

N° d'ordre : 3765

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET ENVIRONNEMENTS

Par **Nicolas Bruneau**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITÉ : PHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT

Modélisation morphodynamique des plages sableuses

Soutenue le 13 janvier 2009

Après avis de :

Fabrice Ardhuin	HDR, SHOM, Brest, France	Rapporteur
Albert Falqués	Professeur, UPC, Barcelona, Espagne	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

Fabrice Ardhuin	HDR, SHOM, Brest, France	Rapporteur
Michel Benoit	HDR, EDF-LNHE, Chatou, France	Examinateur
Philippe Bonneton	DR CNRS, EPOC UBI, Bordeaux, France	Directeur
Thierry Colin	Professeur, IMB UBI, Bordeaux, France	Examinateur
Franck Dumas	Ingénieur, IFREMER, Plouzané, France	Invité
Albert Falqués	Professeur, UPC, Barcelone, Espagne	Rapporteur
André Fortunato	DRH, LNEC, Lisbonne, Portugal	Examinateur
Rodrigo Pedreros	Docteur, BRGM, Orléans, France	Co-Directeur

Remerciements

Voilà... cette chouette aventure est arrivée à sa fin et je n'ai même pas vu le temps s'écouler durant ces trois années passées entre Orléans et Bordeaux.... Je tiens donc à exprimer toute ma reconnaissance aux personnes qui ont participé de près ou de loin à cette épopée sympathique.

Je tiens d'abord à remercier mes deux co-directeurs, Philippe Bonneton et Rodrigo Pedreros, pour m'avoir encadré (également recadré quand je me dispersais...) tout au long de ce travail de recherche et m'avoir permis de participer à un grand nombre de conférences où les échanges ont toujours été bénéfiques. Plus particulièrement, je remercie Philippe de m'avoir initié aux vagues et au littoral lors d'un projet de recherche en 2003... qui a par la suite abouti à un projet de fin d'étude au LNHE sur la morphodynamique des bancs sableux (estuaire de la Gironde)... l'aventure s'est finalement poursuivie par cette thèse. Je le remercie aussi pour son encadrement remarquable que ce soit pendant l'année et demie effectuée sur Bordeaux ou la partie "à distance" lorsque j'évoluais au BRGM. Son ouverture scientifique et sa gentillesse m'ont permis de réaliser ce travail dans d'excellentes conditions où discussions et débats étaient toujours les bienvenus.

Rodrigo, merci pour ta passion, ton dynamisme et ton engouement inépuisable. Merci aussi pour nos nombreux échanges tant d'un point de vue scientifique que personnel qui m'ont permis d'avancer pendant ces 3 années. À travers Rodrigo, je remercie aussi le BRGM (en particulier Nicole Lenotre et Carlos Oliveros) pour m'avoir donné la possibilité de réaliser (financièrement) cette thèse.

Enfin, merci à tous les deux pour la confiance que vous avez su m'accorder pendant cette aventure et pour la liberté que vous m'avez laissée dans ce travail. Merci aussi de m'avoir écouté (même mes idées parfois farfelues) et guidé lors de mes coups de stress et de pessimisme quant à l'évolution de mon travail...

Je remercie Fabrice Ardhuin d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail et d'avoir consacré un temps certain à éplucher ce manuscrit. Les différents conseils et critiques que tu as apportés, ont grandement permis d'améliorer la version finale du manuscrit.

Je remercie également Albert Falqués pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse. Je le remercie de son intérêt pour mes travaux ainsi que pour le temps passé à lire ce manuscrit écrit en français. Les discussions que nous avons eues à travers différentes conférences et séminaires ont grandement contribué au résultat final de ces trois années de recherche. J'espère avoir l'occasion de travailler avec toi par la suite.

Les remarques et annotations de chaque membre du jury, Michel Benoit, Thierry Colin, Franck Dumas et André Fortunato, ont elles-aussi contribué à l'amélioration de

ce travail. Je les en remercie sincèrement. Je les remercie aussi de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail de thèse. Merci à Thierry Colin d'avoir accepté de présider ce jury composé en majorité de physiciens-modélisateurs et non de matheux...

Un immense merci à Mr Bruno Castelle qui a trouvé la force de me supporter pendant plus d'une année dans son bureau (je parle beaucoup...). Bien qu'il ne fût pas initialement impliqué dans cette thèse, il a fortement participé à mon encadrement. Sa connaissance de la morphodynamique littorale et sa passion pour ce domaine ont alimenté de nombreux débats et questionnements scientifiques. Je lui suis aussi grandement reconnaissant des multiples relectures et corrections d'anglais qu'il a dû effectuer sur mes divers proceedings et papiers... avec les très célèbres "aïe aïe aïe"... qui ponctuaient ses annotations... il n'en reste pas moins un très bon ami avec qui j'ai eu l'occasion de partager un grand nombre de bières et de soirées... et avec qui j'espère continuer à collaborer ces prochaines années... Une pensée pour Sophie et Timéo...

Tant de personnes ont croisé ma route durant ces trois années... je commencerai donc par ordre chronologique...

Ce petit périple commença (en décembre 2005) au BRGM sur Orléans... Orléans, ville mythique qui, à la base, pourrait faire fuir... et qui m'effrayait un petit peu... mais en fait pas du tout (enfin il manque quand même l'océan...). J'ai rencontré là-bas un très grand nombre de personnes, maintenant de très bon(ne)s ami(e)s extérieur(e)s ou non à mon environnement de thèse ainsi qu'une superbe ambiance au sein du BRGM. Je voudrais particulièrement remercier mes deux exceptionnelles voisines de la rue Grison, Déborah et Carole, qui m'ont permis de m'intégrer rapidement dans ce groupe et qui ont été présentes dans tous les moments importants de cette période. Merci à Agnès et Débo, le trio de choc, pour les activités (repas, vélo, cinéma, papotages, ballades, ...) quotidiennes. Merci aussi à Rodrigo, Séverine, Arnold, Julie, Olivier, Jérémy et Florent pour les nombreuses discussions personnelles que nous avons pu avoir et les nombreux moments passés ensemble. Je n'oublierai pas les très nombreux apéros en terrasse (ou à l'intérieur) dans les divers bars du centre (l'Atelier, l'Antidote, le Nantucket, le Beach, ...), les petits restos, les 10km de vélo pour atteindre le BRGM par beau temps, les partis de pétanque place Saint Aignan, les sessions mails / blagues, le covoiturage en pupu ou pica, les batailles de mousse au chocolat, les barbecues sur la plage de Sandillon mais surtout les nombreuses petites bouffes et soirées partagées en votre compagnie qui permettaient de lâcher la pression... Sans oublier les parties de fléchettes à la maison... et les 300 trous dans le mur avant l'état des lieux... Pour tous ces bons moments avec vous je vous remercie... que ce soit le noyau initial, Carole et Marcello, Déborah, Agnès, Arnold et Caterina, Rodrigo et Séverine, Julie et Pascal, Olivier, Pierre, Jérémy, Florent, Élise, Marie (qui elle aussi m'a supporté dans son bureau...), Thomas et Agathe, Benjamin, John, Daniel, Blanche, Goneri, Claudie, Émilie ou encore les nouveaux, arrivés juste avant ou après mon départ, Pierre, Manu, Mélanie, Étienne, Aude, Sophie, Ariane, Amélie, Jérôme,... l'ensemble du BRGM et tout ceux que j'ai pu oublier d'inscrire ici.

Puis débarquement sur Bordeaux en mai 2007... et là encore j'ai rencontré des gens supers... en particulier, un gigantesque exceptionnel merci à mes deux comparses de soirées... Juju et Caro... merci à vous deux de m'avoir si chaleureusement accueilli dès mon arrivée, de m'avoir fait participer à de nombreuses activités extra labo et de m'avoir fait rencontrer beaucoup de monde sur Bordeaux... je n'oublierai pas tous ces excellents moments que nous avons partagés. Merci d'avoir été toujours présents dans tous mes instants bordelais et désolé pour mon manque de disponibilité en cette fin de thèse... Je vous souhaite une bonne route à tous les deux avec pour commencer la fin de vos thèses, de jolis voyages que vous affectionnez particulièrement, ainsi que soirées, instants soulacais et concerts... le Sidyho reggae style... Viens ensuite tout le groupe de thésards avec qui j'ai eu la chance de partager un nombre incalculable de moments inoubliables (pauses, soirées, conf., pots au labo, tuperwares du midi, ...) je vous remercie tous pour cela... Rafoufou, toujours présent pour de petites blagounettes... quelque soit le moment de la journée ou de la nuit, Hanna, ma comparse de bureau de fin de thèse et nos longues discussions, Aurélia et son sourire constant tout au long de l'année, Aurélie et Antoine et la petite iréne, avec de bons souvenirs passés ensemble, Romain et sa passion pour la photographie, Delphine, toujours partante pour un petit canon ou un petit panier bio..., Samuel, toujours impeccable avec des instants de folie sur le dancefloor, Jo, discret mais avec qui j'ai partagé d'intéressantes discussions...

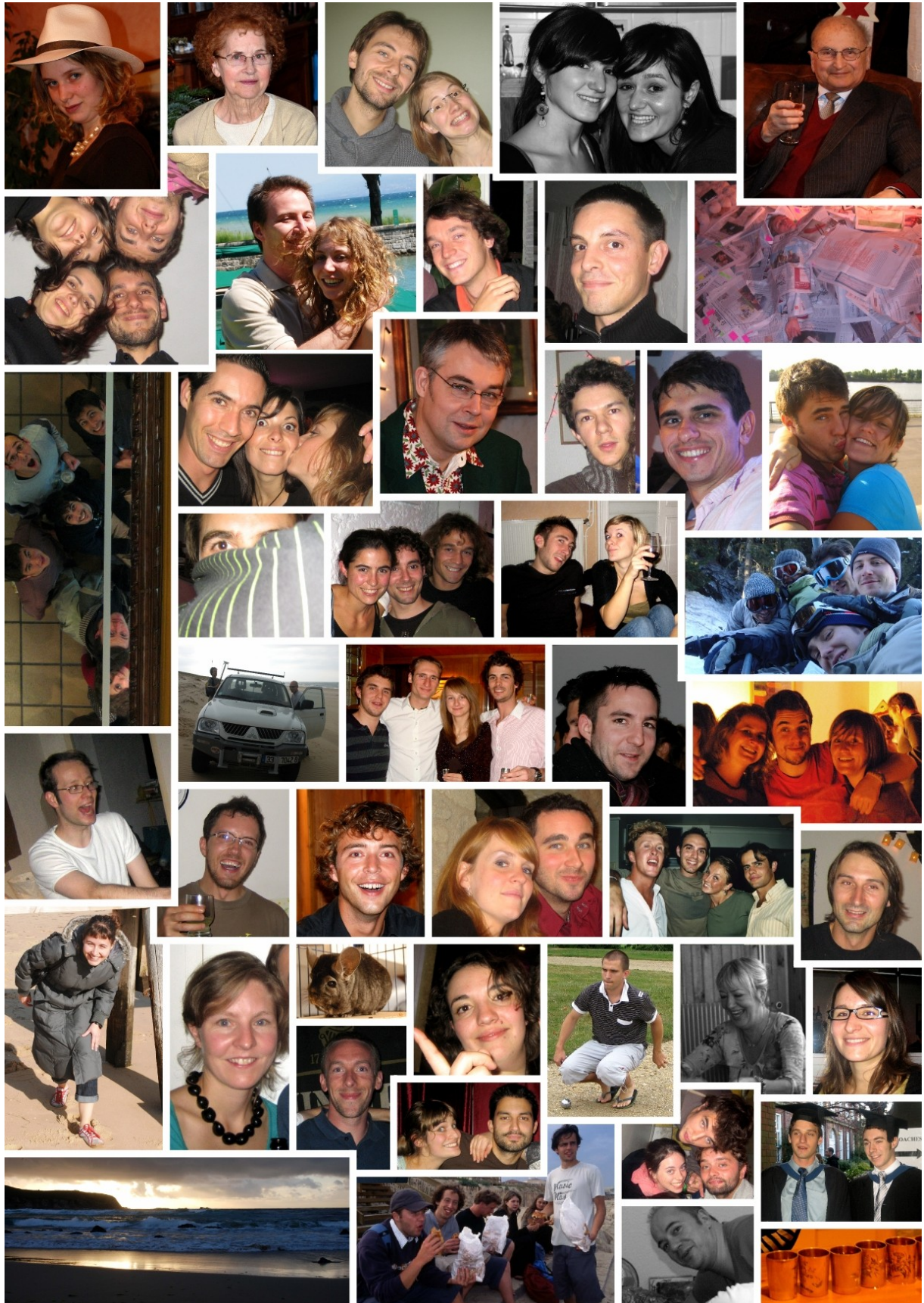
Une pensée à tous les plus jeunes (thésards ou stagiaires), Pierre, Émilie, Loïc (grand amateur de bières brunes... avec le trèfle), Marion (impressionnante descente), François, Alphonse, Marine, Benjamin, Laurie, Thibaut... mais aussi à nos aînés, avec Mr Marieu (Vincent) et Hélène et la petite Élise, merci pour les chouettes moments passés avec vous autour d'une bière, d'un burger ou d'un fish and chips dans un endroit que nous chérissons... le pub... un grand merci à VH (Vincent) que j'ai appris à découvrir en cette dernière année... je n'oublierai pas le rangement de tes placards et ton temps "record" qui frôla la 1 minute mais surtout nos échanges et discussions sur nos vies personnelles... Merci aussi à Manue que j'ai également connue en cette fin de thèse, ta passion débordante et sans limite aurait presque pu me convaincre à la géol, et aussi merci à tous les autres, Sylvain, Elsa, Aymeric, Aurélie, Virginie, Anne-So... et les oubliés... Petite dédicace à Domi et à sa voix qui porte dans tout le second étage et à Joël...

Je remercie aussi tous mes collègues de l'équipe METHYS qui ont toujours été présents pour m'aider lorsque j'avais des problèmes et questions et avec qui j'ai partagé quelques moments sur le terrain... merci donc à Jean-Paul, Nadia, Natalie et Aldo, et aussi Patrice, Stéphane, Christine... et merci à l'ensemble du personnel d'EPOC...

Sans oublier mes amis rencontrés pendant diverses conférences nationales ou internationales, Roland, Marije, Xavier, Hervé, Pierre, Francesca, Florent, Gaël, Damien, Fabien, ... nos discussions sur le littoral m'ont souvent aiguillé pendant ces trois années.

Je tenais aussi à remercier ceux qui ont suivi de près ou de loin mon travail et qui me font confiance pour la suite. Merci à André de m'accueillir dans son équipe au Portugal pour travailler sur la morphodynamique d'environnements mixtes (vagues et





Je n'avais pas de photos de tout le monde... Désolé...

marée). Merci à Xavier pour m'avoir introduit ici... ces premières semaines lisboètes sont extrêmement agréables tant pour le cadre de vie que pour le post-doc...

Mes amis de longue date, amis relous de Matmeca, Téach (toujours le plus éloigné en distance mais tjrs présent... merci gmail), Pierrot, Clém, Gregounet, Dédé, Fab, Fourbier, Franck,... et les copines, Élena, Doudou, Marie, Raph, Hélène, Audrey avec qui j'ai partagé tant de très bons souvenirs et avec qui je partage toujours d'excellents moments... bien que la distance physique nous sépare depuis plusieurs années, nous avons toujours réussi à nous retrouver régulièrement à travers l'Europe, rythmant cette épopée de belles découvertes et de belles festivités (Paris, Londres, Toulouse, Madrid, Barcelona, Gland, ...) après toutes ces années, je pense que vous avez partagé tous les grands (en fait, même les petits) instants de ma vie, les bons et les moins bons et vous avez toujours été présents pour moi...je pense que nos vies ne sont pas prêtes de se séparer... MERCI POUR TOUT...

Merci aussi à tous les autres, rencontrés pendant l'aventure bordelaise, Justine, Raphoune, Tienos, Papaz, Rym, ... et aux amis des amis qui sont maintenant des amis, Danny Boy, le groupe des cannois et les énormes "nouvel an" à Méribel (un grand merci à Michèle et Téach pour les accueils toujours aussi exceptionnels), Faf et Popo, Big BE et la puchois, 2Sou, Greg et Monika, Beryloo, Zboubi et Justine, ..., les bordelais, Degueu, Dimou, Marjo, ..., les troyens, Vivi et Sam, les toulousains (je n'énumère pas tous les noms mais le cœur y est), les potes de Férias (on en a fait en tout cas...) Alex, Thibaud, Mimix, Caco, Bryan, Deudeu, ..., aussi merci à Romain et Perrine pour l'animation en soirée, Yannou, Gillou, Nat et Clém... et aussi Nat, Nico et Titou (des bons moments soulacais passés avec vous), les Barcelonais Marion et Bajou, Damiano... Merci aux potes de prépa que je continue à voir de temps en temps et avec qui j'ai toujours plaisir à passer un moment, Marie-Laure et Thomas, Pass-Pass, Julie, ... Finalement un grand merci à tous les klakos qu'on a pris ensemble... ceux là ont les compte plus.

Enfin, ma petite Élo, la petite chouminette (ou encore Dodichon pour sa famille...)... que de bons moments passés avec toi et surtout encore pleins d'autres à venir... un huge, amazing merci pour m'avoir supporté (euh en fait c'est peut-être l'inverse loooooool). Tous les merveilleux instants passés avec toi sont bien ancrés dans ma petite tête... quand je pense à toi le bonheur me submerge... un grand merci aussi de supporter mon bordel et mes crises de stress complètement loufoques à chaque lendemain de soirées... Tu es vraiment quelqu'un d'exceptionnel, de très fort... Merci à ta petite famille de m'avoir si gentiment accueilli... Amandine, Vanessa et Vincent, et tes parents... et petite pensée à Nat que tu m'as présentée et que j'adore (j'ai tjrs Bibou pluche)...

Pour terminer, je tiens à remercier ma famille, parents (Mum et Papounet), sœur (Babsy) avec qui j'ai fait un bout de collocation et partagé un bon nombre de moments clés de ma vie, cousin(e)s (Jérôme et Marine - quelle chouette année de coloc... c'est bizarre de ne plus vivre ensemble et d'entendre ce petit rire discret lol), oncles / tantes (Chris, Man-Man et José) et grand parents (Pierre et Gisèle, Robert et Thérèse) pour avoir suivi cette aventure sympathique... merci aussi d'avoir sponsorisé ces nombreuses années

d'études et de m'avoir laissé choisir ce que j'avais envie de faire... même si vous ne saviez pas trop où cela allait me mener... et aussi merci pour l'organisation du pot berrichon d'après soutenance... Merci aussi à tous les amis castelroussins qui m'ont vu grandir et avec qui j'ai partagé un grand nombre de moments forts, Jojo, Christian et Annick, Billy Isabelle et les enfants, les Ben (Philippe et Martine), Mathieu, Sylvain et Maxime, Coco et Cocotte, Claude et Marie-Hélène, Mélanie et Claire, Chouchoune, Evelyne et Jacky, Elsa et Mathilde ... et une petite pensée aux potes castelroussins d'école, collège et lycée, Fred et Aurélie, Sylvain, Flo, Chloé, Ben, Benj, Tony, Guillaume et Margo, Laura, ...

Merci, Thanks, Obrigado, Gracias, Grazie...

Cette merveilleuse aventure est maintenant terminée mais une nouvelle commence et elle promet elle aussi de très bons moments...



Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Contexte général	5
1.2	Motivations : En quoi l'étude du littoral est-elle un réel défi ?	10
1.3	Objectifs de ces travaux de recherche	10
1.4	Fil conducteur du mémoire	12
2	Circulations induites par l'action de la houle	15
2.1	Introduction	15
2.2	Approche générale des courants moyens 2DH	16
2.2.1	Échelles de temps caractéristiques	16
2.2.2	Définitions et notations	17
2.2.3	Conditions aux limites	18
2.2.4	Conservation de la masse	18
2.2.5	Conservation de la quantité de mouvement	19
2.2.6	Vitesses uniformes verticalement	20
2.3	Approche proposée par <i>Smith</i> (2006)	22
2.4	Rouleau de déferlement	23
2.4.1	Modèle à phase moyennée	24
2.4.2	Bilan énergétique global	24
2.4.3	Introduction du rouleau de déferlement dans le modèle de <i>Smith</i> (2006)	26
2.5	Vorticité et circulations induites par les vagues	27
2.6	Applications des différentes approches	29
2.6.1	Dynamique d'un système barre / chenal	29
2.6.2	Rencontre entre un jet et un champ de vagues	33
2.6.3	Conclusion générale	37
3	Plateforme de modélisation morphodynamique	39
3.1	Introduction - Pourquoi ce couplage ?	39
3.2	Présentation des modèles	40
3.2.1	Modèle spectral de vagues : SWAN	40
3.2.2	Modèle de courants moyens : MARS	41
3.2.3	Synthèse des caractéristiques principales des deux modèles	45
3.3	Extension de MARS 2D aux interactions houle / courant	46
3.3.1	Approche de <i>Phillips</i> (1977)	47

3.3.2	Approche de <i>Smith</i> (2006)	49
3.3.3	Frottement au fond	50
3.3.4	Diffusion turbulente de la quantité de mouvent moyen	51
3.4	Développement d'un module morphodynamique	51
3.4.1	Formulation de <i>Bailard</i> (1981)	52
3.4.2	Conservation du sédiment	53
3.5	Plateforme de modélisation morphodynamique	56
3.5.1	Schématisation globale du couplage	56
3.5.2	Mise en place du couplage	56
4	Analyse de la dynamique des courants sagittaux au-dessus d'un système barre / baie	61
4.1	Observations in-situ : Campagne Biscarrosse - PréECORS, juin 2007	62
4.1.1	Introduction	63
4.1.2	Field experiment description	64
4.1.3	Rip current hydrodynamics	68
4.1.4	Morphodynamics	73
4.1.5	Discussion	75
4.1.6	Conclusions	79
4.1.7	Acknowledgments	80
4.2	Modélisation numérique des courants sagittaux	81
4.2.1	Stratégie de modélisation	81
4.2.2	Champ de vagues	86
4.2.3	Courants moyens induits par les vagues	91
4.2.4	Mécanismes de génération des circulations	97
4.2.5	Conclusion	103
4.2.6	Perspectives	103
5	Modélisation morphodynamique des plages à barre	105
5.1	Introduction	105
5.2	Modélisation morphodynamique d'une plage à simple barre	111
5.2.1	Bathymétrie initiale	111
5.2.2	Développement de barres en croissant	111
5.2.3	Sensibilité aux conditions initiales et au forçage	113
5.2.4	Influence de la marée	116
5.3	Plage à double barres : couplage morphologique	124
5.3.1	Présentation	124
5.3.2	Influence de la hauteur significative des vagues	126
5.3.3	Influence de la hauteur du plan d'eau	132
5.3.4	Influence de la période pic des vagues	137
5.3.5	Impact de l'incidence des vagues	137
5.3.6	Conclusion	140
5.4	Morphodynamique de la plage de Biscarrosse	143
5.4.1	Observations	143

5.4.2	Modélisation	143
5.4.3	Discussion	146
5.5	Conclusion	147
6	Conclusion	149
6.1	Rappels des objectifs de cette étude	149
6.2	Hydrodynamique	149
6.3	Morphodynamique	151
6.4	Perspectives	153
	Bibliographie	159
	Glossaire	171
A	Tensions de radiation proche de l'interface eau / sable	175
B	Paramétrisation du frottement au fond	179
C	Formulation de <i>Dibajnia-Watanabe</i> (1992, 1998)	185
D	Applications de la plateforme de modélisation morphodynamique	189
E	Sensibilité numérique du modèle	207
F	Proceeding : Modeling of high energy rip current during Biscarrosse 2007 Field experiment	211
G	Autres Applications du modèle	225
G.1	Auto-organisation d'une plage fermée	225
G.2	Aménagements de littoraux sableux : digues parallèles à la côte	227
H	Pulsations très basses-fréquences des courants sagittaux	229

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre détaille le contexte général de cette étude, les différentes motivations et objectifs de ces travaux de recherche ainsi que le fil conducteur du mémoire.

1.1 Contexte général

L'attraction de l'homme pour le milieu littoral ne cesse d'augmenter. D'un point de vue économique, touristique ou simplement pour le cadre de vie, les domaines littoraux constituent des zones de concentration de la population. De ce fait, de nombreuses grandes métropoles se sont développées en bordure des océans (cf. Figure 1.1). Or, de nos jours, les littoraux ont en général tendance à reculer. Ces observations associées aux conséquences du changement climatique ont conduit à la naissance de nombreuses inquiétudes quant au devenir des plages, falaises et autres environnements littoraux. À côté de ces aspects socio-économiques, des programmes militaires de recherche, ont vu le jour pour améliorer la cartographie marine dans le cas d'éventuel débarquement. Dans le cadre de cette étude, nous nous focalisons sur les littoraux sableux dominés par l'action de la houle.

L'environnement littoral

Le domaine littoral est un système complexe où divers phénomènes d'échelles spatio-temporelles bien distinctes interagissent. Pour exemples de ces phénomènes, du plus large au plus local, le littoral est directement soumis aux forces de marée, au vent, aux apports continentaux, aux mouvements induits par les vagues (à la fois ondes longues et ondes courtes) ou encore à la turbulence de l'écoulement. D'un point de vue temporel, les échelles varient de quelques secondes à des centaines d'années, allant de la mise en mouvement du grain de sable à l'évolution globale des plages et du trait de côte.

De part ce nombre considérable de phénomènes et de leurs interactions, la dynamique d'un tel environnement est très complexe. En effet, la simple mise en mouvement de quelques particules peut conduire à la formation de fines structures morphologiques telles que les rides sableuses. De telles structures modifient la rugosité du fond et donc le frottement entre les phases liquide et sableuse. Ce changement provoque une modification directe dans la dynamique de l'écoulement. Ces évolutions sont à l'origine de la formation de nouvelles structures et un cycle évolutif peut ainsi être amorcé. L'environnement littoral est le résultat de la rétroaction perpétuelle existant entre ces divers phénomènes.

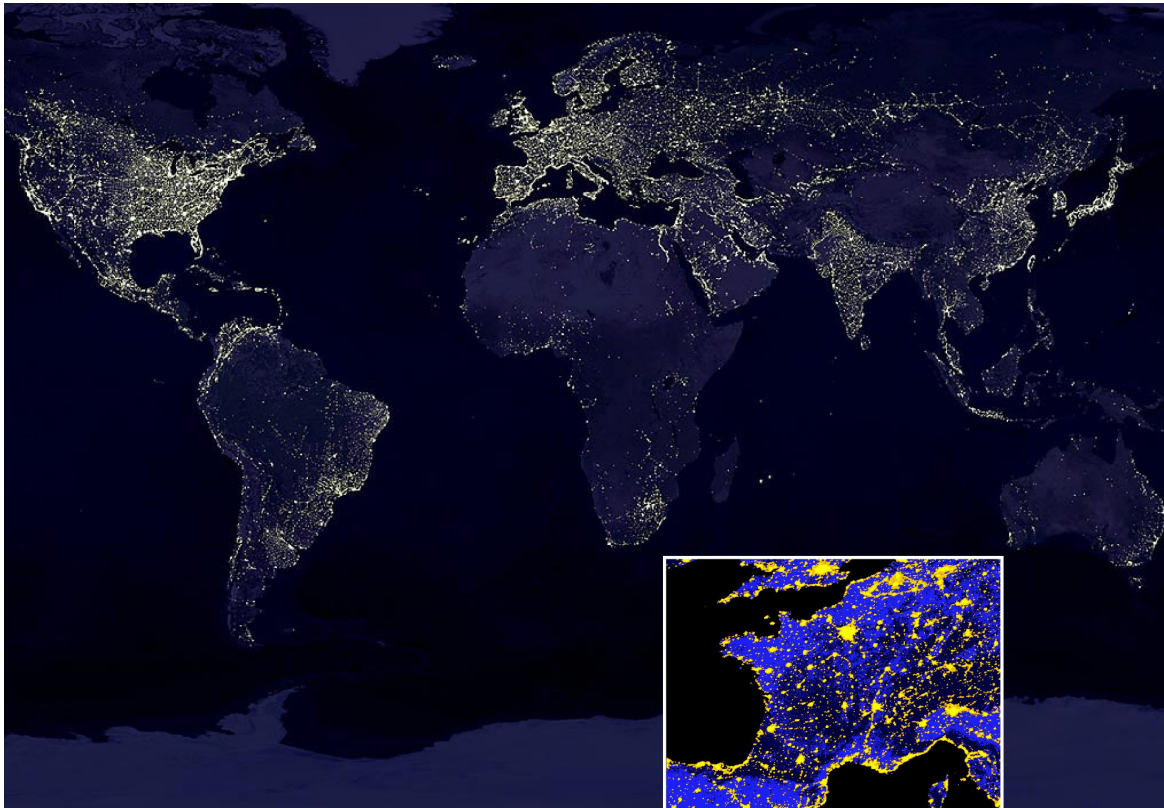


FIG. 1.1 – Vue générale : Scène satellite de la planète, de nuit où les zones éclairées indiquent les lieux d’habitations - Crédit : Data courtesy Marc Imhoff of NASA GSFC and Christopher Elvidge of NOAA NGDC (National Geophysical Data Center). Image by Craig Mayhew and Robert Simmon, NASA GSFC. En bas, un zoom à l’échelle de la France - Crédit : www.astrosurf.com/lcorp/images/france.jpg

Cette complexité des processus physiques est à l’origine des difficultés rencontrées lors de la prédiction des évolutions morphodynamiques.

Le travail qui suit s’intéresse particulièrement aux environnements littoraux sableux dominés par l’action de la houle. À travers le monde, des structures morphologiques rythmiques (exemple Fig. 1.2a et 1.2c) sont observées sur de nombreuses plages sableuses. Parmi ces morphologies, des barres rectilignes ou en croissant sont observées, mais aussi des systèmes de types barres transverses ou obliques. Ces structures se localisent à la fois en zone subtidale et en zone intertidale où elles peuvent se connecter à la plage. Cette morphologie complexe des plages entraîne la formation d’intenses courants sagittaux induits par les vagues qui sont à l’origine, chaque été (pendant la période touristique), de nombreux accidents de noyades. D’autre part, l’évolution (érosion / accrétion) des plages sableuses a été reliée à ces morphologies d’avant côte. Pour finir, le forçage au large peut avoir un impact direct sur l’évolution à très court terme des plages sableuses (exemple Fig. 1.2b).

La côte Aquitaine est un milieu meso-macrotidal à double barre. Alors que la barre externe présente la plupart du temps des structures subtidales en croissant, la barre interne révèle des morphologies de type barres / chenaux (exemple Fig. 1.2a). Les longueurs d’onde des structures de la barre interne sont plus faibles que celles de la

barre externe. Les structures de la barre interne sont plus dynamiques. La côte Aquitaine est ouverte à l’océan Atlantique et est un environnement très énergétique. Dans ces conditions, la variabilité des barres est très grande. La Figure 1.3 illustre l’évolution de la barre subtidale pendant un épisode de tempête sur la plage du Truc Vert. Bien que cette étude concerne les plages sableuses en général, le travail s’est majoritairement focalisé sur les plages de la côte Aquitaine.

Aménagements des littoraux

Ces dernières décennies de nombreux aménagements ont été réalisés le long des littoraux à des fins socio-économiques et touristiques. Par exemple, pour le développement touristique, des ré-ensablages de plage ont été réalisés. D’un point de vue économique, des digues ont été construites aux entrées des ports (ou des embouchures de cours d’eau) afin de faciliter l’accès des bateaux de commerce et de pêche. On assiste également à la création de barres artificielles pour favoriser les sports de glisse (surf). Ces interventions humaines ont inévitablement un impact sur la dynamique littorale.

Pour compenser le recul des plages et pour satisfaire l’attrait toujours grandissant pour les environnements littoraux, plusieurs possibilités de restauration des plages ont été envisagées. Une possibilité consiste à ré-ensabler les plages. Cette méthode permet ainsi de recréer une plage, en particulier pendant la saison touristique. Cependant la quantité de sable à trouver et à transporter est considérable et une telle opération est donc très coûteuse. De plus, elle induit une détérioration de la zone de prélèvement et pendant les conditions hivernales, quand les houles sont très énergétiques, la plage est la plupart du temps à nouveau en déficit sédimentaire. Il faut donc réitérer l’opération régulièrement. Une autre méthode est la construction de digues et / ou épis. Il s’agit par cette technique de recréer la plage. En effet, ces constructions induisent des modifications du champ de vagues local avec des zones d’ombres énergétiques; des dépôts sédimentaires peuvent alors avoir lieu dans ces zones. Cependant, le volume de sable en accrétion provient souvent d’autres zones littorales et peu du large; ainsi, un déficit sédimentaire apparaît dans un environnement sableux voisin.

À l’heure actuelle, différents types d’aménagements ont vu le jour à travers le monde (exemples Fig. 1.2e, 1.2f, 1.2g et 1.2h) pour tenter d’éviter ce recul des plages. Malheureusement leurs objectifs initiaux n’ont pas toujours été atteints et parfois ils ont induit une détérioration du littoral. Par exemple, les digues construites à la sortie des ports dans le but de conserver une profondeur d’eau suffisante pour le passage des bateaux, ont entraîné une coupure nette de la dérive sédimentaire littorale. Des techniques de "bypass" ont alors été mises en place à certains endroits (exemple Fig. 1.2d) pour recréer cette dérive de manière artificielle, mais ces techniques restent des exemples isolés.

Afin de trouver des solutions plus efficaces contre le recul des plages, de nouveaux champs de recherche sont actuellement investigués. En particulier, la construction (par importation anthropique de sable) de barres au large pour protéger la côte en faisant déferler les houles énergétiques loin de la côte. Ainsi, l’énergie résiduelle des vagues serait faible au niveau du rivage. Des études semblables concernent la restauration "naturelle" de la plage où un volume sédimentaire ajouté au large migrerait ensuite vers la côte pour réengraisser la plage.

Prédire l’impact de tels aménagements est une tâche difficile. La modélisation



FIG. 1.2 – a) Lacanau Océan, France (Octobre 2008); b) Byron Bay, Australia (Avril 2007); c) Praia do Ingrina, Portugal (Juin 2008); d) Système de "bypass", Coolangatta, Australia (extrait de la présentation GCGC 2008, Bruno Castelle); e) Image Google Earth (GeoEye, CNES/SpotImage), système de digues à Valras, France; f) Image Google Earth, système de digues à Elmer (GeoEye, Infoterra Ltd & Bluesky), Royaume Uni; g) Image Google Earth (GeoEye, CNES/Spot Image), système d'épis à Saintes Maries de la Mer, France; h) Image Google Earth (CNES/Spot Image, Institut Cartographi de Catalunya, GeoEye), système de d'épis à Sitges, Espagne.

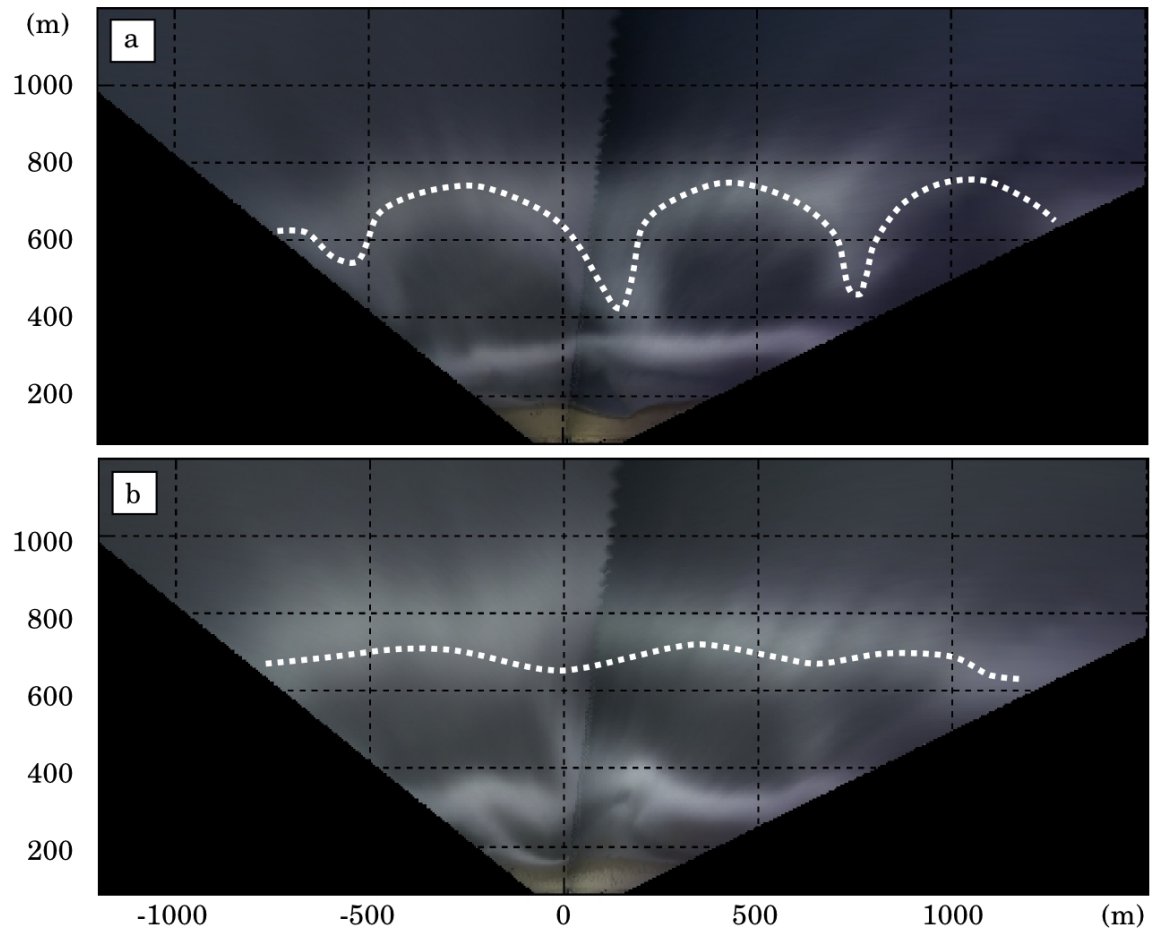


FIG. 1.3 – Images caméra rectifiées sur la plage du Truc Vert pendant la campagne ECORS 2008. a) le 08 mars 2008, b) le 22 mars 2008. Les traits blancs en pointillés montrent la position de la barre externe.

numérique est ainsi devenue un outil très important pour prendre de telles décisions. Elle permet de simuler la réaction du littoral à certain type d'aménagement pour un forçage donné. Cependant, compte tenu de la complexité des phénomènes physiques intervenant dans le milieu littoral et des résultats obtenus par le passé avec les divers aménagements, il faut être prudent sur les interprétations et les choix effectués. Un manque de connaissances a clairement été constaté sur la prédiction des évolutions morphologiques. Ainsi, pour étudier le devenir des plages, une meilleure connaissance de la physique (et une meilleure modélisation) s'avère un objectif primordial.

Questionnement scientifique

À cause des raisons évoquées ci-dessus, les études scientifiques consacrées aux littoraux ont très largement augmenté durant ces dernières décennies. La volonté de comprendre les mécanismes en jeu, afin d'aborder de manière plus juste la prédiction des évolutions morphologiques, a donc soulevé un certain nombre de questions scientifiques et techniques :

- Comment les barres sableuses, que l'on observe dans de nombreux environnements littoraux, se forment-elles ? Quels sont les mécanismes mis en jeu ?

- Pourquoi ces structures morphologiques sont-elles rythmiques ? Quelle est la longueur d’onde de cette rythmicité ?
- Dans les systèmes à plusieurs barres, les barres interagissent entre elles. Comment les morphologies observées sont-elles liées à ce couplage ? Par analogie, quel lien existe-t-il entre les structures et le trait de côte ?
- Quel est l’influence de la marée sur les temps de résidence des vagues sur une zone donnée ? Quelle est son influence sur les morphologies développées ?
- Comment obtenir des données in-situ dans un tel environnement ?
- Comment la plage réagirait-elle suite aux conséquences du changement climatique ?

1.2 Motivations : En quoi l’étude du littoral est-elle un réel défi ?

Les problématiques mises en évidence précédemment sont motivées par :

- une volonté d’approfondir notre connaissance du littoral. En effet, la compréhension de la morphologie des plages s’avère nécessaire pour une meilleure connaissance du territoire (cartographie des fonds marins, conditions de débarquement pour les opérations militaires, ...).
- la prévention des zones à risque, principalement pendant la saison touristique. Les structures rythmiques de type barres / chenaux induisent d’intenses courants dirigés vers le large qui sont une source importante de noyades chaque année. Ces formes rythmiques présentes de plus des intérêts pour la recherche fondamentale.
- le besoin de comprendre le recul du trait de côte. La compréhension des processus de couplage morphologique existant entre les différentes entités sédimentaires doit être améliorée pour appréhender l’évolution morphodynamique à court terme mais aussi à long terme. Par exemple, la barre externe entraîne une forte dissipation d’énergie des vagues et constitue ainsi une protection naturelle de la plage.
- la difficulté d’obtenir des données in-situ dans des environnements énergétiques. Le déferlement des vagues associé aux intenses courants induits entraîne une évolution très rapide de la morphologie. Le déploiement et la maintenance de systèmes de mesures deviennent alors difficiles à mettre en œuvre. L’information obtenue est souvent ponctuelle et un nombre important d’instruments est nécessaire. L’échelle spatiale des structures allant de la centaine de mètres au kilomètre, il faut aussi réaliser des suivis conséquents pour étudier l’évolution morphologique dans sa globalité. Toutes ces raisons réunies rendent les campagnes de terrain très coûteuses.
- le devenir à long terme du littoral. Pour comprendre les conséquences du réchauffement climatique, des études à long terme sont réalisées. Des scénarii pourraient alors être réalisés pour estimer l’impact de modifications climatiques (intensité, fréquence de tempêtes, ...) sur l’évolution du trait de côte et le recul des plages.

1.3 Objectifs de ces travaux de recherche

Ce travail a été financé par le BRGM (Service Aménagement et Risques Naturels, Unité Érosion des Sols et Littoral) et est le résultat d’une collaboration avec l’Unité Mixte

de Recherche CNRS 5805-EPOC (Environnements et Paléo-environnements Océaniques) de l'Université Bordeaux I et l'Ifremer. Cette étude s'insère dans le projet cible *Littoral et Aléas Côtiers* faisant partie du projet cadre RISCOTE (RISques CÔTiers et Érosion).

Pour répondre aux besoins présentés précédemment, une nouvelle plateforme numérique de modélisation morphodynamique a été mise en place. Elle est basée sur le couplage du code d'états de mer SWAN (modèle spectral), Simulating Waves Nearshore (développé à l'Université Technologique de Delft, Pays-Bas) avec le code de courants MARS, Model for Applications at Regional Scale (développé par l'Ifremer, France). Ces deux codes sont deux modèles opérationnels robustes, testés en cas réels pour des approches littorales. Le code MARS étant initialement conçu pour calculer les courants induits par la marée et le vent, il a dû être modifié afin de prendre en compte les phénomènes induits par les vagues. Un modèle d'évolution sédimentaire a été développé et intégré pour estimer les évolutions morphodynamiques. L'approche de modélisation est détaillée sur la Figure 1.4.

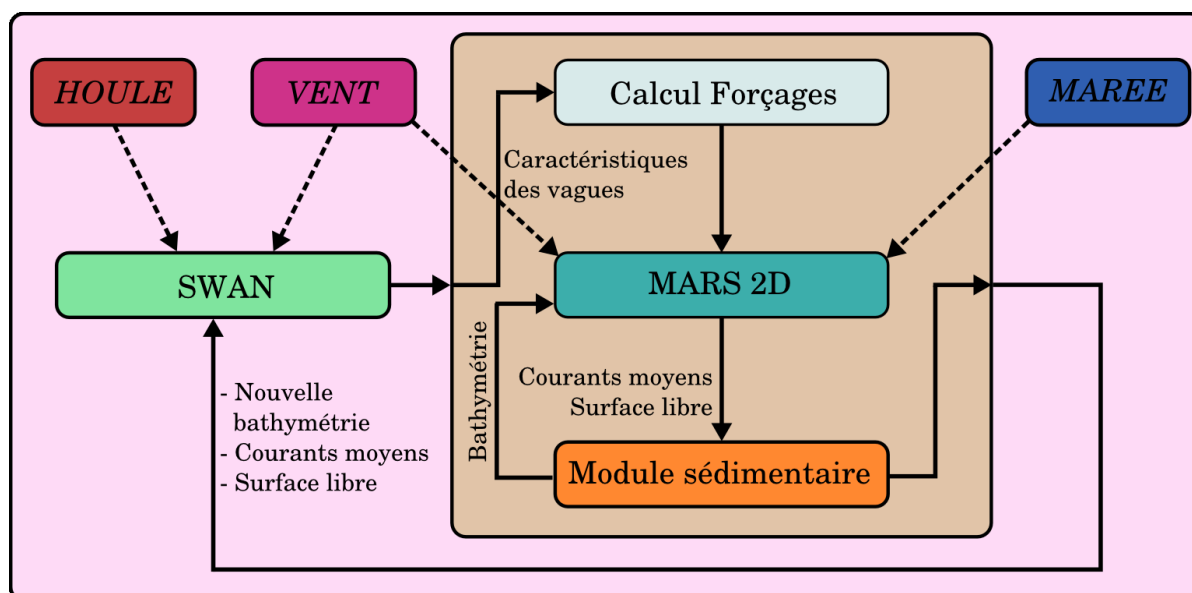


FIG. 1.4 – Schématisation générale de la plateforme de modélisation.

Dans un deuxième temps, la réalisation d'une campagne de mesures a été menée en juin 2007 sur la plage de Biscarrosse. Cette campagne a été co-financée par le BRGM et le SHOM dans le cadre de cette thèse (projet RISCOTE) et du projet ECORS (Étude et Caractérisation Opérationnelle des Routes et des Sols). Cette campagne a permis d'obtenir un jeu de données conséquent et unique au-dessus d'une morphologie barre / chenal très développée (cf. Figure 1.5). Un autre objectif de cette thèse était le développement d'outils pour traiter ces diverses données in-situ et ainsi améliorer la compréhension des intenses circulations induites par les vagues au-dessus de ce type de morphologies. La validation de la plateforme de modélisation a de plus été mise en œuvre dans ce travail.

Enfin, le dernier objectif principal concernait l'amélioration des connaissances sur les barres sableuses (formation, rythmicité, ...). En particulier, utiliser le modèle développé pour appréhender le rôle du couplage morphologique et des interactions entre les



FIG. 1.5 – Photographie de la plage de Biscarrosse pendant la campagne Pré-ECORS en juin 2007. Système de barre / baïne très développé.

différentes structures morphologiques et évaluer l'influence de la marée sur l'évolution morphodynamique des plages.

1.4 Fil conducteur du mémoire

Ce mémoire s'articule autour de quatre principaux chapitres :

Le **Chapitre 2** décrit en détail les hypothèses réalisées dans le cadre de cette approche bidimensionnelle horizontalement (2DH) ainsi que le traitement mathématique général des équations de *Navier-Stokes* afin de prendre en compte les courants moyens induits par les vagues. La décomposition houle / courant et la notion de courants moyens sont aussi explicitées dans ce chapitre. Il traite de plus du rouleau de déferlement ("roller"), processus qui ne peut être négligé dans la zone de surf. Pour terminer, des résultats seront présentés, ici, afin de comprendre les mécanismes physiques moteurs de la vorticité des écoulements et des circulations induites par les vagues.

Le **Chapitre 3** présente la plateforme de modélisation basée sur le couplage entre les modèles SWAN (*Delft University of Technology*, The Netherlands) et MARS (*Ifremer*, France). Afin de prendre en compte les effets induits par les vagues, le modèle MARS a subi certaines modifications / améliorations qui sont détaillées ici. De plus, pour prendre en compte les processus sédimentaires, un module de calcul des flux sédimentaires et d'évolutions morphodynamiques a été implémenté dans MARS et sera décrit précisément dans ce chapitre.

Le **Chapitre 4** se focalise sur la dynamique complexe des courants sagittaux au-dessus de morphologies de type barre / baïne. Après un état de l'art sur les études des courants sagittaux, la première partie présente la campagne de mesures Pré-ECORS Biscarrosse 2007 ainsi que les résultats provenant du traitement des données. Cette partie fait l'objet d'une publication en révision à *Continental Shelf Research*. La modélisation hydrodynamique de cette campagne est présentée dans la seconde partie. Ce chapitre a souligné la forte modulation tidale des courants sagittaux ainsi que les intenses courants de retour présents pendant les épisodes énergétiques. Les résultats obtenus par notre approche se sont montrés très encourageants et les comparaisons avec les données de bonne qualité.

Après avoir réalisé une synthèse bibliographique des travaux portant sur la morphodynamique des plages, le **Chapitre 5** montre l'influence de la marée sur le développement, la formation ou encore la croissance des systèmes à simple et double barre. Dans le cadre de l'organisation d'une plage rectiligne, le développement de structures tridimensionnelles en croissant est corrélé aux zones de focalisation d'énergie des vagues. La seconde partie expose un travail mené en collaboration avec B. Castelle sur le couplage morphologique qui existe entre la barre externe et la barre interne. Ce travail a mis en évidence le forçage qu'exerce la barre externe sur la barre interne.

Pour terminer, le **Chapitre 6** rassemble les conclusions du travail ainsi que différentes perspectives de recherche.

Enfin, un certain nombre d'Annexes précisent certains développements et études : l'**Annexe A** explique une méthode de reconnaissance de l'interface eau / plage, l'**Annexe B** présente les formulations utilisées pour modéliser le frottement du fond variable, l'**Annexe C** détaille les flux sédimentaires calculés selon la formule de Dibajnia & Watanabe (1992) et l'**Annexe D** fournit deux travaux de modélisation morphodynamique : une Special Issue du *Journal of Coastal Research* (Bruneau *et al.* , 2007b) et le proceeding de la conférence *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics* (Bruneau *et al.* , 2007a). Des tests de sensibilité au maillage et au pas de temps morphodynamique sont présentés dans l'**Annexe E**. Le proceeding de l'*International Conference on Coastal Engineering* est donné en **Annexe F** (Bruneau *et al.* , In press). Enfin, l'**Annexe (G)** est focalisée sur l'étude d'une plage fermée et sur l'influence de digues parallèles à la côte et la dernière **Annexe (H)** présente un travail de modélisation qui s'intéresse aux pulsations très basses-fréquences des courants sagittaux. Ce travail a fait l'objet d'une Special Issue du *Journal of Coastal Research* (Bruneau *et al.* , 2009).

Chapitre 2

Circulations induites par l'action de la houle

2.1 Introduction

En milieu littoral, la propagation et le déferlement des vagues au-dessus d'hétérogénéités bathymétriques entraînent un fort déplacement des masses d'eau, et ainsi la naissance de circulations. Appréhender la dynamique de ces circulations est une tâche complexe et un réel enjeu scientifique. À l'heure actuelle, un grand nombre de modèles ont vu le jour pour modéliser l'hydrodynamique littorale.

Selon le phénomène que l'on cherche à modéliser ainsi que les dimensions spatiales et temporelles du problème, différentes approches ont été envisagées. Parmi elles, on trouve les modèles à une dimension (1D), les modèles dit 2DH (modèles bidimensionnels dans le plan horizontal) ou encore 2DV (bidimensionnels dans un plan vertical). Par exemple, si l'on cherche à modéliser la turbulence induite par le déferlement d'une vague avec une approche diphasique, les dimensions spatiales et temporelles ne peuvent être les mêmes que pour la prédiction de l'évolution du trait de côte à l'échelle mondiale dans plusieurs siècles. Avec l'augmentation des moyens de calculs, de plus en plus d'approches quasi-3D (modèles 2DH avec profils verticaux de vitesses) ou 3D (modèles tridimensionnels) ont été développées, permettant d'appréhender la structure verticale des courants.

L'objectif de cette thèse est le développement d'une plateforme morphodynamique permettant d'estimer les évolutions d'environnements sableux à court (quelques jours) et moyen terme (quelques mois voire années). Dans ce type d'approche, il est nécessaire de trouver un compromis entre temps de calcul, phénomènes principaux à modéliser et emprise spatiale du modèle. Afin de modéliser les évolutions morphodynamiques d'un environnement dominé par l'action de la houle (ici à l'échelle de la plage), nous avons donc opté pour une approche 2DH.

Ce chapitre présente ainsi les différentes hypothèses adoptées dans le cadre de notre étude ainsi que le traitement des équations régissant l'hydrodynamique induite par les vagues en zone littorale. Différentes approches de courants moyens seront ensuite détaillées et utilisées. Pour terminer, les mécanismes liés à la formation des circulations induites par les vagues seront étudiés.

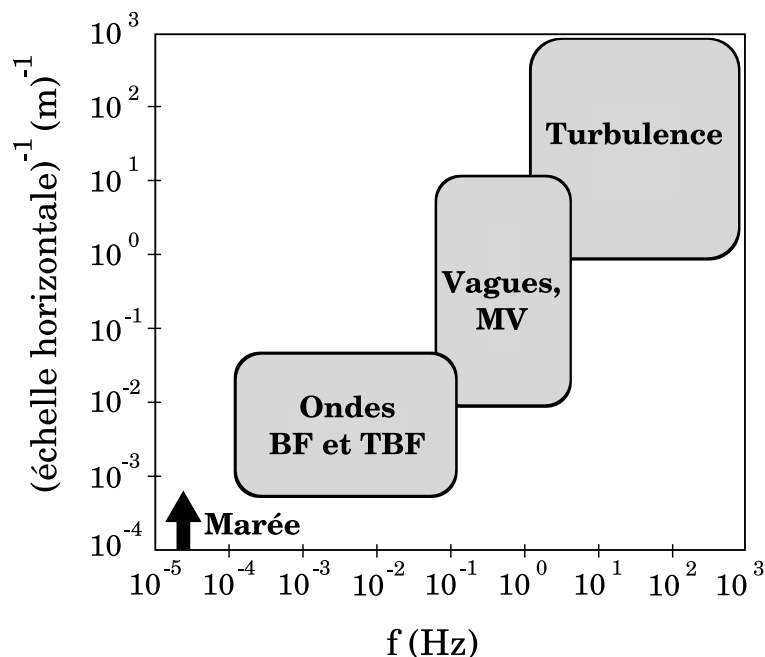


FIG. 2.1 – Échelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques en zone de surf. Extrait de Bonneton (2003). *MV* = Mer du vent, *BF* = basse-fréquence (infragravitaire) et *TBF* = très basse-fréquence ("Very Low Frequency").

2.2 Approche générale des courants moyens 2DH

L'approche 2DH (bidimensionnelle horizontale) est couramment utilisée pour modéliser les courants moyens en zone littorale. La profondeur d'eau est faible (voire très faible) devant l'échelle caractéristique horizontale des écoulements moyens. Il est donc pertinent de réduire la complexité tridimensionnelle du problème en se ramenant à un système bidimensionnel dans le plan horizontal. De plus, les processus physiques ayant lieu entre la crête et le creux des vagues sont difficiles à modéliser avec précision. Pour ces raisons, nous avons choisi d'intégrer les équations de *Navier-Stokes* suivant la verticale et de les moyenner temporellement. C'est ce que nous nous proposons de détailler dans cette partie.

2.2.1 Échelles de temps caractéristiques

Les différents processus hydrodynamiques existant dans le domaine littoral couvrent une large gamme d'échelles spatio-temporelles (Bonneton, 2003). Ces processus (illustrés sur la Figure 2.1) vont des phénomènes de turbulence à ceux de marée en passant par des phénomènes plus ondulatoires tels que les vagues ou encore par des processus liés aux instabilités des courants moyens.

Dans notre étude, qui cherche à modéliser l'évolution morphodynamique des littoraux sableux dominés par l'action de la houle, les échelles de temps considérées peuvent varier de quelques cycles de marée à plusieurs mois. Afin de filtrer les phénomènes hautes fréquences, nous considérons donc dans notre approche, qu'il existe une séparation d'échelle temporelle autour d'une certaine fréquence de coupure f_c . Ainsi l'opérateur de

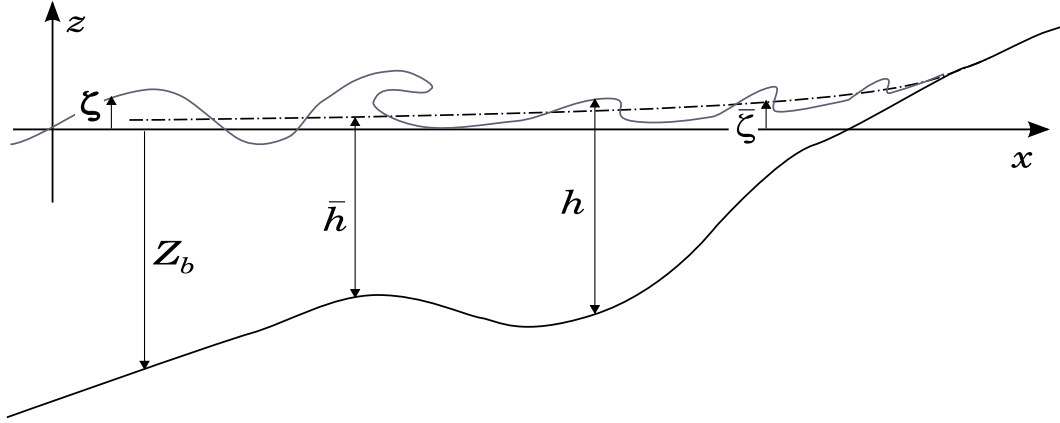


FIG. 2.2 – Définition des différentes variables.

moenne temporelle est défini selon la formule :

$$\overline{\langle . \rangle} = \frac{1}{T_c} \int_{t-T_c/2}^{t+T_c/2} \langle . \rangle dt \quad (2.1)$$

où T_c est la période de coupure associée à f_c . Plus la valeur de cette fréquence est grande (T_c petite) plus les processus hautes fréquences sont pris en compte d'une manière explicite. La modélisation morphodynamique nécessite des temps de calcul longs. La fréquence de coupure est donc choisie relativement basse, de l'ordre de 10^{-4} Hz ($T_c \approx 3$ h). Ainsi, il est possible de simuler la variabilité tidale des courants moyens induits par les vagues en ne traitant les phénomènes haute fréquence que d'une manière statistique, à travers une paramétrisation du mélange de la quantité de mouvement. Cette paramétrisation sera décrite par la suite.

2.2.2 Définitions et notations

Le système de coordonnées utilisé est un système cartésien. Les axes x_1, x_2 définissent le plan horizontal et la coordonnée verticale est donnée par la variable z . Les vecteurs unitaires de chaque direction sont définis par $\vec{e}_{x_1}, \vec{e}_{x_2}, \vec{e}_z$. Le vecteur vitesse est noté $\vec{u}(x_1, x_2, z, t)$ dans la suite du document avec comme composantes respectives u_1, u_2, w . Enfin, l'élevation de la surface libre est notée $\zeta(x_1, x_2, t)$. Le temps caractéristique morphodynamique étant plus grand que celui hydrodynamique, on supposera la bathymétrie $Z_b(x_1, x_2)$ indépendante du temps à l'échelle d'une simulation hydrodynamique. Ainsi, pour décrire la colonne d'eau, z varie de la cote du fond Z_b à ζ . Ces variables principales (\vec{u} et ζ) seront dans la suite du document décomposées en une contribution moyenne au sens de la moyenne temporelle 2.1 et une contribution fluctuante (notée $\tilde{\cdot}$), autour de la composante moyenne. La masse volumique de l'eau ρ est aussi considérée comme constante (écoulement de fluide incompressible). La Figure 2.2 détaille les différentes variables utilisées.

Afin de simplifier les notations, les conventions mathématiques de sommation sont utilisées. Ainsi les indices muets i et j représentent alternativement les deux composantes horizontales x_1, x_2 et les dérivées partielles par rapport à t, x_1, x_2 et z sont respectivement notées $\partial_t, \partial_{x_1}, \partial_{x_2}, \partial_z$ ou encore $\partial_t, \partial_i, \partial_j, \partial_z$. Pour terminer avec ces notations / définitions, la convention $[u]_\zeta = u(\zeta)$ est appliquée.

2.2.3 Conditions aux limites

Conditions cinématiques

En supposant, que la surface libre est continue et monovaluée (approximation acceptable en zone de surf, exceptée localement proche du déferlement plongeant), les deux conditions aux limites cinématiques sont définies par :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + [u_i]_{\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x_i} = [w]_{\zeta} \quad (2.2)$$

$$[u_i]_{Z_b} \frac{\partial Z_b}{\partial x_i} = [w]_{Z_b} \quad (2.3)$$

Conditions dynamiques

Les contraintes tangentielles et normales sont continues de chaque côté de l'interface eau / air. En posant, \vec{n} le vecteur unitaire sortant normal à la surface libre et $\vec{\tau}^S$ le vecteur contrainte à la surface, on obtient :

$$\bar{\sigma} \cdot \vec{n} = \vec{\tau}^S \quad (2.4)$$

avec $\bar{\sigma}$ le tenseur des contraintes incluant à la fois les phénomènes de pression et ceux de viscosité, et $\vec{n} = \vec{\nabla} S / \|\nabla S\|$ où S est défini par $S(x_1, x_2, z, t) = z - \zeta(x_1, x_2, t) = 0$. Ainsi, en $z = \zeta$, l'équation 2.4 devient :

$$-[\sigma_{ij}]_{\zeta} \partial_j \zeta + [\tau_{i3}]_{\zeta} = \tau_i'^S \|\nabla S\| = \tau_i^S \quad (2.5)$$

Une relation équivalente s'applique sur le fond où la continuité des contraintes existe également. Au fond, $B(x_1, x_2, z) = -(z - Z_b(x_1, x_2)) = 0$ où h est la hauteur d'eau instantanée, $\vec{\tau}^B$ représente la contrainte de cisaillement au fond. On peut ainsi écrire en $z = Z_b$:

$$\bar{\tau} \cdot \vec{n} = -\vec{\tau}^B$$

et donc :

$$[\tau_{ij}]_{Z_b} \partial_j Z_b - [\tau_{i3}]_{Z_b} = -\tau_i'^B \|\nabla B\| = -\tau_i^B \quad (2.6)$$

2.2.4 Conservation de la masse

Sous les hypothèses d'incompressibilité du fluide, l'équation de conservation de la masse s'écrit de la façon suivante :

$$\partial_i u_i + \partial_z w = 0 \quad (2.7)$$

En intégrant l'équation 2.7 selon la verticale et en utilisant la formulation de *Leibniz*¹, on trouve :

$$\int_{Z_b}^{\zeta} \partial_i u_i dz + \int_{Z_b}^{\zeta} \partial_z w dz = \partial_i \int_{Z_b}^{\zeta} u_i dz - [u_i]_{\zeta} \partial_i \zeta + [u_i]_{Z_b} \partial_i Z_b + [w]_{\zeta} - [w]_{Z_b} = 0$$

¹Règle de *Leibniz* : $\int_{Z_b}^{\zeta} \partial(f) dz = \partial(\int_{Z_b}^{\zeta} f dz) + [f]_{Z_b} \partial(Z_b) - [f]_{\zeta} \partial(\zeta)$

Les conditions cinématiques 2.2 et 2.3 permettent de simplifier l'équation précédente. L'opérateur de moyenne temporelle 2.1 est ensuite appliqué pour finalement obtenir :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_i \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} u_i dz} = 0 \quad (2.8)$$

Soit $Q_i^t = \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} u_i dz}$ le flux de masse total moyen, l'équation 2.8 devient :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_i Q_i^t = 0 \quad (2.9)$$

2.2.5 Conservation de la quantité de mouvement

Les deux équations de la quantité de mouvement horizontale peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\overbrace{\rho (\partial_t u_i + \partial_j (u_i u_j) + \partial_z (u_i w))}^{M_G} = \overbrace{\partial_j \sigma_{ij} + \partial_z \tau_{i3}}^{M_D} \quad (2.10)$$

Comme pour l'équation de conservation de la masse (2.7), la quantité de mouvement 2.10 est intégrée verticalement en suivant la règle de *Leibniz*. Les termes du membre de gauche M_G s'écrivent :

$$\begin{aligned} \int_{Z_b}^{\zeta} \partial_t u_i dz &= \partial_t \int_{Z_b}^{\zeta} u_i dz - [u_i]_{\zeta} \partial_t \zeta + [u_i]_{Z_b} \partial_t Z_b \\ \int_{Z_b}^{\zeta} \partial_j (u_i u_j) dz &= \partial_j \int_{Z_f}^{\zeta} u_i u_j dz - [u_i u_j]_{\zeta} \partial_j \zeta + [u_i u_j]_{Z_b} \partial_j Z_b \\ \int_{Z_b}^{\zeta} \partial_z (u_i w) dz &= [u_i w]_{\zeta} - [u_i w]_{Z_b} \end{aligned}$$

Les conditions cinématiques 2.2 et 2.3 permettent de simplifier ces termes et M_G devient alors :

$$M_G = \rho \left[\partial_t \int_{Z_b}^{\zeta} u_i dz + \partial_j \int_{Z_b}^{\zeta} u_i u_j dz \right] \quad (2.11)$$

De manière similaire, le membre de droite M_D est décomposé en :

$$\begin{aligned} \int_{Z_b}^{\zeta} \partial_j \sigma_{ij} dz &= \partial_j \int_{Z_b}^{\zeta} \sigma_{ij} dz + [\sigma_{ij}]_{Z_b} \partial_j Z_b - [\sigma_{ij}]_{\zeta} \partial_j \zeta \\ \int_{Z_b}^{\zeta} \partial_z \tau_{i3} dz &= [\tau_{i3}]_{\zeta} - [\tau_{i3}]_{Z_b} \end{aligned}$$

La contrainte de cisaillement peut s'écrire comme la somme d'une contribution induite par les termes de pression P et d'une autre due aux phénomènes de viscosité τ_{ij} :

$$\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} + \tau_{ij}$$

La décomposition précédente ainsi que les conditions dynamiques 2.5 et 2.6 sont alors utilisées pour simplifier le terme M_D , qui devient :

$$M_D = \partial_j \int_{Z_b}^{\zeta} \sigma_{ij} dz + \tau_i^S - \tau_i^B - [P]_{Z_b} \partial_i Z_b \quad (2.12)$$

L'opérateur temporel 2.1 est appliqué à chacun des deux membres M_G et M_D . Ainsi, pour le membre de droite M_D , on obtient :

$$\overline{\partial_j \int_{Z_b}^{\zeta} \sigma_{ij} dz} = -\overline{\partial_i \int_{Z_b}^{\zeta} P dz} + \overline{\partial_j \int_{Z_b}^{\zeta} \tau_{ij} dz} = -\overline{\partial_i \int_{Z_b}^{\zeta} P dz} + \overline{\partial_j T_{ij}} \quad (2.13)$$

où T_{ij} représente les termes de viscosité cinématique. Le quatrième terme de M_D dans l'équation 2.12 peut également se simplifier en suivant quelques hypothèses physiques. Si on décompose la pression en une pression dynamique p et une pression hydrostatique $P_H = \rho g(\zeta - z)$, on obtient :

$$\begin{aligned} [\bar{P}]_{Z_b} \partial_i Z_b &= [\bar{p}]_{Z_b} \partial_i Z_b + \rho g \bar{h} \partial_i Z_b \\ &= [\bar{p}]_{Z_b} \partial_i Z_b + \rho g \bar{h} \partial_i \bar{\zeta} - \partial_i \left(\frac{\rho g \bar{h}^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Le terme $[\bar{p}]_{Z_b}$, qui représente la pression dynamique au fond, est en général négligeable devant la pression hydrostatique moyenne : $[\bar{p}]_{Z_b} \ll \rho g \bar{h}$.

Finalement, ces différentes étapes de calcul et hypothèses physiques permettent d'écrire le système d'équations, sous une forme générale et conservative :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_i Q_i^t = 0 \quad (2.15)$$

$$\rho \left[\partial_t Q_i^t + \overline{\partial_j \int_{Z_b}^{\zeta} u_i u_j dz} + g \bar{h} \partial_i \bar{\zeta} \right] = -\overline{\partial_i \int_{Z_b}^{\zeta} P dz} + \overline{\partial_j T_{ij}} + (\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B) + \partial_i \left(\frac{\rho g \bar{h}^2}{2} \right) \quad (2.16)$$

Il s'agit maintenant d'exprimer le flux de masse total Q_i^t . Comme nous l'avons vu précédemment, ce flux de masse s'écrit de la manière suivante :

$$Q_i^t = \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} u_i dz}$$

où u_i peut se décomposer en une contribution moyenne (vitesse du courant moyen) uniforme le long de la verticale (U_i), une contribution moyenne variant en fonction de la profondeur (U_{di}) et une composante fluctuante (\tilde{u}_i) en accord avec les travaux de Putrevu & Svendsen (1999). Ainsi,

$$u_i(x_1, x_2, z, t) = U_i(x_1, x_2, t) + U_{di}(x_1, x_2, z, t) + \tilde{u}_i(x_1, x_2, z, t) \quad (2.17)$$

Ce type d'approche est appelé modèle quasi 3D. Ces modèles permettent de prendre en compte la variabilité verticale des courants moyens (cf. Figure 2 de l'article de Putrevu & Svendsen (1999)).

2.2.6 Vitesses uniformes verticalement

Nous avons défini précédemment que le champ de vitesses ainsi que l'élévation de la surface libre peuvent être décomposés en une composante moyenne et une composante fluctuante. De plus, comme nous l'avons déjà expliqué, le problème initialement 3D a été ramené à un problème bidimensionnel. Dans notre étude, comme nous cherchons à modéliser des évolutions morphodynamiques à long terme, nous nous limiterons donc

uniquement à la modélisation de courants moyens uniformes le long de la verticale. Ainsi, nous considérons que la composante moyenne variable selon la verticale est nulle ($U_{di}(x_1, x_2, t) = 0$). Le moment total moyen Q_i^t peut alors se décomposer sous la forme suivante :

$$Q_i^t = \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} U_i dz} + \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} \tilde{u}_i dz} = Q_i^m + \tilde{Q}_i = \bar{h}U_i + \tilde{Q}_i \quad (2.18)$$

où Q_i^m représente le flux de masse du courant moyen et $\tilde{Q}_i = \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} \tilde{u}_i dz}$ le flux de masse induit par les vagues. Nous cherchons maintenant à simplifier le second terme du membre de gauche de l'équation 2.16. En utilisant la décomposition de la vitesse, on obtient aisément que :

$$\overline{\int_{Z_b}^{\zeta} u_i u_j dz} = \bar{h}U_i U_j + U_i \tilde{Q}_j + U_j \tilde{Q}_i + \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} \tilde{u}_i \tilde{u}_j dz} \quad (2.19)$$

En utilisant les propriétés 2.18, une nouvelle écriture est obtenue :

$$\overline{\int_{Z_b}^{\zeta} u_i u_j dz} = \frac{Q_i^t Q_j^t}{\bar{h}} - \frac{\tilde{Q}_i \tilde{Q}_j}{\bar{h}} + \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} \tilde{u}_i \tilde{u}_j dz} \quad (2.20)$$

Après substitution du second terme du membre de gauche de l'équation 2.16 par l'un des résultats précédents (ici le second, 2.20, pour obtenir une forme conservative), le système (2.15, 2.16) régissant l'écoulement moyen devient :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_i Q_i^t = 0 \quad (2.21)$$

$$\rho \left[\partial_t Q_i^t + \partial_j \left(\frac{Q_i^t Q_j^t}{\bar{h}} \right) + g \bar{h} \partial_i \bar{\zeta} \right] = -\partial_j S_{ij} + \partial_j T_{ij} + (\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B) + \rho \partial_j \left(\frac{\tilde{Q}_i \tilde{Q}_j}{\bar{h}} \right) \quad (2.22)$$

où les tensions de radiation S_{ij} sont, quant à elles, définies selon Longuet-Higgins & Stewart (1964) par :

$$S_{ij} = \overline{\int_{Z_b}^{\zeta} (\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \delta_{ij} P) dz} - \frac{\rho g \bar{h}^2}{2} \delta_{ij} \quad (2.23)$$

Elles intègrent à la fois les processus liés au mouvement organisé des vagues et à la turbulence associée au déferlement (en particulier le rouleau de déferlement). Une faible partie de la turbulence petite échelle est liée au cisaillement des courants moyens. Nous introduisons ainsi une formulation empirique de ce phénomène avec la paramétrisation D_i (qui sera définie par la suite). Cette paramétrisation permet de prendre en compte, de manière statistique, la diffusion turbulente de la quantité de mouvement moyen (Bonneton, 2003). Le terme lié à la dissipation visqueuse ($\partial_j T_{ij}$), très faible devant cette diffusion turbulente, est négligé par la suite. Cette écriture est finalement équivalente à celle proposée par Phillips (1977) (page 62). Sous forme non-conservative, en utilisant le résultat 2.19 et la décomposition 2.18 de Q_i^t , le système devient :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_i \bar{h} U_i = -\partial_i \tilde{Q}_i \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \partial_t U_i + U_j \partial_j U_i + g \partial_i \bar{\zeta} = & -\frac{1}{\rho \bar{h}} \partial_j S_{ij} - \frac{1}{\bar{h}} \partial_j (U_j \tilde{Q}_i) - \frac{\tilde{Q}_j}{\bar{h}} \partial_j U_i \\ & + \frac{\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B}{\rho \bar{h}} - \frac{1}{\bar{h}} \partial_t \tilde{Q}_i + \frac{D_i}{\rho \bar{h}} \end{aligned} \quad (2.25)$$

2.3 Approche proposée par *Smith* (2006)

Le système d'équations présenté précédemment (sous leur forme conservative) est largement utilisé pour modéliser les courants dans la zone littorale. Cependant, dans ce type d'approche la quantité de mouvement totale Q_i^t comprend à la fois les vagues et la circulation moyenne. Afin de dissocier ces phénomènes qui présentent des comportements différents, cette partie mettra en avant une approche originale proposée par Smith (2006) et Ardhuin (2005). Ainsi, l'équation de la quantité de mouvement de la circulation moyenne Q_i^m sera établie.

En négligeant les effets du rouleau de déferlement, la théorie linéaire, pour des vagues monochromatiques, permet d'évaluer les tensions de radiation S_{ij} et le flux de masse des vagues \tilde{Q}_i en fonction des paramètres principaux de la houle (Longuet-Higgins & Stewart, 1964; Mei, 1989; Dingemans, 1997) :

$$S_{ij} = E_w \left(\frac{k_i k_j c^g}{k^2 c} + \delta_{ij} \left(\frac{c^g}{c} - \frac{1}{2} \right) \right) \quad (2.26)$$

$$\tilde{Q}_i = \frac{E_w k_i}{\rho c k} \quad (2.27)$$

où c est la vitesse de phase, c^g la vitesse de groupe, E_w l'énergie du mouvement organisé des vagues, $\vec{k} = (k_1, k_2)$ le vecteur nombre d'onde et δ_{ij} le symbole de *Kronecker*.

Smith (2006) propose de décomposer les tensions de radiation S_{ij} de la manière suivante :

$$S_{ij} = \rho \tilde{Q}_i c_j^g + \underbrace{\rho \delta_{ij} \left[\tilde{Q}_l \left(c_l^g - \frac{c_l}{2} \right) \right]}_{\bar{h} J_w \delta_{ij}} \quad (2.28)$$

et ainsi, l'équation 2.22 peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \rho \left[\partial_t Q_i^m + \partial_j \left(\frac{Q_i^m Q_j^m}{\bar{h}} \right) + g \bar{h} \partial_i \bar{\zeta} \right] = & \overbrace{-\rho \left[\partial_t \tilde{Q}_i + \partial_j \left(\tilde{Q}_i (c_j^g + U_j) \right) \right]}^{(1)} - \rho \partial_i (\bar{h} J_w) \\ & + D_i + (\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B) - \rho \partial_j (U_i \tilde{Q}_j) \end{aligned} \quad (2.29)$$

Cette équation met en avant un terme (noté (1) dans 2.29) associé à la conservation de la pseudo quantité de mouvement des vagues (\tilde{Q}_i) advectées à la vitesse $c_j^g + U_j$ (Andrews & McIntyre, 1978; Ardhuin, 2005).

Afin de fermer le système, la conservation de la densité d'action de la houle est utilisée (Whitham, 1974) ; pour des vagues linéaires dans un milieu non dissipatif, elle peut se mettre sous la forme suivante :

$$\partial_t A + \partial_j A (c_j^g + U_j) = 0 \quad (2.30)$$

où A est la densité d'action définie par $A = E_w / \sigma_r$ avec σ_r la fréquence relative. Afin de représenter empiriquement les processus physiques tels que la génération, la dissipation ou encore la redistribution de l'énergie des vagues, la conservation de la densité d'action des vagues peut être étendue (Dingemans, 1997) :

$$\partial_t A + \partial_j A (c_j^g + U_j) = - \frac{D_w}{\sigma_r} \quad (2.31)$$

où D_w a été introduit pour traduire la dissipation d'énergie des vagues. Dans cette étude, seule la dissipation d'énergie liée au déferlement des vagues est considérée. Cependant les effets du vent ou du frottement au fond peuvent être ajoutés. Cette équation est résolue par le modèle SWAN (Booij *et al.*, 1999; SWAN, 2006).

En utilisant la propriété d'irrotationalité du vecteur nombre d'onde, l'équation de conservation des crêtes de vagues (Mei, 1989) s'écrit :

$$\partial_t k_i + (c_j^g + U_j) \partial_j k_i = -k_j \partial_i U_j - \partial_{\bar{h}} \sigma_r \partial_i \bar{h} \quad (2.32)$$

Le flux de masse induit par la houle peut s'écrire en fonction de la densité d'énergie $\tilde{Q}_i = Ak_i/\rho$. En tenant compte de 2.31 et 2.32, le terme (1) de l'équation 2.29 devient alors :

$$\begin{aligned} \rho \left[\partial_t \tilde{Q}_i + \partial_j \left(\tilde{Q}_i (c_j^g + U_j) \right) \right] &= k_i \left[\partial_t A + \partial_j A (c_j^g + U_j) \right] + A \left[\partial_t k_i + (c_j^g + U_j) \partial_j k_i \right] \\ &= -\frac{D_w k_i}{\sigma_r} - \rho \tilde{Q}_j \partial_i U_j - A \partial_{\bar{h}} \sigma_r \partial_i \bar{h} \end{aligned}$$

Le dernier terme se simplifie à l'aide de la relation de dispersion issue de la théorie linéaire : $\sigma_r^2 = gk \tanh(k\bar{h})$. À partir des écritures et définitions de c , c^g , A , on trouve :

$$A \partial_{\bar{h}} \sigma_r = A \frac{k}{\bar{h}} \left(\partial_k \sigma_r - \frac{\sigma_r}{2k} \right) = \frac{E}{c\bar{h}} \left(c^g - \frac{c}{2} \right) = \rho J_w$$

Finalement, l'équation 2.29 s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho \left[\partial_t Q_i^m + \partial_j \left(\frac{Q_i^m Q_j^m}{\bar{h}} \right) + g\bar{h} \partial_i \bar{\zeta} \right] &= -\rho \bar{h} \partial_i J_w + D_W k_i + \rho \tilde{Q}_j (\partial_i U_j - \partial_j U_i) \\ &+ D_i + (\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B) - \rho U_i \partial_j \tilde{Q}_j \end{aligned} \quad (2.33)$$

où $D_W = \frac{D_w}{\sigma_r}$. On retrouve ainsi la formulation proposée par Smith (2006) où les termes de mélange de la quantité de mouvement et de frottement ont été ajoutés. On peut aussi écrire le système sous forme non-conservative :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_i \bar{h} U_i = -\partial_i \tilde{Q}_i \quad (2.34)$$

$$\partial_t U_i + U_j \partial_j U_i + g \partial_i \bar{\zeta} = -\partial_i J_w + \frac{D_W k_i}{\rho \bar{h}} + \frac{\tilde{Q}_j}{\bar{h}} (\partial_i U_j - \partial_j U_i) + \frac{D_i}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B}{\rho \bar{h}} \quad (2.35)$$

Cette formulation permet de prendre en compte les interactions houle / courant ainsi que les courants de retour. Le terme lié à la dissipation d'énergie des vagues permet de poser différemment le problème physique pour expliquer la génération des circulations comme nous pourrons le voir dans la suite du Chapitre 2. À partir d'une approche très différente, basée sur la théorie des chocs appliquée aux équations de *Saint-Venant*, (Bonneton, 2007a,b) a obtenu une équation similaire à 2.35. Dans cette approche limitée à la zone de surf, le terme de forçage des courants moyens lié à la dissipation des vagues est obtenu théoriquement et non pas empiriquement comme dans l'équation 2.31.

2.4 Rouleau de déferlement

Cette partie est consacrée au rouleau de déferlement. Comme l'ont montré les travaux de Svendsen (1984), la contribution du rouleau sur les courants moyens et sur l'élévation de la surface libre n'est pas négligeable. La prise en compte de ce phénomène est décrite dans le cadre générale (équations 2.24 et 2.25). Une extension est ensuite proposée pour tenir compte du rouleau dans l'approche de Smith (2006).

2.4.1 Modèle à phase moyennée

Afin de faire apparaître les termes associés au rouleau de déferlement dans une approche à phase moyennée, on intègre les équations de *Navier-Stokes* suivant la verticale (cf. parties 2.2.4 et 2.2.5). Cependant, comme l'a détaillé Cienfuegos (2002), on sépare distinctement les deux phases de notre système : la première constituée uniquement de la partie purement liquide, la seconde de la zone aérée (rouleau de déferlement). En négligeant les termes les plus faibles et en utilisant les conditions aux limites à l'interface, le système d'équations régissant l'écoulements moyens 2D se ramène à l'écriture suivante :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_i \bar{h} U_i = - \partial_i \hat{Q}_i - \partial_i Q_i^r \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} \partial_t U_i + U_j \partial_j U_i + g \partial_i \bar{\zeta} = & - \frac{1}{\rho \bar{h}} \partial_j \left(\hat{S}_{ij} + R_{ij} \right) - \frac{1}{\bar{h}} \partial_j \left[U_j \left(\hat{Q}_i + Q_i^r \right) \right] \\ & - \frac{\hat{Q}_j + Q_j^r}{\bar{h}} \partial_j U_i + \frac{D_i}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B}{\rho \bar{h}} - \frac{1}{\bar{h}} \partial_t \left(\hat{Q}_i + Q_i^r \right) \end{aligned} \quad (2.37)$$

où \hat{Q}_i est la composante potentielle des vagues associée au mouvement organisé, Q_i^r le flux de masse induit par le rouleau, \hat{S}_{ij} le terme de forçage associé au mouvement organisé des vagues et R_{ij} le forçage généré par le rouleau. On remarque que, suite aux simplifications évoquées précédemment, ce système découle directement du système d'équations 2.24 et 2.25 avec :

$$\tilde{Q}_i = \hat{Q}_i + Q_i^r \quad (2.38)$$

$$S_{ij} = \hat{S}_{ij} + R_{ij} \quad (2.39)$$

Les termes \hat{Q}_i et \hat{S}_{ij} sont calculés à partir de la théorie linéaire des vagues (erreurs pouvant atteindre 20 %), tandis que les termes induits par le rouleau de déferlement sont évalués d'après les travaux de Dally (2001), qui propose les formulations suivantes :

$$\begin{aligned} R_{ij} &= c \left(\frac{\rho_r A_r}{T} \right) \left(\frac{k_i k_j}{k^2} + \frac{\delta_{ij}}{2} \right) \\ Q_i^r &= \frac{\rho_r}{\rho} \frac{A_r k_i}{T k} \end{aligned}$$

où ρ_r est la masse volumique du rouleau de déferlement et A_r l'aire du rouleau. Le flux de masse $\frac{\rho_r A_r}{T}$ est, quant à lui, calculé à partir du bilan énergétique associé au rouleau (Dally, 2001) et présenté dans la partie suivante (cf. équation 2.40).

À travers ces deux termes de forçage, les effets induits par le rouleau de déferlement dans le calcul des courants moyens peuvent directement être pris en compte dans notre modèle. L'extension à l'approche de Smith (2006) sera exposée par la suite.

2.4.2 Bilan énergétique global

Cette section détaille le bilan énergétique du rouleau de déferlement et son impact sur le bilan global. Ce bilan nous est utile pour prendre en compte le rouleau de déferlement dans le modèle de Smith (2006). Avant d'écrire ce bilan énergétique, quelques hypothèses sont nécessaires. L'hypothèse d'équilibre hydrostatique est considérée valable dans la zone aérée en accord avec les travaux de Dally & Brown (1995); Cienfuegos (2002);

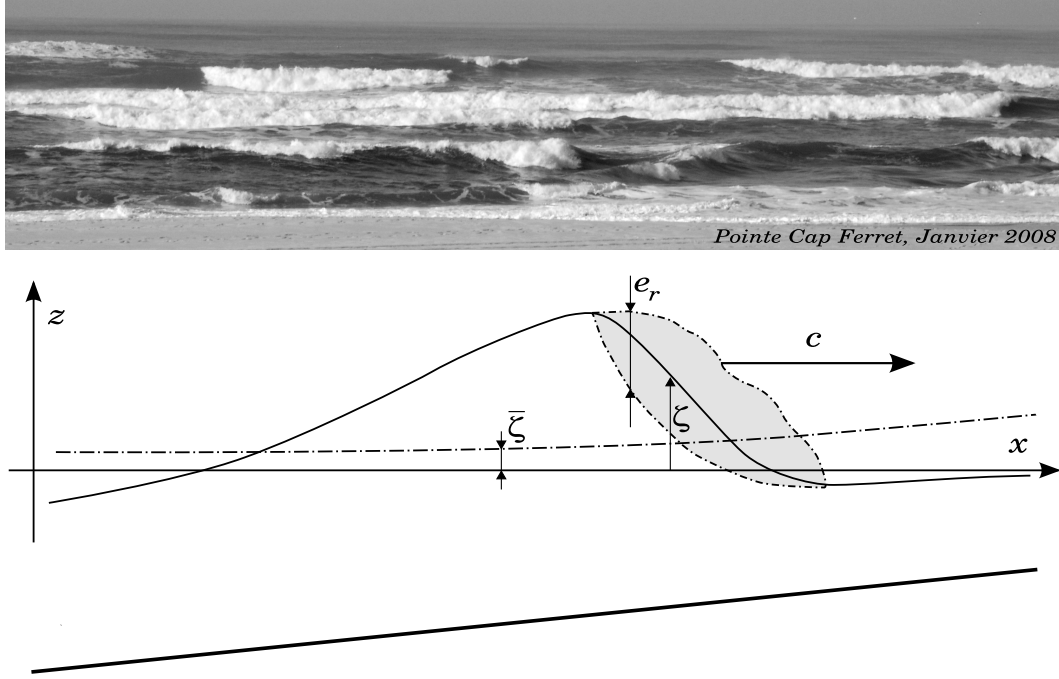


FIG. 2.3 – Définition schématique du rouleau de déferlement.

