214, 1973. First Australian Conference on Coastal Engineering, Sydney, Australia.
- J. C. Doering and A. J. Bowen. Parametrization of orbital velocity asymmetries of shoaling and breaking waves using bispectral analysis. *Coastal Engineering*, 26:15–33, 1995.
- C. M. Dohmen-Janssen, D. F. Kroekenstoel, W. N. Hassan, and J. S. Ribberink. Phase lags in oscillatory sheet flow: Experiments and bed load modelling. *Coastal Engineering*, 46:61–87, 2002.
- T. G. Drake and J. Calantoni. Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore. *Journal of Geophysical Research*, 106:19,859–19,868, 2001.
- Q. Y. Duan, V. K. Gupta, and S. Sorooshian. Shuffled complex evolution approach for effective and efficient global minimization. *Journal Of Optimization Theory And Applications*, 76, 1993.
- B. Dubarbier and B. Castelle. Numerical modeling investigation of the influence of tide on the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels. volume 64, 2011.
- B. Dubarbier, B. Castelle, V. Marieu, H. Michallet, and F. Grasso. Numerical simulation starting from equilibrium to dynamic barred beach profile sequence: application on legi flume experiments. In *Proc. of Coastal Dynamics 2013*, pages 129–130. SHOM, France, 2013.
- B. Dubarbier, B. Castelle, V. Marieu, and B. G. Ruessink. Process-based modelling of beach profile behavior. *Coastal Engineering*, in press.
- B. Elfrink, D. M. Hanes, and B. G. Ruessink. Parameterization and simulation of near bed orbital velocities under irregular waves in shallow water. *Coastal Engineering*, 53: 915–927, 2006.
- S. Elgar. Relationships involving third moments and bispectra of a harmonic process. *IEEE Trans. On Acoustic*, 35, 1987.
- S. Elgar, E. L. Gallagher, and R. T. Guza. Nearshore sandbar migration. *Journal of Geophysical Research*, 106:11623–11627, 2001.

- A. Falqués, G. Coco, and D. A. Huntley. A mechanism for the generation of wave-driven rhythmic patterns in the surf zone. *Journal of Geophysical Research*, 105:24071–24088, 2000.
- F. Feddersen and R. T. Guza. Velocity moments alongshore in bottom stress parametrization. *Journal of Geophysical Research*, 105:8673–8686, 2000.
- F. Feddersen, R. T. Guza, S. Elgar, and T. H. C. Herber. Along-shore momentum balances in the nearshore. *Journal of Geophysical Research*, 103:15667–15676, 1998.
- J. H. Ferziger and M. Perić. *Computational Methods For Fluid Dynamics*. Springer, 3rd edition, 2002.
- J. Fredsoe and R. Deigaard. *Mechanics of Coastal Sediment Transport*. World Scientific, 1992.
- E. L. Gallagher, S. Elgar, and R. T. Guza. Observations of sand bar evolution on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, 103:3203–3215, 1998a.
- E. L. Gallagher, S. Elgar, and E. B. Thornton. Observations and predictions of megaripple migration in a natural surf zone. *Nature*, 394:165–168, 1998b.
- A.F. Garcez-Faria, E.B. Thornton, T.C. Lippmann, and T.P. Stanton. Undertow over a barred beach. *Journal of Geophysical Research*, 105:16999–17010, 2000.
- M. W. Gardner and S. R. Dorling. Artificial neural networks (the multilayer perceptron) – a review of applications in the atmospheric sciences. *Atmospheric Environment*, 32:2627–2636, 1998.
- R. Garnier, D. Calvete, A. Falqués, and N. Dodd. Modelling the formation and the long-term behavior of rip channel systems from the deformation of a longshore bar. *Journal of Geophysical Research*, 113(C07053), 2008. doi:10.1029/2007JC004632.
- R. Garnier, N. Dodd, A. Falqués, and D. Calvete. Mechanisms controlling crescentic bar amplitude. *Journal of Geophysical Research*, 115(F02007), 2010. doi:10.1029/2009JF001407.
- F. Grasso. *Modélisation physique de la dynamique hydro-sédimentaire des plages*. PhD thesis, Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels Université Joseph Fourier, Grenoble, 2010.
- F. Grasso, H. Michallet, E. Barthélemy, and R. Certain. Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology: Transient and equilibrium states. *Journal of Geophysical Research*, 114(C09001), 2009. doi:10.1029/2009JC005308.

- F. Grasso, H. Michallet, and E. Barthélemy. Sediment transport associated with morphological beach changes forced by irregular asymmetric, skewed waves. *Journal of Geophysical Research*, 116(03020), 2011. doi:10.1029/2010JC006550.
- F. Grasso, B. Castelle, and B. G. Ruessink. Turbulence dissipation under breaking waves and bores in a natural surf zone. *Continental Shelf Research*, 43:133–141, 2012.
- S. M. Henderson, J. S. Allen, and P. A. Newberger. Nearshore sandbar migration predicted by an eddy-diffusive boundary layer model. *Journal of Geophysical Research*, 109(C06024), 2004. doi:10.1029/2003JC002137.
- F. Hoefel and S. Elgar. Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science*, 299:1885–1887, 2003.
- T. J. Hsu, S. Elgar, and R. T. Guza. Wave-induced sediment transport and onshore sandbar migration. *Coastal Engineering*, 53:817–824, 2006.
- T.T. Janssen. *Nonlinear surface waves over topography*. PhD thesis, Technical University of Delft, The Netherlands, 2006.
- Y. C. Kim and E. J. Powers. Digital bispectral analysis and its applications to nonlinear wave interactions. *Transactions on plasma science*, PS-7(2), 1979.
- K. S. Kingston, B. G. Ruessink, I. M. J. van Enckevort, and M. A. Davidson. Artificial neural network correction of remotely sensed sandbar location. *Marine Geology*, 169:137–160, 2000.
- Y. Kuriyama. Process-based one-dimensional model for cyclic longshore bar evolution. *Coastal Engineering*, 62:48–61, 2012.
- T. C. Lippmann and R. A. Holman. The spatial and temporal variability of sand bar morphology. *Journal of Geophysical Research*, 95(C7):11575–11590, 1990.
- T. C. Lippmann, A. H. Brookins, and E. B. Thornton. Wave energy transformation on natural profiles. *Coastal Engineering*, 27:1–20, 1996.
- P. L. F. Liu and R. A. Dalrymple. Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angles of incidence. *Journal of Marine Research*, 36:357–375, 1978.
- W. Long, J. T. Kirby, and Z. Shao. A numerical scheme for morphological bed level calculations. *Coastal Engineering*, 55:167–180, 2008.
- M. S. Longuet-Higgins and R. W. Stewart. Radiation stress in water waves, a physical discussion with applications. *Deep Sea Research*, 11(4):529–563, 1964.



- J. Malarkey and A. G. Davies. Free-stream velocity descriptions under waves with skewness and asymmetry. *Coastal Engineering*, 68:78–95, 2012.
- V. Marieu. *Modélisation de la dynamique des rides sédimentaires générées par les vagues*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2008.
- V. Marieu, P. Bonneton, D. L. Foster, and F. Ardhuin. Modeling of vortex ripple morphodynamics. *Journal of Geophysical Research*, 113(C09007), 2008. doi:10.1029/2007JC004659.
- I. J. Mariño-Tapia, T. J. O’Hare, P. E. Russell, M. A. Davidson, and D. A. Huntley. Cross-shore sediment transport on natural beaches and its relation to sandbar migration patterns: 2. application of the field transport parameterization. *Journal of Geophysical Research*, 112(C03001), 2007a. doi:10.1029/2005JC002894.
- I. J. Mariño-Tapia, P. E. Russell, T. J. O’Hare, M. A. Davidson, and D. A. Huntley. Cross-shore sediment transport on natural beaches and its relation to sandbar migration patterns: 1. field observations and derivation of a transport parameterization. *Journal of Geophysical Research*, 112(C03001), 2007b. doi:10.1029/2005JC002893.
- G. Masselink and K. P. Black. Magnitude and cross-shore distribution of bed return flow measured on natural beaches. *Coastal Engineering*, 25:165–190, 1995.
- G. Masselink and A. D. Short. The effect of tide range on beach morphodynamics and morphology: A conceptual beach model. *Journal of Coastal Research*, 9:759–774, 1993.
- G. Masselink, M. Austin, J. Tinker, T. O’Hare, and P. Russell. Cross-shore sediment transport and morphological response on a macrotidal beach with intertidal bar morphology, truc vert, france. *Marine Geology*, 251:141–155, 2008.
- G. Masselink, M. G. Hughies, and J. Knight. *Introduction to Coastal Processes and Geomorphology*. Hodder Education, 2nd edition, 2011.
- G. Masselink, I. L. Turner, D. C. Conley, B. G. Ruessink, A. Matias, C. Thompson, B. Castelle, and G. Wolters. Bardex ii: Bringing the beach to the laboratory – again! In *Journal of Coastal Research, Special Issue*, volume 65, 2013.
- C. C. Mei. *Applied Dynamics of Ocean Waves*. World Scientific, 1989.
- H. Michallet, R. Cienfuegos, E. Barthélemy, and F. Grasso. Kinematics of waves propagating and breaking on a barred beach. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 30: 624–634, 2011.

- H. Michallet, B. Castelle, E. Barthélemy, C. Berni, and P. Bonneton. Physical modeling of three-dimensional intermediate beach morphodynamics. *Journal of Geophysical Research*, 118:1–15, 2013. doi:10.1002/jgrf.20078.
- H. Nussyahu and E. Tadmor. Non-oscillatory central differencing for hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, 87:408–463, 1990.
- L. Pape and B. G. Ruessink. Multivariate analysis of nonlinearity in sandbar behavior. *Neural Networks*, 15:145–158, 2008.
- L. Pape and B. G. Ruessink. Neural-network predictability experiments for nearshore sandbar migration. *Continental Shelf Research*, 31:1033–1042, 2011.
- L. Pape, B. G. Ruessink, M. A. Wiering, and I. L. Turner. Recurrent neural network modeling of nearshore sandbar behavior. *Neural Networks*, 20:509–518, 2007.
- L. Pape, Y. Kuriyama, and B. G. Ruessink. Models and scales for cross-shore sandbar migration. *Journal of Geophysical Research*, 115(F03043), 2010a. doi:10.1029/2009JF001644.
- L. Pape, N. G. Plant, and B. G. Ruessink. On cross-shore migration and equilibrium states of nearshore sandbars. *Journal of Geophysical Research*, 115(F03008), 2010b. doi:10.1029/2009JF001501.
- O. M. Philipps. On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude. part i. the elementary interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 9:193–217, 1960.
- O. M. Philipps. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, 1977.
- D. G. Plant, K. T. Holland, and R. A. Holman. A dynamical attractor governs beach response to storms. *Journal of Geophysical Research Letters*, 33(L17697), 2006. doi:10.1029/2006GL027105.
- N. G. Plant, R. A. Holman, and M. H. Freilich. A simple model for interannual sandbar behavior. *Journal of Geophysical Research*, 104:15755–15776, 1999.
- N. G. Plant, K. L. Edwards, J. M. Kaihatu, J. Veeramony, L. Hsu, and K. T. Holland. The effect of bathymetric filtering on nearshore process model results. *Coastal Engineering*, 56:484–493, 2009.
- W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes : the art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 3rd edition, 2007.
- A. J. H. M. Reniers and J. A. Battjes. A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches. *Coastal Engineering*, 30:1–22, 1997.

- A. J. H. M. Reniers, J. A. Roelvink, and E. B. Thornton. Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. *Journal of Geophysical Research*, 109 (C01030), 2004a. doi:10.1029/2002JC001586.
- A. J. H. M. Reniers, E.B. Thornton, T.P. Stanton, and J.A. Roelvink. Vertical flow structure during sandy duck: observations and modeling. *Coastal Engineering*, 51: 237–260, 2004b.
- M. Rhein and S. R. Rinthoul. Climate change 2013: The physical science basis - observations : Ocean. Technical report, IPCC, 2013.
- M. Rienecker and J. Fenton. A fourier approximation method for steady water waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 104:119–137, 1981.
- J. A. Roelvink and A. J. H. M. Reniers. Lip 11d delta flume experiments, 1995.
- J. A. Roelvink and A. J. H. M. Reniers. *A guide to modeling coastal morphology*. Advances in coastal and ocean engineering, 2012.
- J. A. Roelvink and M. J. F. Stive. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach. *Journal of Geophysical Research*, 94:4785–4800, 1989.
- J. A. Roelvink, T. Meijer, K. Houwman, R. Bakker, and R. Spanhoff. Field validation and application of a coastal profile model. In *Proc. Coastal Dynamics*, pages 818–828, 1995.
- J. A. Roelvink, A. J. H. M. Reniers, A. van Dongeren, J. van Thiel de Vries, R. McCall, and J. Lescinski. Modeling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands. *Coastal Engineering*, 56:1133–1152, 2009.
- B. G. Ruessink and Y. Kuriyama. Numerical predictability experiments of cross-shore sandbar migration. *Journal of Geophysical Research Letters*, 35(L01603), 2008. doi:10.1029/2007GL032530.
- B. G. Ruessink and J. H. J. Terwindt. The behaviour of nearshore bars on the time scale of years: a conceptual model. *Marine Geology*, 163:289–302, 2000.
- B. G. Ruessink, J. R. Miles, F. Feddersen, T. Guza, and S. Elgar. Modeling the alongshore current on barred beaches. *Journal of Geophysical Research*, 106:22451–22463, 2001.
- B. G. Ruessink, D. J. R. Walstra, 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. *Journal of Geophysical Research*, 108, 2003b. doi:10.1029/2002JC001505.

- B. G. Ruessink, G. Coco, R. Ranasinghe, and I. L. Turner. Coupled and noncoupled behavior of three-dimensional morphological patterns in a double sandbar system. *Journal of Geophysical Research*, 112(C07002), 2007a. doi:10.1029/2006JC003799.
- B. G. Ruessink, Y. Kuriyama, A. J. H. M. Reniers, J. A. Roelvink, and J. A. Walstra. Modeling cross-shore sandbar behavior on the timescales of weeks. *Journal of Geophysical Research-Earth Surface*, 112(F03010):1–15, 2007b. doi:10.1029/2006JC000730.
- B. G. Ruessink, L. Pape, and I. L. Turner. Daily to interannual cross-shore sandbar migration: Observation from a multiple sandbar system. *Continental Shelf Research*, 29:1663–1677, 2009a.
- 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. *Journal of Geophysical Research*, 114, 2009b. doi:10.1029/2009JC005416.
- B. G. Ruessink, G. Ramaekers, and L. C. van Rijn. On the parameterization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models. *Coastal Engineering*, 65:56–63, 2012.
- P. Ruggiero, D. J. R. Walstra, G. Gelfenbaum, and M. van Ormondt. Seasonal-scale nearshore morphological evolution: Field observations and numerical modeling. *Coastal Engineering*, 56:1153–1172, 2009.
- P.E. Russell and D. A. Huntley. A cross-shore transport "shape function" for high energy beaches. *Journal of Coastal Research*, 15:198–205, 1999.
- F. Saint-Cast. *Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2002.
- A. H Sallenger, R. A. Holman, and W. A. Birkemeier. Storm induced response of a nearshore bar system. *Marine Geology*, 64:237–257, 1985.
- A. D. Short. Beach hazards and safety. In A. D. Short, editor, *Handbook of Beach and Shoreface Morphodynamics*, pages 292–304. Wiley, Chichester, 1999.
- J. P. Sierra and A. Sánchez-Arcilla. Ciirc-lim runs for eg- mond pilot experiment. Technical Report RR-CIIRC/AHC-99-1, UPC, Spain, 1999.
- R. L. Soulsby. *Dynamics of Marine Sands*. Thomas Telford, London, U.K., 1997.
- M. J. F. Stive and H. G. Wind. Cross-shore mean flow in the surf zone. *Coastal Engineering*, 10:325–340, 1986.
- I. A. Svendsen. Mass flux and undertow in a surf zone. *Coastal Engineering*, 10:299–307, 1984.

- I. A. Svendsen. *Introduction to nearshore hydrodynamics*. World Scientific, 2006.
- M. Sztobryn. Forecast of storm surge by means of artificial neural network. *Journal of Sea Research*, 49:317–322, 2003.
- E. B. Thornton and R. T. Guza. Transformation of wave height distribution. *Journal of Geophysical Research*, 88:5925–5938, 1983.
- E. B. Thornton, R. T. Humiston, and W. Birkemeier. Bar/trough generation on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, 101:12097–12110, 1996.
- M. C. H. Tiessen, N. Dodd, and R. Garnier. Development of crescentic bars for a periodically perturbed initial bathymetry. *Journal of Geophysical Research*, 116(F04016), 2011. doi:10.1029/2011JF002069.
- F. C. K. Ting and J. T. Kirby. Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone. *Coastal Engineering*, 24:51–80, 1994.
- J. Tinker, T. O’Hare, G. Masselink, T. Butt, and P. Russell. A cross-shore suspended sediment transport shape function parameterisation for natural beaches. *Continental Shelf Research*, 29:1948–1960, 2009.
- M. Tissier, P. Bonneton, P. Marche, F. Chazel, and D. Lannes. A new approach to handle wave breaking in fully non-linear boussinesq models. *Coastal Engineering*, 67:54–66, 2012.
- C. P. Tsai and T. Lee. Back-propagation neural network in tidal level forecasting. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 125:195–202, 1999.
- I. M. J. Van Enckevort and B. G. Ruessink. Video observations of nearshore bar behaviour. part 1: alongshore uniform variability. *Continental Shelf Research*, 23:501–512, 2003.
- B. Van Maanen, P. J. de Ruiter, G. Coco, K. R. Bryan, and B. G. Ruessink. Onshore sandbar migration at tairua beach (new zealand): Numerical simulations and field measurements. *Marine Geology*, 253:99–106, 2008.
- L. C. Van Rijn. *Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas*. AQUA Publications, 1994.
- L. C. Van Rijn and K. M. Wijnberg. One-dimensional modelling of individual waves and wave-induced longshore currents in the surf zone. *Coastal Engineering*, 28:121–145, 1996.
- L. C. Van Rijn, D. J. R. Walstra, B. Grasmeyer, J. Sutherland, S. Pan, and J. P. Sierra. The predictability of cross-shore bed evolution of sandy beaches at the time scale

- of storms and seasons using process-based profile models. *Coastal Engineering*, 47: 295–327, 2003.
- D. J. R. Walstra, A. J. H. M. Reniers, R. Ranasinghe, J. A. Roelvink, and B. G. Ruessink. On bar growth and decay during interannual net offshore migration. *Coastal Engineering*, 60:190–200, 2012.
- D. J. R. Walstra, R. Hoekstra, P.K. Tonnon, and B. G. Ruessink. Input reduction for long-term morphodynamic simulations in wave-dominated coastal settings. *Coastal Engineering*, 77:57–70, 2013.
- F. M. Weir, M. G. Hughes, and T. E. Baldock. Beach face and berm morphodynamics fronting a coastal lagoon. *Geomorphology*, 82:331–346, 2006.
- K. M. Wijnberg. On the systematic offshore decay of breaker bars. *Coastal Engineering*, pages 3600–3613, 1996.
- K. M. Wijnberg and J. H. J. Terwindt. Extracting decadal morphological behaviour from high-resolution, long-term bathymetric surveys along the holland coast using eigenfunction analysis. *Marine Geology*, 126:301–330, 1995.
- L. D. Wright and A. D. Short. Morphodynamic variability of surf zones and beaches: A synthesis. *Marine Geology*, 56:93–118, 1984.
- L. D. Wright and B. G. Thom. Coastal depositional landforms: A morphodynamic approach. *Progress in Physical Geography*, 1:412–459, 1977.
- L. G. Wright and K. R. Thompson. Time-averaged forms of the non-linear stress law. *J. Phys. Oceanograph*, 13:341–346, 1983.
- M. Zijlema, G. Stelling, and P. Smit. Swash: An operational public domain code for simulating wave fields and rapidly varied flows in coastal waters. *Coastal Engineering*, 58:992–1012, 2011.
- H. T. Özkan Haller and J. Kirby. Shear instabilities of longshore currents : flow characteristics and momentum mixing during superduck. *Journal of Geophysical Research*, 104: 25953–25984, 1999.