Cienfuegos *et al.* (2004). On considère de plus que la vitesse dans le rouleau est constante et égale à la vitesse c de propagation de l'onde (cf. Fig. 2.3 pour un descriptif du rouleau et des variables caractéristiques).

Soit E_{vr} la densité volumique d'énergie du rouleau de déferlement prenant en compte à la fois la contribution cinétique et la contribution potentielle. Elle est définie par :

$$E_{vr} = \frac{1}{2}\rho_r c^2 + \rho_r g z$$

Lorsque la vague commence à déferler, l'énergie qu'elle libère par dissipation nourrit le rouleau qui lui-même perd de l'énergie par cisaillement de vitesse entre le rouleau et l'écoulement organisé (vagues et courants moyens) – cf. modèle d'échange énergétique de la thèse de Cienfuegos (2005). Ne disposant pas d'informations locales sur le rouleau et la zone aérée, il est difficile d'évaluer le terme associée au flux d'énergie potentielle. Pour cette raison, cette contribution n'est pas prise en compte dans certains modèles (Dally & Brown, 1995; Lippmann *et al.*, 1996) alors que d'autres auteurs (Stive & De Vriend, 1994; Dally, 2001) considèrent qu'il y a équipartition de l'énergie entre le terme cinétique et le terme potentiel (introduisant un facteur 2 devant le terme d'énergie cinétique). Cienfuegos *et al.* (2004) ont apporté une formulation qui permet d'estimer la part de chaque contribution (cinétique ou potentielle) dans la résolution de l'équation de conservation de la densité d'énergie du rouleau. En accord avec Stive & De Vriend (1994) et Dally (2001), nous considérons qu'il y a équipartition de l'énergie. Ainsi, la densité d'énergie du roller E_r est égale à deux fois l'énergie cinétique E_{rc} , *i.e.* :

$$E_r = 2E_{rc} = \rho_r e_r c^2 = \rho_r c \frac{A_r}{T} = \rho_r c^2 \frac{A_r}{L}$$

où e_r l'épaisseur du rouleau (cf. Fig. 2.3), A_r représente l'aire du rouleau, T et L la période et la longueur d'onde des vagues respectivement. En tenant compte de ce qui a

été dit précédemment, le bilan énergétique peut finalement se mettre sous la forme :

$$\partial_t E_r + \partial_i [E_r (U_i + c_i)] = D_w - D_r \quad (2.40)$$

Le terme de dissipation d'énergie dans le rouleau de déferlement est calculé selon Dally & Brown (1995) et Dally (2001) : $D_r = g\beta_D \frac{\rho_r A_r}{T}$ où β_D est un coefficient de dissipation donné par l'angle d'inclinaison entre le rouleau et le flux organisé. En combinant les équations 2.31 et 2.40 et en considérant que la fréquence relative varie faiblement temporellement et spatialement, on obtient :

$$\partial_t \left(\frac{E_w + E_r}{\sigma_r} \right) + \partial_j \left[\frac{E_w}{\sigma_r} (c_j^g + U_j) \right] + \partial_j \left[\frac{E_r}{\sigma_r} (c_j + U_j) \right] = -\frac{D_r}{\sigma_r} \quad (2.41)$$

2.4.3 Introduction du rouleau de déferlement dans le modèle de Smith (2006)

Nous nous proposons ici d'écrire le système d'équations régissant l'écoulement selon l'approche de Smith (2006) en prenant en compte le rouleau de déferlement. Nous connaissons l'écriture des flux de masse induits par les vagues pour le mouvement organisé $\hat{Q}_i = \frac{E_w k_i}{\rho c k}$ et pour le rouleau $Q_i^r = \frac{E_r k_i}{\rho c k}$. De manière analogue à 2.28, les forçages sont décomposés de la manière suivante :

$$\hat{S}_{ij} = \rho \hat{Q}_i c_j^g + \rho \bar{h} J_w \delta_{ij} \quad (2.42)$$

$$R_{ij} = \rho Q_i^r c_j + \rho \bar{h} J_r \delta_{ij} \quad (2.43)$$

avec $J_w = \frac{E_w}{\rho h} \left(\frac{c^g}{c} - \frac{1}{2} \right)$ et $J_r = \frac{E_r}{2\rho h}$. En utilisant ces décompositions, l'équation de quantité de mouvement 2.37 devient alors :

$$\begin{aligned} \partial_t U_i + U_j \partial_j U_i + g \partial_i \bar{\zeta} = & - \frac{1}{\bar{h}} \overbrace{\left[\partial_t (\hat{Q}_i + Q_i^r) + \partial_j \left(\hat{Q}_i (c_j^g + U_j) + Q_i^r (c_j + U_j) \right) \right]}^{(2)} \\ & - \frac{\hat{Q}_j + Q_j^r}{\bar{h}} \partial_j U_i - \frac{1}{\bar{h}} \partial_i [\bar{h} (J_w + J_r)] + \frac{D_i}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B}{\rho \bar{h}} \end{aligned} \quad (2.44)$$

De façon équivalente au traitement proposé dans la section 2.3 et en utilisant les définitions de \tilde{Q}_i et \tilde{Q}_i^r , le terme noté (2) de l'équation 2.44 se développe sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} (2) = & \frac{k_i}{\rho} \left[\partial_t \frac{E_w + E_r}{\sigma_r} + \partial_j \frac{E_w}{\sigma_r} (c_j^g + U_j) + \partial_j \frac{E_r}{\sigma_r} (c_j + U_j) \right] \\ & + \frac{1}{\rho} \left[\frac{E_w + E_r}{\sigma_r} \partial_t k_i + \left(\frac{E_w}{\sigma_r} (c_j^g + U_j) + \frac{E_r}{\sigma_r} (c_j + U_j) \right) \partial_j k_i \right] \end{aligned} \quad (2.45)$$

Le bilan énergétique 2.41 permet de simplifier le premier terme de 2.45. Les termes associés au rouleau de déferlement sont uniquement actifs dans la zone de surf. On suppose alors que la vitesse de propagation du rouleau est égale à la vitesse de groupe des vagues. Cette approximation est vérifiée en zone de surf. Ainsi l'équation de quantité de mouvement 2.44 peut être simplifiée :

$$\begin{aligned} \partial_t U_i + U_j \partial_j U_i + g \partial_i \bar{\zeta} = & \frac{k_i D_r}{\rho \bar{h} \sigma} + \frac{1}{\rho \bar{h}} \frac{E_w + E_r}{\sigma_r} \partial_{\bar{h}} \sigma_r \partial_i \bar{h} + \frac{\hat{Q}_j + Q_j^r}{\bar{h}} [\partial_i U_j - \partial_j U_i] \\ & - \frac{1}{\bar{h}} \partial_i [\bar{h} (J_w + J_r)] + \frac{D_i}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B}{\rho \bar{h}} \end{aligned} \quad (2.46)$$

Il reste maintenant à traiter le terme $\frac{E_w + E_r}{\sigma_r} \partial_{\bar{h}} \sigma_r$. À l'aide de la relation de dispersion, on trouve :

$$\frac{E_w + E_r}{\sigma_r} \partial_{\bar{h}} \sigma = \frac{E_w + E_r}{\sigma_r} \frac{k}{\bar{h}} \left(\partial_k \sigma - \frac{\sigma_r}{2k} \right) = \frac{E_w + E_r}{c\bar{h}} \left(c^g - \frac{c}{2} \right)$$

Ainsi en simplifiant le terme facteur de l'énergie du rouleau de déferlement avec l'hypothèse que $c = c^g$, on obtient :

$$\frac{E_w + E_r}{\sigma_r} \partial_{\bar{h}} \sigma = \frac{E_w}{\bar{h}} \left(\frac{c^g}{c} - \frac{1}{2} \right) + \frac{E_r}{2c\bar{h}} = \rho(J_w + J_r) \quad (2.47)$$

Avec les différentes hypothèses réalisées ci-dessus, le système d'équations avec contribution du rouleau de déferlement peut se mettre sous une forme très proche des équations 2.34 et 2.35 :

$$\begin{aligned} \partial_t \bar{\zeta} + \partial_i \bar{h} U_i &= -\partial_i (\hat{Q}_i + Q_i^r) \\ \partial_t U_i + U_j \partial_j U_i + g \partial_i \bar{\zeta} &= \frac{k_i D_R}{\rho \bar{h}} + \frac{\hat{Q}_j + Q_j^r}{\bar{h}} (\partial_i U_j - \partial_j U_i) - \partial_i (J_w + J_r) + \frac{D_i}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B}{\rho \bar{h}} \end{aligned}$$

avec $D_R = \frac{D_r}{\sigma_r}$.

2.5 Vorticité et circulations induites par les vagues

La vorticité moyenne $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{U}$ d'un écoulement peut être considérée comme une mesure locale de la rotation du fluide. Cette notion permet, dans le cadre de notre approche dans un plan horizontal, de représenter les circulations existantes. Dans le cas d'un modèle de courants moyens 2DH, la vorticité a seulement une composante verticale $\omega = \partial_{x_1} U_{x_2} - \partial_{x_2} U_{x_1}$.

Le concept de tension de radiation est utilisé depuis environ un demi-siècle (Longuet-Higgins & Stewart, 1964). Ce concept, permettant de modéliser les courants induits par les vagues, s'est depuis lors imposé. Cependant, même si le terme de tension de radiation permet de modéliser correctement les courants moyens, son interprétation est moins aisée. En effet, il est difficile à partir de ce concept de pouvoir comprendre le sens des circulations et du mouvement des masses d'eau. Différentes études (Buhler, 2000; Buhler & Jacobson, 2001) se sont intéressées à l'évolution des tourbillons ("vortex") générés par le déferlement des vagues. La décomposition des tensions de radiation présentée dans la partie 2.3 en accord avec Smith (2006), conduit à une équation pour la vorticité qui permet une interprétation physique aisée de la circulation induite par les vagues (Bonneton, 2007a; Bruneau *et al.*, In press). C'est ce que nous proposons de regarder ici. Ainsi, en utilisant les deux composantes horizontales de l'équation de la quantité de mouvement (2.35), nous allons chercher l'équation vérifiée par la vorticité :

$$\begin{aligned} \partial_t \bar{\omega} + \partial_{x_1} \left[\bar{\omega} \left(U_{x_1} + \frac{\tilde{Q}_{x_1}}{\bar{h}} \right) \right] + \partial_{x_2} \left[\bar{\omega} \left(U_{x_2} + \frac{\tilde{Q}_{x_2}}{\bar{h}} \right) \right] &= \\ \partial_{x_1} \left[D_W k_{x_2} + \frac{\bar{\tau}_{x_2}^S - \bar{\tau}_{x_2}^B}{\bar{h}} \right] - \partial_{x_2} \left[D_W k_{x_1} + \frac{\bar{\tau}_{x_1}^S - \bar{\tau}_{x_1}^B}{\bar{h}} \right] & \end{aligned} \quad (2.48)$$

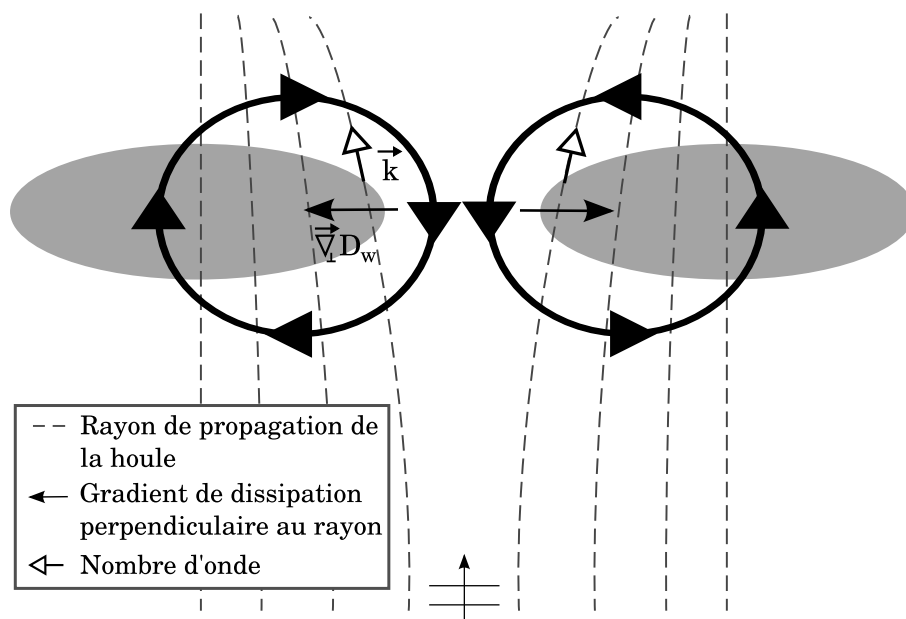


FIG. 2.4 – Schéma illustrant la génération d'une circulation bipolaire induite par le déferlement de vagues au-dessus d'un système de barres/chenaux. En gris la représentation des barres sableuses. Les cercles et flèches noirs (trait épais) montrent les circulations engendrées.

Sous forme vectorielle, en ne prenant pas en compte les termes de friction au fond et en surface, la vorticité moyenne s'écrit :

$$\partial_t \bar{\omega} + \vec{\nabla} \cdot \left[\bar{\omega} \left(\vec{U} + \frac{\vec{Q}}{h} \right) \right] = \left(\vec{\nabla} \wedge \left[D_W \vec{k} \right] \right) \cdot \vec{e}_z \quad (2.49)$$

et si l'on développe le membre de droite :

$$\partial_t \bar{\omega} + \vec{\nabla} \cdot \left[\bar{\omega} \left(\vec{U} + \frac{\vec{Q}}{h} \right) \right] = \left(D_W \vec{\nabla} \wedge \vec{k} + \vec{\nabla} D_W \wedge \vec{k} \right) \cdot \vec{e}_z = \left(\vec{\nabla} D_W \wedge \vec{k} \right) \cdot \vec{e}_z \quad (2.50)$$

car, dans le cadre de la théorie linéaire, $\vec{\nabla} \wedge \vec{k} = 0$ d'après la définition de $\vec{k} = \vec{\nabla} \Phi$ (irrotationalit  du nombre d'ondes, Φ la fonction de phase). Le terme de droite dans l'équation 2.50 est donc l'unique "moteur" de la vorticité. Seule la composante du gradient de dissipation perpendiculaire aux rayons de propagation des vagues contribue à générer de la vorticité. On notera cependant qu'un terme diffusif est nécessaire dans cette équation pour qu'il n'y ait pas de création continue de vorticité.

La Figure 2.4 montre une schématisation des écoulements induits par le déferlement de vagues sur un système de barres. La houle arrivant du large déferle d'abord sur les deux barres. La dissipation d'énergie est donc plus conséquente sur les barres que dans le chenal. Les gradients de dissipation sont alors dirigés du chenal vers les barres et le rotationnel donne directement le sens des circulations. Les courants sont donc orientés vers la plage au-dessus des barres et vers le large dans le chenal, ce qui est observable dans de nombreux systèmes côtiers tels que, par exemple, les systèmes barres / baïnes présents tout le long de la côte aquitaine. En effet, dans de tels systèmes naturels, les variations bathymétriques induisent des cellules de circulations ainsi que de forts courants sagittaux

qui permettent d'évacuer les masses d'eau. Des mesures en bassin à houle (Haller *et al.*, 2002) ont également montré la formation de ces deux cellules de circulation au-dessus d'un système de barres / chenaux.

2.6 Applications des différentes approches

Après avoir détaillé l'approche de modélisation des courants moyens induits par les vagues, nous présenterons dans cette partie certains résultats de simulations appliqués à des expériences en laboratoire : l'étude expérimentale de Haller *et al.* (2002) appliquée à la dynamique d'un système barre / chenal et l'étude de la rencontre entre une houle et un jet (Ismail & Wiegel, 1983).

2.6.1 Dynamique d'un système barre / chenal

Pour ce premier cas d'intérêt, nous avons choisi les expériences en laboratoire menées par Haller *et al.* (2002). Cette étude a été réalisée afin de mieux appréhender la dynamique complexe des systèmes barres / chenaux que l'on trouve le long de nombreuses plages sableuses dominées par l'action de la houle. Cette étude permet, dans notre cas, de valider notre approche de modélisation et d'étudier les circulations associées à des bathymétries de type barre / chenal.

Présentation

Ces expériences ont été réalisées dans un bassin à houle mesurant approximativement 17.2 m de long pour 18.2 m de large. La première section de plage est constituée d'une pente raide au large (1:5) localisée entre 1.5 m et 3 m du batteur à houle. La seconde section, s'étendant jusqu'au bout du bassin, représente une pente plus douce (1:30). Une barre fixe, parallèle à la côte, et entrecoupée de deux chenaux symétriques permet de matérialiser deux systèmes périodiques de barres / chenaux (plus de détails sont disponibles dans le papier de Haller *et al.* (2002)).

Afin de comparer qualitativement et quantitativement le modèle avec ce jeu de données, une bathymétrie numérique a été construite aux dimensions du modèle physique. Les Figures 2.5a et 2.5b illustrent respectivement la bathymétrie 3D et le profil "cross-shore" (perpendiculaire à la plage) le long d'un profil où la barre est présente. Une taille de maille de 20 cm est utilisée. Des conditions latérales périodiques sont utilisées. Les simulations présentées ici sont comparées aux expériences B et F de l'article de Haller *et al.* (2002). Les processus associés au rouleau de déferlement ne sont pas activés dans cette partie qui vise uniquement à comparer les différents modèles de courants moyens et à comprendre les phénomènes physiques mis en œuvre. Le tableau 2.1 récapitule les conditions de houle de ces deux expériences.

Courants moyens pour une houle frontale – expérience B

La Figure 2.6 illustre les résultats obtenus dans le cadre des conditions de l'expérience B. Le terme moteur de la vorticité, mis en évidence dans la section précédente, est donné sur le graphique 2.6a. Les zones rouges représentent les circulations orientées dans le sens horaire et celles en bleue dans le sens anti-horaire. Ce terme de forçage permet d'accéder directement aux circulations induites par le déferlement des vagues. Dans le cas

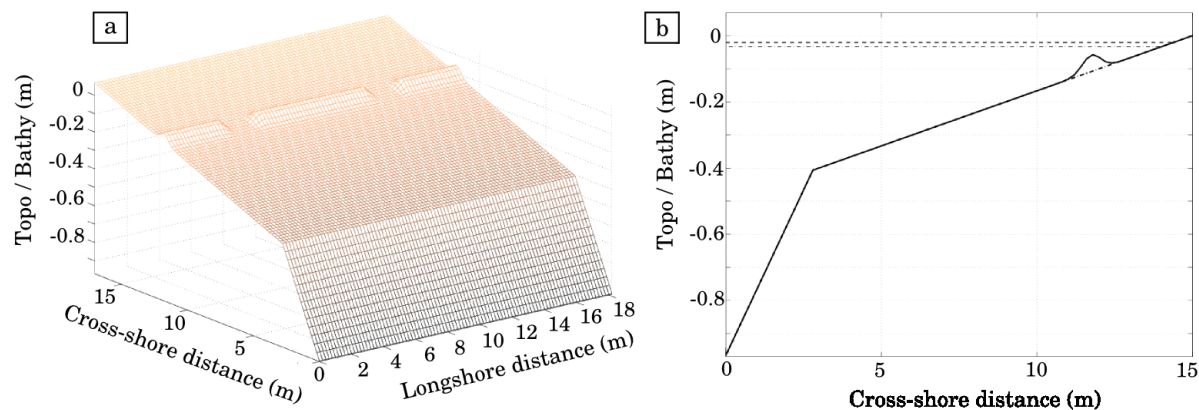


FIG. 2.5 – a) Vue 3D du domaine modélisé représentant le modèle réduit avec des mailles de 20 cm. b) Coupe le long d'un profil cross-shore ; la barre est clairement visible ainsi que les niveaux de marée utilisés pour modéliser les expériences B et F.

TAB. 2.1 – Conditions d'état de mer

Expérience	H_s (cm)	T (s)	D_m ($^\circ$)	x_T (m)
B	5.12	1.0	0	1490
F	3.59	1.0	10	1430

où H_s est la hauteur significative des vagues en eau profonde, T la période des vagues, D_m la direction des vagues par rapport à la normale à la côte et x_T la position du trait de côte dans le repère associé au bassin.

présent, deux cellules principales de circulation sont directement associées aux systèmes barre / chenal. Dans cette expérience, la hauteur du plan d'eau est relativement élevée ; ainsi la zone entre la barre et le trait de côte s'étend sur environ 2.5 m, distance du même ordre de grandeur que le chenal. Pour cette raison, lorsque l'écoulement se réorganise derrière la barre, deux autres circulations sont observées. Les vorticités, calculées à partir des courants moyens, sont présentées sur la Figure 2.6b dans le cas de l'approche de Smith (2006). Le caractère rotationnel de l'écoulement simulé est équivalent à celui prédit. Les zones bleues et rouges sont en bonne correspondance avec le terme de forçage. Hors de la zone de surf, le terme de dissipation des vagues par déferlement est nul. Les vorticités calculées, hors zone de surf, sont alors le résultat de phénomènes d'advection / diffusion des cellules initiales qui étaient localisées au niveau du chenal.

Après avoir souligné le caractère "prédictif" très pertinent du terme de forçage, nous allons nous intéresser maintenant à des comparaisons qualitatives et quantitatives entre les résultats expérimentaux et ceux issus des simulations numériques. Afin de comparer qualitativement nos résultats, différents champs de vecteur sont présentés sur la Figure 2.7. La Figure 2.7a montre les résultats de modélisation obtenus par Haas *et al.* (2003) à l'aide du modèle quasi-3D Shorecirc (Svendsen *et al.*, 2004). La Figure 2.7b illustre les résultats expérimentaux de l'expérience B de Haller *et al.* (2002). Ces deux figures mettent clairement en évidence les cellules de circulations induites par le déferlement des vagues sur un système barre / chenal. En comparant ces résultats avec ceux obtenus à l'aide de notre modèle (cf. Figure 2.7d), on constate de très bonne correspondance ; les cir-

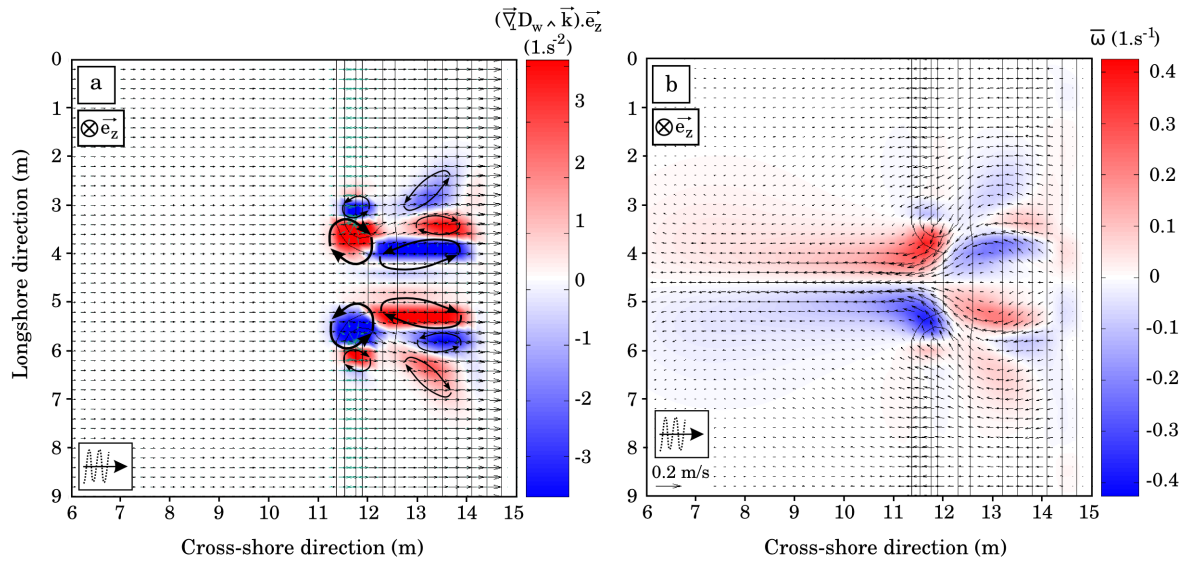


FIG. 2.6 – a) Terme source dans l'équation de conservation de la vorticité ($(\vec{\nabla} D_W \wedge \vec{k}) \cdot \vec{e}_z$), les flèches représentent les circulations prédites. b) Vorticité superposée avec le champ de courant dans le cadre de l'approche de Smith (2006) (au sens du moment moyen)

culations principales associées au chenal sont bien reproduites (au sens du moment moyen – courants de retour pris en compte) ainsi que les circulations secondaires présentes entre la barre et le trait de côte. Des différences apparaissent avec les simulations de Haas *et al.* (2003) dues à l'utilisation d'un modèle quasi-3D en mode instationnaire avec rétroaction des courants sur la houle. En utilisant dans notre modèle une diffusion turbulente plus faible, certaines instabilités de courants peuvent alors être simulées (nous en reparlerons en Perspectives). D'un aspect quantitatif, le tableau 2.2 résume les intensités du courant sagittal obtenues dans le chenal de vidange par simulations et expérimentalement. Là encore, les résultats sont cohérents et les ordres de grandeur sont respectés ; ils pourraient être affinés en modifiant le frottement au fond et le mélange latéral, mais ce n'était pas le but de cette partie.

TAB. 2.2 – Intensité du courant sagittal

Expérience	V_H (cm/s)	V_{sP} (cm/s)	V_{sS} (cm/s)
B	14.20	16.0	15.9

où V_H est la vitesse moyenne (  3 cm du fond) mesurée par Haller *et al.* (2002), V_{sP} la vitesse simulée au sens de Phillips (1977) et V_{sS} la vitesse simulée au sens de Smith (2006).

Pour terminer, la schéma présenté en Figure 2.7c extrait du papier de Haas *et al.* (2003), illustre la dynamique complexe associée à un système de barre / chenal. Cette schématisation est cohérente avec les résultats obtenus dans notre étude. Une deuxième expérience a été simulée : le cas d'une houle d'incidence non nulle par rapport à la normale à la plage (expérience F).

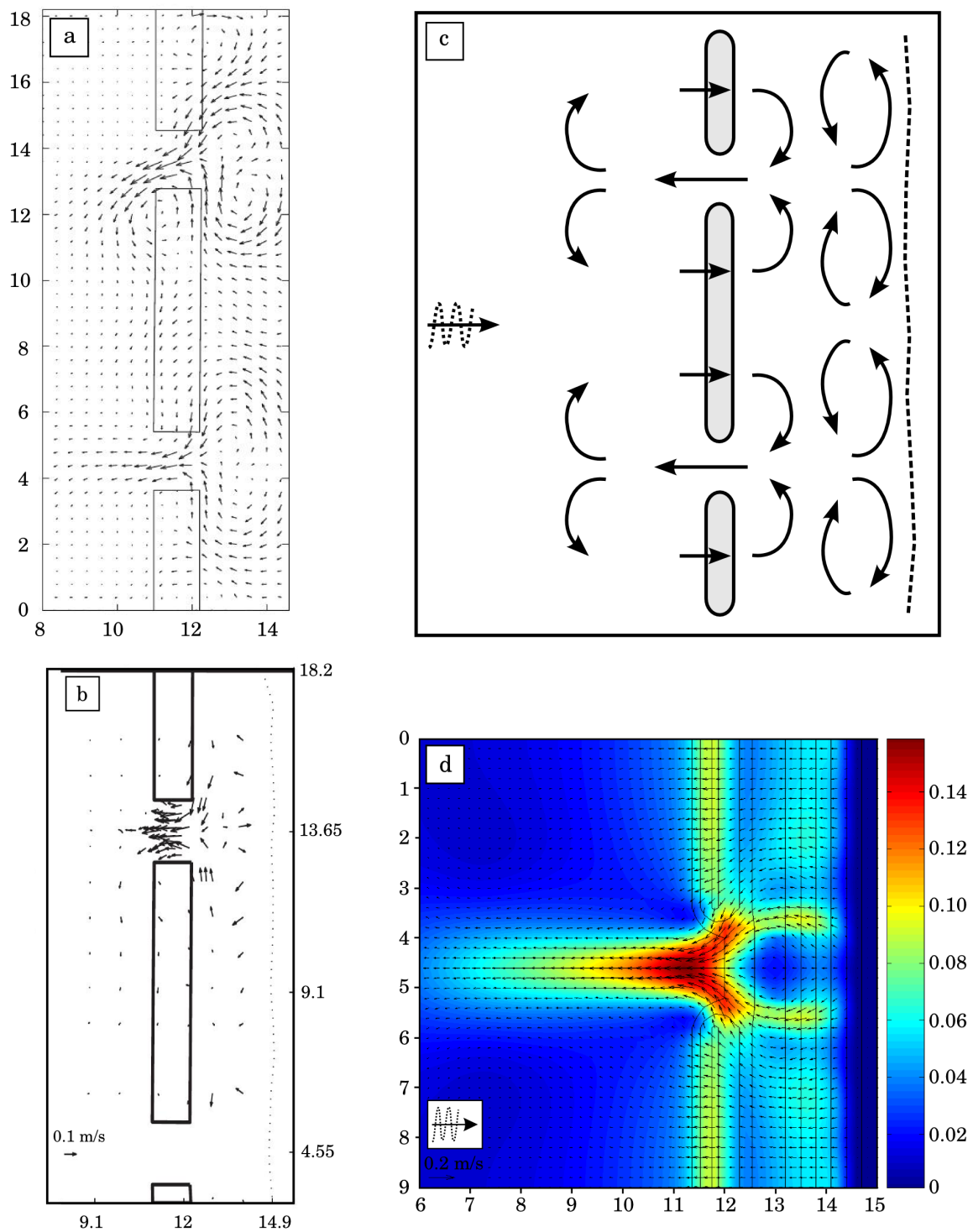


FIG. 2.7 – a) Champ de vecteur simulé pour l'expérience B tiré du papier de Haas et al. (2003) (Figure 5b). b) Champ de vecteur pour l'expérience B tiré du papier de Haller et al. (2002) (Figure 8a). c) Schéma conceptuel des courants moyens induits par les vagues au dessus d'un système barre / chenal; extrait de Haas et al. (2003) et légèrement modifié. Enfin, d) Champ de vecteur superposé à la norme des vitesses issu de nos simulations en utilisant l'approche de Smith (2006).

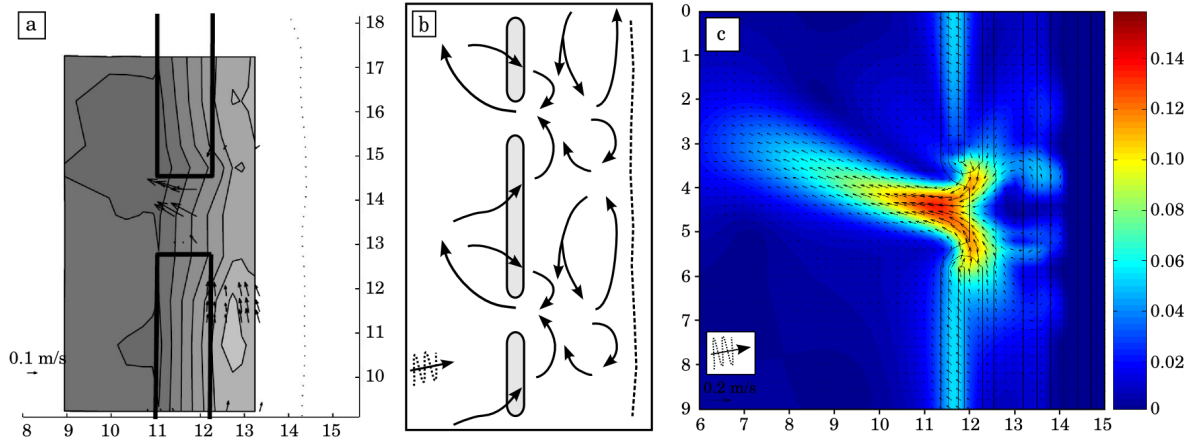


FIG. 2.8 – a) Champ de vecteur pour l'expérience F tiré du papier de Haller et al. (2002) (Figure 5f). b) Schéma conceptuel des courants moyens induits par les vagues au dessus d'un système barre / chenal. c) Champ de vecteur superposé à la norme des vitesses issu de nos simulations en utilisant l'approche de Smith (2006).

Courants moyens pour une houle oblique – expérience F

Dans l'expérience F, l'influence d'une houle oblique sur la dynamique du système barre / chenal a été étudiée. La Figure 2.8 présente les mêmes types de graphiques que la 2.7, à savoir : les résultats expérimentaux, les résultats de modélisation avec l'approche Smith (2006) et un schéma général détaillant les circulations. Les simulations obtenues sont à nouveau en accord avec les résultats expérimentaux. Le courant sagittal se localise dans la partie Nord du chenal, dû à l'incidence sud de la houle. On observe les deux circulations induites par la réorganisation de l'écoulement derrière la barre, mais un fort courant de dérive est maintenant présent entre la barre et le trait de côte.

Conclusion

Les courants moyens simulés par notre modèle ont montré de bon accord à la fois qualitatif et quantitatif avec les expériences menées par Haller *et al.* (2002) en bassin à houle et avec les résultats de modèle obtenus par Haas *et al.* (2003) sur ces mêmes données. Le terme de forçage pour la vorticité, exprimé à partir de l'approche proposée par Smith (2006), a montré son efficacité pour analyser, comprendre et prédire les différentes cellules de circulation associées à un système de barres / chenaux. Cette méthode sera par la suite, utilisée pour appréhender la dynamique plus complexe d'une plage réelle (Chapitre 4).

2.6.2 Rencontre entre un jet et un champ de vagues

Le second cas présenté ici, porte sur l'interaction entre un jet et un champ de vagues opposé, inspiré des expériences menées par Ismail & Wiegel (1983). Bien que ce type d'étude puisse sembler très théorique et éloigné de la morphodynamique des plages, il est en réalité très proche. En effet, les systèmes de barres / chenaux étudiés précédemment, et qui sont observés le long de nombreuses plages sableuses soumises à l'action de la houle, induisent d'intenses courants sagittaux qui peuvent être apparentés

à des jets stationnaires, en équilibre. Les vagues provenant du large interagissent alors intensément avec ces courants (jets) induisant ainsi une certaine diffusion du jet. Le but de cette section est donc d'étudier l'impact des vagues sur un jet ainsi que valider notre approche sur un cas théorique.

Modélisation du jet

Afin de comparer qualitativement cette expérience avec nos simulations, un bassin numérique de 5.3 m de large par 7.3 m de long a été construit avec une taille de maille de 10 cm. Le fond est horizontal et la profondeur d'eau égale à 11.45 cm. Ainsi, pour des vagues de l'ordre du centimètre, il n'y a ni gonflement, ni déferlement lors de la propagation dans le bassin. Les caractéristiques des vagues sont donc constantes sur l'ensemble du domaine et les termes de forçage, écrits sous forme de gradient, sont nuls. Il en est de même pour les caractéristiques dépendant de la dissipation d'énergie des vagues par déferlement D_w . Afin de modéliser le jet, nous imposons comme conditions aux limites sur la frontière du bas, une vitesse nulle partout, excepté sur les quatre mailles centrales où la vitesse (cross-shore) vaut 20 cm/s. Des conditions latérales périodiques sont utilisées. Pour terminer, la condition aux limites sur l'autre paroi est laissée libre à la fois pour la surface libre et pour les vitesses. De part ces différents choix, deux circulations symétriques sont observées de chaque côté du jet (illustrées sur les Figures 2.9c et 2.9d). La taille de ces circulations dans la direction du jet est liée à l'intensité de celui-ci. Pour son extension latérale, elle dépend en plus de la largeur du bassin choisie.

Du fait que les forçages induits par les vagues valent zéro, l'hydrodynamique est directement gouvernée par l'intensité du jet. Cependant, les termes d'interactions peuvent jouer un rôle dans la diffusion du jet ; nous verrons cela ultérieurement. Afin de simuler l'impact du champ de houle, la rétroaction du courant sur les vagues est prise en compte. La méthodologie est donc la suivante :

- 1°) le champ de vagues est calculé sans rétroaction,
- 2°) les courants moyens induits sont ensuite estimés par notre modèle,
- 3°) le nouveau champ de vagues est calculé avec rétroaction de ces courants sur les vagues,
- 4°) puis à nouveau les courants moyens sont calculés.

Bien qu'un nombre plus importants de rétroaction soit possible, nous nous sommes contentés d'une seule ; cette rétroaction mettant déjà en avant les processus que nous cherchions à souligner.

Les Figures 2.9a et 2.9b illustrent l'impact des vagues sur le jet. La première figure, tirée des expériences de Ismail & Wiegel (1983), illustre l'élargissement spectaculaire du jet en présence de vagues. Pour expliquer cet élargissement, le système d'équations 2.34 et 2.35 est encore utile. La force vortex \vec{F}_v est donnée par le terme d'interactions et s'écrit de la manière suivante :

$$F_{v,i} = \tilde{Q}_j(\partial_i U_j - \partial_j U_i) = \tilde{Q}_j \epsilon_{ij3} \bar{w} = (\vec{Q} \wedge \vec{w}) \cdot \vec{e}_i$$

où ϵ_{ij3} est la signature de la permutation $(i, j, 3)$; elle vaut 0 si un des indices est répété, 1 si la permutation $(i, j, 3)$ s'obtient par décalage de $(1, 2, 3)$ et -1 dans les autres cas. \bar{w} représente la vorticité moyenne dans la direction verticale. On peut considérer dans le cas présent que la vitesse dans la direction perpendiculaire au jet est négligeable devant l'autre composante. Ainsi, la vorticité se déduit facilement compte tenu de la structure du profil des vitesses (cf. Figure 2.9f). Connaissant la vorticité et le terme

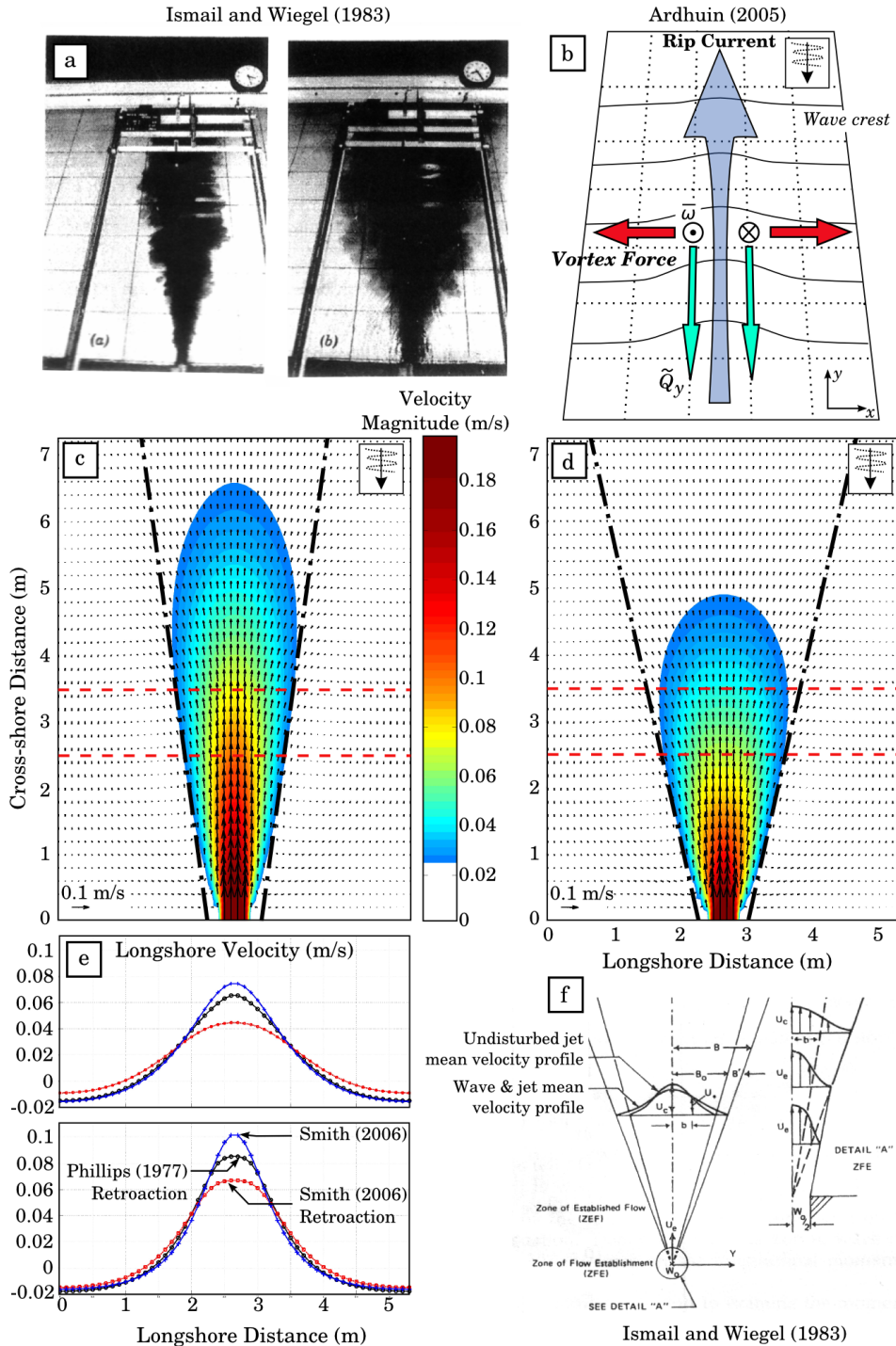


FIG. 2.9 – a) Expérience de Ismail & Wiegel (1983) : à gauche jet en absence de vagues, à droite en présence de vagues adverses. b) Schéma explicatif de la force vortex et de son effet sur le jet ; proposé par Arduin (2005). c) Champ de vecteurs superposé à la norme des vitesses sans présence de vagues d) Champ de vecteurs superposé à la norme des vitesses avec vagues adverses. Les traits noirs en pointillés donnent l'étendue du jet. e) Profils longshore pour deux positions cross-shore (trait pointillé rouge sur les graphes c et d) ; en bleue avec + : modèle de Smith (2006), en noir avec o : modèle de Phillips (1977) avec rétroaction des vagues sur le courant et en rouge avec □ : Smith (2006) avec rétroaction des vagues sur le courant. f) Schéma tiré de Ismail & Wiegel (1983) avec les profils longshore avec et sans vagues opposées au jet.

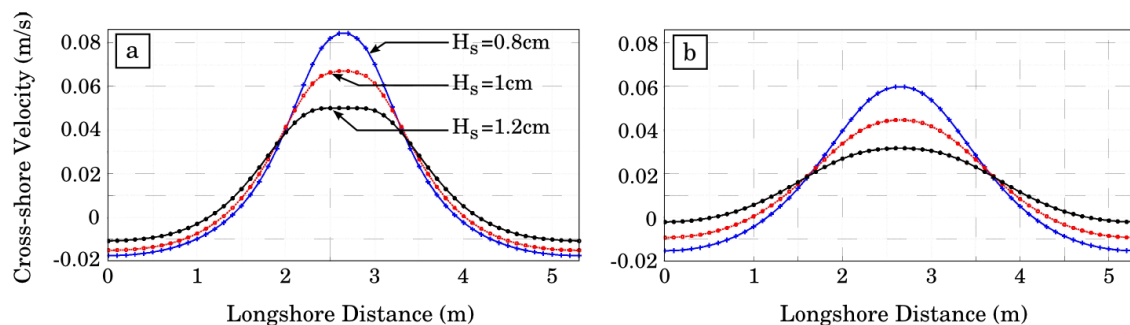


FIG. 2.10 – Impact de la hauteur significative des vagues sur le jet. a) Au niveau du profil longshore situé à la distance 2.5 m du jet, b) à 3.5 m (cf. Figure précédente 2.9 pour la localisation des profils – en rouges pointillés). En bleu avec +, $H_s = 0.8\text{cm}$, en rouge avec \square , $H_s = 1\text{ cm}$ et en noir avec \circ , $H_s = 1.2\text{ cm}$.

de dérive de Stokes \vec{Q} ($\tilde{Q}_y \gg \tilde{Q}_x$), la force vortex se calcule aisément. Celle-ci est dirigée vers l'extérieur de part et d'autre du jet induisant un élargissement du jet. Le schéma 2.9b, extrait de Arduin (2005), illustre ce phénomène. Les Figures 2.9c et 2.9d montrent respectivement les résultats de simulations en l'absence de vagues et en présence de vagues adverses. Il apparaît clairement un net écrasement du jet en présence de vagues ainsi qu'un élargissement de ce dernier. Des tests quantitatifs n'ont pas encore été réalisés, mais qualitativement les tendances sont bien représentées. Pour finir, les deux profils, présentés sur la Figure 2.9e, montrent l'importance de la prise en compte des rétroactions des courants sur les vagues. Ce phénomène se traduit par une forte réduction des courants. L'autre point important est la différence significative entre le modèle de Phillips (1977) et celui de Smith (2006). Dans le deuxième cas, les interactions sont plus importantes et la réduction du maximum aussi. Cette étude a été utilisée ici dans le but de mettre en évidence l'intérêt que peut apporter le traitement des équations proposées par Smith (2006) et déjà mis en évidence par Arduin (2005). Plus de simulations seraient nécessaire pour mieux comprendre les mécanismes ainsi qu'analyser les différences entre chaque formulation. Par exemple, avec plus de rétroactions (itérations) le modèle de Phillips (1977), convergerait-il vers celui de Smith (2006) ?

Impact des conditions de vagues

L'impact des conditions de vagues est mis en évidence sur la Figure 2.10. Trois hauteurs significatives de houles régulières ont été simulées : $H_s = 0.8\text{ cm}$, 1 cm et 1.2 cm . Chaque simulation est réalisée à partir du modèle de Smith (2006) avec une rétroaction. Il apparaît clairement que plus les vagues sont conséquentes, plus le jet s'écrase et s'élargit. Une étude adimensionnée permet de justifier ce résultat. En simplifiant l'équation 2.35 (pas de set-up, pas de frottements, pas de diffusion latérale, pas de dissipation par déferlement et pas de gradients du terme J_w – hypothèses valables dans l'étude du jet), on obtient :

$$\partial_t U_i + U_j \partial_j U_i = \frac{\tilde{Q}_j}{h} (\partial_i U_j - \partial_j U_i)$$

En adimensionnant le terme de forçage, on trouve que celui-ci est facteur de :

$$I_{adim} = \frac{g\bar{h}}{c\bar{U}} \left(\frac{H}{\bar{h}} \right)^2 \sim \frac{\sqrt{g\bar{h}}}{U} \left(\frac{H}{\bar{h}} \right)^2$$

La seconde égalité est vérifiée si l'on se trouve en milieu peu profond ("shallow water"). Ce terme permet d'expliquer aisément l'élargissement du jet lorsque la hauteur des vagues augmente. En effet, dans ce cas, le terme facteur des interactions, I_{adim} , augmente lui-aussi générant ainsi des forces vortex plus importantes. Il est intéressant de noter le comportement différent de la force vortex par rapport à la hauteur des vagues et la vitesse du jet. En effet, si la hauteur des vagues est doublée, il faudra quadrupler la vitesse du jet pour obtenir une conservation de I_{adim} .

Conclusion

L'élargissement d'un jet qui s'oppose à des vagues a pu être modélisé par chacune de nos trois approches de modélisation des courants moyens. Le modèle de Smith (2006) a montré un élargissement plus important du jet dû aux processus d'interactions houle / courant pris en compte dans ce modèle. Pour terminer, plus les vagues sont de hauteur importante, plus le jet s'élargit.

2.6.3 Conclusion générale

Cette partie a permis de présenter les approches de modélisation des courants moyens utilisés dans le cadre de cette thèse. Elle a permis d'explicitier les systèmes d'équations associés à chacune des approches. Alors que le modèle initialement proposé par Phillips (1977) est couramment utilisé en milieu littoral, l'écriture de Smith (2006), moins connue en milieu littoral, a montré son efficacité quant à la bonne reproduction des courants moyens induits par les vagues. Cette approche a de plus permis de mettre en évidence une équation de la conservation de la vorticité moyenne. Comme nous l'avons vu ici, des prédictions de cellules de circulation sont possibles grâce à cette méthode.

Le système d'équations de Smith (2006) a aussi montré son utilité dans la compréhension des forces vortex et pour la modélisation des interactions houle / courant (jet en présence de vagues adverses). Pour terminer, les processus liés au rouleau de déferlement, non-négligeables en zone de surf, ont été intégrés à cette approche dans le but de l'appliquer à des cas moins académiques.

Chapitre 3

Plateforme de modélisation morphodynamique

3.1 Introduction - Pourquoi ce couplage ?

Ces dernières décennies (particulièrement la dernière), de nombreuses études ont été menées afin de développer et d'améliorer les approches morphodynamiques (principalement 2DH). Pour des raisons de choix stratégiques sur le plan de la protection du littoral et des aménagements côtiers, différents modèles ont vu le jour. Des études menées via ces modèles numériques se sont par exemple intéressées aux aménagements de digues aux entrées des ports ou encore à des restaurations de plage pour préserver les espaces touristiques. Parmi ces modèles, on trouve principalement des modèles commerciaux. Parmi les plus connus, on peut citer Delft3D développé à *Deltares* (Pays-Bas), Mike 21 développé par le *DHI* (Danemark) ou encore Telemac (*EDF-LNHE*, France). Ces codes sont opérationnels et utilisés dans de nombreuses études. En parallèle, de nombreux codes de recherche ont vu le jour afin d'appréhender la dynamique complexe induite par les vagues. Parmi eux, nous pouvons citer SHORECIRC (*University of Delaware*, USA), MORPHO55 et MORPHO60 (*Universitat Politècnica de Catalunya*, Espagne), MORPHODYN (*Université Bordeaux I*, France), ou encore XBEACH (*UNESCO-IHE Institute for Water Education (Contractor)*, *Deltares and Delft University of Technology*, Pays-Bas). Ces derniers modèles sont des codes ouverts mais ils ne sont encore pas complètement opérationnels (phénomènes de marée, fleuves, estuaires, ...) et donc applicables à des cas réels à grande échelle. Pour terminer avec cette description non exhaustive des modèles morphodynamiques, des approches 3D commencent à être développées ; en particulier, une plateforme de modélisation 3D a récemment vu le jour (Warner *et al.*, 2008).

Dans notre approche, nous cherchons à modéliser l'évolution morphodynamique de plages sableuses à court et moyen terme. Résoudre les différents systèmes d'équations régissant la dynamique d'un tel environnement est coûteux en temps de calcul. Ainsi, il est difficile de prendre en compte tous les processus physiques mis en jeu. Des études récentes (Reniers *et al.*, 2004; Coco & Murray, 2007) se sont intéressées aux mécanismes de formation des structures sableuses : ondes basses-fréquences ("template forcing") et / ou auto-organisation. À l'heure actuelle, les mécanismes d'auto-organisation (rétroaction positive provenant des interactions entre les écoulements et le transport sédimentaire (Falqués *et al.*, 2000)) sont privilégiés pour expliquer la formation de morphologies rythmiques telles que les barres en croissant, les systèmes barres / chenaux ou encore les

structures du trait de côte ("cusps") (Coco & Murray, 2007). Ainsi, nous n'avons pas choisi de résoudre la dynamique à l'échelle des ondes basses-fréquences. Par exemple, le modèle XBEACH, qui prend en compte les ondes basses-fréquences, est adapté à l'étude de la zone de jet de rive et à l'érosion du pied de dune mais il n'a pas été validé sur la formation des barres sous-marines. De plus, l'approche utilisée pour la houle dans XBEACH est multidirectionnelle mais monochromatique.

Pour ces raisons, un nouvel outil a donc été développé pendant cette thèse pour bénéficier à la fois d'un modèle opérationnel et des connaissances à la pointe de la recherche. Ce modèle est basé sur le couplage des modèles SWAN (états de mer) et MARS (circulations). Cette partie détaille ce couplage ainsi que les méthodes et choix réalisés pour prendre en compte les processus liés à la houle. Afin d'étudier les évolutions morphologiques des plages, un module de transport sédimentaire non-cohésif a été développé dans le modèle de courants moyens MARS.

3.2 Présentation des modèles

Cette partie est consacrée à la présentation des modèles SWAN et MARS développés respectivement à l'Université de Delft (Pays-Bas) et à l'Ifremer (France). Le premier nous permet de propager et ainsi connaître les conditions de houle sur la totalité de notre domaine de calcul. Le second, quant à lui, résout les équations non linéaires en eaux peu profondes (*non-linear shallow water equations*) en deux ou trois dimensions.

3.2.1 Modèle spectral de vagues : SWAN

Le modèle SWAN (*Simulating WAve Nearshore*, version 40.51AB) est un code qui décrit la génération et la propagation des vagues en milieu côtier, aussi bien au large qu'en zone de surf. Il résout l'équation de conservation de la densité d'action de la houle. Cette équation permet de modéliser différents processus de propagation tels que la réfraction induite par les variations de la bathymétrie ou des courants, la diffraction, les réflexions ainsi que les mécanismes de levée des vagues. De plus, des phénomènes de génération / dissipation d'énergie peuvent être pris en compte comme par exemple la génération par le vent, la dissipation par moutonnement, par frottement ou par déferlement ainsi que les interactions vague / vague. Comme notre étude porte sur les environnements en eau peu profonde, il est nécessaire de modéliser correctement le frottement au fond, le déferlement bathymétrique ou encore les interactions entre triplets de fréquence. Ces phénomènes sont pris en compte dans SWAN. La conservation de la densité d'action s'écrit de la façon suivante (similaire à celle exposée au Chapitre 2, équation 2.31) :

$$\partial_t A + \partial_i [c_{pi} A] + \partial_{\sigma_r} [c_{\sigma_r} A] + \partial_{\theta_r} [c_{\theta_r} A] = \frac{S}{\sigma_r} \quad (3.1)$$

où σ_r et θ_r représentent respectivement la fréquence relative et la direction, c_{pi} la vitesse de propagation (incluant les courants moyens), c_{σ_r} et c_{θ_r} le transfert d'énergie fréquentiel et angulaire et S la somme des termes source ou puits. Ces termes représentent les différents mécanismes physiques modélisés qui génèrent, dissipent ou redistribuent l'énergie des vagues. Pour plus de détails sur les différentes formulations et paramétrisations, le manuel utilisateur de SWAN (SWAN, 2006; Booij *et al.*, 1999) reste la meilleure source d'informations.

Dans notre approche, les tensions de radiation ainsi que les flux de masse induits par les vagues sont calculés à partir de la théorie linéaire (Dingemans, 1997). Afin de les estimer, les caractéristiques principales des vagues telles que la hauteur significative H_s , la direction moyenne θ_m , la longueur d'onde moyenne L_m ou encore la période moyenne T_m sont nécessaires. Ces valeurs sont intégrées sur tout le spectre (intégrées selon σ_r et θ_r). Il est aussi possible d'utiliser les forces de radiation issue du SWAN qui sont alors intégrées sur l'ensemble du spectre. Le rouleau de déferlement reste quand à lui estimé à partir de la théorie linéaire. Feddersen (2004) a montré que les tensions de radiation calculées à partir de la théorie linéaire sont systématiquement surestimées.

Pour les paramétrisations évoquées par la suite, plusieurs caractéristiques des vagues doivent être précisées :

- la hauteur quadratique moyenne H_{rms} s'écrit :

$$H_{rms} = \frac{H_s}{\sqrt{2}}$$

- le nombre d'onde moyen k :

$$k = \frac{2\pi}{L_m}$$

- la vitesse de phase du champ de vagues c :

$$c = \frac{\sigma_r}{k} = \left[\frac{g}{k} \tanh(k\bar{h}) \right]^{1/2}$$

- la vitesse de groupe du champ de vagues c^g :

$$c^g = \partial_k \sigma_r = \frac{c}{2} \left[1 + \frac{2k\bar{h}}{\sinh(2k\bar{h})} \right]$$

- la vitesse orbitale quadratique des vagues U_w :

$$U_w = \frac{\pi H_{rms}}{T_m \sinh(k\bar{h})}$$

Ces variables caractéristiques de l'état de mer sur notre domaine de calcul, permettent d'exprimer les tensions de radiation S_{ij} , les moments des vagues \bar{Q}_i et autres variables nécessaires au forçage du modèle de courants moyens décrits ci-après.

Pour terminer avec le modèle SWAN, il est nécessaire de préciser qu'il a été testé avec succès dans différents travaux (Ris *et al.*, 1998; Booij *et al.*, 1999; Reda & Paplińska, 2002; Zubier *et al.*, 2003), à la fois sur des cas-tests et sur des cas réels. Ruessink *et al.* (2003) ont cependant montré que la formulation du déferlement pouvait entraîner des surestimations des hauteurs significatives ; nous y reviendrons par la suite. Il permet de plus de travailler en coordonnées géographiques ou cartésiennes et d'utiliser un système de grilles emboîtées (cf. section 3.2.2). D'un point de vue numérique, les simulations SWAN sont réalisées en mode stationnaire où un état de convergence (>99 %) est obtenu avec moins de 5-10 itérations.

3.2.2 Modèle de courants moyens : MARS

Le modèle MARS (*Model for Applications at Regional Scale*), développé à l'Ifremer (France) résout les équations de *Saint-Venant* instationnaires et non-linéaires en deux

dimensions et les équations primitives en trois dimensions, en coordonnées cartésiennes ou sphériques. Ce code, initialement conçu pour modéliser les courants générés par la marée et le vent, a été largement testé le long des côtes françaises. Comme pour tout modèle utilisant des différences finies, il est difficile d’avoir à la fois un domaine de grande emprise, pour propager correctement les conditions aux limites de marée et de vent, une fine résolution spatiale et un temps de calcul acceptable. Pour cette raison, une technique classique consiste à utiliser un réseau de grilles emboîtées (“nested grids”). Un domaine de grande emprise avec un maillage spatial large permet de générer et propager les ondes de marée ainsi que les processus liés au vent. Cette grille fournit ensuite les conditions aux limites d’un modèle de taille inférieure mais de maillage plus précis (on essaye de garder un rapport inférieur à 1/4 entre les tailles des maillages des grilles successives) et ainsi de suite. Par cette méthode, il est possible d’arriver à un domaine de calcul final s’étendant sur quelques kilomètres carrés avec une résolution de la dizaine de mètres et des temps de calcul raisonnables.

L’un des objectifs de cette thèse était d’implémenter dans ce code la prise en compte des courants induits par le déferlement des vagues. Ce travail a été réalisé avec la version bidimensionnelle cartésienne. Cette sous-partie permettra donc d’illustrer et de présenter plus en détails le modèle MARS ainsi que les processus et paramétrisations choisis dans le cadre de cette étude.

MARS 2D – a *Model for Applications at Regional Scale*

MARS étant développé à la base pour travailler à des échelles régionales, il était nécessaire de prendre en compte la géométrie sphérique de la Terre. La Figure 3.1 décrit le système de coordonnées géographiques pour localiser les nœuds du maillage à la surface du globe.

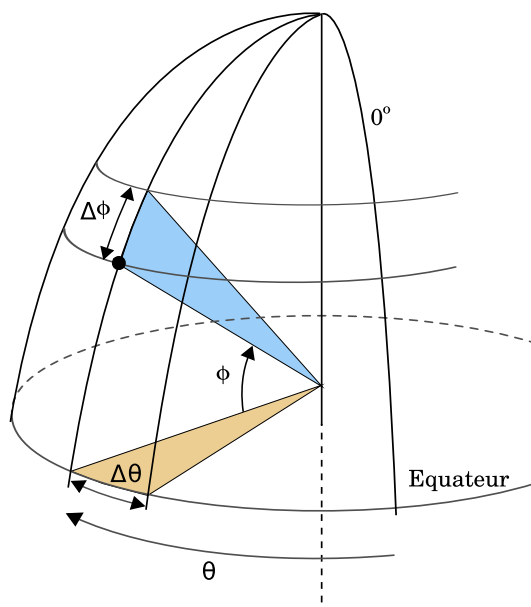


FIG. 3.1 – Référentiel géographique utilisé pour positionner les nœuds du maillage. θ et ϕ représente respectivement la longitude et la latitude du point ; $\Delta\theta$ et $\Delta\phi$ les pas spatiaux.

Afin de simplifier les équations de *Navier-Stokes*, des hypothèses classiques dans

les modèles de type "océaniques" sont posées :

- La rotation de la Terre est prise en compte. Les équations sont donc écrites dans un repère tournant à vitesse constante faisant ainsi apparaître la force de *Coriolis*.
- L'échelle horizontale de l'écoulement est considérée comme très largement supérieure à l'échelle verticale. Ainsi, la quantité de mouvement selon la verticale se résume à la relation hydrostatique et la contribution de cette vitesse verticale dans la force de *Coriolis* est négligée.
- Les vitesses sont décomposées selon la théorie de *Reynolds* et une paramétrisation est utilisée pour modéliser les processus sous-maille de turbulence (LES, "Large Eddy Simulation").

Soit θ la longitude et ϕ la latitude, en définissant les composantes longitudinales et méridionales de la vitesse par u_θ et u_ϕ , le système d'équations résolu par MARS s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{h} \hat{u}_\theta}{\partial x} + \frac{\partial \hat{h} \hat{u}_\phi}{\partial y} = 0 \quad (3.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \hat{u}_\theta}{\partial t} + \hat{u}_\theta \frac{\partial \hat{u}_\theta}{\partial x} + \hat{v}_\phi \frac{\partial \hat{u}_\theta}{\partial y} - \frac{\hat{u}_\theta \hat{v}_\phi \tan \phi}{R_T} + g \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial x} \right) = -\frac{\partial \hat{P}_a}{\partial x} + \hat{T}_\theta + \hat{F}_\theta^{Coriolis} + \frac{\hat{\tau}_\theta^S - \hat{\tau}_\theta^B}{\bar{h}} \quad (3.3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \hat{v}_\phi}{\partial t} + \hat{u}_\theta \frac{\partial \hat{v}_\phi}{\partial x} + \hat{v}_\phi \frac{\partial \hat{v}_\phi}{\partial y} + \frac{\hat{u}_\theta^2 \tan \phi}{R_T} + g \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \hat{P}_a}{\partial y} + \hat{T}_\phi + \hat{F}_\phi^{Coriolis} + \frac{\hat{\tau}_\phi^S - \hat{\tau}_\phi^B}{\bar{h}} \quad (3.4)$$

où l'opérateur $\hat{\cdot}$ est un opérateur de moyenne temporelle similaire à celui présenté en 2.1 mais avec une fréquence de coupure permettant de séparer les courants moyens de la turbulence très petite échelle. On a aussi défini $\partial x = R_T \partial \theta \cos \phi$ et $\partial y = R_T \partial \phi$ où R_T représente le rayon de la Terre. P_a représente la pression atmosphérique, $\vec{F}^{Coriolis}$ les forces de *Coriolis* et les termes \hat{T}_θ et \hat{T}_ϕ des paramétrisations du mélange latéral que nous définirons plus tard. Comme on peut le constater dans ce système d'équations, les termes $(\hat{u}_\theta \hat{v}_\phi \tan \phi)/R_T$ et $\hat{u}_\theta^2 \tan \phi/R_T$ sont présents dans les équations de quantité de mouvement pour traduire la géométrie sphérique du globe. Cependant pour résoudre de manière exacte les équations primitives, certains termes sphériques ont été négligés, à la fois dans la conservation de la masse et dans la quantité de mouvement.

Maillages

Un maillage constant en longitude et latitude a été choisi. Ainsi, à la surface de la Terre, les cellules sont définies par un pas Δy constant le long des méridiens et un pas Δx le long des parallèles, dépendant de la latitude à laquelle la maille est située. Les pas d'espace sont définis de la manière suivante :

$$\Delta y = R_T \Delta \phi = Constante \quad (3.5)$$

$$\Delta x(\phi) = R_T \Delta \theta \cos \phi \quad (3.6)$$

Afin de résoudre le système complexe d'équations 3.2, 3.3 et 3.4 tout en gardant la stabilité de la résolution numérique, une méthode ADI ("Alternating Direction Implicit") est employée sur une grille de type *Arakawa-C*. Sur ce type de grille, les différentes

inconnues / variables ne sont pas toutes calculées au centre de la cellule ; certaines sont décalées d'une demi-maille pour une meilleure stabilité numérique. La Figure 3.2 illustre la projection de la grille sphérique sur un plan ainsi que les différentes localisations de calcul des variables. Les pas d'espace utilisés sont indiqués sur cette figure, illustrant la complexité d'une telle résolution numérique.

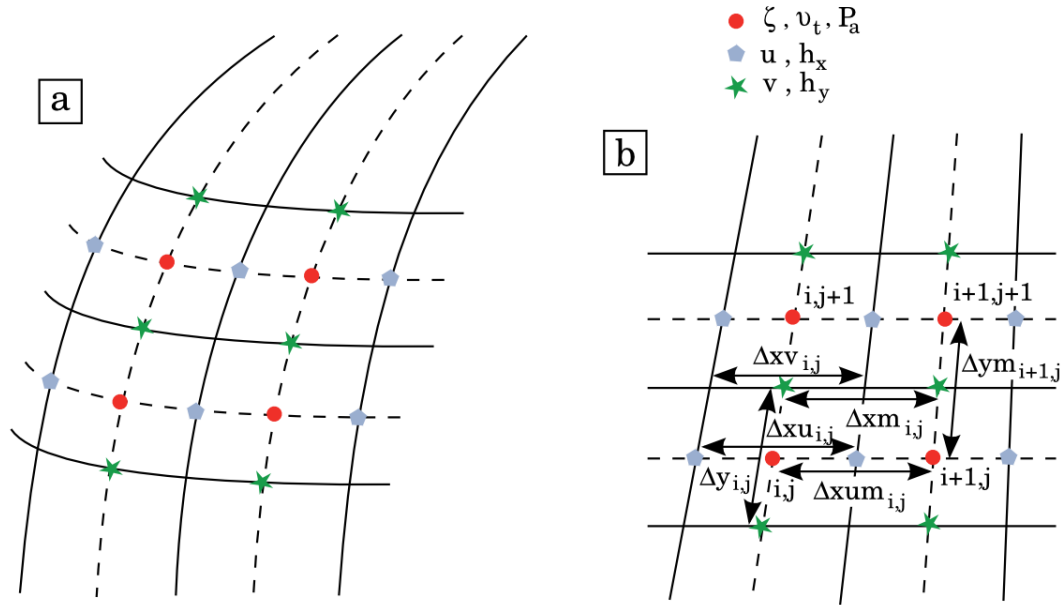


FIG. 3.2 – a - Maillage sur la surface de la Terre; b - Maillage projeté dans un plan 2D horizontal. Positions des différentes inconnues et/ou variables de notre système ainsi que les principaux pas d'espace.

La surface libre ζ , la viscosité turbulente ν_t et la pression atmosphérique P_a sont connues au centre des mailles alors que la composante longitudinale u_θ de la vitesse est décalée d'une demi-maille dans le sens des parallèles. La composante méridionale v_ϕ est quant à elle, décalée selon les méridiens d'une demi-maille. Pour des raisons pratiques de résolution, la bathymétrie sera à la fois connue aux points de résolution de u_θ et à ceux de v_ϕ . La discrétisation temporelle est basée sur un pas de temps adaptatif qui se régule en fonction d'un critère empirique de CFL portant sur l'intensité des termes d'advection. De part l'utilisation d'une méthode ADI, les variables principales ne sont pas toutes connues au même instant ; en effet, à l'instant $t^{n+1/2}$, on connaît \hat{u}_θ et $\hat{\zeta}$ et à l'instant t^n , \hat{v}_ϕ et $\hat{\zeta}$.

Les différentes méthodes numériques mises en place pour résoudre le système ci-dessus sont développées dans le manuel utilisateur du code MARS (Pérenne, 2006; Lazure & Dumas, 2008). Pour généraliser rapidement le processus de résolution pour la méthode ADI employée dans le mode barotrope de MARS, la méthodologie algorithmique suivante est utilisée :

- **Étape 0**, à l'instant t^n :
on connaît $u_\theta^{n-1/2}$, v_ϕ^n et ζ^n ainsi que tous les demi-instants qui précèdent ;
- **Étape 1**, pendant le premier demi-pas de temps :
résolution simultanée de la quantité de mouvement selon les longitudes et de la

- conservation de la masse pour chaque "colonne" (ϕ constant).
 calcul de $u_\theta^{n+1/2}$ et $\zeta^{n+1/2}$ à partir des données connues aux instants antérieurs ;
- **Étape 1 bis**, à l'instant $t^{n+1/2}$:
 on connaît $u_\theta^{n+1/2}$, v_ϕ^n et $\zeta^{n+1/2}$ ainsi que tous les demi-instants qui précèdent ;
 - **Étape 2**, pendant le second demi-pas de temps :
 résolution simultanée de la quantité de mouvement selon les méridiens et de la conservation de la masse pour chaque "rangée" (θ constant).
 calcul de v_ϕ^{n+1} et ζ^{n+1} à partir des données connues aux instants antérieurs ;
 - **Étape 2 bis**, à l'instant t^{n+1} :
 on connaît finalement $u_\theta^{n+1/2}$, v_ϕ^{n+1} et ζ^{n+1} ainsi que tous demi-instants qui précèdent ;
 - **Étape 3** : régulation du pas de temps en fonction de l'intensité des courants ($\|(u_\theta^{n+1/2}, v_\phi^{n+1})\|^2$) ;
 - **Étape 4** : et ainsi de suite...

Dans ce type d'approche, les schémas numériques sont partiellement implicites pour la partie advectée : soit pour les dérivées en x lors de l'étape 1, soit pour les dérivées en y lors de l'étape 2. Parmi les différentes possibilités de résolution proposées dans MARS, une méthode intermédiaire entre implicite et explicite est utilisée pour discrétiser les autres termes des équations (membre de droite et gradient de surface libre) – cf. manuel scientifique (Pérenne, 2006) pour plus d'explications à ce propos. La documentation explique aussi les équations en trois dimensions, les paramétrisations pour les mélanges horizontaux et verticaux ainsi que l'équation de traceurs conservatifs par advection / diffusion.

3.2.3 Synthèse des caractéristiques principales des deux modèles

Après avoir présenté brièvement les codes de calculs utilisés dans notre approche 2DH, cette sous-partie synthétise certaines caractéristiques principales de chacun de ces deux modèles avec leurs avantages et inconvénients. Le Tableau 3.1 récapitule respectivement les caractéristiques principales des modèles SWAN et MARS.

TAB. 3.1: Caractéristiques principales des modèles SWAN et MARS

Caractéristiques	Modèle SWAN	Modèle MARS
Version	SWAN 40.51 Patch AB	Mars 5.3
Objectifs	Génération et propagation d'un état de mer	Courants générés par la marée et le vent
Domaine d'application	Côtier (pas adapté aux échelles océaniques)	Régional à local
Propagation temporelle	Instationnaire ou Stationnaire	Instationnaire ou Stationnaire (développé)
Équations	Conservation de la densité d'action des vagues	<i>Saint-Venant</i> (2DH), équations primitives (3D)
Coordonnées	Cartésiennes ou Sphériques	Cartésiennes ou Sphériques
Maillages Grilles	Différences finies Régulière ou Curvilinéaire	Différences finies Régulière

Théorie	Linéaire	
Domaine propagation	360°	
Processus	Réfraction, Diffraction, Gonflement, Bloquage et Réflexion (courants et obstacles)	<i>Coriolis</i> , effet du vent, gradient de pression
Génération / Dissipation	Déferlement, Moutonnement, Frottement, Vent, Interactions vagues vagues (triplets, quadruplets)	Marée, Vent, Pression atmosphérique, Frottement
Rétroaction	Courants et surface libre	
Bancs découvrants		Oui
Emboîtements	Oui	Oui
Modèles opérationnels	Oui	Oui
Robustesse	Testé et validé de nombreuses fois (Ris <i>et al.</i> , 1998; Booij <i>et al.</i> , 1999; Reda & Paplińska, 2002; Zubier <i>et al.</i> , 2003)	Testé et validé pour la marée et vent

De ces brèves présentations, il faut principalement retenir le caractère opérationnel de ces deux codes, ainsi que les nombreux cas réels auxquels ils ont été confrontés. Les systèmes d'équations résolus étant, pour chacun d'entre eux, discrétisés en différences finies, le même jeu de bathymétries peut être utilisé (valeurs au centre des mailles). De plus, l'emboîtement de grilles permet de réaliser des simulations grande échelle avec des zones d'intérêt "cibles" très précises sans être trop pénalisé par les temps de calcul. Ce paramètre est en effet très important surtout dans une approche morphodynamique où l'on cherche à comprendre les évolutions morphologiques des systèmes sableux à court et moyen termes. L'un des autres avantages majeurs de MARS est la prise en compte des bancs découvrants difficiles à modéliser proprement.

3.3 Extension de MARS 2D aux interactions houle / courant

Après avoir présenté les modèles utilisés dans notre approche, cette partie détaille la prise en compte des processus liés aux vagues et des interactions houle / courants ainsi que les paramétrisations choisies pour fermer le modèle.

Hypothèses / Notations

Le code de calcul MARS a été conçu pour travailler sur des domaines s'étendant de quelques dizaines de kilomètres à plusieurs centaines. Dans le cadre de notre étude sur des plages du littoral d'une emprise de quelques kilomètres, certaines simplifications peuvent être réalisées. Compte tenu de la faible emprise de nos domaines de calcul, les maillages utilisés sont pris cartésiens et le repère défini par les directions x et y . De plus, afin d'étudier les courants induits par les vagues, nous négligeons les forces de *Coriolis*. À l'échelle de notre étude (un domaine de quelques kilomètres), cette force peut-être

considérée comme constante. Ce phénomène pourra être ajouté par la suite en prenant bien en compte le terme associé au moment des vagues.

Quelques notations restent à définir afin de simplifier les expressions ci-après. Les vitesses seront par la suite notées U et V représentant respectivement U_1 et U_2 . On appelle "nœud u" le point de la grille décalé d'une demi-maille le long des parallèles (direction x) et où l'on évalue la vitesse U . De même, "nœud v" représente le nœud où la vitesse V est évaluée (1/2 maille décalé le long des méridiens – direction y). Les composantes A_x d'un vecteur connu au centre des mailles et ayant une valeur à un nœud u ou v seront respectivement écrites $A_{x,u}$ ou $A_{x,v}$ et réciproquement pour les composantes selon y . Bien que les méthodes numériques implémentées ici aient été développées pour des maillages non-structurées, par souci de clarté, les schémas sont présentés sous forme structurée. Ainsi, $\forall i j, \Delta x = \Delta x_{u_{ij}} = \Delta x_{v_{ij}} = cst$ et $\Delta y = \Delta y_{ij} = cst$ où i et j représentent les positions dans la grille de calcul.

Après avoir posé ces quelques hypothèses et notations, nous allons décrire l'ensemble des schémas numériques implémentées pour résoudre les systèmes d'équations présentés dans le Chapitre 2.

3.3.1 Approche de *Phillips* (1977)

Le système d'équations 2.24 et 2.25 (Phillips, 1977) devient, après développement et simplifications des termes $\frac{1}{h}\partial_j(U_j\tilde{Q}_i)$ et $\frac{\tilde{Q}_j}{h}\partial_j U_i$:

$$\begin{aligned} \partial_t \bar{\zeta} + \partial_x \bar{h}U + \partial_y \bar{h}V &= -\partial_x \tilde{Q}_x - \partial_y \tilde{Q}_y \\ \partial_t U + U\partial_x U + V\partial_y U + g\partial_x \bar{\zeta} &= -\frac{F_x}{\rho \bar{h}} + \frac{D_x}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_x^S - \bar{\tau}_x^B}{\rho \bar{h}} - \frac{1}{h}\partial_t \tilde{Q}_x \\ &\quad - \frac{1}{h}\left(2\tilde{Q}_x\partial_x U + U\partial_x \tilde{Q}_x + V\partial_y \tilde{Q}_x + \tilde{Q}_x\partial_y V + \tilde{Q}_y\partial_y U\right) \\ \partial_t V + U\partial_x V + V\partial_y V + g\partial_y \bar{\zeta} &= -\frac{F_y}{\rho \bar{h}} + \frac{D_y}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_y^S - \bar{\tau}_y^B}{\rho \bar{h}} - \frac{1}{h}\partial_t \tilde{Q}_y \\ &\quad - \frac{1}{h}\left(2\tilde{Q}_y\partial_y V + V\partial_y \tilde{Q}_y + U\partial_x \tilde{Q}_y + \tilde{Q}_y\partial_x U + \tilde{Q}_x\partial_x V\right) \end{aligned}$$

où F_x et F_y sont les forces de radiation définies par :

$$\begin{aligned} F_x &= \partial_x S_{xx} + \partial_y S_{xy} \\ F_y &= \partial_x S_{yx} + \partial_y S_{yy} \end{aligned}$$

Par la suite, la dérivée temporelle du flux de masse des vagues est négligée. Cette approximation est valide compte tenu du fait que le forçage des vagues peut-être considéré comme stationnaire pour un calcul de courants moyens donné.

Pour la discrétisation spatiale des tensions de radiation (connues au centre des mailles), une méthode simple d'ordre 2 est mise en place – on rappelle que le rouleau de déferlement est inclus dedans, équations 2.38, 2.39 ou partie 2.4.3 pour le modèle de Smith (2006). La dérivée dans la direction x par rapport à cette même variable est discrétisée par un schéma centré sur un nœud u . Pour la dérivée dans l'autre direction (dans cet exemple, selon y), on utilise la moyenne au nœud u des dérivées centrées en i et $i+1$. Par symétrie, on obtient la dérivée dans la direction y . Le graphique 3.3 schématise

cette discrétisation. Numériquement, les forces de radiation F_x et F_y sont calculées de la manière suivante :

$$F_{x,u\ i,j} = \frac{S_{xx\ i+1,j} - S_{xx\ i,j}}{\Delta x} + \frac{1}{2} \left(\frac{S_{xy\ i,j+1} - S_{xy\ i,j-1}}{2\ \Delta y} + \frac{S_{xy\ i+1,j+1} - S_{xy\ i+1,j-1}}{2\ \Delta y} \right)$$

$$F_{y,v\ i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{S_{xy\ i+1,j} - S_{xy\ i-1,j}}{2\ \Delta x} + \frac{S_{xy\ i+1,j+1} - S_{xy\ i-1,j+1}}{2\ \Delta x} \right) + \frac{S_{yy\ i,j+1} - S_{yy\ i,j}}{\Delta y}$$

Afin de limiter les explosions numériques par faible profondeur d'eau, les forces de radiation sont posées égales à zéro quand la profondeur est inférieure à une certaine hauteur limite fixée par l'utilisateur (quelques centimètres). Cette démarche induit cependant une perte d'informations sur le forçage au niveau de l'interface. Différents schémas ont été testés pour discrétiser les tensions de radiation telles que des méthodes de repérages du trait de côte (cf. Annexe A). Elles n'ont pas été retenues ici pour des raisons de temps de calcul (nombre de tests conséquent) et de pertinence des résultats. Dans le cas où les forces de radiation F_x et F_y sont évaluées par SWAN (au centre des mailles), une interpolation spatiale est réalisée pour obtenir ces forces en un nœud de calcul de U ou V . Les schémas présentés ci-dessus sont alors uniquement appliqués aux termes induits par le rouleau de déferlement.

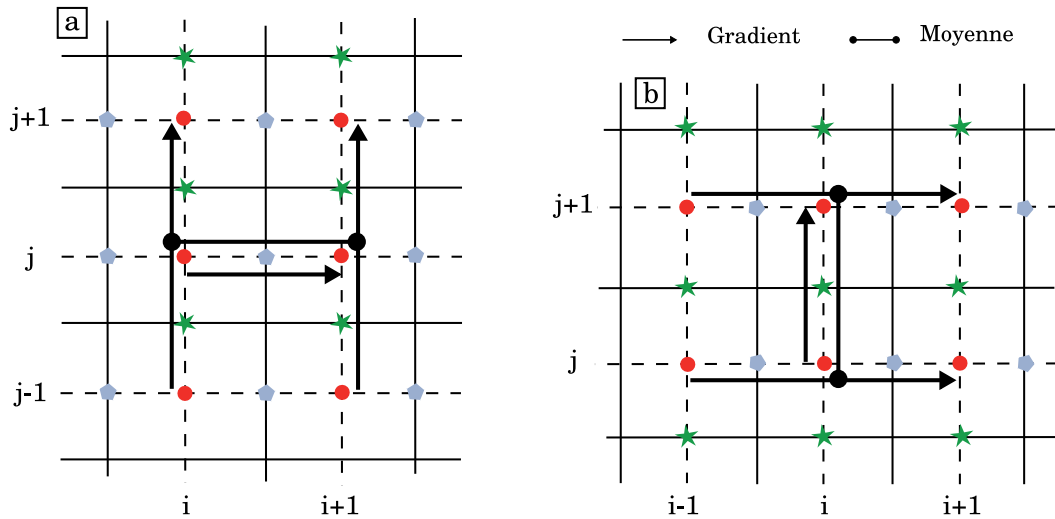


FIG. 3.3 – *Discrétisation spatiale des tensions de radiation : a) pour la quantité de mouvement en x , b) pour celle en y . Les flèches représentent les discrétisations d'ordre 2 (centré au centre de la flèche). Les traits avec des points illustrent les moyennes appliquées pour centrer certaines discrétisations : a) $\partial_y S_{xy}$ centré en u après discrétisation en i et $i + 1$ et moyenne entre la discrétisation en i et celle en $i + 1$, b) $\partial_x S_{xy}$ centré en v après discrétisation en j et $j + 1$ et moyenne entre les discrétisations en j et $j + 1$.*

Les interactions houle / courant sont évaluées en utilisant des schémas différences finies du second ordre. Chaque équation de la quantité de mouvement est systématiquement résolue de manière déconnectée (direction x puis direction y). Les schémas sont donc adaptés à la présence d'eau à gauche et/ou à droite pour l'équation selon x et en haut et/ou en bas pour celle selon y . Pour expliquer ce schéma, prenons par exemple la conservation de la quantité de mouvement selon x calculée sur un nœud u . Si le point u

est entouré d'eau (à la fois à droite et à gauche), les dérivées spatiales selon x du membre de droite de la quantité de mouvement noté $MD_{x,u\ i,j}$ associés aux vagues s'écrivent :

$$MD_{x,u\ i,j} = -\Delta t \frac{F_{x,u\ i,j}}{\bar{h}_{u\ i,j}} - \frac{2\Delta t}{\bar{h}_{u\ i,j}} \tilde{Q}_{x,u\ i,j} \frac{U_{i+1,j} - U_{i-1,j}}{2\Delta x} - \frac{\Delta t}{\bar{h}_{u\ i,j}} U_{i,j} \frac{\tilde{Q}_{x,u\ i+1,j} - \tilde{Q}_{x,u\ i-1,j}}{2\Delta x}$$

Si le point n'a de l'eau que d'un côté, seul le forçage par les tensions de radiation est pris en compte et aucun forçage n'est imposé s'il n'y a pas d'eau de part et d'autre du point u . Si on s'intéresse maintenant aux dérivées selon l'autre axe (ici selon y), il faut rechercher la présence d'eau au-dessus et / ou en dessous.

S'il y a de l'eau en dessous (il peut aussi y en avoir au-dessus), les discrétisations décentrées vers le dessous sont prises en compte :

$$MD_{x,u\ i,j} = MD_{x,u\ i,j} - \frac{\Delta t}{\bar{h}_{u\ i,j}} \left(\tilde{Q}_{y,u\ i,j} \frac{U_{i,j} - U_{i,j-1}}{2\Delta y} + \tilde{Q}_{x,u\ i,j} \frac{V_{u\ i,j} - V_{u\ i,j-1}}{2\Delta y} \right) - \frac{\Delta t}{\bar{h}_{u\ i,j}} V_{u\ i,j} \frac{\tilde{Q}_{x,u\ i,j} - \tilde{Q}_{x,u\ i,j-1}}{2\Delta y}$$

Et quand on trouve de l'eau au-dessus (il peut aussi y en avoir en-dessous), les discrétisations décentrées vers le dessus sont utilisées :

$$MD_{x,u\ i,j} = MD_{x,u\ i,j} - \frac{\Delta t}{\bar{h}_{u\ i,j}} \left(\tilde{Q}_{y,u\ i,j} \frac{U_{i,j+1} - U_{i,j}}{2\Delta y} + \tilde{Q}_{x,u\ i,j} \frac{V_{u\ i,j+1} - V_{u\ i,j}}{2\Delta y} \right) - \frac{\Delta t}{\bar{h}_{u\ i,j}} V_{u\ i,j} \frac{\tilde{Q}_{x,u\ i,j+1} - \tilde{Q}_{x,u\ i,j}}{2\Delta y}$$

Cette méthode permet donc d'avoir un schéma d'ordre 2 dans tout le domaine de calcul, excepté proche de l'interface où il devient d'ordre 1, décentré là où l'eau est présente. Il permet ainsi de modéliser les bancs découvrants. D'une manière totalement similaire et symétrique, on déduit le membre de droite pour la résolution de l'équation de la quantité de mouvement selon y . Comme cela a été signalé précédemment, dans le cas de points proches du découvrant avec de l'eau seulement d'un côté, on force juste par le terme de tension de radiation mais on ne prend pas en compte les interactions houle / courant. Pour la divergence du moment induit par les vagues \tilde{Q} dans la conservation de la masse, un schéma centré d'ordre 2 est utilisé et s'adapte à la présence d'eau pour chaque direction.

3.3.2 Approche de *Smith* (2006)

En ce qui concerne l'approche proposée par *Smith* (2006), le système d'équations régissant l'écoulement est le suivant (2.34 et 2.35) :

$$\begin{aligned} \partial_t \bar{\zeta} + \partial_x \bar{h}U + \partial_y \bar{h}V &= -\partial_x \tilde{Q}_x - \partial_y \tilde{Q}_y \\ \partial_t U + U\partial_x U + V\partial_y U + g\partial_x \bar{\zeta} &= -\partial_x(\tilde{J}) + \frac{D_R k_x}{\rho \bar{h}} + \frac{\tilde{Q}_y}{\bar{h}} (\partial_x V - \partial_y U) + \frac{D_x}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_x^S - \bar{\tau}_y^B}{\rho \bar{h}} \\ \partial_t V + U\partial_x V + V\partial_y V + g\partial_y \bar{\zeta} &= -\partial_y(\tilde{J}) + \frac{D_R k_y}{\rho \bar{h}} + \frac{\tilde{Q}_x}{\bar{h}} (\partial_y U - \partial_x V) + \frac{D_y}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_y^S - \bar{\tau}_x^B}{\rho \bar{h}} \end{aligned}$$

où $\tilde{J} = J_w + J_r$ représente le terme de forçage du mouvement organisé et du rouleau. De manière analogue, les termes de forçage et ceux d'interaction houle / courant, pour la

quantité de mouvement selon x , sont discrétisés comme indiqués ci-dessous ; l'exemple est pris pour la quantité de mouvement selon x . Si l'eau est présente de part et d'autre du nœud de calcul u ,

$$MD_{x,u\ i,j} = -\Delta t \frac{\tilde{J}_{i+1,j} - \tilde{J}_{i,j}}{\Delta x} + \frac{\Delta t}{\rho \bar{h}_{u\ i,j}} k_{x,u\ i,j} D_{R,u\ i,j} + \frac{\Delta t}{\rho \bar{h}_{u\ i,j}} \tilde{Q}_{y,u\ i,j} \frac{V_{u\ i+1,j} - V_{u\ i-1,j}}{2 \Delta x}$$

Si l'eau est présente en-dessous et / ou au-dessus :

$$MD_{x,u\ i,j} = MD_{x,u\ i,j} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\rho \bar{h}_{u\ i,j}} \tilde{Q}_{y,u\ i,j} \frac{U_{i,j} - U_{i,j-1}}{2 \Delta y}}_{\text{Eau en-dessous}} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\rho \bar{h}_{u\ i,j}} \tilde{Q}_{y,u\ i,j+1} \frac{U_{i,j+1} - U_{i,j}}{2 \Delta y}}_{\text{Eau au-dessus}}$$

Là encore le schéma général est d'ordre 2. À l'interface, pour les cas où l'eau est présente qu'à gauche ou qu'à droite, les schémas sont adaptés avec des schémas de type UPWIND d'ordre 1, décalés là où l'eau est présente. La conservation de la masse subit la même modification que dans le cas de l'approche de Phillips (1977).

3.3.3 Frottement au fond

On cherche dans notre approche à modéliser les courants moyens induits par la houle et non les courants de marée. Pour cette raison, il est nécessaire d'adapter la paramétrisation de la contrainte de cisaillement au fond. La formulation utilisée dans le code MARS est la paramétrisation de *Strikler* qui s'écrit comme suit :

$$\left(\frac{\hat{\tau}_x^B}{\rho \bar{h}}, \frac{\hat{\tau}_y^B}{\rho \bar{h}} \right) = (1 + Vit - Vfrot + \|Vit - Vfrot\|) \frac{g Vit}{St^2 \bar{h}^{4/3}} (U, V)$$

avec St le coefficient de Strikler, $Vit^2 = U^2 + V^2$ la norme de la vitesse et $Vfrot$ une vitesse limite permettant d'augmenter localement le coefficient de frottement.

Il existe de très nombreuses formulations pour paramétrer la contrainte de cisaillement au fond. La paramétrisation retenue ici, est celle proposée par Soulsby *et al.* (1993) :

$$\bar{\tau}_i^B = \rho C_f \|\vec{U}\| U_i$$

où C_f est un coefficient de frottement. Basée sur des thèses antérieures (Saint-Cast, 2002; Castelle, 2004), l'hypothèse de courant faible ("weak flow") proposée par Liu & Dalrymple (1978) est appliquée. Cette hypothèse pose que le courant moyen est faible et presque normal à la vitesse orbitale de la houle. Bien que cette formulation ait été définie pour des courants de dérive induits par des houles de fortes incidences, elle a déjà été validée dans ce type d'approche morphodynamique (Castelle *et al.*, 2006a, 2008c). Nous conservons donc cette paramétrisation dans notre étude. Cette paramétrisation permet, de plus, de limiter la complexité du modèle qui prend déjà en compte de nombreux phénomènes physiques. La formulation proposée par Liu & Dalrymple (1978) et implémentée ici s'écrit :

$$\bar{\tau}_i^B = \frac{2}{\pi} \rho C_f \|\vec{U}_w\| U_i = \frac{2}{\pi} \rho C_f \|\vec{U}_w\| \frac{Q_i^m}{\bar{h}} \quad (3.7)$$

où \vec{U}_w représente la vitesse orbitale (présentée dans la partie 3.2.1). En accord avec Walstra *et al.* (2001), c'est le flux de masse moyen qui intervient dans le frottement. Le coefficient de frottement C_f peut être constant ou dépendre à la fois de la houle et des courants moyens (cf. Annexe B).

3.3.4 Diffusion turbulente de la quantité de mouvement moyen

Afin de traduire les processus sous-maille, un modèle de fermeture est nécessaire dans le cadre de notre approche 2DH. Il s'agit de la diffusion turbulente de la quantité de mouvement moyen (cf. Chapitre 2, équation 2.22). Celle-ci est couramment paramétrisée de la manière suivante :

$$D_i = \rho \bar{h} \partial_j [\nu_t (\partial_j U_i + \partial_i U_j)] \quad (3.8)$$

Dans le modèle MARS, où l'on évalue alternativement la quantité U puis la quantité V à chaque demi-pas de temps de manière découplée, on diffuse uniquement la quantité calculée. Ainsi, cette paramétrisation est écrite :

$$D_i = \rho \bar{h} \partial_j (\nu_t \partial_j U_i) \quad (3.9)$$

Comme le décrivent les travaux de Reniers *et al.* (2004) ou encore Smit *et al.* (2008), le même type de paramétrisation est utilisé dans d'autres modèles tels que "Delft3D-flow". Il reste maintenant à exprimer la viscosité turbulente ν_t . Cette viscosité est décomposée en deux parties : l'une constante sur l'ensemble de notre domaine de calcul, fonction du pas d'espace en latitude et l'autre variable et dépendante de la dissipation d'énergie des vagues. La contribution constante ν_0 est calculée à l'aide de la formule suivante (cf. Manuel MARS, Pérenne (2006)) :

$$\nu_0 = f_{visc} 0.01 \Delta y^{1.15}$$

où f_{visc} est un coefficient ajustable du modèle. Afin d'être homogène dans les unités, f_{visc} est en $m^{0.85}/s$. La contribution induite par le déferlement des vagues ν_B est, quant à elle, évaluée à partir du modèle de Battjes (1975), en faisant l'hypothèse que le terme prépondérant du mélange des masses d'eau est le déferlement bathymétrique :

$$\nu_B = M \bar{h} \left(\frac{D_w}{\rho} \right)^{1/3} \quad (3.10)$$

où M est un coefficient constant et D_w représente toujours la dissipation d'énergie due au déferlement. Celle-ci est évaluée d'après la formule de Battjes & Janssen (1978) :

$$D_w = \rho g Q_b \frac{H_b^2}{4T_p} \quad (3.11)$$

avec Q_b le taux de vagues déferlées, H_b la hauteur d'eau au déferlement et T_p la période pic de la houle. Cette contribution n'est donc présente que dans la zone de déferlement ($Q_b = 0$ sinon). Ainsi, la viscosité totale dans nos calculs, viscosité non-homogène spatialement, devient :

$$\nu_t = \nu_0 + \nu_B = \nu_0 + M \bar{h} \left(\frac{D_w}{\rho} \right)^{1/3} \quad (3.12)$$

3.4 Développement d'un module morphodynamique

Afin d'évaluer les évolutions morphologiques induites par l'action de la houle, l'un des objectifs principaux de ce travail était l'élaboration d'un module de transport de sédiments non-cohésifs dans le code MARS. Pour cela, nous nous sommes basés sur les travaux antérieurs réalisés à l'Université Bordeaux I dans le cadre des thèses de Saint-Cast (2002) et Castelle (2004). La formulation pour calculer les flux sédimentaires retenue ici est celle de Bailard (1981) et le schéma de résolution de l'équation de conservation du sédiment utilisé est celui développé par Long *et al.* (2008).

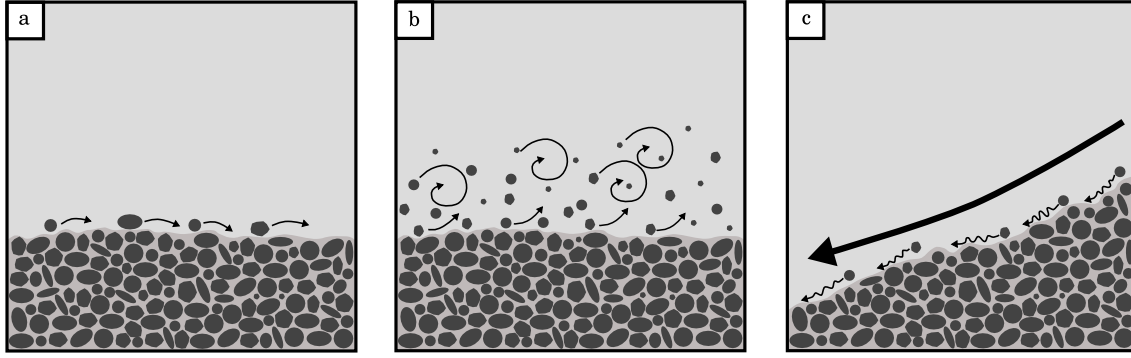


FIG. 3.4 – Types de transport sédimentaire pris en compte dans la formulation de Bailard (1981). a) par charriage, b) en suspension et c) par effet de pente.

3.4.1 Formulation de *Bailard* (1981)

Sur l'ensemble de notre domaine, les flux sédimentaires totaux sont calculés à partir de la formulation proposée par Bailard (1981). Cette formulation est intéressante car elle permet de prendre en compte les processus de transport par charriage (cf Fig. 3.4a), par suspension (cf Fig. 3.4b) et par effet de pente (cf Fig. 3.4c). Ainsi, le flux total transporté \vec{Q}_s peut s'écrire comme la somme des diverses contributions :

$$\vec{Q}_s = \vec{Q}_{s,c} - \vec{Q}_{s,cp} + \vec{Q}_{s,s} - \vec{Q}_{s,sp} \quad (3.13)$$

où $\vec{Q}_{s,c}$ est le flux transporté par charriage, $\vec{Q}_{s,s}$ le flux transporté en suspension et $\vec{Q}_{s,cp}$ et $\vec{Q}_{s,sp}$ les flux associés à l'effet de pente. Ces flux s'écrivent sous la forme suivante

$$\begin{aligned} \vec{Q}_{s,c} &= \frac{\epsilon_c C_f}{g(s-1)\tan\psi} \langle \|U_b\|^2 \vec{U}_b \rangle \\ \vec{Q}_{s,cp} &= \frac{\epsilon_c C_f}{g(s-1)\tan^2\psi} \langle \|U_b\|^3 \rangle \vec{\nabla}(Z_b) \\ \vec{Q}_{s,s} &= \frac{\epsilon_s C_f}{g(s-1)w_s} \langle \|U_b\|^3 \vec{U}_b \rangle \\ \vec{Q}_{s,sp} &= \frac{\epsilon_s C_f}{g(s-1)w_s^2} \langle \|U_b\|^5 \rangle \vec{\nabla}(Z_b) \end{aligned}$$

avec \vec{U}_b la vitesse proche du fond et $\langle . \rangle$ un opérateur de moyenne temporelle sur une période de vague. Les coefficients ϵ_c et ϵ_s ont respectivement les valeurs 0.1 et 0.02 selon Bailard (1981). ψ est l'angle de frottement interne du sédiment valant environ 32° (Migniot, 1977). s est le rapport entre la masse volumique du sédiment $\rho_s = 2650 \text{kg.m}^{-3}$ et celle de l'eau. Pour terminer, w_s représente la vitesse de chute du sédiment et est calculée dans notre approche selon la formule de Van Rijn (1990) :

$$\begin{aligned} w_s &= \frac{g(s-1)d_{50}^2}{18\nu_c} \quad , \quad \text{pour } d_{50} < 10^{-4} \\ w_s &= \frac{10\nu_c}{d_{50}} \left[\sqrt{1 + \frac{0.01g(s-1)d_{50}^3}{\nu_c^2}} - 1 \right] \quad , \quad \text{pour } 10^{-4} \leq d_{50} \leq 10^{-3} \\ w_s &= 1.1\sqrt{g(s-1)d_{50}} \quad , \quad \text{pour } d_{50} > 10^{-3} \end{aligned}$$

où d_{50} est le diamètre moyen du sédiment et ν_c la viscosité cinématique définie par $\nu_c = 1.14 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Bien qu'elle ne soit pas utilisée ici, on notera néanmoins que le module sédimentaire a la possibilité d'évaluer cette vitesse de chute à partir de la formulation proposée par Soulsby (1997), unique quelque soit le diamètre du sédiment :

$$w_s = \frac{\nu_c}{d_{50}} \left(\sqrt{10.36^2 + 1.049d_*^3} - 10.36 \right)$$

où $d_* = d_{50} \left(\frac{g(s-1)}{\nu_c^2} \right)^{1/3}$ le diamètre sédimentologique.

Il nous reste maintenant à définir la vitesse proche du fond \vec{U}_b . Afin de prendre en compte à la fois la notion de courants moyens ainsi que l'effet induit par les vagues, nous écrirons celle-ci de la manière suivante :

$$\vec{U}_b(t) = \vec{U} + \vec{U}_w \cos\left(2\pi \frac{t}{T_m}\right)$$

Nous pouvons remarquer qu'il est possible de prendre en compte l'asymétrie de la houle avec la formulation de Bailard (1981). La formulation de Dibajnia & Watanabe (1992, 1998) a également été implémentée dans notre module sédimentaire en accord avec les travaux de Da Silva *et al.* (2006) ; elle est détaillée en Annexe C.

3.4.2 Conservation du sédiment

Afin de modéliser l'évolution morphodynamique de notre environnement, nous considérons la loi de conservation du sédiment, qui permet de relier directement la côte du fond Z_b aux flux totaux transportés de sédiments. Cette loi est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial Z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p_s} \vec{\nabla} \cdot \vec{Q}_s = 0 \quad (3.14)$$

où p_s est la porosité du sédiment. Afin de résoudre cette équation plusieurs méthodes numériques ont été implémentées telles que des discrétisations décentrées (ordre 1) ou centrées (ordre 2). Le schéma proposé par Mariou *et al.* (2008), pour l'évolution des rides sableuses, a été développé dans notre approche. Il s'agit d'un schéma intéressant et performant pour de fortes variations de pente. Cependant, à l'échelle de notre étude, il s'est avéré trop diffusif. Le schéma finalement retenu dans notre approche est le schéma WENO ("Weight Essentially Non-Oscillatory") développé par Long *et al.* (2008).

Schéma WENO - Weight Essentially Non-Oscillatory

Le schéma WENO est ici implémenté en volumes finis ; le schéma initial 1D est étendu en 2D en considérant chaque direction indépendamment comme l'ont proposé Long *et al.* (2008). Cependant, cette méthode ne prend pas en compte les termes croisés. On cherche dans cette méthode à estimer le flux total de sédiment Q_s avec une moyenne pondérée dans chaque direction sur les frontières de notre volume de contrôle ($[i - \frac{1}{2}, j]$, $[i + \frac{1}{2}, j]$, $[i, j - \frac{1}{2}]$ et $[i, j + \frac{1}{2}]$). Afin d'approximer la divergence du flux de sédiment, le schéma WENO se met sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{Q}_s = \frac{\hat{Q}_s_{i+1/2,j} - \hat{Q}_s_{i-1/2,j}}{\Delta x} + \frac{\hat{Q}_s_{i,j+1/2} - \hat{Q}_s_{i,j-1/2}}{\Delta y}$$

où chaque composante de \hat{Q}_s peut se scinder en une contribution positive \hat{Q}_s^+ et une autre négative \hat{Q}_s^- pour chacune des deux directions de propagation. Dans la suite du document, afin de ne pas alourdir les écritures, seule la discrétisation selon la direction x est détaillée. Cependant, elle s'appliquerait exactement de manière analogue à la seconde direction. Ainsi, le flux négatif se décompose en :

$$\begin{aligned}\hat{Q}_{s\ i+1/2,j}^- &= \omega_1 Q_{s\ i+1/2,j}^1 + \omega_2 Q_{s\ i+1/2,j}^2 + \omega_3 Q_{s\ i+1/2,j}^3 && \text{si } C_{i+1/2,j} \geq 0 \\ \hat{Q}_{s\ i+1/2,j}^- &= 0 && \text{si } C_{i+1/2,j} < 0\end{aligned}$$

où la vitesse de phase de propagation du fond $C_{i+1/2,j}$ est donnée par :

$$C_{i+1/2,j} = \frac{Q_{s\ i+1,j} - Q_{s\ i,j}}{(1 - p_s)(Z_{b\ i+1,j} - Z_{b\ i,j})}$$

Le fait d'utiliser uniquement le signe de cette vitesse de phase et non sa valeur est l'un des avantages du schéma WENO par rapport à d'autres schémas numériques. En effet, il est souvent difficile d'évaluer cette vitesse précisément (pour de faible variation du fond), ce qui peut entraîner des instabilités numériques, alors qu'accéder au signe de la vitesse est relativement aisée ($\text{sign}[(Q_{s\ i+1,j} - Q_{s\ i,j})(Z_{b\ i+1,j} - Z_{b\ i,j})]$).

Les flux numériques $Q_{s\ i+1/2,j}^1$, $Q_{s\ i+1/2,j}^2$ et $Q_{s\ i+1/2,j}^3$ se calculent simplement par :

$$\begin{aligned}Q_{s\ i+1/2,j}^1 &= \frac{1}{3}Q_{s\ i-2,j} - \frac{7}{6}Q_{s\ i-1,j} + \frac{11}{6}Q_{s\ i,j} \\ Q_{s\ i+1/2,j}^2 &= -\frac{1}{6}Q_{s\ i-1,j} + \frac{5}{6}Q_{s\ i,j} + \frac{1}{3}Q_{s\ i+1,j} \\ Q_{s\ i+1/2,j}^3 &= \frac{1}{3}Q_{s\ i,j} + \frac{5}{6}Q_{s\ i+1,j} - \frac{1}{6}Q_{s\ i+2,j}\end{aligned}$$

Les poids ω_1 , ω_2 et ω_3 ont été choisis de manière à ce que la discrétisation du terme $Q_{s\ i+1/2,j}^-$ soit du cinquième ordre à la localisation $(i+1/2, j)$. Leurs écritures se détaillent de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3} && \alpha_1 = \frac{0.1}{(S_1 + \epsilon)^2} \\ \omega_2 &= \frac{\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3} && \text{avec } \alpha_2 = \frac{0.6}{(S_2 + \epsilon)^2} \\ \omega_3 &= \frac{\alpha_3}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3} && \alpha_3 = \frac{0.3}{(S_3 + \epsilon)^2}\end{aligned}$$

Le terme ϵ est choisi proche de zéro mais non-nul de manière à éviter les divisions par zéro. Les coefficients S_1 , S_2 et S_3 sont évalués comme suit :

$$\begin{aligned}S_1 &= \frac{13}{12} (Q_{s\ i-2,j} - 2Q_{s\ i-1,j} + Q_{s\ i,j})^2 + \frac{1}{4} (Q_{s\ i-2,j} - 4Q_{s\ i-1,j} + 3Q_{s\ i,j})^2 \\ S_2 &= \frac{13}{12} (Q_{s\ i-1,j} - 2Q_{s\ i,j} + Q_{s\ i+1,j})^2 + \frac{1}{4} (Q_{s\ i-1,j} - Q_{s\ i+1,j})^2 \\ S_3 &= \frac{13}{12} (Q_{s\ i,j} - 2Q_{s\ i+1,j} + Q_{s\ i+2,j})^2 + \frac{1}{4} (3Q_{s\ i,j} - 4Q_{s\ i+1,j} + Q_{s\ i+2,j})^2\end{aligned}$$

On calcule maintenant la contribution positive $\hat{Q}_{s\ i+1/2,j}^+$ à partir des 5 points autour de la frontière du volume $(i+1/2, j)$ ie deux nœuds à gauche et trois à droite :

$$\begin{aligned}\hat{Q}_{s\ i+1/2,j}^+ &= \tilde{\omega}_1 \tilde{Q}_{s\ i+1/2,j}^1 + \tilde{\omega}_2 \tilde{Q}_{s\ i+1/2,j}^2 + \tilde{\omega}_3 \tilde{Q}_{s\ i+1/2,j}^3 && \text{si } C_{i+1/2,j} < 0 \\ \hat{Q}_{s\ i+1/2,j}^+ &= 0 && \text{si } C_{i+1/2,j} \geq 0\end{aligned}$$

où :

$$\begin{aligned}\tilde{Q}_s^1{}_{i+1/2,j} &= -\frac{1}{6}Q_s{}_{i-1,j} + \frac{5}{6}Q_s{}_{i,j} + \frac{1}{3}Q_s{}_{i+1,j} \\ \tilde{Q}_s^2{}_{i+1/2,j} &= \frac{1}{3}Q_s{}_{i,j} + \frac{5}{6}Q_s{}_{i+1,j} - \frac{1}{6}Q_s{}_{i+2,j} \\ \tilde{Q}_s^3{}_{i+1/2,j} &= \frac{11}{6}Q_s{}_{i+1,j} - \frac{7}{6}Q_s{}_{i+2,j} + \frac{1}{3}Q_s{}_{i+3,j}\end{aligned}$$

Les poids $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$ et $\tilde{\omega}_3$ s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned}\tilde{\omega}_1 &= \frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2 + \tilde{\alpha}_3} & \tilde{\alpha}_1 &= \frac{0.3}{(\tilde{S}_1 + \epsilon)^2} \\ \tilde{\omega}_2 &= \frac{\tilde{\alpha}_2}{\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2 + \tilde{\alpha}_3} & \tilde{\alpha}_2 &= \frac{0.6}{(\tilde{S}_2 + \epsilon)^2} \\ \tilde{\omega}_3 &= \frac{\tilde{\alpha}_3}{\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2 + \tilde{\alpha}_3} & \tilde{\alpha}_3 &= \frac{0.1}{(\tilde{S}_3 + \epsilon)^2}\end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}\tilde{S}_1 &= \frac{13}{12}(Q_s{}_{i-1,j} - 2Q_s{}_{i,j} + Q_s{}_{i+1,j})^2 + \frac{1}{4}(Q_s{}_{i-1,j} - 4Q_s{}_{i,j} + 3Q_s{}_{i+1,j})^2 \\ \tilde{S}_2 &= \frac{13}{12}(Q_s{}_{i,j} - 2Q_s{}_{i+1,j} + Q_s{}_{i+2,j})^2 + \frac{1}{4}(Q_s{}_{i,j} - Q_s{}_{i+2,j})^2 \\ \tilde{S}_3 &= \frac{13}{12}(Q_s{}_{i+1,j} - 2Q_s{}_{i+2,j} + Q_s{}_{i+3,j})^2 + \frac{1}{4}(3Q_s{}_{i+1,j} - 4Q_s{}_{i+2,j} + Q_s{}_{i+3,j})^2\end{aligned}$$

À partir de ces deux contributions on obtient $\hat{Q}_s{}_{i+1/2,j} = \hat{Q}_s^+{}_{i+1/2,j} + \hat{Q}_s^-{}_{i+1/2,j}$. D'une manière totalement équivalente on calcule le flux au niveau de la frontière supérieure $\hat{Q}_s{}_{i,j+1/2}$ à partir des nœuds $Q_s{}_{i,j-2}$, $Q_s{}_{i,j-1}$, $Q_s{}_{i,j}$, $Q_s{}_{i,j+1}$, $Q_s{}_{i,j+2}$ et $Q_s{}_{i,j+3}$. Le schéma WENO est d'ordre 5 en espace (en 1D).

Résolution de la conservation du sédiment

Lorsque les flux sédimentaires sont connus sur chaque frontière de notre volume de contrôle, il ne reste plus qu'à discrétiser l'équation de conservation de sédiment 3.14. On utilise alors une discrétisation volume fini d'ordre 1 en temps. Ainsi le fond à l'instant $n + 1$ est évalué par :

$$\frac{Z_b^{n+1}{}_{i,j} - Z_b^n{}_{i,j}}{\Delta_{t,Morpho}} = -\frac{1}{1 - p_s} \left(\frac{\hat{Q}_s{}_{i+1/2,j} - \hat{Q}_s{}_{i-1/2,j}}{\Delta x u_{i,j}} + \frac{\hat{Q}_s{}_{i,j+1/2} - \hat{Q}_s{}_{i,j-1/2}}{\Delta y_{i,j}} \right)$$

où $\Delta_{t,Morpho}$ est le pas de temps morphodynamique.

Il serait également intéressant de mettre en place une méthode de type *Runge-Kutta* de manière à augmenter l'ordre temporel de la méthode. En effet, il peut sembler choquant de chercher une forte précision spatiale et de complètement négliger la dimension temporelle du problème. Cependant, les résultats obtenus avec un schéma d'ordre 1 en temps étant satisfaisants, nous le conservons par la suite. Il faut cependant noter que ce schéma, d'ordre 5 en 1D, est d'ordre inférieur compte tenu du fait que les termes croisés ne sont pas considérés. Dans l'avenir, il serait intéressant de calculer ces termes.

3.5 Plateforme de modélisation morphodynamique

3.5.1 Schématisation globale du couplage

Le couplage mis en place dans le cadre de ce travail est schématisé sur la Figure 3.5. Des premiers travaux (Bruneau *et al.*, 2007b,a) réalisés avec cette plateforme de modélisation morphodynamique ont permis de valider notre approche et ont montré la formation de systèmes sableux intertidaux forcés par le système subtidal (cf. Annexes D). Nous entrerons plus en détails dans le Chapitre sur la morphologie des plages d’Aquitaine et sur le couplage morphologique qui peut s’opérer entre les différentes barres sableuses.

3.5.2 Mise en place du couplage

Cette section détaille les choix réalisés sur les paramètres d’entrée et les conditions aux limites du modèle. La présentation brève des modèles exposée en partie 3.2 a permis de faire ressortir les objectifs à long terme de notre approche : le développement d’un modèle morphodynamique ”opérationnel” pour étudier les évolutions morphologiques des zones littorales sableuses.

Afin de valider et tester la plateforme de modélisation, chaque modèle est utilisé en mode stationnaire. Ce choix de travailler en stationnaire se justifie principalement par le fait que, pour les plages de la côte Aquitaine, les courants de marée sont faibles devant les courants induits par la houle et que l’état de mer peut être considéré comme constant sur une période de l’ordre de 15min-1h (période moyenne que nous utilisons pour réactualiser le champ de houle). Le schéma conceptuel du couplage exposé sur la Figure 3.5 illustre la méthodologie suivie dans notre approche :

- **Étape 1 : Modèle SWAN**
L’état de mer induit par les conditions au large, est calculé sur la totalité de notre domaine de calcul.
- **Étape 2 : Modèle MARS**
Le forçage des vagues est évalué. Les courants moyens et l’élévation de la surface libre moyenne sont ensuite calculés. Le forçage étant fixe, le modèle s’arrête quand on atteint un état de convergence.
- **Étape 3 : Module sédimentaire**
Calcul des flux sédimentaires et de la nouvelle bathymétrie (actualisée toutes les 15min-1h).
- **Étape 4 : Itération suivante**
Ces étapes sont réitérées en réactualisant la hauteur du plan d’eau et les conditions de forçage.

Maillage

Les domaines d’étude s’étendent latéralement (”longshore”) sur quelques kilomètres et perpendiculairement à la côte (”cross-shore”) sur environ un kilomètre. L’objectif est d’avoir des profondeurs au large suffisamment grandes pour éviter les interactions possibles entre les vagues et le fond et ainsi avoir des courants moyens nuls au niveau de cette frontière. Les tailles de maille varient de 10 à 40 mètres en moyenne dans nos calculs (cf. Annexe E pour un test de sensibilité à la résolution spatiale).

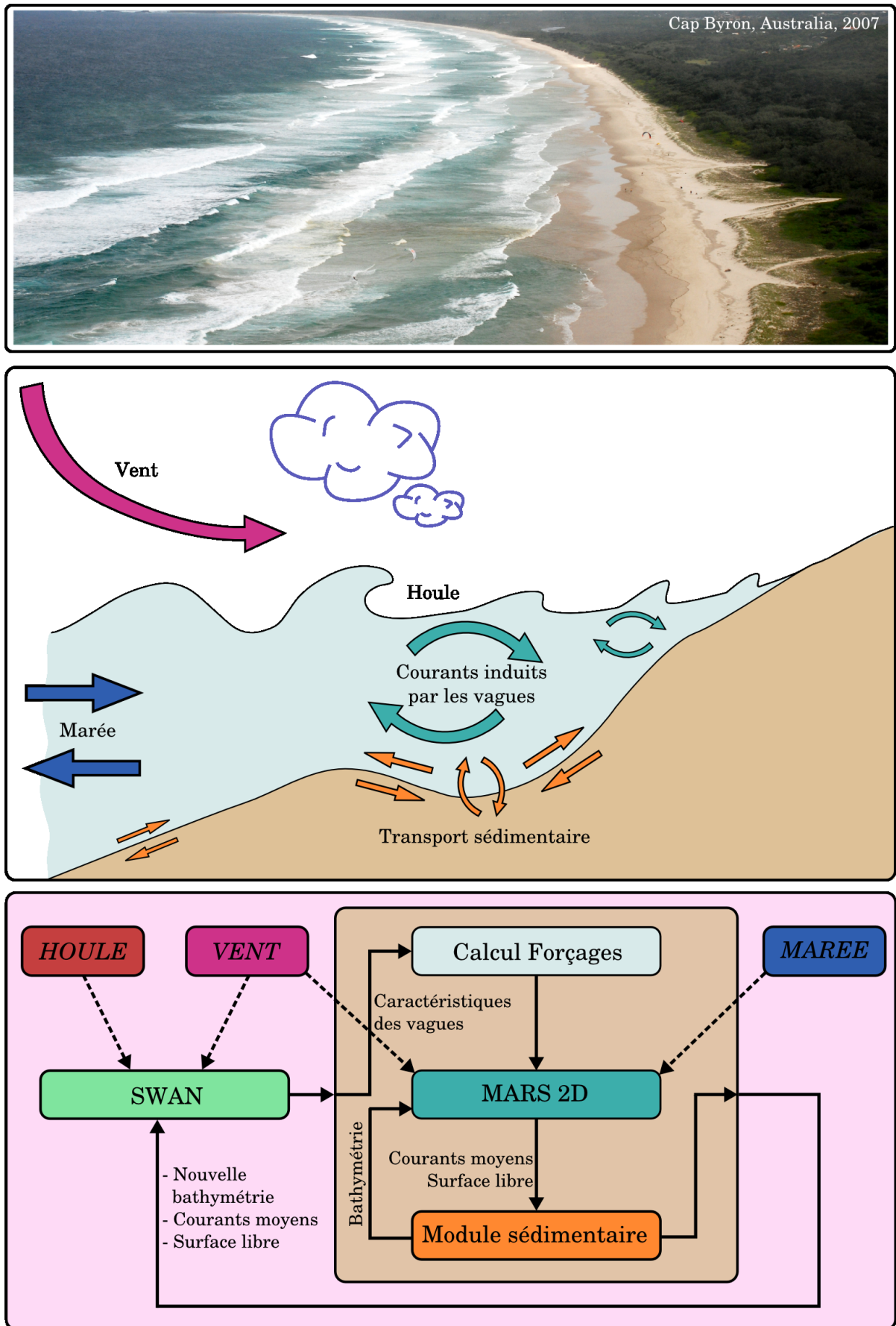


FIG. 3.5 – Schéma global du couplage mise en place dans notre approche.

Conditions aux limites

Un point délicat des modèles numériques est la bonne représentation des conditions aux limites. Ces conditions sont nécessaires afin de fermer les schémas numériques au niveau des frontières du domaine de calcul. Elles doivent être robustes de manière à conserver les quantités d'eau, de sédiments, etc... Lors d'intenses courants de dérives littorales avec de forts transports sédimentaires dans la direction longshore, il est particulièrement important de bien représenter les conditions aux limites latérales.

Modèle SWAN :

Le champ de houle est calculé sur un domaine plus étendu dans la direction longshore que la zone d'étude. Ce choix est réalisé dans le but d'éliminer les zones d'ombres dues à la propagation d'une houle d'incidence non nulle par rapport à la normale (cf. Figure 3.6).

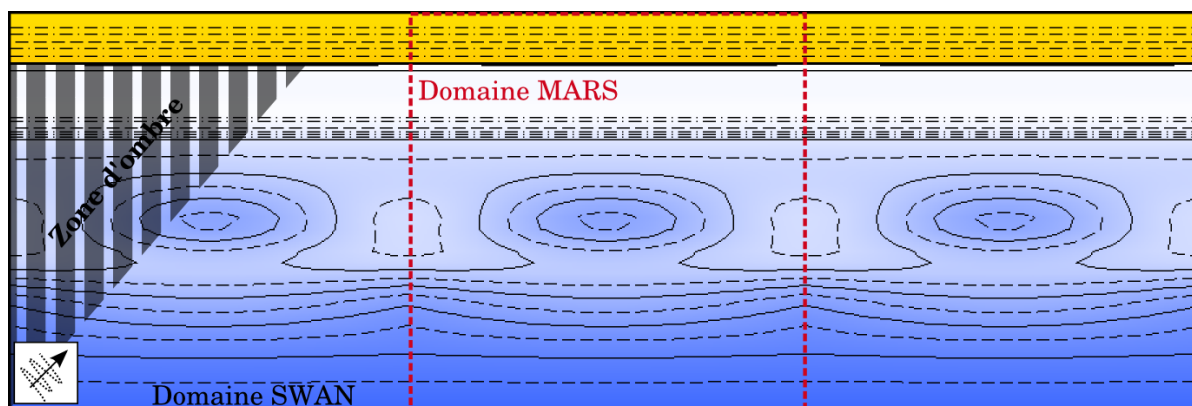


FIG. 3.6 – Schématisation de la zone d'ombre (rayures noires) où le champ de vagues est mal connu dû fait de la direction de propagation des vagues.

Deux possibilités ont été envisagées ici pour les conditions de forçage au large. Les calculs sur des plages idéalisées seront forcés par un spectre fréquentiel ayant la forme d'une gaussienne et où l'on précisera la hauteur significative, la période et la direction des vagues sur la frontière au large. Dans le cadre de l'étude d'une plage réelle, le modèle sera forcé par les spectres directionnels de houle fournis par des capteurs déployés en zone subtidale.

Modèle MARS et module sédimentaire :

Les plages de la côte Aquitaine exhibent des systèmes sableux rythmiques et persistants caractérisés par des barres en croissant subtidales ou des systèmes barres / baïnes. Ce caractère périodique de la morphologie permet, dans notre cas, d'utiliser des conditions aux limites périodiques dans nos modèles. Ainsi, dans le modèle MARS et dans le module sédimentaire, des conditions latérales périodiques sont appliquées.

Au niveau de l'interface eau / plage, les schémas numériques sont adaptés comme cela a été présenté précédemment (cf. Partie 3.3). Au large, l'élévation de la surface libre est imposée nulle. Un domaine suffisamment grand est choisi dans la direction cross-shore afin que les courants proches de cette frontière soit voisins de zéro et n'entraînent ainsi pas d'élévation de la surface libre.

Pour la modélisation morphodynamique, l'un des points clés est la bonne prise en compte de l'interface eau / plage. En effet, il est aisé d'obtenir numériquement des

zones en érosion ou en accrétion alors qu'elles ne sont pas immergées, en particulier avec un schéma d'ordre élevé spatialement. Pour pallier ce problème, le calcul des flux de sédiments sur chacune des quatre frontières de notre volume de contrôle est réalisé. S'il n'y a pas d'eau, les flux sont forcés à zéro. Le bilan sédimentaire sur chacun des volumes est finalement calculé. Bien que l'on perde une information sur les mailles proches du découvrément, cette approximation permet d'avoir un schéma conservatif sur l'ensemble de notre domaine et d'uniquement modifier le fond pour les mailles immergées. Compte tenu des incertitudes sur le calcul des flux sédimentaires, cette approximation est tout à fait raisonnable. Pour la condition aux limites au large, nous considérons, que comme les courants moyens induits par les vagues sont très faibles à la frontière, le transport vers le large est nul.

Paramétrisations

Modèle SWAN :

Le coefficient de déferlement γ_b est initialement égal à 0.73 (valeur par défaut de SWAN, Battjes & Stive (1985)). Dans l'étude de la dynamique de la plage de Biscarrosse, la valeur de 0.7 a été affectée pour affiner le calage du modèle. La formulation du frottement utilisée est celle de Madsen *et al.* (1988) avec une rugosité de fond égale à 0.085 m en accord avec les travaux de Castelle *et al.* (2006a). Pour les cas idéalisés, les triplets d'interactions vague / vague (Eldeberky & Battjes, 1996) ne sont pas pris en compte. Par contre, ils sont activés pour l'étude en cas réel présenté dans le chapitre suivant avec leur paramétrisation par défaut. Les spectres sont évalués sur 360° avec un pas directionnel de 1° pour les cas académiques et 3° pour le cas réel. Cette valeur très faible augmente considérablement les temps de calcul. Elle a initialement été choisie pour des cas académiques où l'étalement directionnel était très faible (2°); elle peut être mise aux environs de 20° dans les cas réels tout en conservant une bonne représentation du champ de houle permettant ainsi un gain en temps de calcul. Quinze fréquences décrivent l'intervalle [0.05,0.5] Hz avec une distribution logarithmique (soit des périodes allant de 2 à 20 s).

Modèle MARS :

Les deux principaux paramètres que nous pouvons modifier sont le frottement au fond et le mélange latéral. En accord avec les ordres de grandeurs de la littérature (Whitford & Thornton, 1996; Castelle *et al.*, 2006a), les valeurs du coefficient de frottement C_f sont choisies constantes et égales à 0.01 dans nos simulations. Des tests de sensibilité ont été réalisés afin d'obtenir des résultats cohérents qualitativement avec des travaux antérieurs menés sur la côte Aquitaine (Castelle, 2004; Castelle & Bonneton, 2006b). Il est difficile d'affiner quantitativement ces coefficients sur des cas idéalisés. Dans le cadre de l'étude sur la plage de Biscarrosse, ce coefficient a été affiné à 0.007, qui est très proche de la valeur proposée par Castelle *et al.* (2006a) sur la plage du Truc Vert.

Pour la diffusion horizontale, pour des échelles réelles, le coefficient f_{visc} varie entre 3 et $9 \text{ m}^{0.85}/\text{s}$, entraînant ainsi une viscosité constante ν_0 comprise entre 0.3 et $2.5 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Pour les simulations représentant des études en laboratoire, ν_0 vaut environ $0.003 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Enfin, le coefficient M dans la formulation de Battjes (1975) prend des valeurs comprises dans l'intervalle [0.1,3]. On notera que ces valeurs sont plus faibles mais du même ordre de grandeur que celle obtenue par Castelle *et al.* (2006a); ($M = 5, \nu_0 = 10 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$). Certains auteurs (Svendsen *et al.*, 2004) utilisent des valeurs plus faibles ($0.05 < M < 0.1$). Ces valeurs proviennent de tests de sensibilité, mais pourront être affinées par la suite.

Transport sédimentaire :

Parmi les différentes formulations implémentées dans la plateforme de modélisation morphodynamique, les choix suivants ont été réalisés pour la totalité des simulations d'évolution morphodynamique réalisées :

- Utilisation de la formulation de Bailard (1981),
- Choix d'un coefficient de frottement C_f constant (identique à celui de MARS),
- Porosité du sédiment égale à 0.4,
- Taille de grain égale à 0.25 mm,
- Vitesse de chute calculée selon Van Rijn (1990),
- Utilisation du schéma WENO (Long *et al.* , 2008),
- Pas de temps morphodynamique compris entre 30 min et 1h (Annexe E).

Phénomène de marée

Pour des plages où le marnage est important, comme celles de la côte Aquitaine, le niveau du plan d'eau modifie significativement la zone de déferlement et la position du trait de côte. Ces variations entraînent de fortes modifications de l'état de mer et ainsi des termes de forçage (flux de masse des vagues, tensions de radiation). Bien que la marée génère des courants faibles devant ceux induits par les vagues, il est nécessaire de prendre en compte ces évolutions du plan d'eau. Afin de modéliser proprement la zone intertidale dans une approche stationnaire, l'élévation du plan d'eau est actualisée à chaque itération. Ainsi, sans prendre en considération les courants de marée, le modèle tient compte des différentes zones de focalisation d'énergie des vagues en fonction du niveau de la marée.

Chapitre 4

Analyse de la dynamique des courants sagittaux au-dessus d'un système barre / baie

Sur de nombreux environnements sableux dominés par l'action de la houle, les plages exhibent des systèmes complexes de barres transverses et de chenaux. Ce chapitre est consacré à l'étude des courants sagittaux induit par le déferlement des vagues au-dessus d'un système barre / baie développé.

La première partie de ce chapitre a fait l'objet d'une publication acceptée à *Continental Shelf Research* (Bruneau *et al.*, Accepted). Ce travail propose une présentation détaillée de la campagne de mesures *Pré-ECORS - Biscarrosse* qui a été menée en juin 2007, pendant 5 jours, sur la plage centrale de Biscarrosse. Une analyse des données obtenues, principalement d'un point de vue hydrodynamique mais aussi d'un point de vue morphodynamique de la plage est exposée ici. Cette campagne de mesures a notamment permis d'obtenir un jeu de données unique et complet sur un système très développé de barre / baie pour une large gamme de conditions de houle allant de conditions faiblement énergétiques ($H_s = 0.8$ m) à un épisode de tempête ($H_s = 3$ m). Ce travail a permis de mettre en évidence la forte modulation tidale des courants sagittaux sur la côte Aquitaine mais aussi de quantifier le caractère fortement instationnaire de ces courants avec la présence de très fortes pulsations très basse fréquence ("Very Low Frequency").

D'un aspect morphodynamique, les évolutions ont été faibles durant la semaine de campagne. Pendant la période de temps calme, une migration prévisible de la barre vers la côte a pu être observée. Cependant cette migration s'est poursuivie pendant l'épisode énergétique où de forts courants de retour étaient présents. Cette migration pourrait s'expliquer par le réajustement de la barre interne suite à un évènement très énergétique ayant eu lieu deux semaines plus tôt.

La seconde partie est consacrée à la modélisation des complexes circulations associées à ce système de barre / baie. Elle détaille à la fois la validation de notre approche numérique 2DH, l'importance de certains processus physiques pour la bonne modélisation des courants sagittaux, ainsi que la compréhension de la dynamique de ces courants. Cette partie a fait l'objet d'une communication à l'*International Conference on Coastal Engineering* en septembre 2008 (Annexe F, Bruneau *et al.* (In press)).

Ce travail est dédié à Denis Michel, ami et collègue décédé tragiquement pendant cette campagne de terrain.

4.1 Observations in-situ : Campagne Biscarrosse - PréECORS, juin 2007

Field observations of intense rip current on a well-developed Transverse Bar and Rip system

Nicolas Bruneau^{1,2}, Bruno Castelle¹, Philippe Bonneton¹, Rodrigo Pedreros², Rafael Almar¹, Natalie Bonneton¹, Patrice Bretel¹, Jean-Paul Parisot¹ and Nadia Sénéchal¹

Abstract

The Aquitanian Coast (France) is a high-energy meso-macrotidal environment exhibiting a highly variable double sandbar system. The inner- and the outer-bar generally exhibit a bar and rip morphology and persistent crescentic patterns, respectively. In June 2007, an intense five-day field experiment was carried out at Biscarrosse Beach. A large array of sensors was deployed on a well-developed southward-oriented bar and rip morphology. Daily topographic surveys were carried out together with video imaging to investigate beach morphodynamic evolution. During the experiment, offshore significant wave height ranged from 0.5 m to 3 m, with a persistent shore-normal angle. This paper identifies two types of behavior of an observed rip current : 1) for low-energy waves, the rip current is active only between low and mid tide with maximum mean rip current velocity reaching 0.8 m/s for an offshore significant wave height (H_s) lower than 1 m, 2) for high-energy waves ($H_s \approx 2.5-3$ m), the rip current was active over the whole tide cycle with the presence of persistent intense offshore-directed flows between mid and high tide. For both low and high energy waves, very low frequency pulsations (15-30 minutes) of the mean currents are observed on both feeder and rip channels.

A persistent slow shoreward migration of the sandbar was observed during the experiment while no significant alongshore migration of the system was measured. Onshore migration during the high-energy waves can be explained by different sediment transport processes such as flow velocity skewness, wave asymmetry or bed ventilation. High-frequency local measurements of the bed evolution show the presence of significant (in the order of 10 cm) fluctuations (in the order of 1 hour). These fluctuations, observed for both low- and high-energy waves, are thought to be ripples and megaripples, respectively and may play an important but still poorly understood, role in the larger scale morphodynamics. The present dataset improves the knowledge of rip dynamics as well as the morphological response of strongly alongshore non-uniform meso-macrotidal beaches.

Key words : Rip current, Meso-macrotidal Beach, Field Experiment, Mean Circulations, Very Low Frequency Motions, Morphodynamics

¹Université Bordeaux 1, CNRS, UMR 5805-EPOC, avenue des Facultés, Talence, F-33405 France

²BRGM, 3 avenue Claude-Guillemain - BP 36009 - 45060 Orléans Cedex 2, France

4.1.1 Introduction

Rip currents are narrow, intense, seaward-flowing currents which extend beyond the surf zone, and are commonly observed on many beaches. They can transport large quantities of sediment seaward, shape and interact with the sandy shoreline (Thornton *et al.*, 2007). Understanding the dynamics of rip currents remains a scientific challenge for beach hydro- and morphodynamics and for human safety. While rips have received increasing attention (MacMahan *et al.*, 2006) in the scientific literature, there are remaining areas of uncertainty due to a lack of field measurements that need to be addressed to improve model validations in topographically-controlled rip current settings.

Various laboratory and field measurements have been carried out during the last decades to understand rip current dynamics. Haas & Svendsen (2002) studied the vertical distribution of rip currents. They found that vertical profiles of horizontal velocities are nearly depth-uniform inside the channel and depth-varying further offshore with higher velocities at the surface than near the bottom. Within field experiments, Brander & Short (2001) mentioned the non-uniform structure of rip currents with maximum velocities occurring in the middle of the water column. A quasi-three-dimensional modeling study was carried out and compared to experimental data by Haas *et al.* (2003). The authors highlighted the important role of wave/current interactions in rip current systems, particularly for the generation of low-frequency pulsations. Rip current pulsations can arise from wave group forcing at the infragravity band (MacMahan *et al.*, 2004a) and can also be observed in the far infragravity band (MacMahan *et al.*, 2004b; Bonneton *et al.*, 2006), the latter being referred as very low frequency (VLF) motions. The spatial distribution of the VLF velocities within rip current systems is still poorly understood. In addition, debates remain about the mechanisms of rip current VLF source (Haller & Dalrymple, 2001; Reniers *et al.*, 2007).

Several authors reported the strong tidal modulation of rip currents, with maximum velocities occurring during low tides in micro-mesotidal settings (Brander, 1999; Brander & Short, 2000; MacMahan *et al.*, 2005). Studies on the Aquitanian coast (Castelle & Bonneton, 2006a; Castelle *et al.*, 2006a) also showed the presence of strong tidally modulated rip currents with maximum rip velocities close to mid-tide for low-energy waves. High-energy rip currents are still poorly understood, particularly over strongly along-shore non-uniform beaches. Brander & Short (2000) measured mean currents reaching 1 m/s near a rip neck of an oblique sandbar system for moderate / energetic conditions. Documented rip studies have mainly focused on low-energy wave conditions over small alongshore bed non-uniformities, suggesting that low waves could only induce low-energy rip currents with most of these rip current velocities on the order of $\sim 0.2 - 0.4$ m/s, MacMahan *et al.* (2006). This present paper aims to study an intense rip current system, for both low- and high-energy waves, over a well-developed inner bar and rip morphology in a meso-macrotidal setting.

Conceptual models have been developed to predict three-dimensional beach changes associated with variations in environmental conditions. The classification schemes presented by Wright & Short (1984) are widely accepted. This conceptual model has been modified by several authors to fit the classification to their own studied beach (Masselink & Short, 1993; Brander, 1999; Castelle *et al.*, 2007). For the Aquitanian Coast, a complete description of the observed and expected morphologies is given in Castelle *et al.* (2007). In this type of classification, the beaches are divided into three main different states as dissipative, intermediate and reflective (with sub-states). During high-energy conditions, the beach evolves from a more reflective state towards a more dissipative

state (up-state transition). These models predict down-state transitions (towards a more reflective state) for low-energy wave conditions. Surprisingly, during the present field experiment, an onshore bar migration was observed during high-energy conditions, which is discussed in this paper.

The double-barred intermediate high-energy Aquitanian Coast beaches exhibit strongly alongshore non-uniform and variable inner-bar morphologies (Castelle *et al.*, 2007). Previous rip current studies on the Aquitanian Coast suffered from the lack of measurements in the rip. Despite the overall morphodynamics of the inner-bar system being quite well understood (Castelle *et al.*, 2007), areas with a paucity of high sample rate data remain, particularly during high-energy conditions. The present study presents an intensive five-day field experiment undertaken over a well-developed bar and rip morphology exposed to a large range of shore-normal waves ($0.5 < H_s < 3$ m, where H_s is the significant wave height) and involving a substantial onshore migration of the bar. We show that rip current can be reasonably intense (≈ 0.8 m/s) for low-energy waves ($H_s \approx 0.8$ m) if the morphology is strongly alongshore non-uniform. Two specific wave events are selected (one during low-energy conditions, one during high-energy conditions) to investigate the evolving rip current system behavior. In addition, the difference of tidal modulation with earlier studies in micro-mesotidal environment settings is discussed. Then, the morphodynamics of the inner bar and rip system is investigated on this meso-macrotidal beach.

4.1.2 Field experiment description

Field site

The field experiment was performed in June 2007, at Biscarrosse Beach (France), located about 10 km southward of the Arcachon Lagoon inlet (Fig. 4.1). The Aquitanian Coast is a wave-dominated environment, except near the Arcachon lagoon inlet and the estuaries of Adour and Gironde which are tide-dominated environments. At Biscarrosse Beach, a persistent crescentic subtidal outer bar and an intertidal inner bar and rip morphology are observed most of the time. This wave-dominated beach is exposed to high-energy North Atlantic swells coming mainly from the W-NW direction within offshore wave height reaching 10 m during severe storm. The annual mean H_s is about 1.4 m and the mean period around 6.5 s (Butel *et al.*, 2002). Finally, the annual mean spring tidal range is approximately 3.7 m with maximum tidal range reaching 5 m. While previous studies on Aquitanian Coast beaches were undertaken at Truc Vert Beach (Fig. 4.1) (Michel & Howa, 1999; Castelle *et al.*, 2006a; Masselink *et al.*, 2008; Sénéchal *et al.*, In press), this experiment took place at Biscarrosse because of the recent implementation of a permanent video imagery station (Almar *et al.*, 2008).

Field Experiment : Biscarrosse 2007

In high-energy environments like the Aquitanian Coast, the deployment of instruments in the main body of the rip current system is a logistical challenge due to strong currents and the intense morphological evolution. Thus, an array of twelve in-situ stationary instruments (Fig. 4.2) were deployed on a well-developed inner bar and rip system, in the intertidal zone, between June 13 and June 17. The deployment strategy aimed at capturing the rip current circulation patterns. Four pressure sensors (noted PS1-4, sampled at 8 Hz), four Acoustic Doppler Velocimeter (ADV1-4, 8 Hz), one Acoustic Doppler

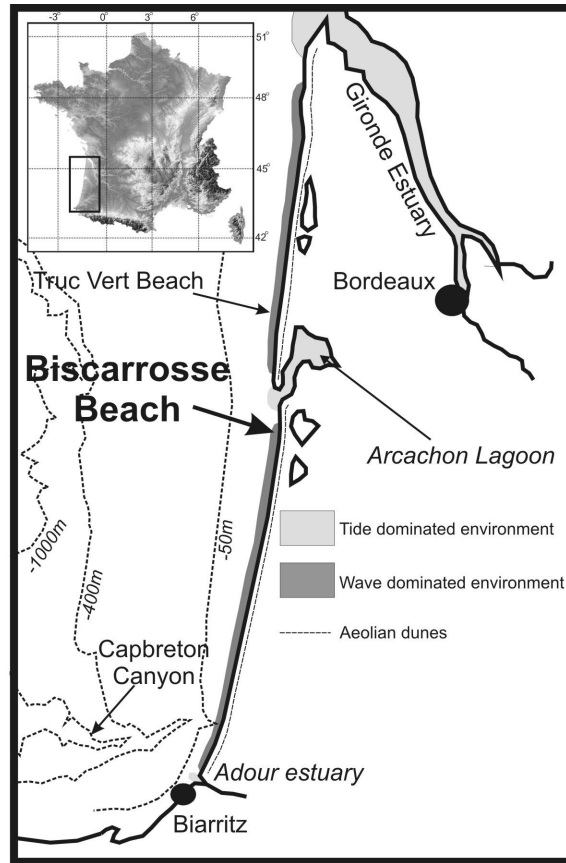


FIG. 4.1 – The French Aquitanian Coast indicating the Biscarrosse field site and locations of wave-dominated and tide-dominated environments.

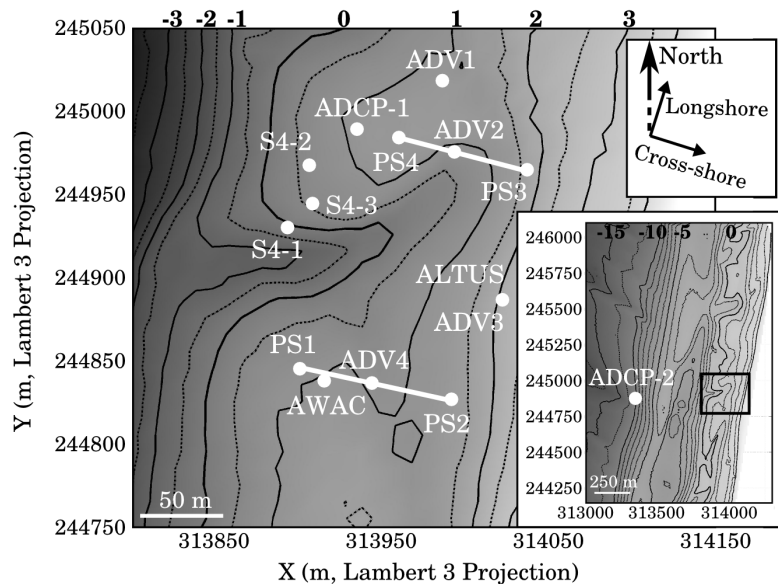


FIG. 4.2 – Bathymetry of the instrumented bar and rip morphology showing the locations of the sensors. The extensive topography-bathymetry of Biscarrosse Beach with the position of the offshore ADCP deployed at 10 m water-depth at low tide is shown in the right hand panel. The system of coordinates is the Lambert 3 projection. The 0 isobath indicates the lowest astronomical tide.

Current Profiler (ADCP-1, profile interval 20 s), one Acoustic Wave And Current meter (AWAC, profile interval 300 s) and one S4 InterOcean current velocimeter (2 Hz) were deployed. The S4 was deployed in 3 different locations in the vicinity of the rip neck (Fig. 4.2, S4-1,-2,-3 correspond to the 3 deployment locations). Two ADVs (ADV2 and ADV4) and the S4 were deployed in both northern and southern feeder channels and close to the rip channel, respectively. Finally, during the first tide cycle of the experiment, a human drifter experiment was carried out in the rip current system. Table 4.1.2 shows the schedule of the sensor deployment as all the instruments were not deployed at the same time.

TAB. 4.1 – Instrumentation deployed during Biscarrosse field experiment : (-) no deployment, (X) instrument deployed and (X-) deployed during increasing tide and not during falling tide.

Sensors	Days of the field experiment									
	13/06/07		14/06/07		15/06/07		16/06/07		17/06/07	
	am	pm	am	pm	am	pm	am	pm	am	pm
ADV1	-	-	-	-	X	X-	-	X	X	-
ADV2	-	X	X	X	X	-	X	X	X	-
ALTUS / ADV3	-	-	-	X	X	X	X	-	-	-
ADV4	-	-	X	X	X	X	X	-	-	-
PS-(1,2)	-	-	X	X	X	X	-	-	-	-
PS-3	-	X	X	X	X	-	X	X	X	-
PS-4	-	X	X	X	X	-	-	-	-	-
ADCP-1	-	-	-	X	X	X	X	-	-	-
ADCP-2	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X
AWAC	-	-	-	X	X	X	X	X	X	-
S4	-	X1	X2	X2	X3	X3	X3	X3	X3	-

To measure offshore wave conditions, another ADCP (ADCP-2, 10 min, Fig. 4.2) was deployed at 10 m depth (at low tide) seaward of the study area. Offshore wave conditions remained very close to shore-normal incidence, favoring rip current formation rather than sinuous longshore currents. Offshore significant wave height ranged from 0.5 m to 3 m (Fig. 4.3) with persistent swell and sometimes a superimposed wind sea. The peak wave period (T_p) ranged from 8 to 11 s. The experiment took place during spring tides, with a tidal range varying from 3.3 m to 3.8 m. Thus, in the reference system of coordinates (0 bathymetry), the water level ranged between about 0.9 m and 4.7 m.

Daily, topographic surveys were carried out at low tide with 15 m spacing transects on an area covering about 1 km and 250 m in the longshore and cross-shore directions, respectively. The real-time kinematics GPS used herein for measuring the topography with a centimetric precision was a Trimble 5700. In addition, coarser 3 km alongshore topographic surveys were undertaken (25 m spacing transects). To analyze the high frequency bottom level evolution, an altimeter (ALTUS in Fig. 4.2, 2 Hz) was placed shoreward of the rip channel. The CamEra video-imaging system, developed at the NIWA (New-Zealand), was implemented in April 2007 at Biscarrosse Beach. The station is composed of five high-resolution cameras which provide high sample rate information of an about 2 km alongshore stretch of beach covering the field experiment area (Almar

et al., 2008). The "Service Hydrographique et Oceanographique de la Marine Nationale" (SHOM) undertook a large high-resolution bathymetric survey of the area (Fig. 4.2, bottom right) showing the presence of an almost straight subtidal outer crescentic bar and a well-developed, poorly rhythmic, inner bar and rip morphology.

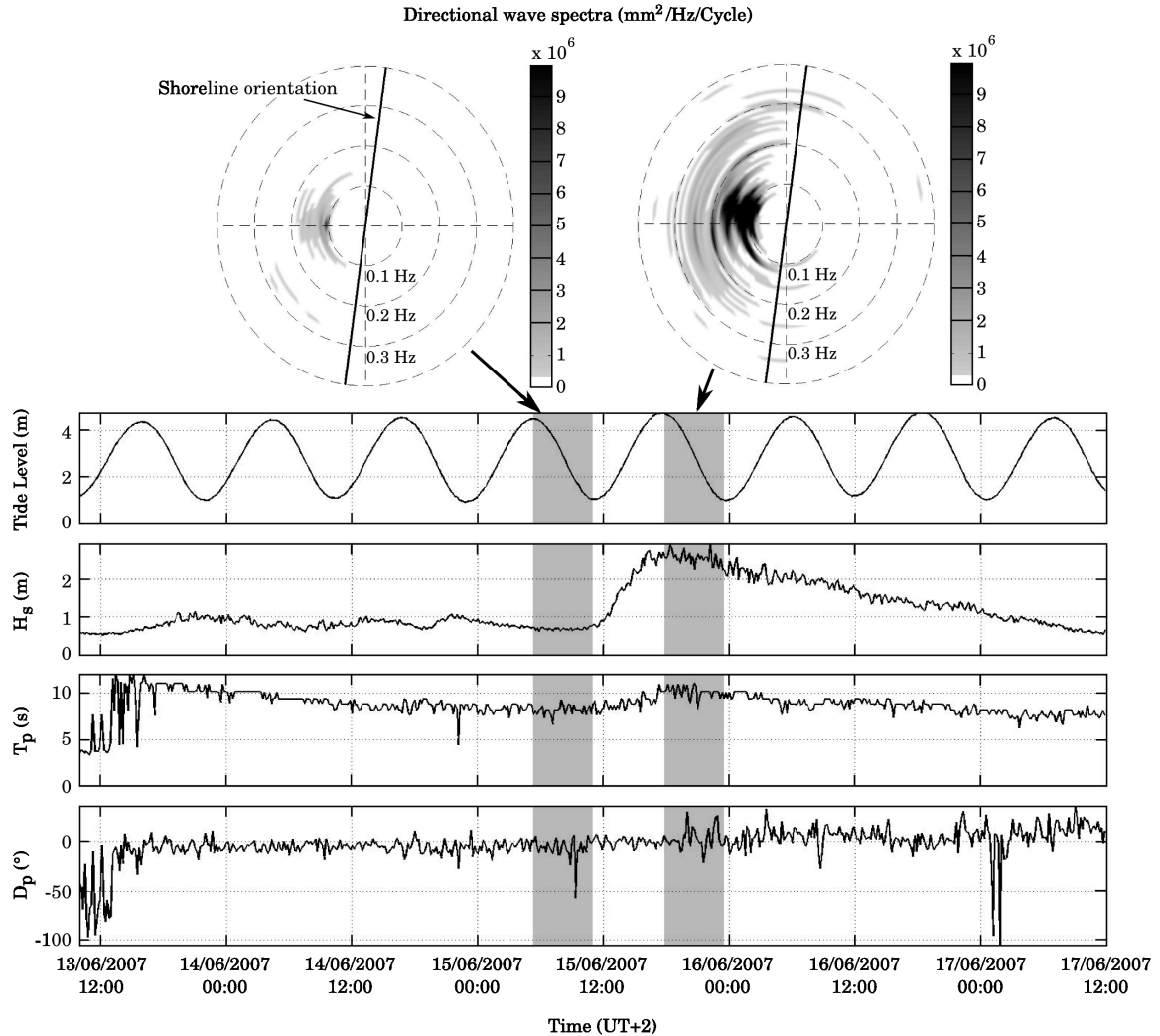


FIG. 4.3 – Offshore wave conditions and tide level measured by the offshore ADCP-2 during the five-day field experiment with indication of the two studied events (shaded areas) : (1) June 15 from 05h to 10h30 (UT+2) with low-energy shore-normal waves ($H_s = 0.85$ m, $T_p = 8$ s); (2) June 15 from 17h to 22h30 (UT+2) with high-energy shore-normal waves ($H_s = 3$ m, $T_p = 10.5$ s) and superimposed high directional spreading wind sea. The top panels show the directional wave spectrum for each of the two selected events (noted 1 and 2).

The instrumented bar and rip morphology was characterized by a narrow and deep rip channel. Figure 4 describes the studied morphology with the cross-sections of the feeder and rip channels (following the work of Brander & Cowell (2003)). The cross-shore section of the rip-neck channel (Fig. 4.4b) reached about 110 m wide and 1.4 m deep. Water depth in the rip channel ranged from 1.3 m to 5.1 m depending on the tide elevation. The northern longshore-oriented feeder channel was characterized by a cross-section depth and width of around 0.9 m and 60 m, respectively (Fig. 4.4c). The southern longshore-oriented feeder channel was less developed than the northern feeder,

with a cross-section depth and width of 0.3 m and 50 m, respectively (Fig. 4.4d). The water depth in both the northern and southern feeder channels ranged from 0.5 to 4.3 m and from 0.1 to 3.9 m, respectively. The rip current did not extend to the outer bar. This morphology can be identified as a transverse bar and rip morphology (TBR) according to the Wright & Short (1984) classification.

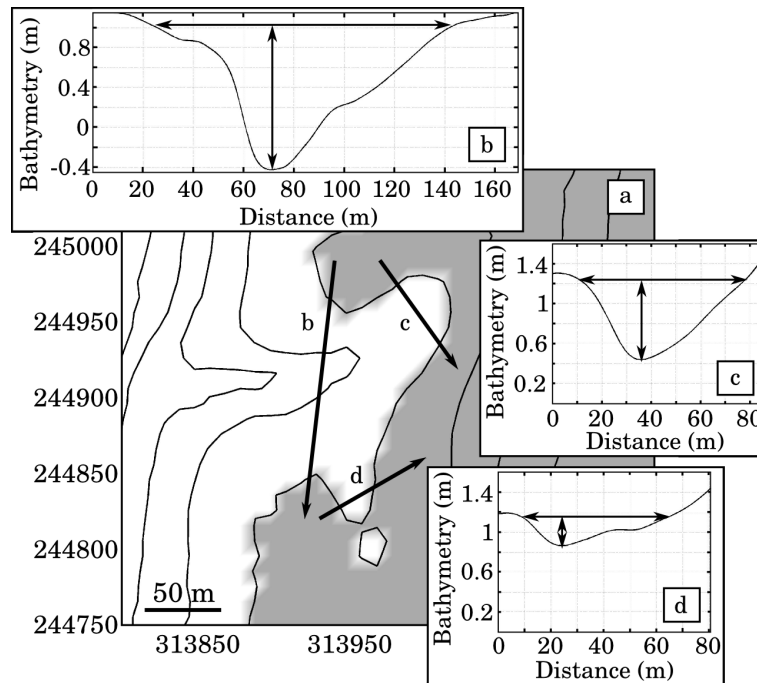


FIG. 4.4 – a) Description of the bar and rip morphology. Three cross-sections are indicated by the black arrows, b) cross section of the rip-neck channel, c) cross-section of the northern longshore-oriented feeder channel and d) cross-section of the southern longshore-oriented feeder channel. Black arrows indicate the depth and width of each cross-section.

4.1.3 Rip current hydrodynamics

Mean rip current circulation

As detailed previously, two distinct wave events can be clearly identified during the field experiment. The three first days were characterized by low-energy waves. High-energy waves were recorded during the storm event which started during the afternoon of June 15. To investigate the influence of the offshore wave forcing (significant wave height) on the rip current dynamics, two specific hydrodynamic periods were selected (gray bands in Fig. 4.3) : (1) June 15 from 05h to 10h30 (UT+2) with low-energy shore-normal waves ($H_s = 0.85$ m, $T_p = 8$ s); (2) June 15 from 17h to 22h30 (UT+2) with high-energy shore-normal waves ($H_s = 3$ m, $T_p = 10.5$ s) and superimposed large directional spreading wind sea. Given the strong tidal modulation of observed wave-driven circulations, four representative tidal elevations are selected to investigate the circulation patterns : (1) at high tide (HT), (2) between mid tide and high tide (MTHT), (3) at mid tide (MT) and (4) between low tide and mid tide (LTMT). For each wave condition, the four tidal elevations have been chosen during falling tide.

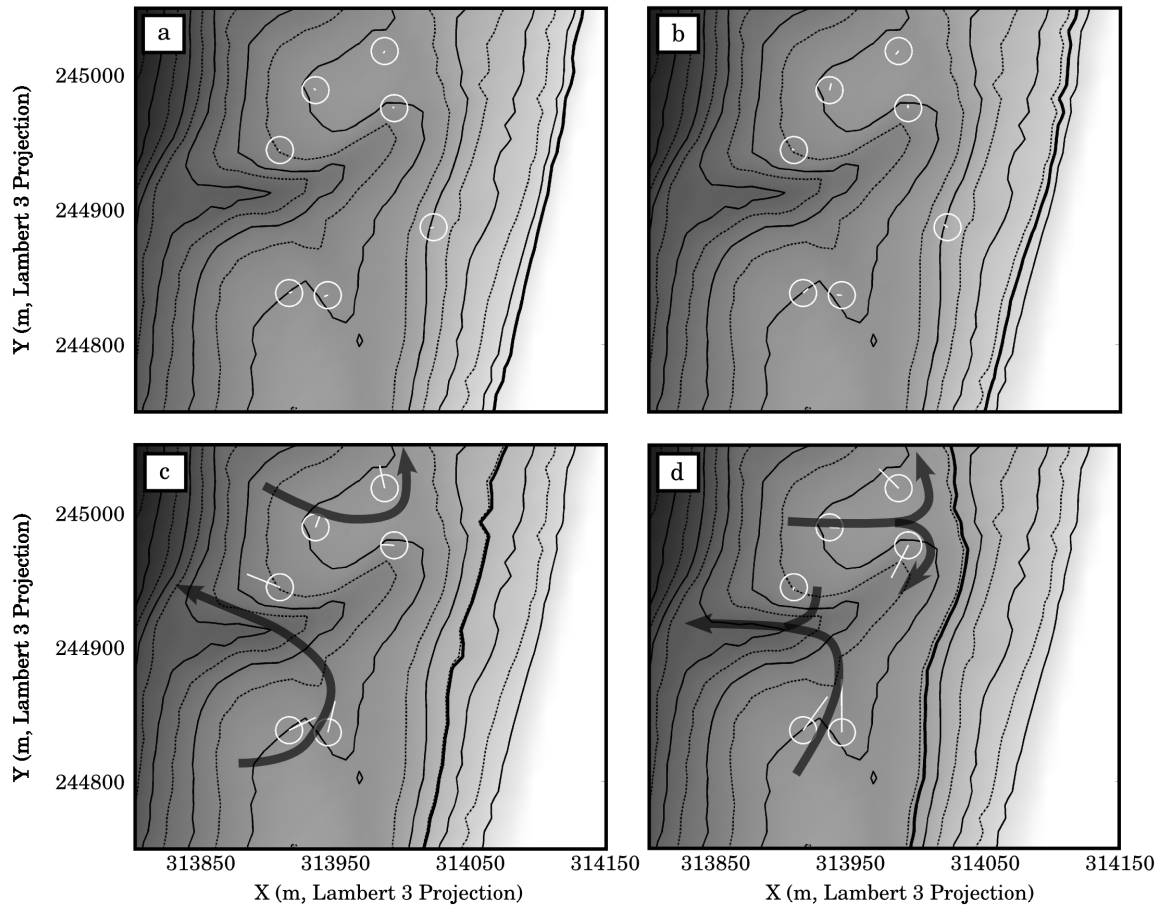


FIG. 4.5 – 1-hour mean current (white line) measured at four different moments of the tide for low-energy wave conditions ($H_s = 0.85$ m, normal incidence and $T_p = 8$ s) during the falling tide of June 15 (from 05h to 11h (UT+2), first event in Fig. 4.3). a) HT (high tide), b) MHTT (between mid tide and high tide), c) MT (mid tide), d) LTMT (between low and mid tide). Black arrows show the conceptual circulation patterns. The white lines indicate the directions and the intensities of the 1-hour mean currents. Current magnitudes of 0.1 m/s are represented by the white circles. The thick black line represents the water level.

1-hour mean wave-induced currents with superimposed conceptual circulation patterns for the four tidal elevations described before are shown in Figures 4.5 and 4.6 for events 1 and 2, respectively. The mean flows were averaged on a period larger than VLF motions. Both events show a strong tidal modulation of the wave-induced mean circulation patterns. In particular, during event 1, currents were insignificant between mid tide and high tide as water depth above the bar was too high for the waves break across the bar and to drive rip current circulations. Rip current circulations were significant for lower tide levels (Fig. 4.5c-d) with persistent onshore flow over the bar on the order of 0.1-0.3 m/s (1-hour mean currents), and stronger feeder currents at the southern side of the rip channel. At mid tide, the S4 located on the edge of the main body of the rip channel (S4-3 in Fig. 4.2) measured 1-hour averaged current of about 0.3 m/s and 5-min averaged currents reaching 0.6 m/s (Fig. 4.7a). Note that for similar wave conditions and with the S4 located closer to the rip channel during the first day of experiment (position S4-1 in Fig. 4.2, see Fig. 4.8), mean rip current velocities reached about 0.8 m/s. This

suggests that, during event 1, rip current velocities in the main body of the rip channel were larger than those measured by the S4-3. During event 2, mean circulation patterns between low tide and mid tide are similar to those observed during event 1, with more intense velocities (Fig. 4.6c-d) on the order of 0.3-0.8 m/s for the same tidal water levels. Persistent offshore directed flows are observed from mid tide to high tide (Fig. 4.6a-b). The measured mean flow velocities were the result of the superimposition of the rip current circulations and the undertow (also known bed return flow) contribution, as all the currentmeters were deployed in the surf zone.

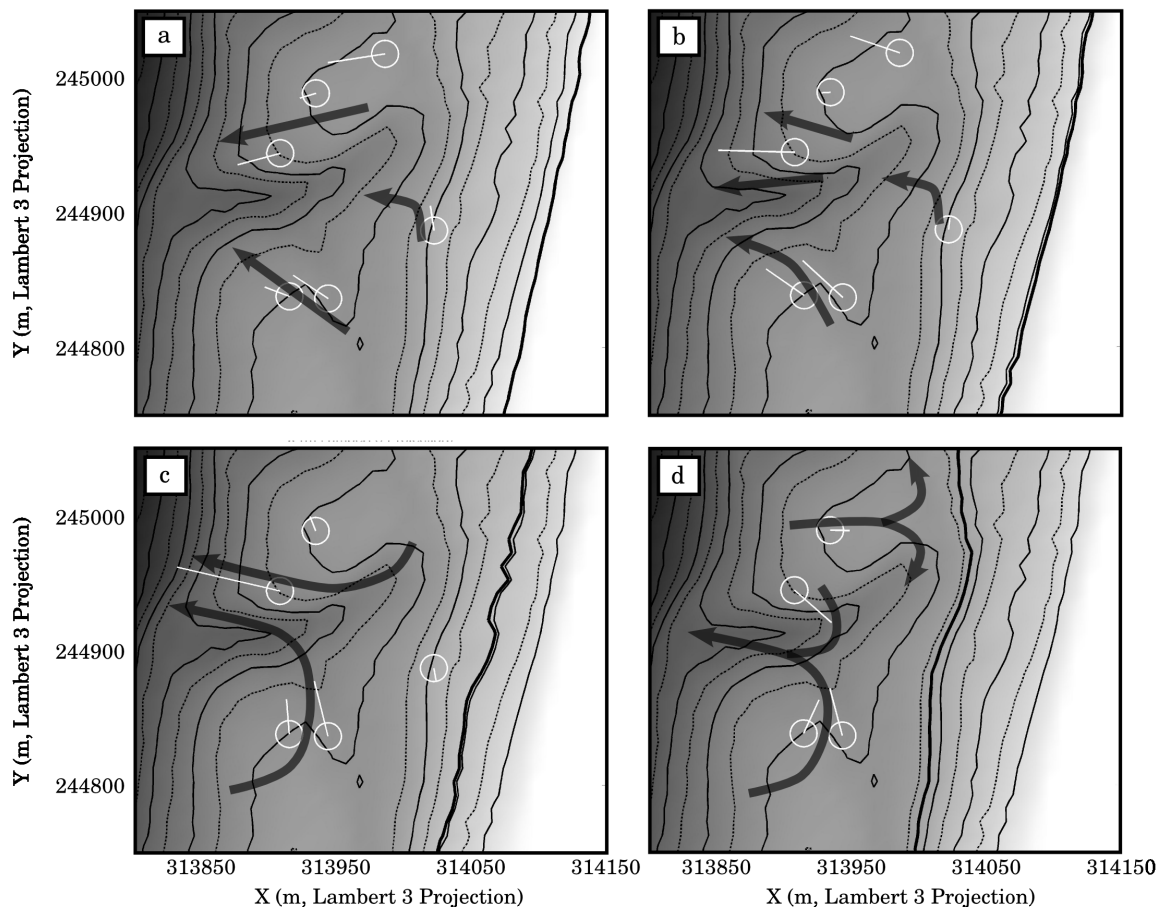


FIG. 4.6 – 1-hour mean current (white line) measured at four different moments of the tide for high-energy conditions ($H_s = 3$ m, normal incidence and $T_p = 10.5$ s) during the falling tide of June 15 (from 17h to 23h (UT+2), second event in Fig. 4.3). a) HT, b) MTHT, c) MT, d) LTMT. Black arrows show the conceptual circulation patterns. The white lines indicate the directions and the intensities of the 1-hour mean currents. Current magnitudes of 0.1 m/s are represented by the white circles. The thick black line represents the water level.

Results presented in Figure 4.7 show in more detail that, for both high- and low-energy offshore waves, tidal modulation of wave-driven circulation are pronounced. The occurrence of maximum rip current circulation intensity, which is found here to be close to mid/low tide for low-energy waves, shifts toward high tide with increasing wave energy. Strong VLF motions were observed during the whole experiment when the rip current was active.

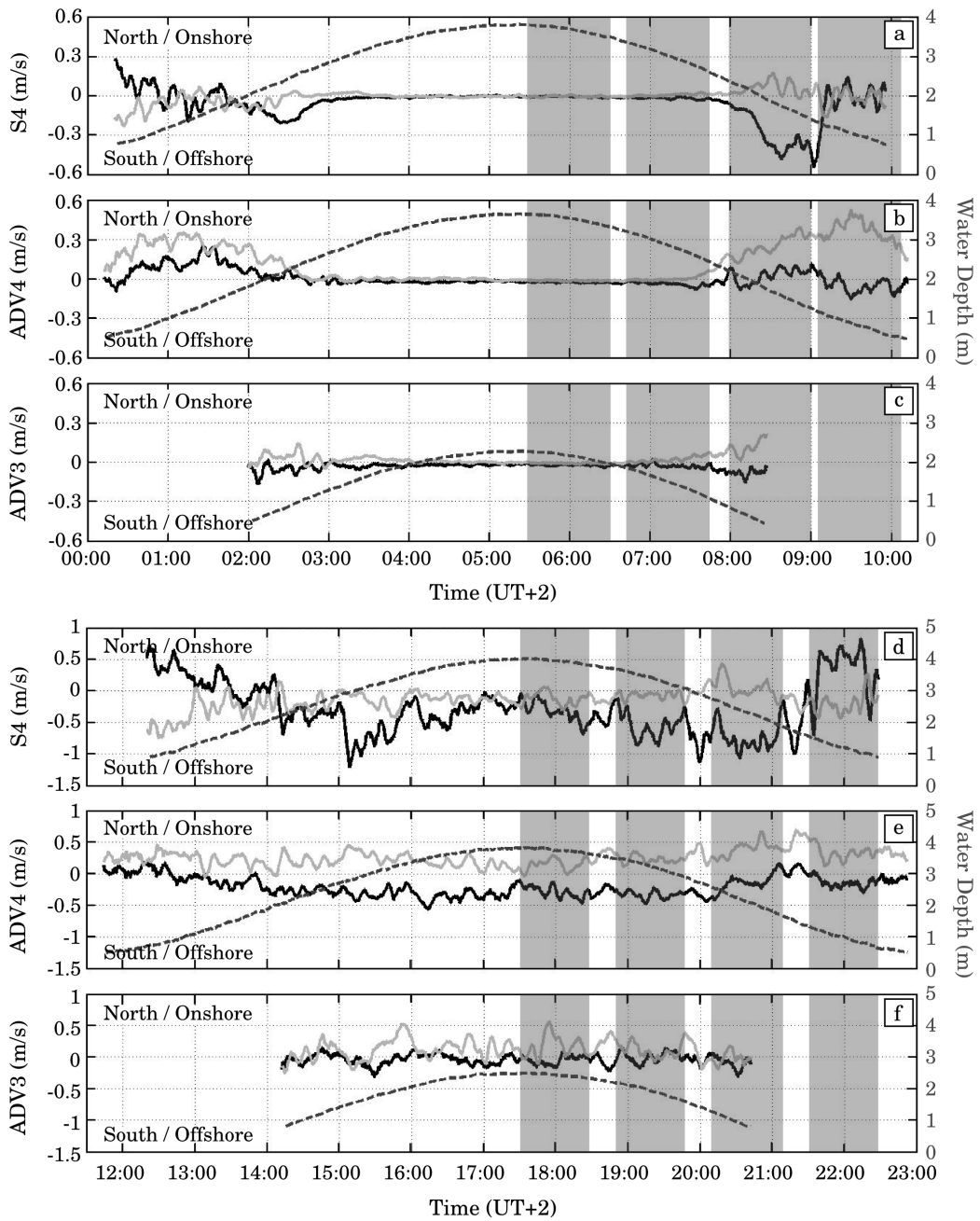


FIG. 4.7 – Flow velocity characteristics on June 15 for the S_4 (a,d), the ADV_4 (b,e) and ADV_3 (c,f). a,b,c) Time series of 5-min averaged currents for low-energy waves during the first selected event ($H_s = 0.85$ m, normal incidence and $T_p = 8$ s). d,e,f) Time series of 5-min averaged currents for high-energy waves during the second selected event ($H_s = 3$ m, normal incidence and $T_p = 10.5$ s). The dashed lines represent the water depth. Positive values indicate a shoreward cross-shore current (black) and a northward longshore current (gray).

Very Low Frequency pulsations

Cross-shore and longshore 5-min averaged velocity time series at the S4, ADV3 and ADV4 locations for the two previous events are shown in Figure 4.7. The time series corroborate the presence of strong currents for low-energy wave conditions (Event 1, Fig. 4.7a-c). Velocities measured by the S4 buoy (deployed close to the rip neck but not in the deepest part of the channel) reached 0.6 m/s. Velocities measured in the southern feeder (ADV4) reached 0.4 m/s. During high-energy conditions, 5-min mean currents reached 1.2 m/s and 0.6 m/s, for the rip current and the southern feeder current, respectively (Fig. 4.7d-e). VLF pulsations were observed when the rip was active. 15-min pulsations of rip current circulation can be observed for low-energy waves with intensities of about 0.1 m/s (Fig. 4.7a-b). Figure 4.7d and 4.7e show 30-min pulsations with intensities on the order of 0.4 m/s (with peak reaching 1 m/s), during the energetic event. Figures 4.7c and 4.7f illustrate the presence of VLF in the upper beach face where undertow is predominant.

To emphasize the pulsating behavior of rip currents, Figure 4.8 shows the velocity spectrum (computed with the S4 measurements recorded during the falling tide June 13 in the afternoon - gray band in Fig. 4.8) and the velocity time series measured by the S4 during the first day of the experiment when the S4 was deployed in the very close vicinity of the rip neck (S4-1 in Fig. 4.2). 5-min averaged currents (Fig. 4.8b) clearly show the presence of intense VLF pulsations (6 significant peaks are observed during this period for both cross-shore and alongshore velocity components) with intensities reaching 0.6 m/s for significant wave height lower than 1 m (wave conditions similar to event 1). Results show that the energy in the infragravity band was insignificant in comparison with that in the far-infragravity band. Two distinct pulsation periods are identified : around 20 min and 30 min. During this first day, a human drifter experiment was carried out with a GPS. All the drifters that were caught in the rip passed over the S4 location which means that the S4-1 was located in the rip current throat, where rip current velocities were the most intense.

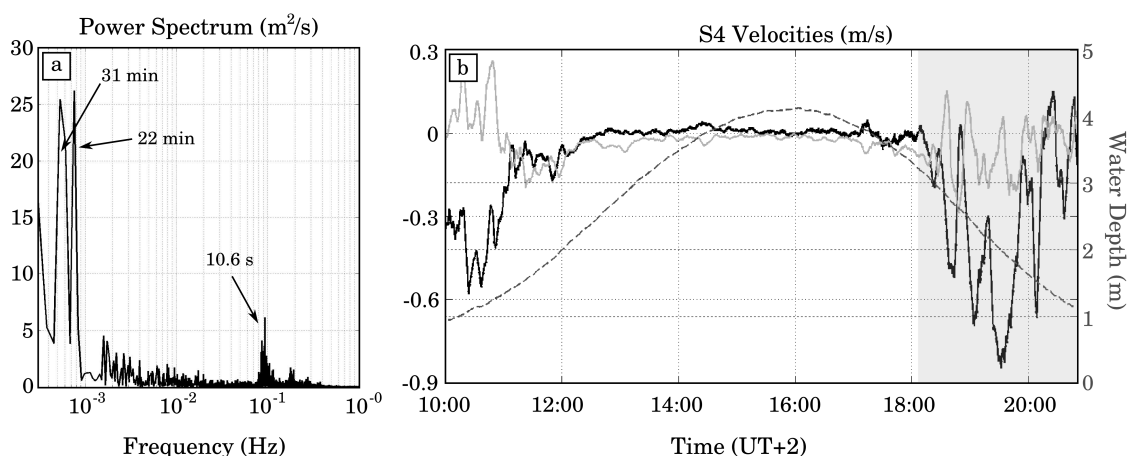


FIG. 4.8 – a) Velocity power spectrum of rip current measured by the S4 during the afternoon of June 13, when the S4 was deployed in the close vicinity of the rip neck (S4-1 in Fig. 2). b) 5-min averaged longshore and cross-shore currents in gray and black, respectively, and superimposed water depth (dashed line). Gray band indicates the section used to compute the spectrum.

Vertical structure of the currents

Two vertical current profilers were deployed on the northern and southern bars during the experiment (AWAC and ADCP-1 in Fig. 4.2). Figure 4.9a illustrates the vertical structure of the 30-min mean longshore and cross-shore currents for both low- and high-energy conditions between mid and high tide measured by the AWAC. In both conditions, the profiler measured depth-uniform velocities. Onshore currents were observed for low-energy waves, while strong seaward currents were measured during the storm event. This suggests that flow velocities measured by the other (not profiler) currentmeters were representative of the velocities in the water column. Figure 4.9b shows 5-min averaged vertical profile in the afternoon of June 14 when strong onshore wind occurred (~ 20 m/s), which illustrates the presence of an intense shear near the mean free surface elevation.