# Annexe A

## Modélisation numérique de profils de plage transitoire et à l'équilibre obtenus dans le cadre d'expériences en canal à houle à échelle réduite.

Proceeding of  
the 7<sup>th</sup> International Conference on Coastal Dynamics  
Arcachon, France, Jun. 2013

**NUMERICAL MODELLING OF EQUILIBRIUM AND EVOLVING  
LIGHTWEIGHT SEDIMENT LABORATORY BEACH PROFILES**

Benjamin Dubarbier, Bruno Castelle, Vincent Marieu, Herve Michallet, Florent Grasso,  
Gerben Ruessink

## NUMERICAL MODELLING OF EQUILIBRIUM AND EVOLVING LIGHTWEIGHT SEDIMENT LABORATORY BEACH PROFILES

Benjamin Dubarbier<sup>1</sup>, Bruno Castelle<sup>1</sup>, Vincent Marieu<sup>1</sup>, Herve Michallet<sup>2</sup>, Florent Grasso<sup>3</sup>, Gerben Ruessink<sup>4</sup>

### Abstract

The recent advances of numerical beach profile models allowed the simulation of on/offshore sandbar migrations on timescales of weeks to months with fair success. These models were systematically applied to natural, persistently evolving, beaches. In this contribution, we apply our model to small-scale laboratory experiments for which coarse and lightweight sediment is used to satisfy the laws of similitude in the flume. Such experiments can result in equilibrium beach profiles and provide detailed information on the respective role of undertow and wave nonlinearities on sediment transport and the resulting cross-shore sandbar migration. Here we first apply the coupled, wave-averaged, cross-shore waves-currents-bathymetric evolution model IDBeach to an equilibrium beach profile. The model simulates an equilibrium beach profile with reasonable success. Yet, when applying the best fit parameters to a subsequent rapid onshore sandbar migration, the model fails in reproducing the overall beach profile evolution. Further model calibration on the evolving beach profile sequence shows that the model can actually reproduce the rapid onshore sandbar migration with a significant contribution of acceleration skewness. This suggests that a number of misspecifications of the physics remain in coupled, wave-averaged, cross-shore waves-currents-bathymetric evolution model. In addition, given that best-fit model free parameters are of the same order of magnitude of those found on natural beaches, our study suggests that small-scale experiments with coarse and lightweight sediment can be used to further explore the respective contribution of wave nonlinearities and undertow to sediment transport and the overall beach profile evolution

**Key words:** Beach profile, numerical model, physical modelling, equilibrium profile, sandbar migration.

### 1. Introduction

In recent years, numerical sandy beach profile models (*e.g.*, Ruessink *et al.*, 2007; Walstra *et al.*, 2012; Kuriyama, 2012; Dubarbier *et al.*, 2012; Dubarbier *et al.*, 2013; Castelle *et al.*, 2013) have succeeded in simulating on/offshore surfzone sandbar migrations on timescales of weeks to months with fair success. Typically, (1) offshore sandbar migration occurs during storms when large waves break on the bar due to the feedback between waves, undertow, suspended sediment transport, and the sandbar and (2) onshore bar migration is predicted for energetic, weakly to nonbreaking conditions due to the feedback between near-bed wave skewness, bedload transport, and the sandbar (*e.g.*, Ruessink *et al.*, 2007). In nature, the sandbar morphology is never in equilibrium with the hydrodynamic forcing given the persistent changes in natural wave and tide conditions. Accordingly, beach profile models were systematically applied to natural, persistently evolving, beaches. For each field site, model calibration is performed finding the best fit values of the free model parameters minimizing the difference between observed and predicted bed evolution using a given method (*e.g.*, global search algorithm, simulating annealing). The range of beach profile dynamics used for calibration typically encompasses a number of on/offshore migration .

A large number of laboratory experiments addressed beach profile evolutions. To satisfy the laws of similitude, experiments at scale 1 (*e.g.*, Wang and Kraus, 2005; Guannel *et al.*, 2007; Masselink *et al.*, 2013) or small-scale experiments with coarse and lightweight sediment (*e.g.*, Grasso *et al.*, 2009) have

---

<sup>1</sup>UMR EPOC, University of Bordeaux, Avenue des Facultés, Talence 33405, France. [b.dubarbier@ubordeaux1.fr](mailto:b.dubarbier@ubordeaux1.fr), [b.castelle@epoc.u-bordeaux1.fr](mailto:b.castelle@epoc.u-bordeaux1.fr), [v.mariou@epoc.u-bordeaux1.fr](mailto:v.mariou@epoc.u-bordeaux1.fr)

<sup>2</sup>Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble cedex 9, France. [herve.michallet@hmg.inpg.fr](mailto:herve.michallet@hmg.inpg.fr)

<sup>3</sup>IFREMER, Laboratoire de physique hydrodynamique et sédimentaire DYNECO/PHYSED Centre de Bretagne, BP 70, 29280 Plouzané, France. [florent.grasso@ifremer.fr](mailto:florent.grasso@ifremer.fr)

<sup>4</sup>Faculty of Geosciences, Utrecht University, Utrecht, 3508 TC, The Netherlands, [B.G.Ruessink@uu.nl](mailto:B.G.Ruessink@uu.nl)



been performed to address cross-shore sandbar behaviour. For instance, these experiments allowed investigating equilibrium beach profiles (e.g., Wang and Kraus, 2005; Grasso *et al.*, 2009) and the impact of beach nourishments (Grasso *et al.*, 2011a). The respective role of undertow and wave nonlinearities on sediment transport and resulting cross-shore sandbar migration was also addressed through physical modelling (e.g., Grasso *et al.*, 2011b). Interestingly, the respective hydrodynamic contributions were quantified in detail for a given equilibrium beach profile (Michallet *et al.*, 2011).

In this paper, our objectives are: (1) to address the ability of our model to obtain an equilibrium beach profile; (2) to test if our calibrated model successfully simulates the subsequent evolving beach profile involving a rapid onshore sandbar migration ; (3) to compare our sediment transport best-fit parameters with those obtained on natural beaches (e.g., Duck, North Carolina, USA, and Egmond, The Netherlands, Dubarbier *et al.*, 2012) and recent full-scale laboratory experiments (Masselink *et al.*, 2013; Dubarbier *et al.*, 2013) and further discuss the validity of the coarse lightweight sediment strategy in small-scale laboratory experiments.

## 2. Methods

### 2.1. Wave flume experiment

The experimental set-up is extensively described in Grasso *et al.* (2009). The experiments are carried out in the 36 m long, 55 cm wide LEGI flume, equipped with a piston wave generator (Figure 1). The still water depth at the wave-maker is 55.3 cm. The sediment bottom consists of loose material of low density ( $1.19 \text{ g.cm}^{-3}$ ) with a median diameter  $d_{50} = 0.64 \text{ mm}$ . The sediment is chosen such that the Shields number  $\theta$  and the Rouse number  $Rou$  are of the same magnitude as those of natural environments. The different sediment transport regimes (bed load, sheet flow, suspension) are reproduced in the experiments. A Froude similitude links the time and length scales that are roughly 1/3 and 1/10, respectively. Irregular waves are generated (jonswap spectrum; peak enhancement factor of 3.3). The generated wave series are characterized by their significant wave height  $H_s$  and peak wave period  $T_p$ . Bottom profiles are recorded between wave runs using an acoustic profiler mounted on a motorized trolley. Two contrasting experiments are used in this contribution and are briefly described below.

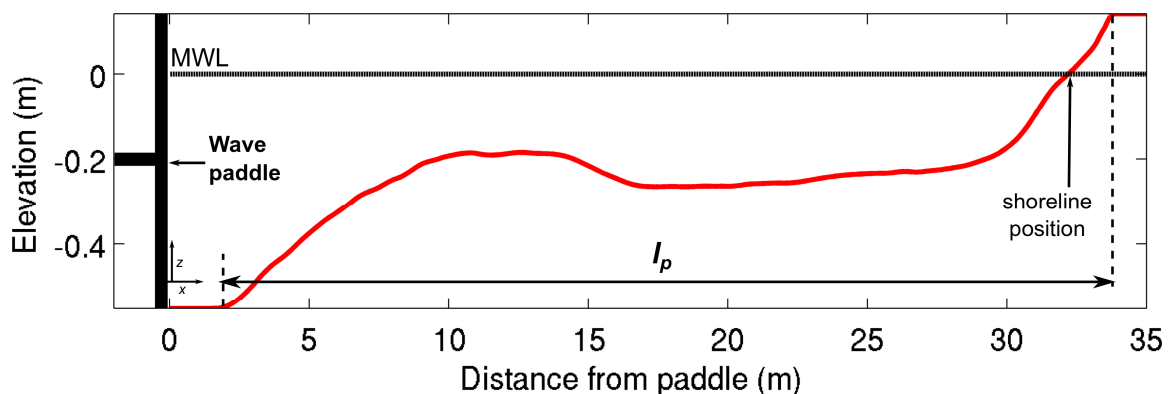


Figure 1. Schematic diagram of the LEGI wave flume:  $l_p$  is the active profile length.

#### 2.1.1. Equilibrium barred-beach profile experiment

The first experiment is the barred-beach quasi-equilibrium profile extensively described in Michallet *et al.* (2011) with  $H_s = 16 \text{ cm}$  and  $T_p = 2.5 \text{ s}$ . The same wave sequence of 30 min was repeated continuously for a total of 68 h. Starting from a terrace profile, a sandbar formed after 11 h of experiment. The bar grew until  $t \sim 24 \text{ h}$  and then started to migrate onshore (see Figure 5a). Here we used wave and flow measurements of the last 30 hours of experiment when the bar did not evolve significantly. This experiment is used to calibrate our coupled, wave-averaged, cross-shore waves-currents-bathymetric evolution model 1DBeach (Section 2.2).

### 2.1.2. Onshore sandbar migration experiment

The second experiment is the case of climate B2 ( $H_s = 16$  cm and  $T_p = 2.0$  s) in Grasso *et al.* (2009). During this sequence, the bar initially located offshore migrated rapidly onshore. During migration, the bar developed an asymmetric shape with a steeper slope shoreward (Figure 7a). This sequence is used to challenge our model previously calibrated on the equilibrium barred-beach profile.

## 2.2. Numerical model

### 2.2.1. Wave and flow module

The cross-shore distribution (along the axis  $x$ ) of the root mean square wave height  $H_{rms}$  is computed through the wave energy flux balance equation assuming that the wave field spectrum is narrow in frequency and direction. The breaking-induced wave dissipation is computed following Baldock *et al.* (1998) with the breaker wave height  $H_b$  computed from Battjes and Janssen (1978) using the depth-limited breaking parameter  $\gamma$  suggested by Ruessink *et al.* (2003). This parametrisation of wave dissipation was found to accurately reproduce wave height cross-shore distribution on a number of contrasting wave-dominated barred-beaches (*e.g.*, Ruessink *et al.*, 2003). The still water level  $\eta$  is computed using the conservation of momentum fluxes accounting for the roller contribution (Michallet *et al.*, 2011).

The mean return flow (undertow) that compensates the wave mass flux in the surface layer is solved through the mass conservation equation (Phillips, 1977). To account for the time short waves need to break due to the local variation of bed profile that subsequently affect the cross-shore distribution of the mean return flow, we used the delayed mean Stokes drift concept (Reniers *et al.*, 2004a) which depends on an integrated distance  $\lambda$ , proportional to the local wave length. We use the quasi-1DV mean current model proposed by Reniers *et al.* (2004b) to estimate a mean current value at the top of the bottom boundary layer, with the undertow injected in the set of equations to close the system. As the phase-averaged wave model is unable to estimate time series of orbital velocities, we used the relation between the *Ursell* number and an analytical formulation of wave orbital velocity time series (Abreu *et al.*, 2010) through the recent parameterization of the free-stream non-linear wave motion (Ruessink *et al.*, 2012) deduced from natural field conditions. These two flow components drive sediment transport and bottom changes described below.

### 2.2.2. Sediment transport and bottom change module

Sediment transport estimation is based on the work of Hsu *et al.* (2006) that accounts for bedload and suspended-load sediment transport, both associated with (1) the wave orbital velocities only and (2) mean current and interactions with oscillatory current. The gravitational downslope sediment transport contribution is also taken into account. Each sediment transport contribution is assigned to distinct friction coefficients here considered as free user parameters. The bottom changes at each time step are obtained by resolving the sediment mass conservation equation with the modified non-oscillatory central scheme described in Marieu *et al.* (2008).

### 2.2.3. Model set-up and calibration

The model was run on a regular grid with a 10-cm spacing and a morphological time step of 1 minute. First, the hydrodynamic module is validated with the dense wave, flow and surface elevation data gathered on the barred-beach equilibrium profile. For the beach profile evolution, in our present model configuration there are 3 free parameters: the sediment transport friction factors associated (1) with velocity skewness that control onshore sediment transport  $C_w$ , (2) with the mean current that governs offshore sediment transport  $C_c$  and (3) with the slope effect that control sandbar amplitude decay  $C_f$ . A simulated annealing (SA) algorithm (Bertsimas and Tsitsiklis, 1993) was used to find the best fit parameters. The advantage of this method is the possibility for the system to overcome local minima to eventually reach a global minimum in the error with measurements.

### 3. Results

#### 3.1 Calibration on the equilibrium barred-beach profile

##### 3.1.1. Hydrodynamics

Figure 2 shows the comparison of the simulated cross-shore distribution of wave height, mean water level and undertow with measurements for the equilibrium-barred profile (Figure 2a). Both simulated significant wave height (Figure 2b) and undertow (Figure 2d) are in very good agreement with measurements. Of note, a value of  $\lambda=1.3$  is necessary to accurately estimate the cross-shore maximum undertow position over the bar otherwise leading systematically to an offshore spatial lag (model/measurement) of some centimeters, finally this parameter have no impact on the spatial distribution of other hydrodynamic parameters. The mean sea level is in good agreement in shape but the model overestimates the set-up elevation over the trough region (Figure 2c). The latter is not an issue for our beach profile evolution simulations as the set-up does not impact sediment transport rate and, conversely, cross-shore distribution of both undertow and wave height is a critical component to the morphodynamics.

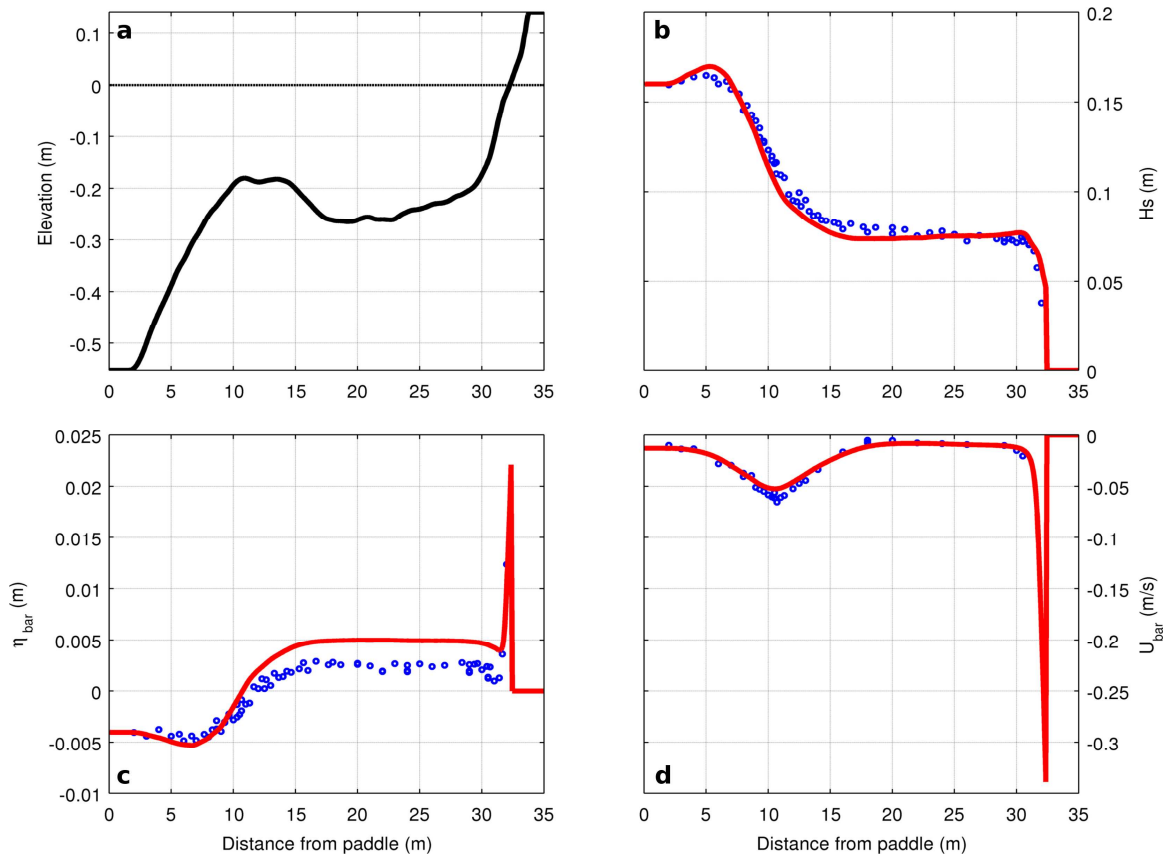


Figure 2. Validation of the hydrodynamic module of 1DBeach for the equilibrium barred-beach profile obtained in the LEGI flume: (a) seabed profile and cross-shore distribution of (b) significant wave height, (c) mean sea surface elevation and (d) undertow. In (b, c, d) model results and measurements are indicated in red and blue, respectively.

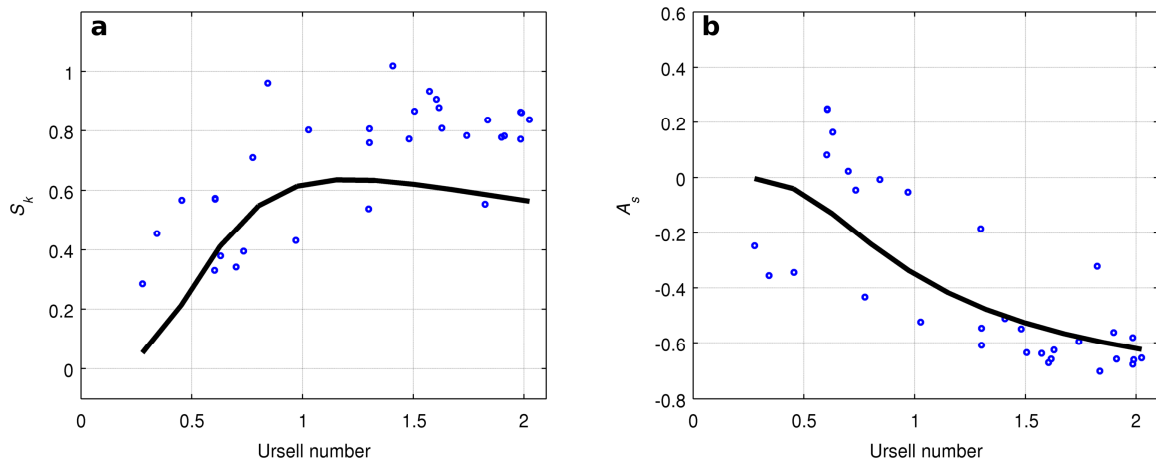


Figure 3. Velocity skewness ( $S_k$ ) and acceleration skewness ( $A_s$ ) versus Ursell number for the equilibrium barred-beach profile obtained in the LEGI flume. In both panels the model results and measurements are indicated by the solid black line and the blue circles, respectively.

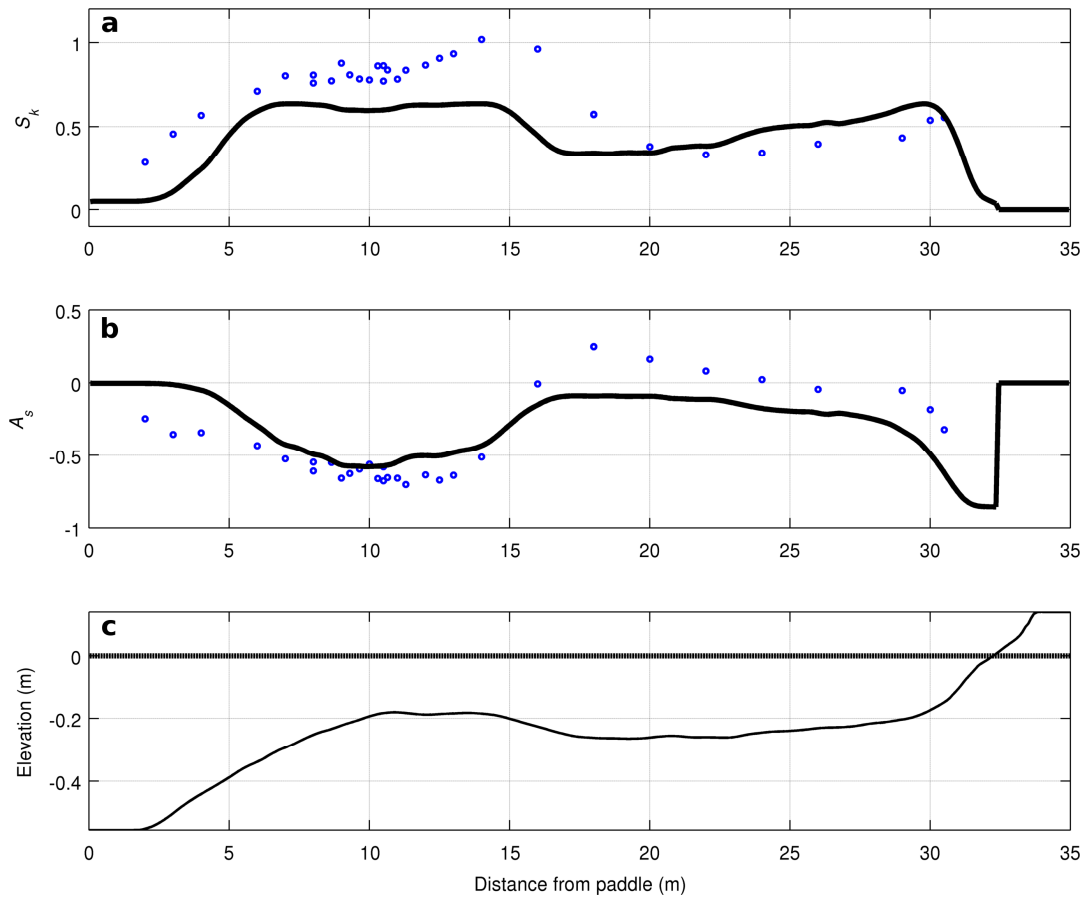


Figure 4. Cross-shore distribution of velocity skewness ( $S_k$ ) and acceleration skewness ( $A_s$ ) for the equilibrium barred-beach profile obtained in the LEGI flume. In (a,b) the model results and measurements are indicated by the solid black line and the blue circles, respectively.

For the same configuration, Figure 3 shows velocity skewness ( $Sk$ ) and acceleration skewness ( $As$ ) versus Ursell number. Despite the apparent scattering in the data, the model (fitted on  $Ur$  dependence only) predicts the overall shape and magnitude of  $Sk$  and  $As$ , besides we pointed out that the velocity skewness/asymmetry measured in the LEGI flume fall into the standard deviation ( $\pm 0.25$  for  $1 \leq Ur \leq 2$ ) of both respective parametric function derived from various field experiments (Figure 1a, b in Ruessink *et al.*, 2012). This is further confirmed in Figure 4 that shows the corresponding cross-shore distribution of  $Sk$  (Figure 4a) and  $As$  (Figure 4b) for the equilibrium barred-beach profile (Figure 4c). The latter further reveals that the model slightly underestimates  $Sk$  both in the shoaling zone and across the sandbar. Of note, this underestimation of the parametric velocity skewness function, derived from orbital velocity collected on natural beaches, can be explained by the absence of wave directional spreading in wave flume experiments (Ruessink *et al.*, 2012). In contrast, the model predicts good  $As$  values across the sandbar with estimations degrading in both the trough and the shoaling zone. Yet, overall the model predicts the cross-shore distribution of both  $As$  and  $Sk$  with fair accuracy.

### 3.1.2. Morphodynamics

Figure 5b shows the time evolution of the simulated beach profile for the equilibrium barred-beach equilibrium experiment. Results show that seabed changes are barely visible with no significant cross-shore migration of the patterns. This is further illustrated in Figure 6 that shows the comparison of the model results with measurements at  $t = 43$  h and 61 h together with initial profile ( $t = 29$  h). It clearly shows that the bar did not evolve significantly during the course of the experiment as only a tiny onshore sandbar migration can be depicted in the right-hand panel. The model successfully reproduces this steady bar situation. It is important to notice that, to obtain this quasi-steady state, the simulating annealing algorithm did not find 0 values to minimize sediment transport rates and therefore beach changes. Instead, values of friction factors are found to be in order of magnitude as ones found for observed, natural and full-scale experiment, unsteady sand bar dynamics (Dubarbarier *et al.*, 2012, 2013), see table.1. Quasi-equilibrium barred-beach profile was therefore simulated with 1DBeach because onshore sediment transport driven by wave nonlinearities and sediment transport driven offshore by the undertow nearly balance in the simulation.

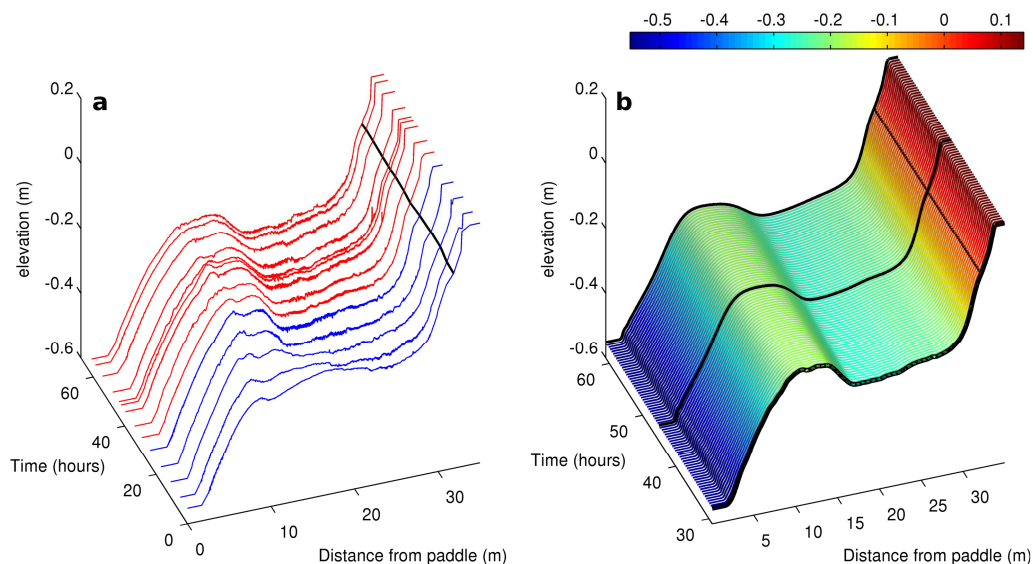


Figure 5. a) Time evolution of measured beach profile evolution from building bar (blue profiles) to quasi-equilibrium bar (red profiles) obtain in the LEGI flume, b) Time evolution of the simulated beach profile for the equilibrium barred-beach profile experiment in the LEGI flume. The 3 solid lines indicate the beach profiles simulated at  $t = 29, 47$  h and 67 h. Colorbar indicates seabed elevation in meters. Horizontal black lines indicate shoreline position.

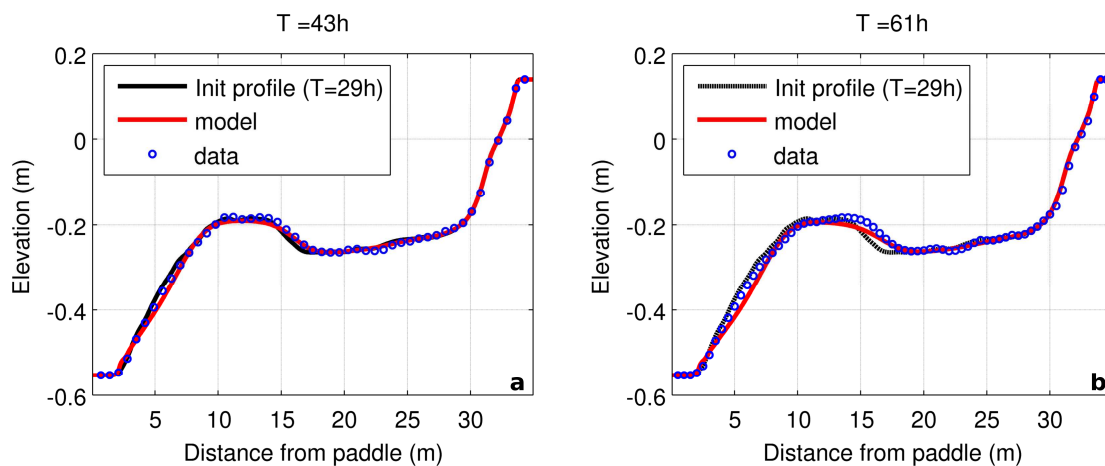


Figure 6. Comparison of simulated and measured beach profiles for the equilibrium barred-beach profile experiment in the LEGI flume at  $t = 43$  h (left-hand panel) and  $t = 61$  h (right-hand panel).

Table 1. Best-fit values of the free model parameters for natural beaches (Dubarbier *et al.*, 2012) and the LEGI flume equilibrium barred-beach profile.

Beach sites	Data set		Free model parameters				
	Resolution	Morphologic features	$C_w$	$C_c$	$C_f$	$\lambda$	$K_a$
LEGI small scale flume	30 hours	Single bar, equilibrium profile	0.0019	0.0027	0.0208	1.3	0
	4 hours	Single bar, continuous onshore migration	0.0019	0.0814	0.0515	2.20	0.0001
BARDEX full scale flume (C2)	3 hours	Terrace bar, on/offshore migration	0.0299	0.0283	0.089	0	0.0003
Duck82	3 months	Single bar, continuous onshore migration	0.0021	0.0024	0.0177	1.37	0
Duck94	10 days	Single bar, on/offshore migration	0.0064	0.0197	0.0332	2.03	0
Egmond	1 month	Double bar, continuous offshore migration	0.0075	0.0157	0.0513	2.80	0

### 3.2 Onshore sandbar experiment using calibration from the equilibrium barred-beach experiment

Figure 7 shows the application of 1DBeach to the rapid onshore sandbar migration event using the best-fit parameters found for the quasi-equilibrium profile. Measurements from the LEGI flume (Figure 7a) show that, starting from single-barred beach configuration, the bar migrates rapidly onshore and welds to the shore at  $t \sim 4$  hours forming a large berm. Results show that the model does not reproduce the onshore migration (Figure 7b). Instead, the bar exhibits decreasing amplitude and remains approximately at the same location, suggesting that model calibration must be performed using data depicting a significantly evolving beach profile sequence.

### 3.3 Calibration on the onshore sandbar experiment

Figure 8 shows the simulated onshore sandbar migration using 1DBeach calibrated on the onshore sandbar migration experiment. Results confirm that 1DBeach can simulate the onshore sandbar migration event with fair accuracy. In particular, the model reproduces the strongly asymmetric shape of the sandbar as well as the water depth of the bar crest. Of note, small numerical instabilities appear seaward of the bar crest. For this calibration, there are only slight changes in the values of  $C_w$  and  $C_f$ . Conversely,  $C_c$  which is related to mean return flow, is found to be nearly 20 times the value found for the equilibrium experiment. The reason for this significant increase in  $C_c$  must be explored further. A critical component was the inclusion of acceleration skewness in our sediment transport formulation, which was not a necessary

requirement for the equilibrium barred-beach profile as well as for natural wave-dominated sandy-beach profile evolution (see Table.1). Similar conclusions were made when applying 1DBeach to BARDEX II experiment (Masselink *et al.*, 2013) during which rapid off/onshore sandbar migration were observed (Dubarbier *et al.*, 2013; Castelle *et al.*, 2013), suggesting that acceleration skewness is important to accurately simulate rapid morphological readjustments involving onshore sandbar migration. This can also support the idea that a particular wave-flume free-stream non-linear parametrization is required when applying a beach profile model to a given wave flume experiment.

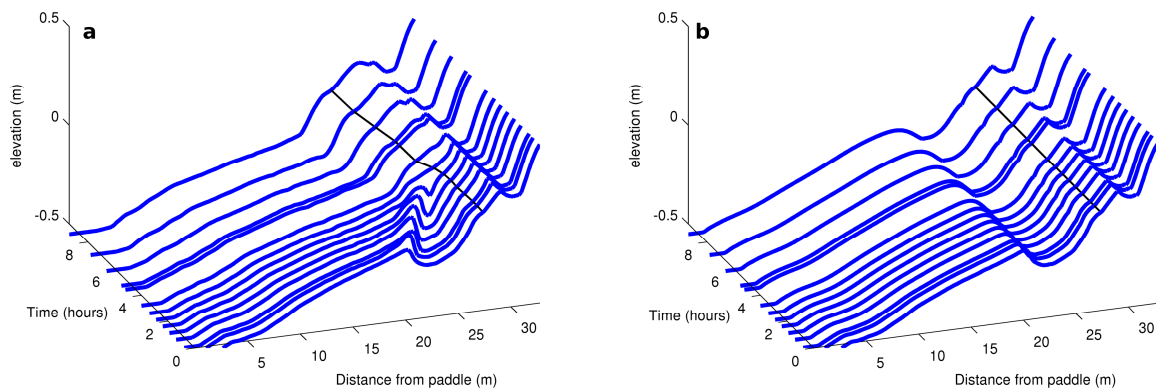


Figure 7. Rapid onshore sandbar experiment with the time evolution of (a) the beach profiles measured in the LEGI flume and (b) beach profile simulated using 1DBeach with best-fit parameters calibrated on the equilibrium barred-beach profile. Horizontal black lines indicate shoreline position.

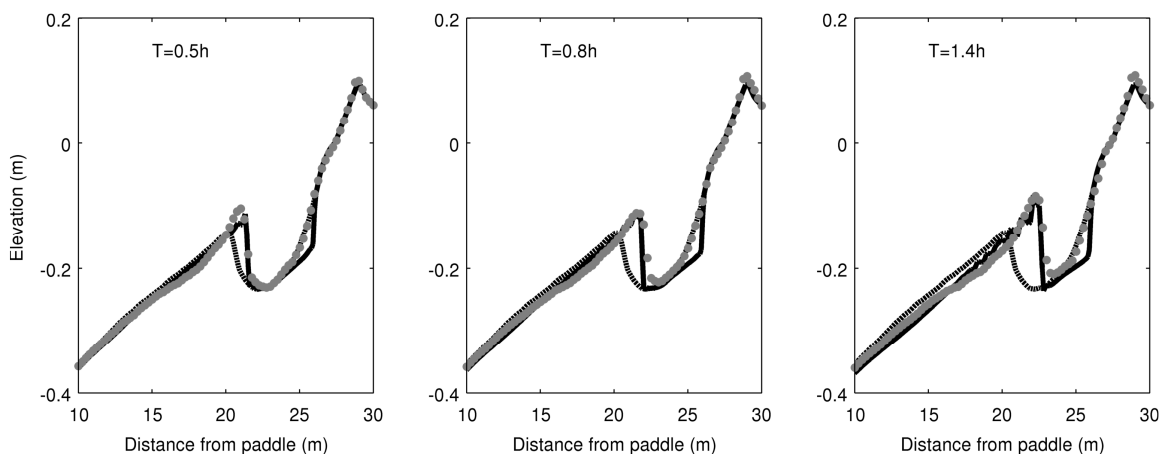


Figure 8. Simulation of the rapid onshore sandbar migration at  $t = 0.5, 0.8$  and  $1.4$  hours with best-fit free parameters determined through simulating annealing on this specific evolution. In all panels, model result (solid black line) and measurements (grey dots) are superimposed

#### 4. Conclusions

We showed that our coupled, cross-shore waves (phase averaged) – currents - bathymetric evolution model 1DBeach can simulate an equilibrium barred-beach profile obtained in the LEGI flume with fair accuracy. Best-fit model free parameters are of the same order of magnitude of those found on natural beaches. Quasi-equilibrium is reached because onshore sediment transport driven by wave nonlinearities and sediment transport driven offshore by the undertow nearly balance. This supports the use of small-scale experiments with coarse and lightweight sediment to explore wave-dominated sandy beach morphodynamics. Yet, using the latter best-fit parameters, the model fails in simulating the subsequent

onshore sandbar migration. Performing calibration on the onshore sandbar migration shows that the model can actually simulate the rapid onshore bar migration with some variations in the free parameter values but the inclusion of sediment transport driven by acceleration skewness appear to be a key factor to simulate accurately onshore sandbar sequence in wave flume condition. Overall, our studies suggests that (1) some misspecification of the physics remain in beach profile evolution models, (2) model calibration must be performed on a range of on/offshore sandbar migration and (3) small-scale experiments with coarse and lightweight sediment can be used to further explore the respective contribution of wave nonlinearities and undertow to sediment transport and the overall beach profile evolution.

### Acknowledgements

This work is done in the framework of the projects BARBEC (ANR n° 2010 JCJC 602 01) and BARCAN (INSU/LEFE).

### References

- Abreu T., Silva P., Sancho F., Temperville A., 2010. Analytical approximation wave form for asymmetric waves, *Coastal Engineering*, 57: 656-667.
- Baldock, T. E., Holmes, P., Bunker, S., Van Weert, P., 1998. Cross-shore hydrodynamics within an unsaturated surf zone. *Coastal Engineering*, 34: 173-196
- Battjes, J. A., Janssen, J., 1978. Energy loss and set-up due to breaking in random waves. In: Proceedings of 16th International Conference on Coastal Engineering. ASCE, pp. 569-587
- Bertsimas B., Tsitsiklis J., 1993. Simulated Annealing, *Statistical Science*, 8: 10-15.
- Castelle, B., Dubarbier, B., Tissier, M., Bonneton, P., Conley, D.C., Ruessink, B.G., and Masselink, G., 2013. Testing numerical hydrodynamic and morphodynamic models against BARDEX II Experiment data sets. In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65: 1745-1750.
- Dubarbier, B., Birrien, F., Castelle, B., Marieu, V. and Ruessink, B.G. 2012. On a new beach profile evolution model on the timescales of weeks: simulations and preliminary results from the input of data assimilation. *Presented at IC CE'12*.
- Dubarbier, B., Castelle, B., Marieu, V. and Ruessink, B.G., 2013. Numerical modelling of pronounced sloping beach profile evolution: comparison with the large-scale BARDEX II experiment. In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Proceedings 12<sup>th</sup> International Coastal Symposium* (Plymouth, England), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65: 1762-1767.
- Grasso, F., Michallet, H., Barthélemy, E., Certain, R., 2009. Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology: Transient and equilibrium states, *Journal of Geophysical Research*, 114, C09001, doi:10.1029/2009JC005308.
- Grasso, F., Michallet, H., Barthélemy, E., 2011a. Experimental simulation of shoreface nourishments under storm : a morphological, hydrodynamic, and sediment grain size analysis, *Coastal Engineering*, 58, 184-193.
- Grasso, F., Michallet, H., Barthélemy, E., 2011b. Sediment transport associated with morphological beach changes forced by irregular asymmetric, skewed waves, *Journal of Geophysical Research*, 116, C03020, doi:10.1029/2010JC006550.
- Guannel, G., H. T. Ozkan-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.
- Hsu, T.-J., Elgar, S. and Guza, R.T., 2006. Wave-induced sediment transport and onshore sandbar migration. *Coastal Engineering*, 53: 817-824.
- Kuriyama, Y., 2012. Process-based one-dimensional model for cyclic longshore bar evolution. *Coast. Eng.* 62, 48 - 61.
- Marieu, V., Bonneton, P., Foster D.L., Arduin F., 2008, Modeling of vortex ripple morphodynamics, *Journal of Geophysical Research*, 113, C09007, doi:10.1029/2007JC004659
- Masselink, G., Turner, I.L., Conley, D.C., Ruessink, B.G., Matias, A., Thompson, C., Castelle, B. and Wolters, G., 2013. BARDEX II: Bringing the beach to the laboratory – again! In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Proceedings 12<sup>th</sup> International Coastal Symposium* (Plymouth, England), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65: 1545-1550.
- Michallet, H., Cienfuegos, R., Barthélemy, E., Grasso, F., 2011. Kinematics of waves propagating and breaking on a barred beach, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, 30: 624-634
- Phillips, O.M., 1977. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge Univ. Press.
- Rieners, A. J. H. M., Roelvink, J. A., Thornton, E. B., 2004a. Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. *Journal of Geophysical Research* 109 (C01030), doi:10.1029/2002JC001586.