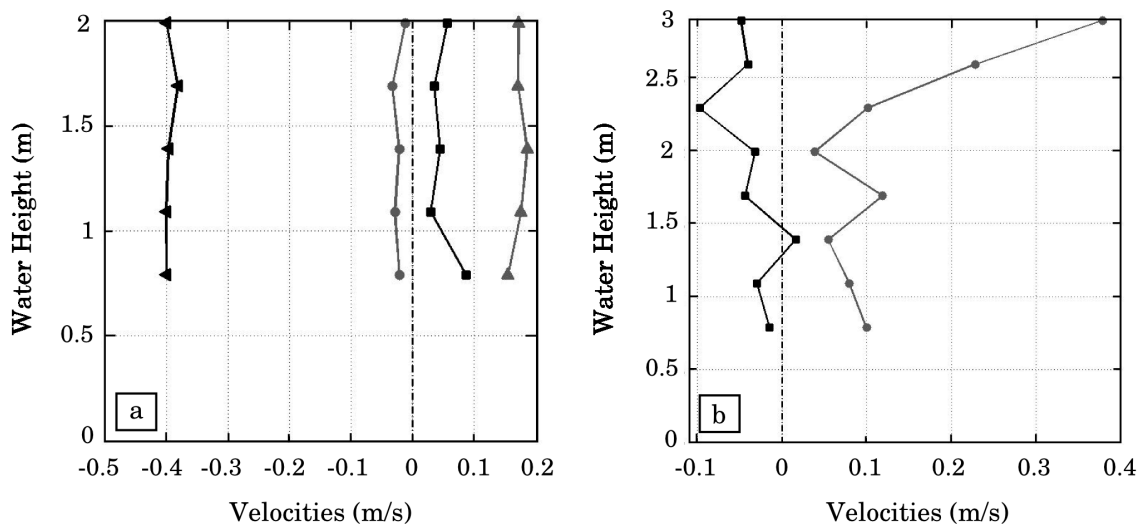


FIG. 4.9 – Vertical profile of averaged current. a) 30-min averaged currents measured by the AWAC current profiler between mid tide and low tide. Squares and circles represent the cross-shore and longshore profiles, respectively, during low-energy waves. Triangles represent the profiles during high-energy conditions. b) 5-min averaged currents with the presence of wind during calm conditions. Positive values indicate a shoreward cross-shore current (black) and a northward longshore current (gray).

4.1.4 Morphodynamics

Figure 10 shows daily geo-referenced rectified images of the bar and rip morphology from June 13 to June 17 in the morning, at low tide. Video imaging and topographic survey analysis show an onshore migration of the oblique bar during the whole field experiment. On June 13 (Fig. 4.10a), the beach exhibited a well-developed southward-oriented bar and rip morphology. A northward-oriented smaller rip channel was observed in the northern part of the system. Another interesting feature was the presence on the upper part of the beach of a small-scale (about 50 m wide in the cross-shore distance) ridge and runnel system with a shore-normal mini-rip opening facing the main rip channel. Before the storm event (Figure 4.10a-c), a quasi-steady onshore migration of the bar

of about 5 m/day was observed. During the same time, the mini-rip progressively infilled. Figures 4.10d and 4.10e show the post-storm evolving beach morphology. Surprisingly, during the storm event, the bar continued to migrate shoreward with a slightly higher rate. The upper part of the intertidal domain was entirely flattened.

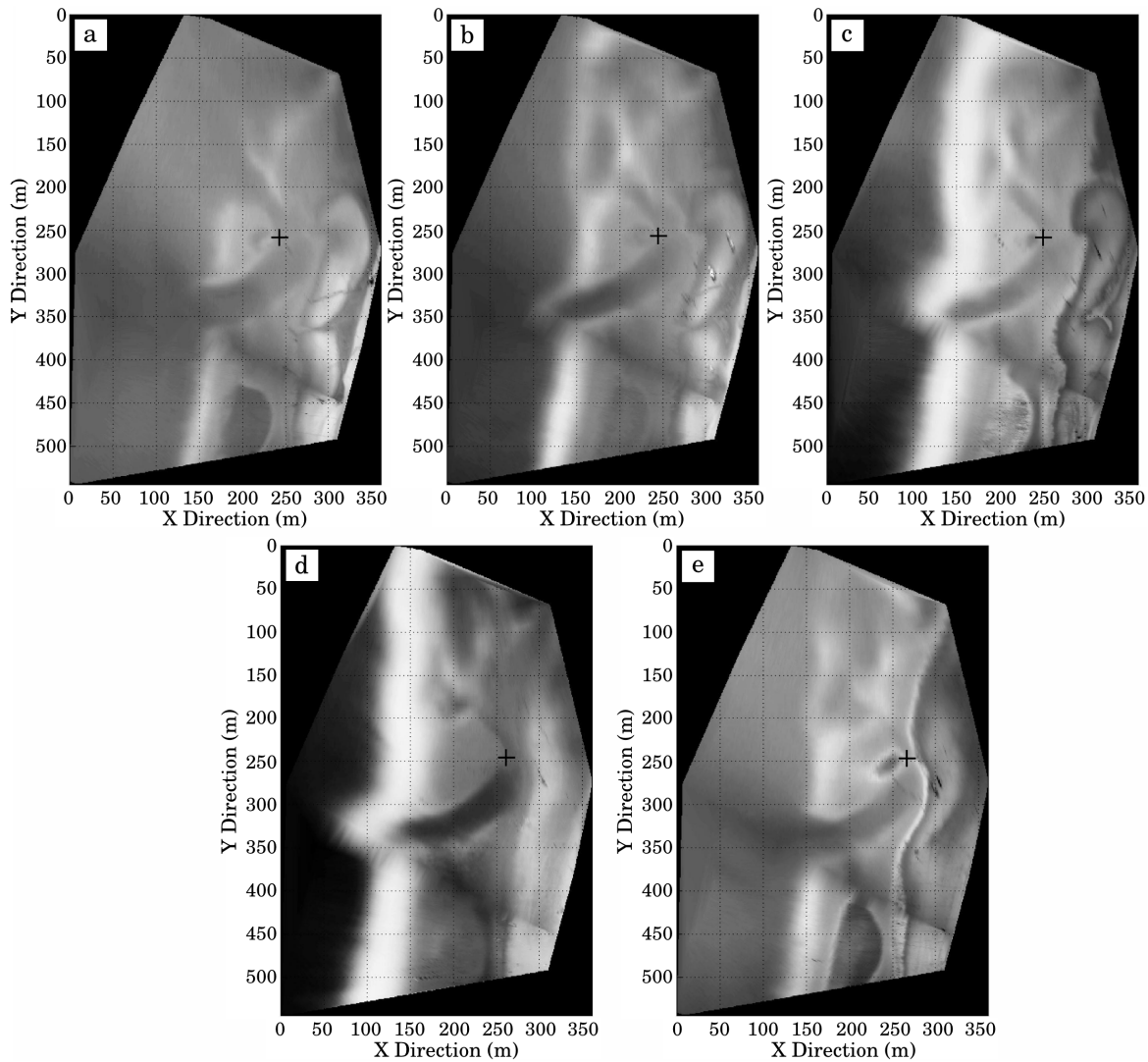


FIG. 4.10 – 15-min mean *CamEra* images (NIWA) combined (camera 2 and 4) and rectified for each day at low tide during the field experiment centered of the bar and rip system investigated in this study. a) June 13, b) June 14, c) June 15, d) June 16 and e) June 17. The black square symbol indicates the position of the bar crest. The time evolution of the crest shows a quasi-steady shoreward migration of about 5 m/day.

High-frequency measurements of the bed evolution were carried out with an altimeter deployed in the upper part of the beach (ALTUS, Fig. 4.2). Figure 11 shows the measured bed evolution during both low- and high-energy events. During the low-energy event tide cycle, although the mean currents were weak, the altimeter recorded variations on the order of 1-6 cm with a period of 10-90 min (Fig. 4.11a). These few centimeter fluctuations may be the trace of migrating ripples. Indeed, given the wave conditions, the ripple predictor of Nielsen (1981) predicts ripples with a 20 cm wavelength, a height of about 3 cm and a migration rate of about 0.04 mm/s, which is realistic for weakly

asymmetric waves at high tide. For the energetic event (Fig. 4.11b), the bottom level fluctuations reached 20 cm on time scales of about 1 hour which cannot be associated to ripples. Indeed, ripple predictors indicate the presence of sheet flow for these current and wave characteristics. In both cases, the net bed level evolution over the tide cycle was only of about a few centimeters (Fig. 4.11).

4.1.5 Discussion

Hydrodynamics

Drifter experiments in the laboratory (Kenned & Thomas, 2004) and in the field (MacMahan *et al.*, In press) showed the presence of circulation cells associated with rip currents. The present paper shows, within a large array of measurements, similar results with the presence of two circulations. In general, previous works focusing on rip hydro- and morphodynamics were conducted in low-energy environments with relatively small tidal ranges (Sonu, 1972; Smith & Largier, 1995; Aagaard *et al.*, 1997; Brander, 1999; MacMahan *et al.*, 2005, 2006, 2008, In press). Few studies (Brander & Short, 2000; Castelle *et al.*, 2006a) were carried out in more energetic environments (H_s ranging from 1.5 to 2.5 m) where intense rip flow velocities were measured. The present study details a complete dataset on a meso-macrotidal energetic wave-dominated environment. The deployment of the S4 the first day in the close vicinity of the rip neck provided unique information about intensities and VLF motions of rip currents. In particular, intense mean rip current velocities (0.8 m/s) were measured for low-energy conditions ($H_s \approx 0.85$ m) on a well-developed southward oriented bar and rip system.

Among the studies mentioned above, MacMahan *et al.* (In press) measured mean rip current velocities of about 0.3 m/s with peak velocities reaching 0.4 to 0.65 m/s for significant wave height ranging from 0.9 to 1.6 m, over small alongshore bedform non-uniformities. Brander & Short (2000) found mean lagrangian velocities reaching 0.8 – 1.2 m/s in the rip neck for moderate/energetic conditions. In the present study, rip current velocities during low-energy wave events are stronger than those measured by MacMahan *et al.* (In press) or similar to those of Brander & Short (2000). Results at Biscarrosse Beach are consistent with previous modeling works and field experiments on Aquitanian coast (Castelle & Bonneton, 2006a; Castelle *et al.*, 2006a). The present work highlights the impact of the bathymetry on rip currents and shows that intense rip currents can be observed on strongly alongshore non-uniform beaches even for low-energy waves.

Tidal modulation of rip current identified by few authors (Aagaard *et al.*, 1997; Brander, 1999; MacMahan *et al.*, 2005, 2006; Castelle & Bonneton, 2006a; Castelle *et al.*, 2006a) is highlighted in the present work. Aagaard *et al.* (1997), Brander (1999) and MacMahan *et al.* (2006) showed that flows in the rip channel and feeders are characterized by an increasing speed with decreasing tidal elevation. Aagaard *et al.* (1997) showed the presence of a wave state threshold suggesting that rip activity is constrained by some critical amount of wave dissipation across the bar. To characterize the occurrence of wave-breaking, Figure 4.12 illustrates the ratio of the offshore significant wave height to the local water depth (both in rip channel and above the sandbar). In Figure 4.12, the mean currents are insignificant when the ratio is lower than a given threshold (0.35 on the bar). This clearly confirms the presence of a threshold controlling the activity of the rip current system. For low-energy conditions, the threshold is only exceeded between low and mid tide when waves break across the bar while, during high-energy conditions, the threshold is reached all over the tide cycle. In the present study, when

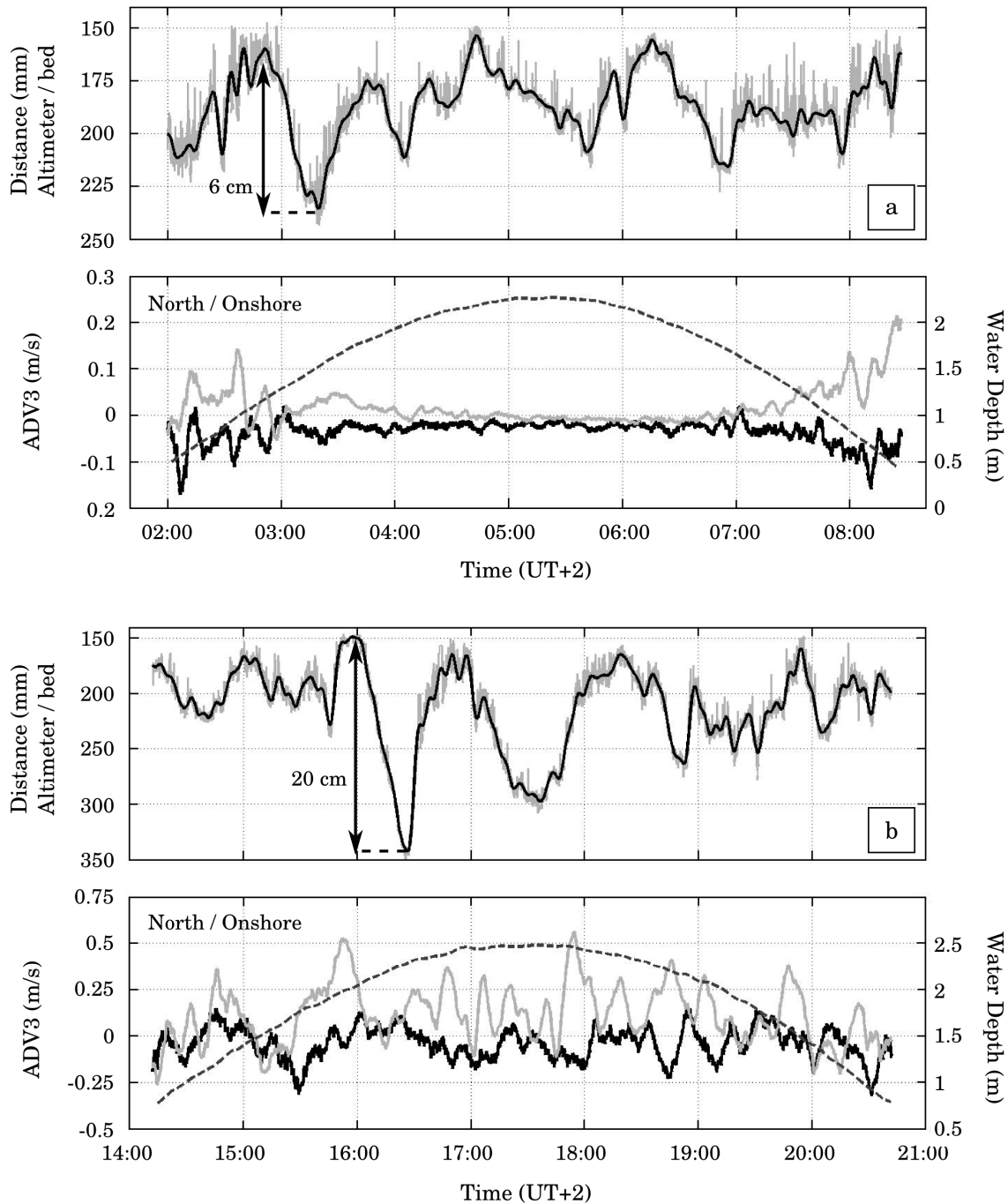


FIG. 4.11 – Time series of the 5-min averaged bed level evolution (black) measured by the altimeter and water depth (dashed line) with superimposed 5-min averaged velocities near the bottom; a) for low-energy conditions, b) for energetic conditions.

low-energy waves prevailed, maximum rip velocities occurred between low and mid tide which goes with the results of Castelle & Bonneton (2006a) and Castelle *et al.* (2006a) using both modeling and experimental studies on other Aquitanian Coast beaches. The occurrence of rip current activity and dynamics is controlled by the rip current system morphology, the offshore wave forcing and the tidal range. The Aquitanian Coast is a meso-macrotidal environment with tidal ranges reaching 5 m during spring tides. At low tide and for a sufficient tidal range, the bar emerges from the water and waves cannot induce feeder and rip currents. When the water level increases, waves break across the bar and drive the rip current circulations. At high tide, low-energy waves do not break across the bar (no rip activity) while energetic waves still break across the bar (rip current activity). This explains why the maximum rip current velocity occurs close to low-mid tide for low-energy waves and shifts to high tide when increasing offshore wave energy. This contrast with earlier rip field studies in lower tidal range settings in which maximum rip current velocity occurred at low tide. The main reason is that the bar did not emerge from the water at low tide.

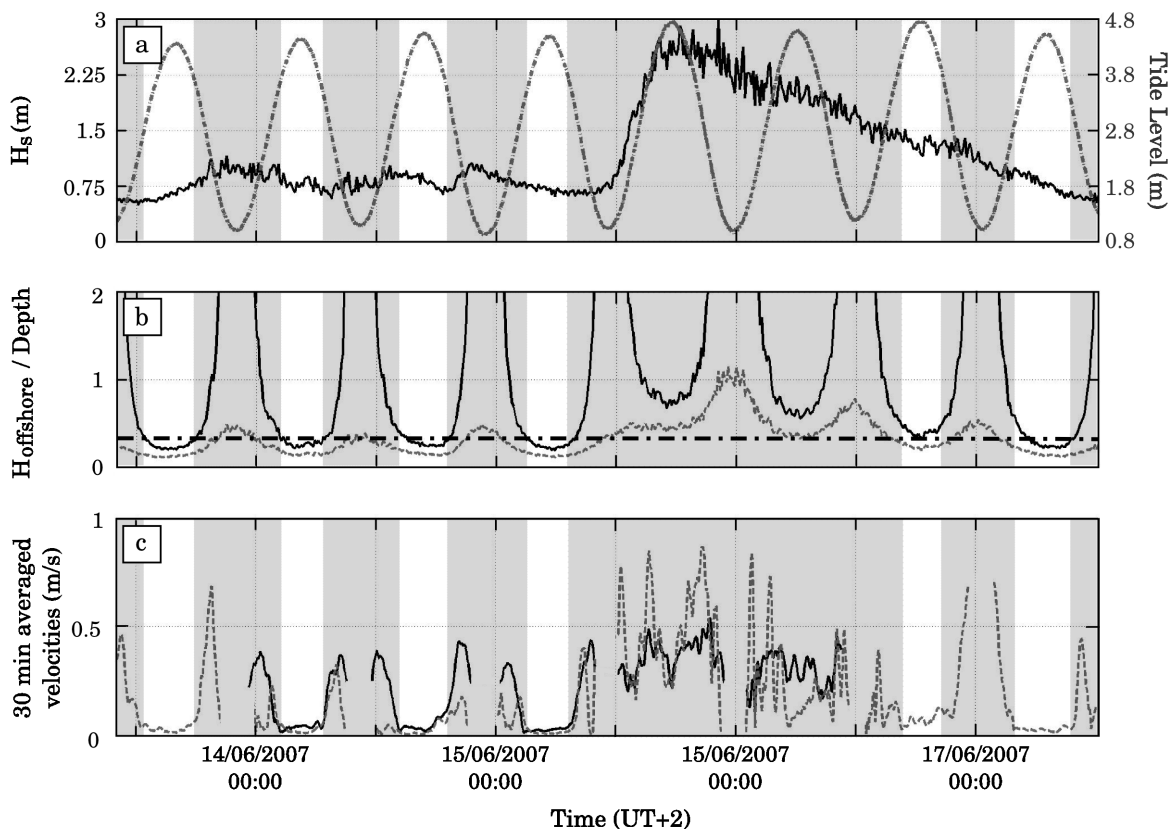


FIG. 4.12 – a) Offshore significant wave height (black) with superimposed tide level (dashed gray). b) Ratio of the offshore significant wave height to the local water depth on the bar (black) and in the rip channel (gray). Dashed dot line indicates a threshold (0.35) delimiting rip current activity. c) 30-min averaged current magnitudes measured by the ADV4 (black) and by the S4 (gray dashed). Finally the shaded areas illustrate when rip currents are active.

Recent field experiments (Smith & Largier, 1995; MacMahan *et al.*, 2004a,b, 2006; Bonneton *et al.*, 2006; Reniers *et al.*, 2007) showed infragravity ($0.004 < f < 0.04$ Hz) and/or VLF ($f < 0.004$ Hz) pulsations of rip currents. The present study also underlines the presence of VLF pulsations of the rip currents. The large array of sensors

measured both infragravity and VLF motions all over the surf zone, except when the S4 was deployed in the rip throat (S4-1, June 13) when the velocity spectrum clearly highlighted strong energy in the far infragravity band and insignificant infragravity band contribution. The VLF motions measured in the rip neck reach 0.6 m/s even for low-energy conditions. The results suggest spatial variation of the VLF contribution which is corroborated by the modeling study of Bruneau *et al.* (2009). The present study also shows that the period and intensity of the VLF pulsations increase with increasing offshore wave conditions, in agreement with the observations of Callaghan *et al.* (2004) and MacMahan *et al.* (2004b) on a transverse barred beach. Finally, the study of the drifter trajectories (Castelle *et al.*, 2008b; Bruneau *et al.*, 2009) indicated that 80 % of the drifters were retained into the circulation patterns associated with the rip current system and the remaining 20 % were caught by a pulsating jet which is in agreement with recent observations of MacMahan *et al.* (In press) on a micro-mesotidal beach. This corroborates the intense pulsating behavior of rip currents. The generation of the VLF motions are not investigated herein. Understanding the contribution of both wave group (MacMahan *et al.*, 2004b; Reniers *et al.*, 2007) or shear instabilities (Haller & Dalrymple, 2001; Bruneau *et al.*, 2009) is a real scientific challenge to improve our knowledge on the source mechanisms of the VLF.

Morphodynamics

According to conceptual models (Wright & Short (1984); Masselink (1993); Brander (1999); Castelle *et al.* (2007)), higher wave events result in a rapid up-state transition of beach state, while lower waves result in a slow down-state accretive transition. During the experiment, a shoreward migration of the bar was observed during high energy waves with H_s reaching 3 m. The observed onshore migration is even more unexpected given that a persistent offshore directed flow was measured all over the inner bar morphology during the storm. This unexpected onshore bar migration during the storm event can be assumed to be the result of the continuing down-state readjustment of the inner bar resulting from a 6 m storm event which had occurred two weeks before the field campaign. Such accretionary adjustment is in agreement with a previous observation at Truc Vert Beach on the Aquitanian Coast during PNEC 2001 experiment (Castelle *et al.*, 2006a, 2007). Recently, Austin *et al.* (In Press) underlined three processes which can cause a net onshore sediment transport : flow velocity skewness, wave asymmetry and bed ventilation. Wave asymmetry or flow acceleration can induce a net onshore transport even in the presence of seaward mean currents. Finally, other recent studies such as Aagaard *et al.* (2006) or van Maanen *et al.* (2008) suggest that the bore dynamics in very shallow water (and in swash zone) is responsible for a significant onshore bar migration which may play an important role in the net cross-shore bar migration over a tide cycle. In the present study, given that flow measurements were acquired at about 50 cm above the seabed, there was no information on hydrodynamics when swash processes were predominant.

During the experiment, the altimeter revealed the presence of significant fluctuations of the bed during a tide cycle. This kind of seabed fluctuations has been observed all over the experiment, both inside and outside the surf zone, and for both low- and high-energy conditions. These results provide a quite valuable measurements in an energetic wave-dominated environment. During the low-energy period, seabed fluctuations of few centimeters were measured. For such wave conditions, regarding the main ripple characteristics (wavelength, height and migration speed) given by the Nielsen (1981)

ripple predictor, these fluctuations can be caused by migrating ripples. The presence of such bedforms is corroborated by the work of Masselink *et al.* (2008) in the same environment (Truc Vert Beach). Within two sand ripple profilers, Masselink *et al.* (2008) observed ripples on the inner bar during calm wave conditions similarly to our observations. In contrast, recorded fluctuations during the energetic event cannot be identified as ripples due to the presence of sheet flow. On a barred beach, Gallagher *et al.* (1998) measured megaripples in the surf zone with heights of 0.1-0.5 m and widths of 1-5 m for a large range of wave heights (from 0.1 to 4 m) and mean currents (0 to 2 m/s). Average migration speeds ranged from 0.1 to 1.7 m/h. Wave and flow conditions measured during our experiment and bedform characteristics fit with the observations of Gallagher *et al.* (1998). This suggests the possibility of megaripple presence. Further measurements of bedform generation and propagation in wave-dominated sandy beach environment have to be done, particularly in meso-macrotidal environments, to identify their potential role in the larger-scale bar dynamics. For example a refined network of altimeters would provide important information on the spatial variabilities of these fluctuations and would help identifying their natures and their dynamics.

4.1.6 Conclusions

The field experiment detailed in the present work provides a unique in-situ dataset on a meso-macrotidal high-energy rip current system. An intense tidal modulation for low-energy conditions was observed with maximum feeder and rip current velocities occurring between low and mid tide. For high-energy waves, the rip current was active during the whole tide cycle. A threshold is identified to characterize rip current activity as a function of offshore wave height and local water depth.

Intense VLF motions of the rip current are also highlighted. The energy of the far infragravity band can be stronger than this in the infragravity band. In the rip throat when the rip current was active, the infragravity contribution was even found to be insignificant. Intensities and periods of the VLF pulsations reach 0.6 m/s and 15-30 min, respectively, for low-energy conditions ($H_s < 1$ m).

The morphodynamic evolution of this bar and rip morphology was investigated. Using video imagery, we identified a quasi-steady onshore migration of the bar during both low-energy and high-energy conditions. During the high-energy conditions, this onshore bar migration may be explained by sediment transport processes such as velocity skewness, wave asymmetry or in/exfiltration (Austin *et al.* , In Press), that may play a key role in beach morphodynamics ; in particular during storm waves when undertow was previously thought to govern the net cross-shore sediment transport.

Finally, the measurements acquired during the Biscarrosse campaign constitute a high quality dataset that will also be useful for model calibration. Previous to this field measurement, high-frequency measurements of wave-induced currents and morphological evolution at a strongly alongshore non-uniform sandy beach were lacking, particularly in meso-macrotidal settings. In addition, the persistent offshore shore-normal wave incidence allows to characterize the rip currents and associated circulations (Bruneau *et al.* , In press) for a large range of offshore wave energy for numerical models to be confronted with.

4.1.7 Acknowledgments

This Biscarrosse 2007 campaign was carried out thanks to the financial support of the BRGM. This study was performed within the framework of the ECORS (SHOM) project and the MODLIT (SHOM and INSU) project that have also sponsored this work. The authors wish to thank all the teams and students involved in the experiment. In particular, they are grateful to Stéphane Bujan, Déborah Idier, Emmanuel Rommieu, Benjamin Francois, Hervé Michallet, Jean-Marc Barnoud, David Hurther, Francois-Xavier Chassagneux, Fabrice Gouaud, Florent Grasso, Frederic Villiers, Pierre Ferrer, Simon Morisset, Mathieu Mory, Gael Arnaud, Emanuele Terrile, Silvia Falchetti, Vincent Marieu and Aurélie Dehouck. They also thank the French Navy (SHOM) for the large bathymetry survey carried out on the studied field. Finally, we dedicate this work to our friend and colleague Denis Michel who tragically passed away during this field experiment.

4.2 Modélisation numérique des courants sagittaux

La première partie de ce chapitre a permis de décrire la campagne de mesures menée à Biscarrosse en juin 2007 (du 13 au 17). Pendant ces cinq jours sur le terrain, un grand nombre d'instruments ont été déployés au-dessus d'un système barre/baïne fortement développé – cette campagne a fourni l'un des jeux de données les plus conséquents menés sur la côte Aquitaine (avec les campagnes PNEC 2001 et ECORS 2008). Cette étude a mis en évidence les intenses courants sagittaux présents au-dessus des systèmes barres / chenaux pour une large gamme d'état de mer, allant de mer très calme ($H_s \approx 0.8$ m) à des épisodes très énergétiques (H_s atteignant les 3 m). Elle a de plus souligné la forte modulation tidale de ces courants sagittaux. La complexité des circulations induites par le déferlement des vagues au-dessus d'un tel système a pu être précisément étudiée à l'aide de l'instrumentation déployée (cf. Figure 4.2), en particulier les deux ADV placés dans chacun des deux chenaux orientés parallèlement à la plage et le courantomètre S4 déployé proche de la tête du courant sagittal; il s'agit d'un jeu de données unique sur notre côte et même mondialement.

En plus d'améliorer nos connaissances physiques sur la dynamique de nos côtes, l'une des motivations de ce projet était d'obtenir un jeu de données conséquents afin de pouvoir valider et améliorer nos modèles numériques hydro-sédimentaires. Cette partie propose donc d'exploiter ces données afin de valider notre approche de modélisation dans le cas d'un système complexe de barre / baïne (cf. image SPOT Figure 4.13a).

4.2.1 Stratégie de modélisation

Topographie / Bathymétrie

Afin de modéliser le plus précisément possible les courants moyens induits par les vagues, il faut être capable de représenter au mieux l'état de mer sur notre domaine et en particulier dans la zone de surf, là où les vagues déferlent. Pour bien prendre en compte ces processus, l'un des points clés est la qualité de la morphologie. Le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine a réalisé un relevé bathymétrique très précis (cf. Figure 4.13b) de la zone d'étude qui s'est déroulé entre le 17 et le 20 juin 2007. Ce relevé s'étend sur environ 3 km dans la direction longshore et 2 km dans celle cross-shore. De plus, quotidiennement, à chaque marée basse, des relevés topographiques ont pu être réalisés à pied ou en quad. Afin d'obtenir une topographie étendue et précise, les relevés (EPOC et SHOM) du 18 juin ont été complétés par ceux des 17 et 19 afin de combler les zones sans données. Une recherche des points communs entre la topographie et la bathymétrie a permis d'établir une différence de 2.36 m (± 7 cm) entre le zéro hydrographique et le zéro IGN69 au niveau de Biscarrosse. La bathymétrie-topographie illustrée en Figure 4.13b est le résultat de la concaténation de ces relevés dans le repère associé au zéro hydrographique.

La plage de Biscarrosse se situe à environ 30km au sud des passes du bassin d'Arcachon et les structures morphologiques observées à Biscarrosse sont représentatives de la côte Aquitaine (cf. Figure III.16 et Annexe L de la thèse de Castelle (2004)). Il est intéressant de noter que ce système à double barre était faiblement rythmique pendant la campagne de mesures. La barre externe subtidale présentait des structures en croissant peu développées et fortement allongées. Dans la zone intertidale, la Figure 4.13a met clairement en évidence des morphologies de barres / chenaux de caractéristiques

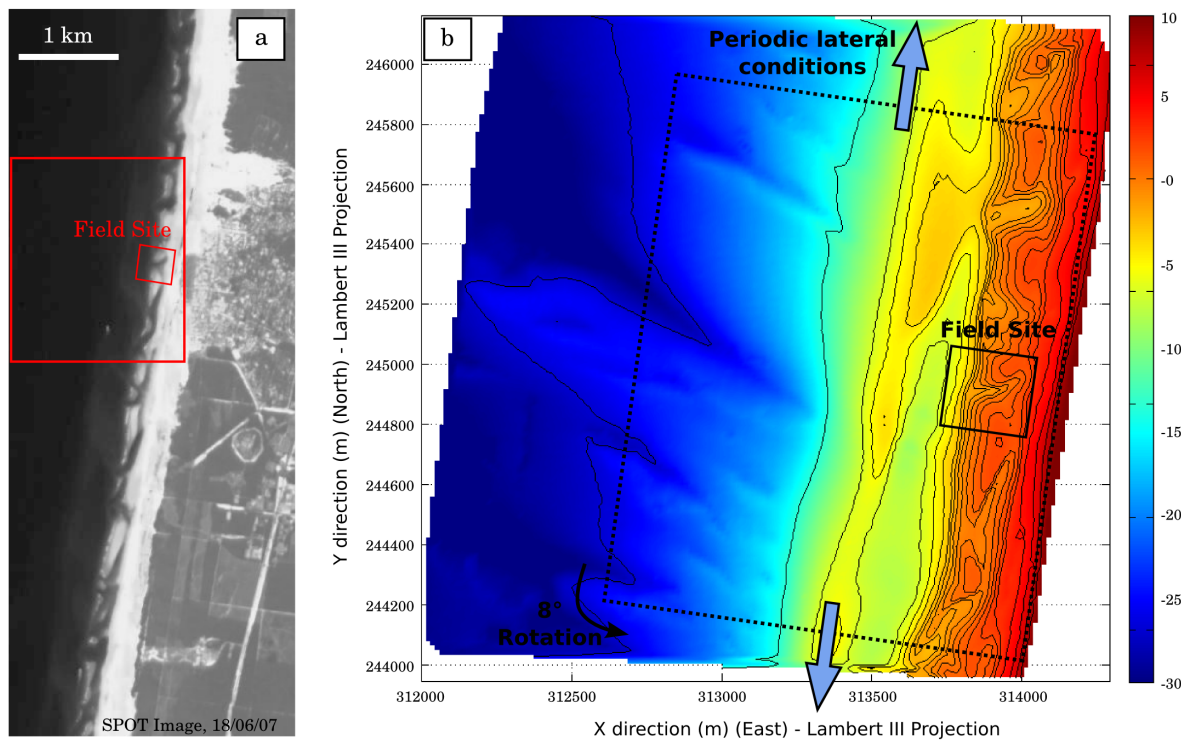


FIG. 4.13 – a) Scène SPOT de la plage de Biscarrosse le 18 juin 2007 – les rectangles rouges détaillent l'étendue de la bathymétrie et la morphologie barre / baie étudiée. b) Bathymétrie / Topographie centrée sur la zone d'instrumentation – le rectangle en pointillé montre le domaine de calcul utilisé dans notre approche numérique et les flèches bleues les extensions périodiques réalisées.

différentes (longueurs d'ondes, espacement, largeur, ...). Le dernier point à noter sur cette bathymétrie est la présence de fortes incisions au large. Il ne s'agit ici que d'une hypothèse, mais ces incisions pourraient être des sillons morphologiques. L'investigation de telles structures restent encore à explorer à l'aide de données bathymétriques plus étendues.

Pour des raisons pratiques, nous avons choisi de travailler dans un repère cross-shore / longshore. Pour cette raison, afin d'aligner les lignes de niveaux du haut de plage avec la direction longshore, la bathymétrie (dénomination utilisée par la suite pour représenter à la fois la topographie et la bathymétrie) a subi une rotation de 8° . Les conditions aux limites dans les approches numériques restent un problème ouvert et complexe. Comme les structures morphologiques observées le long de la côte Aquitaine sont rythmiques, il est naturel d'utiliser des conditions latérales périodiques. La bathymétrie a donc été prolongée dans la direction longshore pour devenir parfaitement périodique. Ces divers traitements sont explicités sur la Figure 4.13b. Les relevés topographiques ne couvrent pas entièrement le haut de plage au nord du domaine de calcul – niveau maximum inférieur à celui des marées hautes sur environ 50 m. Pour cette raison, le haut de plage a été prolongé linéairement jusqu'à un niveau de +7 m (partie bleue sur la Figure 4.14a). Pour avoir un bon compromis entre temps de calcul et bonne représentation des écoulements, la bathymétrie a été interpolée sur un maillage régulier de 15 m. La Figure 4.14b illustre la bathymétrie finale utilisée dans notre modèle. Le système barre / baie

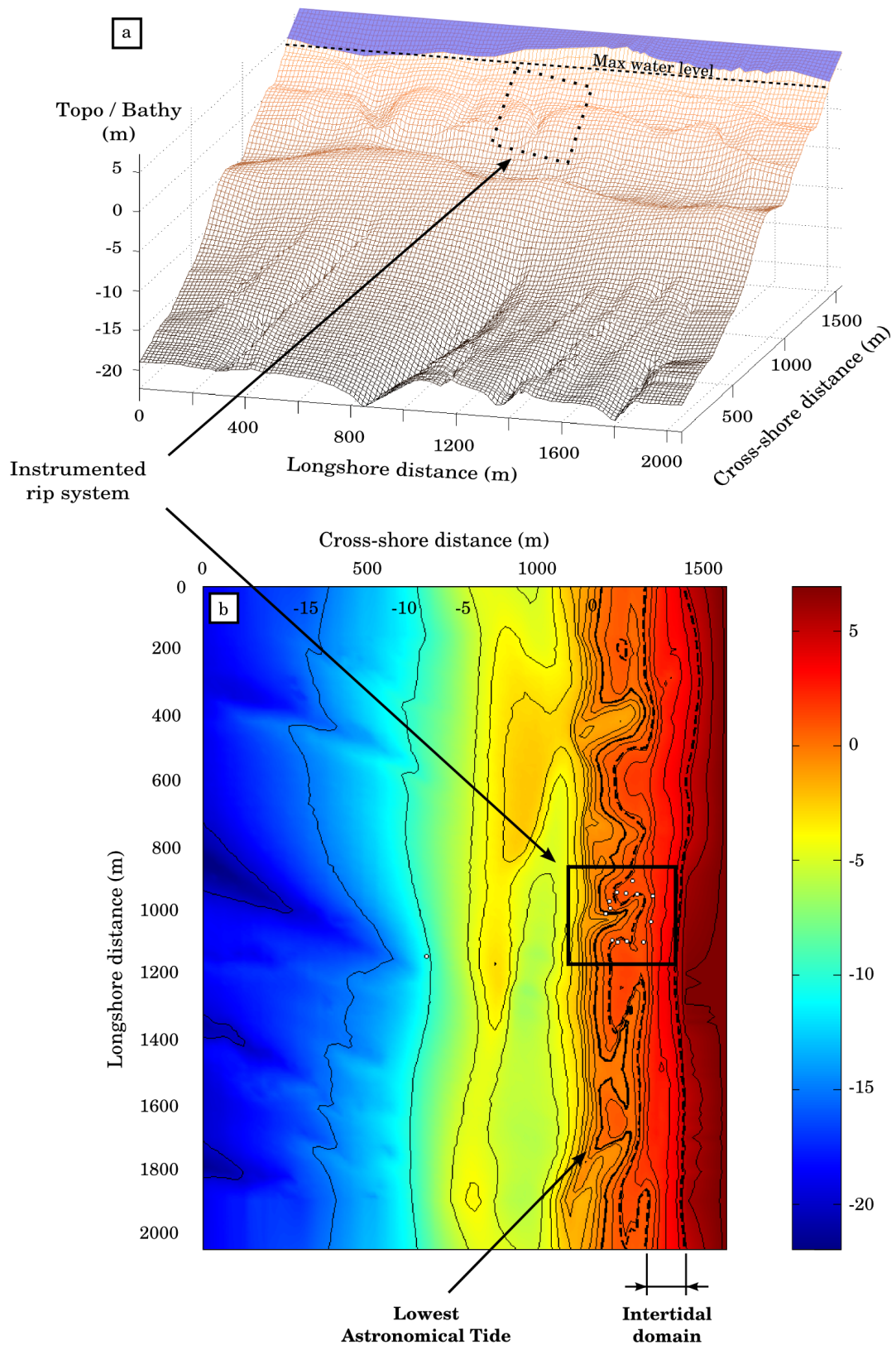


FIG. 4.14 – a) Vue 3D du domaine modélisé – chenal très développé et étroit. La zone bleue en haut de plage délimite la zone ajoutée par prolongement. Le trait en pointillé le niveau de marée haute pendant la campagne de mesures. b) Vue 2D de la bathymétrie / topographie ; les points blancs représentent les positions de déploiement, la ligne noire pleine le zéro "hydro" et les lignes pointillées les niveaux de marée basse et marée haute.

étudié est centré sur notre domaine de calcul dans la direction longshore. Le trait plein décrit le zéro hydrographique et ceux en pointillés les positions limites supérieure et inférieure du domaine intertidal. Celui-ci s'étend, dans la direction cross-shore, sur une distance moyenne d'environ 150 m. Les positions des capteurs sont marquées par les points blancs.

Le travail de modélisation et de validation mené dans cette partie, a été réalisé avec la bathymétrie décrite précédemment qui provient de relevés ayant eu lieu à la fin de la campagne de mesures. Le système d'imagerie ainsi que les relevés topographiques ont montré une évolution morphodynamique faible (mais existante), principalement cross-shore pendant la campagne. Pour cette raison, utiliser cette bathymétrie est tout à fait raisonnable. De plus, une taille de maille de 15 m, bien que fine, peut aussi être une source de différences dans des zones de forts gradients bathymétriques. Il faut donc garder en mémoire par la suite que la bathymétrie utilisée (postérieure aux mesures) ainsi que le maillage choisi peuvent avoir une influence (entraîner des écarts) dans le calcul des vagues et des courants moyens.

Forçages

Le forçage de la plateforme est le second point clé pour la bonne modélisation des courants moyens. Il définit l'état de mer et donc les forces qui agissent sur notre système. Le capteur ADCP (cf. ADCP-2 sur la Figure 4.2), déployé en face de la zone d'étude, au large de la barre en croissant par environ 9 m de fond à marée basse (centre du domaine), a été utilisé pour forcer le modèle au large. La Figure 4.15 décrit les différents types de forçage pris en compte dans cette étude.

Pendant les cinq jours de mesures, les coefficients de marée ont varié entre 81 et 89 correspondant à des marnages compris entre 3.3 et 3.7 m (cf. Figure 4.15a, marée astronomique + sur-côte). Deux événements de houle sont à noter (cf. Figure 4.15b) : une période de temps calme ($H_s \approx 0.8$ m) suivie d'un épisode de tempête (H_s atteignant 3 m). Les périodes pics des vagues sont comprises entre 8 et 11s alors que les périodes moyennes (en bleue sur la Figure 4.15c) varient entre 4 et 8 s. La Figure 4.15d illustre la direction des vagues. Pendant la campagne, une houle était d'incidence normale, excepté l'après-midi du 14 juin 2007 où les vagues se propageaient majoritairement du sud. Les deux derniers graphiques (Figure 4.15e-f) donnent les conditions de vent mesurées au niveau du centre d'essais des Landes. La présence de pics de vents (atteignant 6-9 m/s) pendant la journée du 14 juin, durant une période où les conditions de vagues étaient calmes, est à remarquer : nous y reviendrons dans la suite du manuscrit.

Mise en place du modèle

Pour les mêmes raisons que dans le Chapitre 3.5.2, un domaine de calcul deux fois plus grand dans la direction longshore est utilisé pour calculer les conditions de vagues. En effet, la propagation de houles obliques entraînent des zones d'ombres (cf. Figure 3.6) près des frontières latérales. Un domaine de calcul plus grand permet d'avoir un état de mer réaliste sur la zone d'étude. Les simulations sont réalisées en utilisant un frottement de type *Madsen* où la longueur de rugosité au fond K_N est choisie égale à 0.085 m (valeur calée sur la plage du Truc Vert par *Castelle et al.* (2006a)) et la valeur de 0.7 est attribuée au coefficient de déferlement γ_b . Les interactions entre triplets de fréquences sont activées : ceci permet de modéliser la libération d'énergie lors du

4.2. MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES COURANTS SAGITTAUX

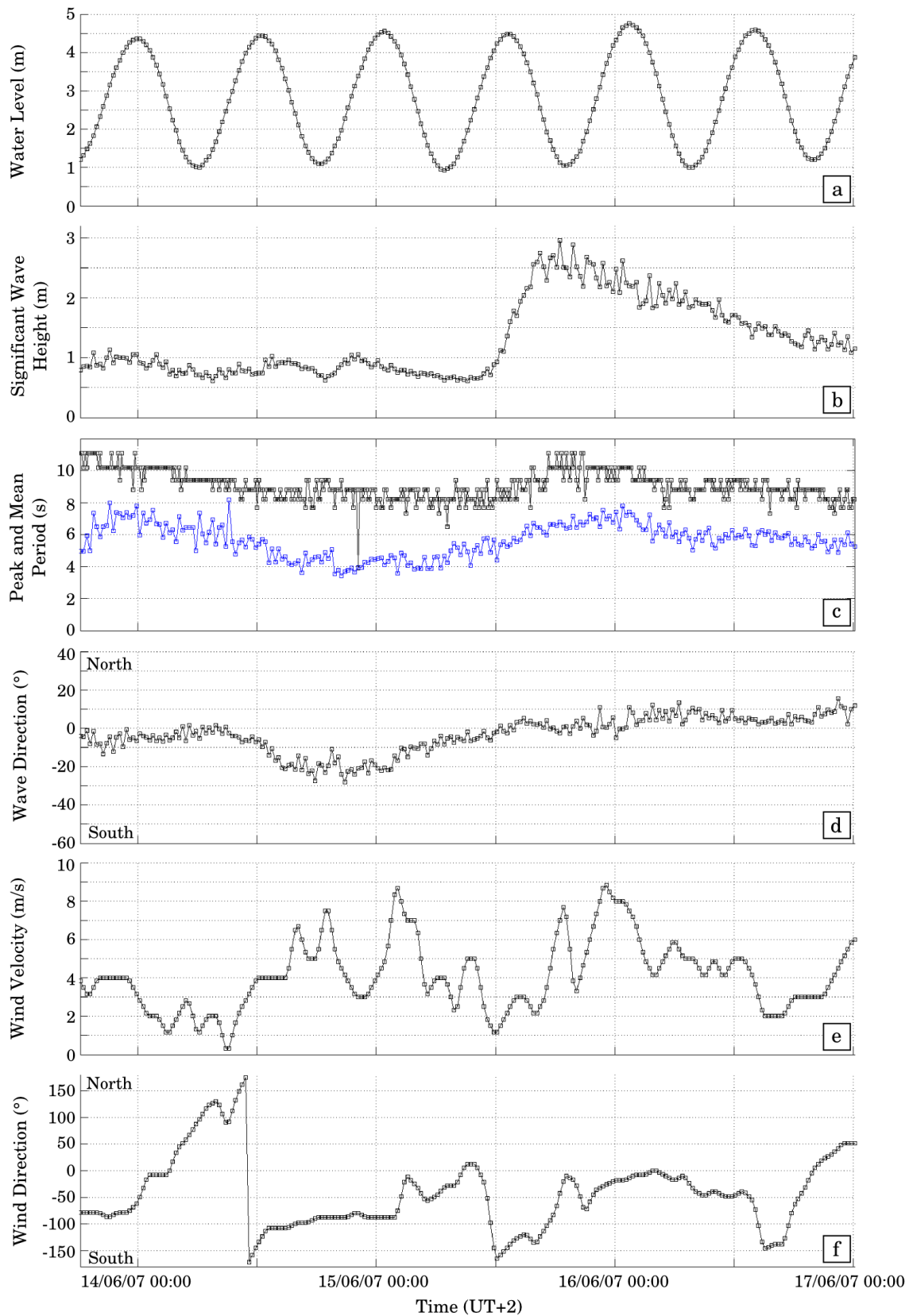


FIG. 4.15 – Conditions de forçage utilisées dans notre modèle (marée, vagues et vent); De haut en bas, a) élévation moyenne de la surface (marée astronomique + sur-côte), b) hauteur significative, période pic (noir) et période moyenne (bleu), c) direction moyenne mesurées par l'ADCP-2, d) vitesse du vent et enfin e) direction du vent mesurées au centre d'essais des Landes. Pour les directions, l'incidence 0° représente la normale à la côte.

déferlement. Étant donné les faibles dimensions du domaine étudié (1500 m × 2000 m), et afin de limiter le nombre de degrés de liberté et de paramétrisations de l'étude, les processus de moutonnement, d'interactions entre quadruplets et de gonflement par le vent ne sont pas modélisés. Dans cet exercice de modélisation, nous ne prenons pas en compte la rétroaction des courants sur le champ de vagues.

Pour les paramétrisations du modèle de courants moyens, une diffusion latérale turbulente conséquente est choisie : $M = 3$ et $\nu_0 = 1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Ces choix sont en accord avec les valeurs de la littérature comme nous l'avons détaillé dans le Chapitre 3.5.2. Le frottement au fond a été pris constant dans cette étude (toujours dans le but de réduire le nombre de paramétrisations) ; la valeur choisie est $C_f = 0.007$ qui est dans les ordres de grandeurs de celles données par Whitford & Thornton (1996). Un travail complet de sensibilité du modèle aux différentes paramétrisations n'a pas été entrepris ici ; les valeurs utilisées sont des valeurs standards. Les simulations sont basées sur les équations de Smith (2006) où la prise en compte du rouleau de déferlement est activée telle qu'elle a été détaillée dans le Chapitre 2.

Le couplage des différents modèles suit la méthodologie présentée dans le Chapitre 3.5.2. L'état de mer est évalué pour une condition de vagues et un niveau du plan d'eau donnés. Les courants moyens sont alors calculés à partir de cet état de mer. Un état stationnaire est atteint. Le modèle morphodynamique n'est pas activé dans cette étude. Les courants moyens induits par les vagues sont établis toutes les 20 minutes. La période simulée s'étend du mercredi 13 juin 2007 à 18h10 en UT+2 au dimanche 17 juin à 00h10, soit un total de 235 simulations.

La Figure 4.16 illustre les courants moyens obtenus le 13 juin 2007 à 21h10 sur la totalité du domaine de calcul. On peut observer sur cette figure les différences entre les courants sagittaux induits au-dessus des diverses morphologies barres / baïnes présentes pendant la campagne de mesures. Cette simulation montre à quel point les courants sagittaux sont liés à la morphologie locale – largeur, profondeur, orientation, ... du chenal de vidange – mais aussi à la bathymétrie plus étendue et en particulier à la forme de la barre subtidale qui entraîne différentes zones de focalisation d'énergie des vagues par réfraction.

4.2.2 Champ de vagues

Comme nous l'avons expliqué précédemment, notre plateforme de modélisation est forcée par les données de l'ADCP-2, déployé au large de la barre en croissant par 9 m de fond à marée basse. N'ayant pas de capteur plus au large, les spectres directionnels de vagues (mesurés par cet ADCP) sont utilisés pour imposer les conditions aux limites, aux frontières du domaine de calcul, où la profondeur d'eau est d'environ 20 m à marée basse. La première étape, présentée dans cette section, concerne la validation de l'état de mer.

Les résultats de comparaison entre les hauteurs significatives mesurées et celles simulées par SWAN sont décrits dans les Figures 4.17a-c (respectivement ADCP-2, S4 et ADV4). Sur la Figure 4.17a, des écarts légers s'observent alors qu'il s'agit du capteur servant à forcer le modèle. Ces différences sont dues à la réfraction des vagues sur les structures tridimensionnelles observées par 15-20 m de fond (sillons) lors de la propagation des vagues du large jusqu'au capteur ADCP-2. Dans la zone de déploiement (cf. Figures 4.17b et 4.17c), les comparaisons montrent une modélisation correcte de l'état

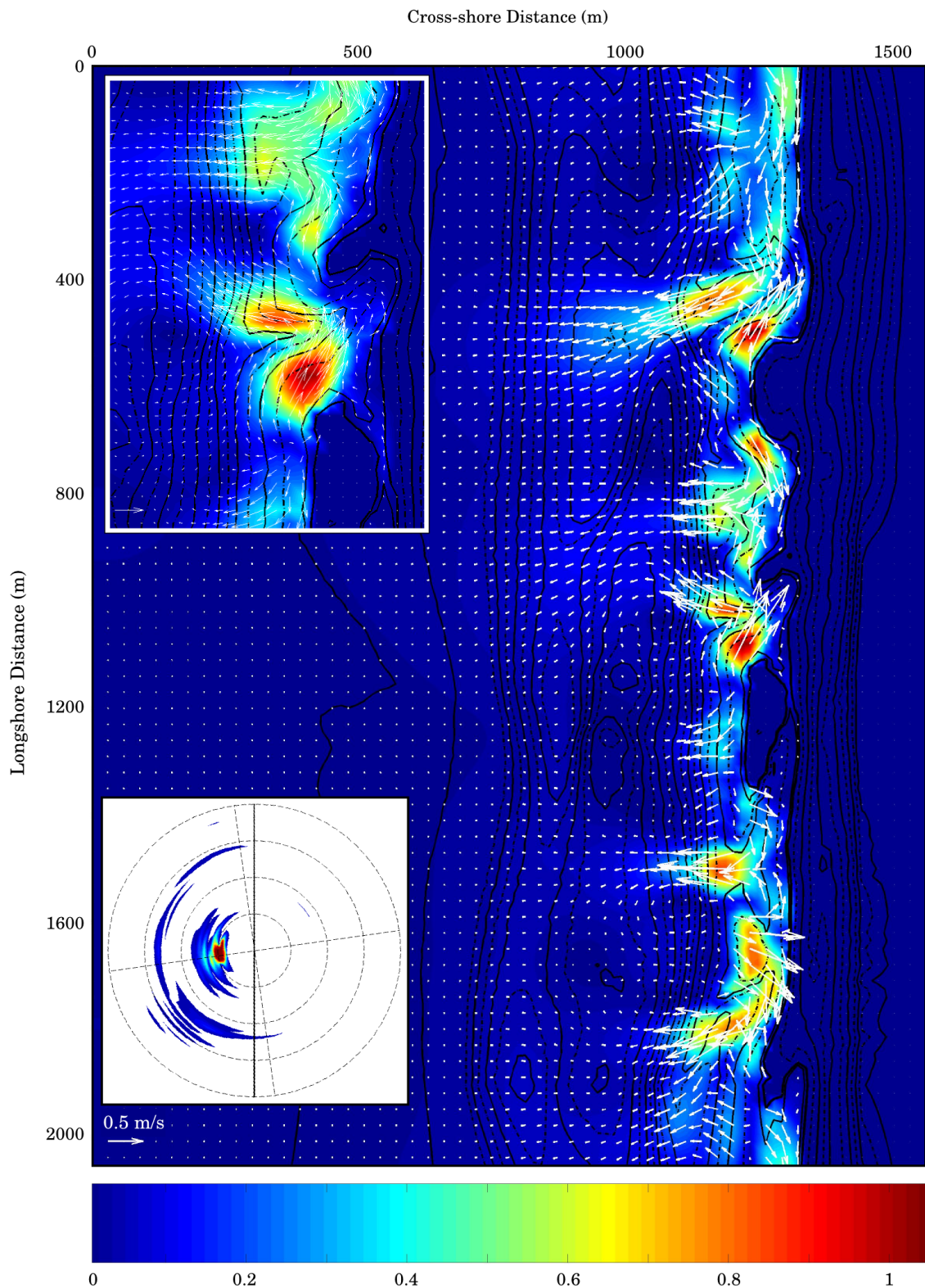


FIG. 4.16 – Norme des courants superposée avec le champ de vitesses sur l'ensemble du domaine de calcul. Simulation le 13 juin 2007 à 21h10. En haut à gauche un zoom sur notre zone d'étude et en bas à gauche, le spectre directionnel.

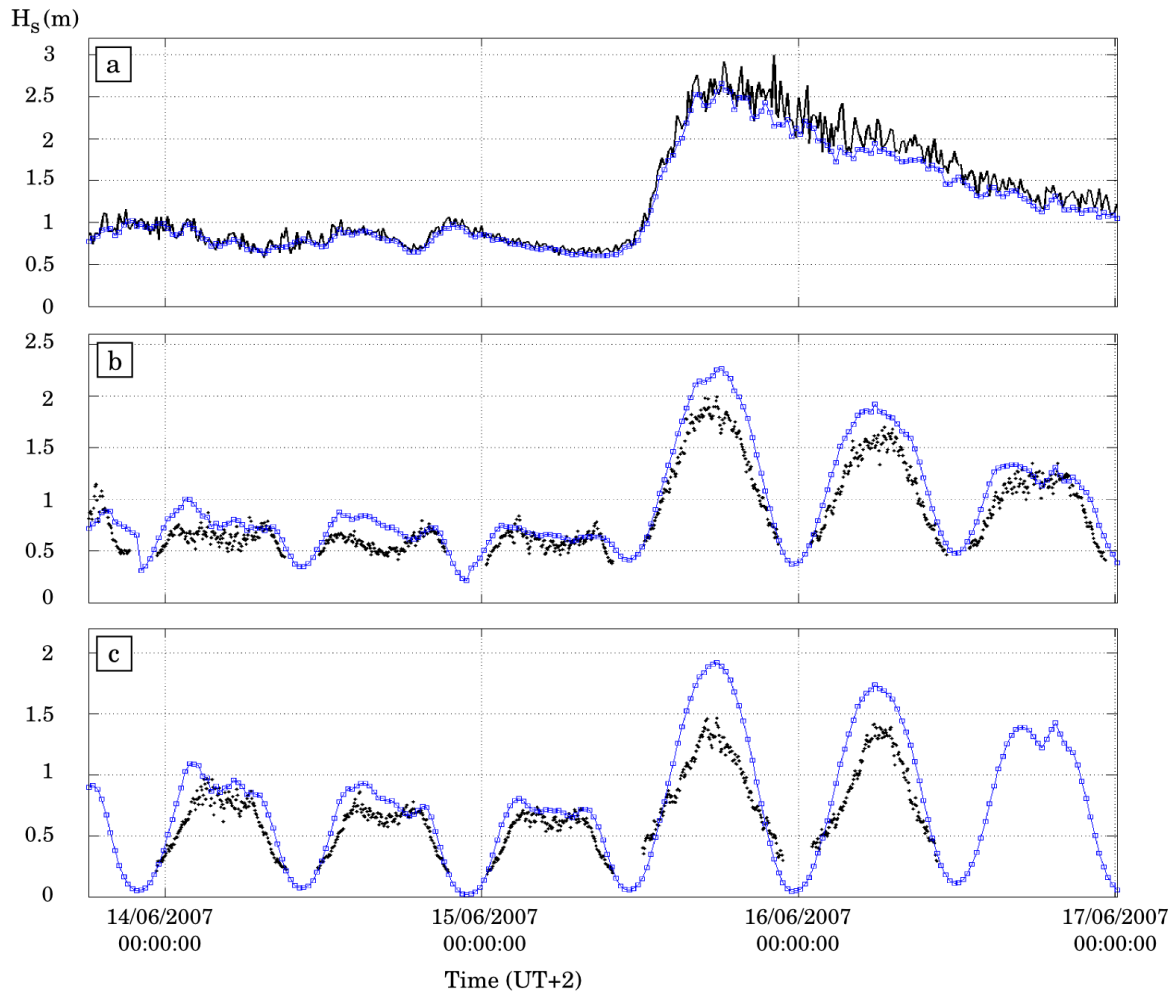


FIG. 4.17 – Évolution temporelle de la hauteur significative des vagues H_s : a) Comparaison au large (ADCP-2) b) Comparaison proche de la barre nord (S_4) c) Comparaison dans le chenal sud (ADV4); en noir les données et en bleu les résultats de modélisation.

de mer pendant les épisodes de temps calme mais des surestimations importantes pendant les périodes énergétiques (jusqu'à 25% d'erreur). Pendant la période faiblement énergétique (trois premiers cycles), nous constatons cependant des différences sur le second cycle (après-midi du 14 juin) lorsque des vents intenses ont été enregistrés. *Castelle et al.* (2006a) avait déjà montré des corrélations moins bonnes en présence de vents intenses. Entre les marées basses et les mi-marées, les représentations sont aussi moins bonnes, avec des écarts pouvant atteindre les 50%.

Plusieurs pistes peuvent ici être envisagées pour expliquer ces écarts. Premièrement, comme nous l'avons signalé auparavant, la bathymétrie utilisée est postérieure à la date des mesures et peu donc entraîner des erreurs dans la modélisation. Deuxièmement, le maillage de 15 mètres et donc l'interpolation de la bathymétrie sur cette grille peut entraîner des mauvaises approximations des hauteurs d'eau réelles et ainsi modifier de façon significative les zones de déferlement et donc les hauteurs de vagues calculées. La Figure 4.18 (ADV4) montre une bonne correspondance entre la hauteur d'eau mesurée et celle simulée. En regardant attentivement, les écarts sont plus importants entre la marée basse et la mi-marée, allant jusqu'à une vingtaine de centimètres. Dans le cas

de conditions faiblement énergétiques ($H_s < 1$ m), de telles différences sur la hauteur d'eau se répercutent directement sur la localisation des zones de déferlement et donc sur la hauteur des vagues. Les écarts les plus importants apparaissent pour les conditions énergétiques (après-midi du 15) où le modèle semble sous-estimer le set-up. Ces deux facteurs peuvent expliquer les erreurs commises par le modèle.

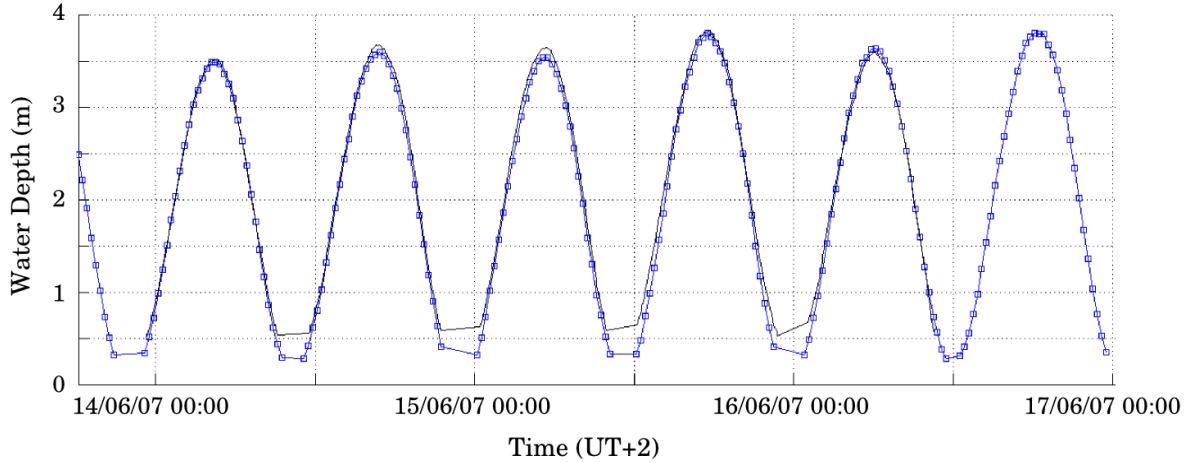


FIG. 4.18 – *Comparaison entre les hauteurs d'eau mesurées (noires) et les hauteurs d'eau calculées (bleues) au niveau du capteur ADV4. Noir : mesures ; bleu : modèle avec forçage par les spectres directionnels*

Le dernier point envisagé ici, et sûrement le plus plausible, porte sur la paramétrisation du déferlement. L'étude de Ruessink *et al.* (2003) a montré que la formulation de Battjes & Janssen (1978) pouvait entraîner des surestimations des hauteurs de vagues allant jusqu'à 60% pour les systèmes simple barre ou pour la barre interne des systèmes à plusieurs barres. La Figure 4.19 décrit l'évolution temporelle du $\gamma = H_s/\bar{h}$ pendant la campagne. Ce graphique montre de bonnes correspondances entre les γ simulés et ceux mesurés, en particulier hors de la zone de surf (période faiblement énergétique). Les bandes vertes sur le graphe 4.19c (ADV4) mettent clairement en évidence des paliers montrant que le capteur était alors en pleine zone de surf. Nous constatons alors systématiquement que le γ modélisé sature vers des valeurs de 0.5 alors que celui mesurée vaut environ 0.3. Le même phénomène est visible sur la Figure 4.19d, pendant l'épisode de tempête ; alors que le capteur n'a pas enregistré de palier, le modèle a induit un déferlement avec un γ constant de 0.5. Les mêmes conclusions que Ruessink *et al.* (2003) peuvent alors être avancées : le modèle de Battjes & Janssen (1978) ne permet pas, dans notre cas, de modéliser correctement le déferlement des vagues au niveau de la barre interne. Nous noterons que le capteur S4, déployé hors zone de surf quelque soit le forçage donne de bon accord.

Des études antérieures sur la côte Aquitaine (Sénéchal *et al.*, 2001), menées sur la plage du Truc Vert, ont montré des coefficients de déferlement de l'ordre de 0.4-0.6 supérieurs aux tendances proposées par Raubenheimer *et al.* (1996) pour des plages de pentes similaires. Nous constatons dans notre cas des valeurs plus faibles que celles observées sur la plage du Truc Vert et plus proche des valeurs de Raubenheimer *et al.* (1996).

Pour conclure, les résultats obtenus sont satisfaisants lorsque le modèle de vagues

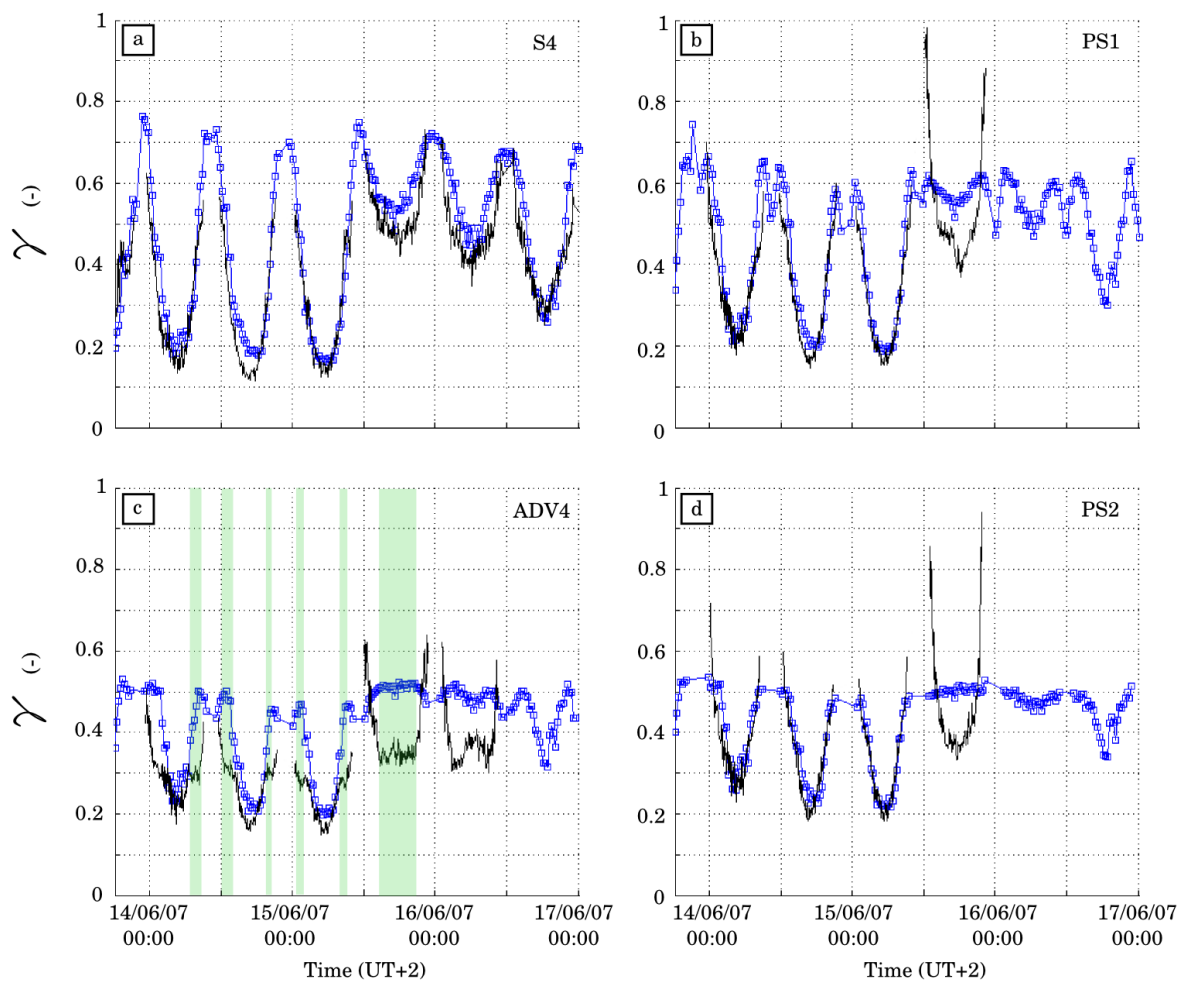


FIG. 4.19 – Comparaisons entre les γ mesurés (noir) et modélisés (bleue) au niveau de a) la bouée S4, b) le capteur de pression PS1, c) l'ADV4 et d) le capteur de pression PS2.

est forcé par les spectres directionnels fournis par le capteur au large. Par temps calme, l'état de mer est bien représenté (cf. Figure 4.20). Pendant les périodes énergétiques, les hauteurs de vagues sont surestimées car les capteurs sont alors en zone de surf.

Remarque :

La Figure 4.21 montre la répartition de la hauteur significative des vagues pour deux types de forçage : 1) avec un spectre fréquentiel ayant la forme d'une gaussienne (Figures 4.21a et 4.21c) et 2) avec le spectre directionnel mesuré (Figures 4.21b et 4.21d). En utilisant le spectre ayant la forme d'une gaussienne, le champ de vagues subit des déformations entraînant de fortes hétérogénéités ; en effet d'intenses gradients – $\Delta H_s \approx 0.4$ m en seulement quelques mailles dans la direction longshore pour des houles d'amplitude 1 m – sont visibles à la fois dans la zone de déferlement mais aussi au large. Les incisions de la bathymétrie au large semblent être la cause de ces fortes variations. Bien que ces gradients bathymétriques se trouvent par 20 m de fond, la réfraction des vagues au-dessus entraîne des fortes variations de la hauteur significative (résultats du modèle) qui n'étaient pas clairement observées pendant l'expérimentation. Les spectres

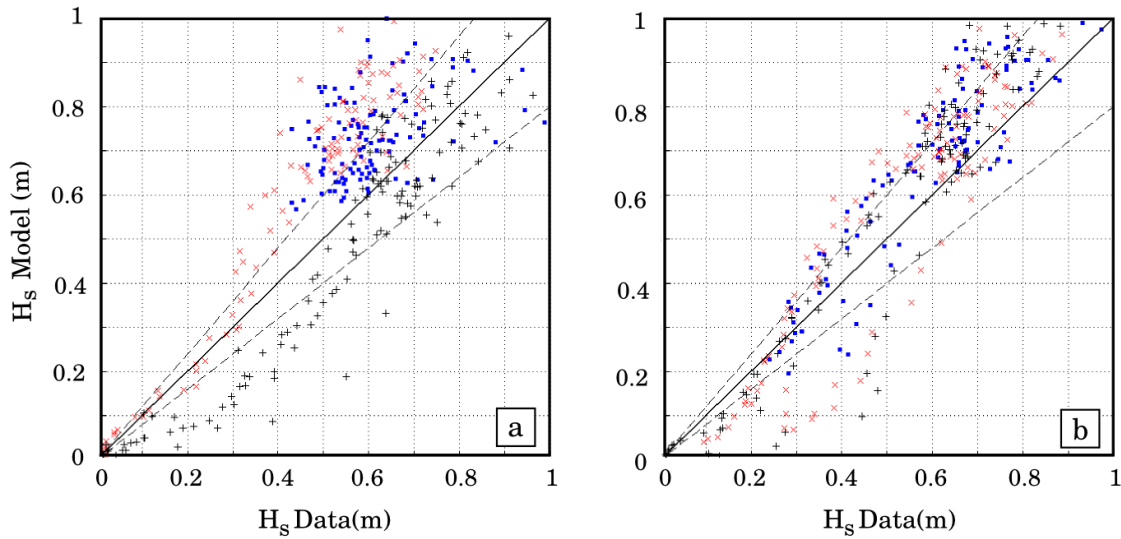


FIG. 4.20 – Comparaisons entre les mesures de vagues et les simulations pour un forçage avec un spectre directionnel pendant la période faiblement énergétique. a) Comparaison des H_s au niveau de la barre nord : S4 (carrés bleus), PS4 (\times rouge) et PS3 (+ noirs) b) Comparaison des H_s au niveau de la barre sud : ADV4 (carrés bleus), PS1 (\times rouge) et PS2 (+ noirs); les courbes en pointillées représentent 20% d'écart.

directionnels ont donc été utilisés pour forcer le modèle (cf. Figures 4.21b et 4.21d). Les résultats obtenus semblent "plus naturels" avec des hétérogénéités longshore plus faibles – inférieures à la dizaine de centimètres. Ces résultats montrent qu'il est nécessaire de prendre en compte le spectre directionnel de vagues dans le forçage pour avoir une bonne représentation de l'état de mer à un instant donné.

4.2.3 Courants moyens induits par les vagues

Comme nous l'avons expliqué précédemment l'un des objectifs de cette campagne de mesures était d'obtenir un large jeu de données permettant de valider notre approche de modélisation numérique. Les Figures 4.22 et 4.23 présentent des comparaisons temporelles entre les données expérimentales et les simulations pour toute la période simulée (13 juin 18h10 au 17 juin 00h10). Trois capteurs ont été sélectionnés ici, la bouée S4 proche de la tête du courant sagittal (donnée unique au moment de cette campagne sur notre côte), l'ADV4 situé dans le chenal d'alimentation sud et le profiler vertical de courant (noté AWAC sur la Figure 4.2) positionné sur la barre sud. Le choix de ces capteurs a été pris en fonction de leur durée de déploiement. Excepté l'ADV2³ déployé dans le chenal nord (non utilisé ici suite à des problèmes de tension pendant la campagne), ces capteurs fournissent les plus longs échantillons. Pour le profiler de courant (AWAC), les courants moyens sont estimés en calculant la moyenne verticale des cellules toujours immergées. Pour les capteurs effectuant des mesures ponctuelles, la vitesse considérée est à environ 0.5 m du fond.

³L'ADCP-1 n'est pas non plus utilisé dans cette étude suite à des défauts dans la mesure des hauteurs d'eau.

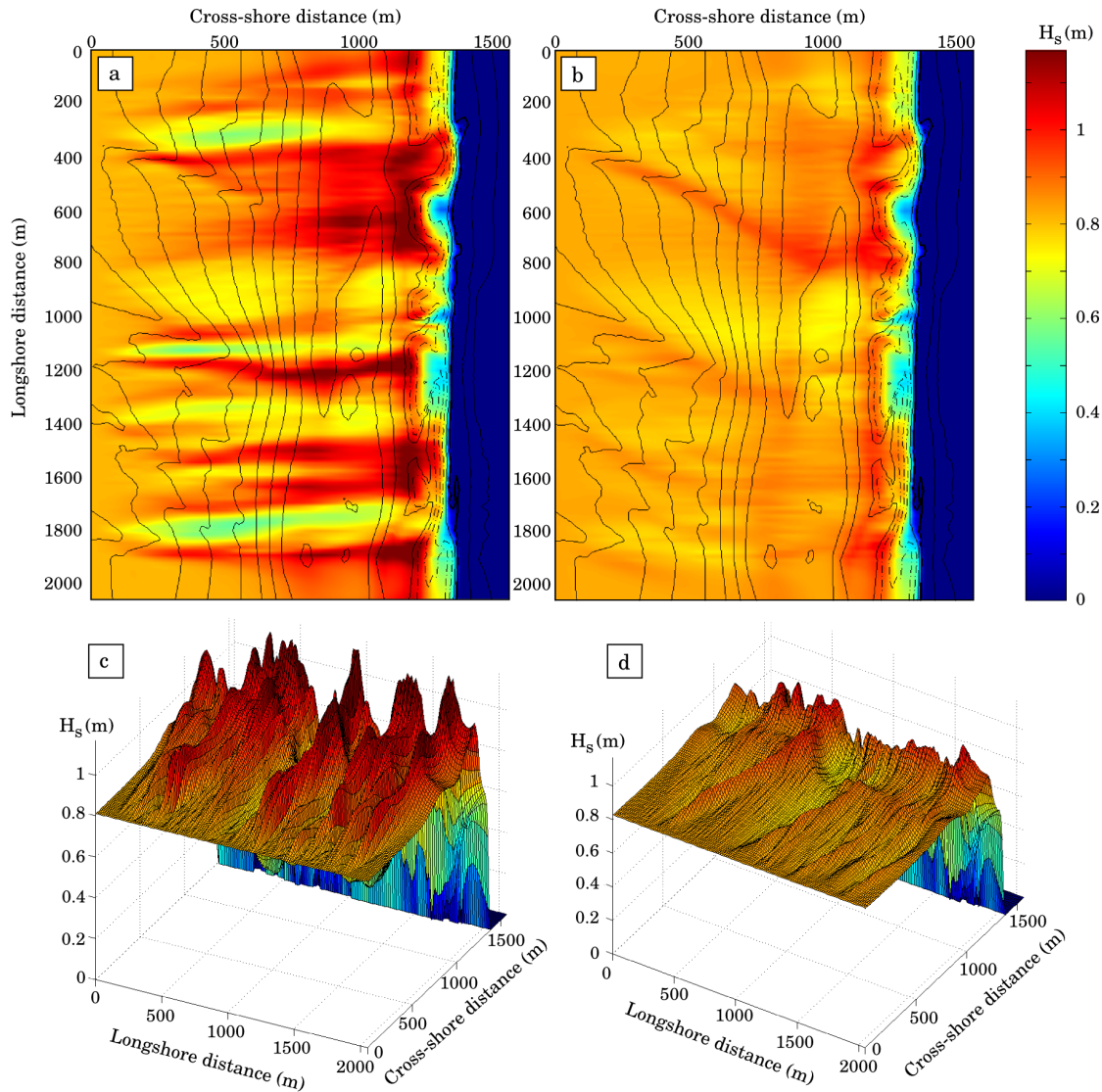


FIG. 4.21 – Comparaison des hauteurs significatives simulées dans le cas d'un forçage avec une gaussienne (a,c) ou par un spectre directionnel (b,d) sur l'ensemble du domaine de calcul. a,b) Vues surfaciques de l'amplitude du H_s ; c,d) représentations 3D.

Dynamique au-dessus de la barre et du chenal sud : ADV4, AWAC

La Figure 4.22 décrit les vitesses au niveau du chenal d'alimentation sud (ADV4) et de la barre sud (AWAC). Les simulations donnent de bons accords avec ces deux capteurs que ce soit pour les conditions peu énergétiques ou pour l'épisode de tempête. Le modèle reproduit les variations longshore et cross-shore des courants. Pendant la période de temps calme (ici les trois premiers cycles de marée), le modèle met clairement en évidence la forte modulation tidale observée et mesurée à la fois sur les composantes cross-shore et longshore du courant. Entre la mi-marée et la marée haute, les courants sont quasi-inexistants, alors qu'entre la marée basse et la mi-marée ces courants peuvent devenir intenses et atteindre les 0.45 m/s (en norme). Le maximum de ces courants est atteint entre la marée basse et la mi-marée. Pendant l'épisode énergétique, d'intenses courants ont été enregistrés tout au long du cycle de marée. En particulier pour l'enregistrement

4.2. MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES COURANTS SAGITTAUX

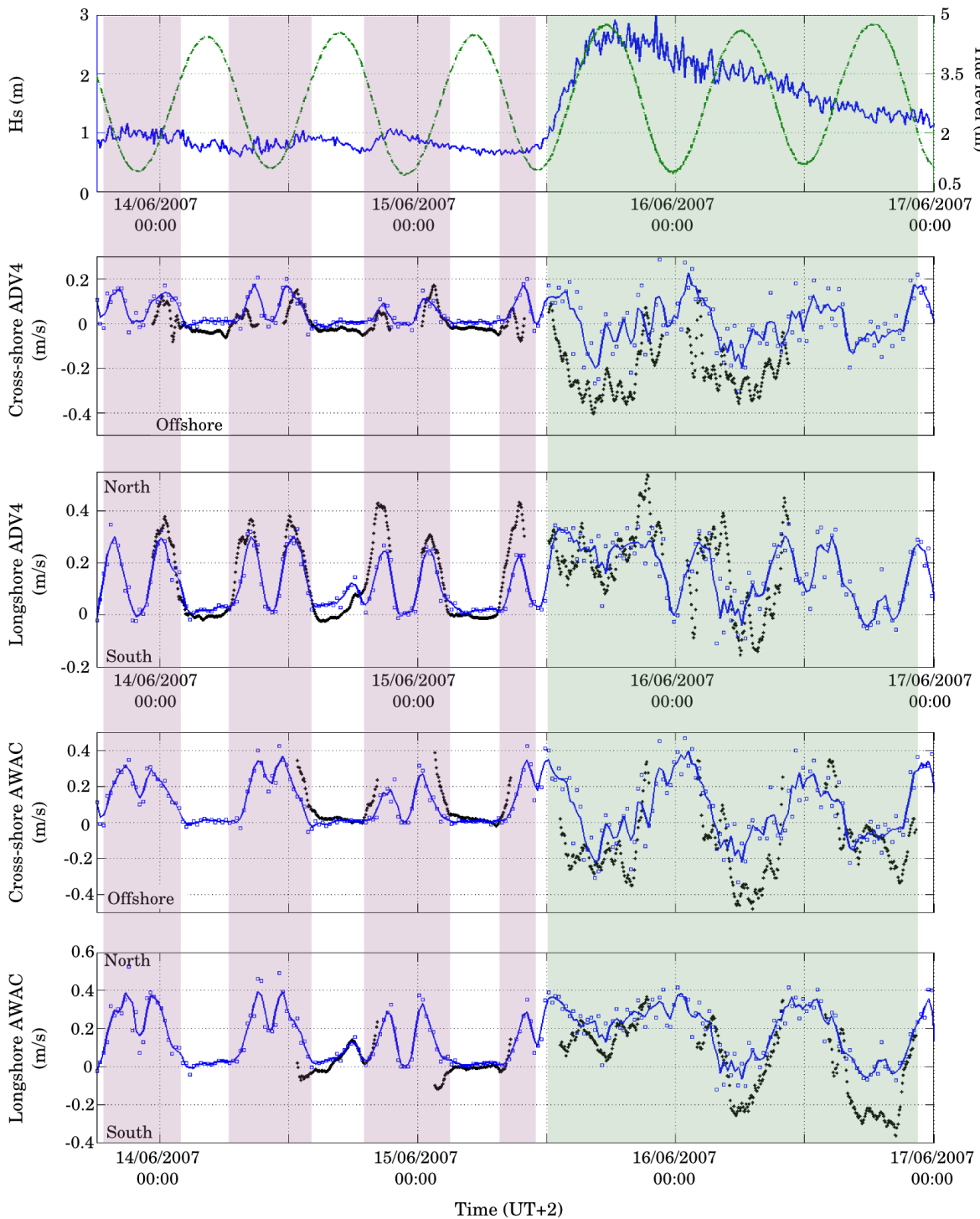


FIG. 4.22 – En haut : les conditions de vagues au large (H_s en bleue) superposées avec le niveau de marée (vert). Au milieu : les vitesses cross-shore et longshore mesurées par l'ADV4 situé dans le chenal d'alimentation sud. En bas : les vitesses cross-shore et longshore mesurées par le profileur de courant (AWAC) déployé sur la barre sud. En point noir les données moyennées sur une 20^{ème} de minutes, en carré bleu les résultats du modèle toutes les 20 minutes et la courbe pleine bleue représente la moyenne glissante sur trois points de simulation. Les zones roses mettent en évidence la modulation tidale, celle en vert les moments où les courants de retour sont intenses.

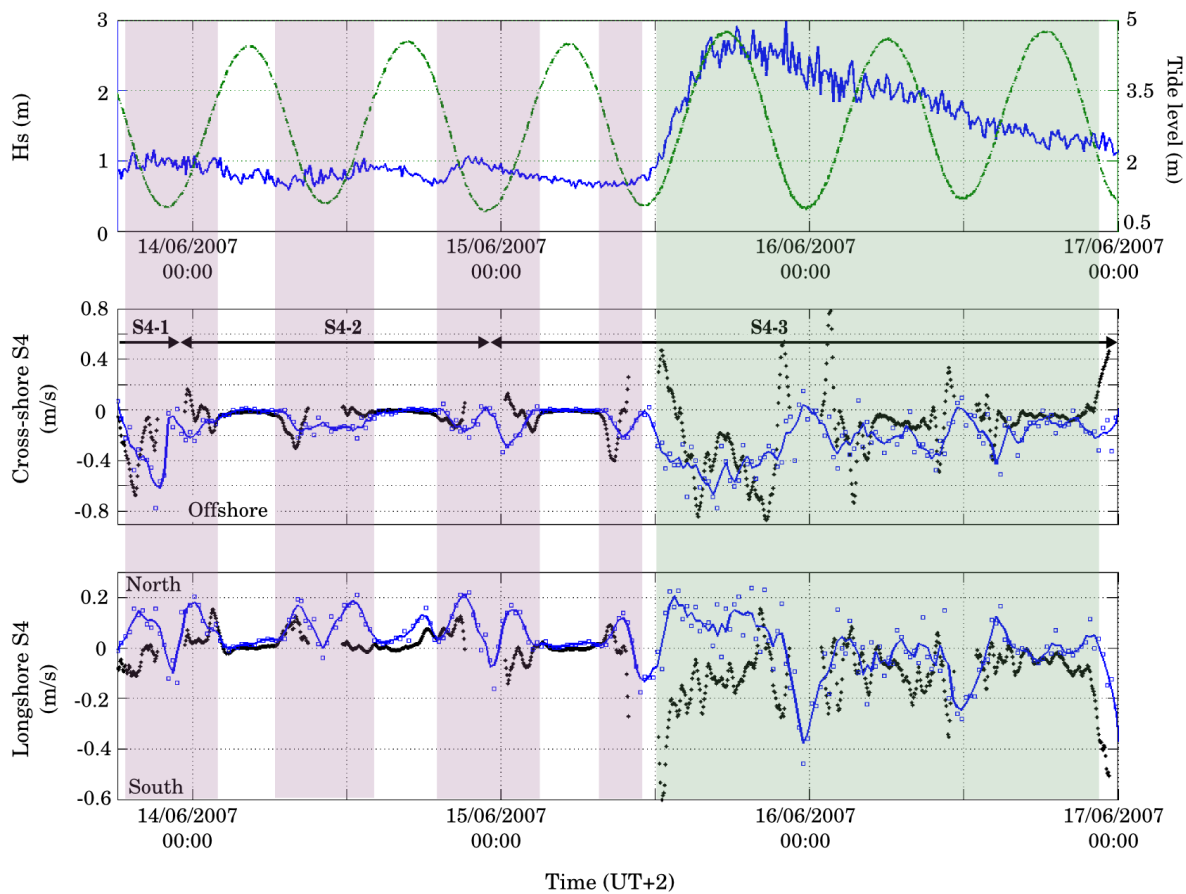


FIG. 4.23 – En haut : les conditions de vagues au large (H_s en bleue) superposées avec le niveau de marée (vert). Au milieu : les vitesses cross-shore et longshore mesurées par la bouée S4 proche de la tête du courant sagittal. En point noir les données moyennées sur une 20^{aine} de minutes, en carré bleu les résultats du modèle toutes les 20 minutes et la courbe pleine bleue représente la moyenne glissante sur trois points de simulation. Les zones roses mettent en évidence la modulation tidale, celle en vert les moments où les courants de retour sont intenses.

de l'AWAC (au niveau de la barre sud), bien que les courants soient intenses tout au long du cycle de marée, la trace d'une certaine modulation tidale est encore visible. Les vitesses cross-shore montrent de forts courants de retour que le modèle reproduit bien. Sur ces graphiques, le modèle montre aussi son efficacité à reproduire les oscillations des courants moyennés sur 20 min.