- Reniers A.J.H.M., Thornton E.B., Stanton T.P., Roelvink J.A., 2004b. Vertical flow structure during Sandy Duck: observations and modelling, *Coastal Engineering*, 51: 237-260.
- Ruessink, B. G., Walstra, D. J. R., Southgate, H. N., 2003. Calibration and verification of a parametric wave model on barred beaches. *Coastal Engineering* 48: 139-149.
- Ruessink, B.G., Kuriyama, Y., Reniers, A.J.H.M., Roelvink, J.A. and Walstra, D.J.R., 2007. Modeling cross-shore sandbar migration on the timescale of weeks. *Journal of Geophysical Research*, 112, F03010, doi:10.1029/2006JF000730.
- Ruessink, B.G., Ramaekers, G. and van Rijn, L.C., 2012. On the parametrization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models. *Coastal Engineering*, 65: 56-63.
- Walstra, D.J.R, Reniers, A.J.H.M., Ranasinghe, R., Roelvink, J.A. and Ruessink, B.G., 2012. On bar growth and decay during interannual net offshore migration. *Coastal Engineering*, 60: 190-200
- 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, *Journal of Coastal Research*, 21: 522–534.

# Annexe B

## **Numerical modelling of pronounced sloping beach profile evolution: comparison with the large-scale BARDEX II experiment**

Proceeding of  
the 12<sup>th</sup> **International Coastal Symposium**  
Plymouth, England, Mar. 2013

**Numerical modelling of pronounced sloping beach profile evolution:  
comparison with the large-scale BARDEX II experiment**

Benjamin Dubarbier, Bruno Castelle, Vincent Marieu and Gerben Ruessink

## Numerical modelling of pronounced sloping beach profile evolution: comparison with the large-scale BARDEX II experiment

Benjamin Dubarbier†, Bruno Castelle†, Vincent Marieu† and Gerben Ruessink‡

† Université Bordeaux 1, UMR 5805-EPOC Avenue des Facultés, F-33405, Talence, France  
b.dubarbier@epoc.u-bordeaux1.fr

† Université Bordeaux 1, UMR 5805-EPOC Avenue des Facultés, F-33405, Talence, France  
b.castelle@epoc.u-bordeaux1.fr

∞ Université Bordeaux 1, UMR 5805-EPOC Avenue des Facultés, F-33405, Talence, France  
v.marieu@epoc.u-bordeaux1.fr

+ Faculty of Geosciences, Utrecht University, Utrecht, 3508 TC, The Netherlands  
B.G.Ruessink@uu.nl



[www.cerf-jcr.org](http://www.cerf-jcr.org)



[www.JCRonline.org](http://www.JCRonline.org)

### ABSTRACT

Dubarbier, B., Castelle, B., Marieu, V and Ruessink, B.G., 2013. Numerical modelling of pronounced sloping beach profile evolution: comparaison with the large-scale BARDEX II experiment. *In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), Proceedings 12<sup>th</sup> International Coastal Symposium (Plymouth, England), Journal of Coastal Research, Special Issue No. 65, pp. 1762-1767, ISSN 0749-0208.*

Barriers and sandbars are ubiquitous natural coastal features, whose variability often determines nearshore morphological evolution. Wave-dominated beach profile evolution results from the interaction between wave non-linearities, wave-breaking induced turbulence, undertow, infragravity motions and swash processes. To explore each of these contributions to the sediment transport, the full-scale Barrier Dynamics Experiment (*BARDEX II*), performed in the Delta Flume in June 2012, provides a new dataset for the rigorous testing of the performance of beach profile evolution models in the case of steep beaches. This new experiment will improve our knowledge on (1) swash zone processes, including infiltration and exfiltration of water into the sand and subsequent groundwater table response, (2) bore-generated turbulence inducing suspended sediment transport, (3) surfzone sandbar dynamics and (4) overtopping/overwash impact on barrier dynamics. This study aims at testing the ability of the process-based beach profile model 1DBeach in the case of a steep beachface and a predominance of plunging breakers. In this context, we tested the model with a morphological sequence characterised by onshore and subsequent rapid offshore sandbar migration for time-invariant wave forcing and falling tide. A simulated annealing algorithm is used to calibrate the model. In this paper, we discuss the model configuration and associated results, as well as the need of intensive high-frequency full-scale data to further develop and improve process-based models.

**ADDITIONAL INDEX WORDS:** *Numerical model, proto-type experiment, sandbar migration, breaking waves, plunging breakers.*

### INTRODUCTION

Barriers and sandbars are ubiquitous along natural wave-exposed sandy coasts and are important to the nearshore zone evolution. Wave-dominated beach profile evolution results from the interaction between wave nonlinearities, wave-breaking induced turbulence, undertow, infragravity motions and swash processes. To explore each of these contributions to the sediment transport, field campaigns can be performed (*e.g.*, Masselink *et al.*, 2008; Grasso *et al.*, 2012). Yet, the high-energy wave conditions, the evolving surfzone bathymetry and the persistent change in wave and tide conditions make it challenging. Instead, the combination of controlled laboratory experiments and numerical modelling allows an easier in-depth investigation of the physical processes driving beach profile evolution.

Small-scale wave flume experiments over a movable bed (*e.g.*, Grasso *et al.*, 2009) have successfully reproduced nature-like beach profile morphologies and migration sequences. To go further, the full-scale Barrier Dynamics Experiment (*BARDEX II*) was performed in the Delta Flume in June 2012 (Masselink *et al.*, 2013). It provides a new dataset for the rigorous testing of the performance of beach profile evolution models in the case of steep beaches. This new experiment will improve our knowledge on (1) swash zone processes, including infiltration and exfiltration of water into the sand and subsequent groundwater table response, (2) bore-generated turbulence inducing suspended sediment transport, (3) surfzone sandbar dynamics and (4) overtopping/overwash impact on barrier dynamics.

In parallel, the development of numerical, process-based, beach profile models have recently succeeded in simulating surfzone sandbar evolution on timescales of weeks (Ruessink *et al.*, 2007) to years (Walstra *et al.*, 2012; Kuriyama, 2012) on sandy beaches with reasonable skill. However a number of limitations remain, for instance, the bottom evolution in the swash zone, and hence the

DOI: 10.2112/SI65-298.1 received 07 December 2012; accepted 06 March 2013.

© Coastal Education & Research Foundation 2013

beach face, is usually handled the same way as in the surf zone or, more commonly, ignored (Ruessink *et al.*, 2007). This results in large errors in the intertidal domain (e.g., Ruessink, 2005). In addition, such models were systematically applied on gently sloping beaches with predominant spilling breakers.

This paper aims at testing the ability of a process-based phase-averaged beach profile model to simulate the cross-shore sandbar evolution on steep (say, 1:15) beaches, with predominant plunging wave conditions. In the following we give a brief description of the experimental set-up and further focus on a specific test series that is of particular interest for beach profile evolution models. Then, the numerical model and results are presented and, lastly, we state our conclusions.

## LABORATORY EXPERIMENT

The second large-scale Barrier Dynamics Experiment (BARDEXII), funded under the Hydralab IV program, was conducted during May to July 2012 in Delta Flume (De Voorst, The Netherlands). The overall aim of the project was to collect a proto-type data set on a sandy beach to improve our quantitative understanding and modelling capability of shallow water sediment transport processes in the inner surf, swash and overwash zones. To explore these aspects, a 4.5-m high sandy barrier was constructed in the Delta Flume, with the crest of the barrier located at  $x = 110$  m from the wave paddle and at 1.5 m above to the mean sea level of 3 m. A medium-sized sand ( $D_{50} = 0.42$  mm) was used in order to allow sediment re-suspension and nearshore bar formation. Different wave forcings were generated according to a Jonswap spectrum. The morphology of the initial, human-shaped, barrier profile with superimposed Deltares sensors is shown in Figure 1. The experiment was divided into test series with different wave forcings, sea and lagoon water levels. These are detailed in Masselink *et al.* (2013). In this paper we focus on test Series C, designed to investigate the beach response and surfzone sandbar migration during a tidal cycle.

### Descriptions of test series C

This series is divided into test series C1 and C2 corresponding to rising and falling sea water level, respectively. For both test series, waves are characterized by a significant wave height  $H_s = 0.8$  m and a peak period  $T_p = 8$  s, unless stated otherwise. In the

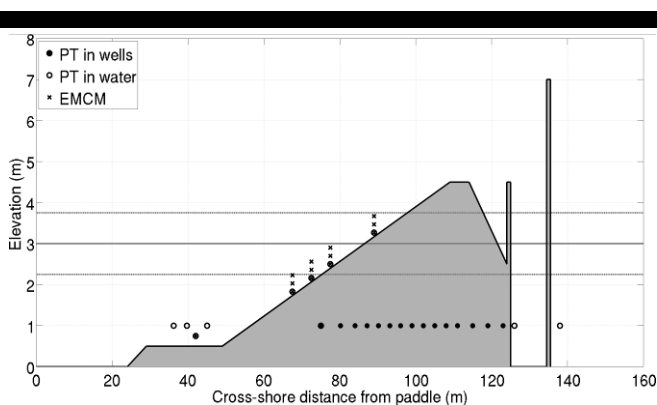


Figure 1. Initial barrier profile with superposed Deltares Pressure Transducer and Electro-Magnetic Current Meter. The black horizontal line shows the mean water level and the gray lines show the higher and lower mean water levels used during this experiment.

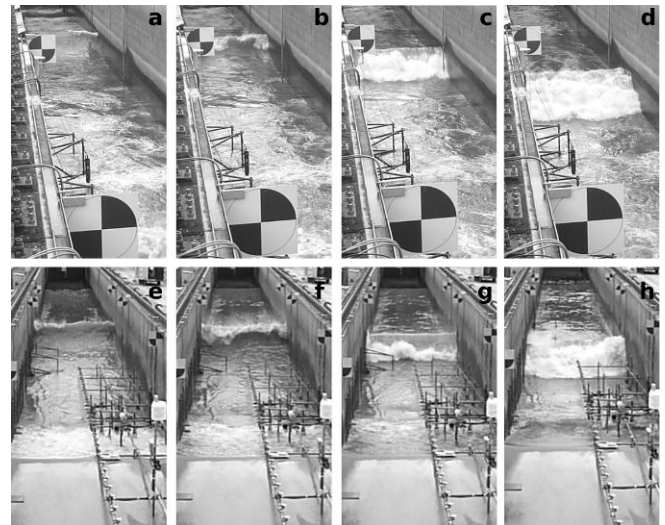


Figure 2. (a-d) Photo sequence showing spilling wave breaking during test series C2 for low sea water level; (e-h) photo sequence of plunging breaking wave during test series C2 for high sea water level.

following, we describe the entire morphological beach profile evolution during test series C. We do not describe the evolution of small-scale bedforms, *i.e.* ripples and megaripples, as our model cannot simulate the dynamics of these morphological features. Instead, we analyse and simulate the general trend of the beach profile, the high-frequency bed perturbations being filtered using loess interpolation techniques (Plant *et al.*, 2002).

### Test series C1

During this series, measured sea water level increases from 2.267 m to 3.645 m with a maximum step of 0.2 m, resulting in 11 subseries of distinct sea water levels, each with duration of 30 min (Figure 3a). The water level in the lagoon and the wave forcing were kept constant in order to address the impact of varying sea water level on surfzone sandbar evolution. During subseries C1\_9 unexpected overwash occurred. Accordingly, it was decided to reduce the significant wave height by 40% for the two last subseries concurrent with a high sea water level.

During test series C1, the beach profile is characterized by (1) a low-gradient low-tide terrace of 1:40 at  $63 \text{ m} < x < 80 \text{ m}$  and (2) a steep upper beachface of 1:7 at  $78 \text{ m} < x < 95 \text{ m}$  (Figures 3b and 3d). No significant morphological change is observed at  $x < 50 \text{ m}$ . Test series C1 is characterized by a continuously accretionary sequence with a bar forming at  $x \approx 65 \text{ m}$  that further migrates onshore at a rate of about 20 m/day until the end of subseries C1\_09. During subseries C1\_10 and C1\_11, the bar amplitude starts to slowly decay and reaches a maximum amplitude of about 0.07 m. Concurrent to rising tide, wave breaking across the active bar zone varies from weakly (spilling) breaking waves to nonbreaking waves as illustrated in Figures 2(a-d). The upper beachface becomes steeper while the height of the barrier crest increases from 4.45 m to 4.60 m, suggesting a significant net onshore sediment transport in the swash zone. In contrast with the active bar zone, the upper beach experiences predominant plunging waves (Figures 2(e-h)).

### Test series C2

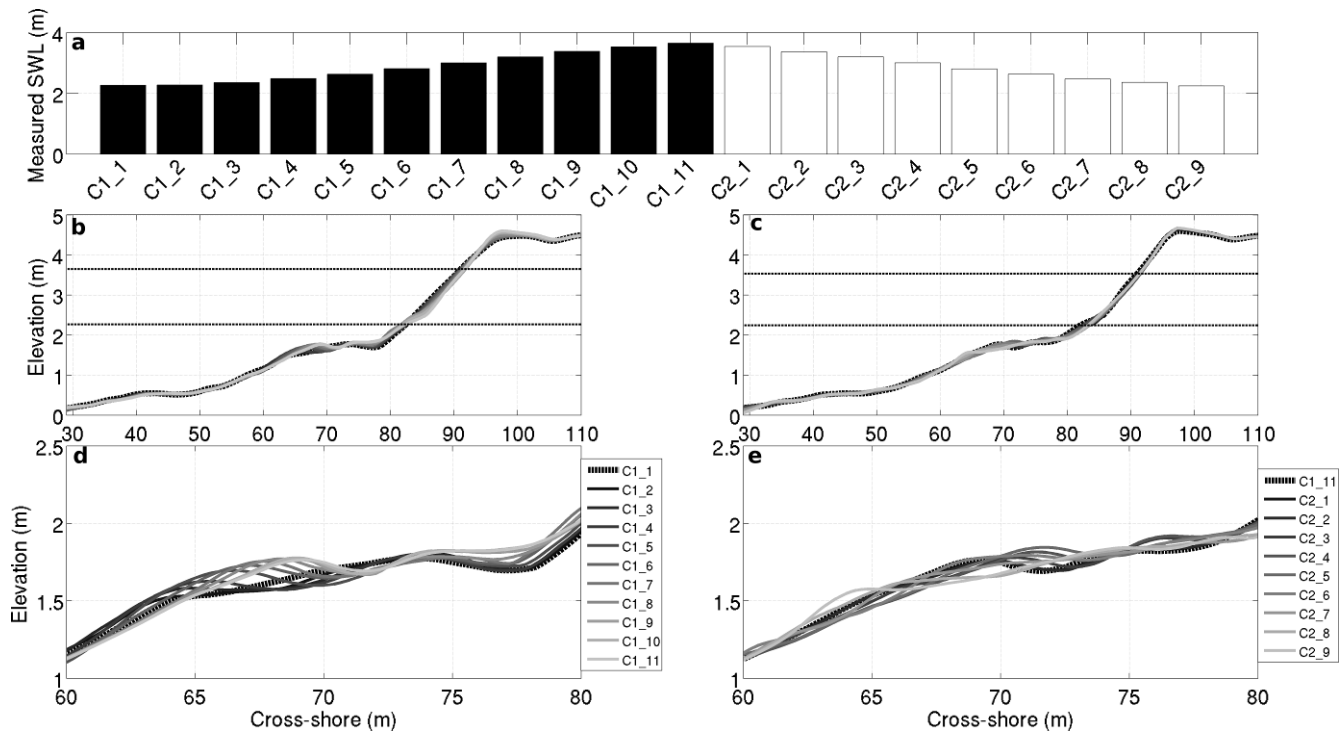


Figure 3. (a) Sea water level (SWL) signal applied during test series C (C1 and C2 in black and white, respectively) with a sinusoidal tidal signal with a period of 12 hours and an amplitude of 1.40 m; (b,c) measured beach profile evolution during test series C1(b) and C2(c), with the thin black dotted lines indicating the low/high tide water levels and (d,e) corresponding zoom on the active bar zone. In panels (b-e) the initial profile is in black with subsequent profiles in lighting grey with time.

This test series is characterized by a falling tide, with a measured sea water level decreasing from 3.534 m to 2.243 m with a maximum step 0.2 m, conducted in 9 subseries of 30 minutes (see Figure 3a). The two first subseries were performed with a significant wave height reduced by 40% to prevent overwash. A high lagoon water level was used in order to recreate a tidal asymmetry effect. The initial profile shows a sandbar at  $x \approx 69$  m over a low-gradient low-tide terrace extending from  $x = 68$  to 80 m (see Figure 3c and 3e). Similar to the behaviour depicted at the end of test series C1, the bar amplitude slowly decreases during the early stage of test series C2. Subsequently, from subseries C2\_02 to C2\_05, the sandbar moves onshore with a mean migration rate of 30 m/day ultimately reaching the cross-shore position  $x = 72$  m, with a vertical amplitude of 0.05 m. Then, from a sea water level of 2.626 m, the sandbar rapidly migrates offshore as a result of increasing depth-induced breaking until the low tide level is reached. The mean offshore migration rate is about 100 m/day, almost three times the onshore migration rate. Overall, the beach profile at the end of test series C2 is similar to that at the beginning of test series C1. This indicates that a similar volume of sand is transported onshore and further redistributed offshore during the entire tidal cycle. In the following, we consider test series C2 as a challenging morphological sequence to test our beach profile evolution model.

## NUMERICAL MODEL

### Model description

We use the model 1Dbeach (Castelle *et al.*, 2010) that couples a flow module (phase-averaged waves and mean current), an energetic approach for sediment transport, and a bottom evolution module. These modules are briefly described below:

- **Waves:** the phase-averaged wave cross-shore distribution is computed using the wave energy flux conservation equation. We use a depth-induced breaking wave dissipation using a given bore-analogy model (*e.g.*, Battjes & Jansen, 1978) with a modified breaker parameter (Ruessink *et al.*, 2003). The roller contribution (Michalet *et al.*, 2011) is taken into account in the cross-shore momentum balance in order to refine the wave set-up prediction.
- **Currents:** the mean return flow (undertow) that compensates the wave mass flux in the surface layer is solved through the mass conservation equation (Phillips, 1977). We use the quasi-1DV mean current model proposed by Reniers *et al.* (2004) to estimate a mean current value at the top of the bottom boundary layer, and the undertow is injected in the set of equations to close the system. As the phase-averaged wave model is unable to estimate time series of orbital velocities, we used the relation between the *Ursell* number and an analytical formulation of wave orbital velocity time series (Abreu *et al.*, 2010) through the recent parameterization of the free-stream non-linear wave motion (Ruessink *et al.*, 2012) deduced from natural field conditions. Finally, these two flow components drive sediment fluxes.
- **Sediment transport:** this module is based on the work of Hsu *et al.* (2006) that account for bedload and suspended-load

sediment transport, both associated with (1) the wave orbital velocities only and (2) mean current and interactions with oscillatory current. The gravitational downslope sediment transport contribution is also taken into account. We include the sediment transport related to acceleration skewness (or velocity asymmetry, Hoefel and Elgar, 2003).

- **Bottom evolution:** the bottom changes at each time step are obtained by resolving the sediment mass conservation equation with the modified non-oscillatory central scheme described in Marieu *et al.* (2008).

This process-based beach profile model comprises a set of free parameters that influence the model results. Previous simulations on natural gently sloping beach profiles (Dubarbier *et al.*, 2012) suggest that most of default free parameters can be used to accurately predict cross-shore sandbar migration at a given beach. However to refine model results, some parameters need to be fitted with observations to ensure good model skill (Van Rijn *et al.*, 2007). We used as calibration parameters the sediment transport friction factors associated (1) with velocity skewness and acceleration skewness that control onshore sediment transport, (2) with the mean current that governs offshore sediment transport and (3) with the slope effect that control sandbar amplitude decay. A simulated annealing (SA) algorithm (Bertsimas and Tsitsiklis, 1993) was used to find the best fit parameters. The advantage of this method is the possibility for the system to overcome local minima to eventually reach a global minimum in the error with measurements.

A well-known limitation of the model is the swash zone morphodynamics. Consequently, the model results in this domain, *i.e.*  $82 \text{ m} < x < 92 \text{ m}$  (Figures 3b and 3c), can significantly diverge from the observations. Accordingly, model skill along the upper

part of the beach is not addressed in this contribution.

### Model set-up

The grid extends from the wave maker at  $x = 0 \text{ m}$  to the top of the barrier crest at  $x = 110 \text{ m}$  with a regular spacing of  $0.4 \text{ m}$ . Sand characteristics as median size  $D_{50}$  and porosity were taken into account and are assumed to be constant along the profile. Simulated wave heights in the shoaling zone were validated with measurements to ensure an accurate driving of the sediment transport fluxes (Figures 4b and 4d). We chose to improve model prediction over the active bar region, meaning that the SA performed the optimization exclusively at  $60 \text{ m} < x < 80 \text{ m}$ .

## RESULTS

### Simulation of surfzone sandbar migration during test series C2

Using the optimum parameters found by the SA algorithm the model is able to reproduce the combined on/offshore sandbar migrations observed during test series C2 (zoom on the active bar zone in Figure 5). Errors in sandbar region are observed albeit a good hindcast of the sandbar shape. The model slightly underestimates the slow onshore migration sequence, with a difference in sandbar crest position and amplitude of about  $1 \text{ m}$  and  $0.01 \text{ m}$ , respectively. The consequent rapid offshore migration sequence, resulting in the extension of the low-gradient low-tide terrace, is relatively well reproduced. The simulated seaward limit of the terrace is the same as that observed, but the water depth at the bar crest is underestimated by about  $0.04 \text{ m}$ .

Interestingly, previous simulations on natural beaches, with

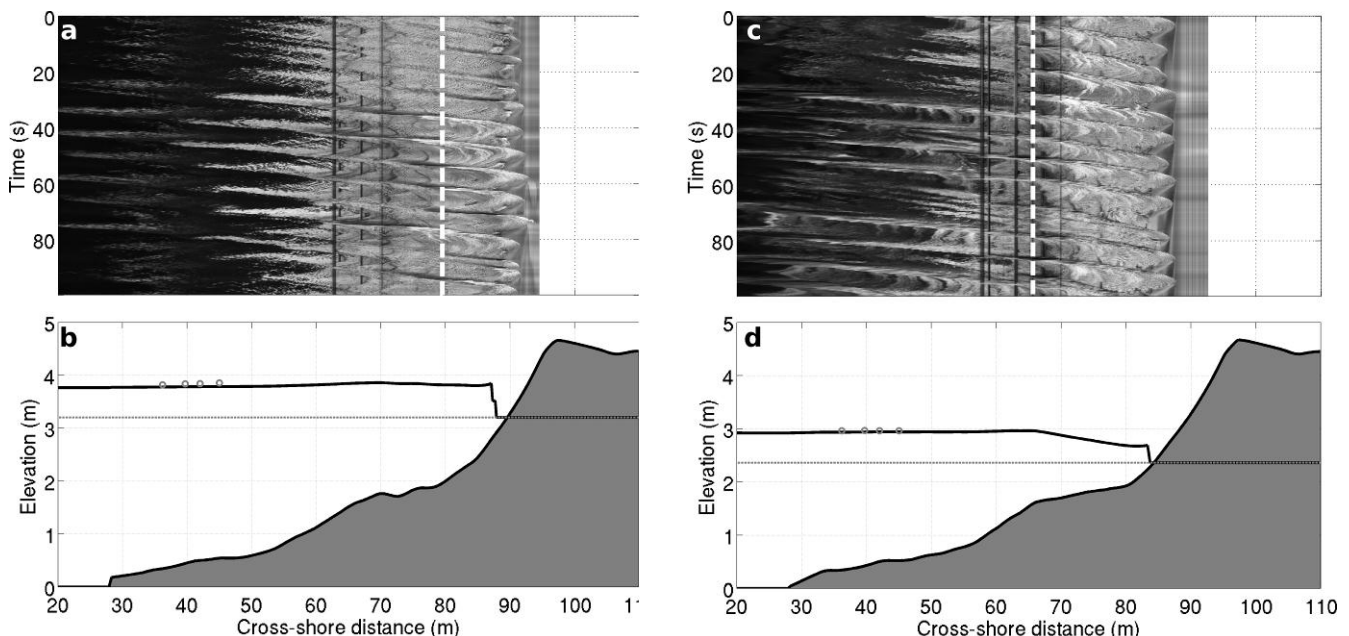


Figure 4. Data and simulation for the beginning (left-hand panels) and end (right-hand panels) of test series C2 with the rectified timestack during subseries (a) C2\_03 and (c) C2\_08, with the vertical dotted white line indicating the beginning of the surfzone; and corresponding measured beach profile averaged between (b) C2\_03 and C2\_04, (d) C2\_08 and C2\_09, with the black line and gray dots indicating the computed and measured root mean square wave height  $H_{rms}$ , and the gray dotted line representing the sea water level.

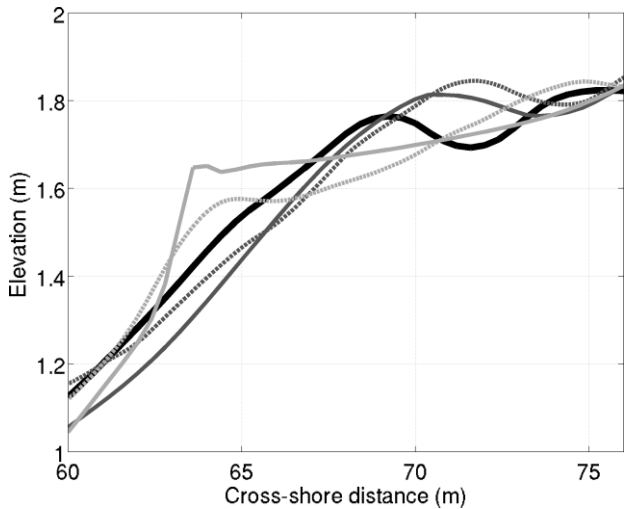


Figure 5. Simulation of beach profile evolution during test series C2. Zoom at  $60\text{ m} < x < 76\text{ m}$ . Initial filtered beach profile (thick black line), measured (thin dotted line) and simulated (thin solid line) beach profile at the end of the slow onshore migration (dark gray) and at the end of the rapid offshore migration (light gray).

prevailing spilling breaker (Duck, Egmond, Noordwijk), have all been performed without considering the sediment transport related to the acceleration skewness to accurately simulate sandbar evolution on timescales of weeks to months. Instead, the enhanced onshore sediment transport resulting from acceleration skewness was crucial to accurately reproduce the onshore sandbar migration.

**Application of the calibrated model to test series C1**

We reproduced the entire test series C1 with the best fit parameters found for test series C2 that is, for the same wave forcing. Results are shown in Figure 6. The model reproduces the continuously slow onshore sandbar migration at a mean rate of about 17 m/day that is observed during test series C1 (Figure 6a). The surfzone sandbar at the end of C1 has the same elevation but shows some significant differences in shape with measurements (Figure 6b). As mentioned by Walstra *et al.* (2012), the water depth above the bar crest is a key factor that control the subsequent sandbar evolution. Indeed, during all test series C1, the water depth at the sandbar was significantly larger than 0.8 m which was the threshold value below which offshore sandbar migration was both measured and simulated in test series C2.

**DISCUSSION AND CONCLUSIONS**

Despite a limited range of analysed morphological sequences, results show that the varying sea water level results in a cross-shore variation of both the breaking point and a change in wave breaking type that, in turn, impact the direction and rate of surfzone sandbar migration. For high water levels, plunging waves break close to the shore at about  $80\text{ m} < x < 90\text{ m}$  with skewed waves and sporadic spilling breakers occurring across the sandbar (Figure 4a). For low tide levels, the surfzone extend from about  $x = 65\text{ m}$  to  $90\text{ m}$  with ubiquitous plunging breakers along the entire active bar zone (Figure 4c). Here we tested for the first time in wave flume condition the parametrization of the

near-bed free-stream non-linear wave motion of Ruessink *et al.*, (2012) which was inferred from exclusively orbital velocity measurements collected in natural field condition. Here, we suppose that higher velocity skewness values can be obtained for a given *Urssell* number because of the absence of directional spreading. This will have to be explored further. In addition, the sediment transport formulations used herein are mostly developed for spilling breakers. The model does not consider breaking-induced turbulence as a surface boundary condition which, particularly for plunging breakers, results in an underestimation of sand stirring and transport by mean currents (Grasso *et al.*, 2012). Those potential sources of error can be reduced by tweaking the identified free parameters controlling the beach profile evolution. In this simulation, the values found for optimized parameters are systematically larger than those found for natural gently-sloping sandy beaches. An extension of our phase-averaged beach profile models to the swash zone morphodynamics appears possible. Indeed, the detailed analysis during test series C of consecutive beachface-differences reveals ubiquitous, simple patterns of erosion/accretion stimulating the development of simple behaviour-oriented laws applicable for swash-seabed evolution. In perspective, further simulations will be performed to investigate bar formation and its subsequent onshore migration occurred during test series A.

Overall, our numerical model succeeds fairly well in reproducing on/offshore sandbar migration for a challenging beach profile evolution sequence involving plunging breaker and rapid onshore/offshore sandbar migration rates. The data collected during the second large-scale Barrier Dynamics Experiment (*BARDEXII*) will be used to further develop 1DBeach and other type of numerical models (Castelle *et al.*, 2013), particularly using the data analysed and discussed in other papers published in this special issue of JCR (Conley *et al.*, 2013 – swash dynamics;

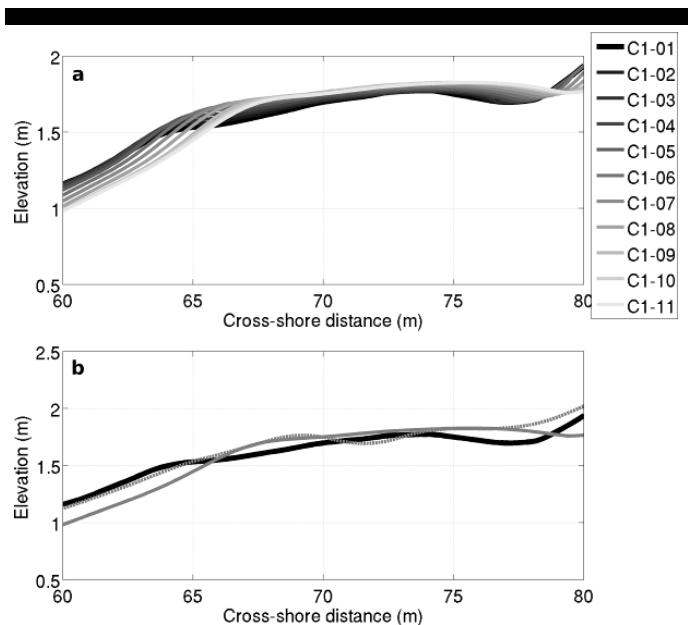


Figure 6. Simulation of beach profile evolution during test series C1 using the best fit parameters found for test series C2. Zoom at  $60\text{ m} < x < 80\text{ m}$ . (a) Entire simulated test series C1 and (b) initial filtered beach profile (thick black line), measured (thin dotted line) and simulated (thin solid line) beach profile at the end of the onshore migration.

Matias *et al.*, 2013 – barrier overwash; De Winter *et al.*, 2013 – surf zone turbulence; Turner *et al.*, 2013 – barrier hydrology).

### ACKNOWLEDGEMENT

The work described in this publication was supported by the European Community's 7th Framework Programme through the grant to the budget of the Integrating Activity HYDRALAB IV, contract no. 261520. BC, BD and PB acknowledge support from BARBEC (ANR N2010 JCJC 602 01).

### LITERATURE CITED

- Abreu T., Silva P., Sancho F., Temperville A., 2010, Analytical approximation wave form for asymmetric waves, *Coastal Engineering*, 57, 656-667.
- Battjes, J. A. and Janssen, J. P. F. M., 1978, Energy loss and set-up due to breaking of random waves, In *Proc. 16th Coastal Engineering Conf.*, ASCE, 569-587.
- Bertsimas B., Tsitsiklis J., 1993. Simulated Annealing, *Statistical Science*, 8, 10-15.
- Castelle, B., Dubarbier, B., Tissier, M., Bonneton, P., Conley, D.C., Ruessink, B.G., and Masselink, G., 2013. Testing numerical hydrodynamic and morphodynamic models against BARDEX II Experiment data sets. In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65.
- Castelle, B., Marieu, V., Bonneton, P., Bruneau, N. and Grasso, F., 2010. Modelling beach profile evolutions. *La Houille Blanche*, 1, 104-110.
- Conley, D.C., Puleo, J., Lankriet, T., Blenkinsopp, C., Buscombe, D., Ganderton, P., Foster, D., Masselink, G., 2013. Examination of Swash Processes Utilizing Measurements of the Total Sediment Load. In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Proceedings 12<sup>th</sup> International Coastal Symposium* (Plymouth, England), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65.
- De Winter, W., Wesselman, D., Grasso, F. and Ruessink, B.G., 2013. Large-scale laboratory observations of beach morphodynamics and turbulence beneath shoaling waves and plunging breakers. In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Proceedings 12<sup>th</sup> International Coastal Symposium* (Plymouth, England), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65.
- Dubarbier, B., Castelle, B., Birrien, F., Marieu, V. and Ruessink, B.G., 2012. On a new beach profile evolution model on the timescales of weeks: simulations and preliminary results from the input of data assimilation. Paper presented at the *33rd International Conference of Coastal Engineering* (Santander, Spain).
- Grasso, F., Michallet, H., Barthélemy, E., and Certain R., 2009, Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology : Transients and equilibrium states. *Journal of Geophysical Research*, 114, C09001, doi:10.1029/2009JC005308
- Grasso, F., Castelle, B. and Ruessink, B.G., 2012. Turbulence under breaking waves and bores in a natural surf zone. *Continental Shelf Research*, 43, 133-141.
- Hoefel, F., Elgar, S., 2003. Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science* 299, 1885-1887.
- Hsu, T.-J., Elgar, S. and Guza, R.T., 2006. Wave-induced sediment transport and onshore sandbar migration. *Coastal Engineering*, 53, 817-824.
- Kuriyama, Y., 2012. Process-based one-dimensional model for cyclic longshore bar evolution. *Coastal Engineering*, 62, 48-61.
- Masselink, G., Austin M., Tinker J., O'Hare T., Russel P., 2008, Cross-shore sediment transport and morphological response on a macrotidal beach with intertidal bar morphology, *truc vert*, France. *Marine Geology*, 251, 141-155.
- Masselink, G., Turner, I.L., Conley, D.C., Ruessink, B.G., Matias, A., Thompson, C., Castelle, B. and Wolters, G., in this issue. BARDEX II: Bringing the beach to the laboratory – again! In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Proceedings 12<sup>th</sup> International Coastal Symposium* (Plymouth, England), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65
- Marieu, V., Bonneton, P., Foster D.L., Arduin F., 2008, Modeling of vortex ripple morphodynamics, *Journal of Geophysical Research*, 113, C09007, doi:10.1029/2007JC004659
- Matias, A., Masselink, G., Kroon, A., Blenkinsopp, C., and Turner, I.L., 2013. Overwash experiment on a sandy barrier. In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Proceedings 12<sup>th</sup> International Coastal Symposium* (Plymouth, England), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65.
- Michalet, H., Cienfuegos R., Barthelemy E., Grasso F. 2011, Kinematics of waves propagating and breaking on a barred beach, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 30(6), 624-634.
- Plant N., Holland T., Puleo J., 2002, Analysis of the scale of errors in nearshore bathymetric data, *Marine Geology*, 191, 71-86.
- Phillips, O.M., 1977. The dynamics of the upper ocean. Cambridge Univ. Press.
- Reniers A.J.H.M., Thornton E.B., Stanton T.P., Roelvink J.A., 2004, Vertical flow structure during Sandy Duck: observations and modelling, *Coastal Engineering*, 51, 237-260.
- Ruessink, B.G., 2005. Predictive uncertainty of a nearshore bed evolution model. *Continental Shelf Research*, 25, 1053-1069.
- Ruessink, B.G., Walstra D.J.R., Southgate H.N., 2003, Calibration and verification of a parametric wave model on barred beaches, *Coastal Engineering*, 48, 139-149.
- Ruessink, B.G., Kuriyama, Y., Reniers, A.J.H.M., Roelvink, J.A. and Walstra, D.J.R., 2007. Modeling cross-shore sandbar migration on the timescale of weeks. *Journal of Geophysical Research*, 112, F03010, doi:10.1029/2006JF000730.
- Ruessink, B.G., Ramaekers, G. and van Rijn, L.C., 2012. On the parametrization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models. *Coastal Engineering*, 65, 56-63.
- Turner, I.L., Rau, G.C., Andersen, M.S., Austin, M.J., Puleo, J. and Masselink, G. 2013. Coastal sand barrier hydrology - observations from the BARDEX II prototype-scale laboratory experiment. In: Conley, D.C., Masselink, G., Russell, P.E. and O'Hare, T.J. (eds.), *Proceedings 12<sup>th</sup> International Coastal Symposium* (Plymouth, England), *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 65.
- Van Rijn, L.C., Walstra, D.J.R., Grasmeijer, B., Sutherland, J., Pan, S., Sierra J.P., 2007, The predictability of cross-shore bed evolution of sandy beaches at the time scale of storms and seasons using process-based profile models, *Coastal Engineering*, 47, 295-327.
- Walstra, D.J.R., Reniers, A.J.H.M., Ranasinghe, R., Roelvink, J.A. and Ruessink, B.G., 2012. On bar growth and decay during interannual net offshore migration. *Coastal Engineering*, 60, 190-200



# Annexe C

## Numerical modeling investigation of the influence of tide on the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels

Proceeding of  
the 11<sup>th</sup> **International Coastal Symposium**  
Plymouth, England, Mar. 2013

Numerical modeling investigation of the influence of tide on the formation  
and subsequent nonlinear evolution of rip channels

Benjamin Dubarbier and Bruno Castelle

# Numerical modeling investigation of the influence of tide on the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels

B. Durbarbier<sup>†</sup> and B. Castelle<sup>†</sup>

<sup>†</sup>CNRS, UMR EPOC  
University of Bordeaux, Talence  
33405, France  
b.castelle@epoc.u-bordeaux1.fr



## ABSTRACT

Dubarbier, B. and Castelle, B., 2011. Numerical modeling investigation of the influence of tide on the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels. *Journal of Coastal Research*, SI 64 (Proceedings of the 11th International Coastal Symposium), 1018 – 1022. Szczecin, Poland, ISSN 0749-0208

It is nowadays established that three-dimensional surfzone sandbars (*i.e.* crescentic features and bar and rip morphologies) are free instabilities of the nearshore system arising through the positive feedback between hydrodynamics (waves and currents) and sediment processes. Self-organization nonlinear morphodynamic models that rely on this feedback are now commonly used to investigate the formation and subsequent nonlinear evolution of three-dimensional surfzone sandbars. While field observations indicate strong discriminations of beach states and resulting surfzone sandbar dynamics as a function of tidal range, surprisingly, applications of nonlinear morphodynamic models in presence of tide are non-existent. In this paper we use a nonlinear morphodynamic model to address the influence of tide on the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels of a single-barred beach. For oblique incidence waves, mean rip spacing is found to increase with increasing tidal range. In addition, longshore migration of rip channels decreases with increasing tidal range. Rip channels are also found to exhibit much more variable alongshore scales in presence of tide than with a 0-m tidal range. These results show that prevailing wave conditions together with tidal range have to be considered when addressing rip channel behavior along wave-dominated beaches.

**ADDITIONAL INDEX WORDS:** *rip spacing, alongshore scales, longshore migration*

## INTRODUCTION

Surfzone sandbars are one of the most intriguing, dynamical and complex nearshore patterns. They provide natural protection for beaches by causing waves to dissipate away from the shoreline resulting in lower inshore wave energy. During major storms nearshore sandbars substantially reduce the intensity of swash zone processes and potential extreme wave run-up which is the critical component to inundation as well as dune and cliff erosion.