Courants sagittaux : S4

Si l'on s'intéresse maintenant au courantomètre S4 (cf. Figure 4.23), les tendances principales sont à nouveau bien modélisées. La modulation tidale est là-encore bien décrite par le modèle avec un maximum de vitesse obtenu entre la marée basse et la mi-marée. Pour de faibles conditions de houle, quand la baïne est active, ces courants sagittaux (vitesses cross-shore) peuvent devenir très intenses avec des vitesses comprises entre 0.2 et 0.65 m/s en fonction de la zone de déploiement de la S4 – les vitesses maximums sont obtenues la journée du 13 juin quand la S4 était située très proche

de la tête du courant sagittal. Les courants sagittaux deviennent très intenses pendant l'épisode de tempête ; le capteur, déployé sur la barre à ce moment là, a enregistré des vitesses atteignant 0.8 m/s. On peut alors supposer que s'il avait été déployé dans la tête du courant sagittal, les vitesses auraient dépassé 1 m/s. Proche de la marée basse, le capteur a enregistré d'intenses courants dirigés vers la plage que le modèle n'a pas réussi à reproduire.

Cisaillement de surface

Les vitesses longshore mesurées, présentées sur les graphiques 4.22 et 4.23, mettent en évidence des pics de vitesse pendant la marée du 14 juin dans l'après-midi, en particulier sur les vitesses enregistrées par le profiler de vitesse. Ce point a attiré notre attention, et nous nous sommes rendu compte que pendant cette marée haute, des épisodes de vents supérieurs à 5 m/s venant du sud avaient eu lieu. Cependant seul le pic présent pendant la marée haute est clairement visible sur nos données. En effet, à marée basse, les courants sagittaux étant actifs, il est difficile de dissocier les deux processus.

En comparant les structures verticales des courants horizontaux (Figures 4.24a et 4.24b), il est apparu un très fort cisaillement des courants en présence de vent. Comme les vitesses mesurées par l'AWAC sont moyennées sur la colonne d'eau, le pic mesuré par l'AWAC est plus important. Pour cette raison, le frottement induit par le vent sur les courants a été modélisé. La formulation et paramétrisation de base développées dans MARS ont été utilisées :

$$\tau_i^S = -\rho_{air} C_S \|\vec{U}^{Vent}\| U_i^{Vent}$$

où $C_S = 0.0016$ est le coefficient de frottement (valeur par défaut utilisée ici) et ρ_{air} la masse volumique de l'air. La Figure 4.24c montre une série temporelle centrée sur le second cycle de marée de la journée du 14 juin. Les points noirs donnent les valeurs mesurées par l'AWAC, déployé sur la barre sud, et les courbes bleue et rouge représentent respectivement les résultats des simulations avec prise en compte du frottement de surface (vent) et sans frottement de surface. Les tendances sont bien respectées qualitativement mais aussi quantitativement. Les courants induits par le vent atteignent les 0.15 m/s et ne sont pas négligeables quand la baie est inactive.

Pour une approche morphodynamique comme la nôtre, une question se pose alors : *Quel est l'impact du vent sur les courants au fond et donc sur le transport sédimentaire ?* En effet, nous avons vu que la prise en compte des effets induits par le vent permet de mieux représenter le courant moyen. Cependant, dans le calcul des flux de sédiments transportés, les vitesses au fond subissent-elles l'influence du vent ? Pour répondre à cette question, des tests de sensibilité sont nécessaires mais la dépendance à la profondeur d'eau peut être importante.

Conclusion

Les résultats obtenus sont très encourageants et les comparaisons entre données in-situ et simulations avec notre approche de modélisation sont de bonne qualité. Le modèle a montré son efficacité et sa robustesse pour reproduire les bonnes tendances à partir des paramétrisations "brutes". Les résultats pourraient encore être affinés en réalisant des tests de sensibilité sur les paramétrisations (viscosité turbulente, frottement au fond et en surface). Les comparaisons au niveau de la S4 sont moins convaincantes que pour les

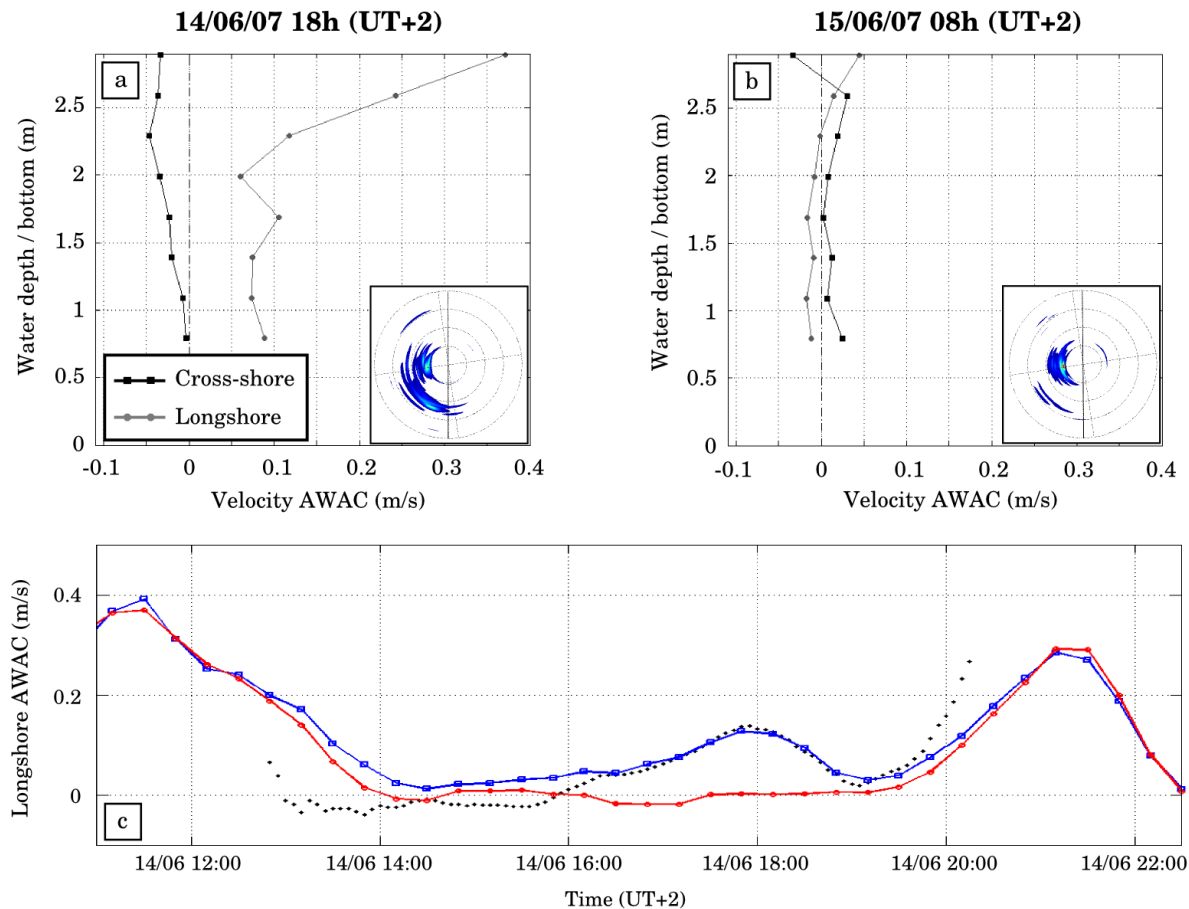


FIG. 4.24 – Impact du vent sur les courants moyens ; a et b) Profils verticaux des courants horizontaux avec présence de vent et sans vent + spectres directionnels. c) Série temporelle mesurée par l'AWAC moyennée selon la verticale (noire) et simulée en tenant compte du vent (bleue) et sans vent (rouge).

autres capteurs mais sa position stratégique de déploiement a fourni un jeu de données nouveau dans une zone où il est difficile d'en obtenir.

La forte modulation tidale a été mise en évidence. Comme nous l'avions déjà vu dans la première partie de ce chapitre, certaines études (MacMahan *et al.*, 2006) ont montré que le maximum du courant sagittal était atteint à un instant proche des états de basse mer alors que nous observons ce maximum entre marée basse et mi-marée. Les travaux réalisés par Castelle *et al.* (2006a) sur la plage du Truc Vert avaient déjà montré ce phénomène sur la côte Aquitaine. Par la suite, le travail mené par Castelle & Bonneton (2006a) sur un système barre / baïne a mis en évidence l'influence du forçage au large sur la position de ce maximum (au cours du cycle de marée). L'étude menée ici, a confirmé ces résultats. Quand l'amplitude des vagues est faible ($0.6 < H_s < 1$ m), le maximum est proche de la marée basse. Pendant l'épisode énergétique (la fin des séries temporelles), le maximum se localise plutôt vers la mi-marée pour la S4. Pour l'ADV4 et l'AWAC, des seuils sont atteints à marée haute, comme le montrait Castelle & Bonneton (2006a). Les chenaux d'alimentation sont alors dans leur régime maximum.

La bathymétrie a elle-aussi un rôle cruciale dans la bonne représentation de la dynamique d'un tel système. Bien que les évolutions aient été faibles pendant la campagne,

l'épisode énergétique a induit une certaine variabilité de la morphologie. En particulier, les résultats de la S4, déployée dans une zone de fort gradient bathymétrique, sont fortement dépendants de la morphologie. Ainsi, une perte de qualité dans l'interpolation des données ou encore l'utilisation d'une bathymétrie postérieure peut être la source d'erreurs.

Bien modéliser les courants de retour reste une tâche complexe. Pendant les épisodes énergétiques, une importante quantité d'eau est amenée par les vagues (dans la partie supérieure de la colonne d'eau) et est évacuée par des courants intenses, dirigés vers le large et relativement homogènes verticalement (partie inférieure de la colonne d'eau). L'évacuation de ces fortes quantités d'eau se fait à la fois par le chenal de vidange mais aussi à travers l'ensemble du domaine. L'approche proposée par Smith (2006), où les processus de rouleau de déferlement ont été ajoutés, a montré sa capacité à bien représenter les courants moyens pour des conditions faiblement énergétiques mais aussi pour des conditions de tempête.

Cette étape de validation de l'hydrodynamique est nécessaire pour étudier la morphodynamique des plages de manière qualitative voire quantitative. Les mesures ont fourni un jeu de données conséquents sur un système de barre / baine développé, permettant ainsi de comprendre la dynamique associée à de tels systèmes ; malheureusement elles restent des mesures ponctuelles, à la fois spatialement et temporellement. L'avantage du modèle est de pouvoir s'affranchir de ces limites en obtenant une information plus fine des circulations induites par les vagues et en simulant des périodes plus larges à partir uniquement des conditions au large.

4.2.4 Mécanismes de génération des circulations

Après s'être intéressé à la validation générale des courants moyens induits par l'action des vagues, cette partie va se focaliser sur les circulations générées par la houle au-dessus de ces hétérogénéités morphologiques que sont les systèmes barres / baines. Deux comportements ont été mis en évidence en fonction des conditions de vagues au large : 1) une forte modulation tidale pendant les périodes faiblement énergétiques avec des courants très intenses et fortement chenalisés entre la marée basse et la mi-marée alors que ces courants moyens sont quasiment nuls pour des niveaux de marée plus importants ; 2) des courants très intenses tout au long du cycle de marée pendant des épisodes énergétiques avec des courants de retour prédominants pour des hauts niveaux de marée.

Les planches 4.25 et 4.26 décrivent les circulations induites par les vagues au-dessus de notre système d'étude à différents instants de la marée pour des conditions faiblement énergétiques. Les graphiques du haut (a,d) illustrent les courants moyennés sur 20 min mesurés (la norme de la vitesse calculée, superposée avec le champ de vitesses à marée basse), ceux du milieu (b,e) le terme moteur de la vorticité – $(\vec{\nabla} D_W \wedge \vec{k}) \cdot \vec{e}_z$ (nommé par la suite "terme de forçage") – mis en évidence dans le Chapitre 2.5 et les figures du bas (c,f) la vorticité calculée à partir des courants moyens. Sur les graphiques de mesures, les flèches noires montrent les circulations déduites. Sur les figures centrales, concernant le terme moteur de vorticité calculée à partir de l'état de mer, les flèches indiquent les cellules de circulation. Ce terme fournit uniquement l'information sur la présence ou non de rotationnel. Les aires en bleu représentent les circulations dans le sens anti-horaire et celles en rouge les circulations dans le sens horaire. Pour ne pas alourdir les schémas,

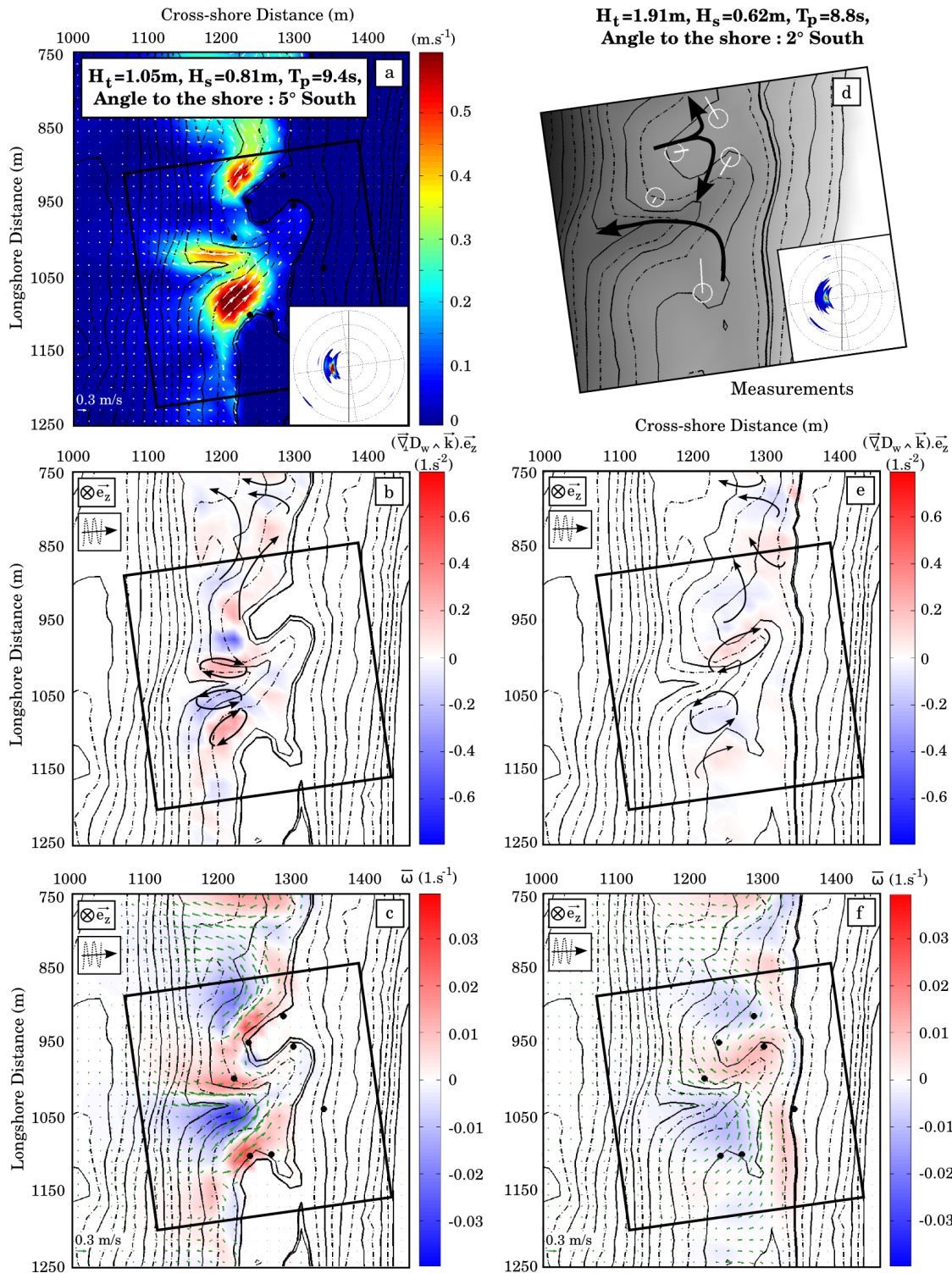


FIG. 4.25 – Comparaisons entre simulations et données à différents instants de la marée dans la matinée du 15 juin 2007 pendant la marée descendante pour des conditions calmes de vagues. En haut, a) Norme de la vitesse superposée avec le champ de vitesses à marée basse, $\bar{\zeta}_t = 1.05$ m. d) Courants moyennés sur 20 min mesurés pour un niveau de marée $\bar{\zeta}_t = 1.91$ m (le cercle blanc indique une norme de 0.1 m/s) + spectre directionnel. Au milieu, b et e) Terme moteur de la vorticité calculée à partir de l'état de mer. En bas : Vorticité calculée à partir des courants moyens superposée avec les courants.   gauche pour un niveau de marée $\bar{\zeta}_t = 1.05$ m et à droite pour $\bar{\zeta}_t = 1.91$ m. Les flèches noires indiquent les circulations déduites.

4.2. MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES COURANTS SAGITTAUX

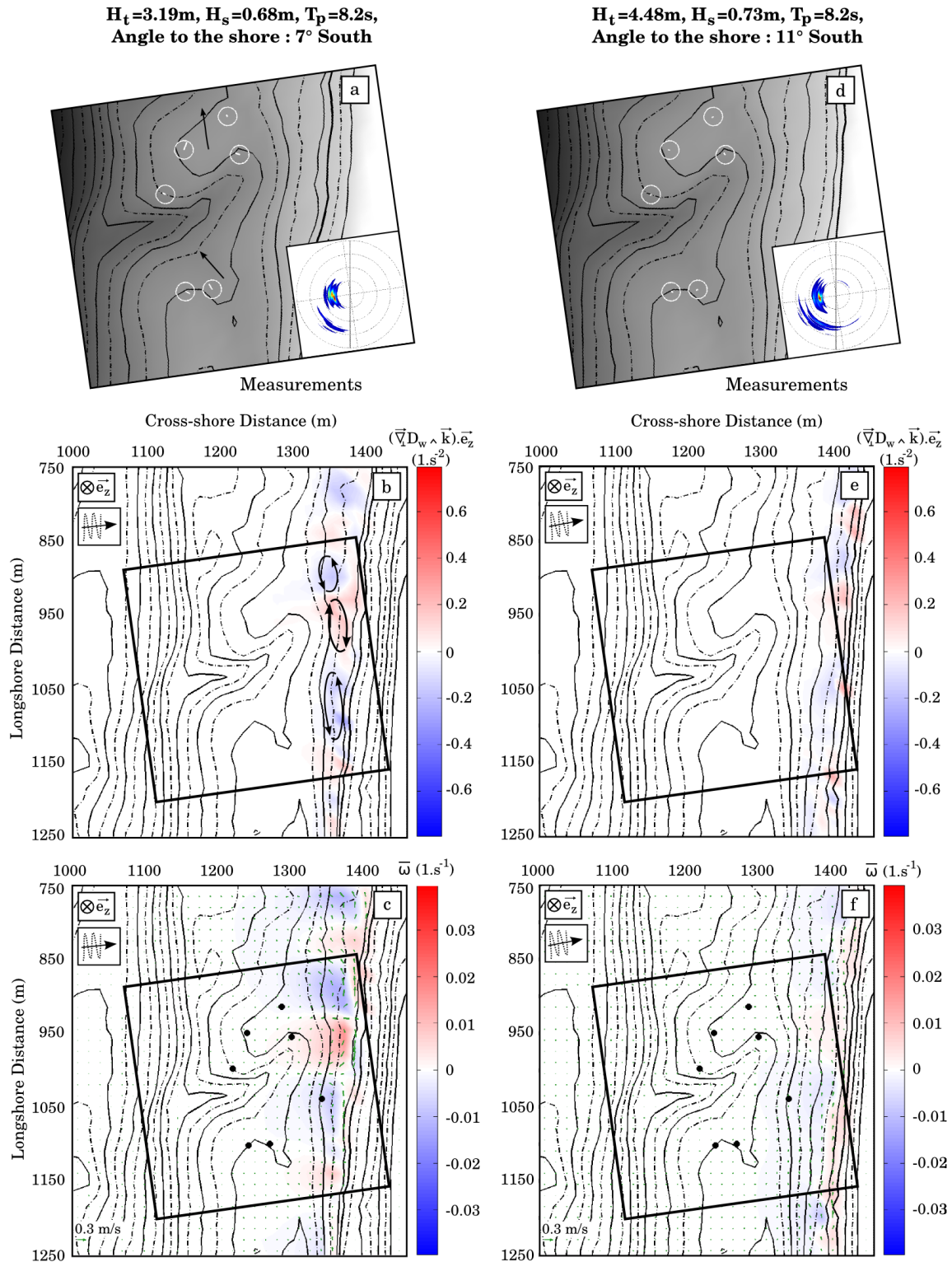


FIG. 4.26 – Comparaisons entre simulations et données à différents instants de la marée dans la matinée du 15 juin 2007 pendant la marée descendante pour des conditions calmes de vagues. En haut, a et d) Courants moyennés sur 20 min mesurés (le cercle blanc indique une norme de 0.1 m/s) + spectres directionnels. Au milieu, b et e) Terme moteur de la vorticité calculée à partir de l'état de mer. En bas : Vorticité calculée à partir des courants moyens superposée avec les courants. À gauche pour un niveau de marée $\bar{\zeta}_t = 3.19$ m et à droite pour $\bar{\zeta}_t = 4.48$ m. Les flèches noires indiquent les circulations déduites.

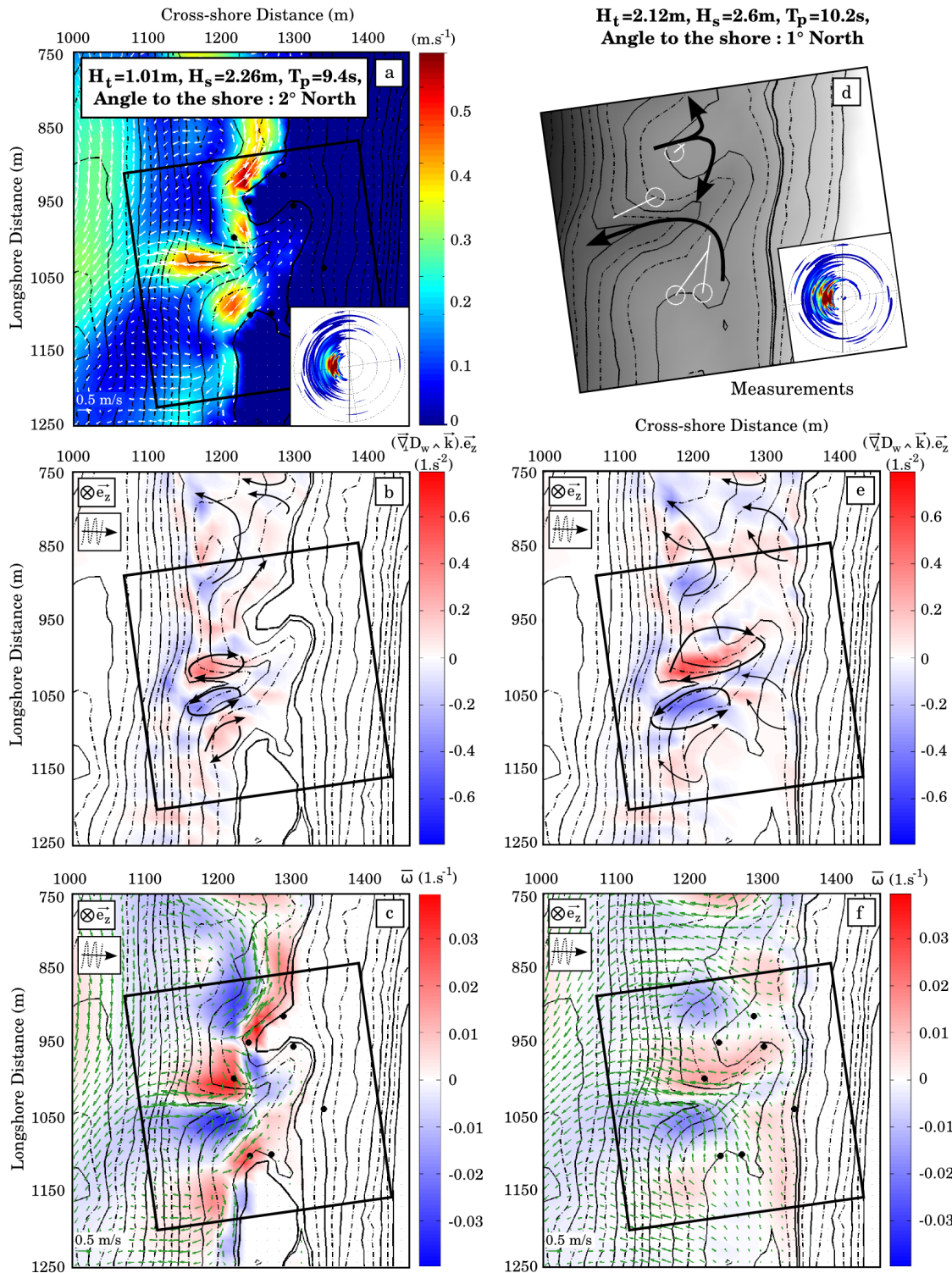


FIG. 4.27 – Comparaisons entre simulations et données à différents instants de la marée dans la soirée du 15 juin 2007 pendant la marée descendante durant l'épisode énergétique. En haut, a) Norme de la vitesse superposée avec le champ de vitesses à marée basse, $\bar{\zeta}_t = 1.01$ m. d) Courants moyens sur 20 min mesurés pour un niveau de marée $\bar{\zeta}_t = 2.12$ m (le cercle blanc indique une norme de 0.1 m/s) + spectre directionnel. Au milieu, b et e) Terme moteur de la vorticité calculée à partir de l'état de mer. En bas : Vorticite calculée à partir des courants moyens superposée avec les courants.   gauche pour un niveau de marée $\bar{\zeta}_t = 1.01$ m et à droite pour $\bar{\zeta}_t = 2.12$ m. Les flèches noires indiquent les circulations déduites.

4.2. MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES COURANTS SAGITTAUX

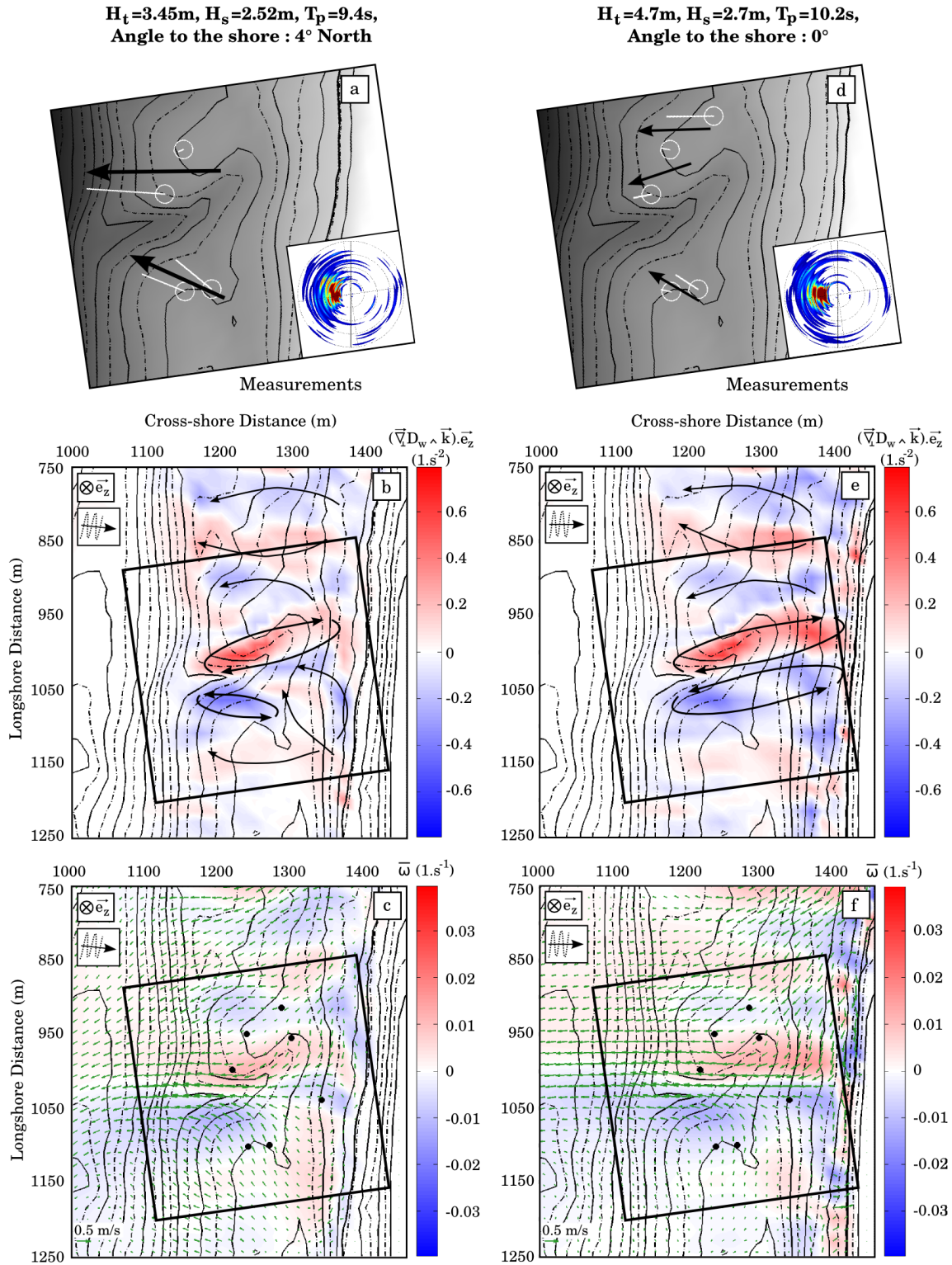


FIG. 4.28 – Comparaisons entre simulations et données à différents instants de la marée dans la soirée du 15 juin 2007 pendant la marée descendante durant l'épisode énergétique. En haut, a et d) Courants moyennés sur 20 min mesurés (le cercle blanc indique une norme de 0.1 m/s) + spectres directionnels. Au milieu, b et e) Terme moteur de la vorticité calculée à partir de l'état de mer. En bas : Vorticité calculée à partir des courants moyens superposée avec les courants.   gauche pour un niveau de marée $\bar{\zeta}_t = 3.45$ m et à droite pour $\bar{\zeta}_t = 4.7$ m. Les flèches noires indiquent les circulations déduites.

toutes les circulations (les couples de deux flèches) n'ont pas été indiquées ; seules les directions des écoulements réels ont été placées.

Sur chacune des figures du milieu et bas (graphiques b, c, e et f des Figures 4.25, 4.26, 4.27 et 4.28), on note la forte corrélation entre le terme de forçage et la vorticité. L'approche proposée par Smith (2006), qui permet d'écrire de manière simple l'équation de conservation de la vorticité, permet d'obtenir, uniquement à partir de l'état de mer (connaissance du nombre d'ondes et de la dissipation du rouleau), une information précieuse sur les cellules de circulation – petites ou grandes – associées au déferlement des vagues au-dessus d'une morphologie complexe. Comme nous l'avons dit précédemment, pour de faibles conditions de vagues, entre la mi-marée et la marée haute les courants, à la fois sur les données et sur le modèle sont inexistantes, excepté près de l'interface océan / plage (cf. Figure 4.26). En regardant maintenant en détail la planche 4.25, on voit clairement (pour des conditions de houle équivalente) le déplacement des courants sagittaux vers le nord lorsque le niveau d'eau augmente.   marée basse (Fig. 4.25c), le courant sagittal est concentré dans la partie la plus profonde du chenal et est alimenté par l'apport de masse d'eau au-dessus des deux barres (principalement la barre au sud qui est plus grande). Quand le niveau de la mer monte (Fig. 4.25f), ce courant dévie vers la barre nord (d  à une faible incidence sud de la houle) avec un maximum entre la barre et le chenal (corroboré par les données Fig. 4.4b à la mi-marée). Si l'on regarde à présent, les termes de forçage (Fig. 4.25b-e), nous constatons que les deux cellules principales associées au courant sagittal se sont écartées l'une de l'autre, semblant former un courant sagittal plus large ; c'est ce qui est simulé (45 m pour $\bar{\zeta}_t = 1.05$ m contre 75 m pour $\bar{\zeta}_t = 1.91$ m).

Pour des conditions énergétiques (cf. Figures 4.27 et 4.28), les comparaisons des zones bleues et rouges entre le terme de forçage et la vorticité sont encore une fois très convaincantes. Les deux  tats de marée les plus bas (Fig. 4.27) donnent des circulations similaires à celles obtenues pour de faibles conditions de houle : apport de la masse d'eau au-dessus des barres qui alimente les courants sagittaux s'évacuant par le chenal de vidange. Cependant les vitesses observées et simulées sont plus intenses que dans le cas faiblement énergétiques. En ce qui concerne les zones motrices de la vorticité, on constate qu'elles restent collées au centre du chenal mais sont plus larges lorsque le niveau d'eau augmente : la position stationnaire du courant sagittal au centre du chenal de vidange en est le résultat (d  à une houle d'incidence faible venant du nord). La renverse⁴ du courant, mise en évidence par les mesures (cf. Figures 4.5a-b) quand le niveau d'eau augmente au niveau de la barre nord, est une fois de plus bien modélisée par notre approche (cf. Figures 4.27c et 4.27f). Pour des niveaux de marée plus importants, les simulations montrent, comme les données in-situ, la présence de très intenses courants de retour (Planche 4.28). La dynamique du système barre / ba ne devient majoritairement gouverné par ces forts courants de retour ; l'influence de la bathymétrie est moins ressentie, principalement à marée haute. Entre la mi-marée et la marée haute, on observe encore une chenalisation malgré les forts courants de retour. Une nouvelle fois cette interprétation peut se corréler avec la présence de larges bandes bleues et rouges associées au terme de forçage. En effet, ces bandes, fortement étendues dans la direction cross-shore, semblent montrer, non pas la formation de cellules de circulation, mais uniquement le caractère de "rotation" des écoulements qui tendent à se rejoindre au niveau de la tête du courant sagittal.

Cette partie a permis d'illustrer l'apport de la méthode de Smith (2006) d'un point

⁴terme utilisé ici pour traduire le changement de direction (cross-shore) du courant mesuré par la S4

de vue compréhension des écoulements au-dessus d'un système bathymétrique complexe. Il peut-être cependant délicat d'interpréter ces résultats.

4.2.5 Conclusion

En ce qui concerne le forçage, cette étude a montré l'importance d'utiliser les spectres directionnels de houle pour calculer l'état de mer, en particulier lorsque la bathymétrie au large exhibe d'importantes variations telles que celles observées sur la plage de Biscarrosse. L'apport du vent sur les courants moyens s'est avéré nécessaire dans certaines situations où les courants moyens induits par les vagues étaient faibles et où le cisaillement de surface était très intense.

D'un point de vue courants moyens, les bonnes tendances obtenues entre mesures in-situ et résultats de simulations sont très encourageantes. Notre plateforme de modélisation avec l'utilisation du modèle de Smith (2006) – où les processus de rouleau de déferlement ont été apportés – a montré sa pertinence à reproduire la dynamique complexe induite par le déferlement des vagues au-dessus d'une morphologie de type barre / baie. En particulier, l'intense modulation tidale observée durant la campagne de mesures (et déjà mise en évidence dans des études antérieures) est bien modélisée par notre approche avec des maximums de vitesses obtenues entre la marée basse et la mi-marée. Les courants de retour, phénomène physique très important dans la modélisation morphodynamique des plages, sont bien modélisés dans cette étude. Ce qui montre la nécessité de bien définir ce qu'est le courant moyen.

Pour terminer, le travail effectué sur la conservation de la vorticité calculée à partir du modèle proposé par Smith (2006) a permis de mettre en évidence un outil intéressant dans la compréhension de la dynamique induite par le déferlement des vagues au-dessus de bathymétries fortement hétérogènes. Ce terme de forçage $\left(\left(\vec{\nabla} D_W \wedge \vec{k} \right) \cdot \vec{e}_z \right)$ permet, uniquement à partir de l'état de mer, de caractériser la vorticité de l'écoulement ainsi que d'expliquer les systèmes de circulations au-dessus de bathymétries complexes. Les corrélations obtenues entre le terme de forçage et la vorticité calculée sont de très bonne qualité. Il s'agit d'un outil performant permettant de comprendre relativement facilement les circulations (induites par les vagues), ce qui n'est pas le cas en faisant appel à la méthode traditionnelle des tensions de radiation.

4.2.6 Perspectives

Cette étude a mis en évidence que la paramétrisation du déferlement proposée par Battjes & Janssen (1978) n'était pas la mieux adaptée pour modéliser le déferlement des vagues sur un système à double barre. Il serait intéressant d'implémenter la paramétrisation proposée par Ruessink *et al.* (2003) qui dépend à la fois du nombre d'onde des vagues et de la profondeur d'eau dans le modèle de houle SWAN.

Un autre axe de recherche, qui n'a pas été envisagé dans cette étude, serait d'utiliser les capacités de notre plateforme en réalisant des simulations instationnaires (pour la houle et les courants moyens). De ce fait, il sera possible de travailler sur les phénomènes basses- et très basses-fréquences associés au système barres / chenaux (MacMahan *et al.* , 2004a; Reniers *et al.* , 2007). La Figure 4.29 montre le caractère fortement oscillatoire des courants sagittaux avec des pulsations d'intensités de l'ordre de 0.2-0.6 m/s et des périodes de 15-30 min dans la tête du courant sagittal. Étudier ces pulsations des courants

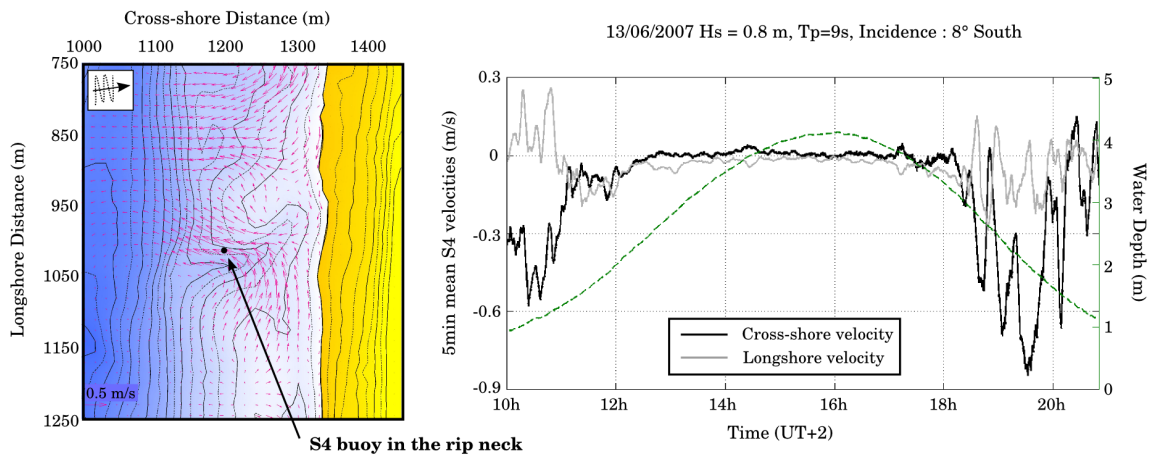


FIG. 4.29 – Mise en évidence des ondes très basses fréquences associées à la dynamique des systèmes barres / chenaux. À gauche un résultat de simulation à mi-marée le 13 juin dans l'après-midi quand la bouée S4 était déployée dans le voisinage de la tête du courant sagittal. À droite, l'évolution temporelle des vitesses mesurées le 13 juin 2007 par la bouée S4 ; en vert la hauteur d'eau.

moyens à l'aide des modes instationnaires ou encore de traceurs lagrangiens peut faire l'objet de recherches futures.

Pour terminer, l'ensemble des mesures a mis en évidence une asymétrie des courants sur un cycle de marée. Dans l'approche utilisée ici, nous considérons que les courants de marée sont négligeables devant les courants induits par l'action de la houle, ce qui est probablement réaliste. La marée a néanmoins un impact sur la formation des courants sagittaux, leur développement et leur intensité. Des travaux pourraient être entrepris pour analyser plus finement la structure des courants mesurés au cours des marées montantes et descendantes. De plus, les profileurs de courants déployés hors zone de surf peuvent être utilisés pour quantifier les courants de marée. Finalement, la plateforme présentée ici pourrait être un outil performant pour investiguer de tels processus.

Chapitre 5

Modélisation morphodynamique des plages à barre

5.1 Introduction

A travers le monde, l'observation de côtes sableuses dominées par l'action de la houle a mis en évidence la présence de structures bidimensionnelles ou tridimensionnelles. Ces environnements à barres constituent un lieu d'échanges sédimentaires très intenses. L'analyse des systèmes à barres a souligné la variabilité conséquente des formes morphologiques observées, variant d'état linéaire, parallèle à la côte, à des formes rythmiques ondulatoires ou en croissant qui peuvent se connecter à la plage. Ces différentes structures sont observées à la fois sur des systèmes simple barre et sur des systèmes à plusieurs barres (Van Enkevort *et al.*, 2004). Cette dernière décennie, de nombreuses études ont été menées pour comprendre les mécanismes physiques de formation de ces structures. Afin de prédire ces différentes étapes morphologiques tridimensionnelles induites par l'état de mer, des modèles conceptuels ont vu le jour ; parmi ces classifications, la plus communément utilisée reste celle de Wright & Short (1984). Dans cette schématisation (cf. Figure 5.1), les morphologies de plage sont divisées en trois catégories : les plages réfléchives, les plages intermédiaires et les plages dissipatives. L'état intermédiaire est, quant à lui, divisé en quatre sous-états. Des séquences érosives ou accrétives permettent au système d'évoluer d'un état à un autre. La notion de transition *up-state* est alors associée à une séquence érosive (conditions de houle énergétiques) qui induit une évolution de la plage vers une morphologie plus dissipative. Dans le sens inverse, on parle de transition *down-state*. Du plus dissipatif au plus réfléchif, la classification répertorie :

- la morphologie *Longshore Bar and Trough* (LBT, cf. Figure 5.1) : formation d'une barre rectiligne (morphologie bidimensionnelle).
- la morphologie *Rhythmic Bar and Beach* (RBB, cf. Figure 5.1) : des structures tridimensionnelles marquées en forme de croissant se mettent en place et le trait de côte décrit des ondulations ("méga-cusps"),
- la morphologie *Transverse Bar and Rip* (TBR, cf. Figure 5.1) : les cornes des croissants de l'état RBB se connecte à la plage formant des systèmes de barres transverses et de chenaux induisant d'intenses courants sagittaux,
- la morphologie *Low Tide Terrace* ou *Ridge and Runnel* (LTT, cf. Figure 5.1) : la barre continue de migrer vers le bord formant ainsi des chenaux d'alimentation peu profonds parallèles à la côte ainsi que des chenaux de vidange peu développés.

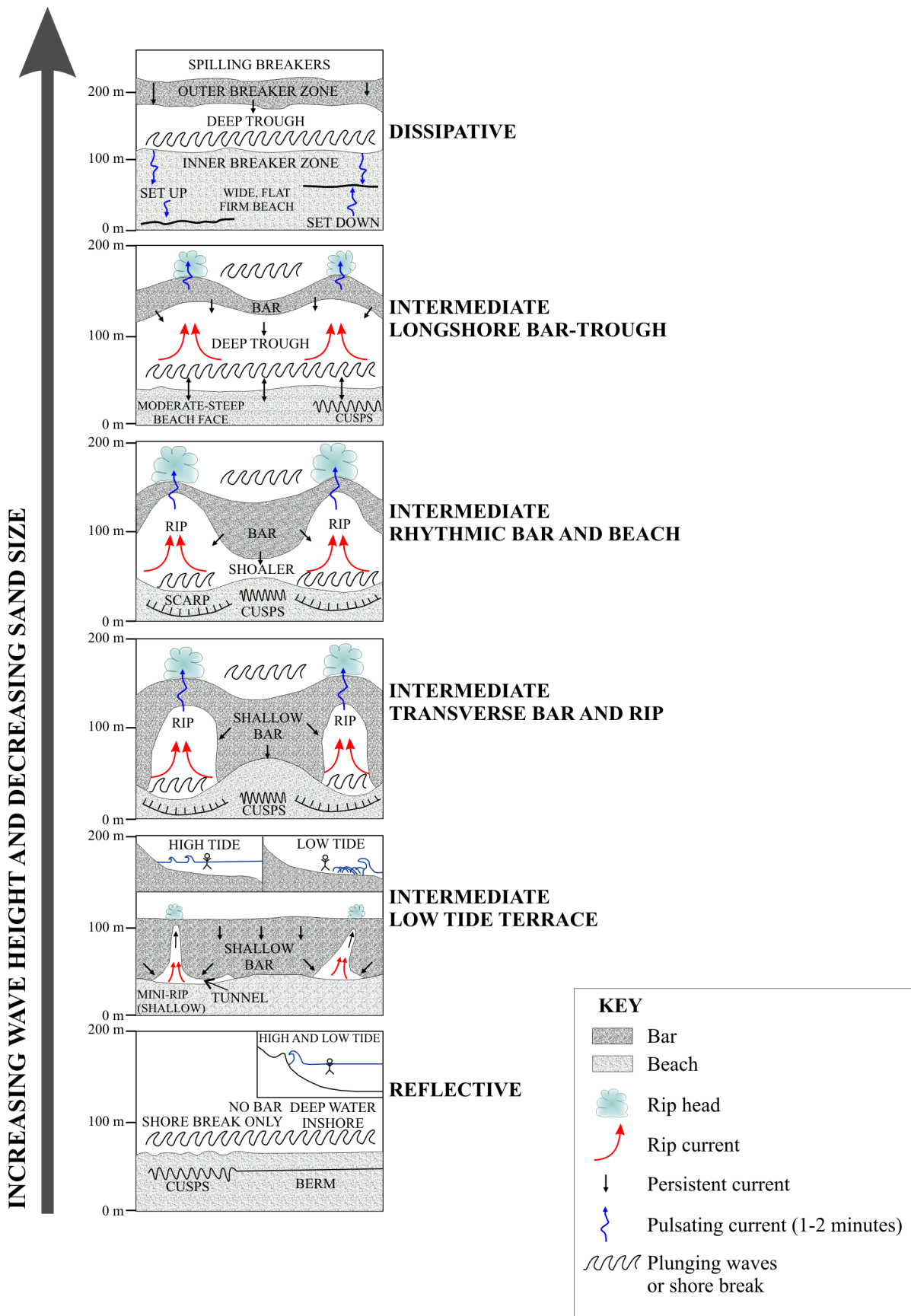


FIG. 5.1 – Classification des différents états de plage proposé par Wright & Short (1984).

Cette classification a été étendue par Castelle *et al.* (2007) à la côte Aquitaine (cf. Figure 5.2), mettant ainsi en évidence les diverses morphologies observées ou prédites d'un système à double barre.

A l'heure actuelle, les modèles morphodynamiques permettent de simuler les transitions *down-state*. Ranasinghe *et al.* (2004) a modélisé les transitions de RBB à TBR puis LTT. Différentes études (sur des plages à simple ou double barre) ont montré la formation de morphologies de type RBB ou/et TBR à partir de structures initiales linéaires perturbées de type LBT (Falqués *et al.*, 2000; Reniers *et al.*, 2004; Castelle *et al.*, 2006b; Smit *et al.*, 2008; Falqués *et al.*, 2008; Garnier *et al.*, 2008a); il n'en est pas de même pour les transitions *up-state*. Les mécanismes physiques permettant d'aller vers une morphologie plus dissipative ne sont pour le moment pas bien identifiés. Par exemple, aucun modèle n'est actuellement capable de reproduire le raidissement d'une barre sableuse lors d'un épisode de tempête. Bien que les processus physiques de courant de retour ou d'asymétrie des vagues soient connus, il est encore difficile de bien modéliser le transport dans la direction perpendiculaire à la côte. Trouver un bon équilibre entre ces processus reste un réel enjeu scientifique actuel, pour à la fois :

- traduire des mouvements sédimentaires vers le large (séquence érosive) pendant les épisodes énergétiques, quand les courants de retour dominant la dynamique sédimentaire,
- modéliser les mouvements vers la côte pendant des épisodes de temps calme (séquence accrétive) quand l'impact de l'asymétrie de la houle sur le transport sédimentaire devient prédominant sur celui du courant de retour.

Actuellement, des études, à la fois expérimentales et numériques (1DH) (Ruessink *et al.*, 2007b; Castelle *et al.*, 2008a) sont menées dans le but d'améliorer les paramétrisations d'asymétrie en vue d'être ensuite intégrées dans des modèles 2DH. Le second point clé, nécessaire à la bonne modélisation des évolutions morphologiques induites par l'action des vagues, concerne l'accélération du fluide près du fond. En effet, les travaux de Drake & Calantoni (2001) et Hoefel & Elgar (2003) ont montré que l'accélération des particules au fond induisait un transport net de sable vers le bord, en plus de l'asymétrie elle-même.

Prédire la variabilité d'un système à simple barre

La barre (ou la barre interne pour les systèmes à plusieurs barres) des plages intermédiaires exhibe la plupart du temps des morphologies de type barres / chenaux. Ces morphologies sont quasi régulièrement espacées et les crêtes des barres sableuses apparaissent comme une séquence de structures en croissant ou de systèmes de barres transverses. Ainsi, la caractéristique ayant attirée le plus d'attention, concerne la prédiction de cette rythmicité (Calvete *et al.*, 2007). Des travaux menés à partir de modèles numériques non-linéaires (Castelle *et al.*, 2006b; Garnier *et al.*, 2007, 2008a) ou basés sur l'analyse de stabilité linéaire (Deigaard *et al.*, 1999; Falqués *et al.*, 2000; Calvete *et al.*, 2005) ont mis en évidence le rôle des mécanismes d'auto organisation dans le développement de ces chenaux (cf. Calvete *et al.* (2005) pour une revue) mais ne sont pas parvenus explicitement à prédire la longueur d'onde de la barre interne. Ces modèles ont montré que cette longueur d'onde augmentait avec des conditions de houle croissantes ou encore lorsque la distance entre la barre et la côte grandit. Reniers *et al.* (2004) ont corrélé la longueur d'onde moyenne des chenaux à l'étalement directionnel des vagues et donc la longueur des crêtes.

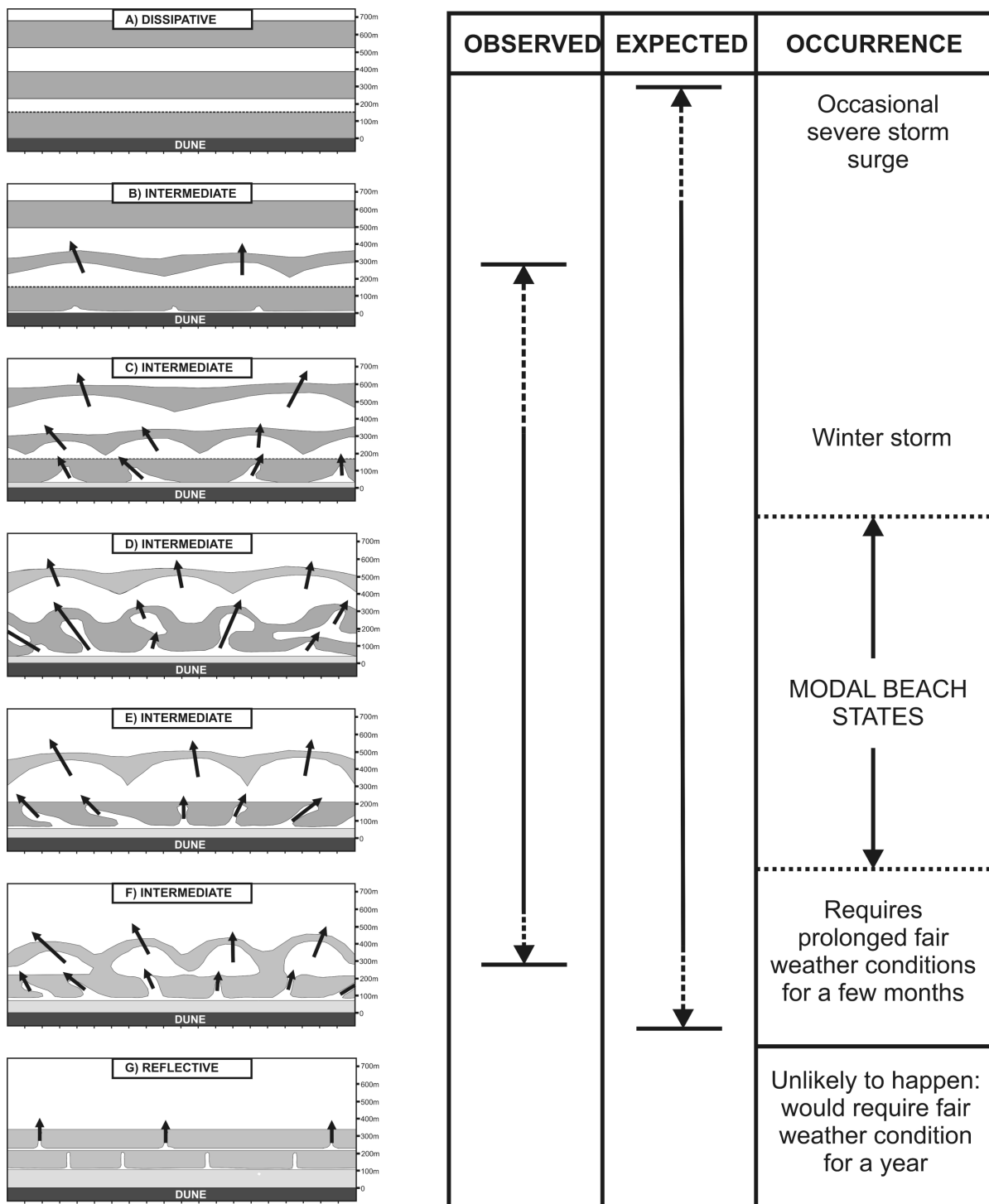


FIG. 5.2 – Classification des plages à double barres de la côte Aquitaine proposée par *Castelle et al. (2007)*.

Des études systématiques à partir de surveillances vidéo des plages ont permis d'obtenir des jeux de données importants sur les positions des chenaux pour des plages ouvertes ou fermées. Cependant, des corrélations entre localisation ou longueur d'onde des chenaux et conditions de forçage au large n'ont pu être identifiées (Holman *et al.*, 2006; Turner *et al.*, 2007). Ces analyses ont mis en évidence la nécessité de tenir compte de "l'histoire" de la plage pour appréhender la complexité des processus de formation de ces chenaux. Cette hypothèse a en effet été confortée par Calvete *et al.* (2007). Cette étude a montré la difficulté de prévoir les variations longshore de ces structures. La sensibilité à la bathymétrie initiale (pente de la plage, taille de la barre et du creux, distance à la côte, ...) s'est révélée aussi significative que la sensibilité aux conditions au large. A l'heure actuelle, aucun prédicteur n'a pu voir le jour et l'ensemble des mécanismes mis en jeu n'est pas encore totalement compris.

D'autres études (Smith, 2006; Klein & Schuttelaars, 2006; Smit *et al.*, 2008) ont été focalisées sur les évolutions morphodynamiques des plages à double barre. Elles se sont aussi attachées à la génération et au développement de la barre interne et ensuite à son impact sur la barre externe, mais le couplage existant entre la barre externe et la barre interne n'a pas été évoqué.

Introduction au couplage morphologique

Comme nous l'avons déjà vu précédemment (cf. Chapitre 4), la côte Aquitaine est un environnement énergétique, meso-macrotidal à double barre. Dans ces systèmes à double barre, alors que la barre externe présente la plupart du temps des structures parallèles à la côte en forme de croissants régulièrement espacés, la barre interne montre des structures de longueur d'onde plus faible mais plus dynamique que celles de la barre externe (Van Enkevort *et al.*, 2004). L'analyse de stabilité linéaire (Deigaard *et al.*, 1999; Falqués *et al.*, 2000; Calvete *et al.*, 2005) ainsi que la modélisation non-linéaire (Damgaard *et al.*, 2002; Reniers *et al.*, 2004; Klein & Schuttelaars, 2006; Drønen & Deigaard, 2007; Garnier, 2007; Smit *et al.*, 2008; Garnier *et al.*, 2008a) ont permis de reproduire de telles structures. Dans ces approches, les structures observées ont longtemps été considérées comme le résultat d'instabilités morphodynamiques. Les mécanismes d'auto organisation du système plage (rétroaction positive entre le champ de vagues, les courants induits et l'évolution du fond – "bed-surf interaction" d'après Falqués *et al.* (2000)) sont alors le principal moteur de génération de ces barres sableuses tridimensionnelles.

Des études très récentes (Ruessink *et al.*, 2007a; Castelle *et al.*, 2008c, Submitted–a) ont clairement mis en évidence des processus plus complexes d'interactions pour les systèmes double barres appelés "couplage morphologique". Les travaux de Ruessink *et al.* (2007a) ont montré que la variabilité des structures internes est étroitement liée au développement tridimensionnel de la barre externe. Par exemple, des analyses de photographies aériennes de la côte Aquitaine ont parfois révélé la présence de deux chenaux de la barre interne pour une longueur d'onde de barre externe en croissant (Castelle *et al.*, 2007). Van Enkevort & Wijnberg (1999) ont aussi observé des systèmes intertidaux de chenaux systématiquement en face des cornes des croissants subtidaux, qui sont des preuves de couplage morphologique et qui ne peuvent être expliqués par les mécanismes d'auto organisation. Par analogie, la rythmicité du trait de côte peut être corrélée à celle des structures de la barre interne comme semblent le confirmer les observations de Sonu (1973), Holland & Holman (1996) ou encore Thornton *et al.* (2007).

L'étude morphodynamique menée par Castelle *et al.* (Submitted-a) a mis en évidence l'équilibre entre couplage morphologique et mécanismes d'auto organisation. Lorsque la variabilité longshore de la barre externe est faible, l'auto organisation prédomine en zone intertidale. Par contre, lorsque cette barre exhibe des structures tridimensionnelles très développées, la rythmicité de la barre interne est totalement couplée à celle de la barre externe. Entre ces deux cas extrêmes, correspondant le plus souvent à des cas naturels, la réponse de la barre interne est un résultat intermédiaire né du mélange de ces deux mécanismes ; ce qui explique les fortes variabilités de la rythmicité de la barre interne.

Contributions des travaux

Nous avons vu précédemment que de nombreuses études se sont intéressées à l'évolution morphologique des plages à simple barre, en particulier à la formation et au développement de structures de type barres / chenaux. Cependant, aucun de ces travaux ne s'est intéressés à l'influence des phénomènes de marée sur la croissance des barres et le temps de formation des structures. Des études récentes (Masselink *et al.*, 2006; Price & Ruessink, 2008) ont montré l'influence de la marée sur les temps de résidence des vagues (levée, déferlement, jet de rive) le long de plage à barres (observations). Nous investiguerons donc ici, par la modélisation, l'importance des phénomènes de marée (en terme de modification du niveau du plan d'eau) sur le développement des structures tridimensionnelles.

Après un cas à simple barre, le couplage morphologique entre la barre externe et la barre interne d'un système double barre sera étudié. Ce travail, mené en collaboration avec B. Castelle, a permis de mettre en évidence les mécanismes de forçage de la barre externe sur la barre interne. Cette étude a été entreprise à l'aide de la plateforme de modélisation développée durant la thèse, parallèlement à celle réalisée par Castelle *et al.* (Submitted-a) et Castelle *et al.* (Submitted-b) avec le modèle MORPHODYN. L'influence de l'élévation moyenne du plan d'eau induit par la marée sera aussi étudiée pour analyser son influence sur les structures formées.

Malgré les faibles évolutions morphologiques observées pendant la campagne de mesures, le modèle sera appliqué à la plage de Biscarrosse.

Dans cette partie, l'asymétrie de la houle n'étant pas prise en compte, la modélisation des courants de retour entraînerait une érosion massive de la plage qui ne serait pas naturelle. Pour cette raison, nous travaillons ici avec le flux de masse totale Q_i^t et non le flux de masse moyen Q_i^m . En accord avec Mei (1989), on suppose que $U_i = \frac{1}{h} \int_{Z_b}^{\zeta} u_i dz = \frac{1}{h} Q_i^t$. Le système d'équations ainsi résolu s'écrit, sous forme non-conservative :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_i \bar{h} U_i = 0 \quad (5.1)$$

$$\partial_t U_i + U_j \partial_j U_i + g \partial_i \bar{\zeta} = -\frac{1}{\rho \bar{h}} \partial_j S_{ij} + \frac{D_i}{\rho \bar{h}} + \frac{\bar{\tau}_i^S - \bar{\tau}_i^B}{\rho \bar{h}} \quad (5.2)$$

Les tensions de radiation sont alors discrétiser comme dans le cadre de l'approche de Phillips (1977) (cf. Partie 3.3.1). En calculant ainsi la morphodynamique, on modélise à la fois un transport vers la côte et un transport vers le large permettant ainsi de développer des structures tridimensionnelles marquées.

5.2 Modélisation morphodynamique d'une plage à simple barre

Cette partie illustrera la capacité de notre modèle à reproduire la formation de barres en croissant. Elle mettra de plus en évidence l'influence de la marée sur la croissance des barres, processus peu étudié dans la littérature.

5.2.1 Bathymétrie initiale

L'étude présentée ici, s'inspire des travaux menés par Deigaard *et al.* (1999); Falqués *et al.* (2000); Castelle (2004); Garnier *et al.* (2008a) où la morphologie initiale est homogène dans la direction parallèle à la côte et perturbée. La bathymétrie initiale utilisée est illustrée sur la Figure 5.3. Elle s'étend sur 1 km dans la direction cross-shore et sur 4 km dans la direction longshore. Une taille de maille de 40 m a été choisie ; cette taille est suffisante pour montrer le développement de structures tridimensionnelles (Castelle, 2004). Des perturbations aléatoires inférieures à 10 cm ont été ajoutées sur l'ensemble de notre domaine de calcul afin de générer des instabilités et ainsi de mettre en action les mécanismes d'auto organisation du système. Dans un premier temps, nous étudierons la formation de structures tridimensionnelles pour un niveau de marée constant, puis l'influence du marnage sera analysée.

5.2.2 Développement de barres en croissant

Dans cette étude, le niveau du plan d'eau $\bar{\zeta}_t$ est pris égal à 1.5 m. Ainsi, la barre se situe à environ 350 m du rivage moyen. Pour ce niveau de marée, le creux est à environ 4.5 m de fond et la barre à 3 m. Ces caractéristiques sont en accord avec les observations de la barre subtidale le long de la côte Aquitaine (Michel *et al.* , 2000) ; les observations ont montré une variabilité des caractéristiques de la barre fonction du site d'étude et des conditions de forçage. Le tableau 5.1 donne les conditions de forçage simulées et le temps de réactualisation de la bathymétrie.

TAB. 5.1 – *Conditions de simulation*

H_s (m)	T_p (s)	D_m (°)	T_{act} (min)
2	9	Frontale (0)	30

où H_s est la hauteur significative des vagues, T la période des vagues, D_m la direction des vagues par rapport à la normal à la côte et T_{act} est le temps où la bathymétrie et le champ de vagues sont actualisés.

Les houles frontales favorisent le développement des structures en croissants (Castelle, 2004). Les simulations réalisées ici, sont en accord avec celles présentées par Castelle (2004) ou par Garnier *et al.* (2008b) d'un point de vue dimension du système. Dans l'étude de Castelle (2004), la barre était légèrement plus profonde (-7 m pour le creux et -5 m pour la barre) et les perturbations aléatoires plus larges (0.4 m). Cependant, comme les conditions de houle étaient plus importantes ($H_s = 3$ m), les deux systèmes sont similaires. Comparé aux travaux menés par Falqués *et al.* (2008), le travail effectué ici se place sur une échelle plus grande : barre plus au large et plus développée, conditions de houle plus intenses.

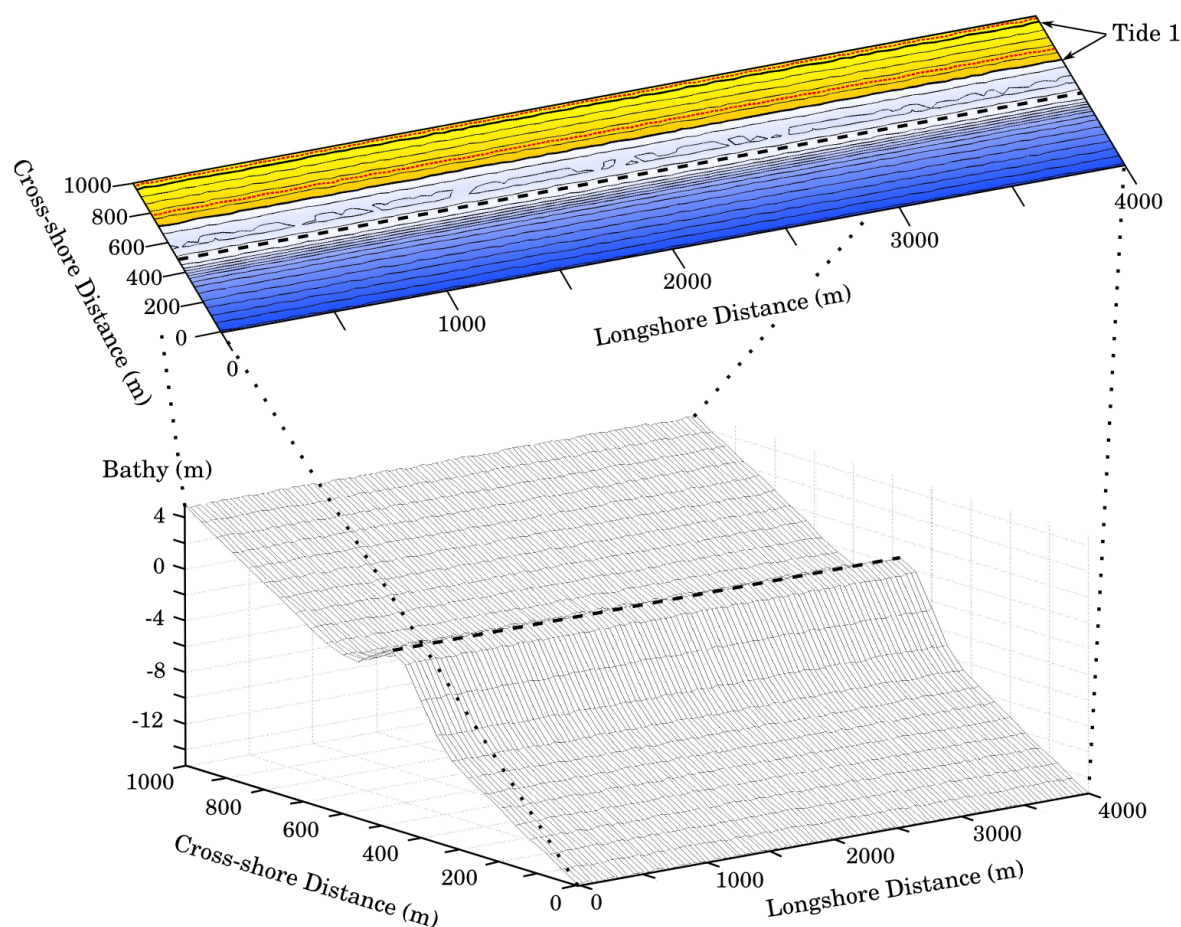


FIG. 5.3 – Bathymétrie initiale à simple barre où des perturbations (< 10 cm) ont été ajoutées. Les traits noirs épais délimitent une zone intertidale de marnage 5 m et ceux en rouges une seconde zone de marnage 4 m. Le trait noir épais en pointillés suit la crête de la barre.

La bathymétrie et les courants moyens après 4 jours d'évolution morphodynamique sont donnés sur la Figure 5.4. La barre initialement rectiligne a donné naissance à six structures en forme de croissant (plage intermédiaire de type RBB dans la classification de Wright & Short (1984)). La longueur d'onde de ces croissants varie entre 500 et 900 m. Bien que dans cette simulation, le niveau du plan d'eau soit resté constant, l'ordre de grandeur obtenu pour les longueurs d'ondes est en accord avec celui observé sur la côte Aquitaine (Lafon *et al.*, 2004) et celui simulé par Castelle (2004) et Garnier *et al.* (2008b). Les courants simulés sont d'environ 0.5 m/s dans le creux des croissants et atteignent les 0.8 m/s au-dessus des crêtes quand la hauteur d'eau est faible. Là-encore, ces ordres de grandeur sont cohérents compte tenu du fait que la houle incidente est de 2 m.

La Figure 5.5 montre l'évolution morphodynamique de la barre rectiligne au cours des quatre journées simulées. Il est intéressant de remarquer que son évolution n'est pas linéaire. Près de deux jours sont nécessaires pour initier les premières structures (entre Fig. 5.5a et 5.5c) qui chenalisent ensuite des courants plus intenses. Dans un second temps, les structures se développent plus rapidement (entre Fig. 5.5c et 5.5d). Dans notre

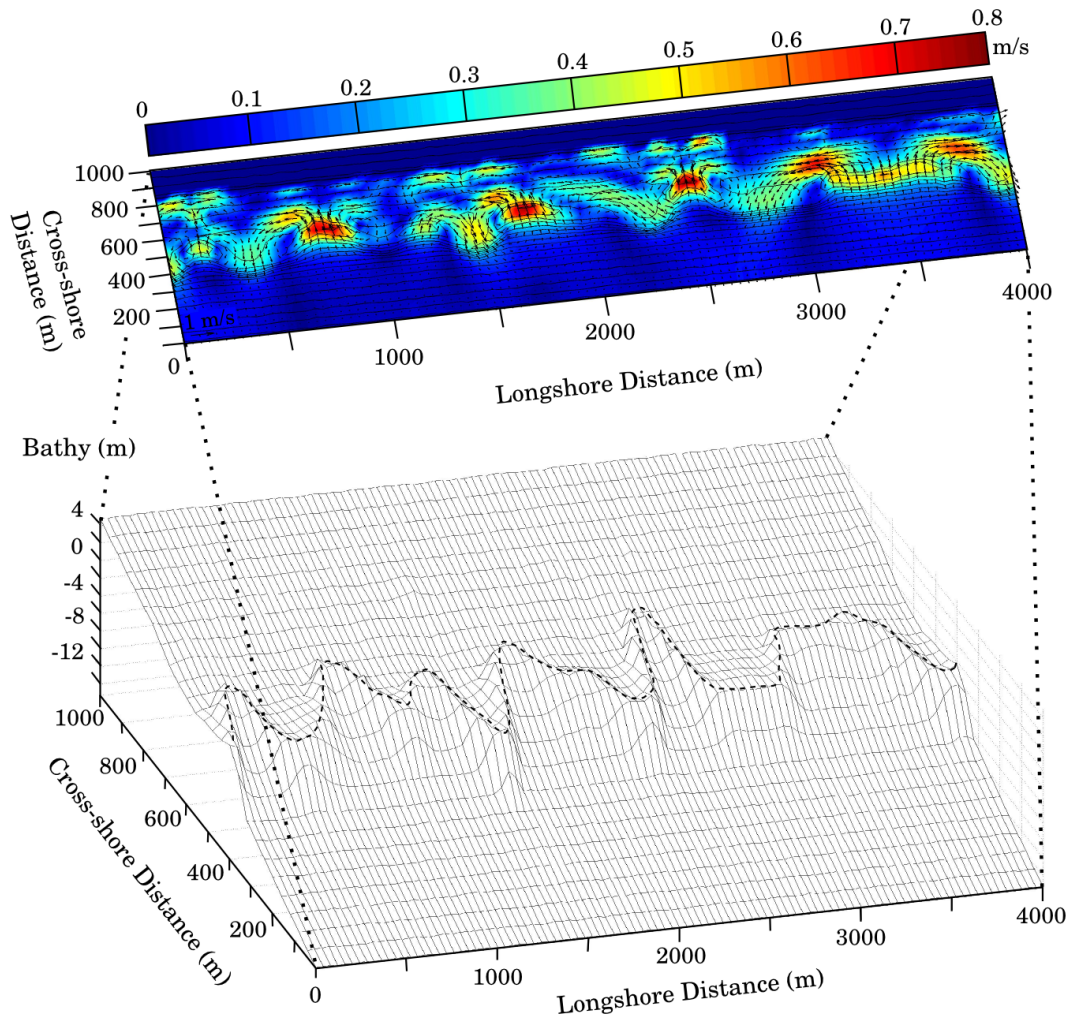


FIG. 5.4 – En haut, bathymétrie après 4 jours de simulations superposée avec les courants moyens. En bas vue 3D de cette même bathymétrie – le trait noir en pointillé délimite la barre. Conditions : $\bar{\zeta}_t = 1.5$ m, $H_s = 2$ m.

approche, les courants continuent à s'intensifier formant des structures tridimensionnelles de plus en plus marquées. Les effets de pente ne compensent pas les flux charriés ou en suspension dans la formulation sédimentaire. Un état d'équilibre n'est donc pas atteint. Il serait intéressant d'augmenter cet effet de pente pour essayer d'obtenir un état d'équilibre (Caballeria *et al.*, 2002).

5.2.3 Sensibilité aux conditions initiales et au forçage

Afin d'analyser la variabilité longshore des structures qui se développent, un certain nombre de simulations (40) a été réalisé. Le travail présenté ici, est focalisé sur l'impact de trois paramètres : la hauteur significative de la houle, la hauteur du plan d'eau, et la bathymétrie initiale. Trois hauteurs significatives sont testées : $H_s = 2$ m, $H_s = 2.5$ m et $H_s = 3$ m. Pour la position du plan d'eau, les élévations moyennes $\bar{\zeta}_t = 0.4$ m, $\bar{\zeta}_t = 1.2$ m et $\bar{\zeta}_t = 2.2$ m ont été simulées. Pour les bathymétries, le même profil initial a été conservé mais les perturbations aléatoires (toujours inférieures à 10 cm) varient d'une

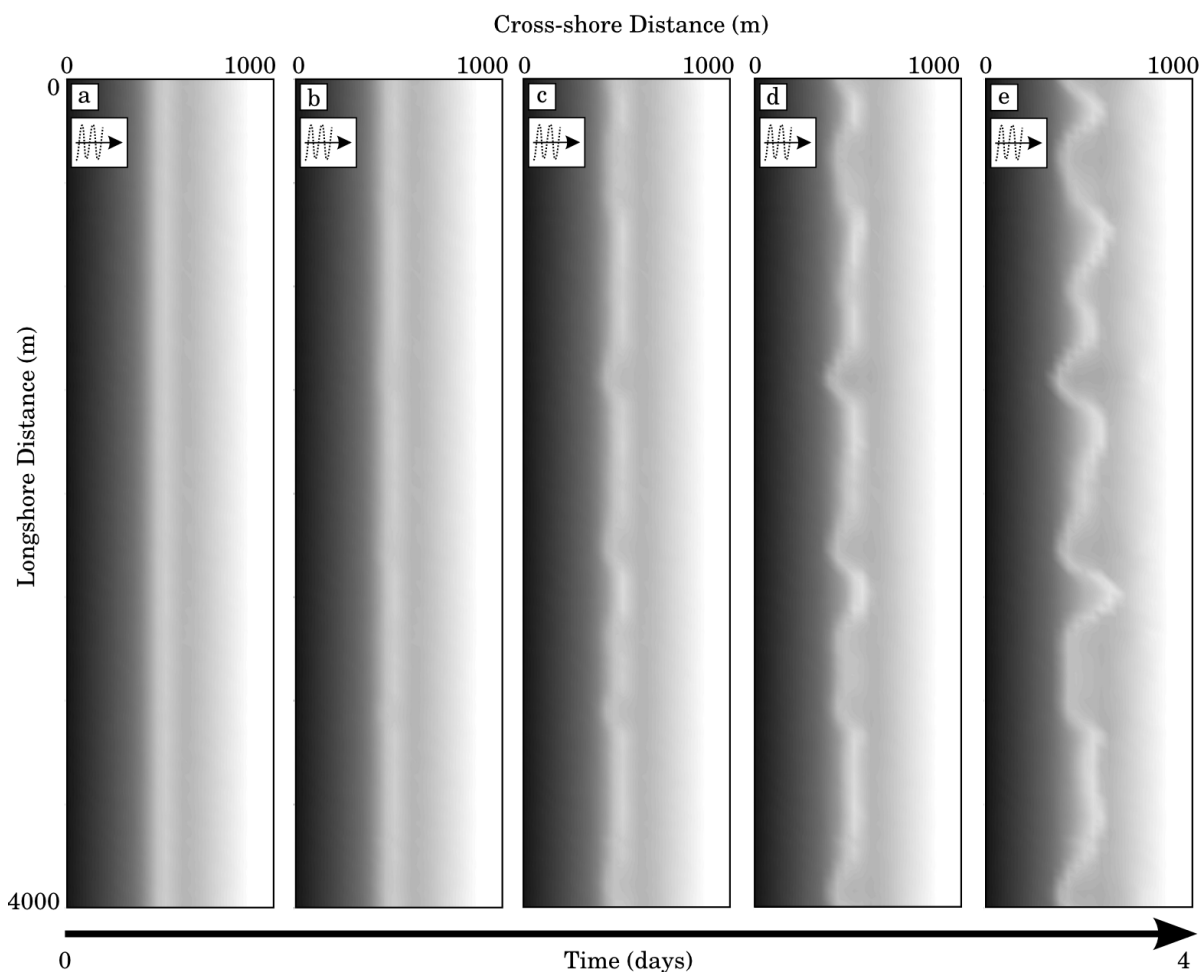


FIG. 5.5 – Évolution morphodynamique sur 4 jours : mise en évidence de structures tridimensionnelles en forme de croissant ; a) bathymétrie initiale, b) après 1 jour, c) après 2 jour, d) après 3 jour et e) après 4 jours. Conditions : $\bar{\zeta}_t = 1.5$ m, $H_s = 2$ m.

bathymétrie à l'autre – 5 jeux de perturbations sont utilisés ici. L'utilisation de plusieurs jeux de perturbations permet d'analyser leur rôle sur le positionnement des croissants et leur nombre. Le tableau 5.2 récapitule le nombre de structures répertoriées pour chacune des simulations. La houle est d'incidence nulle par rapport à la normale à la plage et la période pic vaut 9 s.

Ces résultats mettent en évidence plusieurs phénomènes :

- plus le niveau du plan d'eau est élevé (plus la barre est éloignée de la côte), plus la longueur d'onde des structures et le temps de formation des systèmes sont importants,
- la taille des vagues joue principalement un rôle dans le temps de formation des structures,
- le nombre de structures finales est lié à la bathymétrie initiale (positions des perturbations). Dans ce cas précis, nous n'atteignons pas d'état de convergence. Des simulations plus longues où ces états de convergence seraient atteints, aboutiraient peut-être à des morphologies avec le même nombre de structures (avec au maximum un écart d'une structure dépendant de la taille du domaine initial).

Dans cette étude, l'utilisation d'une bathymétrie s'étendant sur une distance de 4

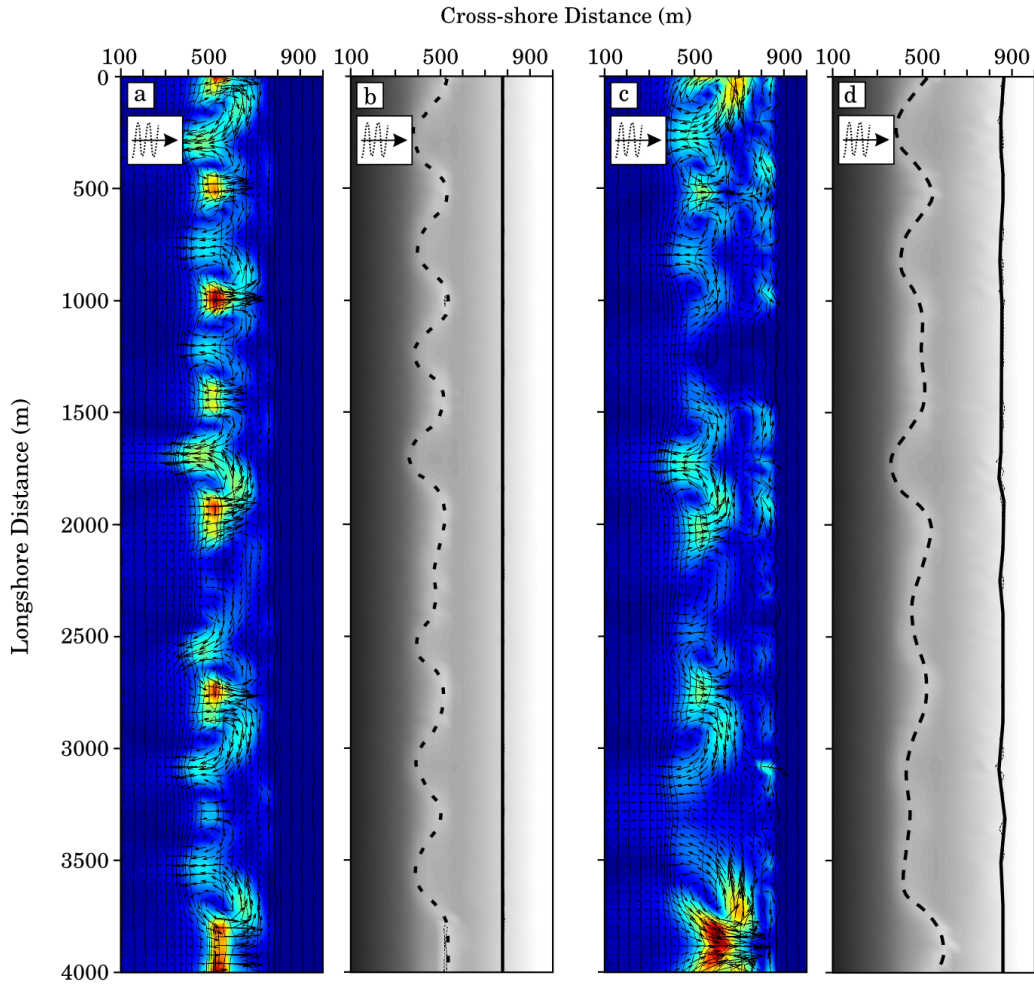


FIG. 5.6 – a et b) respectivement, champ de vitesse superposée à la norme des courants et bathymétrie après 30 h simulées pour les conditions : Bathymétrie 3, $\bar{\zeta}_t = 0.4$ m, $H_s = 2.5$ m, $T_p = 9$ s, $D_m = 0^\circ$ et $T_{act} = 1$ h. c et d) respectivement, champ de vitesse superposée à la norme des courants et bathymétrie après 80 h simulées pour les conditions : Bathymétrie 3, $\bar{\zeta}_t = 2$ m, $H_s = 3$ m, $T_p = 9$ s, $D_m = 0^\circ$ et $T_{act} = 1$ h. Les lignes noires en pointillé donnent la position de la barre.

km et de conditions aux limites latérales périodiques contraignent le problème. En effet, le nombre de structures "entières", qui peuvent voir le jour, dépend de cet espace donné. Les quatre premières bathymétries utilisées (cf. tableau 5.2) montrent le développement de 5 à 6 structures pour des élévations d'eau moyennes $\bar{\zeta}_t = 2$ m. Les longueurs d'ondes varient alors entre 650 et 800 m. Ce nombre évolue avec les conditions de forçage.

La dernière bathymétrie met en évidence le développement de 7 structures. Les résultats obtenus à partir des quatre premières bathymétrie montraient la formation de 5 à 6 structures mettant ainsi en avant le forçage exercé par la dimension longshore du domaine de calcul. Ce cas (bathymétrie n°5) tend à montrer l'influence de la bathymétrie initiale (en particulier du champ de perturbations) sur la morphologie finale. En effet, si des chenaux sont initialement présents, des cellules de circulation marquées se forment, initiant ainsi la génération de croissants. Ces structures tridimensionnelles formées dépendent alors à la fois des conditions de forçage mais aussi de la bathymétrie initiale.

TAB. 5.2 – Nombre de structures tridimensionnelles formées

$\bar{\zeta}_t$ (m)	H_s (m)	Bathy 1	Bathy 2	Bathy 3	Bathy 4	Bathy 5	T_{simu} (h)
1.2	2	5	6	5	6	7	110
1.2	2.5	5	6	5	6	7	80
1.2	3	5	6	5	6	7	40
2	2.5	5	5	5	6	5	150
2	3	4	5	4	6	5	100
0.4	2	6	6	5	6	7	60
0.4	2.5	6	6	5	6	7	40
0.4	3	5	6	5	6	7	25

où $\bar{\zeta}_t$ est le niveau du plan d'eau, H_s la hauteur significative des vagues et T_{simu} le temps simulé.

Comme les travaux de Holman *et al.* (2006) et Turner *et al.* (2007) l'ont montré, l'histoire de la plage est à prendre en compte dans l'étude de la variabilité longshore des chenaux. Il faut cependant garder en mémoire que ces simulations n'aboutissent pas à un état d'équilibre. Si un tel état était obtenu, le nombre de structures formées (au maximum 1 structure d'écart) seraient peut-être identique quelque soit la bathymétrie initiale (simulations déterministes).

La Figure 5.6 illustre, dans le cas de la bathymétrie n°5, le champ de courants et les bathymétries finales pour deux conditions de forçages différentes ($\bar{\zeta}_t = 0.4$ m, $H_s = 2.5$ m et $\bar{\zeta}_t = 2$ m, $H_s = 3$ m). Cette figure met clairement en évidence des structures de longueurs d'ondes plus faibles dans le cas d'un niveau bas de marée. Les structures tridimensionnelles ainsi générées sont plus étroites et induisent des courants sagittaux plus intenses.

5.2.4 Influence de la marée

Cette partie est consacrée à l'étude de l'impact de la marée et du marnage sur le nombre de structures formées, leur position et leur taux de croissance.