Most of the time, surfzone sandbars are characterized by three-dimensional (3D) morphological rhythmic or quasi-rhythmic features that can be viewed as an alongshore sequence of horns (shoal) and bays (cross-shore troughs) alternating shoreward and seaward of a line parallel to the beach with an alongshore wavelength of about several times the surf zone width (Van Enkevort *et al.*, 2004). The resulting features are the so-called crescentic sandbars and bar and rip morphologies (Van Enkevort *et al.*, 2004; Castelle *et al.*, 2007). These 3D patterns are often part of an accretionary, down-state sequence developing from an alongshore-uniform beach state following a storm event (Wright and Short, 1984).

The emergence and dynamics of 3D surfzone sandbars and shoreline geometry has puzzled scientists for decades. Linear stability models (*e.g.*, Deigaard *et al.*, 1999; Falquès *et al.*, 2000), restricted to the initial development (linear regime) of the 3D patterns, and later nonlinear morphodynamic models (*e.g.*, Damgaard *et al.*, 2002; Garnier *et al.*, 2008), allowing the simulation of the formation and subsequent nonlinear evolution of

3D features, have established that 3D surfzone sandbars can be formed through self-organization mechanisms (feedback between hydrodynamics (waves and currents), sediment processes and the evolving morphology) alone and do not require template (edge-wave pattern) in the hydrodynamics (Coco and Murray, 2007).

While field observations revealed strong discriminations of beach states and resulting surfzone sandbar dynamics as a function of tidal range (Masselink and Short, 1993), surprisingly, applications of nonlinear morphodynamic models in presence of tide are non-existent. Rip channels along wave-dominated sandy beaches have been observed in microtidal (*e.g.* Price and Ruessink, 2008), mesotidal (Bruneau *et al.*, 2009; Sénéchal *et al.*, 2009) and macrotidal (Austin *et al.*, 2010) environments. While we know that rip channels are generally more scarcely observed along beaches with high tidal ranges (*e.g.* Masselink and Short, 1993; Short, 1996), the impact of changes in tidal elevation on the nonlinear evolution of rip channels has never been quantified. The present numerical modeling study aims at investigating for the first time the influence of tide on the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels.

## MODEL

### Governing equations

We used a nonlinear morphodynamic model (Castelle *et al.*, 2010a, 2010b) that couples a spectral wave model, a time- and depth-averaged flow model, an energetic-type sediment transport

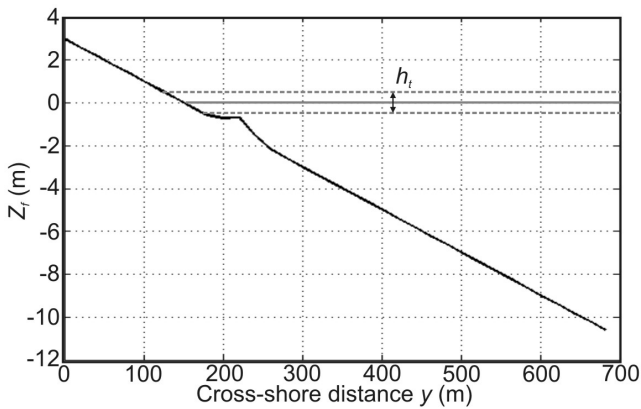


Figure 1. Initial beach profile used for all the simulations. The horizontal lines are the 0-m mid tide level (solid gray) and low and mid tide levels (dotted gray) with  $h_t$  the tidal range.

model, and the bed level continuity equation to compute bed level changes  $Z_f(x,y,t)$  where  $t$  is time and  $x$  and  $y$  are the alongshore and cross-shore directions, respectively. The wave field and resulting radiation stress components are computed from the spectral wave model SWAN (Booij *et al.*, 1999) with default parameter settings throughout this study. The flow and sediment transport model MORPHODYN is based on the phase-averaged nonlinear shallow water equations comprising the water mass conservation and momentum conservation equations (Castelle *et al.*, 2010a). The sediment transport formulation formerly used in Castelle *et al.* (2010a, 2010b) cannot be used if one wants to run simulations

over long durations, *i.e.* several times the typical growth time, as the model would blow up when the bar amplitude is comparable to that observed in nature. Accordingly here we used the same approach as that in Garnier *et al.* (2008) that allows examining the finite amplitude dynamics through an adequate treatment of the gravitational downslope sediment transport. This gravitational downslope sediment transport was computed with respect to a considered beach system at an alongshore-uniform basic state  $Z_f^0(y)$  which is the equilibrium state reached by the system if there are no longshore irregularities.

**Model set-up**

We ran the model starting from initial alongshore-uniform single-barred beach geometry (basic state) with a bar located 80 m from the mean-sea-level shoreline with its crest in 0.7 m depth (Figure 1). This choice of single bar setting was motivated by recent studies unraveling the highly-complex behavior of inner-bar rip channel systems at multiple-barred beach (*e.g.* Ruessink *et al.*, 2007; Almar *et al.*, 2010). Simulations were run for a 20-day duration on a computational grid with an alongshore length of 5000 m, 20 x 20 m grid cells, and periodic lateral boundary conditions. Random perturbations in the seabed with a magnitude of one millimeter were superimposed to the initial alongshore-uniform single-barred beach (basic state).

We ran a large number of simulations changing three parameters that are crucial to the dynamics of surfzone sandbars: the offshore significant wave height  $H_s$ , the wave angle to the shore  $\theta$  and the tidal range  $h_t$  (Figure 1). Of note, the first 2 days of simulations were run with time-invariant shore-normal waves with  $H_s = 1$  m and  $T_p = 8$  s so that the beach exhibited small alongshore non-uniformity. Running the simulations starting from the basic state would prevent instabilities to grow sufficiently quickly for oblique incidence waves because random perturbations

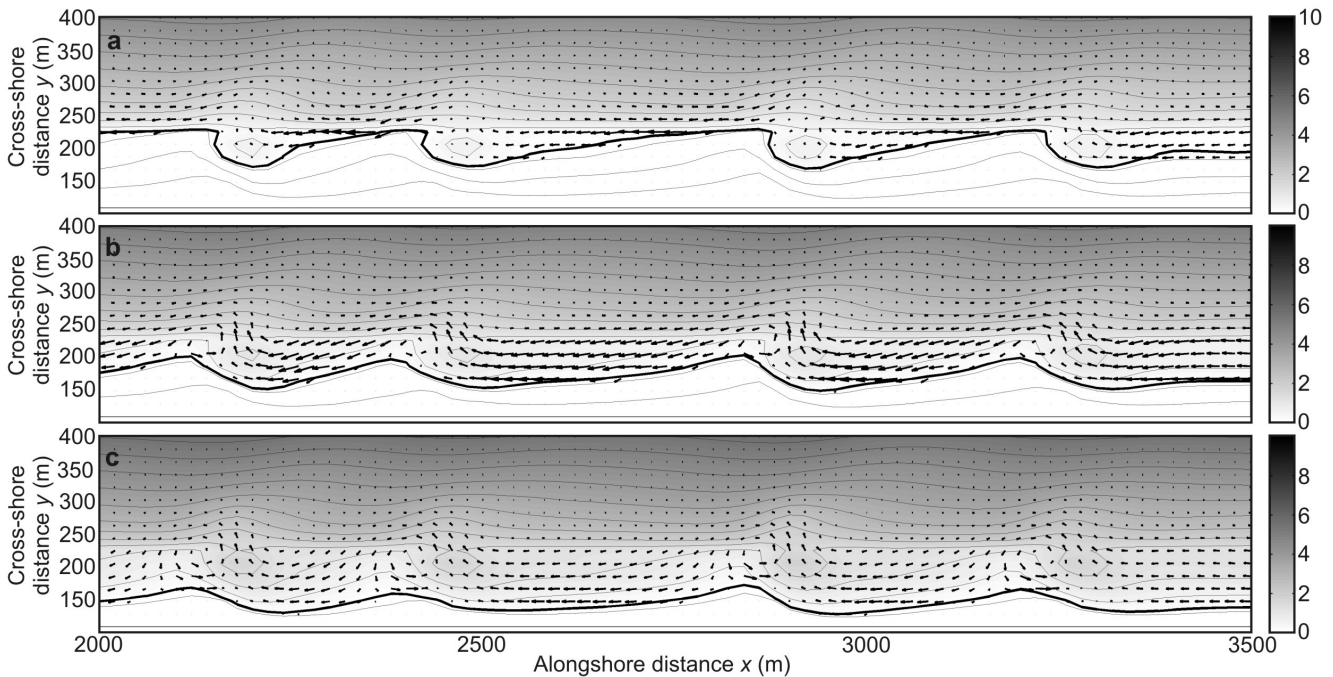


Figure 2. Zoom of the bathymetry at  $2000 \text{ m} < x < 3500 \text{ m}$  and  $100 \text{ m} < y < 400 \text{ m}$  with superimposed wave-induced currents for  $H_s = 1.2$  m,  $T_p = 8$  s,  $\theta = 2^\circ$  and  $h_t = 1$  m at a) low tide b) mid tide c) and high tide. In all panels the local bottom morphology is contoured in the background and colorbars indicate water depth in meters.

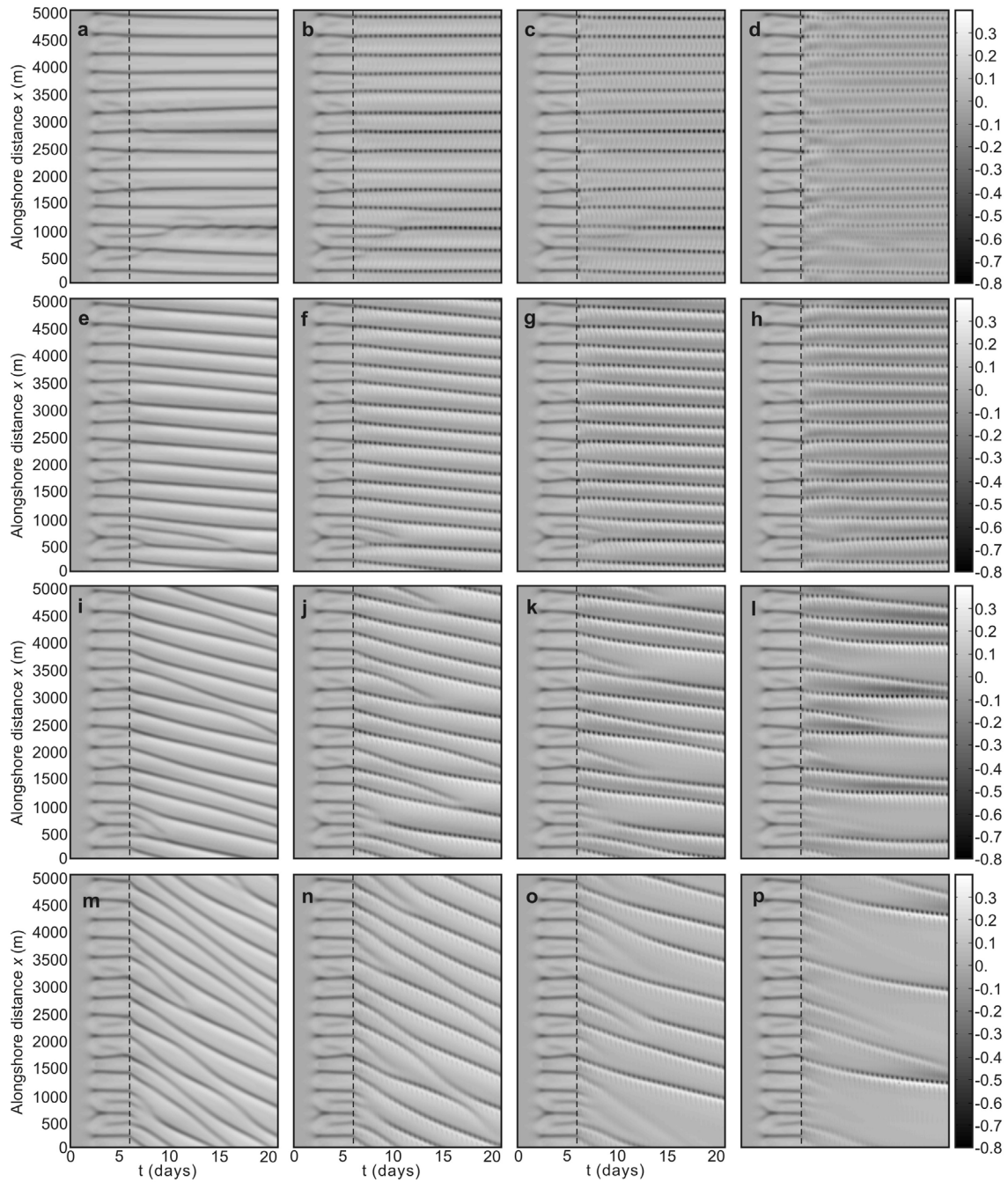


Figure 3. Time evolution of the alongshore line of the perturbation  $Z_l(x,t)$ , starting at  $t = 0$  with  $H_s = 1.2$  m,  $T_p = 8$  s and  $\theta = 0^\circ$ , with changing wave angle to the shore  $\theta$  and implementing tide at  $t = 6$  days. Tidal range is  $h_t = 0$  m (panels a, e, i and m),  $h_t = 0.5$  m (panels b, f, j and n),  $h_t = 1$  m (panels c, g, k and o) and  $h_t = 1.5$  m (panels d, h, l and p). Offshore wave angle to the shore is  $\theta = 0^\circ$  (panels a, b, c and d),  $\theta = 1^\circ$  (panels e, f, g and h),  $\theta = 2^\circ$  (panels i, j, k and l) and  $\theta = 3^\circ$  (panels m, n, o and p). In all panels the vertical dotted black line indicates the starting of change in wave angle to the shore  $\theta$  and time-varying tidal elevation. Colorbar indicates the bed perturbation in meters.

in the seabed would be too small and would be rapidly smoothed by the longshore current.

### Result analysis

To examine the formation and evolution of the rip channels, we computed a number of parameters representative of the

morphological evolution using the 'global analysis' (Garnier *et al.*, 2008) that consists in analyzing variables that are integrated over the whole computational domain: the potential energy density of the bedforms  $E_c$ , the global growth rate  $\sigma$  and the global alongshore migration rate  $V$  (Vis-Star *et al.*, 2008). This approach enables discrimination of the linear, nonlinear and saturation regimes of the rip channels as well as the time evolution of the

longshore migration of rip channels. We additionally computed at every time step the alongshore line of the perturbation located at  $y = 200$  m between the bar crest and the mean-sea-level shoreline denoted  $Z_l(x,t) = Z_f(x,y = 200 \text{ m}, t) - Z_f^0(y = 200 \text{ m})$  to examine time evolution of rip channels.

## RESULTS

In all the simulations detailed below, rip channels formed and subsequently developed and migrated. Only in simulations with high wave obliquity and/or high tidal ranges did not rip channels form (not presented herein). Figure 2 shows an example of rip channel morphology (zoom at  $2000 \text{ m} < x < 3500 \text{ m}$ ,  $100 \text{ m} < y < 400 \text{ m}$ ) with superimposed wave-driven circulations for  $H_s = 1.2$  m,  $T_p = 8$  s and  $\theta = 2^\circ$  at low (Figure 2a), mid (Figure 2b) and high tide (Figure 2c) for a 1-m tidal range simulation. The beach exhibits well-developed and skewed rip channels at a reasonable narrow range of wavelength, with a mean of  $\lambda \approx 400$  m. All the rip channels show a similar shape with a deep and narrow downdrift-skewed neck and a weakly-developed rip head bar. Rip channels are reasonably narrow with a width of about 50 m. Flow patterns show tide-modulated rip current circulations with, at mid and high tide, alongshore feeder currents, reasonably intense and narrow offshore-directed jets in the channel, strong onshore flows across the shoals and counter-rotating cells to the left and the right of the rip current. At low tide, as waves break across the more seaward alongshore-uniform section of the beach, a sinuous longshore

current is simulated. Erosive features of the rip currents, *i.e.* megacusps, are clearly present on the beach face, with a cross-shore amplitude of about 40 m. Of note, these rip-channel morphology and wave-driven hydrodynamics are essentially similar to observations of bar and rip systems in the field (*e.g.* Bruneau *et al.*, 2009; Austin *et al.*, 2010).

Figure 3 shows the time evolution of the alongshore line of the perturbation  $Z_l(x,t)$ , starting at  $t = 0$  with  $H_s = 1.2$  m,  $T_p = 8$  s and  $\theta = 0^\circ$ , with changing wave angle to the shore  $\theta$  and implementing tide at  $t = 6$  days. Results show that for shore-normal waves (panels a-d in Figure 3) tidal range has no effect on mean rip spacing as a wavelength  $\lambda \approx 350$  m is found for  $0 \text{ m} < h_t < 1.5$  m. It is readily apparent that tidal range has a significant impact on beach three-dimensionality as the perturbation amplitude decreases with increasing tidal range (Figure 3a-d). This is further emphasized in Figure 4 that shows the time evolution of the potential energy density of the bedforms  $E_z$  and the global growth rate  $\sigma$  for shore-normal incoming waves with  $H_s = 1.2$  m and  $0 \text{ m} < h_t < 1.5$  with, in contrast to Figure 3, time-varying tidal elevation implemented from  $t = 0$ . This plot additionally shows that the typical growth time of rip channel increases with increasing tidal range. In addition the potential energy density of the bedforms increases with increasing tidal range (Figure 4a; note that it is not true for  $h_t = 1.5$  m as saturation is not reached). This does not mean that rip channels are more developed in presence of tide but that the cross-shore extent of the 3D features is actually larger.

Offshore wave angle to the shore  $\theta$  is found to be crucial to the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels. Consistent with previous modeling studies (*e.g.* Deigaard *et al.*, 1999), our simulations show that both rip spacing and alongshore migration rate of rip channels increase with increasing  $\theta$  (Figure 3).

The most important results in Figure 3 are about the influence of tidal range on rip channel behavior for oblique waves incidence (Figure 3e-p). For all these simulations, the rip channel alongshore migration rate  $V$  decreases with increasing tidal range  $h_t$ . This result is further emphasized in Figure 5 that shows the time evolution of the rip channel longshore migration rate  $V$  for wave conditions starting at  $t = 0$  with  $H_s = 1.2$  m,  $T_p = 8$  s and  $\theta = 0^\circ$ , with changing wave angle to the shore  $\theta = 2^\circ$  and implementing tide at  $t = 6$  days (corresponding to Figure 3i-l). For these given wave conditions the longshore migration rate of rip channels is ranged from about 10 m/day for  $h_t = 1.5$  m to about 40 m/day for  $h_t = 0$  m. These results show that not only the longshore component of the offshore wave energy but also tidal range must be addressed when quantifying longshore migration of rip channels as a given wave condition. Tidal range is also found to have a drastic impact on rip spacing. For oblique incidence waves, mean rip spacing is found to increase with increasing tidal range (Figure 3). Another striking behavior is that rip channels are found to exhibit much more variable alongshore scales in presence of tide than for a 0-m tidal range. For instance, for  $H_s = 1.2$  m,  $T_p = 8$  s,  $\theta = 2^\circ$  and a 0-m tidal range rip channels are observed at a reasonably narrow range of wavelengths  $\lambda \approx 350$  m (Figure 3i). This contrasts with the rip channels simulated for the same wave conditions with a 1.5-m tidal range (Figure 3l) for which rip channels are found to exhibit a wide range of wavelength with a mean of  $\lambda \approx 550$  m.