Influence du marnage sur le développement des croissants

Les évolutions morphologiques de la barre rectiligne sont simulées pour une série de marnages. Cette série est constituée de 21 marnages allant de 0 à 5 m (tous les 0.25 m). La Figure 5.7 montre ces différents marnages. La zone intertidale s'étend ainsi, sur une distance de 230 m au maximum, valeur courante pendant les périodes de vives-eaux sur les plages de la côte Aquitaine. Les traits noirs de la Figure 5.3 délimitent cette zone intertidale pour un marnage de 5 m. Dans le repère associé à la bathymétrie, les élévations de la surface libre représentant le niveau de marée $\bar{\zeta}_t$ sont comprises entre -1 et 4 m et l'élévation moyenne $\bar{\zeta}_t = 1.5$ m. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la barre se situe à environ 350 m de ce marnage moyen.

La Figure 5.8 montre le profil longshore de la bathymétrie (après 3 jours simulés) le long de la barre pour différents marnages. Ce graphique met clairement en évidence la formation des principales structures (crêtes et creux les plus marqués) aux mêmes emplacements quelque soit le marnage. Ces emplacements sont induits par les perturbations initiales ainsi que les conditions de houle. Dans ce jeu de simulations où la hauteur

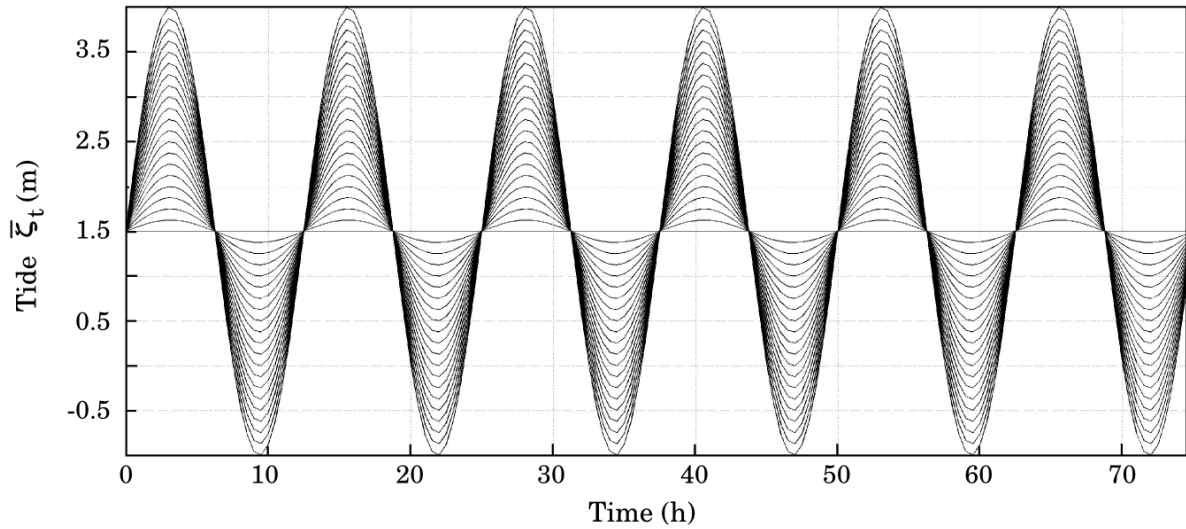


FIG. 5.7 – Série de marnages.

significative est de 2 mètres, l'élévation moyenne de 1.5 mètres induit un déferlement des vagues proche de la barre. Ainsi, pour des niveaux de marée proche de -1 m (marée basse), les vagues déferlent avant celle-ci et pour un niveau de 4 m (marée haute), les vagues déferlent après la barre. Pour ces raisons, la croissance la plus rapide des structures a lieu pour des marnages faibles focalisant l'énergie des vagues sur la barre (cf. Figure 5.8). Sur les positions longshore $x_L \sim 470$ m et $x_L \sim 2900$ m, nous constatons une certaine variabilité dépendante du marnage utilisé. Ainsi, les simulations montrent que le nombre de structures formées augmente pour des marnages plus grands.

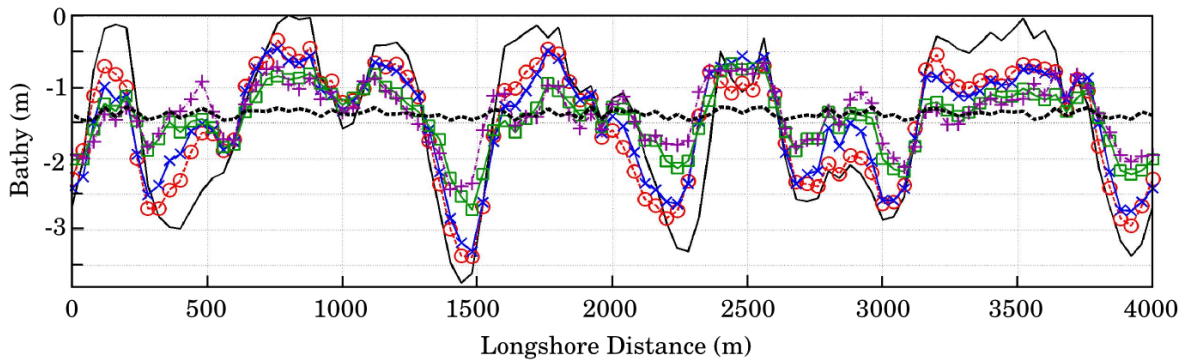


FIG. 5.8 – Profils longshore le long de la barre obtenus pour 5 marnages différents après 3 jours de calcul : en pointillés noirs, l'état initial; en trait noir plein, marnage = 0 m; en rouge avec des \circ , marnage = 1.25 m; en bleu avec des \times , marnage = 2.5 m; en vert avec des \square , marnage = 3.75 m et en violet avec des $+$, marnage = 5 m.

Énergie des perturbations du fond

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à l'impact de la marée sur la croissance des structures tridimensionnelles. De manière à analyser l'évolution générale du système,

nous calculerons l'énergie des perturbations du fond nommée par la suite "énergie du fond" et définie par :

$$E_b(t) = \sqrt{\sum_i \sum_j [Z_{b,ij}(t) - Z_{b,ij}(t=0)]^2}$$

Cette énergie des perturbations du fond correspond au développement de la barre. Plus l'énergie est importante, plus la structure formée est différente de son état initial.

Dans un premier temps, dans le but de comprendre les premiers mécanismes associés à la marée, nous allons analyser la croissance des barres pour un jeu de marnages moins réaliste que celui présenté précédemment. Cette série est constituée de 11 marnages de 0 à 4 m ($0.5 < \bar{\zeta}_t < 4.5$ m) qui sont illustrés sur la Figure 5.9a. Les conditions de houle au large sont similaires à celles exposées dans le tableau 5.1.

La Figure 5.9b illustre l'énergie du fond pour cette série de 11 marnages. Cette figure met en évidence des oscillations de la croissance des barres ; ces oscillations étant liées à l'amplitude du marnage. Plus les marnages sont importants, plus la croissance est lente. Pour des élévations de plan d'eau importantes, des paliers apparaissent (cf. bandes bleues sur la Figure 5.9b), montrant ainsi un non développement de la barre. Afin d'expliquer les mécanismes physiques entrant en jeu ici, il faut s'intéresser au déferlement des vagues. En effet, l'élévation de marée minimum ($\bar{\zeta}_t = 0.5$ m) induit la dissipation d'énergie maximale des vagues sur la barre rectiligne. Ainsi, quand le marnage augmente, toutes les vagues ne déferlent pas sur la barre et le développement de la barre est ralenti. Pour des marnages élevés, quand $\bar{\zeta}_t$ est proche des états de marée haute, les vagues déferlent en haut de plage et non sur la barre. Pour cette raison, la barre n'évolue pas. Le dernier point à noter est l'évolution régulière (non-linéaire) des croissances pour chacun des marnages simulés.

Après avoir vu dans cet exemple les mécanismes de base induits par la marée, nous allons reprendre la série de marnages proposée initialement dans cette section. Pour ces 21 marnages simulés, l'énergie des perturbations est illustrée sur la Figure 5.10b. Ce graphique montre des tendances équivalentes à celles présentées précédemment (cf. Fig. 5.9b). La zone bleue met en évidence un développement intense de la barre pendant les marées basses. Des paliers très prononcés de la croissance marquent les marées hautes ; ces paliers où l'énergie ne croît pas est dû au déferlement des vagues sur le haut de plage et une quasi non-évolution de la barre.

L'intérêt de cette série par rapport à la précédente porte sur l'élévation moyenne de la marée ($\bar{\zeta}_t = 1.5$ m) qui ne constitue pas le maximum de dissipation d'énergie sur la barre. Pour des marnages faibles (3 premières courbes du haut), quand la barre reste constamment dans la zone de déferlement, la croissance suit une trajectoire exponentielle. Les courbes de faible marnage sont proches de celle de marnage nul car la dissipation et le développement de la barre s'effectue plus rapidement lorsque l'élévation est inférieure $\bar{\zeta}_t = 1.5$ m rattrapant ainsi l'énergie dans le cas du marnage nul. Lorsque le marnage augmente, le temps de résidence du déferlement est plus important sur le haut de plage engendrant une croissance plus lente de la barre (seuils très prononcés pour les pleines mers). Pour les marnages extrêmes de vives-eaux (5 dernières courbes, en bas), un palier au niveau de la marée basse apparaît (zone rouge sur la Figure 5.10). Ce palier est, dans ce cas, induit par un déferlement au large de la barre. L'énergie des vagues au-dessus de la barre étant faible, le développement de la barre est inexistant à marée basse extrême.

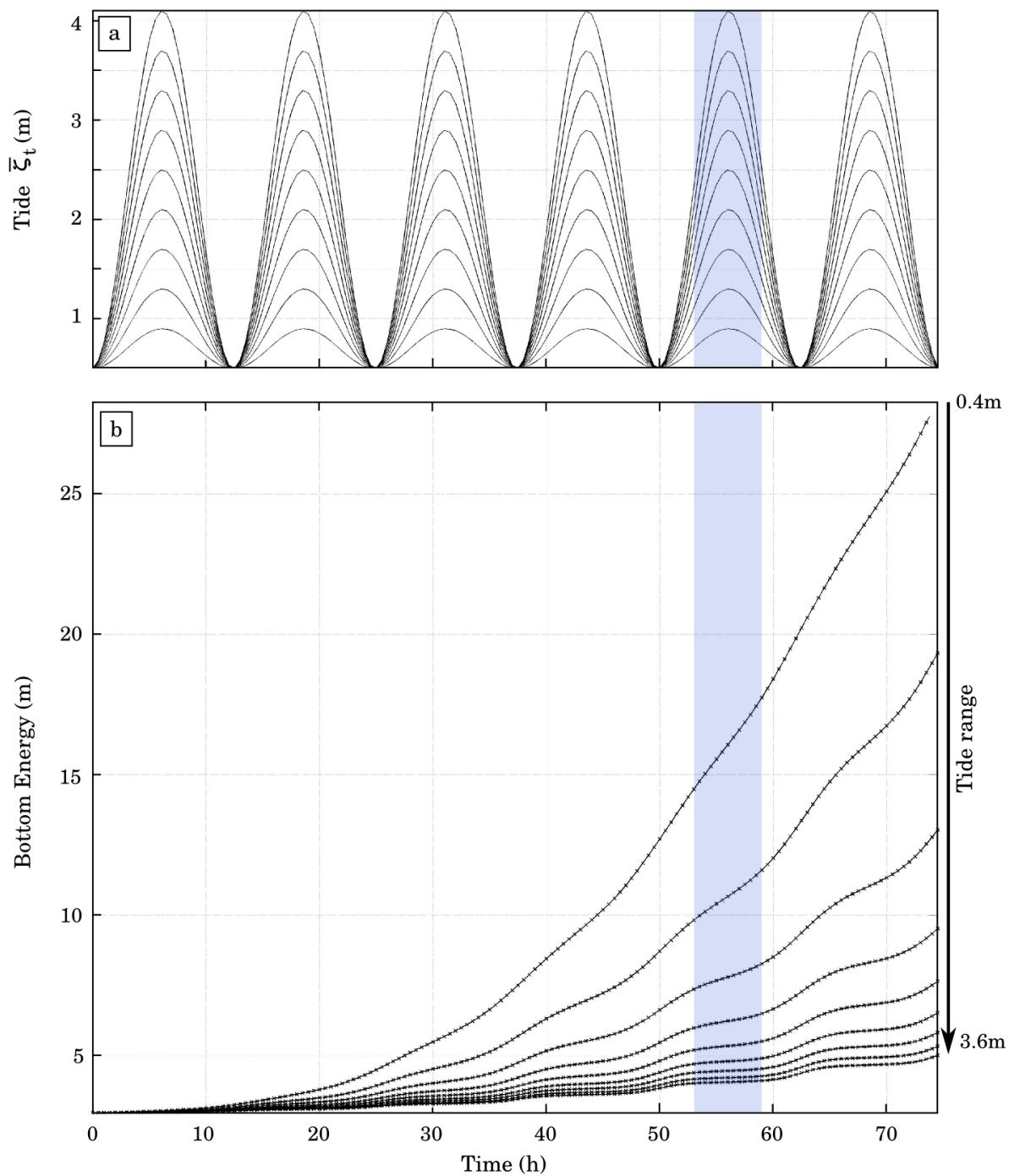


FIG. 5.9 – a) les 11 cycles de marée simulés. b) Évolution temporelle de l'énergie des perturbations du fond pour chacun des marnages. La zone bleue met en évidence les paliers, plus ou moins prononcés selon le marnage.

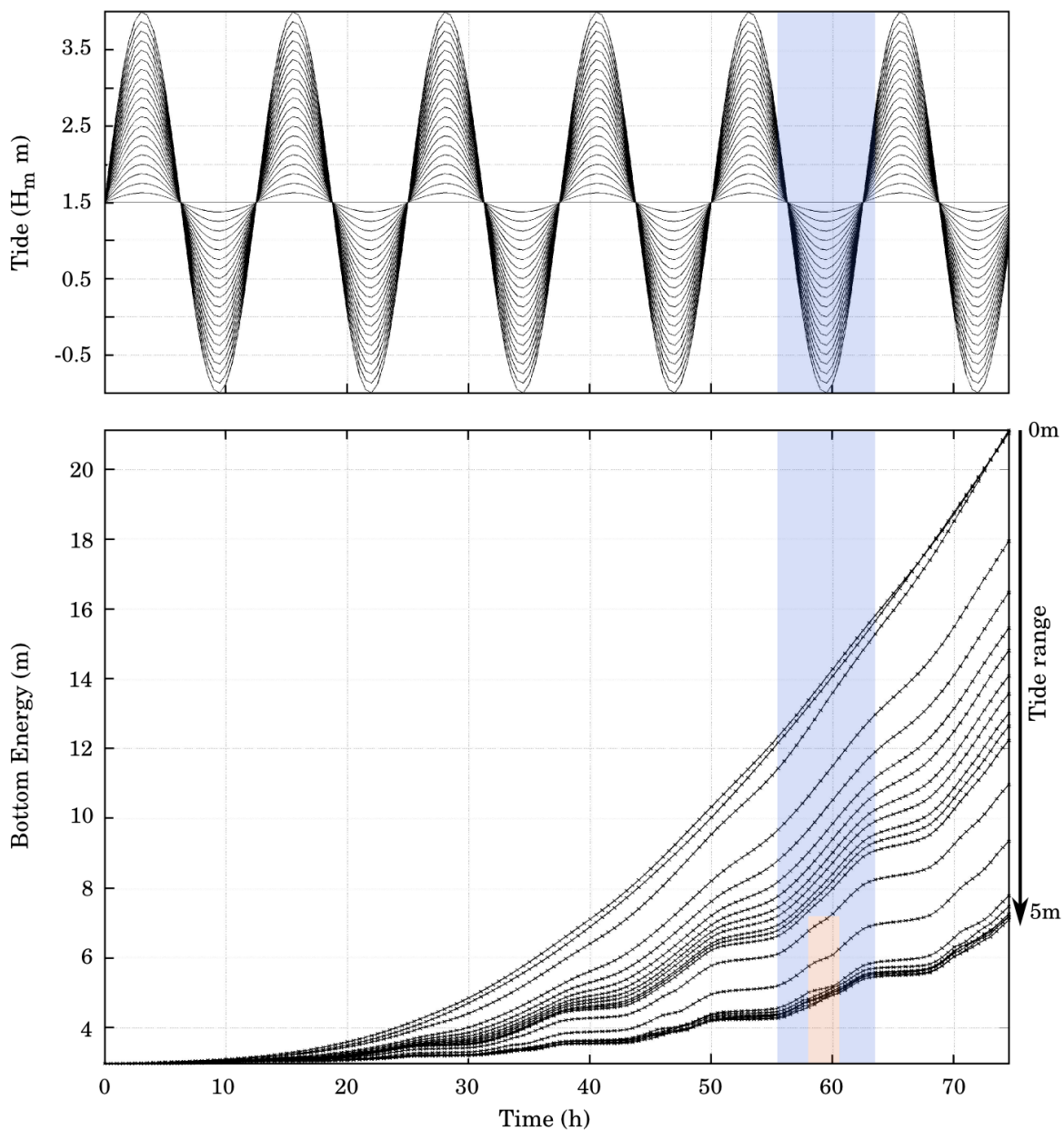


FIG. 5.10 – a) les 21 cycles de marée simulés. b) Évolution temporelle de l'énergie des perturbations du fond pour chacun des marnages. La zone bleue met en évidence les zones de forte croissance de la barre. La zone rouge montre un palier (évolution de la barre nulle) pour des élévations représentant des marées basses de vives-eaux.

5.2. MODÉLISATION MORPHODYNAMIQUE D'UNE PLAGE À SIMPLE BARRE

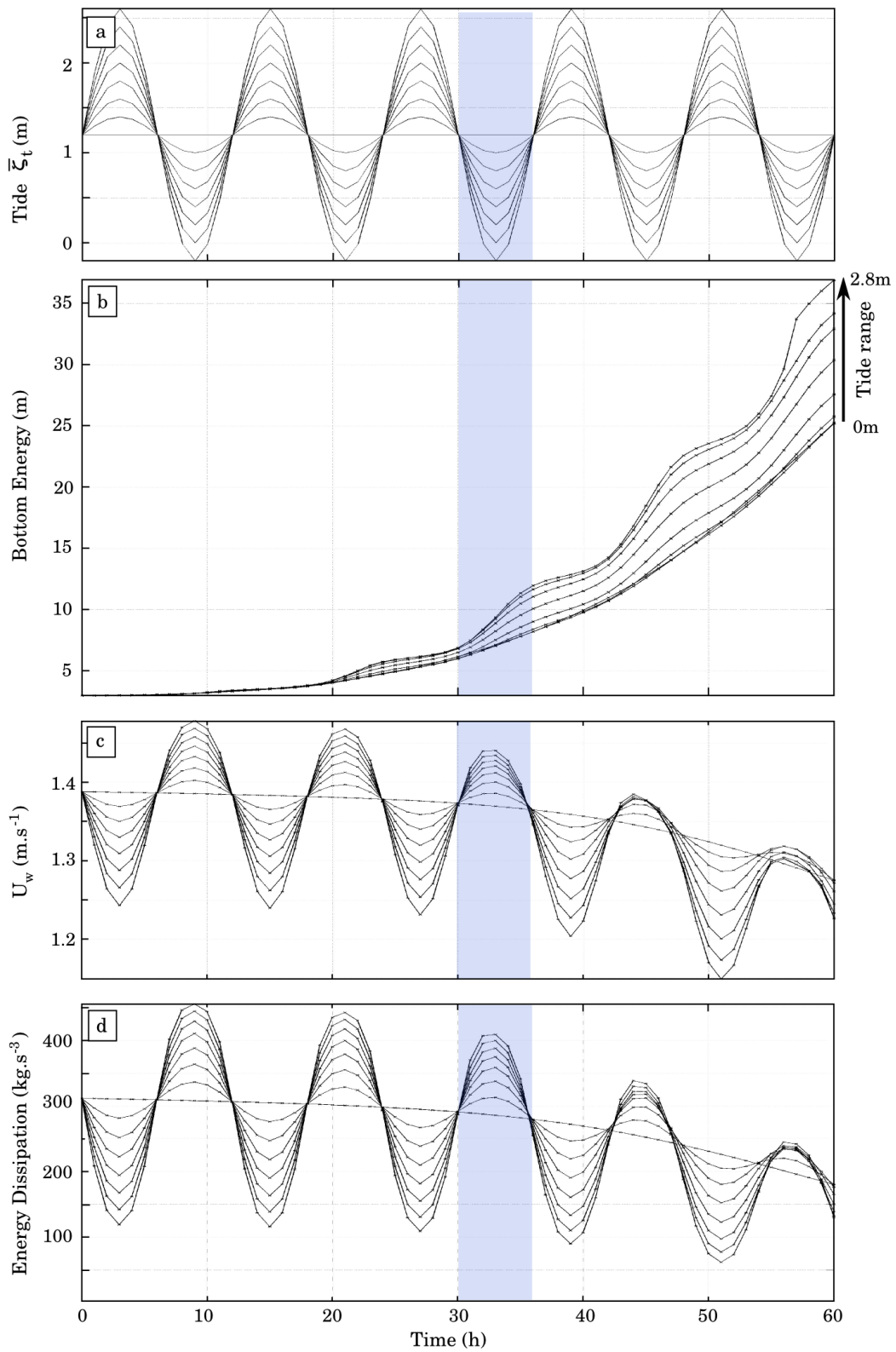


FIG. 5.11 – a) Cycles de marée pour une série où $-0.8 < \bar{\zeta}_t < 3.2$ m tout les 40 cm. b) Évolution temporelle de l'énergie du fond pour chacun des cycles, c) Moyenne le long d'un profil longshore au niveau de la barre pour les vitesses orbitales des vagues et d) Moyenne de la dissipation d'énergie des vagues par déferlement le long d'un profil longshore au niveau de la barre. Dans cette exemple, les conditions de houle sont les suivantes : $H_s = 2.5$ m, $T_p = 9$ s, $D_m = 0^\circ$ et $T_{act} = 1$ h.

Pour cette série, l'évolution des énergies n'est pas linéaire entre les courbes – on trouve régulièrement des groupes de courbes plus ou moins proches. Ce phénomène est induit par la zone de focalisation d'énergie des vagues. En effet, comme cela a été dit précédemment, l'élévation moyenne $\bar{\zeta}_t = 1.5$ m n'entraînent pas le maximum de dissipation d'énergie des vagues sur la barre. Pour cette raison, il est normal d'obtenir des croissances irrégulières en fonction du marnage imposé.

Dans les deux cas présentés ci-dessus, plus le marnage est élevé, plus la croissance est lente. Ce résultat est lié à la position de la barre, aux conditions de houle et donc à la dissipation d'énergie des vagues induites. Ainsi, dans d'autres études où certains de ces paramètres seraient différents, des marnages plus importants pourraient permettre une croissance plus rapide de la barre. La Figure 5.11 illustre un développement plus fort en présence de marnages conséquents. Dans cet exemple, le marnage nul entraîne une dissipation d'énergie sur la barre plus grande que la dissipation pendant des marées hautes mais plus faibles que pendant les marées basses. Comme l'élévation moyenne (marnage nul) est le niveau minimum de mise en mouvement de la barre compte tenu des conditions aux larges, des dissipations plus intenses entraînent des développements beaucoup plus forts. L'étude met en évidence la présence de seuils dans les conditions de forçage pour mettre en mouvement la barre. Nous montrons aussi que le développement des structures tridimensionnelles est lié à la dissipation d'énergie des vagues et à la vitesse orbitale de celles-ci. En effet, cette dissipation (ou la vitesse orbitale) est plus importante, dans cet exemple, au-dessus de la barre à marée basse qu'à marée haute (cf. Figure 5.11d pour la dissipation et 5.11c pour la vitesse orbitale).

Conclusion

Cette étude sur une plage à simple barre a permis de tester la plateforme de modélisation dans la bonne reproduction de la formation de structures en croissants. Il s'agit d'une première étape de validation importante. En effet, de nombreuses études ont montrés la formation de telles structures par auto organisation morphodynamique. Une étude récente (Falqués *et al.*, 2008) a montré que la majorité des modèles morphodynamiques aboutissaient à la formation de structures tridimensionnelles en croissant en partant d'une plage à simple barre rectiligne perturbée. Notre modèle permet donc bien de représenter les transitions dites down-state (vers des états plus réfléchifs).

Des travaux expérimentaux (Masselink, 1993; Masselink *et al.*, 2006; Price & Ruessink, 2008) ont déjà montré l'impact du marnage sur les temps de résidence et les localisations des zones de levée, zone de surf et zone de jet de rives. Dans ces études, le marnage relatif est défini par le ratio entre le marnage et la hauteur des vagues. Ainsi, de larges marnages relatifs (> 5) entraînent des processus de levée des vagues sur la totalité de la zone intertidale avec une zone de surf localisée en haut de plage. Entre 2 et 5, la zone de surf se situe sur la barre intertidale et la partie inférieure du haut de plage alors que la zone de jet de rive a des temps de résidence important sur la partie supérieure du haut de plage. Quand les valeurs sont inférieures à 2, la zone de surf s'étend depuis la barre alors que le haut de plage est dominé par le swash. La Figure 5.12 extraite du papier de Price & Ruessink (2008) détaille ces différents temps de résidence. L'étude présentée ici, se focalisant sur l'impact de la marée, a aussi montré l'impact du niveau du plan d'eau sur les zones de dissipation d'énergie des vagues. Des changements de régimes dans la croissance des structures ont été associés à la position du trait de côte (et donc la distance entre la barre et la côte). Cette croissance a de plus,

5.2. MODÉLISATION MORPHODYNAMIQUE D'UNE PLAGE À SIMPLE BARRE

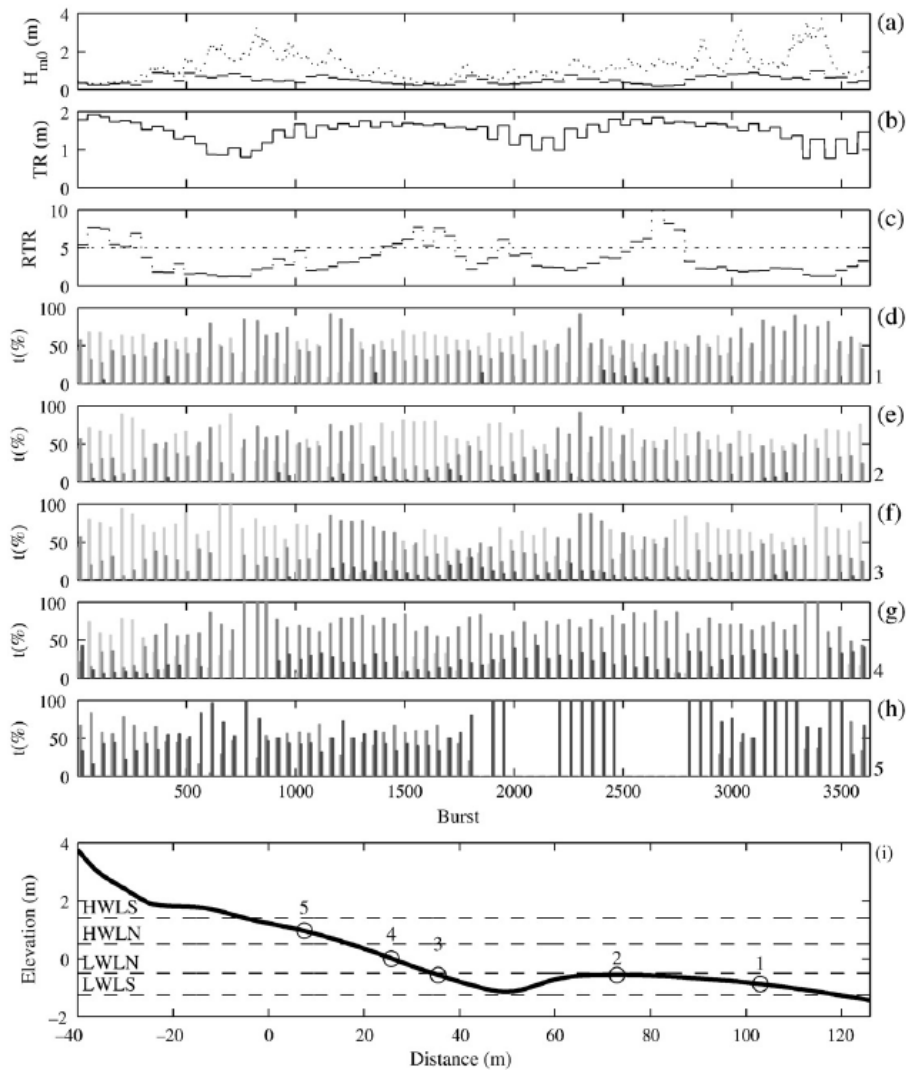


Fig. 11. Morphodynamic zone distribution at five intertidal locations. (a) The offshore wave height H_{m0} per burst (dotted line) and the maximum onshore H_{m0} during each tidal cycle (solid line). (b) The tidal range TR during each tidal cycle. (c) The relative tidal range RTR during each tidal cycle. (d–h) The residence times (in % of the total duration of each tidal cycle) of the shoaling zone (light gray), surf zone (medium gray) and swash zone (dark gray) for each tidal cycle at the 5 locations indicated on the average measured cross-shore profile (open circle) in (i). Location 1 is halfway between the lowest measured water level at spring tide (LWLS) and the low water level at neap tide (LWLN) on the seaward side of the intertidal bar; location 2 is the crest of the intertidal bar; location 3 is on the beach face, at the same height as the crest of the bar; location 4 is halfway between the LWLN and the high water level at neap tide (HWLN); and, location 5 is halfway between HWLN and the highest measured water level at spring tide (HWLS).

FIG. 5.12 – Extrait du papier de Price & Ruessink (2008).

été corrélée à la dissipation d'énergie moyenne le long d'un profil longshore (sur la barre) mettant ainsi en évidence des croissances plus conséquentes lorsque la dissipation des vagues sur la barre est importante. Cependant, aucun état stable n'est atteint dans nos simulations. L'énergie des perturbations croît de manière exponentielle. Plus les systèmes tridimensionnels se développent, plus les courants sont chenalisés et plus ces courants sont intenses, entraînant une forte augmentation des flux sédimentaires et une croissance exponentielle des barres (jusqu'à ce qu'elles émergent de l'eau et que des instabilités apparaissent).

La variabilité longshore est liée aux diverses conditions de forçage. Pour résumer ces résultats, on a, en posant NbR le nombre de structures tridimensionnelles développées :

quand $\bar{\zeta}_t \nearrow$ ie quand la barre est plus au large $NbR \searrow$

quand $\bar{\zeta}_t \nearrow$ $T_{simu} \nearrow$

quand $H_s \nearrow$ $T_{simu} \searrow$

5.3 Plage à double barres : couplage morphologique

Après avoir étudié une plage à simple barre, le modèle va être ici appliqué à un système double barres dans le but de comparer nos travaux à ceux de *Castelle et al.* (Submitted-a) et de montrer l'importance du couplage morphologique dans les systèmes à plusieurs barres. Cette étude se focalisera, à nouveau, sur l'impact des conditions de forçage au large et sur le niveau du plan d'eau.

5.3.1 Présentation

Afin de modéliser l'impact de la barre en croissant sur le développement de la barre interne, une bathymétrie idéalisée a été créée. Les structures tridimensionnelles de la barre en croissant subtidale ont été réalisées en combinant des gaussiennes dans chacune des directions longshore et cross-shore. Une barre interne rectiligne a été ajoutée en zone intertidale. Pour que la bathymétrie soit représentative de la côte Aquitaine, la barre externe est localisée à environ 400 m du niveau de marée moyenne. Les deux barres sont espacées d'environ 230 m. Les crêtes des croissants sont à environ 4 m sous le niveau de marée basse et les creux à environ 7 m. Afin d'analyser l'impact de la taille des croissants sur les structures internes, trois croissants consécutifs de longueur d'onde respectives 620 m, 760 m et 700 m (taille courante des croissants de la côte Aquitaine) ont été modélisés. Comme nous cherchons ici à montrer que la réfraction des vagues sur la barre externe induit des zones de focalisation d'énergie des vagues, les croissants générés sont fortement tridimensionnels. La Figure 5.13 illustre cette bathymétrie initiale. Utiliser des croissants de longueur d'onde différentes peut entraîner des interactions entre eux. Cependant, ce choix a été fait dans le but d'analyser la réponse de la barre face à ce paramètre et ajouter un degré de liberté au système.

Dans cette partie, deux conditions de houle seront simulées : une par temps calme et une seconde énergétique (cf. tableau 5.3). En ce qui concerne le niveau de marée, la réponse morphologique à trois conditions sera étudiée : un niveau compris entre la marée basse et la mi-marée ($\bar{\zeta}_t = 1.3$ m), un second niveau compris entre la mi-marée et la marée haute ($\bar{\zeta}_t = 2.5$ m) et une condition de marée continue (actualisée chaque

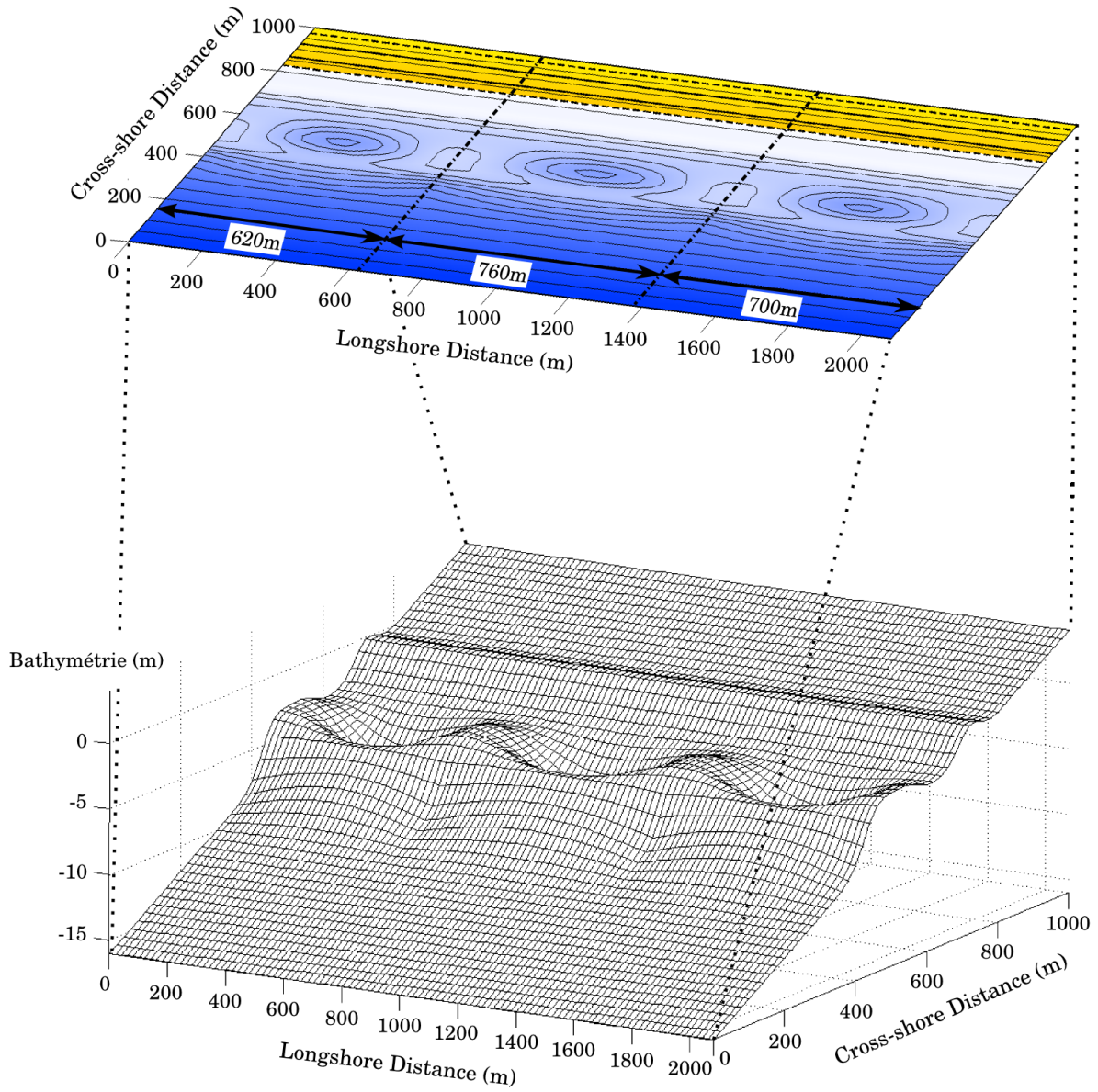


FIG. 5.13 – Bathymétrie à double barres avec une barre externe en croissants fortement développée et une barre interne rectiligne. En traits pointillés, les niveaux extrêmes de marée et en traits noirs, deux niveaux d'intérêt : $\zeta_t = 1.3$ m et $\zeta_t = 2.5$ m.

heure) où $0.5 \text{ m} < \bar{\zeta}_t < 3.5 \text{ m}$. L'impact de la période et de la direction de la houle seront aussi traitées ici.

TAB. 5.3 – *Conditions de simulation*

H_s (m)	T_p (s)	D_m (°)	T_{act} (min)
1	9	Frontale (0)	60
2.5	9	Frontale (0)	60

où H_s est la hauteur significative des vagues, T la période des vagues, D_m la direction des vagues par rapport à la normal à la côte et T_{act} est le temps où la bathymétrie et le champ de vagues sont actualisés.

5.3.2 Influence de la hauteur significative des vagues

Dans cette partie, nous étudierons la réponse de notre plage à double barre initiale aux deux conditions de houle présentées précédemment pour un niveau d'eau entre la marée basse et la mi-marée ($\bar{\zeta}_t = 1.3 \text{ m}$).

Conditions peu énergétiques : $H_s = 1 \text{ m}$

La Figure 5.14 illustre l'évolution morphodynamique de la barre interne pour un forçage par des conditions faiblement énergétiques. Le graphique 5.14a montre un taux de vagues déferlées plus important en face des crêtes des croissants qu'en face du creux. Cette variabilité longshore dans les conditions de forçages induit alors des cellules de circulation symétriques (cf. Figure 5.14b) au-dessus de la barre interne en face des crêtes. Ces cellules initialisent alors le développement morphologique. La barre interne migre vers la côte au droit des crêtes et vers le large au droit des creux. Ainsi, après 3 jours (cf. Figure 5.14d), la barre interne s'est connectée à la plage en face des croissants générant ainsi deux morphologies de barres transverses pour chaque longueur d'onde de croissants. Comme dans l'étude des systèmes à simple barre, des vitesses intenses et certaines instabilités peuvent apparaître lorsque la barre émerge de l'eau.

Les courants sagittaux induits sont évacués en face des creux de chaque croissant (cf. Figure 5.14e). Pour les croissants de longueur d'onde faible (les deux extrémités), on constate que ces courants se rejoignent. La barre interne prend alors une forme en croissant qui est une structure couramment observée en sortie de chenaux de vidange : il s'agit de la tête du courant sagittal ("rip neck"). Dans le cas du croissant central (le plus grand), les deux courants sagittaux ne se rejoignent pas ; il y a formation de deux systèmes intertidaux dissociés. Le graphique 5.15 met clairement en évidence ce phénomène. Les flèches noires du graphique du haut traduisent la migration vers la côte de la barre en face des crêtes. Les flèches rouges montrent la formation des chenaux de vidange. Sur ces deux figures, on voit que dans une première phase, deux chenaux se forment quelque soit la taille du croissant. Puis, plus les morphologies se développent, plus les courants sagittaux deviennent significatifs et modifient la morphologie. Pour les croissants les plus petits, la barre centrale ($X_L = 320 \text{ m}$ et $X_L = 1730 \text{ m}$) se résorbe pour donner naissance à un unique chenal.

Nous avons vu ici, que le développement initial des barres est lié aux circulations présentes à l'état initiale. Afin d'analyser l'hydrodynamique au-dessus de la barre pour

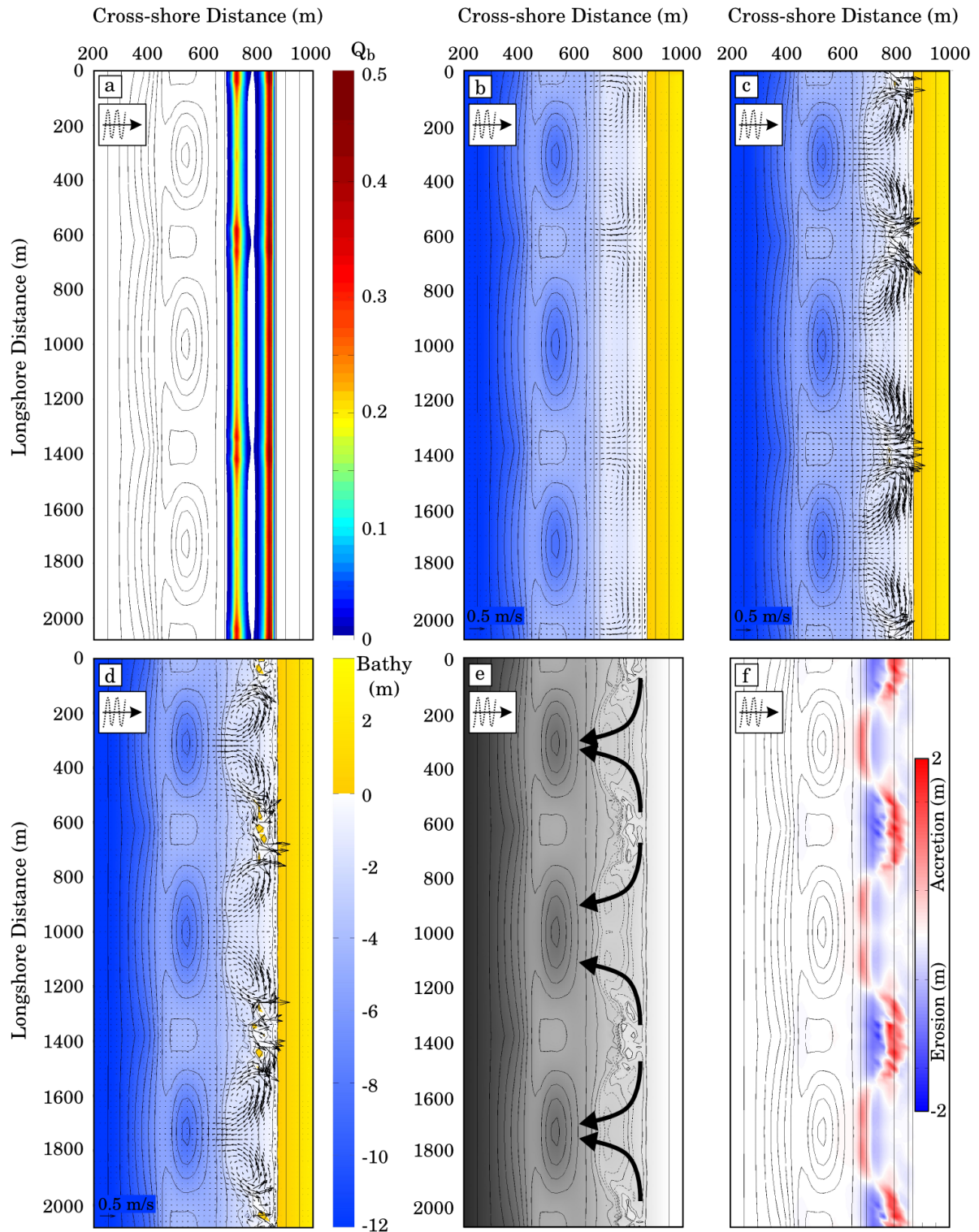


FIG. 5.14 – Évolution morphodynamique de la barre interne soumise au forçage au large suivant : $\zeta_t = 1.3$ m, $H_s = 1$ m, $T_p = 9$ s et $D_m = 0^\circ$. a) Taux de vagues déferlé, b) bathymétrie initiale superposée au champ de vitesses initial, c) bathymétrie superposée au champ de vitesses après 36 h simulée, d) après 72 h simulée, e) bathymétrie finale; les flèches noires indiquent les courants sagittaux. f) Différentiel bathymétrique entre l'instant final et l'instant initial.

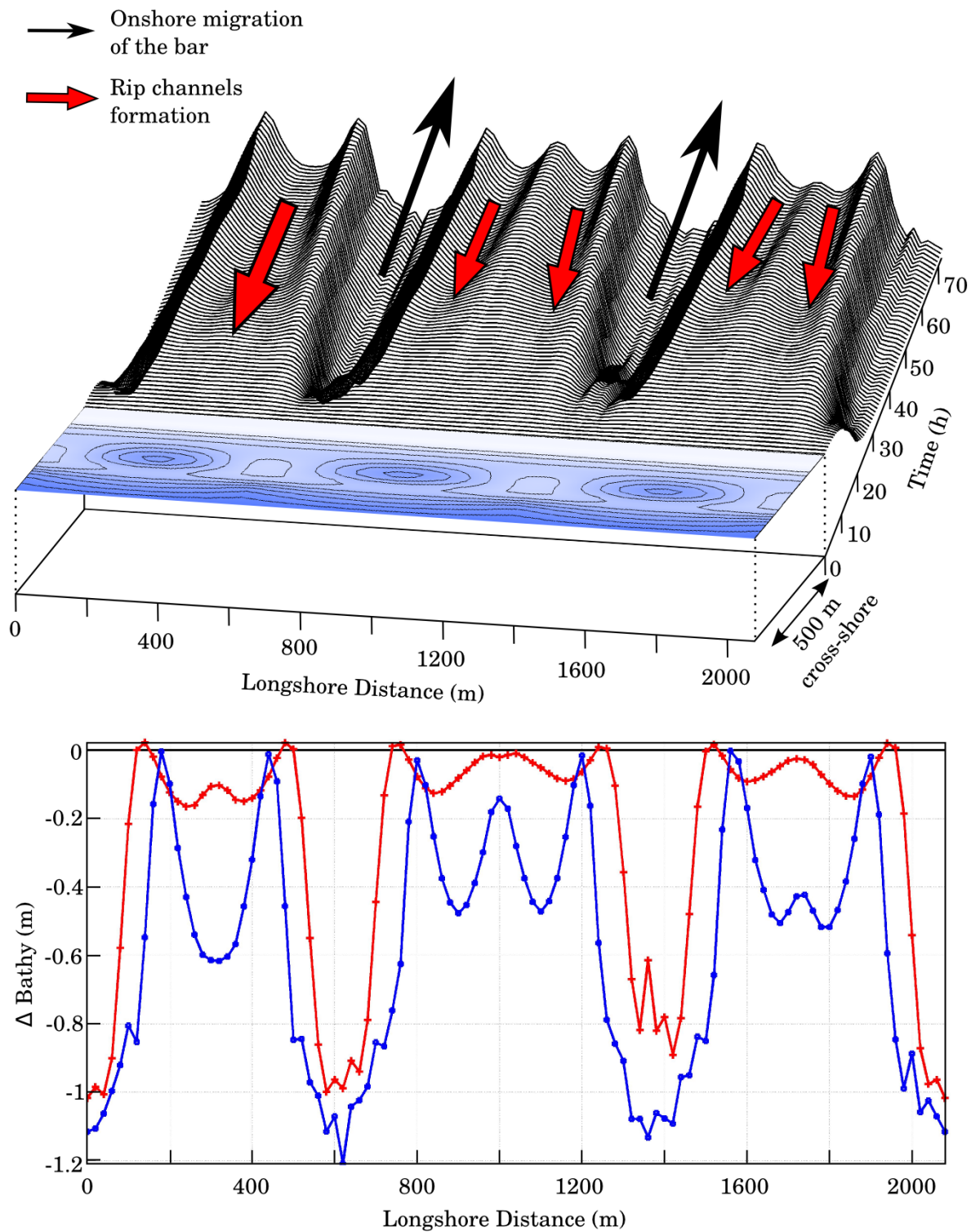


FIG. 5.15 – En haut : évolution temporelle d'un profil longshore au niveau de la barre interne. En bas, Différentiel entre le même profil à l'instant t et celui à l'instant initial : pour $t = 24$ h (rouge) et pour $t = 72$ h (bleu).

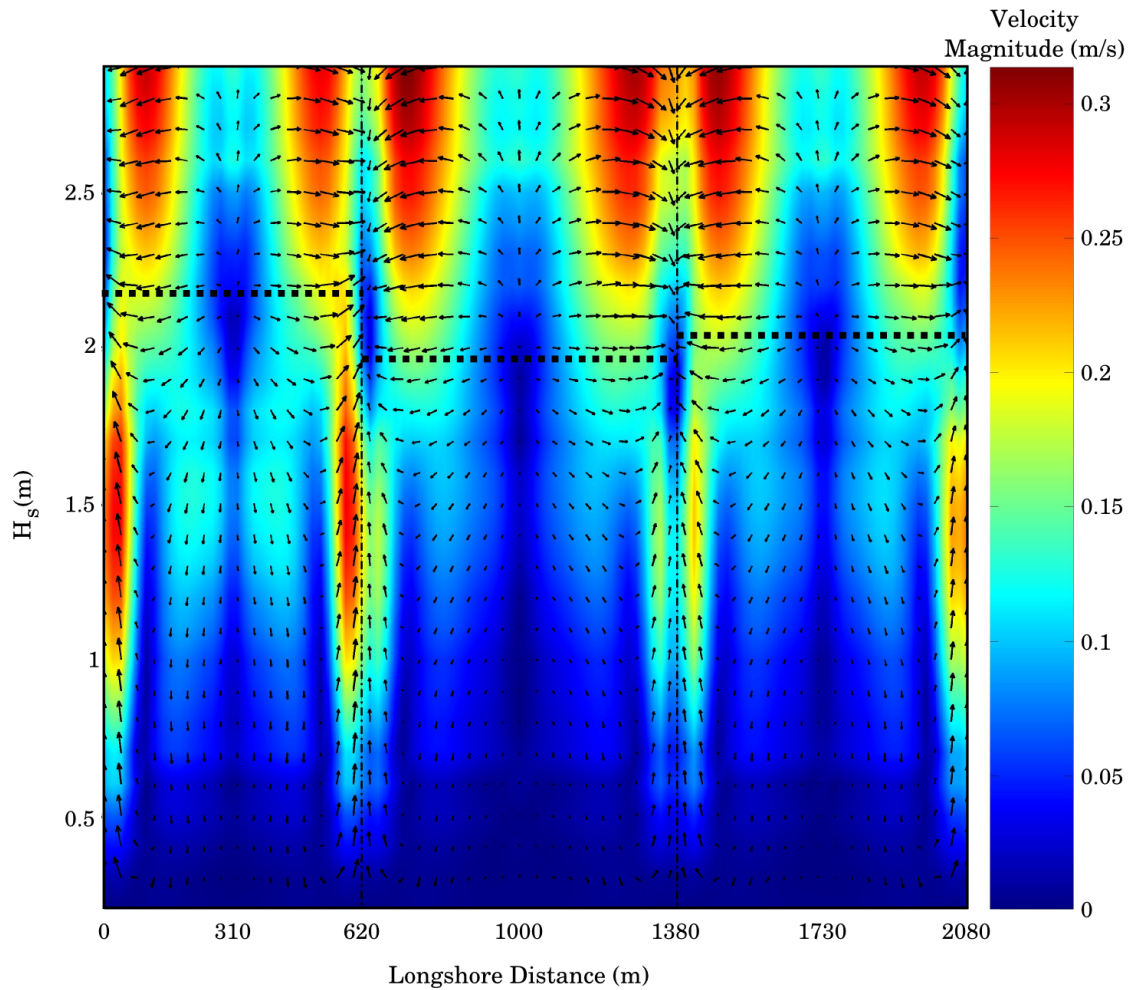


FIG. 5.16 – Évolution des courants le long d'un profil longshore le long de la barre interne en fonction de la hauteur significative ($0.3 < H_s < 3$ m) des vagues pour $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m. Pour le champ de vecteur, celui-ci est normé pour chaque hauteur significative. Ceci permet de voir les vecteurs lorsque les courants sont faibles. L'intensité des courants est donnée par la norme en arrière plan.

différents états de mer, 27 simulations ont été réalisées pour des hauteurs significatives H_s comprises entre 0.3 m et 3 m (avec un pas de 0.1 m). La Figure 5.16 montre l'évolution de ces courants au niveau de la barre interne en fonction de la hauteur significative des vagues. Lorsque la hauteur des vagues dépasse une certaine limite seuil, un changement radical de l'hydrodynamique apparaît. Ce seuil est dépendant de la longueur d'onde des croissants. La section suivante s'intéresse donc à l'étude d'une houle énergétique ($H_s = 2.5$ m) ; quand le seuil est franchi.

Conditions énergétiques : $H_s = 2.5$ m

De manière analogue aux cas faiblement énergétiques, la Figure 5.17 détaille le taux de vagues déferlé, l'évolution morphologique et les courants à différents instants, la bathymétrie finale et enfin le différentiel entre bathymétrie finale et bathymétrie initiale. Dans ce cas énergétique, une partie de l'énergie des vagues se dissipe sur la barre externe de manière plus importante sur les crêtes. Ainsi, au niveau de la barre interne, des

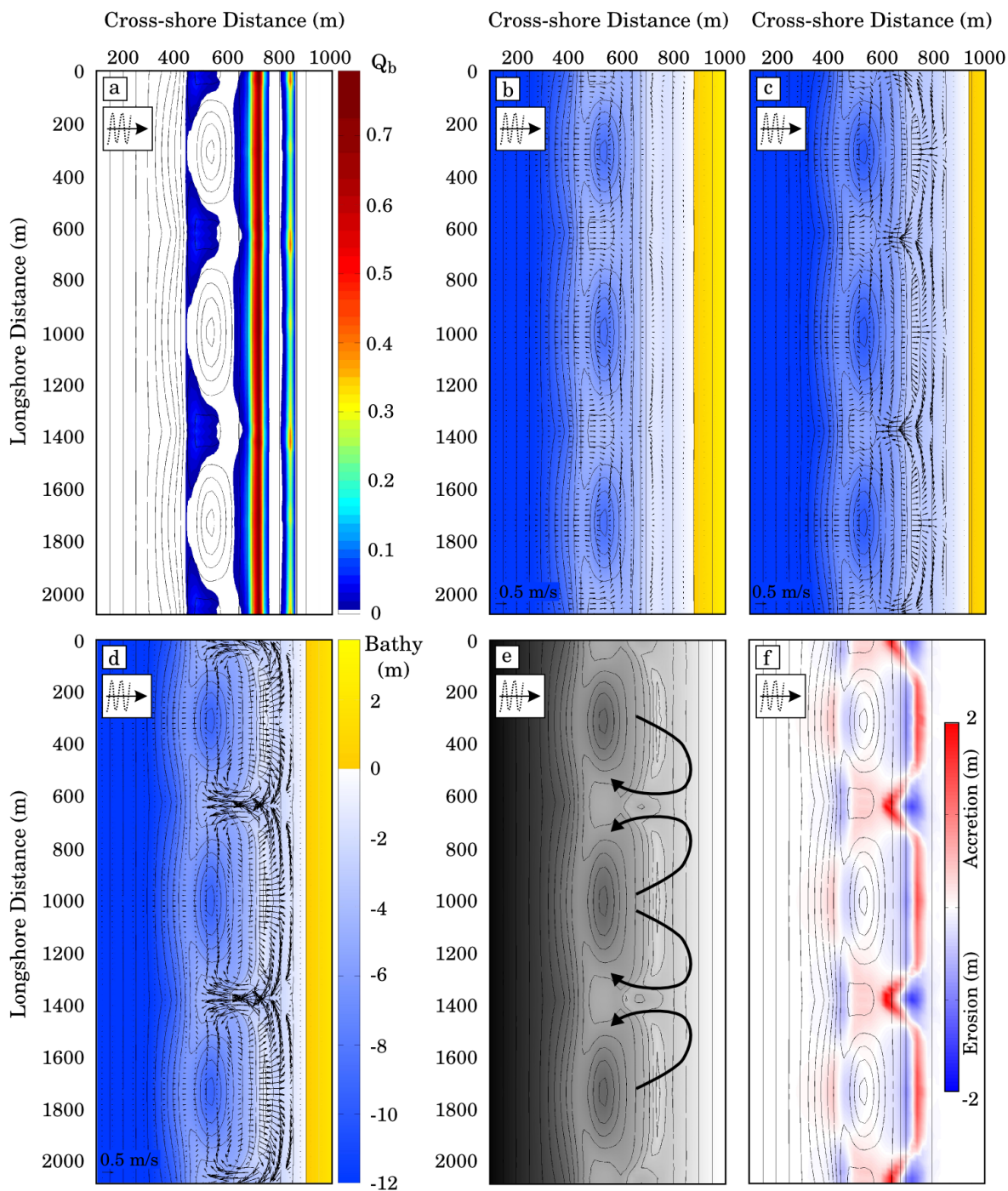


FIG. 5.17 – Évolution morphodynamique de la barre interne soumise au forçage au large suivant : $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m, $H_s = 2.5$ m, $T_p = 9$ s et $D_m = 0^\circ$. a) Taux de vagues déferlé, b) bathymétrie initiale superposée au champ de vitesses initial, c) bathymétrie superposée au champ de vitesses après 8 h simulée, d) après 15 h simulée, e) bathymétrie finale ; les flèches noires indiquent les courants sagittaux. e) Différentiel bathymétrique entre l'instant final et l'instant initial.

zones d'ombres énergétiques sont présentes en face des crêtes. D'intenses circulations sont présentes au-dessus du système subtidale ; ce qui n'était pas le cas dans l'étude avec des conditions calmes. Au niveau de la barre interne, les masses d'eau arrivent au-dessus de la barre en face des creux du croissants et sont ensuite évacuées en face des crêtes où l'énergie des vagues est la plus faible. Ainsi des barres uniformes dans la direction longshore se forment en face des creux et des chenaux de vidange se créent devant les crêtes. Les Figures 5.17d et 5.17e illustrent respectivement le champ de vitesses et la bathymétrie finale. Si l'on s'intéresse à la migration vers la plage et à la croissance de la barre (cf. Figure 5.18a), on constate qu'elle est identique quelque soit le croissant choisi. Par contre, les chenaux sont plus marqués autour du croissant central. En effet, la quantité d'eau apportée au-dessus des barres doit être évacuée. Plus la longueur d'onde du croissant est importante et plus cette quantité d'eau est conséquente. Ainsi, il est normal que le chenal en $X_L = 1380$ m soit le plus développé, suivi par celui en $X_L = 640$ m puis celui entre les deux croissants de plus petites longueur d'onde. L'autre point intéressant à noter dans le cadre d'une houle énergétique est le développement dans la direction cross-shore du croissant. En effet, des courants significatifs étant présents au-dessus de lui, les crêtes migrent vers la côte tandis que les creux se déplacent vers le large ; phénomène observé lors des épisodes de tempête.

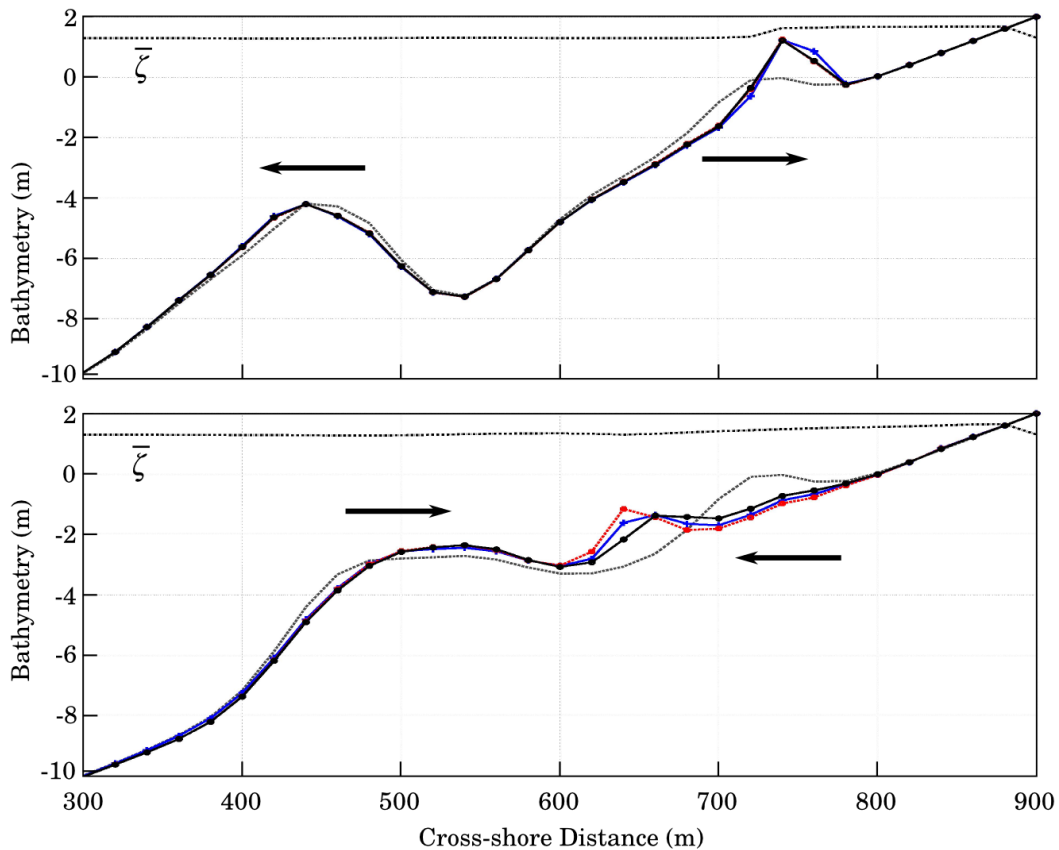


FIG. 5.18 – En haut, profils cross-shores au centre des creux de chacun des trois croissants ; bleu +, $X_L = 320$ m , rouge \square , $X_L = 1010$ m et noir \circ , $X_L = 1720$ m. En bas, en face de chaque crête ; bleu +, $X_L = 640$ m , rouge \square , $X_L = 1380$ m et noir \circ , $X_L = 2080$ m. En gris pointillé, le profil initial. Les flèches noires symbolisent les sens de migration dans la direction cross-shore.

5.3.3 Influence de la hauteur du plan d'eau

Cette section se consacre aux structures se développant dans le cadre de différentes élévations de marée. Nous avons vu dans la partie précédente l'impact du niveau d'eau et du marnage sur les zones de dissipation d'énergie ainsi que sur les temps de résidence des différentes zone de levée, de surf et de jet de rive. Nous nous proposons donc de comparer ici, deux élévations différentes : $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m et $\bar{\zeta}_t = 2.5$ m ainsi qu'une marée continue de marnage 3 m ($0.5 < \bar{\zeta}_t < 3.5$ m). La Figure 5.19 est identique à la Figure 5.16 mais pour un niveau de marée entre la mi-marée et la marée haute ($\bar{\zeta}_t = 2.5$ m). Les vitesses au-dessus de la barre interne sont plus faibles et la dynamique n'est plus la même. Les structures qui voient le jour dépendent ainsi fortement du niveau du plan d'eau.

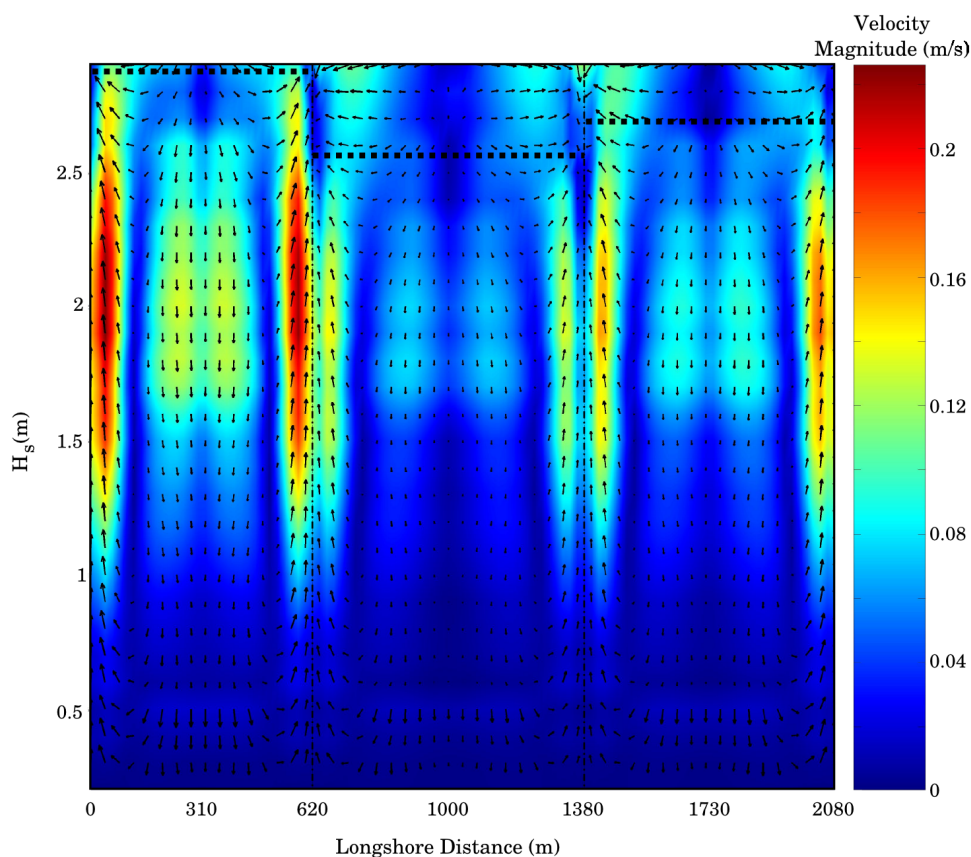


FIG. 5.19 – Évolution des courants le long d'un profil longshore le long de la barre interne en fonction de la hauteur significative des vagues pour $\bar{\zeta}_t = 2.5$ m. Pour le champ de vecteur, celui-ci est normé pour chaque hauteur significative. Ceci permet de voir les vecteurs lorsque les courants sont faibles. L'intensité des courants est donnée par la norme en arrière plan.

Conditions faiblement énergétiques : $H_s = 1$ m

Les Figures 5.20b, 5.20c et 5.20d montrent les bathymétries finales pour des niveaux de marées différents. Nous retrouvons dans le cas d'un niveau faible ($\bar{\zeta}_t = 1.3$ m) les deux systèmes symétriques au niveau des crêtes de croissants qui se rejoignent ou non selon la longueur d'onde du croissant.

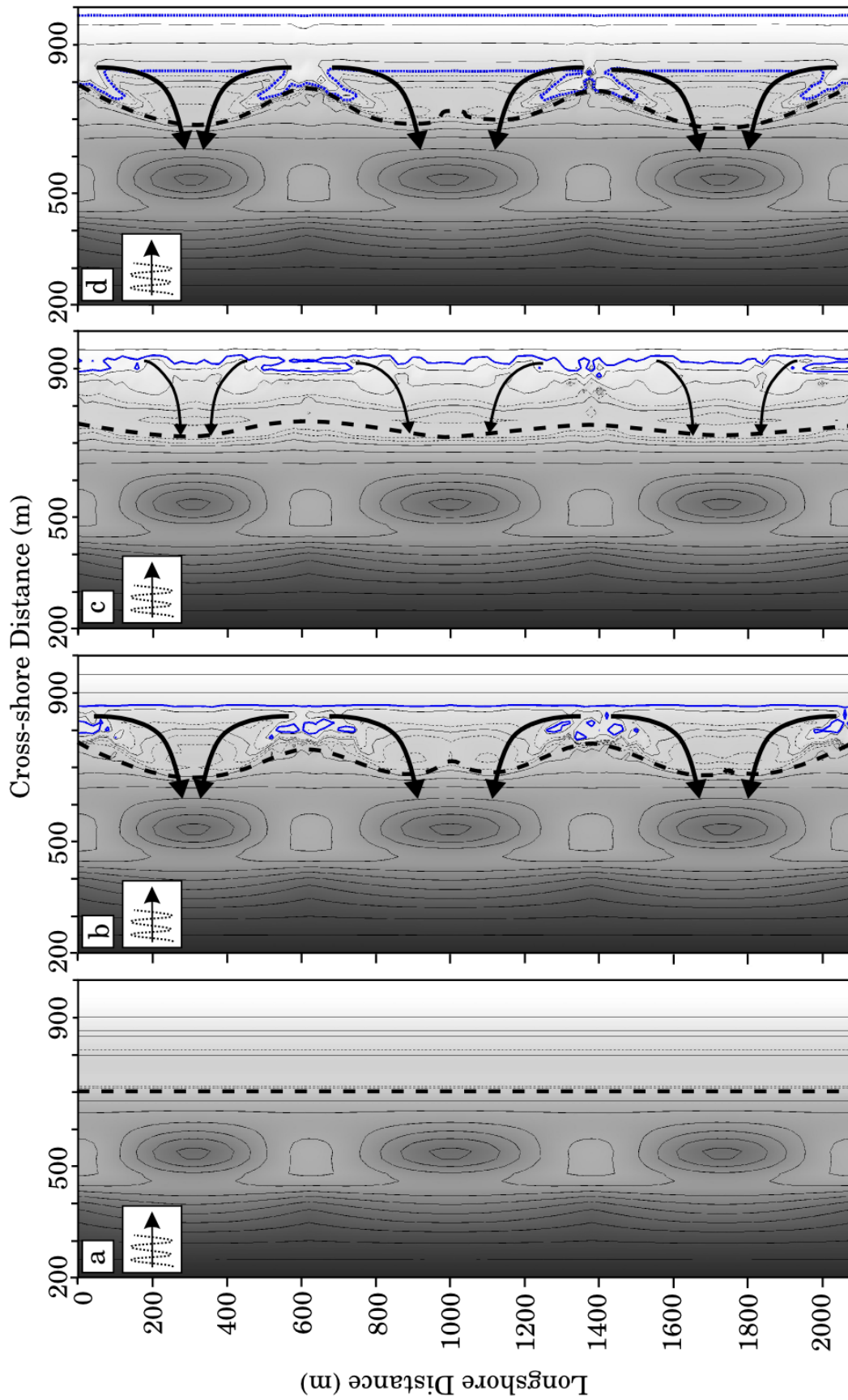


FIG. 5.20 – Évolution morphodynamique pour différents niveaux de marée pour des conditions peu énergétiques. a) État initial, b) après 3 jours pour un niveau $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m, c) après 6 jours pour $\bar{\zeta}_t = 2.5$ m et d) après 9 jours pour une marée continue de marnage 3 m. Les pointillés bleus délimitent les niveaux de marée dans les deux premiers cas et les niveaux maximum et minimum dans le troisième. Les flèches noires indiquent les courants sagittaux et les pointillés noirs la barre interne.

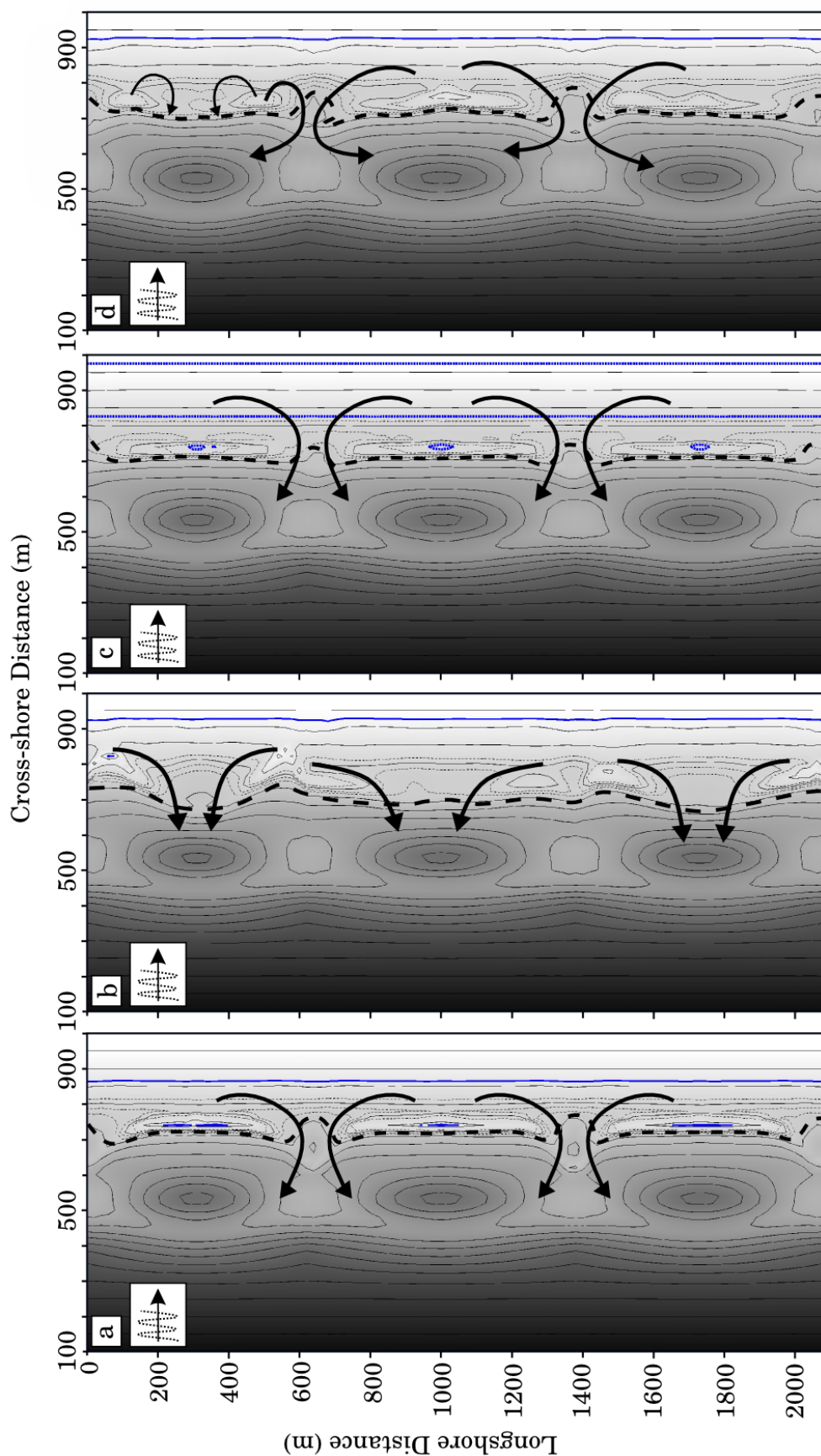


FIG. 5.21 – Évolution morphodynamique pour différents niveaux de marée pour des conditions énergétiques. a) après 15 h pour un niveau $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m, b) après 30 h pour $\bar{\zeta}_t = 2.5$ m, c) après 15 h pour une marée continue de marnage 3 m et d) après 30 h pour $\bar{\zeta}_t = 2.5$ m et pour une hauteur significative $H_s = 3$ m. Les pointillés bleus délimitent les niveaux de marée dans les deux premiers cas et les niveaux maximum et minimum dans le troisième. Les flèches noires indiquent les courants sagittaux et les pointillés noirs la barre interne.

Pour un niveau plus élevé ($\bar{\zeta}_t = 2.5$ m), les vagues ne déferlent plus sur la barre interne. L'énergie dissipée dessus étant faible, la barre ne s'organise pas ; elle se déforme légèrement pour donner naissance à des croissants faiblement développés. De petits chenaux se forment en haut de plage là où les vagues libèrent leur énergie par déferlement. Ces structures sont cependant très peu marquées et mettent plus de temps à se former. Là encore, deux systèmes apparaissent pour chaque longueur d'onde de croissant. Ce cas illustre un couplage morphologique plus complexe : la barre externe force la barre interne qui prend la forme d'un croissant (en pointillé sur la Figure 5.20c) puis la rythmicité du haut de plage est induite par celle de la barre interne.

Dans le cas d'une marée en continue, les structures développées ressemblent fortement au cas $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m. Ces résultats sont en accord avec ceux montrés dans la partie sur l'auto organisation d'une plage à simple barre. En effet, proche de la marée basse, les vagues déferlent sur la barre et organisent ainsi celle-ci en formant des structures tridimensionnelles marquées. Proche de la marée haute, la réorganisation est beaucoup plus faible (déferlement en haut de plage). Ainsi, l'évolution morphodynamique est majoritairement présente pendant les niveaux de marée basse. Nous observons aussi que le développement de la barre dans la direction cross-shore est plus importante que pour un niveau constant.

Conditions énergétiques : $H_s = 2.5$ m

La Figure 5.21 illustre l'évolution morphodynamique dans le cas de houles énergétiques. Comme pour des conditions au large faibles, les structures formées dans le cadre du niveau $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m et de la marée continue sont équivalentes, avec un chenal en face des crêtes. Lorsque le niveau de marée est plus grand ($\bar{\zeta}_t = 2.5$ m), la houle de 2.5 m déferle maintenant intensément sur la barre. Le même type de structures que pour une houle de 1 m et un niveau de marée de $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m est alors observé : deux systèmes pour une longueur d'onde de barre en croissant. Les barres sont, dans ce cas, plus développées dans la direction longshore que dans celle cross-shore.

Le graphique 5.21d donne l'évolution morphodynamique pour une houle de 3 m *ie* le seuil de la Figure 5.19. Dans cette simulation, l'état de mer a changé de mode. Dans ce cas, des interactions apparaissent entre les croissants. Deux chenaux se développent en face des crêtes de chaque côté du croissant le plus large. Ces chenaux s'orientent en direction des croissants extérieurs. Pour le croissant le moins large, deux mini-chenaux se créent en face du creux. Cette évolution est intéressante car elle illustre des réponses morphologiques bien distinctes en fonction des longueurs d'onde des croissants et ainsi s'apparente plus à la complexité des systèmes naturels.

Énergie du fond : comparaison

L'énergie du fond est utilisée pour étudier les vitesses de croissance des systèmes formés (cf. Figure 5.22). Que ce soit dans le cas de conditions calmes ou énergétiques, la croissance est plus rapide pour un niveau de marée faible que pour un niveau de marée élevé. Ceci est induit par un déferlement plus intense sur la barre à marée basse. Pour les conditions énergétiques, la croissance est là encore plus rapide. Avec le cycle de marée en continue, nous observons à nouveau des paliers où la croissance est quasi inexistante à marée haute induite par un déferlement des vagues en haut de plage et donc un faible développement de la barre interne (bandes vertes et roses sur la Figure 5.22).

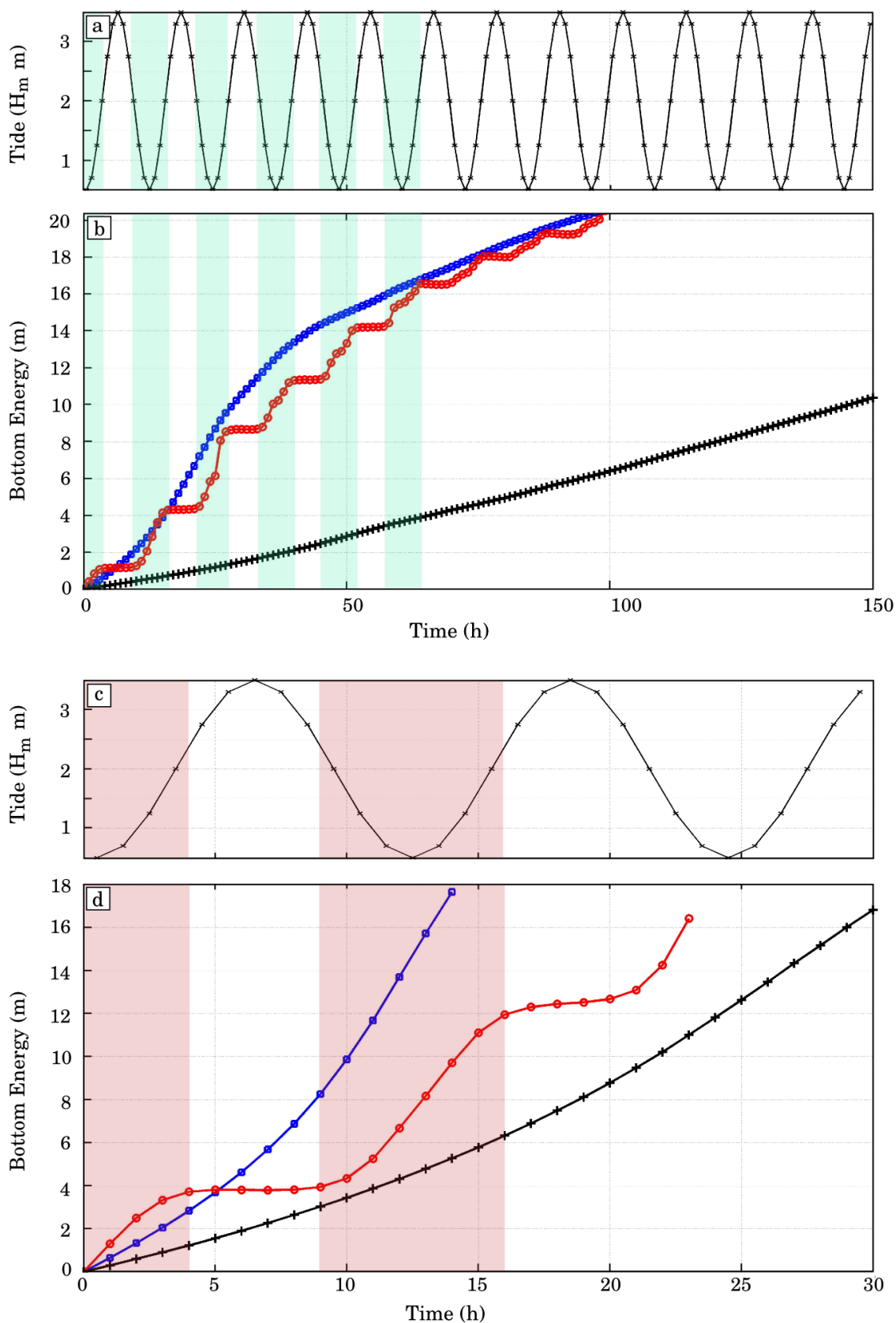


FIG. 5.22 – Énergie du fond : comparaisons. a) et b) pour $H_s = 1$ m, c) et d) pour $H_s = 2.5$ m. a) et c) cycle de marée continue. b) et d) Énergie du fond en fonction du temps : en bleue avec \square , $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m, en noir avec $+$, pour $\bar{\zeta}_t = 2.5$ m et en rouge avec \circ , pour une marée continue.

5.3.4 Influence de la période pic des vagues

Après avoir regarder l'influence de la hauteur du plan d'eau et celui de la hauteur significative, nous étudions ici l'impact de la période pic de la houle sur le développement des structures. L'influence de la période est étudiée sur le cas d'une houle énergétique à marée basse : $H_s = 2.5$ m et $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m. Pour des périodes comprises entre 6 et 18 s, les résultats sont identiques à ceux présentés sur la Figure 5.17. Des chenaux se développent en face de chaque crête des croissants pour évacuer les masses d'eau arrivant au-dessus de la barre qui s'est formée face aux creux. La Figure 5.23a illustre l'évolution des vitesses le long d'un profil longshore sur la barre en fonction de la période pic de la houle ($4 < T_p < 20$ s). Ce graphique montre une dynamique relativement peu dépendante de la période, excepté pour le dernier cas simulé où la période est de 20 s. Dans cette simulation (cf. figure 5.23b), des interactions importantes apparaissent entre les croissants, générant ainsi des structures irrégulières d'un croissant à l'autre. Chaque croissant exerce alors un forçage sur ses voisins et la réponse morphodynamique devient plus complexe comme dans le résultat présenté sur la Figure 5.21d.

La Figure 5.24 donne l'énergie du fond pour diverses périodes pics simulées. De 6 s à 14 s, la vitesse de croissance augmente quand la période augmente. Aux environs des 14 s, le processus s'inverse, et la vitesse de croissance diminue.

5.3.5 Impact de l'incidence des vagues

Le dernier test réalisé et présenté ici porte sur la direction de la houle. En effet, la côte Aquitaine est majoritairement soumise à des houles d'incidence non nulle venant principalement du Nord. La Figure 5.25 illustre donc des résultats de simulations pour des houles d'incidence 6° . Comme dans les simulations précédentes, la longueur d'onde des croissants joue un rôle sur le nombre de structures de la barre interne; le couplage morphologique est toujours présent. Pour des houles obliques provenant du Nord, les chenaux s'orientent vers le sud ("down-current"). La Figure 5.25c montre une image extraite de *Google Earth* de la côte Aquitaine à marée basse. Les structures reproduites par le modèle pour une bathymétrie simplifiée sont en accord avec les observations. Au centre de cette photographie, nous pouvons observer deux croissants plus larges; la réponse de la barre interne se traduit par la formation de deux systèmes barres / baïnes au lieu d'une. Ceci n'est qu'un exemple qui ne prend pas en compte les conditions de houle au large avant et au moment de la photographie satellite mais permet de valider qualitativement nos résultats. Un dernier point à noter, est la formation de structures plus développées lorsqu'une marée en continue est utilisée. D'autres résultats portant sur des houles obliques et sur l'impact du forçage ont déjà été présentés pendant la *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics Conference* et sont détaillés en Annexe D (Poster).

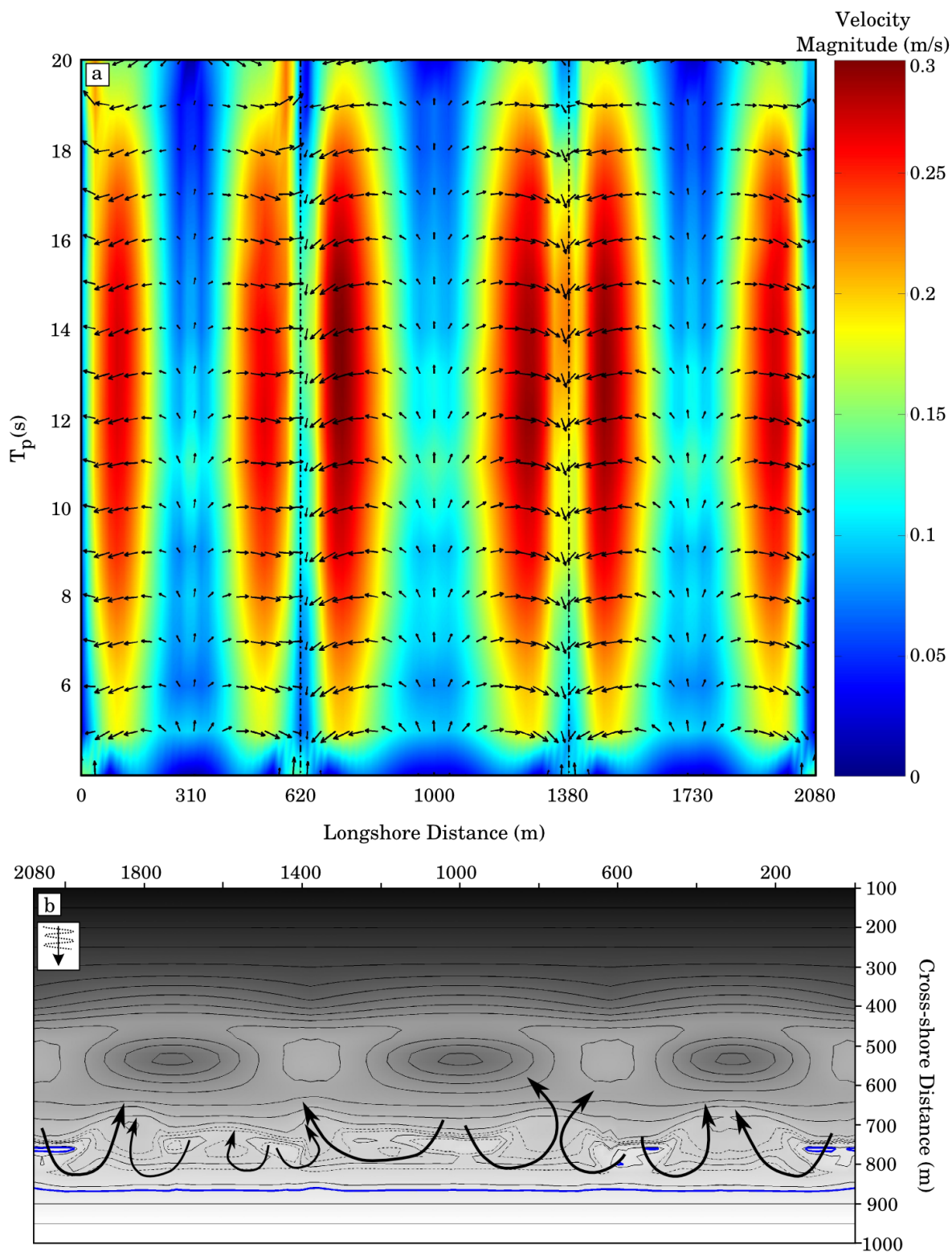


FIG. 5.23 – a) Évolution des courants le long d'un profil longshore le long de la barre interne en fonction de la période pic des vagues pour $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m. Pour le champ de vecteur, celui-ci est normé pour chaque hauteur significative. Ceci permet de voir les vecteurs lorsque les courants sont faibles. L'intensité des courants est donnée par la norme en arrière plan. b) Évolution morphodynamique après 30 h pour les conditions au large : $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m, $H_s = 2.5$ m, $T_p = 20$ s et $D_m = 0^\circ$. Les flèches noires indiquent les courants sagittaux.

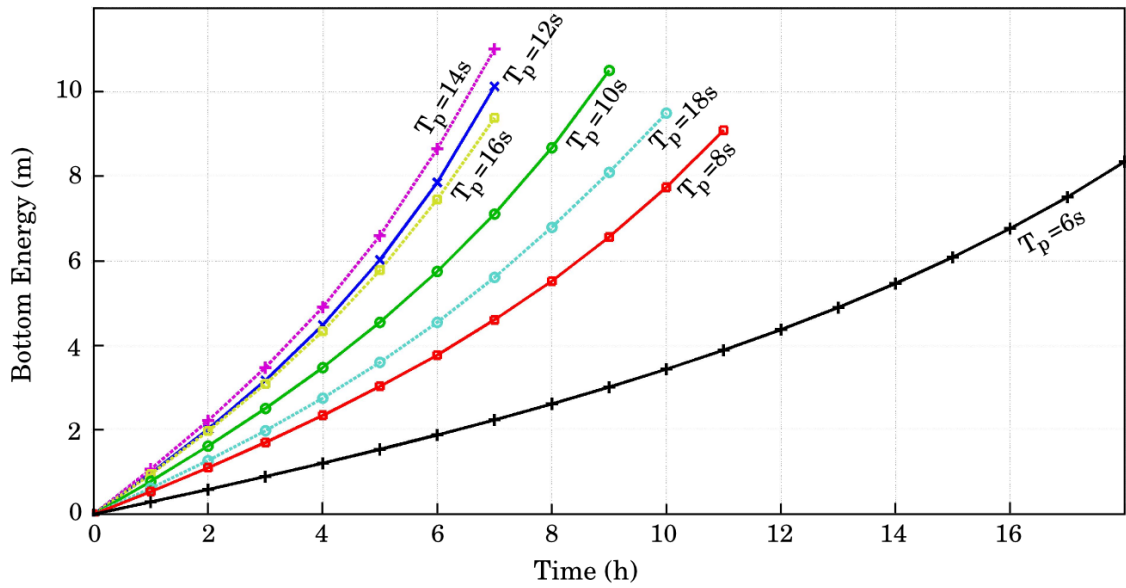


FIG. 5.24 – Énergie du fond calculée pour différentes périodes pics des vagues.

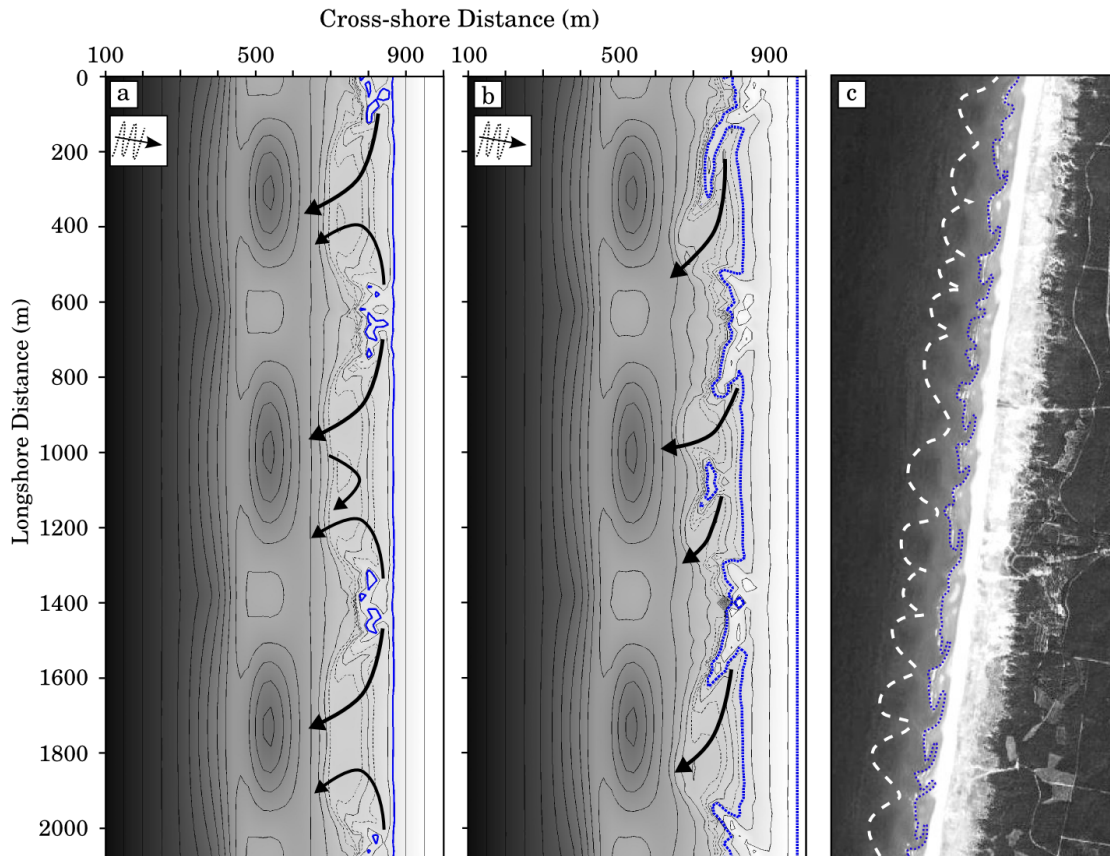


FIG. 5.25 – Évolution morphologique d'une plage soumise à une houle d'incidence non nulle. a) après 60 heures pour le forçage suivant : $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m, $H_s = 1$ m, $T_p = 9$ s, $D_m = 6^\circ$ Nord. b) après 60 heures pour le forçage suivant : marée continue, $H_s = 1.5$ m, $T_p = 9$ s, $D_m = 6^\circ$ Nord. c) Image extraite de Google Earth proche de Lacanau Océan; En pointillés blancs, la barre subtidale et en point bleu la délimitation du trait de côte à marée basse.

5.3.6 Conclusion

Cette partie a permis de mettre en évidence l'intense couplage morphologique qui a lieu dans les systèmes à plusieurs barres (en particulier à double barre dans notre étude). Cette étude s'est focalisée sur un système subtidale fortement développé induisant une dynamique des structures internes lié à celles de la barre externe. L'influence du forçage au large a été analysée ici et a souligné des effets de seuil. En effet, deux modes de réponses ont été mis en évidence : le premier pour des conditions faiblement énergétiques où les vagues libèrent leur énergie uniquement sur la barre interne ; le second lors de conditions énergétiques où une partie des vagues déferlent sur la barre externe. Ces deux modes induisent alors la formation de structures internes bien distinctes : systèmes de deux chenaux symétriques par longueur d'onde de croissant générant des courants sagittaux en face des creux (observés sur la côte Aquitaine, cf. Figure 5.26a en haut) ou chenaux très marquées en face des crêtes des croissants (observés sur la côte, cf. Figure 5.26a en bas). Ce type de résultats a déjà été obtenu par *Castelle et al.* (Submitted-a) pour des systèmes de longueur d'onde plus petites, plus proches de la plage et des conditions de houle plus faible ; notre modèle permet donc de modéliser ces processus.

L'influence du niveau de marée a montré un développement différent des structures internes dépendant de ce niveau et donc des zones de déferlement induites. Il serait intéressant d'adapter l'étude menée par *Price & Ruessink (2008)* sur les temps de résidence des vagues (levée, déferlement et jet de rive) afin d'approfondir nos connaissances sur les moments où le développement des barres est le plus important. Nos travaux ont montré que des niveaux bas de marée entraînent un développement plus rapide de la barre interne que des niveaux hauts. Les structures formées en simulant des marées continues sont plus développées tridimensionnellement ; les barres sont alors complètement émergées à marée basse (cf. Figure 5.26d). Pour des plages soumises à de faibles marnages, les systèmes barres / chenaux formés restent principalement immergés comme ils sont observés en milieu microtidal (cf. Figure 5.26c).

La plateforme de modélisation a montré son efficacité pour comprendre les formations de certains systèmes naturels et les reproduire que ce soit pendant des épisodes de temps calme ou des épisodes énergétiques. Certains mécanismes physiques ont pu être mis en évidence mais un travail important doit encore être accompli par la communauté scientifique littorale pour comprendre la dynamique complexe des côtes sableuses. Beaucoup de paramètres entrent en jeu dans un tel environnement (conditions de houle, marée, position de la barre interne, position de la barre externe, espacement entre ces barres, taille de ces barres, ...) et les degrés de liberté sont très nombreux. D'autres applications sont présentées en Annexe G : le cas d'une plage fermée et l'étude de l'influence d'une digue parallèle à la côte. Là encore, le modèle permet de représenter la réalité.

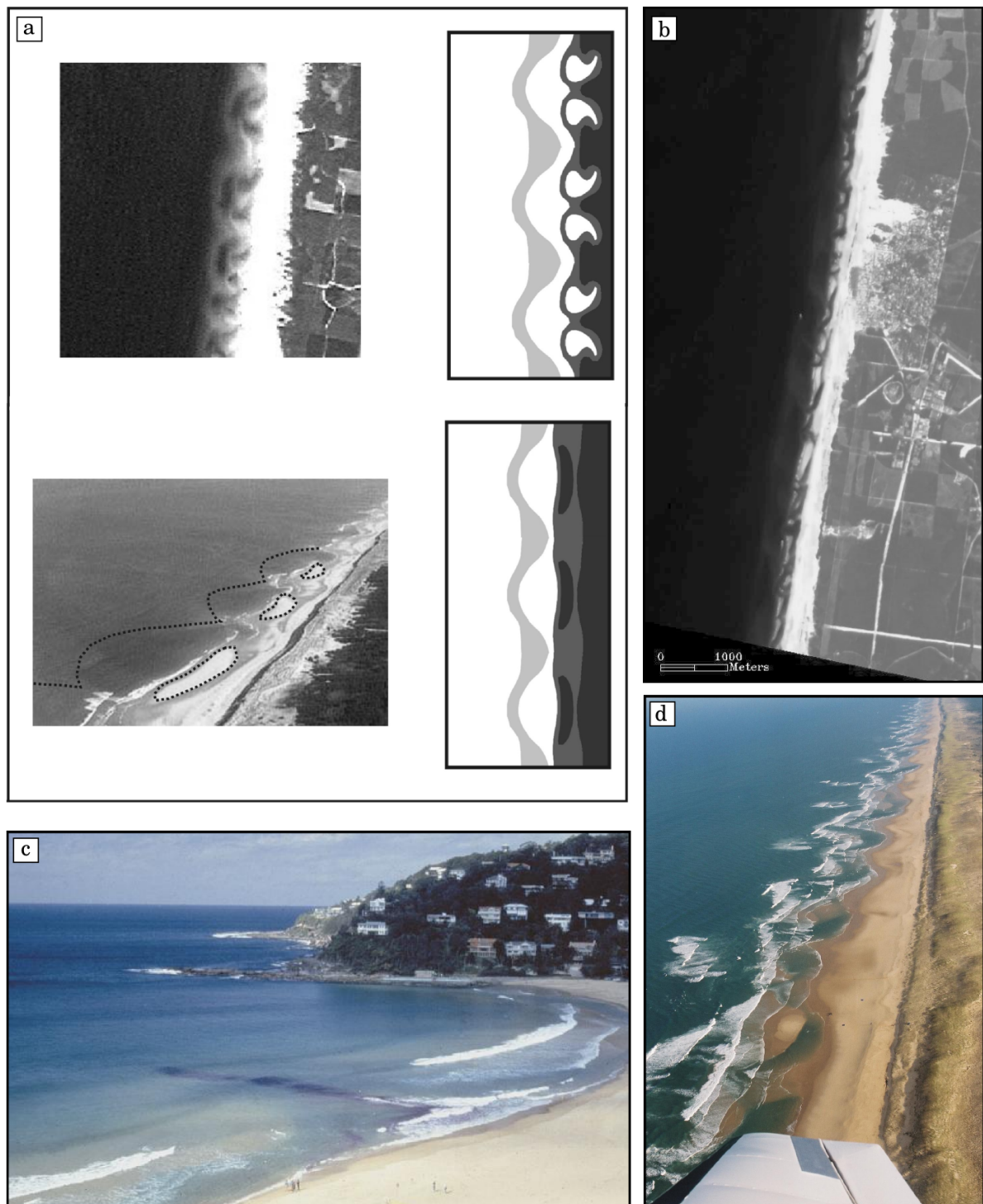


FIG. 5.26 – a) Images et schémas conceptuels extraits de *Castelle et al. (2007)*. Ces graphiques mettent clairement en évidence le couplage morphologique qui peut avoir lieu entre la barre externe et la barre interne. b) Images SPOT de la plage de Biscarrosse pendant la campagne Pré-ECORS 2007. c) Photographie de Palm Beach (Sydney, Australie) avec traceur colorant (Copyright ©Brander, 2002). d) Images de la plage du Truc Vert (France) pendant la campagne PNEC 2001.

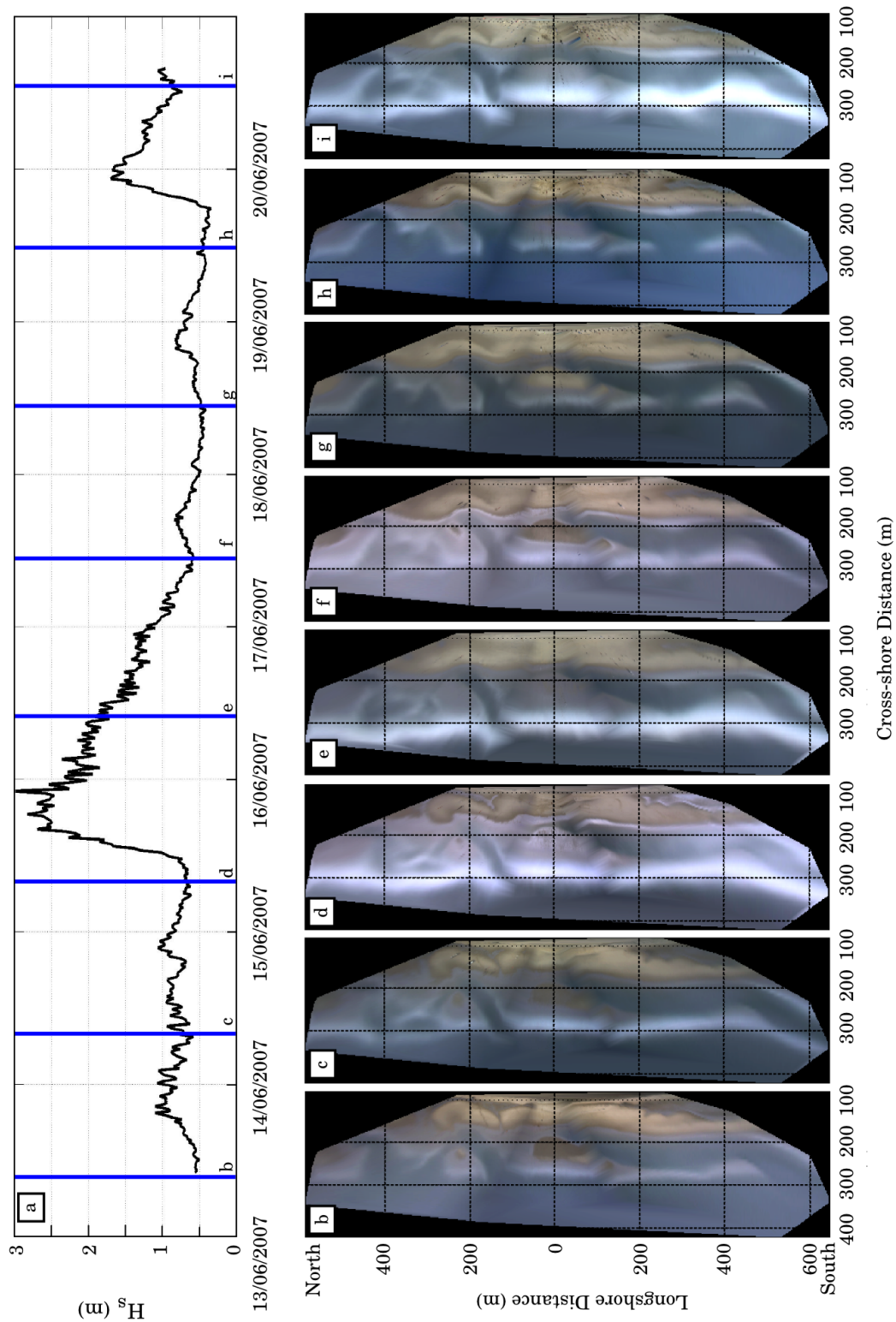


FIG. 5.27 – Évolution morphologique de la plage de Biscarrosse observée à partir de système de surveillance vidéo. a) Conditions de houle au large. b-i) Images journalières redressées et moyennées sur 15 min de la plage de Biscarrosse à marée basse. Ces images ont été prises chaque matin entre le 13 juin et le 20 juin 2007 et sont dans un repère longshore / cross-shore par rapport aux systèmes de caméras.

5.4 Morphodynamique de la plage de Biscarrosse

Cette partie est consacrée à l'étude de la plage de Biscarrosse. Cette campagne a été menée en juin 2007 entre le 13 et le 17. Cependant, l'ADCP-2 ayant été déployé au large du 13 au 20 juin 2007, nous avons choisi de nous intéresser à l'évolution morphodynamique sur cette durée.

5.4.1 Observations

La Figure 5.27 illustre l'évolution morphologique de la plage de Biscarrosse entre le 13 et le 20 juin 2007. Ces images prises à marée basse montrent une faible évolution des structures pendant la campagne de mesures. Comme cela avait été décrit dans le chapitre 4, on observe une migration vers la côte des barres pendant la campagne (du 13 au 17 juin 2007), que ce soit pendant la période de temps calme ou pendant l'épisode énergétique.

- En observant attentivement cette figure, deux points d'intérêt sont à remarquer :
- (1) le comblement du mini-chenal en haut de plage (Position $X_C = 30$ m, $X_L = [0, 200]$ Nord) dû à un lissage de la plage pendant l'épisode énergétique (15-16 juin).
 - (2) la formation d'un chenal dans la barre sud (Position $X_C = 280$ m, $X_L = [270, 330]$ Sud) entre les 17 et 19 juin (cf. Figures 5.27f, 5.27g, 5.27h).

Les relevés bathymétriques ont été effectués entre le 17 et le 20 juin 2007. Ainsi, sur notre bathymétrie initiale, on observe déjà le comblement du mini-chenal et le chenal qui entrecoupe la barre sud. Pour cette raison, il est difficile de pouvoir valider l'approche de modélisation morphodynamique.

5.4.2 Modélisation

Dans cette étude morphodynamique, le pas de réactualisation de la bathymétrie et des conditions de forçages reste identique à celui utilisé précédemment : 20 min. Pour des raisons similaires à celles expliquées au début du chapitre, les courants moyens sont calculés selon l'approche de Mei (1989). Ainsi, on ne modélise ni les courants de retour, ni l'asymétrie de la houle.

La Figure 5.28 illustre les différentiels bathymétriques (entre un instant t et l'état initial). La courbe 5.28a donne la série temporelle de la hauteur significative des vagues mesurées au large. On constate clairement deux pics : le premier est l'épisode énergétique (H_s atteignant les 3 m qui a eu lieu pendant la campagne de mesures et le second représente un événement de houle moyen pour la côte Aquitaine ($H_s = 1.5$ m). Cependant compte tenu des conditions de houle pendant le mois de juin 2007, on peut le considérer comme énergétique. La Figure 5.28 montre ainsi l'évolution des zones en accrétion et de celles en érosion avant et après chacun de ces épisodes énergétiques.

Les faibles houles qui déferlent sur la plage les premiers jours, induisent de faibles évolutions morphologiques, de l'ordre d'une dizaine de centimètres (cf. Fig. 5.28b). On constate une migration des barres vers le bord et la formation d'une légère tête du courant sagittal ("rip neck"). Pendant l'épisode énergétique, ces mêmes tendances s'accroissent (cf. Fig. 5.28c). Au niveau du chenal sud, les deux chenaux d'alimentation se ferment ; ceci est induit par la connexion de la barre à la plage. Pour la morphologie instrumentée

(au centre du domaine), on constate une migration vers la plage et vers le nord des barres. Le dernier point à noter est la légère migration vers le large de la barre externe (au niveau du creux) due aux intenses courants générés par le déferlement des vagues au-dessus de la barre subtidale (les crêtes migrent quant à elles vers la côte). Pendant la seconde période de temps très calme, les évolutions sont à nouveau très faibles voir inexistantes (cf. Fig. 5.28d). Pour terminer, le second pic de houle accentue ces évolutions (cf. Fig. 5.28e).

Ces résultats sont relativement encourageants car le modèle montre bien une faible évolution de la plage qui est en accord avec les observations. Les barres migrent vers la côte, ce qui est observé par le système d'imagerie vidéo. Cependant, cela ne constitue pas une validation suffisante de la plateforme de modélisation morphodynamique. La campagne de mesures ECORS menée sur la plage du Truc Vert en mars-avril 2008 sera fort utile pour valider et améliorer le modèle. En effet, pendant les 6 semaines de mesures, plusieurs relevés bathymétriques ont pu être réalisés. Les hauteurs significatives des vagues ayant atteint les 8 m, ont induit d'intenses mouvements morphologiques tant sur les structures de la barre interne que sur celles de la barre externe.

Le calcul de l'évolution morphodynamique a aussi été mené avec la définition de Smith (2006) pour les courants moyens. Elle a principalement révélé une érosion du haut de plage et des barres due aux intenses courants de retour présents pendant les épisodes énergétiques.

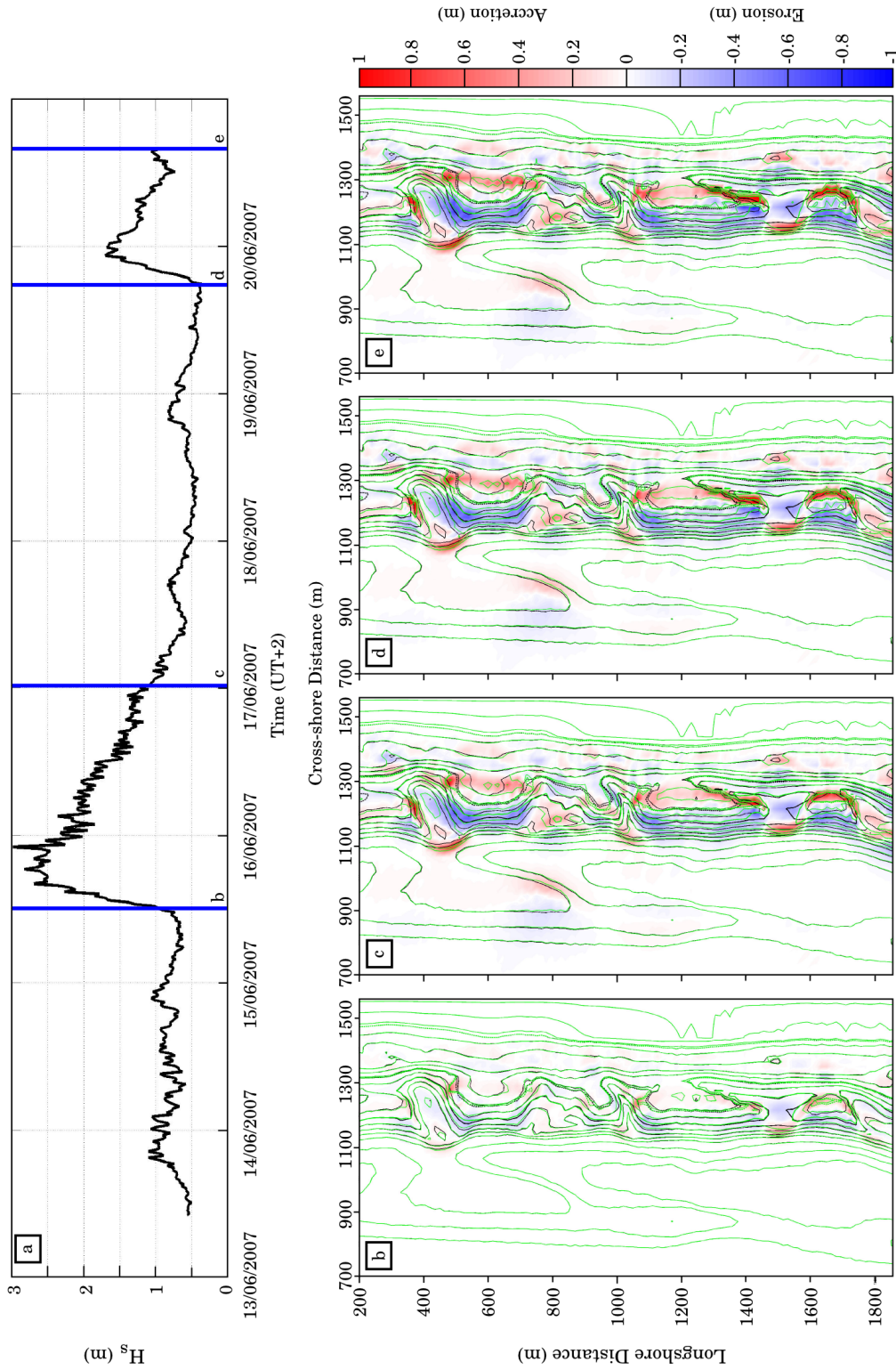


FIG. 5.28 – Évolution morphologique de la plage de Biscarrosse simulée (courants moyens définis selon Mei (1989)). a) Conditions de houle au large. Les quatre lignes bleues permettent de positionner les quatre différentiels du dessous. b-e) Différentiel entre la bathymétrie à un instant t et la bathymétrie initiale : b) avant l'épisode de tempête du 15 juin, c) après cet épisode de tempête, d) avant le pic de houle du 19 juin dans l'après-midi et e) à la fin des simulations, le 20 juin vers 10 h. En rouge les zones en accretion et en bleu celles en érosion. Les courbes de niveau noires donnent la bathymétrie initiale et celles en vert la bathymétrie à l'instant t .

5.4.3 Discussion

Nous allons discuter ici des résultats obtenus. En effet, le modèle de courants moyens proposés par Mei (1989) entraîne, pour équilibrer les arrivées et sorties des masses d'eau, des courants dirigés vers la côte au-dessus des barres et des courants dirigés vers le large (courants sagittaux) dans les dépressions bathymétriques. Ainsi, les barres migrent vers la côte et peuvent se connecter au haut de plage. Pour le chenal, les intenses courants induisent une érosion : le sable se dépose au large du chenal, là où les courants ralentissent formant ainsi une structure morphologique appelée la tête du courant sagittal. La Figure 5.29 illustre ce phénomène.

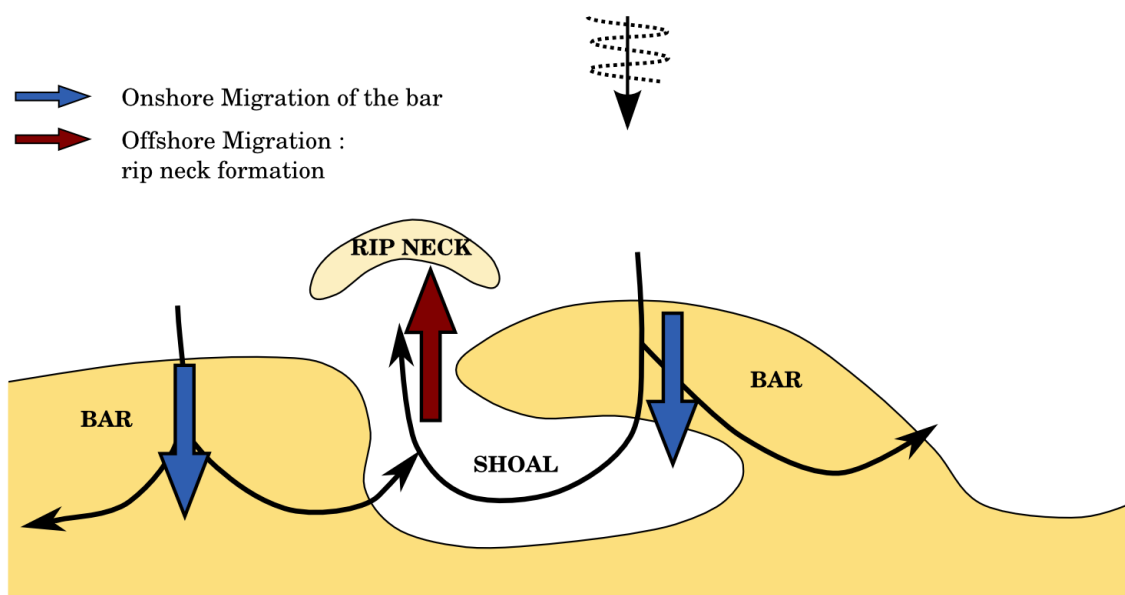


FIG. 5.29 – Schéma conceptuel du transport sédimentaire, des zones d'érosion / accrétion dans le cadre de l'approche Mei (1989).

Les résultats obtenus ici montrent clairement ce type d'érosion / accrétion pendant la campagne Biscarrosse et cela, quelque soit le forçage au large. Le modèle de Mei (1989) permet donc de représenter les circulations au-dessus des systèmes barres / chenaux, mais il ne permet pas de modéliser un transport sédimentaire cohérent avec les observations tels que le raidissement des barres pendant des tempêtes ou encore l'apport sédimentaire par temps calme. Cependant, comme cela a été mis en évidence dans les parties précédentes et dans de nombreuses études, ce modèle permet de modéliser les transitions down-state dans le développement de structures tridimensionnelles. Maintenant, cette approche doit être améliorée (courant de retour + asymétrie de la houle) pour réussir à modéliser les transitions up-state. Ce qu'aucun modèle ne réussit à faire à l'heure actuelle.

5.5 Conclusion

Ce chapitre, focalisé sur la morphodynamique des littoraux sableux dominés par l'action de la houle, a mis en évidence plusieurs points d'intérêt majeurs :

- (1) pour le cas de plage à simple barre, la formation de morphologies tridimensionnelles en forme de croissants.
- (2) pour les environnements à double barre, l'intense couplage morphologique existant entre la barre interne et la barre externe qui n'a pas été considéré dans de nombreuses études sur la morphodynamique des systèmes à double barre.
- (3) l'influence de la marée et du marnage sur les zones de déferlement et donc sur la croissance des structures tridimensionnelles.
- (4) les limitations d'une approche qui ne prend pas en compte les courants de retour et l'asymétrie de la houle dans l'étude d'une plage réelle.

Ces résultats ont montré qu'une approche simple (frottement constant, pas de courants de retour ni d'asymétrie, ...) permettait de comprendre les mécanismes principaux de formation des morphologies de plage. Certaines formulations et paramétrisations (rugosité du fond, frottement au fond variable, formulation de Dibajnia & Watanabe (1992), asymétrie de la houle, avalanche sous-marine, ...) ont été implémentées dans notre modèle numérique, mais n'ont pas pu être testées et validées dans ce travail de thèse. Il sera donc intéressant d'étudier l'influence de tels processus sur la formation des systèmes sableux. En particulier, pour l'étude de la formation de barres transverses et obliques, Garnier *et al.* (2007) ont montré que la formulation du coefficient de frottement pouvait avoir un impact considérable sur la morphologie obtenue (sens d'orientation des barres transverses "up-current" ou "down-current").

De nombreux phénomènes méritent encore des travaux de recherche et l'étude de la morphodynamique des plages restent un enjeu essentiel pour la communauté scientifique littorale.

Chapitre 6

Conclusion

6.1 Rappels des objectifs de cette étude

Ce travail s'inscrit dans un contexte général d'érosion des côtes et de prévisions à court et moyen terme de l'évolution morphologique des littoraux sableux dominés par l'action de la houle. En particulier, cette étude visait à atteindre différents objectifs scientifiques majeurs :

- 1°) Analyser et comprendre la dynamique complexe des courants sagittaux induits par les vagues au-dessus d'hétérogénéités bathymétriques complexes en utilisant à la fois des données in-situ et des résultats de modélisation.
- 2°) Étudier les effets des interactions vagues-courants ainsi que la formation des cellules de circulation.
- 2°) Étudier la génération et le développement des structures sableuses.
- 3°) Étudier les interactions entre les différentes entités sableuses ; en particulier le couplage morphologique qui existe entre la barre externe et la barre interne.
- 4°) Analyser l'influence de la marée (niveau d'eau) sur le développement des barres sableuses.

Pour répondre à ces différents questionnements scientifiques, une plateforme de modélisation morphodynamique a été développée pendant ce travail de thèse. Cette plateforme de modélisation est adaptée à l'évolution des environnements sableux dominés par la houle et elle a de plus pu être appliquée à une campagne de mesures intensive menée sur la plage de Biscarrosse en juin 2007.

6.2 Hydrodynamique

Un modèle numérique a été développé pendant cette thèse. Il est basé sur le couplage des modèles SWAN (Booij *et al.* , 1999) et MARS (Pérenne, 2006; Lazure & Dumas, 2008). Dans ce travail, différentes approches permettant de prendre en compte les processus liés à la houle ont été introduites (Mei, 1989; Phillips, 1977; Smith, 2006). Ces approches sont basées soit sur la résolution de la vitesse au sens du moment total Q_i^t soit du moment moyen Q_i^m . Les processus de rouleau de déferlement ont de plus été adaptés à cette dernière approche (Smith, 2006). Afin d'évaluer l'évolution morphologique, un modèle sédimentaire basé sur les formulations de Bailard (1981) a été développé. Le schéma WENO (Long *et al.* , 2008) a été implémenté pour résoudre l'équation de conservation du sédiment. Outre le calcul des flux sédimentaires et la résolution de l'équation

de conservation du sédiment, ce module permet la prise en compte de la rugosité du fond, du frottement au fond variable, mais aussi des processus d'avalanche sous-marine.

La campagne de mesures Pré-ECORS, menée en juin 2007 pendant 5 jours sur la plage de Biscarrosse, a permis de collecter un nombre considérable de données au-dessus d'une morphologie barre / baie très développée. En particulier, pour la première fois sur la côte Aquitaine, des données ont pu être collectées dans le oisinage de la tête du courant sagittal. Les données obtenues ont couvert une large gamme d'états de mer allant de conditions calmes ($H_s \approx 0.8$ m) à des conditions énergétiques ($H_s = 3$ m). Le traitement et l'analyse de ces données ont permis une meilleure compréhension des circulations complexes associées à ce type de morphologie. Ce jeu de données a de plus mis en évidence les très intenses courants sagittaux (courants moyennés sur 5 min atteignant les 0.8 m/s) pour des conditions de houle de l'ordre de 0.8 m. Les fortes variations bathymétriques donnent naissance à ces intenses courants. Ils sont de plus favorisés par des ondes longues et frontales. Ces résultats montrent à quel point ces courants sont dangereux (cf. Fig. 6.1) quelque soit le forçage au large.

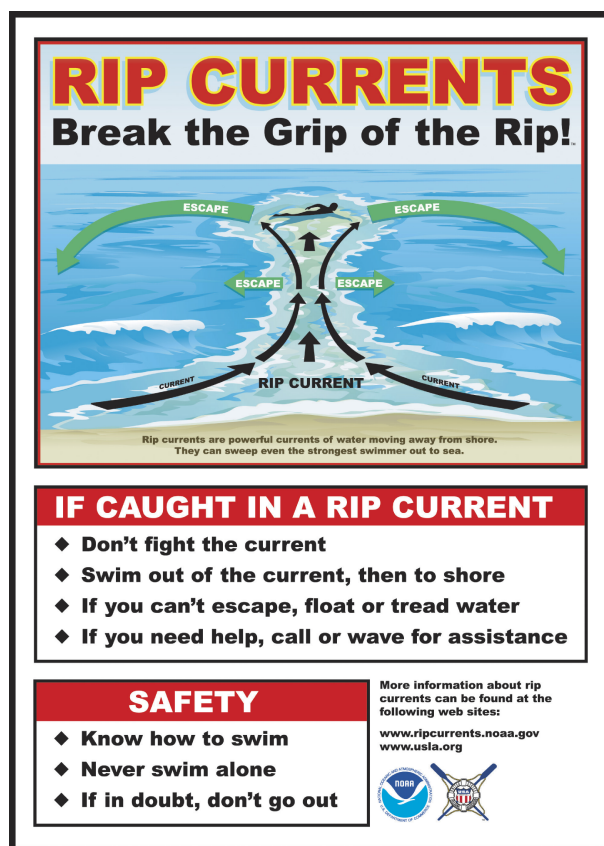


FIG. 6.1 – Affiche pour la campagne de prévention contre les dangers des courants sagittaux induits par les vagues. Cette campagne a été menée par la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) en juin 2006 pour expliquer ce que sont ces intenses courants sagittaux et ce qu'il faut faire pour s'en échapper.

La plateforme de modélisation a permis de simuler les courants moyens induits par les vagues pendant cette campagne. Les résultats de simulations ont pu être comparés aux mesures in-situ et le modèle a montré son efficacité et sa robustesse dans la représentation des courants moyens (qualitativement et quantitativement) pour une large

gamme d'états de mer. Les deux principaux comportements mis en avant ici sont : (1) la forte modulation tidale des courants sagittaux pendant les épisodes de temps calme et (2) la présence d'intenses courants de retour au-dessus du système barre / baie pour des conditions énergétiques. Ces phénomènes ont été mis en évidence à la fois par les données et par le modèle. Dans le cadre de cette thèse, les mouvements très basses-fréquences ont aussi pu être étudiés (cf. Chap 4.4.1 et Annexe H) mettant ainsi en avant les intenses caractéristiques (0.65 m/s, 15-30 min) de ces pulsations ainsi que la répartition spatiale de ces caractéristiques (plus intenses dans le chenal).

Pour terminer sur cette section consacrée à l'hydrodynamique, l'approche initialement proposée par Smith (2006) a été utilisée pour mieux appréhender les circulations induites par les vagues. Le calcul de l'équation de conservation de la vorticité a mis en évidence un unique terme générateur de vorticité : $(\vec{\nabla} D_W \wedge \vec{k}) \cdot \vec{e}_z$, dépendant uniquement des conditions de houle. Les corrélations obtenues entre ce terme de forçage et la vorticité des courants moyens se sont avérées être de très bonne qualité. Par cette méthode, il est donc possible d'accéder à une information pertinente sur la vorticité des courants moyens ; ce qui n'était pas possible à partir des tensions de radiation. Ce travail a ainsi mis en évidence un outil intéressant pour : (1) mieux comprendre les mécanismes liés au circulation et (2) prévoir les circulations induites par les vagues au-dessus de bathymétries complexes.

6.3 Morphodynamique

Le deuxième volet de cette thèse concernait l'évolution morphodynamique des environnements sableux et en particulier la formation et le développement des barres sableuses. Inspiré de travaux antérieurs (Deigaard *et al.* , 1999; Falqués *et al.* , 2000; Castelle, 2004; Garnier *et al.* , 2008b), l'évolution morphodynamique d'une barre rectiligne a été étudiée. Comme l'ont déjà montré ces travaux, la rétroaction positive s'exerçant sur le système "plage" entraîne le développement de structures tridimensionnelles en forme de croissant montrant ainsi l'importance des processus d'auto-organisation dans la formation des barres. Le modèle a permis de reproduire les transitions "down-state" entre les différents   tats morphologiques détaillés dans la classification de Wright & Short (1984). Les Figures 6.2a, 6.2c et 6.2d illustrent les transitions LBR \rightarrow RBB \rightarrow TBR.

L'étude d'un système à double barre, représentatif de ceux rencontrés sur la côte Aquitaine, a montré l'importance du couplage morphologique qui existe entre la barre externe et la barre interne, phénomène qui jusqu'alors n'était pas considéré. La réfraction des vagues sur la barre externe induit des zones de focalisations d'énergie au niveau de la barre interne. Cette variabilité entraîne la formation de cellules de circulation qui initie l'évolution morphodynamique. Les résultats ont alors montré la formation d'un ou deux systèmes de barres / chenaux pour une longueur d'ondes de barre externe, le nombre de structures formées étant dépendant de la longueur d'onde des croissants. Ce type de couplage est clairement présent sur la côte Aquitaine et sur d'autres plages sableuses ; il a pu être modélisé dans cette étude. Cette analyse a mis en évidence l'influence des conditions de forçage (hauteur significative des vagues, période, direction et niveau de marée) sur le nombre, la forme, la localisation et les temps de formation des structures de la barre interne. Ainsi, un certain nombre de morphologies ont pu être reproduites : une ou deux structures en fonction des conditions de forçage, des barres obliques ou des

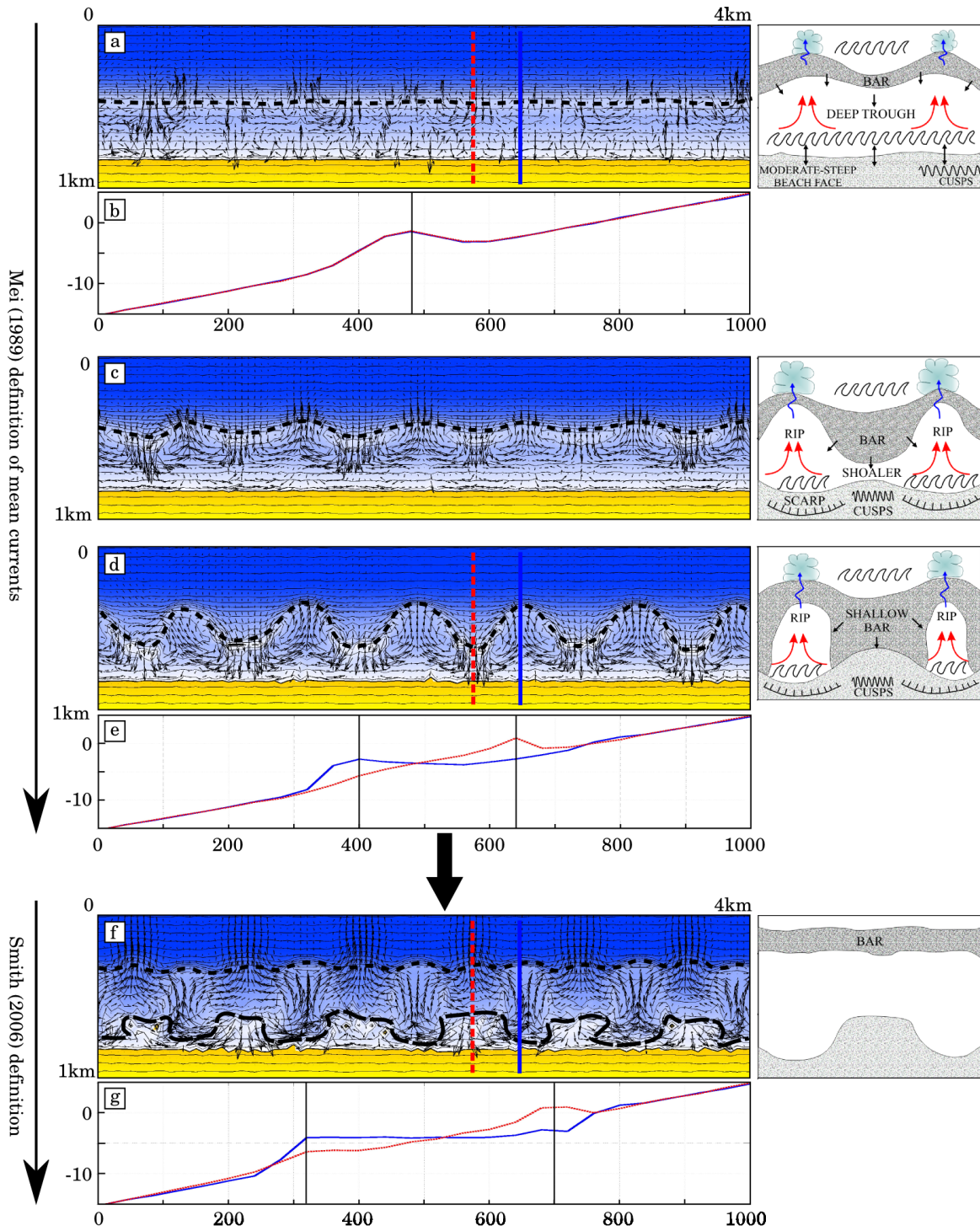


FIG. 6.2 – Évolution morphodynamique d'une barre rectiligne soumise à l'action de la houle : $\bar{\zeta}_t = 1.2$ m, $H_s = 2.5$ m, $T_p = 9$ s et $D_m 0^\circ$ (sans courant de retour). a) État initial : morphologie LBT. b) Coupes cross-shore de la plage (les localisations sont données par les lignes bleue et rouge de la figure a). Elles correspondent au couleur des profils. c) Évolution après 2 jours : formation de morphologies de type RBB. d) Évolution après 3 jours : formation de morphologies de type TBR. e) Profils cross-shore au niveau des crêtes (rouge) et des creux (bleue). Au troisième jour, la houle s'intensifie $H_s = 3.5$ m et les autres conditions restent identiques. Le modèle de Smith (2006) est activé (courant de retour). f) Évolution après 6.5 jours : les structures de type TBR migrent vers le large et deviennent moins marquées. g) Profils cross-shore. Sur la droite, en parallèle la classification de Wright & Short (1984) ; pour le dernier cas, schéma proposé en comparaison avec la morphologie obtenue.

barres transverses, des chenaux en face les crêtes des croissants mais aussi en face des creux, des barres obliques orientées dans le sens de la dérive littorale, des chenaux peu profonds en haut de plage.

Le dernier point envisagé dans cette étude concernait l'influence du cycle de marée et en particulier du marnage sur la croissance des structures tridimensionnelles. Ces travaux ont permis de corréliser les croissances des barres avec la dissipation d'énergie des vagues et les vitesses orbitales. Plus la dissipation d'énergie des vagues a lieu sur la barre, plus celle-ci se développe rapidement. Cette étude permet ainsi d'expliquer pourquoi les évolutions morphologiques sont plus rapides en période de mortes eaux qu'en période de vives eaux où le temps de résidence des vagues sur la barre est plus important. Cette analyse complète ainsi les travaux de Price & Ruessink (2008) (observations) sur les temps de résidence des vagues.

Ce travail a abouti au développement d'un outil de modélisation intéressant permettant (1) de bien évaluer les courants induits par les vagues et ce quelque soit les conditions de forçage et la complexité de la bathymétrie et (2) de simuler la morphodynamique des plages sableuses, en particulier la génération et la formation des barres. Cet outil a ainsi permis de répondre aux différents questionnements scientifiques exposés précédemment.

6.4 Perspectives

De très nombreux champs de recherche sont encore à investiguer que ce soit d'un point de vue hydrodynamique ou morphodynamique. Certains points mériteraient d'être approfondis, notamment :

- l'application du modèle à la campagne ECORS 2008,
- les instabilités de courants,
- la dynamique de la zone de jet de rive,
- l'équilibre entre courant de retour et asymétrie de la houle dans le transport sédimentaire.

Campagne de mesures ECORS 2008

Une très importante campagne de mesures a été menée sur la plage du Truc Vert en mars-avril 2008 (**DGA-ECORS**, Étude et Caractérisation Opérationnelle des Routes et des Sols). Cette campagne, financée par le SHOM, a permis de réunir un grand nombre d'équipes internationales et de collecter une importante quantité de données in-situ pendant 6 semaines. Pendant cette campagne une très large gamme de conditions de vagues a pu être enregistrée avec des hauteurs significatives atteignant les 8 m. Une telle campagne est une occasion inespérée pour valider le modèle et améliorer notre connaissance de la dynamique littorale.

A l'heure actuelle, des simulations ont été réalisées, à l'aide de la plateforme de modélisation développée dans cette thèse, par le BRGM sur la plage du Truc Vert. Pour l'hydrodynamique, les premiers résultats montrent des tendances similaires à celles

observées pendant la campagne Biscarrosse. La hauteur significative des vagues est à nouveau surestimée par SWAN. Les comparaisons pour les courants moyens simulés sont cohérentes avec les mesures. Il reste encore un travail important à réaliser pour continuer à améliorer le modèle et les différentes paramétrisations. D'un point de vue morphodynamique, la modélisation est en court. Ce travail de thèse s'intègre ainsi dans un autre projet européen dirigé par le BRGM : **ANR-VMC VULSACO** (VULnerability of Sandy COast systems to climatic and anthropic changes).

Que ce soit pour l'étude de la plage de Biscarrosse ou celle du Truc vert, il semble nécessaire de mieux modéliser la houle en zone de surf. En particulier, la paramétrisation du déferlement doit être améliorée pour avoir une meilleure représentation de l'état de mer. L'étude menée par Ruessink *et al.* (2003) peut servir de point de départ à ce travail.

De plus, des travaux de collaboration pourront être entrepris pour combiner les modèles morphodynamiques avec les suivis vidéo des plages. En particulier, dans le cas de méthodes d'inversion afin de reconstruire la bathymétrie à partir de la vidéo-surveillance, les modèles numériques permettront d'avoir une estimation des élévations de la surface libre. Ainsi, des méthodes itératives d'assimilation de données pourront être menées.

Instabilités du courants moyens

Une attention particulière pourrait concerner l'étude des pulsations basse-fréquence (VLF) des courants sagittaux et des différentes instabilités du courant (dans le cadre du projet **LEFE**, Interactions et Dynamique de l'Océan et de l'Atmosphère). Le couplage, développé dans le cadre de cette thèse, est en effet capable de simuler des instabilités. L'exemple choisi pour illustrer les instabilités de courants concerne la plage de Biscarrosse. Les conditions de simulations sont les suivantes : $\bar{\zeta}_t = 2.5$ m, $H_s = 1.5$ m, $T_p = 9$ s et $D_m = 5^\circ$ Nord. Les Figures 6.3a et 6.3b montrent les courants moyens induits pour deux instants différents. La Figure 6.3c illustre la variation de la vitesse du courant sagittal au cours du temps (la bouée virtuelle est notée par les points blancs sur les Fig. 6.3a et 6.3b). Sur cette figure, les pulsations sont de l'ordre de 0.1 à 0.2 m/s pour une période d'une quinzaine de minutes environ. Ces valeurs sont de l'ordre de grandeur de celles observées sur la côte Aquitaine (légèrement sous-estimées pour l'intensité). Dans ce cas, l'élévation du plan d'eau induite par la marée n'est pas prise en compte. Elle peut s'avérer cruciale pour la bonne modélisation des caractéristiques des instabilités de courants.

D'un point de vue sécurité, la compréhension de tel mécanisme pourrait prévenir certains risques de noyade. D'un point de vue modèle, il est intéressant d'être capable de simuler de telles pulsations. En particulier, les rectangles rouges (Fig. 6.3a et 6.3b) montrent la présence de courants dirigés vers le large qui peuvent éjecter une personne hors de la cellule de circulation.

Actuellement, de nombreuses mesures de traceurs ("drifter") ont été menées à l'aide de bouées équipées de filet et de GPS, de colorants ou encore de traceurs humains. Ces données permettent d'accéder à une information sur les circulations induites par les vagues au-dessus de variabilités bathymétriques. Ces études (MacMahan *et al.*, In press) ont en particulier montré que la majorité des traceurs (80%) restent dans les cellules de circulations mais que certains (20%) sont éjectés hors de la zone de surf. Des résultats

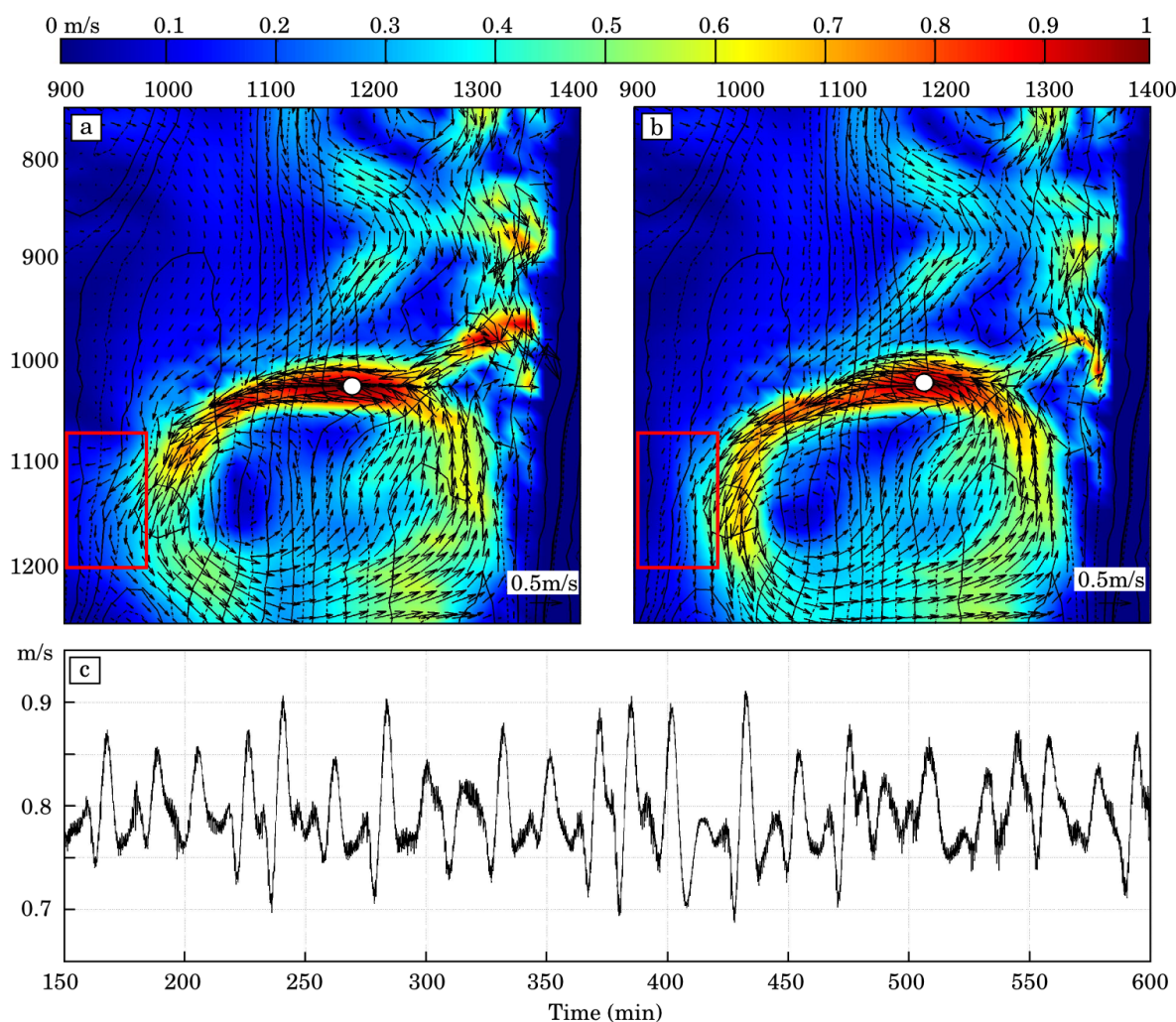


FIG. 6.3 – *a et b) Norme de la vitesse superposée avec le champ de vitesse. Conditions de simulations : $\bar{\zeta}_t = 2.5$ m, $H_s = 1.5$ m, $T_p = 9$ s et $D_m = 5^\circ$ Nord. c) Série temporelle d'évolution de la vitesse du courant sagittal. Les points blancs représentent la bouée virtuelle et les carrés rouges deux zones d'intérêt.*

similaires ont été obtenus lors de la campagne Biscarrosse 2007 (cf. Figure 6.4a, *Castelle et al.* (2008b)). La Figure 6.4b montre des résultats de simulations de transport de traceurs qui donnent de bons accords avec les mesures effectuées pendant la campagne Biscarrosse 2007 (Fig. 6.4b). Une première modélisation de telles instabilités est présentée en Annexe H (Special Issue du *Journal of Coastal Research* pour l'ICS 2009 (*Bruneau et al.*, 2009)).

Zone de jet de rive

Un point abordé ici concerne la dynamique de la zone de jet de rive, appelée communément zone de "swash". Cette zone constitue l'interface entre la zone immergée et la plage (il est difficile d'estimer son étendue). Comprendre l'hydrodynamique sédimentaire d'un tel environnement est devenu un réel enjeu scientifique ces deux dernières décennies (*Elfrink & Baldock*, 2002; *Degryse*, 2003; *Villaret*, 2003; *Puleo*, 2006; *Puleo & Butt*, 2006; *Masselink & Puleo*, 2006).

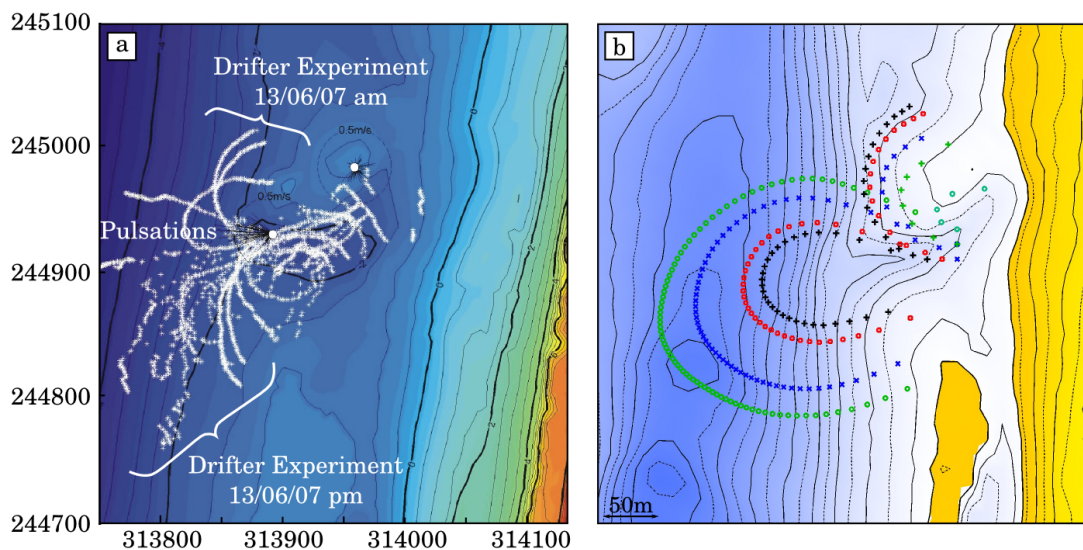


FIG. 6.4 – a) les mesures de traceurs réalisées pendant la campagne de Biscarrosse le 13 juin 2007. b) Résultats de simulations de transport de particules. cf. Orliac & Prusek (2008) dans le cadre d'un Travail d'Étude et de Recherche co-encadré avec Bruno Castelle.

Des courants très intenses (1 à 5 m/s, (Elfrink & Baldock, 2002)) sont présents en zone de swash et les fortes accélérations des écoulements ont un impact conséquent sur les sédiments en suspension (Puleo *et al.*, 2003). La zone de swash est de plus caractérisée par un niveau de turbulence intense et par de rapides changements morphologiques (Puleo *et al.*, 2000). Ainsi, pour bien modéliser un tel environnement, les principaux mécanismes physiques à prendre en compte sont :

- les mouvements basse- et haute-fréquence (Baldock *et al.*, 1997),
- la turbulence (Elfrink & Baldock, 2002; Masselink & Puleo, 2006),
- les interactions entre deux fronts d'ondes (Erikson *et al.*, 2005),
- les processus liés à la nappe souterraine : infiltration / percolation (Butt *et al.*, 2001; Masselink & Li, 2001; Horn, 2006; Austin & Masselink, 2006),
- les écoulements "longshore".

Il a été envisagé dans le cadre de cette thèse de modéliser la zone de swash. Différentes approches de modélisation de la zone de swash ont vu le jour ces dernières années. Dans le cadre de notre étude à court et moyen terme, il n'était pas envisageable de modéliser la dynamique de la zone de swash à l'aide de modèle vagues à vagues. Certains auteurs (Li *et al.*, 2002; Puleo *et al.*, 2003; Butt *et al.*, 2004, 2005) se sont déjà intéressés à la modification de formule de flux sédimentaires (en particulier sur les formulations énergétiques de type *Bagnold*) afin de prendre en compte l'accélération dans le calcul du frottement au fond. Cependant, la taille de nos mailles étant de l'ordre d'une vingtaine de mètres, la zone de swash serait représentée par 2 à 3 mailles dans la direction cross-shore. Modifier le flux de sédiments transportés sur les dernières mailles devient délicat car des discontinuités risqueraient d'apparaître. Différentes méthodes pourraient cependant faire l'objet d'études ultérieures :

- utiliser la méthode décrite ci-dessus (flux sédimentaires modifiés dans la zone de swash) en utilisant un maillage non-structuré pour modéliser finement la zone intertidale et donc la zone de swash quelque soit le niveau de la marée,
- utiliser un modèle séparé de type intégral (Archetti & Brocchini, 2002; Broc-

chini, 2006), permettant de simuler l'évolution morphodynamique en calculant les flux totaux transportés pour une distribution de houle donnée. Il faudra cependant faire attention à ne pas créer de discontinuités (courants et sédiments) aux frontières des deux modèles,

Équilibre courant de retour / asymétrie de la houle

La Planche 6.2 illustre les mécanismes que la modélisation réussit à l'heure actuelle à reproduire. Les premiers états (6.2a, 6.2c et 6.2d) montrent le développement de croisants pour une houle frontale de hauteur significative $H_s = 2.5$ m. Les profils cross-shore (6.2b, 6.2e) au niveau des crêtes (rouge) et creux (bleue) montrent la migration des crêtes vers la plage alors que les creux se forment par migration de la barre vers le large.

Dans un second temps, afin de modéliser les transitions "up-state", la hauteur significative est choisie égale à 3.5 m et les courants moyens sont maintenant modélisés à partir du modèle de Smith (2006) qui prend en compte les courants de retour. La Figure 6.2f illustre l'évolution morphodynamique de la plage dans ces conditions. On observe alors d'intenses courants dirigés vers le large au-dessus des crêtes. Ces courants étant plus forts que ceux au-dessus du creux, la partie extérieure de la crête migre vers le large plus rapidement, formant ainsi une barre peu marquée mais relativement uniforme au large. En même temps, l'autre partie de la crête s'est connectée à la plage (cf. profils de la Figure 6.2g) du fait du déferlement des vagues au large et à des courants dirigés vers la côte. Cette morphologie pourrait s'apparenter à une morphologie de plage dissipative.

Cet exemple montre la nécessité de prendre en compte les courants de retour pour modéliser les épisodes énergétiques. Cependant un modèle prenant en compte uniquement les courants de retour entraîne une érosion régulière de la plage car aucun phénomène ne traduit une migration vers la côte, d'où la nécessité de prendre en compte l'asymétrie de la houle. La paramétrisation proposée par Elfrink *et al.* (2006) a été incluse dans notre code mais n'a pour le moment pas encore pu être testée.

Ainsi, les développements menés pendant cette thèse pourront être améliorés en adaptant au 2DH des études 1D sur l'asymétrie de la houle et les termes d'accélération (Ruessink *et al.*, 2007b; Castelle *et al.*, 2008a). Le projet **MODLIT** (MODélisation numérique et physique de l'évolution morphodynamique des LITtoraux sableux) permettra, de plus, la validation de telles approches de modélisation numérique grâce à une étude expérimentale 3D menée en bassin à vagues.

Bibliographie

- AAGAARD, T., GREENWOOD, B., & NIELSEN, J. 1997. Mean currents and sediment transport in a rip channel. *Marine Geology*, **140**, 25–45.
- AAGAARD, T., HUGHES, M., MØLLER-SØRENSEN, R., & ANDERSEN, S. 2006. Hydrodynamics and sediment fluxes across an onshore migrating intertidal bar. *Journal of Coastal Research*, **22**, 247–259.
- ALMAR, R., SÉNÉCHAL, N., BONNETON, P., & ROELVINK, J.A. 2008. Wave celerity from video imaging : validation with in-situ Pre-ECORS data. *In : Proceedings of the 31th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, Hamburg, Germany.*
- ANDREWS, D.G., & MCINTYRE, M.E. 1978. An exact theory of non-linear waves on a lagrangian-mean flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **89**, 609–646.
- ARCHETTI, R., & BROCCINI, M. 2002. An integral swash zone model with friction : an experimental and numerical investigation. *Coastal Engineering*, **45**, 86–110.
- ARDHUIN, F. 2005. *État de mer et dynamique de l'océan superficiel*. Habilitation à diriger les recherches, Université de Bretagne Occidentale, Brest, France.
- AUSTIN, M., MASSELINK, G., O'HARE, T., & RUSSELL, P. In Press. Onshore sediment transport on a sandy beach under varied wave condition : flow velocity skewness, wave asymmetry or bed ventilation? *Marine Geology*.
- AUSTIN, M.J., & MASSELINK, G. 2006. Swash-groundwater interaction on a steep gravel beach. *Continental Shelf Research*, **26**, 2503–2519.
- BAILARD, J.A. 1981. An Energetic Total Load Sediment Transport Model For a Plane Sloping Beach. *Journal of Geophysical Research*, **86**(C11), 10938–10954.
- BALDOCK, T.E., HOLMES, P., & HORN, D.P. 1997. Low frequency swash motion induced by wave grouping. *Coastal Engineering*, **32**(2-3), 197–222.
- BATTJES, J.A. 1975. Modeling of turbulence in the surf zone. *Pages 357–375 of : Proceedings of the 2nd Annual Symposium on Waterways, Harbours and Coastal Engineering. ASCE on modeling techniques (San Fransisco, United States), vol. 36.*
- BATTJES, J.A., & JANSSEN, J.P.F.M. 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Pages 569–587 of : Proceedings of the Coastal Engineering Conference 1.*
- BATTJES, J.A., & STIVE, M.J.F. 1985. Calibration and validation of a dissipation model for random breaking waves. *Journal of Geophysical Research*, **90**(C5), 9159–9167.

BIBLIOGRAPHIE

- BONNETON, N., BONNETON, P., SÉNÉCHAL, N., & CASTELLE, B. 2006. Very low frequency rip current pulsations during high energy wave conditions on a meso-macro tidal beach. *Pages 1087–1096 of : Proceedings of the 30th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, United States.*
- BONNETON, P. 2003. Analyse physique et modélisation des processus hydrodynamiques en zone de surf. *Océanis*, **29**(1-2), 157–179.
- BONNETON, P. 2007a. *Mean flow equation in the surf zone*. Tech. rept. Université Bordeaux I, UMR CNRS 5805 EPOC. Rapport Interne.
- BONNETON, P. 2007b. Modelling of periodic wave transformation in the inner surf zone. *Ocean Engineering*, **34**, 1459–1471.
- BOOIJ, N., RIS, R.C., & HOLTHUIJSEN, L.H. 1999. A third-generation wave model for coastal regions 1. Model description and validation. *Journal of Geophysical Research*, **104**(C4), 7649–7666.
- BRANDER, R.W. 1999. Field observations on the morphodynamic evolution of low wave energy rip current system. *Marine Geology*, **157**, 199–217.
- BRANDER, R.W., & COWELL, P.J. 2003. A trend-surface technique for discrimination of surf-zone morphology : rip current channels. *Earth and Surface Processes and Landforms*, **28**, 905–918.
- BRANDER, R.W., & SHORT, A.D. 2000. Morphodynamics of a large-scale rip current system at Muriwai Beach, New Zealand. *Marine Geology*, **165**, 27–39.
- BRANDER, R.W., & SHORT, A.D. 2001. Flow kinematics of low-energy rip current systems. *Journal of Coastal Research*, **17**, 468–481.
- BROCCHINI, M. 2006. Integral swash-zone models. *Continental Shelf Research*, **26**, 653–660.
- BRUNEAU, N., PEDREROS, R., BONNETON, P., IDIER, D., & DUMAS, F. 2007a. Morphodynamical modeling : Impact of the tide and seasonal conditions on characteristic bar systems of the Aquitanian Coast, France. *In : Proceedings of the 5th IAHR Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics Conference (Enschede, The Netherlands).*
- BRUNEAU, N., BONNETON, P., PEDREROS, R., DUMAS, F., & IDIER, D. 2007b. A New Morphodynamic Modelling Platform : Application to Characteristic Sandy systems of the Aquitanian Coast, France. *Journal of Coastal Research*, **101**(C11), 932–936. SI 50 - Proceedings of the 9th International Coastal Symposium (Gold Coast, Australia). ISSN 0749.0208.
- BRUNEAU, N., CASTELLE, B., BONNETON, P., & PEDREROS, R. 2009. Very Low Frequency motions of a rip current system : drifter experiment and modeling. *Journal of Coastal Research*, **SI56**. Proceedings of the 10th International Coastal Symposium, Lisbon, Portugal.

- BRUNEAU, N., CASTELLE, B., BONNETON, P., PEDREROS, R., ALMAR, R., BONNETON, N., BRETTEL, P., PARISOT, J.P., & SÉNÉCHAL, N. Accepted. Field observations of an evolving rip current on a meso-macrotidal well-developed inner bar and rip morphology. *Continental Shelf Research*.
- BRUNEAU, N., CASTELLE, B., BONNETON, P., PEDREROS, R., PARISOT, J.-P., & SÉNÉCHAL, N. In press. Modelling of high-energy rip current during Biscarrosse field experiment. In : *31st International Conference on Coastal Engineering (ICCE 2008)*, Hamburg, Germany.
- BUHLER, O. 2000. On the vorticity transport due to dissipating breaking waves in shallow-water flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **407**, 235.
- BUHLER, O., & JACOBSON, T.E. 2001. Wave-driven currents and vortex dynamics on barred beaches. *Journal of Fluid Mechanics*, **449**, 313–339.
- BUTEL, R., DUPUIS, H., & BONNETON, P. 2002. Spatial variability of wave conditions on the French Aquitanian Coast using in-situ data. *Journal of Coastal Research*, **36**, 96–108.
- BUTT, T., RUSSELL, P., & TURNER, I. 2001. The influence of swash infiltration-exfiltration on beach face sediment transport : onshore or offshore? *Coastal Engineering*, **42**, 35–52.
- BUTT, T., RUSSELL, P., PULEO, J., MILES, J., & MASSELINK, G. 2004. The influence of bore turbulence on sediment transport in the swash and inner surf zones. *Continental Shelf Research*, **24**, 757–771.
- BUTT, T., RUSSELL, P., PULEO, J., & MASSELINK, G. 2005. The Application of Bagnold-Type Sediment Transport Models in the Swash Zone. *Journal of Coastal Research*, **21**(5), 887–895.
- CABALLERIA, A., COCO, G., FALQUÈS, A., & HUNTLEY, D.A. 2002. Self-organization mechanisms for the formation of nearshore crescentic and transverse sand bars. *Journal of Fluid Mechanics*, **465**, 379–410. doi :10.1017/S002211200200112X.
- CALLAGHAN, D.P., BALDOCK, T.E., NIELSEN, P., HANES, D.M., HASS, K., & MACMAHAN, J.H. 2004. Pulsing and circulation in a rip current system. *Pages 1493–1505 of : Proceedings of the 29th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, Portugal*.
- CALVETE, D., DODD, N., FALQUÉS, A., & VAN LEEUWEN, S.M. 2005. Morphological development of rip channel systems : Normal and near-normal wave incidence. *Journal of Geophysical Research*, **110** (10)(C10006), 1–18.
- CALVETE, D., COCO, G., FALQUÉS, A., & DODD, N. 2007. (Un)predictability in rip channel systems. *Geophysical Research Letter*, **34**(L05605). doi :10.1029/2006GL028162.
- CAMENEN, B. 2002. *Modélisation numérique du transport sédimentaire sur une plage sableuse*. Ph.D. thesis, Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) – Université de Grenoble.

BIBLIOGRAPHIE

- CASTELLE, B. 2004. *Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la côte aquitaine*. Ph.D. thesis, Université Bordeaux I /.
- CASTELLE, B., & BONNETON, P. 2006a. Modelling of a rip current induced by waves over a ridge and runnel system on the Aquitanian Coast, France. *C.R. Geoscience*, **338**, 711–717.
- CASTELLE, B., & BONNETON, P. 2006b. Nearshore waves and currents over crescentic bars. *Journal of Coastal Research*, **39**. SI 50 - Proceedings of the 8th International Coastal Symposium (Itajai, Brazil). ISSN 0749.0208.
- CASTELLE, B., BONNETON, P., SÉNÉCHAL, N., DUPUIS, H., BUTEL, R., & MICHEL, D. 2006a. Dynamics of wave-induced currents over an alongshore non-uniform multiple-barred sandy beach on the Aquitanian coast, France. *Continental Shelf Research*, **26**, 113–131.
- CASTELLE, B., BONNETON, P., & BUTEL, R. 2006b. Modeling of crescentic pattern development of nearshore bars : Aquitanian Coast, France. *C.R. Geoscience*, **338**, 795–801.
- CASTELLE, B., BONNETON, P., DUPUIS, H., & 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., GRASSO, F., MARIEU, V., BONNETON, P., & BRUNEAU, N. 2008a. Développement d'un nouveau modèle d'évolution de profil de plage. *In : Colloque Xèmes Journées Nationales Génie Côtier - Génie Civil (Sophia Antipolis, France)*.
- CASTELLE, B., ALMAR, R., BONNETON, N., BONNETON, P., BRETTEL, P., BUJAN, S., BRUNEAU, N., PARISOT, J.-P., PEDREROS, R., & SÉNÉCHAL, N. 2008b. Dynamics of a moderate-energy rip current over Transverse Bar and Rip morphology : Biscarrosse 2007 field experiment. *In : XI International Symposium on Oceanography of the Bay of Biscay, San Sebastián, Spain*.
- CASTELLE, B., RUESSINK, G., BONNETON, P., BRUNEAU, N., & MARIEU, V. 2008c. Modeling of coupled and noncoupled behavior of a double sandbar system : self-organisation and morphological forcing. *In : Proceedings of the 31th International Conference on Coastal Engineering (Hamburg, Germany)*.
- CASTELLE, B., RUESSINK, B.G., BONNETON, P., MARIEU, V., BRUNEAU, N., & PRICE, T.D. Submitted–a. Coupling mechanisms in double sandbar systems, Part 1 : Physical explanation and patterns. *Earth and Surface Processes and Landforms*.
- CASTELLE, B., RUESSINK, B.G., BONNETON, P., MARIEU, V., BRUNEAU, N., & PRICE, T.D. Submitted–b. Coupling mechanisms in double sandbar systems, Part 2 : impact on alongshore variability of inner-bar rip channels. *Earth and Surface Processes and Landforms*.
- CIENFUEGOS, R. 2005. *Modélisation numérique des houles bidimensionnelles et du déferlement bathymétrique*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier Grenoble.

- CIENFUEGOS, R.C. 2002. *Rôle du rouleau de déferlement dans les courants littoraux engendrés par la houle*. Master's project, LEGI.
- CIENFUEGOS, R.C., BARTHÉLEMY, E., & BONNETON, P. 2004. Roller modelling in the context of undertow prediction. *Pages 318–330 of : Proceedings of the 29th International Conference on Coastal Engineering (Lisbon, Portugal)*. doi :10.1142/9789812701916_0024.
- COCO, G., & MURRAY, B. 2007. Patterns in the sand : From forcing templates to self-organization. *Geomorphology*, **91**(3-4), 271–290.
- DA SILVA, P.A., TEMPERVILLE, A., & SEABRA-SANTOS, F. 2006. Sand transport under combined current and wave conditions : A semi-unsteady, practical model. *Coastal Engineering*, **53**, 897–913.
- DALLY, W.R. 2001. Modeling nearshore currents on reef-fronted beaches. *In : Proceedings of the Fourth Conference on Coastal Dynamics (Lund, Sweden)*. American Society of Civil Engineers.
- DALLY, W.R., & BROWN, C.A. 1995. A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents. *Journal of Geophysical Research*, **100**(C12), 24873–24883.
- DAMGAARD, J., DODD, N., HALL, L., & CHESHER, T.J. 2002. Morphodynamic modelling of rip channel growth. *Coastal Engineering*, **45**, 199–221. doi :10.1016/S0378-3839(02)00034-0.
- DEGRYSE, C. 2003. *Morphodynamique de la zone de swash*. Ph.D. thesis, Université Caen.
- DEIGAARD, R., DRØNEN, N., FREDSSØE, J., JENSEN, J. HJELMAGER, & JØRGENSEN, M.P. 1999. A morphological stability analysis for a long straight barred coast. *Coastal Engineering*, **36**, 177–195.
- DIBAJNIA, M. 1995. Sheet flow transport formula extended and applied to horizontal plane problems. *Pages 179–194 of : Coastal Engineering, Japan, JSCE 38 (2)*.
- DIBAJNIA, M., & WATANABE, A. 1992. Sheet flow under nonlinear waves and currents. *Pages 2015–2029 of : Proceedings of the 23th International Conference on Coastal Engineering (Venice, Italy)*.
- DIBAJNIA, M., & WATANABE, A. 1998. Transport rate under irregular sheet flow conditions. *Coastal Engineering*, **35**, 167–183.
- DINGEMANS, M. 1997. *Water Wave Propagation Over Uneven Bottoms*. Advanced Series on Ocean Engineering, vol. 13. World Scientific.
- DO CARMO, J.S.A., TEMPERVILLE, A., & SEABRA-SANTOS, F.J. 2003. Bottom friction and time-dependent shear stress for wave current interaction. *Journal of Hydraulic Research*, **41**.
- DRAKE, T.G., & CALANTONI, J. 2001. Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore. *Journal of Geophysical Research*, **106**(C9), 19,859–19,868.

BIBLIOGRAPHIE

- DRØNEN, N., & DEIGAARD, R. 2007. Quasi-three-dimensional modelling of the morphology of longshore bars. *Coastal Engineering*, **54**, 197–215. doi :10.1016/j.coastaleng.2006.08.011.
- ELDEBERKY, Y., & BATTJES, J.A. 1996. Spectral modeling of wave breaking : Application to Boussinesq equations. *Journal of Geophysical Research*, **101**(C1), 1253–1264.
- ELFRINK, B., & BALDOCK, T. 2002. Hydrodynamics and sediment transport in the swash zone : a review and perspectives. *Coastal Engineering*, **45**, 149–167.
- ELFRINK, B., HANES, D.M., & RUESSINK, B.G. 2006. Parametrization and simulation of near bed orbital velocities under waves in shallow water. *Coastal Engineering*, **53**, 915–927.
- ERIKSON, L., LARSON, M., & HANSON, H. 2005. Prediction of swash motion and run-up including the effects of swash interaction. *Coastal Engineering*, **52**, 285–302.
- FALQUÉS, A., COCO, G., & HUNTLEY, D.A. 2000. A mechanism for the generation of wave-driven rhythmic patterns in the surf zone. *Journal of Geophysical Research*, **105**(C10), 24071–24087.
- FALQUÉS, A., DODD, N., GARNIER, G., RIBAS, F., MACHARDY, L.C., LARROUDÉ, P., CALVETE, D., & SANCHO, F. 2008. Rhythmic surf zone bars and morphodynamic next term self-organization. *Coastal Engineering*, **55**, 622–641. doi :10.1016/j.coastaleng.2007.11.012.
- FEDDERSEN, F. 2004. Effect of wave directional spread on the radiation stress : comparing theory and observations. *Coastal Engineering*, **51**, 473–481.
- GALLAGHER, E.L., ELGAR, S., & THORNTON, E.B. 1998. Megaripple migration in a natural surf zone. *Letters to Nature*, **394**, 165–168.
- GARNIER, R. 2007. *Nonlinear modelling of surf zone morphodynamical instabilities*. Ph.D. thesis, Université Bordeaux I / Universitat politècnica de Catalunya, Barcelona.
- GARNIER, R., CALVETE, D., FALQUÈS, A., & CABALLERIA, A. 2007. Generation and nonlinear evolution of shore-oblique/transverse sand bars. *Journal of Fluid Mechanics*.
- GARNIER, R., CALVETE, D., FALQUÉS, A., & DODD, N. 2008a. Modelling the formation and long-term behavior of rip channel systems from the deformation of a longshore bar. *Journal of Geophysical Research*, **113**(C07053). doi :10.1029/2007/JC004632.
- GARNIER, R., BONNETON, P., FALQUÉS, A., & CALVETE, D. 2008b. Modelling the formation and the nonlinear evolution of crescentic bars of the Aquitanian Coast. *La Houille Blanche*, **03**, 10.1051/lhb :2008024. Proceedings of the Génie Côtier, Génie Civil Conference 2006 (Brest, France).
- HAAS, K.A., & SVENDSEN, I.A. 2002. Laboratory measurements of the vertical structure of rip currents. *Journal of Geophysical Research*, **107**.
- HAAS, K.A., SVENDSEN, I.A., HALLER, M.C., & ZHAO, G. 2003. Quasi-three-dimensional modeling of rip current system. *Journal of Geophysical Research*, **108**.

- HALLER, & DALRYMPLE. 2001. Rip current instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, **433**, 161–192.
- HALLER, M.C., DALRYMPLE, R.A., & SVENDSEN, I.A. 2002. Experimental study of nearshore dynamics on a barred beach with rip channels. *Journal of Geophysical Research*, **107**(C6-3061).
- HOEFEL, F., & ELGAR, S. 2003. Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science*, **299**(5614), 1885–1887.
- HOLLAND, K.T., & HOLMAN, R.A. 1996. Field observations of beach cusps and swash motions. *Marine Geology*, **134**(1-2), 77–93.
- HOLMAN, R.A., SYMONDS, G., THORNTON, .B., & RANASINGHE, R. 2006. Rip spacing and persistence on an embayed beach. *Journal of Geophysical Research*, **111**.
- HORN, D.P. 2006. Measurements and modelling of beach groundwater flow in the swash zone : a review. *Continental Shelf Research*, **26**, 622–652.
- HUYNH THANH, S., & TEMPERVILLE, A. 1991. A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction. *Pages 853–866 of : Proceedings of the 22nd Conference on Coastal Dynamics (Rotterdam, The Netherlands)*. American Society of Civil Engineers.
- ISMAIL, N.M., & WIEGEL, R.L. 1983. Opposing Wave Effect on Momentum Jets Spreading Rate. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, **109**(4), 465–483.
- KENNED, A.B., & THOMAS, D. 2004. Drifter measurements in a laboratory rip current. *Journal of Geophysical Research*, **109**.
- KLEIN, M.D., & SCHUTTELAARS, H.M. 2006. Morphodynamic evolution of double-barred beaches. *Journal of Geophysical Research*, **111**(C06017). doi :10.1029/2005JC003155.
- LAFON, V., DE MELO APOLUCENO, D., DUPUIS, H., MICHEL, D., HOWA, H., & FROIDEFOND, J.M. 2004. Morphodynamics of nearshore rhythmic sandbars in a mixed-energy environment (SW France) : I. Mapping beach changes using visible satellite imagery. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, **61**, 289–299. doi : 10.1016/j.ecss.2004.05.006.
- LAZURE, P., & DUMAS, F. 2008. An external-internal mode coupling for a 3D hydrodynamical model for applications at regional scale (MARS). *Advances in Water Resources*, **21**(Issue 2), 233–250. doi :10.1016/j.advwatres.2007.06.010.
- LI, L., BARRY, D.A., PATTIARATCHI, C.B., & MASSELINK, G. 2002. BeachWin : modelling groundwater effects on swash sediment transport and beach profile changes. *Environmental Modelling & Software*, **17**, 313–320.
- LIPPMANN, T.C., BROOKINS, A.H., & E.B., THORNTON. 1996. Wave energy transformation on natural profiles. *Coastal Engineering*, **27**, 1–20.
- LIU, P., & DALRYMPLE, R. 1978. Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angle of incidence. *Journal of Marine Research*, **36**, 357–375.