## CONCLUSION

Field observations of sandy beaches show a discrimination of beach states and resulting surfzone sandbar dynamics as a function of tidal range (Masselink and Short, 1993). Surprisingly, the

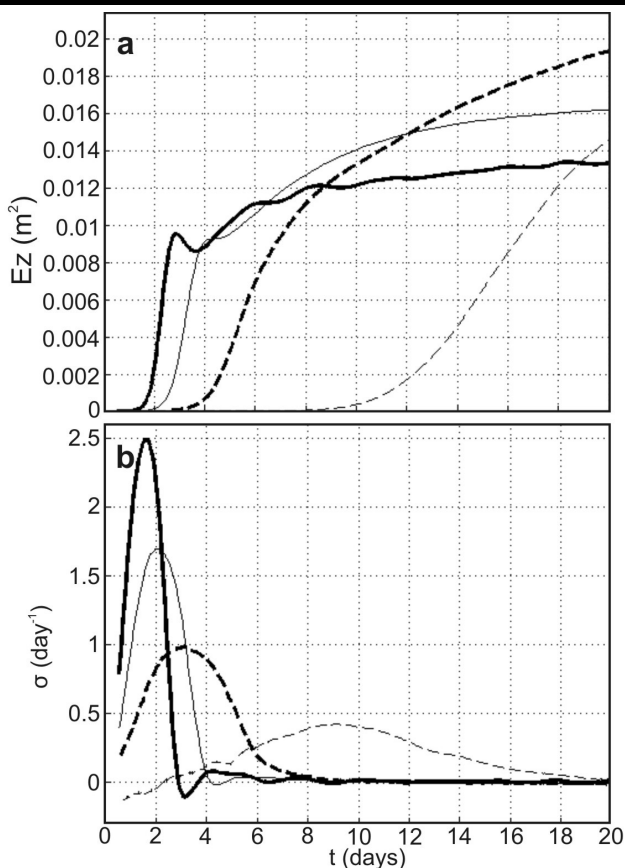


Figure 4. Time evolution of a) the potential energy density of the bedforms  $E_z$  and b) the global growth rate  $\sigma$  for shore-normal incoming waves with  $H_s = 1.2$  m and a tidal range  $h_t = 0$  m (thick solid line),  $h_t = 0.5$  m (solid line),  $h_t = 1$  m (thick dashed line) and  $h_t = 1.5$  m (dashed line).

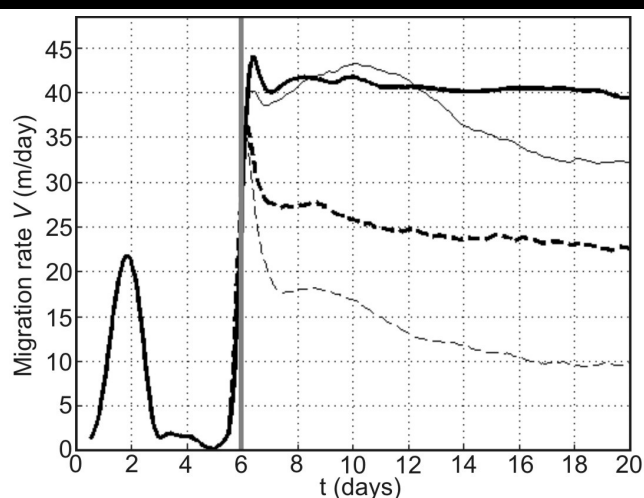


Figure 5. Time evolution of the rip channel longshore migration rate  $V$  for wave conditions starting at  $t = 0$  with  $H_s = 1.2$  m,  $T_p = 8$  s and  $\theta = 0^\circ$ , with changing wave angle to the shore  $\theta = 2^\circ$  and implementing tide at  $t = 6$  days with a tidal range  $h_t = 0$  m (thick solid line),  $h_t = 0.5$  m (solid line),  $h_t = 1$  m (thick dashed line) and  $h_t = 1.5$  m (dashed line).

application of morphodynamic models in presence of tide to study 3D surfzone sandbars was until now non-existent. In this paper we used a nonlinear morphodynamic model to examine the formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels for different tidal ranges. We found that tidal range has a significant impact on rip channel behavior. For oblique incidence waves, mean rip spacing is found to increase with increasing tidal range. In addition, longshore migration of rip channels decreases with increasing tidal range. Accordingly, not only the longshore component of the offshore wave energy but also tidal range must be addressed when quantifying longshore migration of rip channels or mean rip spacing. For a given wave regime, longshore migration of rip channels during a neap tide cycle is suspected to contrast with that during a spring tide cycle. Rip channels are also found to exhibit much more variable alongshore scales in presence of tide than with a 0-m tidal range. This work is a first step to a more in-depth investigation on the impact of tide on 3D surfzone sandbar behavior. Here our approach relies on a number of simplifying assumptions and a nonlinear model that has never been validated with field data. For instance, the assumption of a static basic state in presence of tide is debatable and similar simulations with time-varying basic state must be undertaken.

### LITERATURE CITED

- Almar, R., Castelle, B., Ruessink, B.G., Sénéchal, N., Bonneton, P. and Marieu, V., 2010. Two- and three-dimensional double-sandbar behaviour under intense wave forcing and a meso-macro tidal range. *Continental Shelf Research*, 30, 781-792.
- Austin, M., Scott, T., Brown, J.A., Brown, J.W., MacMahn, J.H., Masselink, G. and Russell, P., 2010. Temporal observations of rip current circulation on a macro-tidal beach. *Continental Shelf Research*, 30, 1149-1165.
- Bruneau, N., Castelle, B., Bonneton, P., Pedreros, R., Almar, R., Bonneton, N., Bretel, P., Pariso, J.-P. and Sénéchal, N., 2009. Field observation of an evolving rip current on a meso-macrotidal well-developed inner bar and rip morphology. *Continental Shelf Research*, 29, 1650-1662.
- Castelle, B., Bonneton, P., Dupsuis, H. and Sénéchal, N., 2007. Double bar beach dynamics on the high-energy meso-macrotidal French Aquitanian Coast: a review. *Marine Geology*, 245, 141-159.
- Castelle, B., Ruessink, B.G., Bonneton, P., Marieu, V., Bruneau, N. and Price, T.D., 2010a. Coupling mechanism in double sandbar systems. Part 1: Patterns and physical explanation. *Earth Surface Processes and Landforms*, 35, 476-486.
- Castelle, B., Ruessink, B.G., Bonneton, P., Marieu, V., Bruneau, N. and Price, T.D., 2010b. Coupling mechanism in double sandbar systems. Part 2: Impact on alongshore variability of inner-bar rip channels. *Earth Surface Processes and Landforms*, 35, 771-781.
- Coco, G. and Murray, A.B., 2007. Patterns in the sand: from forcing templates to self-organization. *Geomorphology*, 91, 271-290.
- Damgaard, J., Dodd, N., Hall, L. and Chesher, T., 2002. Morphodynamic modeling of rip channel growth. *Coastal Engineering*, 43, 199-221.
- Deigaard, R., Dronen, N., Fredsoe, J., Jensen, J.H. and Jorgensen, M.P., 1999. A morphological stability analysis for a long straight barred coast. *Coastal Engineering*, 36, 171-195.
- Falquès, A., Coco, G. and Huntley, D.A., 2000. A mechanism for the generation of wave-driven rhythmic patterns in the surf zone. *Journal of Geophysical Research*, 105, 24071-24088.
- Garnier, R., Calvete, D., Falquès, A. and Dodd, N., 2008. Modelling the formation and the long-term behavior of rip channel system from the deformation of a longshore bar. *Journal of Geophysical Research*, 113(C7), doi: 10.1029/2007JC004632.
- Masselink, G. and Short, A.D., 1993. The effect of tide range on beach morphodynamics and morphology – A conceptual beach model. *Journal of Coastal Research*, 9, 785-800.
- Price, T.D. and Ruessink, B.G., 2008. Morphodynamic zone variability on a microtidal beach. *Marine Geology*, 251, 98-109.
- Sénéchal, N., Gouriou, T., Castelle, B., Parisot, J.-P., Capo, S., Bujan, S. and Howa, H., 2009. Morphodynamic response of a meso- to macro-tidal intermediate beach based on long-term data set. *Geomorphology*, 107, 263-274.
- Short, A.D., 2006. Australian Beach Systems – Nature and Distribution. *Journal of Coastal Research*, 22, 11-27.
- Van Enckevort, I.M.J., Ruessink, B.G., Coco, G., Susuki, K., Turner, I.L., Plant, N.G. and Holman, R.A., 2004. Observations of nearshore crescentic sandbars. *Journal of Geophysical Research*, 109(C6), doi: 10.1029/2003JC002214.
- Vis-Star, N., de Swart, H. and Calvete, D., 2008. Patch behaviour and predictability properties of modelled finite-amplitude sand ridges on the inner shelf. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 15, 943-955.
- Wright, L.D. and Short, A.D., 1984. Morphodynamic variability of surf zones and beaches: A synthesis. *Marine Geology*, 56, 93-118.

### ACKNOWLEDGEMENT

This work was done within the framework of BARBEC (ANR n°2010 JCJC 602 01). This paper is an EPOC contribution N° 1795.

# Annexe D

## Résolution mathématiques du champ vertical des vitesses moyennes

### D.1 Structure verticale de la viscosité turbulente

Dans le chapitre.3 nous avons montré que la variation verticale de la viscosité turbulente est calibrée par deux fonctions de distribution relatives à la couche intermédiaire et à la couche limite de fond, dont nous rappelons les équations :

$$\nu_t = \phi_s \overline{\nu_t} \sigma (\sigma_s - \sigma) \quad , \text{ pour } \sigma > \delta \quad (\text{D.1a})$$

$$\nu_t = \phi_s \overline{\nu_t} \sigma (\sigma_s - \sigma) + \phi_b \overline{\nu_{tb}} \sigma (\delta - \sigma) = (\phi \nu)_b \sigma (\sigma_b - \sigma) \quad , \text{ pour } \sigma \leq \delta \quad (\text{D.1b})$$

avec :

$$(\phi \nu)_b = \phi_s \overline{\nu_t} + \phi_b \overline{\nu_{tb}} \quad (\text{D.2a})$$

$$\sigma_b = \frac{\phi_s \overline{\nu_t} \sigma_s + \phi_b \overline{\nu_{tb}} \delta}{\phi_s \overline{\nu_t} + \phi_b \overline{\nu_{tb}}} \quad (\text{D.2b})$$

où  $\sigma = z/\overline{h}$  correspond à la hauteur adimensionnée, tel que  $\sigma = 0$  correspond à la coordonnée du fond,  $\sigma = 1$  correspond à la coordonnée de surface et  $\sigma_s > 1$  un point fictif de la couche de surface pour lequel la viscosité turbulente est nulle. Les termes  $\overline{\nu_t}$  et  $\overline{\nu_{tb}}$  sont les facteurs d'échelle de la distribution verticale de la viscosité turbulente et correspondent respectivement aux quantités moyennes relatives à la viscosité turbulente dans la couche intermédiaire et dans la couche limite de fond. Les étapes suivantes permettent de calculer les inconnues  $\phi_s$ ,  $\sigma_s$  et  $\phi_b$ .

#### Calcul de $\phi_s$

Dans la couche intermédiaire, nous supposons que l'intégration verticale sur toute la colonne d'eau de la distribution verticale de la viscosité turbulente correspond à la quantité

moyennée  $\overline{\nu_t}$ . D'après cette définition, une relation simple conditionne le paramètre de forme  $\phi_s$  tel que :

$$\int_0^1 \phi_s \overline{\nu_t} \sigma (\sigma_s - \sigma) d\sigma = \overline{\nu_t} \Leftrightarrow \int_0^1 \phi_s \sigma (\sigma_s - \sigma) d\sigma = 1 \quad (\text{D.3a})$$

$$\Rightarrow \phi_s = \frac{1}{\frac{1}{2}\sigma_s - \frac{1}{3}} \quad (\text{D.3b})$$

### Calcul de $\phi_b$

Nous procédons de la même façon pour calculer le facteur de forme  $\phi_b$  qui caractérise la distribution verticale de la viscosité turbulente dans la couche limite de fond (second terme de l'équation D.1b). Nous supposons que l'intégration de ce terme sur la hauteur de la couche limite de fond est équivalent à la viscosité moyenne  $\overline{\nu_{tb}}$  :

$$\frac{1}{\delta} \int_0^\delta \phi_b \overline{\nu_{tb}} \sigma (\delta - \sigma) d\sigma = \overline{\nu_{tb}} \Leftrightarrow \frac{\phi_b}{\delta} \int_0^\delta \sigma (\delta - \sigma) d\sigma = 1 \quad (\text{D.4a})$$

$$\Rightarrow \phi_b = \frac{6}{\delta^2} \quad (\text{D.4b})$$

### Calcul de $\sigma_s$

Enfin, la valeur de  $\sigma_s$  dépend des différentes sources de turbulence utilisées dans le modèle (déferlement, cisaillement de vent et/ou gradient de pression longshore). Dans notre cas, la dissipation d'énergie des vagues par déferlement est la seule source en surface produisant une augmentation de la viscosité turbulente dans la colonne d'eau. Cette configuration suppose que la viscosité turbulente en surface ( $\nu_t^s$ ) peut être définie telle que :

$$\nu_t^s = \frac{3}{2} \sqrt{\overline{\nu_t}^2} \quad (\text{D.5})$$

La combinaison des équations D.1a et D.3b permet d'aboutir à la valeur de  $\sigma_s$  lorsque l'on se place en  $\sigma = 1$ :

$$\nu_t^s = \phi_s \overline{\nu_t} (\sigma_s - 1) \xrightarrow{\text{Eq.D.3b}} \sigma_s = \frac{\overline{\nu_t} - \frac{1}{3}\nu_t^s}{\overline{\nu_t} - \frac{1}{2}\nu_t^s} \quad (\text{D.6a})$$

$$\text{Eq.D.5} \Rightarrow \sigma_s = 2 \quad (\text{D.6b})$$

En utilisant l'équation D.3b ont abouti à  $\phi_s = 2$ , valable dans le cas d'une unique source de turbulence liée au déferlement des vagues en surface. Cependant, le même résultat est obtenu dans le cas où le cisaillement de vent serait considéré comme seconde source de turbulence dans la couche de surface.



## D.2 Distribution verticale des courants moyens

En combinant les variables hydrodynamiques moyennes (courant de retour et dérive littorale) avec les fonctions D.1a et D.1b caractérisant la structure verticale de la viscosité turbulente ainsi que la relation entre la tension de cisaillement et le gradient vertical de la vitesse moyenne, nous aboutissons à une fonction analytique de la distribution verticale du courant moyen. Partons des équation 3.40a et 3.40b :

$$\frac{\partial \bar{U}_\alpha}{\partial \sigma} = \frac{\bar{h}}{\rho \phi_s \bar{\nu}_t} \left( \frac{(\tau_\alpha^s - F_\alpha) + F_\alpha \sigma}{\sigma(\sigma_s - \sigma)} \right) \quad \text{pour } \sigma > \delta \quad (\text{D.7a})$$

$$\frac{\partial \bar{U}_\alpha}{\partial \sigma} = \frac{\bar{h}}{\rho(\phi\nu)_b} \left( \frac{(\tau_\alpha^s - F_\alpha + \frac{D_f k_\alpha}{\omega}) + (F_\alpha - \frac{D_f k_\alpha}{\delta\omega}) \sigma}{\sigma(\sigma_b - \sigma)} \right) \quad \text{pour } \sigma \leq \delta \quad (\text{D.7b})$$

Nous réécrivons les équations D.7 comme :

$$\frac{\partial \bar{U}_\alpha}{\partial \sigma} = A \left( \frac{B_\alpha + C_\alpha \sigma}{\sigma(\sigma_s - \sigma)} \right) \quad \text{pour } \sigma > \delta \quad (\text{D.8a})$$

$$\frac{\partial \bar{U}_\alpha}{\partial \sigma} = A_b \left( \frac{B_{b,\alpha} + C_{b,\alpha} \sigma}{\sigma(\sigma_b - \sigma)} \right) \quad \text{pour } \sigma \leq \delta \quad (\text{D.8b})$$

où les coefficients de substitutions sont définis par :

$$A = \frac{\bar{h}}{\rho \phi_s \bar{\nu}_t}, \quad B_\alpha = \tau_\alpha^s - F_\alpha, \quad C_\alpha = F_\alpha$$

$$A_b = \frac{\bar{h}}{\rho(\phi\nu)_b}, \quad B_{b,\alpha} = \tau_\alpha^s - F_\alpha + \frac{D_f k_\alpha}{\omega}, \quad C_{b,\alpha} = F_\alpha - \frac{D_f k_\alpha}{\delta\omega}$$

Finalement, nous reformulons les équation D.8a et D.8b de façon à reconnaître une forme intégrable en  $1/\sigma$  :

$$\frac{\partial \bar{U}_\alpha}{\partial \sigma} = A \left( \frac{B_\alpha}{\sigma_s \sigma} + \frac{\frac{B_\alpha}{\sigma_s} + C_\alpha}{(\sigma_s - \sigma)} \right) \quad \text{pour } \sigma > \delta \quad (\text{D.9a})$$

$$\frac{\partial \bar{U}_\alpha}{\partial \sigma} = A_b \left( \frac{B_{b,\alpha}}{\sigma_b \sigma} + \frac{\frac{B_{b,\alpha}}{\sigma_b} + C_{b,\alpha}}{(\sigma_b - \sigma)} \right) \quad \text{pour } \sigma \leq \delta \quad (\text{D.9b})$$

La première étape consiste à déterminer le forçage  $F_\alpha$  qui intervient dans les constantes  $B_\alpha$ ,  $B_{b,\alpha}$ ,  $C_\alpha$  et  $C_{b,\alpha}$ . De ce fait, nous réalisons une double intégrale des équations D.9a et D.9b afin d'approximer la somme de ces quantités intégrées aux variables hydrodynamiques moyennes relatives aux valeurs  $\bar{u}_r$  et  $\bar{v}_r$ .

Les premières intégrations conduisent aux expressions analytiques de la variation verticale du courant moyen dans la couche limite puis dans la couche intermédiaire.

## D.2 - Distribution verticale des courants moyens

L'ordre de résolution dans les différentes couches est important puisque la condition limite en  $\sigma = \delta$  de l'expression de  $\overline{U}_\alpha$  relative à la couche intermédiaire, provient de l'expression  $\overline{U}_\alpha$  calculée pour la couche limite. Autrement dit, nous établissons la continuité du courant moyen à l'interface entre la couche intermédiaire et la couche limite. De plus, nous supposons le courant moyen nul en  $\sigma = \sigma_0$  ( $\overline{U}_{\sigma_0, \alpha} = 0$ ). Ainsi, l'intégration des équations D.9b et D.9a conduit à :

$$\overline{U}_\alpha = \overline{U}_{\sigma_0, \alpha} + A_b \left( \frac{B_{b, \alpha}}{\sigma_b} \ln \frac{\sigma}{\sigma_0} - \left( \frac{B_{b, \alpha}}{\sigma_b} + C_{b, \alpha} \right) \ln \frac{\sigma_b - \sigma}{\sigma_b - \sigma_0} \right) \quad \text{pour } \sigma \leq \delta \quad (\text{D.10a})$$

$$\overline{U}_\alpha = \overline{U}_{\delta, \alpha} + A \left( \frac{B_\alpha}{\sigma_s} \ln \frac{\sigma}{\delta} - \left( \frac{B_\alpha}{\sigma_s} + C_\alpha \right) \ln \frac{\sigma_s - \sigma}{\sigma_s - \delta} \right) \quad \text{pour } \sigma > \delta \quad (\text{D.10b})$$

L'intégration des équations D.10a et D.10b permet d'établir l'équation définissant  $F_\alpha$  en connaissant  $\overline{U}_{r, \alpha}$  :

$$\overline{U}_{r, \alpha} \approx \frac{1}{1 - \sigma_0} \int_{\sigma_0}^1 \overline{U}_\alpha d\sigma \approx \int_{\sigma_0}^1 \overline{U}_\alpha d\sigma = \underbrace{\int_{\sigma_0}^\delta \overline{U}_\alpha d\sigma}_{\textcircled{1}} + \underbrace{\int_\delta^1 \overline{U}_\alpha d\sigma}_{\textcircled{2}}$$

où :

$$\begin{aligned} \textcircled{1} &= \int_{\sigma_0}^\delta A_b \left( \frac{B_{b, \alpha}}{\sigma_b} \ln \frac{\sigma}{\sigma_0} - \left( \frac{B_{b, \alpha}}{\sigma_b} + C_{b, \alpha} \right) \ln \frac{\sigma_b - \sigma}{\sigma_b - \sigma_0} \right) d\sigma \\ &= \frac{A_b B_{b, \alpha}}{\sigma_b} \left[ \sigma \ln \frac{\sigma}{\sigma_0} + (\sigma_b - \sigma) \ln \frac{\sigma_b - \sigma}{\sigma_b - \sigma_0} \right]_{\sigma_0}^\delta + A_b C_{b, \alpha} \left[ (\sigma_b - \sigma) \ln \frac{\sigma_b - \sigma}{\sigma_b - \sigma_0} + \sigma \right]_{\sigma_0}^\delta \\ &= \frac{A_b B_{b, \alpha}}{\sigma_b} \left[ \delta \ln \frac{\delta}{\sigma_0} + (\sigma_b - \delta) \ln \frac{\sigma_b - \delta}{\sigma_b - \sigma_0} \right] + A_b C_{b, \alpha} \left[ (\sigma_b - \delta) \ln \frac{\sigma_b - \delta}{\sigma_b - \sigma_0} + \delta - \sigma_0 \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \textcircled{2} &= \int_\delta^1 \overline{U}_{\delta, \alpha} + A \left( \frac{B_\alpha}{\sigma_s} \ln \frac{\sigma}{\delta} - \left( \frac{B_\alpha}{\sigma_s} + C_\alpha \right) \ln \frac{\sigma_s - \sigma}{\sigma_s - \delta} \right) d\sigma \\ &= \overline{U}_{\delta, \alpha} (1 - \delta) + \frac{A B_\alpha}{\sigma_s} \left[ \sigma \ln \frac{\sigma}{\delta} + (\sigma_s - \sigma) \ln \frac{\sigma_s - \sigma}{\sigma_s - \delta} \right]_\delta^1 + A C_\alpha \left[ (\sigma_s - \sigma) \ln \frac{\sigma_s - \sigma}{\sigma_s - \delta} + \sigma \right]_\delta^1 \\ &= \overline{U}_{\delta, \alpha} (1 - \delta) + \frac{A B_\alpha}{\sigma_s} \left[ \ln \frac{1}{\delta} + (\sigma_s - 1) \ln \frac{\sigma_s - 1}{\sigma_s - \delta} \right] + A C_\alpha \left[ (\sigma_s - 1) \ln \frac{\sigma_s - 1}{\sigma_s - \delta} + (1 - \delta) \right] \\ &= \frac{A_b B_{b, \alpha}}{\sigma_b} \left[ \ln \frac{\delta}{\sigma_0} - \ln \frac{\sigma_b - \delta}{\sigma_b - \sigma_0} \right] (1 - \delta) - A_b C_{b, \alpha} \left[ \ln \frac{\sigma_b - \delta}{\sigma_b - \sigma_0} \right] (1 - \delta) + \\ &+ \frac{A B_\alpha}{\sigma_s} \left[ \ln \frac{1}{\delta} + (\sigma_s - 1) \ln \frac{\sigma_s - 1}{\sigma_s - \delta} \right] + A C_\alpha \left[ (\sigma_s - 1) \ln \frac{\sigma_s - 1}{\sigma_s - \delta} + (1 - \delta) \right] \end{aligned}$$

En sommant  $\textcircled{1}$  et  $\textcircled{2}$ , on trouve la relation qui relie  $\overline{U}_{r, \alpha}$  et  $F_\alpha$  qui est telle que:

$$\begin{aligned}\overline{U_{r,\alpha}} &= \frac{A_b B_{b,\alpha}}{\sigma_b} \left[ \ln \frac{\delta}{\sigma_0} + (\sigma_b - 1) \ln \frac{\sigma_b - \delta}{\sigma_b - \sigma_0} \right] + A_b C_{b,\alpha} \left[ (\sigma_b - 1) \ln \frac{\sigma_b - \delta}{\sigma_b - \sigma_0} + \delta - \sigma_0 \right] + \\ &+ \frac{A B_\alpha}{\sigma_s} \left[ \ln \frac{1}{\delta} + (\sigma_s - 1) \ln \frac{\sigma_s - 1}{\sigma_s - \delta} \right] + A C_\alpha \left[ (\sigma_s - 1) \ln \frac{\sigma_s - 1}{\sigma_s - \delta} + (1 - \delta) \right] \\ \overline{U_{r,\alpha}} &= G_b B_{b,\alpha} + H_b C_{b,\alpha} + G B_\alpha + H C_\alpha\end{aligned}$$

les coefficients étant définis comme :

$$\begin{aligned}G_b &= \frac{A_b}{\sigma_b} \left[ \ln \frac{\delta}{\sigma_0} + (\sigma_b - 1) \ln \frac{\sigma_b - \delta}{\sigma_b - \sigma_0} \right] \\ H_b &= A_b \left[ (\sigma_b - 1) \ln \frac{\sigma_b - \delta}{\sigma_b - \sigma_0} + \delta - \sigma_0 \right] \\ G &= \frac{A}{\sigma_s} \left[ \ln \frac{1}{\delta} + (\sigma_s - 1) \ln \frac{\sigma_s - 1}{\sigma_s - \delta} \right] \\ H &= A \left[ (\sigma_s - 1) \ln \frac{\sigma_s - 1}{\sigma_s - \delta} + (1 - \delta) \right]\end{aligned}$$

En substituant les valeurs trouvées pour  $B_{b,\alpha}$ ,  $C_{b,\alpha}$ ,  $B_\alpha$ ,  $C_\alpha$  on trouve :

$$\overline{U_{r,\alpha}} = (H_b + H - G_b - G) F_\alpha + (G_b + G) \tau_\alpha^s + \left( G_b - \frac{H_b}{\delta} \right) \left( \frac{D_f k_\alpha}{\omega} \right) \quad (\text{D.11})$$

Connaissant la structure verticale de la viscosité turbulente (Eq.D.1) et en déduisant le forçage  $F_\alpha$  de l'équation D.2, nous pouvons calculer la distribution verticale du champ de courant moyen  $\overline{U_\alpha}$  dans la couche limite de fond (Eq.D.10a) et dans la couche intermédiaire (Eq.D.10b).

La Figure D.1 donne un exemple de la distribution verticale de champ de courant moyen vertical  $\overline{U(z)}$  au-dessus du profil de plage initial de la simulation Duck94, pour une houle frontale de période pic 10 s et une hauteur rms de vagues de 1 m. La Figure représente la sensibilité de la distribution verticale du courant moyen face aux valeurs de  $f_v$  comprises entre 0.05 et 0.13. Ce paramètre contrôle l'intensité de la viscosité turbulente moyenne dans la colonne d'eau. Plus cette valeur sera faible (moins de dissipation turbulente) et plus les courants seront intenses et inversement. Dans l'ensemble des simulations d'évolutions de profil de plage, ce paramètre est fixé à 0.1. On remarque que le pic du courant de retour est systématiquement situé au niveau du flan interne de la barre. Cette méthode paramétrique tend à être implémentée dans un code de courant 2DH.

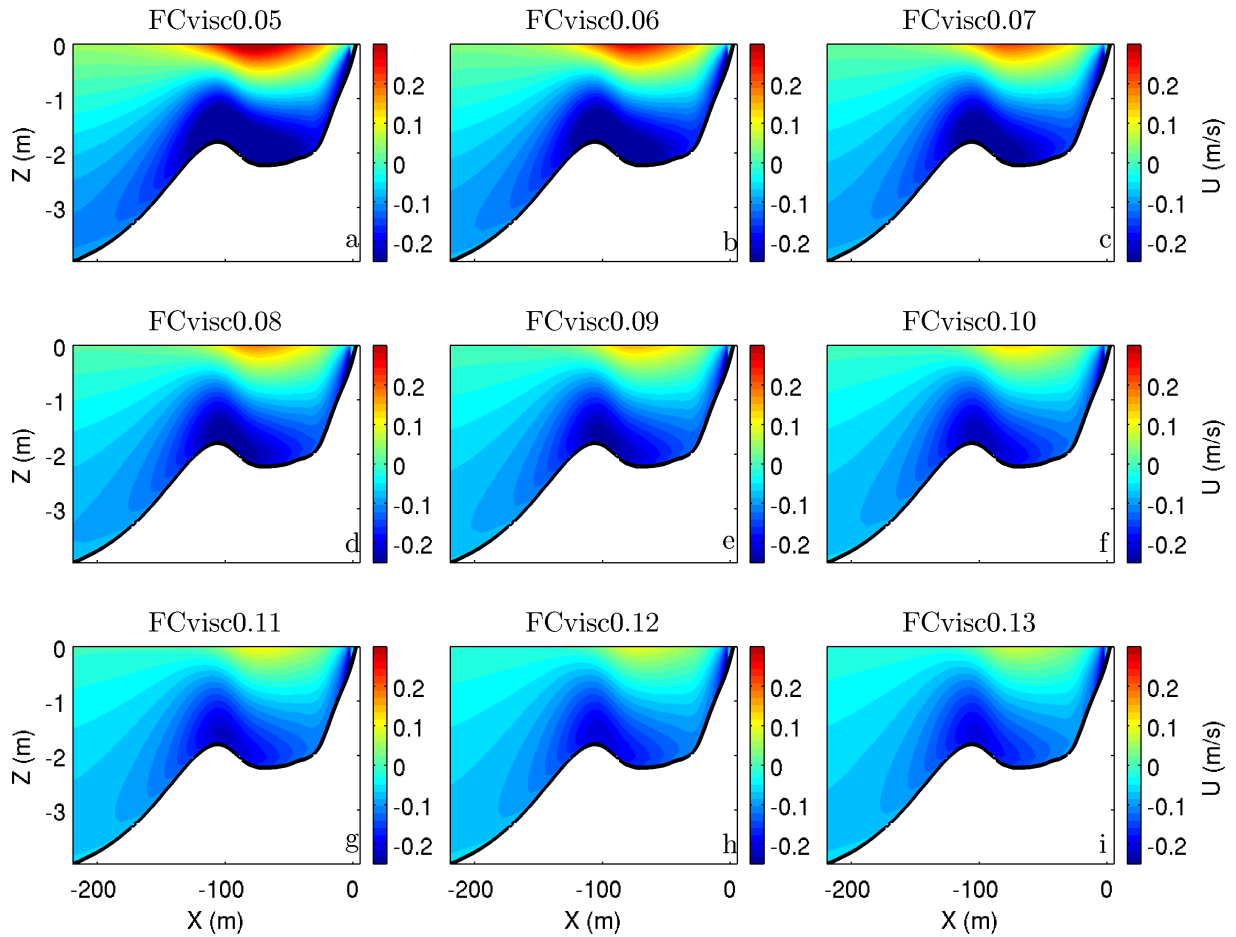


FIGURE D.1 – Distribution verticale du champ de courant moyen calculée au-dessus du profil de plage initial de la simulation Duck94 pour un forçage correspondant à  $H_{rms} = 1.0$  m,  $T_p = 10$  s et  $\bar{h} = 0$  m. Les figures de a-i) font référence aux différentes valeurs du paramètre  $f_v$  indiquée au sommet de chaque cadran.

# Annexe E

## Description et réglage de l'algorithme du recuit simulé

La méthode du recuit simulé nécessite le réglage de paramètres qui vont déterminer la recherche du minimum global d'une fonction cible  $F(p)$ . Nous détaillons le principe de fonctionnement de cette *boite noire* (Fig. E.1), en précisant les réglages utilisés systématiquement pour calibrer le modèle 1DBeach sur une séquence morphodynamique particulière.

### Paramètre de température

La température  $\mathcal{RS}_T$  est un facteur qui conditionne la direction de recherche de l'algorithme sous l'influence du critère de Boltzmann. Ce dernier a été adapté pour la fonction de coût  $\mathcal{C}(F)$  de notre problème. On définit ce critère tel que :

$$\mathcal{R}_n < \exp\left(-\frac{\mathcal{C}(F)}{\mathcal{RS}_{Temp}}\right) \quad (\text{E.1})$$

où  $\mathcal{R}_n$  est une fonction aléatoire comprise entre 0 et 1. La fonction de coût est définie comme la différence entre le résultat des fonctions cibles  $F(p_{new})$  et  $F(p_{old})$ , qui sont respectivement les valeurs d'une tentative  $p_{new}$  et d'une anciennement tentative sauvegardée  $p_{old}$ .

La valeur de la température initiale est fixée à 100 de façon à conserver une probabilité élevée de satisfaire le critère E.1. En effet, dans les premiers instants de la procédure, la méthode doit pouvoir continuer dans des directions de recherche qui ne convergent pas vers un minimum local. Au cours des itérations, la température est diminuée par un facteur  $\mathcal{RS}_{T_\alpha} = 0.8$  réduisant ainsi la probabilité de satisfaire le critère de Boltzmann (c'est la chemin noté 1 sur la figure E.1).

### Nombre d'itérations $Id_0$ , $Id_1$ et $Id_2$

L'indice  $Id_0$  définit le nombre d'itérations effectuées pour chaque valeur de température, le nombre maximal d'itération est fixée à 300. L'indice  $Id_1$  ( $Id_2$ ) caractérise le nombre d'itérations associées à la vérification (infirmation) du critère de Boltzmann. Le nombre

---

maximal d'itérations de  $Id_1$  et  $Id_2$  est respectivement fixé à 100 et 1000. Il est normal d'imposer  $Id_2^{max} > Id_1^{max}$  car celui-ci est un critère d'arrêt de l'algorithme. Les indices  $Id_0$  et  $Id_1$  repassent à 0 après chaque changement de température, alors que l'indice  $Id_2^{max}$  est réinitialisé lorsque le coût devient négatif (nouvelle solution meilleure que celle précédemment retenue).

En exploitant la partie parallélisée, la configuration de ces paramètres permet d'obtenir à un bon compromis entre une recherche robuste et des temps de calcul raisonnables. A titre d'exemple, pour les simulations les plus longues (3 ans d'évolution), il faut environ 4 jours pour obtenir une optimisation robuste des 5 paramètres ajustables qui nous avons isolés.

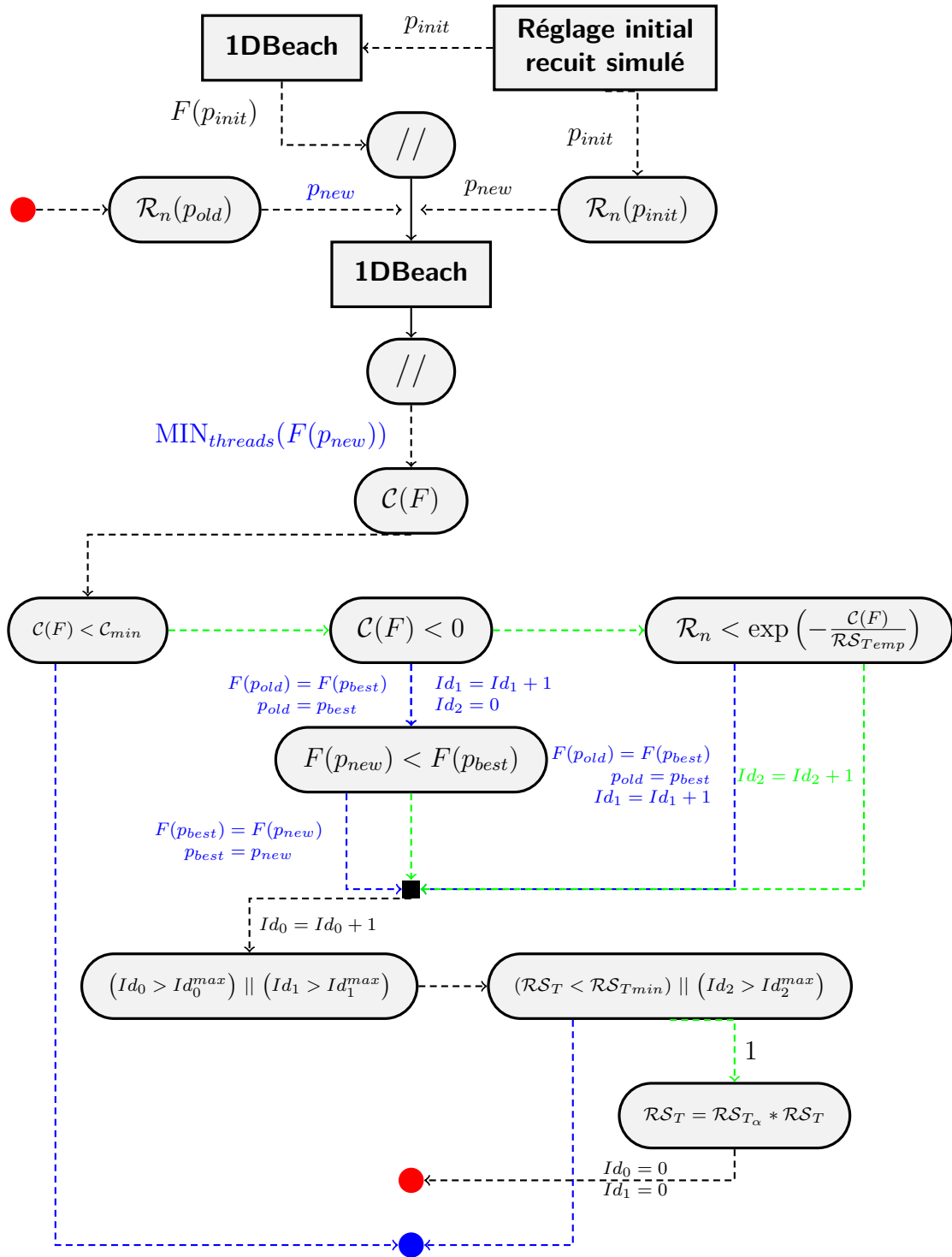


FIGURE E.1 – Schéma détaillé de l'algorithme du recuit simulé dans lequel le modèle 1DBeach est appelé dans une région parallélisée. Les connexions en pointillées bleues (vertes) correspondent respectivement à l'état vrai (faux) de la condition à laquelle elles sont reliée. Le point de relai rouge (bleu) définit la reprise (fin) des itérations.





# Modélisation numérique de l'évolution des profils de plages sableuses dominées par l'action de la houle

## Résumé

Les barres sableuses pré-littorales ont un rôle fondamental en morphodynamique des plages soumises à l'action des vagues. Le déséquilibre permanent entre les flux sédimentaires induits vers la plage par les non linéarités des vagues et ceux induits vers le large par le courant de retour gouverne la migration transversale des barres. Dans cette thèse, un nouveau modèle morphodynamique de profil de plage intégrant l'état de l'art des processus hydro-sédimentaires a été développé. Le faible coût en temps de calcul de ce modèle permet de réaliser des simulations à long terme,  $O(\text{mois/années})$ , de la morphologie de plages réelles ayant des caractéristiques variées (pente, type de déferlement, granularité). La simulation sur plusieurs jeux de données, de plages réelles et expérimentales, a permis d'identifier la contribution respective des principaux processus hydro-sédimentaires dans la dynamique de la plage suivant les conditions de houle (e.g. Tempête, temps calme). Ces avancées scientifiques ont été intégrées à un modèle 2DH, ce qui a notamment permis de simuler pour la première fois sur des cas académiques la formation d'une barre sableuse rectiligne à partir d'une plage parfaitement plane, suivie du développement de corps sableux tridimensionnels. Ces résultats ouvrent la voie vers l'application de ce type de modèle aux plages naturelles soumises à une large variabilité de régimes de houle.

*mots clés* : modélisation morphodynamique, profil de plage, barre sableuse, transport sédimentaire, skewness de vitesse, skewness d'accélération, courant de retour, courant de dérive.

---

## Abstract

Sandbars are ubiquitous patterns along wave-dominated sandy coastlines and are key elements in the global evolution of beaches. Cross-shore sandbar migrations are the result of the permanent imbalance between sediment flux driven by wave non-linearity and mean return current. In this thesis, we developed a new process-based beach profile model integrating the recent scientific advances in term of hydrodynamics and sediment transport developed for beach morphodynamics. The low computing time allows for long-term morphodynamic simulations ( $O$  months/years) of natural beach profiles of diverse characteristics (beach slope, sediment grain size or type of wave breaking). Model validations on several data sets, encompassing natural and experimental beach profile evolutions, highlight the respective contribution of the main hydrodynamic and sediment transport processes involved in specific cross-shore sandbar evolution relative to various wave conditions. Finally, all the cross-shore physical processes were integrated in a 2DH morphodynamic model, resulting for the first time in the simulation of a quasi-complete down state sequence showing alongshore bar generation with subsequent spontaneous formation of transverse bar and rip morphology. These very encouraging results pave the way for using this model to simulate 3-Dimensional evolutions of natural beaches forced by irregular wave conditions.

*keywords* : morphodynamic modeling, beach profile, sandbar, sediment transport, velocity skewness, acceleration skewness, mean return flow, longshore current.