BIBLIOGRAPHIE

- LONG, W., KIRBY, J.T., & SHAO, Z. 2008. A numerical scheme for morphological bed level calculations. *Coastal Engineering*, **55**, 167–180.
- LONGUET-HIGGINS, M.S., & STEWART, R.W. 1964. Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications. *Deep-Sea Research*, **11**, 529–563.
- MACMAHAN, J., THORNTON, E., RENIERS, A., STANTON, T., & SYMONDS, G. 2008. Low-energy rip currents associated with small bathymetric variations. *Marine Geology*, **255**, 156–164.
- MACMAHAN, J., THORNTON, E., & STANTON, T. In press. Measurement of rip current circulation, diffusion and dispersion. *In : 31st International Conference on Coastal Engineering (ICCE 2008), Hamburg, Germany*.
- MACMAHAN, J.H., RENIERS, A.J.H.M., THORNTON, E.B., & STANTON, T.P. 2004a. Infragravity rip current pulsations. *Journal of Geophysical Research*, **109**(C01033), 1–9.
- MACMAHAN, J.H., RENIERS, A.J.H.M., THORNTON, E.B., & STANTON, T.P. 2004b. Surf zone eddies coupled with rip current morphology. *Journal of Geophysical Research*, **109**(C07004). doi :10.1029/2003JC002083.
- MACMAHAN, J.H., THORNTON, E.B., STANTON, T.P., & RENIERS, A.J.H.M. 2005. RIPEX - Rip currents on a shore-connected shoal beach. *Marine Geology*, **218**, 113–134.
- MACMAHAN, J.H., THORNTON, E.B., & RENIERS, A. 2006. Rip current review. *Coastal Engineering*, **53**, 191–208.
- MADSEN, O.S., POON, Y.K., & GRABER, H.C. 1988. Spectral wave attenuation by bottom friction : theory. *Pages 492–504 of : Proceedings of the 21th International Conference on Coastal Engineering (Torremolinos, Spain)*.
- MARIEU, V. 2007. *Modélisation de la dynamique des rides sédimentaires générées par les vagues*. Ph.D. thesis, Université Bordeaux I.
- MARIEU, V., BONNETON, P., FOSTER, D.L., & ARDHUIN, F. 2008. Modeling of vortex ripple morphodynamics. *Journal of Geophysical Research*, **113**(C09007).
- MASSELINK, G. 1993. Simulating the effects of tides on beach morphodynamics. *Journal of Coastal Research*, **SI 15**, 180–197.
- MASSELINK, G., & LI, L. 2001. The role of swash infiltration in determining the beachface gradient : a numerical study. *Marine Geology*, **176**, 139–156.
- MASSELINK, G., & PULEO, J.A. 2006. Swash-zone morphodynamics. *Continental Shelf Research*, **26**, 661–680.
- MASSELINK, G., & 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.

- MASSELINK, G., KROON, A., & DAVIDSON-ARNOTT, R.G.D. 2006. Intertidal bar morphodynamics in wave-dominated coastal settings : a review. *Geomorphology*, **73**(33-49).
- MASSELINK, G., AUSTIN, M., TINKER, J., O'HARE, T., & RUSSELL, P. 2008. Cross-shore sediment transport and morphological response on a macro-tidal beach with intertidal bar morphology, Truc Vert, France. *Marine Geology*.
- MEI, C.C. 1989. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*. Advanced Series on Ocean Engineering, vol. 1. World Scientific.
- MICHEL, D., & HOWA, H. 1999. Short-term morphodynamic response of a ridge and runnel system on a mesotidal sandy beach. *Journal of Coastal Research*, **15**, 428–437.
- MICHEL, D., HOWA, H., THOMAS, C., CHAPALAIN, G., THAIS, L., & MALENGRO, D. 2000. Sediment dynamics on the inner part of the Aquitanian Shelf (France). *In : Proceedings of the International Workshop of Marine Sandwave Dynamics (Lille, France)*.
- MIGNIOT, C. 1977. Action des courants, de la houle et du vent sur les sédiments. *La Houille Blanche*, **1**, 9–47.
- NIELSEN, P. 1981. Dynamics and geometry of wave-generated ripples. *Journal of Geophysical Research*, **86**(C7), 6467–6472.
- ORLIAC, J.-G., & PRUSEK, T. 2008. *Transport de traceurs : Application au domaine littoral*. Tech. rept. MATMECA, Université Bordeaux I.
- PÉRENNE, N. 2006. *MARS, a Model for Applications at Regional Scale. Documentation Scientifique V0.1*. HOCER.
- PHILLIPS, O. 1977. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press.
- PRICE, T.D., & RUESSINK, B.G. 2008. Morphodynamic zone variability on a microtidal barred beach. *Marine Geology*, **251**, 98–109.
- PULEO, J.A. 2006. Editorial : Special issue on swash-zone processes. *Continental Shelf Research*, **26**, 555.
- PULEO, J.A., & BUTT, T. 2006. Editorial : The first international workshop on swash-zone processes. *Continental Shelf Research*, **26**, 556–560.
- PULEO, J.A., BEACH, R.A., HOLMAN, R.A., & ALLEN, J.S. 2000. Swash zone sediment suspension and transport and the importance of bore-generated turbulence. *Journal of Geophysical Research*, **105**(C7), 17,021–17,044.
- PULEO, J.A., HOLLAND, K.T., PLANT, N.G., SLINN, D.N., & HANES, D.M. 2003. Fluid acceleration effects on suspended sediment transport in the swash zone. *Journal of Geophysical Research*, **108**(C11).
- PUTREVU, U., & SVENDSEN, I.A. 1999. Three-dimensional dispersion of momentum in wave-induced nearshore currents. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, **18**(3), 409–427.

BIBLIOGRAPHIE

- RANASINGHE, R., SYMONDS, G., BLACK, K., & HOLMAN, R. 2004. Morphodynamics of intermediate beaches : a video imaging and numerical modelling study. *Coastal Engineering*, **51**, 629–655.
- RAUBENHEIMER, B., GUZA, R.T., & ELGAR, S. 1996. Wave transformation across the inner surf zone. *Journal of Geophysical Research*, **101**(C11), 25,589–25,597.
- REDA, A., & PAPLIŃSKA, B. 2002. Application of numerical wave model SWAN for analysis of waves in the surf zone. *Oceanological Studies*, **31**(Issue 1-2), 5–21.
- RENIERS, A.J.H.M., ROELVINK, J.A., & THORNTON, E.B. 2004. Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. *Journal of Geophysical Research*, **109**(C1030).
- RENIERS, A.J.H.M., MACMAHAN, J.H., THORNTON, E.B., & STANTON, T.P. 2007. Modeling of very low frequency motions during RIPEX. *Journal of Geophysical Research*, **112**(C07013). doi :10.1029/2005JC003122.
- RIS, R., BOOIJ, N., & HOLTHUIJSEN, L. 1998. A third-generation wave model for coastal regions, part II : verification. *Journal of Geophysical Research*, **104**(C4), 7649–7666.
- RUSSINK, B.G., WALSTRA, D.J.R., & SOUTHGATE, H.N. 2003. Calibration and validation of a parametric wave model on barred beaches. *Coastal Engineering*, **48**, 139–149.
- RUSSINK, B.G., COCO, G., RANASINGHE, R., & TURNER, I.L. 2007a. Coupled and noncoupled behavior of three-dimensional morphological patterns in a double sandbar system. *Journal of Geophysical Research*, **112**(C07002). doi :10.1029/2006JC003799.
- RUSSINK, B.G., KURIYAMA, Y., RENIERS, A.J.H.M., ROELVINK, A., & WALSTRA, D.J.R. 2007b. Modeling cross-shore sandbar behavior on the timescale of weeks. *Journal of Geophysical Research*, **112**(F03010). doi :10.1029/2006JF000730.
- SAINT-CAST, F. 2002. *Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral*. Ph.D. thesis, Université Bordeaux I /.
- SÉNÉCHAL, N., DUPUIS, H., BONNETON, P., HOWA, H., & PEDREROS, P. 2001. Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach on the French Atlantic coastline. *Oceanologica Acta*, **24**(6), 545–556.
- SÉNÉCHAL, N., GOURIOU, T., CASTELLE, B., PARISOT, J.-P., CAPO, S., BUJAN, S., & HOWA, H. In press. Morphodynamic response of a meso- to macro-tidal intermediate beach based on a long-term data set. *Geomorphology*.
- SMIT, M.W.J., RENIERS, A.J.H.M., RUSSINK, B.G., & ROELVINK, J.A. 2008. The morphological response of a nearshore double sandbar system to constant wave forcing. *Coastal Engineering*.
- SMITH, J. 2006. Wave-current interactions in finite depth. *Journal of Physical Oceanography*, **36**(7), 1403–1419.
- SMITH, J.A., & LARGIER, J.L. 1995. Observations of nearshore circulation : Rip currents. *Journal of Geophysical Research*, **100**(C6), 10967–10975.

- SONU, C. J. 1973. Three-dimensional Beach Changes. *Journal of Geology*, **81**, 42–64.
- SONU, C.J. 1972. Field observation on nearshore circulation and meandering currents. *Journal of Geophysical Research*, **77**, 3232–3247.
- SOULSBY, R.L. 1997. *Dynamics of marine sands, a manual for practical applications*. Thomas Telford, H.R. Wallingford.
- SOULSBY, R.L., & WHITEHOUSE, R.J.S. 2005. *Prediction of ripple properties in shelf seas : Mark 2 predictor for time evolution*.
- SOULSBY, R.L., HAMM, L., KLOPMAN, G., MYRHAUG, D., SIMONS, R.R., & THOMAS., G. P. 1993. Wave-curent interaction within and outside the bottom boundary layer. *Coastal Engineering*, **21**, 41–69.
- STIVE, M.J.F., & DE VRIEND, H.J. 1994. Shear stresses and mean flow in shoaling and breaking waves. *Pages 594–608 of : Proceedings of the 24th International Conference on Coastal Engineering (Kobe, Japan)*. American Society of Civil Engineers.
- SVENDSEN, I.A. 1984. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering*, **8**, 303–329.
- SVENDSEN, I.A., HAAS, K., & ZHAO, Z. 2004. *Quasi-3D Nearshore Circulation Model SHORECIRC Version 2.0*. University of Delaware.
- SWAN. 2006. *SWAN Cycle III version 40.51*. Delft University of Technology.
- SWART, D.H. 1976. Predictive Equations Regarding Coastal Transports. *In : Proceedings of the 15th International Conference on Coastal Engineering (Hawaii, United States)*.
- THORNTON, E.B., MACMAHAN, J., & SALLENGER JR., A.H. 2007. Rips currents, mega-cusps, and eroding dunes. *Marine Geology*, **240**, 151–167.
- TURNER, I.L., WHYTE, D., RUESSINK, B.G., & RANASINGHE, R. 2007. Observations of rip spacing, persistence and mobility at a long, straight coastline. *Marine Geology*, **236**, 209–221.
- VAN DER MOLEN, J. 2003. Bailard’s sediment transport formulation in shelf sea conditions : comparison with observations using a clustering technique. *Coastal Engineering*, **47**, 399–412.
- VAN ENCKEVORT, I.M.J., & WIJNBERG, K.M. 1999. Intra-annual changes in bar plan shape in a triple bar system. *Pages 2548–2558 of : Proceedings of the 4th International Symposium on Coastal Engineering and Science of Coastal Sediment Processes (Long Island, New York, United States)*.
- VAN ENCKEVORT, I.M.J., RUESSINK, B.G., COCO, G., SUSUKI, K., TURNER, I.L., PLANT, N.G., & HOLMAN, R.A. 2004. Observations of nearshore crescentic sandbars. *Journal of Geophysical Research*, **109**(C06028), doi :10.1029/2003JC002214.
- VAN MAANEN, B., DE RUITER, P.J., COCO, GIOVANNI, BRYAN, K.R., & RUESSINK, B.G. 2008. Onshore sandbar migration at Tairua Beach (New Zealand) : Numerical simulations and field measurements. *Marine Geology*, **253**, 99–106.

BIBLIOGRAPHIE

- VAN RIJN, L. 1990. *Handbook of sediment transport by currents and waves*. Vol. Second Edition. Delft Hydraulic.
- VILLARET, C. 2003. *Étude bibliographique des processus hydro-sédimentaires de la zone de swash*. Tech. rept. HP-75/03/030/A. LNHE, EDF. Accessibilité libre.
- WALSTRA, D.J.R., ROELVINK, D., & GROENEWEG, J. 2001. Calculation of wave-driven currents in a 3D mean flow model. *In : Proceedings of the 27th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, Sydney, Australia*.
- WARNER, J.C., SHERWOOD, C.R., SIGNELL, R.P., HARRIS, C.K., & ARANGO, H.G. 2008. Development of a three-dimensional, regional, coupled wave, current and sediment transport model. *Computers and Geoscience*, **34**, 1280–1306.
- WHITFORD, D.J., & THORNTON, E.B. 1996. Bed shear stress coefficients for longshore currents over a barred profile. *Coastal Engineering*, **27**, 243–262.
- WHITHAM, R.B. 1974. *Linear and nonlinear waves*. Wiley-Interscience.
- WRIGHT, L.D., & SHORT, A.D. 1984. Morphodynamic variability of surfzone and beaches : a synthesis. *Marine Geology*, **56**, 93–118.
- ZUBIER, K., PANCHANG, V., & DEMIRBILEK, Z. 2003. Simulation of waves at Duck (North Carolina) using two numerical models. *Coastal Engineering Journal*, **45**(Issue 3), 439–469.

Glossaire

Notation	Unité	Définition
A	(m/s)	Densité d'action des vagues,
A_r	(m^2)	Aire du rouleau de déferlement,
A_w	(m)	Excursion orbitale des vagues au fond,
c_g	(m/s)	Vitesse de groupe moyenne,
c	(m/s)	Vitesse de phase moyenne,
C_f	$(-)$	Coefficient de frottement,
D_w	$(J.m^{-2}.s^{-1} = kg.s^{-3})$	Dissipation d'énergie des vagues,
d_{50}	(m)	Diamètre moyen du sédiment,
d_*	$(-)$	Diamètre sédimentologique,
δ_{ij}	$(-)$	Symbole de <i>Kronecker</i> ,
e_r	(m)	Epaisseur du rouleau de déferlement,
E_w	$(J.m^{-2} = kg.s^{-2})$	Densité d'énergie du mouvement organisé des vagues,
E_{vr}	$(J.m^{-3})$	Densité volumique d'énergie du roulement de déferlement,
E_r	$(J.m^{-2})$	Densité d'énergie du roulement de déferlement,
E_{rc}	$(J.m^{-2})$	Densité d'énergie cinétique du roulement de déferlement,
ϵ_c, ϵ_s	$(-)$	Coefficient d'efficacité (Formule de <i>Bailard</i> (1981)),
$\vec{F}^{Coriolis}$	$(N.m^{-3})$	Forces de <i>Coriolis</i> ,
F_x, F_y	$(N.m^{-3})$	Forces de radiation,
f_c	$(-)$	Coefficient de frottement pour le courant seul,
f_w	$(-)$	Coefficient de frottement pour la houle seule,
f_{cw}	$(-)$	Contraintes au fond pour une interaction houle / courant,
g	$(m.s^{-2})$	Accélération gravitationnelle terrestre,
γ_b	$(-)$	Coefficient de déferlement,
h	(m)	Hauteur d'eau instantanée,
\bar{h}	(m)	Hauteur d'eau moyenne,
H_b	(m)	Hauteur d'eau au déferlement,
H_{rms}	(m)	Hauteur quadratique moyenne des vagues,
H_s	(m)	Hauteur significative des vagues,
k	(m^{-1})	Nombre d'onde,
$k_{s,c}$	(m)	Rugosité pour un courant seul,
$k_{s,cg}$	(m)	Rugosité de grain pour un courant seul,
$k_{s,cf}$	(m)	Rugosité de forme pour un courant seul,
$k_{s,w}$	(m)	Rugosité pour une houle seule,

BIBLIOGRAPHIE

$k_{s,wg}$	(m)	Rugosité de grain pour une houle seule,
$k_{s,wf}$	(m)	Rugosité de forme pour une houle seule,
L	(m)	Longueur d'ondes des vagues,
L_m	(m)	Longueur d'ondes moyenne des vagues,
ν_t	($m^2.s^{-1}$)	Viscosité turbulente,
ν_0	($m^2.s^{-1}$)	Viscosité turbulente constante de MARS,
ν_c	($m^2.s^{-1}$)	Viscosité cinématique,
ω_s	($m.s^{-1}$)	Vitesse de chute du sédiment,
P	($N.m^{-2}$)	Pression,
p	($N.m^{-2}$)	Pression dynamique,
P_H	($N.m^{-2}$)	Pression hydrostatique,
P_a	($N.m^{-2}$)	Pression atmosphérique,
p_s	(-)	Porosité du sédiment,
ϕ	(rad)	Latitude,
ϕ_{cw}	($^\circ$)	Angle entre les vagues et le courant,
Ψ	(-)	Nombre de mobilité,
Q_i^t	($m^2.s^{-1}$)	Flux de masse total moyen,
Q_i^m	($m^2.s^{-1}$)	Flux de masse du courant moyen,
Q_b	(-)	le taux de vagues déferlées,
\tilde{Q}_i	($m^2.s^{-1}$)	Flux de masse induit par les vagues pour le mouvement organisé,
\tilde{Q}_i^r	($m^2.s^{-1}$)	Flux de masse du rouleau de déferlement,
$\bar{Q}_{s,c}$	($m^2.s^{-1}$)	Flux transporté par charriage,
$\bar{Q}_{s,s}$	($m^2.s^{-1}$)	Flux transporté en suspension,
$\bar{Q}_{s,cp}, \bar{Q}_{s,sp}$	($m^2.s^{-1}$)	Flux associés à l'effet de pente,
R_T	(m)	Rayon de la Terre,
R_w	(-)	Nombre de <i>Reynolds</i> ,
ρ	($kg.m^{-3}$)	Masse volumique de l'eau,
ρ_r	($kg.s^{-2}$)	Masse volumique du rouleau de déferlement,
ρ_s	($kg.m^{-3}$)	Masse volumique du sédiment,
s	(-)	Rapport entre la masse volumique du sédiment et celle de l'eau,
\tilde{S}_{ij}	($kg.s^{-2} = N.m^{-1}$)	Tensions de radiation,
$\bar{\sigma}$	($N.m^{-2}$)	Tenseur des contraintes,
σ_r	(Hz)	Fréquence relative des vagues,
T	(s)	Période des vagues,
T_m	(s)	Période moyenne des vagues,
T_p	(s)	Période pic des vagues,
T_e	($^\circ$)	Température,
θ	(rad)	Longitude,
θ_r	(rad)	Variable direction de la houle pour le spectre,
θ_m	(rad)	Direction moyenne de la houle,
Θ_s	(-)	Paramètre de <i>Shields</i> ,
τ_i^S, τ_i^B	($N.m^{-2}$)	Contraintes en surface et au fond,
τ_c	($N.m^{-2}$)	Contraintes au fond pour le courant seul,
τ_w	($N.m^{-2}$)	Contraintes au fond pour la houle seule,
τ_{cw}	($N.m^{-2}$)	Contraintes au fond pour une interaction houle / courant,

u_i, w	$(m.s^{-1})$	Vitesse instantanée dans la direction i et vitesse verticale dépendante de (x,y,z,t) ,
U_i	$(m.s^{-1})$	Composante i des courants moyens horizontaux,
U_{di}	$(m.s^{-1})$	Composante i des courants moyens horizontaux variant en fonction de la profondeur,
U_w	$(m.s^{-1})$	Vitesse orbitale quadratique moyenne des vagues,
\tilde{u}_i	$(m.s^{-1})$	Composante i de la vitesse fluctuante,
\vec{U}_b	$(m.s^{-1})$	Vitesse proche du fond,
u_θ	$(m.s^{-1})$	Composante longitudinale de la vitesse,
v_ϕ	$(m.s^{-1})$	Composante méridionale de la vitesse,
ζ	(m)	Élévation de la surface libre instantanée,
$\bar{\zeta}$	(m)	Élévation de la surface libre moyenne,
$\bar{\zeta}_t$	(m)	Élévation de la surface libre moyenne induite par la marée et les sur-côte,
Z_b	(m)	Bathymétrie,

Annexe A

Tensions de radiation proche de l'interface eau / sable

Une discrétisation simple d'ordre 2 des tensions de radiation a été présentée dans le Chapitre 3 et sert de référence dans le cadre de nos simulations, d'autres discrétisations ont été envisagées afin de prendre en compte le mieux possible la géométrie du trait de côte. Nous nous proposons donc ici de détailler une méthode qui regarde chaque nœud entourant le nœud de calcul afin d'adapter la discrétisation aux zones sèches et humides et de représenter ainsi au mieux le forçage par la houle.

La Figure A.1 schématise les différentes opérations réalisées pour discrétiser les tensions de radiation. Pour résumer, sur l'équation de conservation de la quantité de mouvement selon x , pour la dérivée $\partial_y S_{xy}$:

- On regarde sur chacun des points voisins (notés A , B , C , et D sur la Fig. A.1a) si l'on a de l'eau ou non.
- On calcule les dérivées (ordre 1) représentées par les flèches I , II , III et IV .
- Selon la présence ou non d'eau, on réalise des moyennes ($M1$ et $M2$, trait avec les points sur la Fig. A.1) pour recentrer les gradients à la même latitude que le nœud de calcul de la variable U .
- Pour terminer, on moyenne en x ($M3$) pour obtenir la force de radiation en U .

Numériquement, cela revient à calculer chacune des quatre dérivées I , II , III et IV puis à réaliser un certain nombre de tests sur la présence d'eau ou non. Ainsi,

$$\begin{aligned} I &= \frac{S_{xy \ i,j+1} - S_{xy \ i,j}}{\Delta y} \\ II &= \frac{S_{xy \ i,j} - S_{xy \ i,j-1}}{\Delta y} \\ III &= \frac{S_{xy \ i+1,j+1} - S_{xy \ i+1,j}}{\Delta y} \\ IV &= \frac{S_{xy \ i+1,j} - S_{xy \ i+1,j-1}}{\Delta y} \end{aligned}$$

Ensuite l'étape des tests :

- Si eau en A , B , C , et D :

$$F_x = \frac{1}{2} \left[\frac{I + II}{2} + \frac{III + IV}{2} \right]$$

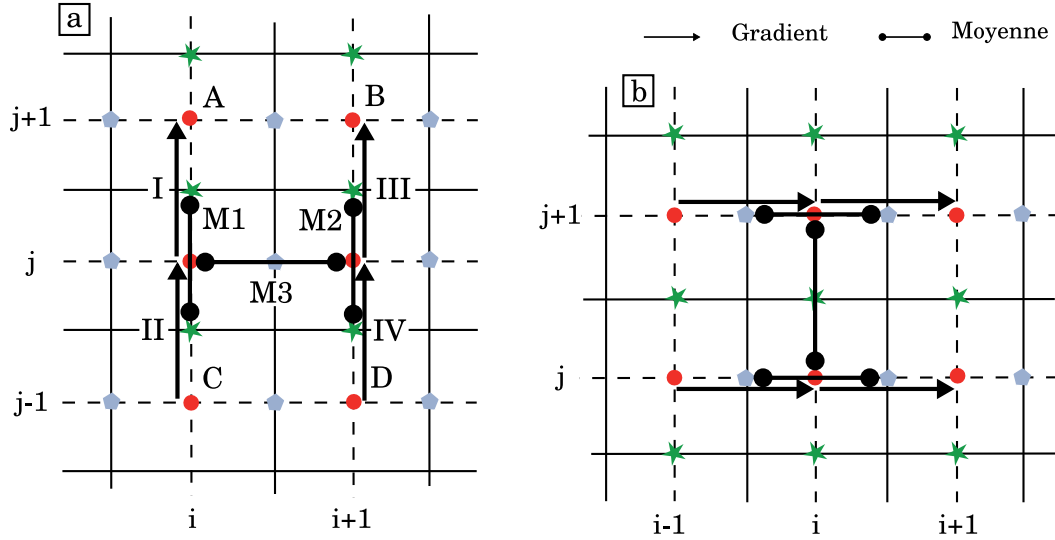


FIG. A.1 – Discrétisation spatiale des tensions de radiation avec prise en compte de la géométrie du trait de côte : a) pour la quantité de mouvement en x, b) pour celle en y.

– Si eau en A , B et C :

$$F_x = \frac{1}{2} \left[\frac{I + II}{2} + III \right]$$

– Si eau en A , C et D :

$$F_x = \frac{1}{2} \left[\frac{I + II}{2} + IV \right]$$

– Si eau en A , B et D :

$$F_x = \frac{1}{2} \left[I + \frac{III + IV}{2} \right]$$

– Si eau en C , B et D :

$$F_x = \frac{1}{2} \left[II + \frac{III + IV}{2} \right]$$

– Si eau en A et C :

$$F_x = \frac{1}{2} \left[\frac{I + II}{2} \right]$$

– Si eau en B et D :

$$F_x = \frac{1}{2} \left[\frac{III + IV}{2} \right]$$

– Si eau en A et B :

$$F_x = \frac{I + III}{2}$$

– Si eau en C et D :

$$F_x = \frac{II + IV}{2}$$

– Si eau en A et D :

$$F_x = \frac{I + IV}{2}$$

-
- Si eau en B et C :

$$F_x = \frac{II + III}{2}$$

- Si eau uniquement en A :

$$F_x = \frac{I}{2}$$

- Si eau uniquement en B :

$$F_x = \frac{III}{2}$$

- Si eau uniquement en C :

$$F_x = \frac{II}{2}$$

- Si eau uniquement en D :

$$F_x = \frac{IV}{2}$$

Il existe de nombreuses possibilités pour discrétiser le forçage de la houle afin de calculer les courants moyens dans une approche 2DH. Nous avons présenté ici une méthode assez lourde en tests mais permettant de mieux définir la géométrie complexe que peut prendre le trait de côte. De plus, on a une meilleure représentation et conservation du forçage. Cependant, afin de limiter le nombre d'opérations et de tests et ainsi réduire les temps de calculs, cette méthode n'est pas utilisée dans les simulations présentées dans cette thèse. La discrétisation simple (présentée dans le Chapitre 3) donne des résultats déjà très satisfaisants.

Annexe B

Paramétrisation du frottement au fond

Dans le Chapitre 3, lors de la présentation du modèle de courants moyens 2DH MARS, la contrainte de frottement au fond était calculée en accord avec la formulation de Liu & Dalrymple (1978) en utilisant un coefficient de frottement C_f constant. Cependant, dans les processus de transport sédimentaire (ayant lieu dans la couche proche du fond), il est important de représenter le mieux possible le frottement. Plusieurs auteurs, en particulier Van Rijn (1990); Soulsby (1997), se sont intéressés dans leurs livres à ces contraintes de cisaillement qui peuvent sensiblement varier en fonction de la forme du lit sableux (présence ou non de rides, dunes). Pour cette raison, la prise en compte d'un coefficient de frottement variable a elle-aussi été implémentée dans ce travail : c'est ce que nous proposons de détailler dans cette annexe. La méthode mise en place pour évaluer ce coefficient, en prenant en compte l'interaction houle / courant, est basée sur les travaux de Soulsby *et al.* (1993) repris par Do Carmo *et al.* (2003). Cette annexe est basée sur des travaux antérieurs réalisés dans le cadre de la thèse de Saint-Cast (2002).

Frottement pour le courant seul

Il existe de nombreuses formulations pour décrire le cisaillement au fond. Trois approches ont été implémentées dans le module sédimentaire. Dans la suite du document, on note τ_c la contrainte de cisaillement pour le courant seul.

Définition :

$$\tau_c = \frac{1}{2} \rho f_c \|\vec{U}\|^2 = \rho C_D \|\vec{U}\|^2 \quad \text{avec :} \quad C_D(k_{s,c}) = \frac{f_c}{2} = \left[\frac{\kappa}{1 + \ln(k_{s,c}/30\bar{h})} \right]^2$$

où C_D est appelé coefficient de traînée et $k_{s,c}$ la rugosité.

Selon Van Rijn (1990) :

$$\tau_c = \frac{1}{8} \rho f_c \|\vec{U}\|^2 = \rho C_D \|\vec{U}\|^2$$

Dans le cas du régime turbulent rugueux f_c , coefficient de friction de *Darcy-Weisbach*, se calcule d'après la formule :

$$f_c = 0.24 \left[\log \left(\frac{12 h}{k_{s,c}} \right) \right]^{-2}$$

et on écrit alors le coefficient de traînée :

$$C_D(k_{s,c}) = \frac{f_c}{8} = 0.03 \left[\log \left(\frac{12\bar{h}}{k_{s,c}} \right) \right]^{-2}$$

Selon Van Der Molen (2003) :

$$\tau_c = \frac{1}{2} \rho f_c \|\vec{U}\|^2 = \rho C_D \|\vec{U}\|^2 \quad \text{avec :} \quad C_D(k_{s,c}) = \frac{f_c}{2} = \left[\frac{\kappa}{\ln(12\bar{h}/k_{s,c})} \right]^2$$

Dans chacune de ces trois expressions du coefficient de traînée, on voit apparaître la rugosité pour le courant seul $k_{s,c}$. Cette rugosité inclue à la fois la rugosité de grain $k_{s,cg}$ et celle de forme $k_{s,cf}$. Ainsi, le coefficient de traînée s'écrit :

$$C_D(k_{s,c}) = C_D(k_{s,cg}) + C_D(k_{s,cf})$$

où $k_{s,cg}$ et $k_{s,cf}$ sont calculés à partir de données caractéristiques de rides et de dunes (Van Rijn, 1990; Soulsby, 1997) :

$$\begin{aligned} k_{s,cg} &= 4.5d_{50} \\ k_{s,cf} &= 20\gamma_r \frac{\Delta_{rc}^2}{\lambda_{rc}} + 1.1\gamma_d \Delta_{dc} (1 - e^{-25\Delta_{dc}/\lambda_{dc}}) \end{aligned}$$

où γ_r et γ_d sont des paramètres ajustables (ici égaux à 0.7). Δ_{rc} et Δ_{dc} représentent respectivement la hauteur des rides et des dunes en présence d'un courant seul ; λ_{rc} et λ_{dc} les longueurs d'ondes caractéristiques. Les caractéristiques des rides et des dunes, en présence de courant seul, sont évaluées à partir des formulations suivantes (Van Rijn, 1990) :

$$\begin{aligned} \Delta_{dc} &= 0 & \Theta_{sc} &< \Theta_{cr} \\ \Delta_{dc} &= 0.11d_{50}(1 - e^{-0.5(\Theta_{sc}-\Theta_{cr})/\Theta_{cr}}) \left(25 - \frac{\Theta_{sc} - \Theta_{cr}}{\Theta_{cr}} \right) & \Theta_{cr} &\leq \Theta_{sc} < 25\Theta_{cr} \\ \Delta_{dc} &= 0 & 25\Theta_{cr} &< \Theta_{sc} \end{aligned}$$

et $\lambda_{dc} = 7.3\bar{h}$. $\Theta_{sc} = \tau^B(k_{s,cg})/(\rho(s-1)gd_{50})$ est le paramètre de *Shields* pour le courant et Θ_{cr} est le paramètre de *Shields* critique calculé par la formule

$$\Theta_{cr} = \frac{0.3}{1 + 1.2d_*} + 0.055(1 - e^{-0.02d_*})$$

Prédicteur de rides pour le courant seul (Soulsby & Whitehouse, 2005) :

$$\begin{aligned} \Delta_{rc,max} &= \frac{d_{50}}{d_*} (31.1 \ln d_* + 285) & d_* &< 1.2 \\ \lambda_{rc,max} &= \frac{d_{50}}{d_*} (700 \ln d_* + 2023) \\ \Delta_{rc,max} &= 0.202d_{50}d_*^{-0.554} & 1.2 &\leq d_* < 14 \\ \lambda_{rc,max} &= d_{50}(500 + 1881d_*^{-1.5}) \\ \Delta_{rc,max} &= \lambda_{rc,max} = 0 & 14 &\leq d_* \end{aligned}$$

avec $\Delta_{rc,max}$ et $\lambda_{rc,max}$ les caractéristiques maximales des rides de courant. On calcule ensuite les limites de l'écoulement nappe ("sheet flow", "wash-out") :

$$\Theta_{wo} = 1.66d_*^{-1/3} \quad d_* > 1.58$$

$$\Theta_{sf} = 2.26d_*^{-1/3}$$

$$\Theta_{wo} = 0.916 \quad d_* \leq 1.58$$

$$\Theta_{sf} = 1.25$$

On peut alors évaluer les caractéristiques des rides générées par un courant seul à l'équilibre de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \Delta_{rc} &= \Delta_{rc} & \Theta_{sc} &\leq \Theta_{cr} \\ \Delta_{rc} &= \Delta_{rc,max} & \Theta_{cr} &< \Theta_{sc} \leq \Theta_{wo} \\ \Delta_{rc} &= \Delta_{rc,max} \frac{\Theta_{sf} - \Theta_{sc}}{\Theta_{sf} - \Theta_{wo}} & \Theta_{wo} &< \Theta_{sc} \leq \Theta_{sf} \\ \Delta_{rc} &= 0 & \Theta_{sf} &< \Theta_s \end{aligned}$$

et on assume que la longueur d'onde n'est pas affecté par les effets de "wash-out" et "sheet flow" et ainsi $\lambda_{rc} = \lambda_{rc,max}$.

Frottement pour une houle seule

Pour calculer la contrainte de cisaillement associée à une houle seule τ_w , deux formulations ont été implémentées : celle de Soulsby *et al.* (1993) et celle de Swart (1976). De manière équivalente au cisaillement induit par un courant seul, on écrit la contrainte comme suit :

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho f_w U_w^2$$

où U_w est la vitesse orbitale de la houle sur le fond et f_w le coefficient de frottement induit par la houle. La plupart des formulations empiriques sont basées sur la connaissance du nombre de *Reynolds* des vagues R_w , de la rugosité $k_{s,w}$ ou encore la excursion orbitale des vagues au fond A_w . On calcule ensuite le coefficient de frottement f_w selon le régime de l'écoulement : laminaire, turbulent lisse et turbulent rugueux. Pour les deux premiers régimes, $f_{w,s}$ est indépendant de la rugosité alors que dans le cas rugueux $f_{w,r}$ dépend de la rugosité. Ainsi, le coefficient de frottement est calculé en accord avec Soulsby *et al.* (1993) :

$$\begin{aligned} f_{w,s} &= 2R_w^{-0.5} & R_w &\leq 5.10^5 & \text{Régime laminaire} \\ f_{w,s} &= 0.051R_w^{0.187} & R_w &> 5.10^5 & \text{Régime turbulent lisse} \\ f_{w,r} &= 1.39 \frac{30A_w^{-0.52}}{k_{s,w}} & & & \text{Régime rugueux} \end{aligned}$$

avec $U_w = A_w 2\pi/T_m$ et $R_w = U_w A_w / \nu_c$. Le coefficient de frottement f_w est ensuite choisi comme la plus grande valeur entre $f_{w,s}$ et $f_{w,r}$:

$$f_w = \max(f_{w,s}, f_{w,r})$$

L'autre possibilité est d'utiliser les travaux de Swart (1976) et de calculer le cisaillement induit par la houle au fond à l'aide de la formulation suivante :

$$f_w = e^{\left[-5.977 + 5.213 \left(\frac{A_w}{k_{s,w}}\right)^{-0.194}\right]}$$

avec $f_{w,max} = 0.3$ pour $A_w/k_{s,w} \leq 1.57$.

Il reste maintenant à prendre en compte la rugosité. En effet, celle-ci peut aussi se décomposer en une rugosité de grain $k_{s,wg}$ et une rugosité de forme $k_{s,wf}$.

$$f_w(k_{s,w}) = f_w(k_{s,wg}) + f_w(k_{s,wf})$$

Van Rijn (1990) propose, après analyse de plusieurs modèles empiriques, une formulation dépendante du nombre de mobilité Ψ pour calculer la rugosité de grain :

$$\begin{aligned} k_{s,wg} &= 4.5d_{50} & \Psi < 250 \\ k_{s,wg} &= 4.5d_{50}(0.04\psi - 9) & \Psi \geq 250 \end{aligned}$$

où Ψ est défini par :

$$\Psi = \frac{U_w^2}{g(s-1)d_{50}}$$

Pour calculer la rugosité de forme, on utilise des prédicteurs de rides pour obtenir les caractéristiques principales des formes sableuses générées par les vagues. Différents prédicteurs de rides ont été implémentés tels que celui de Nielsen (1981) ou encore celui de Soulsby & Whitehouse (2005). Bien qu'ancien, d'après le travail de Marieu (2007), le prédicteur de Nielsen (1981) donne des meilleurs résultats que les autres. En effet, il tient compte à la fois de l'excursion orbitale et de la période des vagues dans le calcul des caractéristiques des rides (Δ_{rw} et λ_{rw}). Nous détaillerons uniquement ici ce prédicteur :

$$\begin{aligned} \lambda_{rw} &= A_w e^{(693 - 0.37 \ln^8 \Psi) / (1000 - 0.75 \ln^7 \Psi)} \\ \Delta_{rw} &= \lambda_{rw} (0.342 - 0.34 \theta_{sw}^{0.25}) \end{aligned}$$

où θ_{sw} est le paramètre de *Shields* pour les vagues :

$$\theta_{sw} = \frac{\tau^B(k_{s,wg})}{\rho(s-1)gd_{50}}$$

Ainsi,

$$k_{s,wf} = 20 \cdot \gamma_r \frac{\Delta_{rw}^2}{\lambda_{rw}}$$

Interaction houle / courant

Pour prendre en compte l'interaction houle / courant sur le frottement au fond et la contrainte de cisaillement, nous avons choisi l'approche de Soulsby *et al.* (1993) avec les coefficients proposées par Huynh Thanh & Temperville (1991). L'une des particularité de cette formulation est la prise en compte de l'angle ϕ_{cw} entre la houle et les courants. On peut décrire la formulation de la façon suivante ; on pose :

$$\tau_1^* = \frac{\tau_{cw,max}}{\tau_c + \tau_w} \quad \tau_2^* = \frac{\tau_{cw}}{\tau_c + \tau_w} \quad \tau_3^* = \frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_w}$$

De ces variables, on évalue les contraintes de cisaillement moyenne et maximale, respectivement τ_{cw} et $\tau_{cw,max}$ à partir des expressions :

$$\tau_1^* = 1 + a(\tau_3^*)^m (1 - \tau_3^*)^n \quad \tau_2^* = \tau_3^* [1 + b(\tau_3^*)^p (1 - \tau_3^*)^q]$$

Il reste à déterminer les valeurs des coefficients a, b, m, n, p et q . Chacun de ces trois couples se calcule à l'aide de la formulation :

$$\begin{aligned} (a, m, n) &= (a, m, n)_1 + (a, m, n)_2 | \cos(\phi_{cw})^I | \\ &\quad + ((a, m, n)_3 + (a, m, n)_4 | \cos(\phi_{cw})^I |) \ln \left(\frac{f_w}{f_c} \right) \\ (b, p, q) &= (b, p, q)_1 + (b, p, q)_2 | \cos(\phi_{cw})^J | \\ &\quad + ((b, p, q)_3 + (b, p, q)_4 | \cos(\phi_{cw})^J |) \ln \left(\frac{f_w}{f_c} \right) \end{aligned}$$

où les coefficients $(a, m, n, b, p, q)_{(1,2,3,4)}$ et I, J sont donnés par Huynh Thanh & Temperville (1991) et valent :

Nom coeff	1	2	3	4
a	-0.070	1.870	-0.340	-0.120
m	0.720	-0.330	0.080	0.340
n	0.780	-0.230	0.120	-0.120
b	0.270	0.510	-0.100	-0.240
p	-0.750	0.130	0.120	0.020
q	0.890	0.400	0.500	-0.280

et $I = 0.820$ et $J = 2.700$.

A partir de ces valeurs de contraintes de cisaillement on peut retrouver le coefficient C_f . Il existe plusieurs formulations pour calculer les cisaillements, que ce soit pour la houle seule, le courant seul ou l'interaction houle / courant. Do Carmo *et al.* (2003) expose différentes méthodes pour ces dernières. Ces formulations sont empiriques et tirées de mesures réalisées en laboratoire ou in-situ engendrant ainsi une incertitude non négligeable sur la "bonne" représentation de ces processus. Dans les simulations présentées au cours de ce manuscrit, nous n'avons pas pris en compte ces phénomènes pour simplifier notre étude. En effet, les processus que nous cherchons à modéliser dans notre approche sont très complexes et afin de comprendre au mieux la physique, nous avons préféré limiter le nombre de paramètres ajustables et fonctions empiriques. Néanmoins, dans des études ultérieures, quand les principaux mécanismes de formation des barres sableuses auront été mis en place, il sera intéressant de voir l'importance de la rugosité et du frottement sur les évolutions morphologiques.

Annexe C

Formulation de *Dibajnia-Watanabe* (1992, 1998)

Nous avons vu dans le corps principal du manuscrit la formulation de Bailard (1981) pour évaluer les flux de sédiments déplacés. Cette annexe développe la formulation initialement proposée par Dibajnia & Watanabe (1992, 1998) et revue par Da Silva *et al.* (2006) qui a aussi été implémentée dans notre module sédimentaire. Elle est très fortement inspirée du papier de Da Silva *et al.* (2006).

Soit \vec{e}_v le vecteur de propagation des vagues (et $e_{v\perp}$ le vecteur normal). On considère que les courants moyens \vec{U} ne sont pas nécessairement colinéaires à la vitesse orbitale des vagues $\vec{U}_w(t)$. Ainsi en définissant par ϕ_{cw} l'angle entre le courant et les vagues (cf. Figure C.1a), on peut décomposer de la manière suivante les courants moyens stationnaires :

$$\vec{U} = \|\vec{U}\| \cos(\phi_{cw}) \vec{e}_v + \|\vec{U}\| \sin(\phi_{cw}) \vec{e}_{v\perp} = U_v \vec{e}_v + U_{v\perp} \vec{e}_{w\perp}$$

Nous adopterons, dans la suite de cette annexe, les indices v et $v\perp$ pour définir les composantes dans le repère associé aux vagues.

L'une des caractéristiques principales de cette formulation est la possibilité de prendre en compte directement l'asymétrie de la houle. En effet, Dibajnia & Watanabe (1992, 1998) proposent d'utiliser directement la forme asymétrique des vagues et de calculer à la fois les contributions positives sur la première demi-période T_c et les contributions négatives sur la seconde demi-période T_t . La Figure C.1b détaille cette décomposition. Sur chacune de ces deux demi-périodes on définit l'amplitude de la vitesse sinusoidale équivalente ($U_{c,v}$, $U_{t,v}$, $U_{c,v\perp}$ et $U_{t,v\perp}$) dans chacune des directions par :

$$U_{c,v}^2 = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} \left[\|\vec{U}\| \cos(\phi_{cw}) + U_w(t) \right]^2 dt \quad ; \quad U_{t,v}^2 = \frac{2}{T_t} \int_{T_c}^{T_m} \left[\|\vec{U}\| \cos(\phi_{cw}) + U_w(t) \right]^2 dt$$

de manière complètement équivalente, on calcule ces amplitudes dans la direction perpendiculaire à la propagation de la houle pour obtenir :

$$U_{c,v\perp}^2 = U_{t,v\perp}^2 = 2\|\vec{U}\|^2 \sin^2(\phi_{cw})$$

On peut alors définir les vitesses sur chaque demi-période de la manière suivante :

$$\vec{U}_c = U_{c,v} \vec{e}_v + U_{c,v\perp} \vec{e}_{w\perp} \quad ; \quad \vec{U}_t = -U_{t,v} \vec{e}_v + U_{t,v\perp} \vec{e}_{w\perp}$$

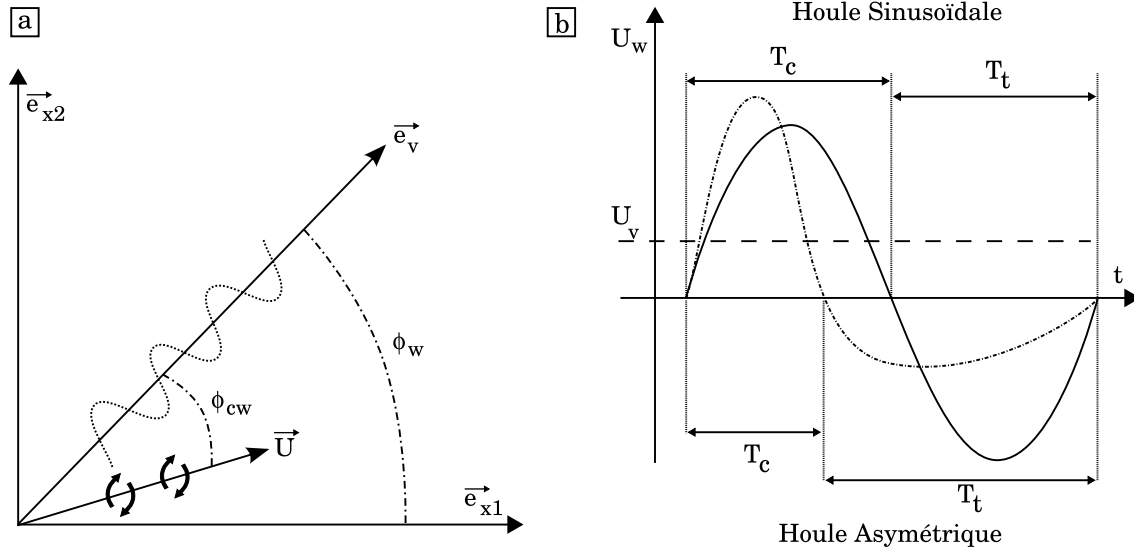


FIG. C.1 – a) Définition du repère associé aux vagues et des angles entre les différents repères. b) Définition des demi-cycles T_c et T_t dans le cas d'une houle régulière sinusoïdale (trait plein) et une houle asymétrique (tiret-point).

Les flux totaux de sédiments transportés \vec{Q}_s pendant une période de vagues grâce sont alors calculer à l'aide de l'expression suivante :

$$\vec{Q}_s = \omega_s d_{50} \alpha \frac{\vec{\Gamma}}{\Gamma^{1-\beta}} \quad (C.1)$$

où α et β sont des coefficients empiriques constants (Dibajnia & Watanabe (1992) propose $\alpha = 0.001$ et $\beta = 0.55$) et $\vec{\Gamma}$ est défini comme suit :

$$\vec{\Gamma} = \Gamma_v \vec{e}_v + \Gamma_{v\perp} \vec{e}_{w\perp} = \frac{\vec{U}_c T_c (\Omega_c^3 + \Omega_t'^3) + \vec{U}_t T_t (\Omega_t^3 + \Omega_c'^3)}{T_m (\|\vec{U}_c\| + \|\vec{U}_t\|)} \quad (C.2)$$

avec :

$$\Gamma_v = \frac{U_{c,v} T_c (\Omega_c^3 + \Omega_t'^3) + U_{t,v} T_t (\Omega_t^3 + \Omega_c'^3)}{T_m (\|\vec{U}_c\| + \|\vec{U}_t\|)}$$

$$\Gamma_{v\perp} = \frac{\sqrt{2} \|\vec{U}\| \sin(\phi_{cw}) (T_c \Psi_c^3 + T_t \Psi_t^3)}{T_m (\|\vec{U}_c\| + \|\vec{U}_t\|)}$$

Dans cette dernière équation, suivant Da Silva *et al.* (2006), on considère que le transport dans la direction perpendiculaire à la propagation des vagues est indépendant de l'échange de sédiment entre les deux demi-cycles. Les termes Ψ_c et Ψ_t représente des nombres de mobilité équivalent pour chaque demi-cycle et sont calculés par les formules :

$$\Psi_c = \frac{\|\vec{U}_c\|^2}{(s-1)gd_{50}} ; \quad \Psi_t = \frac{\|\vec{U}_t\|^2}{(s-1)gd_{50}}$$

On peut alors déduire les quantités Ω_c , Ω_t , Ω_c' et Ω_t' :

$$\Omega_c = \Psi_c \min\left(1, \frac{\omega_{cr}}{\omega_c}\right) ; \quad \Omega_t = \Psi_t \min\left(1, \frac{\omega_{cr}}{\omega_t}\right)$$

et

$$\Omega'_c = \Psi_c \max\left(0, 1 - \frac{\omega_{cr}}{\omega_c}\right) ; \quad \Omega'_t = \Psi_t \max\left(0, 1 - \frac{\omega_{cr}}{\omega_t}\right)$$

où les paramètres ω_c et ω_t sont définis par :

$$\omega_c = \frac{\|\vec{U}_c\|^2}{2(s-1)gT_c\omega_s} ; \quad \omega_t = \frac{\|\vec{U}_t\|^2}{2(s-1)gT_t\omega_s}$$

Il nous reste maintenant à évaluer le seuil critique ω_{cr} qui permet de traduire la possibilité (quand on dépasse ce seuil) d'avoir du sable encore en suspension à la fin du premier demi-cycle qui est directement remanié pendant le second demi-cycle. Basé sur des résultats d'expériences sous des conditions de "sheet-flow" avec des tailles de grain moyen de 0.2 mm, Dibajnia & Watanabe (1992) proposent la valeur $\omega_{cr} = 1$. Notons qu'il est possible de prendre en compte la présence de rides Dibajnia (1995) en calculant ω_{cr} en fonction du paramètre de *Shields* Θ_s . Ainsi :

$$\begin{array}{ll} \Theta_s \leq 0.2 & \omega_{cr} = 0.03 \\ 0.2 < \Theta_s \leq 0.6 & \omega_{cr} = 1 - 0.97 \sqrt{1 - \left(\frac{\Theta_s - 0.2}{0.4}\right)^2} \\ 0.6 < \Theta_s & \omega_{cr} = 1 \end{array}$$

et où l'on calcule le nombre de *Shields* à partir de la contrainte au fond τ^B :

$$\Theta_s = \frac{\tau^B}{\rho(s-1)gd_{50}}$$

Pour terminer, on se ramène dans le repère cartésien initial en appliquant une rotation de ϕ_w , angle entre le repère associé aux vagues et le repère initial (cf. Figure C.1a) à chacune des composantes des flux de sédiments transportés pendant une période de vagues.

Afin de déterminer les périodes des demi-cycles T_c et T_t , plusieurs possibilités peuvent être envisagées. Tout d'abord, T_c et T_t peuvent être calculer à partir de l'analyse des séries temporelles de la vitesse orbitale. Des formules analytiques permettent d'avoir accès à ses informations pour le cas de houle sinusoïdale, houle cnoïdale, houle en dents de scie ou encore houle de *Stokes* (cf. Annexe A de la thèse de Camenen (2002)).

Annexe D

Applications de la plateforme de modélisation morphodynamique

Cette annexe illustre les premiers résultats obtenus avec la plateforme de modélisation morphodynamique sur la formation de systèmes barres / baines en zone intertidale. L'hypothèse que la réfraction des vagues sur la barre externe induisait des zones de focalisation d'énergie a été suivie dans les approches envisagées. Cette annexe regroupe trois travaux :

- (1) the proceeding of the 9th International Coastal Symposium (ICS), Gold Coast, Queensland, Australia (April 2007). Ce proceeding a fait l'objet d'une publication dans l'issue special n°50 du *Journal of Coastal Research*.
- (2) the proceeding of the 5th Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics (RCEM), University of Twente in Enschede, The Netherlands (September 2007).
- (3) la communication poster présentée pendant la conférence RCEM 2007. Cette dernière détaille des travaux plus aboutis sur la formation de morphologies TBR (Transverse Bar and Rip) caractéristiques de celles observées sur les plages d'Aquitaine. L'influence du forçage avait déjà été soulignée dans cette étude.

A New Morphodynamic Modelling Platform: Application to Characteristic Sandy systems of the Aquitanian Coast, France

N. Bruneau^{†‡}, P. Bonneton[‡], R. Pedreros[‡], F. Dumas[∞] and D. Idier[†]

[†]Inland and Coastal Development Unit
BRGM
45060 Orléans Cedex 2
France

[‡] Department of Geology and Oceanography
UMR CNRS 5805 EPOC
University of Bordeaux I
33405 Talence Cedex
France

[∞] DYNECO/PHYSED Division.
IFREMER, BP 70
29280 Plouzané
France



ABSTRACT

BRUNEAU, N.; BONNETON, P.; PEDREROS, R.; DUMAS, F. and IDIER, D., 2007. A New Morphodynamic Modelling Platform: Application to Characteristic Sandy systems of the Aquitanian Coast, France. Journal of Coastal Research, SI 50 (Proceedings of the 9th International Coastal Symposium), 932 – 936. Gold Coast, Australia, ISSN 0749.0208

Along coasts, waves and wave-induced currents are the main factors of morphological evolution. A morphodynamic model is constructed to take into account tide changes, wind conditions and waves in the computation of the induced currents and morphological evolution. The spectral wave model SWAN, the shallow-water model MARS and a sedimentary module are coupled to create the morphodynamic model. First, we validate the hydrodynamics of the model on two characteristic complex bathymetries: an idealised subtidal crescentic bar and an intertidal ridge and runnel system. The crescentic bar induces wave energy focalisation zones which could give rise to transverse bars. Thus, we investigate the morphology evolution of the intertidal area. Simulations appear to show the formation of inner bars that connect the subtidal bar with the intertidal area.

ADDITIONAL INDEX WORDS: *Morphodynamic, Crescentic Bars, Ridges and Runnels, Aquitanian Coast, Modelling.*

INTRODUCTION

Nearshore areas are mainly studied in order to analyse morphodynamic evolution within a socio-economic and touristic framework. For security reasons, such as human safety and the protection of the natural environment and structures, we need to know currents, shoreline evolution and general erosion. Some research codes like Morpho50 (CABALLERIA *et al.*, 2002), Morpho55 (GARNIER *et al.*, 2006a), MORPHODYN (SAINT-CAST, 2002) and NearCoM (SHI, 2005) have proved their capacities to model wave-induced currents and morphological evolution. However, they do not take into account tide and meteorological phenomena. Thus, a new coupling has been made between the spectral wave model SWAN (BOUJ *et al.*, 2004), the shallow-water model MARS (PÉRENNE, 2005), well-tested for meteorological effects and tidal phenomena and a sedimentary module based on MORPHODYN (See Figure 1 for the global coupling scheme).

The model is initially implemented on idealised typical bars of the Aquitanian coast of France. This coast is composed of rhythmic complex sandbar systems like crescentic subtidal bars or ridge and runnel systems (LAFON *et al.*, 2004) which are interesting systems to validate the morphodynamic model. Some studies have already been focussed on hydrodynamics over these sandy systems (CASTELLE and BONNETON, 2003; CASTELLE and BONNETON, 2006a). Other studies have also shown the formation of crescentic bars (CASTELLE *et al.*, 2006b; GARNIER *et al.*, 2006b; SMIT *et al.*, 2005) starting from a disturbed bathymetry of a subtidal longshore regular bar and the generation of shore-oblique/transverse bars (GARNIER *et al.*, 2006a) but without taking into account tidal modulation in a continuous way.

First, this paper briefly describes the different modules of the morphodynamic model. Then we compare hydrodynamics with others studies and we analyse the impact of the crescentic bars on the intertidal morphodynamics.

METHODS AND MODELS

This section deals with the numerical models used for the coupling and equations solved by the models. SWAN and MARS are R&D codes but they are already used operationally taking into account real wind, pressure and tidal conditions (DUMAS *et al.*, 2006, www.previmer.org).

The shallow-water model

The MARS model (Model for Applications at Regional Scale), developed at IFREMER, solves the unsteady shallow-water system of equations in two (depth-averaged) or three dimensions. We use for the present study the depth-averaged (2DH) model. MARS (PÉRENNE, 2005) is a finite-difference model designed to compute tide and wind-induced currents and it has been extensively tested on the whole French coast. Another considerable advantage is its rapid computational time due to the use of nested grids, which allows simulations from global to local scales. In the present work, a cartesian mesh is chosen since for the small size of the domains considered Coriolis and tide generated phenomena are negligible. Defining U_i as the component in the direction i of the depth-averaged current velocity, ζ as the free surface elevation and neglecting Coriolis, wind and tide effects, the governing equations, are in shortened formulation :

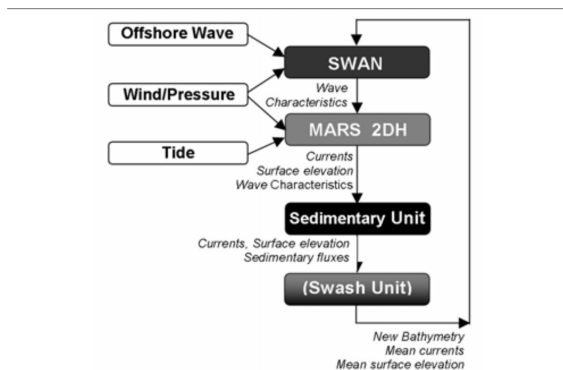


Figure 1. Global scheme of the morphodynamic model.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial h U_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_H \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\tau_i^b}{\rho h} - \frac{1}{\rho h} \left(\frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} \right) \quad (1)$$

where g is gravity, ν_H is the horizontal eddy viscosity, ρ is the mass density of sea water, τ_i^b are the bed shear stress, h is the mean water depth and S_{ij} are the radiation stresses.

The spectral wave model

Wave characteristics are issued from SWAN (Simulating Waves Nearshore) third-generation numerical wave model. In this model, the evolution of the wave spectrum is described by the spectral action balance equation (BOUIJ *et al.*, 2004). A Gaussian frequency spectrum is used as wave input. We applied a time-independent constant breaker parameter $\gamma = 0.73$ to model the energy dissipation due to depth-induced breaking (BATTJES and JANSEN, 1978). For the seabed friction model, we have chosen the formulation given by MADSEN *et al.* (1988) with an equivalent bed roughness length scale $K_N = 0.085\text{m}$ (CASTELLE *et al.*, 2006).

The radiation stresses S_{ij} computed from the characteristics of the waves (significant wave height, mean wave direction, mean absolute wave period, etc.), are calculated with the following formulation coming from linear wave theory (DINGEMANS, 1997):

$$S_{ij} = \frac{E}{2} \left(\frac{k_i k_j}{k^2} \frac{2c_g}{c} + \delta_{ij} \left(\frac{2c_g}{c} - 1 \right) \right) \quad (2)$$

where E is the wave energy, c the wave velocity, c_g the group velocity and k the wave number.

A significant phenomenon in beach dynamics is the undertow. In order to model this current, a correction is added to the output velocities in the following way according to PHILLIPS (1977):

$$U_{i,Phillips} = U_i - \frac{Q_i^w}{h} \quad (3)$$

with $Q_i^w = Ek_i/(\rho ck)$, the volume flux associated with the organised wave motion.

To model the bottom shear stress induced by waves and currents, we implemented the weak flow approximation (LIU and DALRYMPLE, 1978):

$$\tau_i^b = \rho C_f U_w U_i \quad (4)$$

where U_w is the orbital velocity and C_f the bottom friction coefficient we take as constant and equal to 0.0048 according to CASTELLE *et al.* (2006).

The horizontal eddy viscosity can be written as the sum of a viscosity function of the latitude step (constant in our simulations) ν_0 and an eddy viscosity due to the turbulence generated by breaking waves in the surf zone applying the formulation of BATTJES (1975). Thus, we obtain the total viscosity ν_H :

$$\nu_H = \nu_0 + M h \left(\frac{D}{\rho} \right)^{1/3} \quad (5)$$

where D is the energy dissipation of the waves and M is a dimensionless coefficient. After sensitivity tests, M is chosen equal to 0.1 which is lower than fixed by CASTELLE *et al.* (2006) (who use 5) and which is the upper boundary of the interval (0.05 and 0.1) given in the Shorecirc user's manual (SVENDSEN *et al.*, 2004).

The sedimentary unit

An internal module was developed inside MARS to calculate the morphological evolution of the sandy seabed. This module is decomposed into two main parts: the computation of the transported sediment fluxes and the resolution of the sediment conservation law. In this first study, we do not take into account the swash zone.

The sediment fluxes

Following the development of the MORPHODYN model (SAINT-CAST, 2002), we implement the BAILARD (1981) formulation which takes into account bed-load and suspension transport. Defining Q_b as the bed-load transport flux, $Q_{b\beta}$ as the component of bed-load transport by slope effect, Q_s as the suspension transport flux and its slope effect component by $Q_{s\beta}$, we obtain the transported sediment total flux Q_t :

$$\vec{Q}_t = \vec{Q}_b - \vec{Q}_{b\beta} + \vec{Q}_s - \vec{Q}_{s\beta} \quad (6)$$

with:

$$\vec{Q}_b = -\frac{\varepsilon_c C_f}{g(s-1)\tan\varphi} \overline{\|U_b\|^2 \vec{U}_b}$$

$$\vec{Q}_{b\beta} = -\frac{\varepsilon_c C_f}{g(s-1)\tan^2\varphi} \overline{\|U_b\|^3 \vec{\nabla} Z_b} \quad (7)$$

$$\vec{Q}_s = \frac{\varepsilon_s C_f}{g(s-1)\omega_s} \overline{\|U_b\|^3 \vec{U}_b}$$

$$\vec{Q}_{s\beta} = \frac{\varepsilon_s^2 C_f}{g(s-1)\omega_s^2} \overline{\|U_b\|^5 \vec{\nabla} Z_b}$$

where $\overline{\langle \cdot \rangle} = \frac{1}{T_m} \int_t^{t+T_m} \langle \cdot \rangle dt$, T_m is the mean wave period, ε_c and ε_s

are effectiveness factors, φ is the internal friction angle of the sediment equal to 32° (MIGNIOT, 1977), s relative density, ω_s the fall velocity of the suspended sediment, Z_b the bottom level and we made the approximation that the flow velocity close to the bottom U_b is given by:

$$\vec{U}_b(t) = \vec{U} + \vec{U}_w \cos(2\pi t/T_m) \quad (8)$$

where U_w is the orbital wave velocity. Asymmetric waves are not implemented in the present work.

The sediment conservation law

The new bottom level is computed solving the sediment conservation law with a simple centre second-order scheme. This equation can be written in the following way:

$$\frac{\partial Z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \vec{\nabla} \cdot \vec{Q}_t = 0 \quad (9)$$

where p is the sediment porosity.

The model bathymetries

The numerical ridge and runnel bathymetry and crescentic bathymetry have been created by CASTELLE (2004) from a synthesis of bathymetric surveys and SPOT images on the Aquitanian coast. The ridge and runnel bar (Figure 3) is built with a wavelength of 400 m which corresponds to the mean wavelength of this kind of system on the coast. A gentle uniform slope is used to extend the bar to the offshore boundary. The simulations are computed with a 10 m regular grid and periodic lateral boundary conditions. For the crescent bar (Figure 4), the wavelength is equal to 1000 m, the offshore depth is 19 m at low tide to the shoreline and a uniform slope connects the intertidal domain with the subtidal bar. We use a uniform 20 m grid in both cross-shore and longshore directions with, in addition, periodic lateral conditions. To avoid problems due to lateral boundary conditions, SWAN computations are performed on a domain three times larger in the longshore direction.

Set-up modelling

In the depth-averaged current model MARS, the time step is a function of the Courant number. Here, the time step can vary between 5 and 20 s. For the complete coupling between SWAN, MARS and the sedimentary unit, a 1 hour time step is chosen to compute the new bottom level and the new characteristics of the waves. The tide is treated schematically and is representative of the Aquitanian Coast: a tidal range of 3 m, a tidal cycle of 12 h and a tide level evolving by 50 cm increments are used.

RESULTS

First, the numerical model is validated for two hydrodynamic cases: (1) a laboratory example, (2) characteristic bar systems presented previously: a subtidal crescentic bar and a ridge and runnel system. Then, results of the first morphological evolution on a couple of tidal cycles of the crescentic bar are shown.

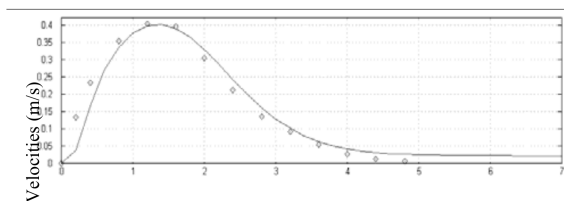


Figure 2. Comparison of the longshore velocities along a cross-shore profile between the model (plain line) and the measurements of VISSER, experiment 4 (points).

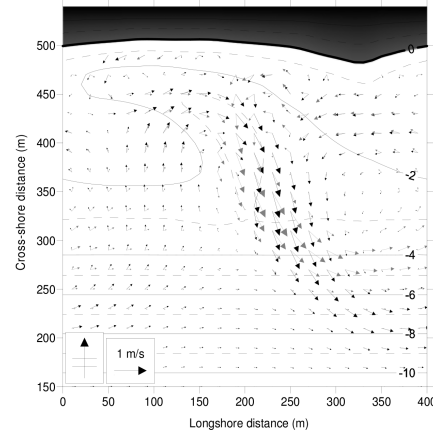


Figure 3. Wave-induced current vector map over the ridge and runnel system (bathymetry levels) at middle tide, $h_t = 2.96$ m. Wave conditions: $H_s = 1$ m, $T_m = 12$ s, $\theta = 0^\circ$. Black vectors represent the mean current without feedback of the currents on the waves and grey vectors with feedback.

Hydrodynamic validation

The comparison with the laboratory measurements of VISSER (1991) gives good results. Considering current feedback on waves (example on Figure 2), the correlation coefficient is $r^2 = 0.93$.

The two bar systems are more interesting examples to test the platform since they represent complex beach bathymetries where wave-induced currents are intense. Figure 3 shows the hydrodynamics over the ridge and runnel bar system at middle tide ($h_t = 2.96$ m over the level of reference). In order to compare the results with another study, the same wave conditions as CASTELLE and BONNETON (2006a) are used here: a 0° incident wave with a significant height $H_s = 1$ m and a mean wave period $T_m = 12$ s. Vector maps for two different radiation forcings are plotted on the Figure 3: the first (black vectors) represents the mean depth-averaged currents without the feedback of the hydrodynamics on the waves and the grey vectors with the feedback. With the wave/current interaction, the flows are channelled more intensely in the hollow of the runnel and are slightly greater (maximums are 0.87 m/s with feedback and 0.79 m/s without) and so is the induced impact on sedimentary transport. Comparison of the results with those of CASTELLE and BONNETON (2006a) are in agreement both for the form and the amplitude of the flows. The differences observed, close to the shoreline, can be explained because we have not taken into account the roller effect.

On Figure 4, the currents over the subtidal crescentic bar are represented for the following wave conditions: $H_s = 1.5$ m, $T_m = 12$ s and $\theta = 10^\circ$ at low tide. For the crescentic bar, simulation results are always close to CASTELLE (2004) but with some differences, maybe due to roller effects. Close to the shoreline, a longshore drift current is predominant with an average amplitude ranging between 0.2 and 0.4 m/s. The maximum intensity for the flows is found just behind the crescent crest where waves break and can reach up to 0.58 m/s at low tide. We already note that they are three significant rip currents that move during a tidal cycle and give rise to points of energy focalisation which can induce the formation of intertidal patterns.

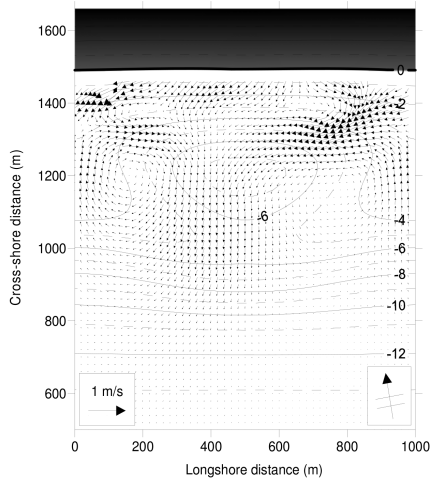


Figure 4. Wave-induced current vector map over the crescentic subtidal bar (bathymetry levels). The shoreline at low tide is 1 m over the reference level. Wave conditions: $H_s=1.5m$, $T_m=12s$, $\theta=10^\circ$.

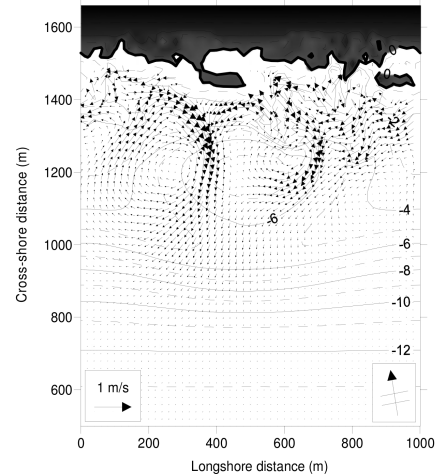


Figure 5. Wave-induced current vector map over the crescentic subtidal bar (bathymetry levels). $t = 36$ days. The shoreline at low tide is 1 m over the reference level. Wave conditions: $H_s=1.5m$, $T_m=12s$, $\theta=10^\circ$.

Morphological evolution

As we have explained previously, the crescent bar induces wave energy focalisation close to the shoreline. The tide level increases and decreases step by step allowing the breaking area and thus the energy focalisation zones, to move. Figure 5 shows, 36 days later, the new bathymetry and wave-induced currents again at low tide and for the same wave conditions, which remain identical during the simulation. Two intertidal patterns are observed: their bathymetries correspond to areas where there are energy focalisations. The new forms channel the currents and the depth-averaged currents are stronger than the initial flows (Figure 4). In order to distinguish in detail the morphological evolution, the difference between the 36-days bathymetry and initial bathymetry are shown in Figure 6. We observe generation of two rhythmic runnels with a wavelength of about 450 m, which is the same order as the mean width of ridge and runnel systems on the Aquitanian coast and corresponds to the area where rip currents are significant. Inner bars have been generated with crescent patterns that link the ridge and connect the subtidal and the intertidal systems. The inner bar is not always visible on the Aquitanian coast but it can sometimes be observed (Figure 7).

DISCUSSION

The results for complex bathymetries are consistent with previous studies. In order to completely validate the hydrodynamics, the model will be tested on complex real beaches. CASTELLE and BONNETON (2003) showed that the wave refraction over a crescentic bar generates energy focalisation areas and thus they conjecture that it can promote the formation of intertidal patterns as ridge and runnel. The results shown here support this view. However, the runnels created by the morphodynamic model are lengthened in up-current direction whereas some down-current systems are also observed along the Aquitanian coast. The direction of the sandy forms can come from the computation of sedimentary fluxes. Indeed, a recent study (GARNIER *et al.*, 2006a) shows the influence of the sediment formulation parameterisation on the direction of oblique/transverse bars. This would tend to

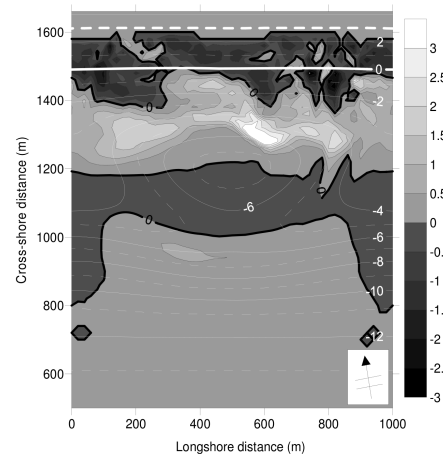


Figure 6. Difference (m) between the bathymetry at $t = 36$ days and the initial bathymetry of the crescentic bar superposed with the initial bathymetry levels. Dark colors mean erosion and light colors accretion. Thick white lines represent the limits of initial intertidal zone.

demonstrate the unstable character of the intertidal patterns unlike for subtidal bars. Different sediment formulations – Bailard (CASTELLE *et al.*, 2006b), Bijker (SMIT *et al.*, 2005), general total load sediment flux (GARNIER *et al.*, 2006b) – have shown the formation of crescentic subtidal bars that seem to be a stable pattern of the subtidal domain. To go further it would be necessary to conduct some sensitivity tests with different initial bathymetries, various sediment formulations and parameterisations. This model has also generated inner crescent bars that have been previously observed by CASTELLE (2004) or SMIT *et al.* (2005) (see Figure 7).

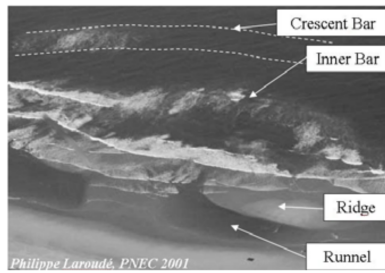


Figure 7. Inner bar on the Truc Vert beach during PNEC 2001.

Moreover, in the different tests we discussed above, various physical phenomena can explain the observed morphological patterns. Now we have to investigate the importance of other phenomena such as asymmetrical waves or roller effects that have a significant impact on the hydrodynamics (GODA, 2006) and on the morphodynamics. These are not taking into account in the present study. In addition, it is planned to input real tide since it causes regular erosion of the intertidal domain and current feedback.

CONCLUSION

In the present paper, a morphodynamic model, based on the SWAN and MARS models has been presented. It reproduces quite well wave-induced currents over complex idealised bar systems. The importance of crescentic bars on the circulation cells and energy focalisation areas has also been shown. Rip currents induced by wave refraction over the crescent could be at the origin of some intertidal systems connected with the subtidal bar by an inner bar. Further investigations are needed in order to validate the whole morphological model for a real beach.

ACKNOWLEDGEMENTS

The present work is carried out within the framework of a project between UMR EPOC University Department, BRGM and IFREMER R&D. The authors would like to thank Bruno Castelle for his contribution and John Douglas for reviewing the English.

LITERATURE CITED

- BAILLARD, J.A., 1981. An Energetic Total Load Sediment Transport Model For a Plane Sloping Beach. *Journal of Geophysical Research*, 86(C11), 10938-10954.
- BATTJES, J., 1975. Modelling of turbulence in the surf zone. *Symposium on Modelling Techniques* (San Francisco, United States, ASCE), pp. 1050-1061.
- BATTJES, J. and JANSSEN, J., 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Proceedings of the 16th International Conference on Coastal Engineering* (Hamburg, Germany, ASCE), pp. 569-587.
- BOUIJ, N.; HAAGSMA, I.J.G.; HOLTHUIJSEN L.H.; KIEFTENBURG, A.T.M.M.; RIS, R.C.; VAN DER WESTHUYSEN A.J. and ZIJLEMA M., 2004. *Swan Cycle III version 40.41*. User's Manual, 115p.
- CABALLERIA, M.; COCO, G.; FALQUES, A.; HUNTLEY D.A., 2002. Self-organisation mechanisms for the formation of nearshore crescentic and transverse sand bars. *Journal of Fluid Mechanics*, 465, 379-410.
- CASTELLE, B. and BONNETON, P., 2006a. Modélisation du courant sagittal induit par les vagues au-dessus des systèmes barre/baïne de la côte aquitaine (France). *Geoscience*, 338, 711-717.
- CASTELLE, B.; BONNETON, P. and BUTEL, R., 2006b. Modélisation du festonnage des barres sableuses d'avant-côte : application à la côte Aquitaine, France. *Geoscience*, 338, 795-801.
- CASTELLE, B.; BONNETON, P.; SÉNÉCHAL, N.; DUPUIS, H.; BUTEL, R. and MICHEL, D., 2006c. Dynamics of wave-induced currents over an alongshore non-uniform multiple-barred sandy beach on the Aquitanian coast, France. *Continental Shelf Research*, 26, 113-131.
- CASTELLE, B., 2004. Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la côte Aquitaine. Bordeaux, France: University of Bordeaux I, Ph.D. thesis, 344p.
- CASTELLE, B. and BONNETON, P., 2003. Nearshore waves and currents over crescentic bars. *Journal of Coastal Research, SI 39 (Proceedings of the 8th International Coastal Symposium)* (Itajai, Brazil), pp.
- DINGEMANS, M., 1997. *Water Wave Propagation Over Uneven Bottoms*. Advanced Series on Ocean Engineering 13, 1016p.
- DUMAS, F.; COAT, A.; FRELIN, C.; GIRARD, F.; LECORNU, F.; LE ROUX, J.F. and SEILLE, B., 2006. An operational demonstrator of oceanographic interest over the Iroise Sea. *Proceedings of the Operational Coastal Oceanography* (Brest, France).
- GARNIER, R.; CALVETE, D.; FALQUES, A. and CABALLERIA, M., 2006a. Generation and nonlinear evolution of shore-oblique/transverse sand bars. *Journal of Fluid Mechanics*, 527, 327-360.
- GARNIER, R.; BONNETON, P.; FALQUES, A. and CALVETE, D., 2006b. Modélisation de la formation et de l'évolution non linéaire des barres en croissants de la côte Aquitaine. *IXème Journée Nationales Génie Côtier-Génie Civil* (Brest, France).
- GODA, Y., 2006. Examination of the influence of several factors on longshore current computation with random waves. *Coastal Engineering*, 53, 157-170.
- LAFON, V.; DE MELO APOLUCENO, D.; DUPUIS H.; MICHEL D.; HOWA H. and FROIDEFOND J.M., 2004. Morphodynamics of nearshore rhythmic sandbars in a mixed-energy environment (SW France): I. Mapping beach changes using visible satellite imagery. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 61, 289-299.
- LIU, P. and DALRYMPLE, R., 1978. Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angle of incidence. *Journal of Marine Research*, 36, 357-375.
- MIGNIOT, C., 1977. Action des courants, de la houle et du vent sur les sédiments. *La Houille Blanche*, 1, 9-47.
- PÉRENNE, N., 2005. *MARS a Model for Applications at Regional Scale, Documentation scientifique version 1.0*. User Manual, 45p.
- PHILLIPS, O., 1977. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge : Cambridge University Press.
- SAINT-CAST, F., 2002. Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral. Bordeaux, France: University of Bordeaux I, Ph.D. thesis, 247p.
- SHI, F.; KIRBY, J.T.; NEWBERGER, P. and HAAS, K., 2005. *NearCoM Master Program, Version 2005.4*: User's manual and module integration, 91p.
- SMIT, M.W.J.; RENIERS, A.J.H.M.; STIVE, M.J.F., 2005. Nearshore bar response to time varying conditions. *Proceedings of the 5th International Conference on Coastal Dynamics* (Barcelona, Spain).
- SVENDSEN, I.A.; HAAS, K. and ZHAO, K., 2004. *Quasi-3D nearshore circulation model Shorecirc version 2.0*. User's Manual, 65p.
- VISSER, P.J., 1991. Laboratory measurements of uniform longshore currents. *Coastal Engineering*, 15, 563-593.

Morphodynamical modeling : Impact of the tide and seasonal conditions on characteristic bar systems of the Aquitanian Coast, France.

N. Bruneau

BRGM, Orléans, France

UMR CNRS 5805 EPOC, Bordeaux, France

R. Pedreros & D. Idier

BRGM, Orléans, France

P. Bonneton

UMR CNRS 5805 EPOC, Bordeaux, France

F. Dumas

IFREMER, Plouzané, France

The morphological evolution of the beach and the bar formation are important research subjects in order to understand physical processes and to study the shoreline evolution. The purpose of this work is to analyze the effects of different physical phenomena on a crescentic subtidal bar which is a rhythmic characteristic pattern met along the Aquitanian French coast. This approach is based on a coupling between the spectral wave model SWAN, the shallow water MARS and a morphodynamic module. i) The sediment transport has been analyzed as a function of tide cycle types: a sinusoidal tide or a neap tide and spring tide. ii) Breaking roller contribution has been highlighted in this work for both the hydrodynamics and the morphodynamics. The bed evolution is faster with the roller effect. iii) Then, seasonal wave conditions like storms or wind sea have been simulated. The results show that during a storm period, the subtidal crescentic bar moves offshore whereas the wind sea involves low bottom evolution but seems to contribute to the beach nourishment.

1 INTRODUCTION

Crescentic subtidal bars and ridge and runnel systems are characteristic of the french Aquitanian coast (Lafon et al. 2004). These rhythmic sediment patterns present along the whole coast (see Figure 1) have a significant impact on the wave-induced currents and on the beach stability. Currently, Integrated Coastal Zone Management (ICZM) knows an increasing interest for the international scientific community and for policymakers. Indeed some research codes have been developed these last years to model wave-induced currents and to understand the processes of bar formation such as Morpho55 (Garnier et al. 2006), MORPHODYN (Saint-Cast 2002) or NearCoM (Shi et al. 2005). These models can well-represent wave-induced currents and morphological evolution but they can not take into account tide and meteorological phenomena. In order to model these processes, the spectral wave model SWAN (Booij et al. 2004) is coupled with the shallow water model MARS (Pérenne

2006). A sedimentary module based on MORPHODYN has been developed and included inside MARS to simulate bed evolution.

Following the hypothesis proposed by (Castelle and Bonneton 2003) that the wave refraction over a crescentic bar generates energy focalization areas, Bruneau et al. (2007) have shown the formation of ridge and runnel systems in the intertidal zone in the up-current direction. The aims of this work is to study, the formation of bar systems on a reference case. Then, to analyze the impact of the roller phenomenon which can not be negligible in the morphological evolution due to wave-induced currents. To finish, more real wave conditions and tide levels will be applied to the model to take into account: (1) swell, (2) neap and spring tides, (3) storms and (4) wind sea.

2 MODELS & COUPLING

In this section, the numerical models are presented briefly (for more details about the equations solved by

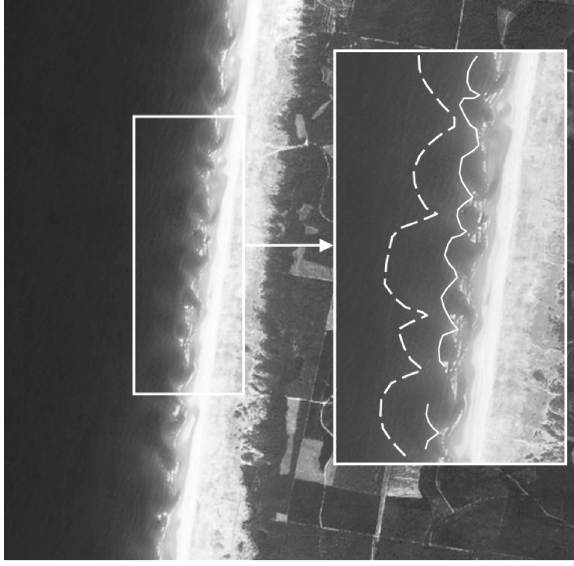


Figure 1: Rhythmic systems of the Aquitanian coast $\approx(1.24W,44.77N)$: crescentic subtidal bars (dotted line), inner bars (solid line) and ridge and runnel systems (along the shore-line). *Extracted from Google Earth.*

the models, see Bruneau et al. (2007)). Only breaking roller contribution is detailed below.

2.1 Morphodynamical platform

The third-generation spectral wave driver SWAN (Simulating Waves Nearshore), developed at the Delft University of Technology (Booij et al. 2004), is used to compute the wave characteristics (significant wave height, mean wave direction, mean absolute wave period, etc.). It is coupled with the shallow water model MARS (Model for Applications at Regional Scale) developed at IFREMER (Pérenne 2006). The MARS model solves the unsteady shallow-water system of equations in two (depth-averaged, noted 2DH) or three dimensions. This code has proved his capacity to model the tide-induced and wind-induced currents on the whole french coast. In the present work, only the 2DH equations which are been modified to take into account radiation stresses (Bruneau et al. 2007), are solved.

The radiation stresses are computed according to the linear theory (Dingemans 1997) and the effect of the breaking roller is taken into account according to Dally (2001) (see next subsection). The gradients of radiation stresses S_{ij} and roller contribution R_{ij} are classically included in the momentum equations. Thus, defining U_i as the depth-averaged current velocity in the i -direction, the mean free surface elevation by $\bar{\zeta}$, the governing equations are in mathematical

formulation:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho \bar{h}} \frac{\partial (S_{ij} + R_{ij})}{\partial x_j} \\ -\frac{\tau_i^b}{\rho \bar{h}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_H \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \\ \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{h} U_i}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

with \bar{h} the mean water depth, ρ the mass density of sea water, g the gravity, τ_i^b the bed shear stress and ν_H the horizontal eddy viscosity.

The resolution of the sediment conservation law is computed with a simple second order scheme and the transported sediment total fluxes obtained using the Bailard (1981) formulation. This formulation allows to take into account bed-load transport, suspended transport and the slope effects on both the types of transport. The flow velocity close to the bottom is a function of the mean velocity and the orbital velocity which depends of the time. But asymmetrical waves are not considered in the present work.

2.2 Breaking roller contribution

Roller contribution is a really significant phenomena in the breaking zone (Swendsen 1984) or (Goda 2003). It induces currents and free elevation surface changes and needs to be taken into account for a more realistic approach.

Roller equation:

In the present work, the energy balance presented by Dally (2001) is applied to model the roller. Thus, the period-averaged mass flux in the roller, $\rho_r A_r / T$ is calculated starting from the equation (2) given below:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[c^2 \left(\frac{\rho_r A_r}{T} \right) \frac{k_i}{k} \right] + g \beta_D \frac{\rho_r A_r}{T} = D_E \quad (2)$$

where c is the wave velocity, k the wave number, T the wave period, ρ_r the mass density in the roller with aeration, A_r the cross-sectional area of the roller, g gravity, β_D is a model's calibration coefficient chosen equal to 0.2 according to Dally (2001) and D_E is the energy dissipation of the waves (computed with the formulation of (Battjes and Janssen 1978)).

The roller terms of the equation system (1) are computed on the following way:

$$R_{ij} = c \left(\frac{\rho_r A_r}{T} \right) \left(\frac{k_i k_j}{k^2} + \frac{\delta_{ij}}{2} \right) \quad (3)$$

with δ_{ij} the *Kronecker* symbol.

Undertow:

The undertow is a relevant phenomenon for the hydro-

and morphodynamics of the beach. Like it is not take into account in the 2DH equation system, it is added to the velocity which allows the computation of the transport sediment fluxes. According to Phillips (1977), the final mean depth-averaged velocity in the i -direction noted U_i^{morph} is given by:

$$U_i^{morph} = U_i - \frac{\bar{Q}_i^w}{h} - \frac{\bar{Q}_i^r}{h} \quad (4)$$

where $\bar{Q}_i^w = Ek_i/(\rho ck)$ is the volume flux associated with the organized wave motion (E the wave energy) and $\bar{Q}_i^r = \rho_r A_r k_i/(\rho T k)$ is the volume flux for roller.

2.3 Coupling scheme

The Figure 2 presents the scheme of the coupling between the different models previously described. The advantage of each of this two operational models is the possibility to force them by measured datas or other numerical models (for wave conditions, tide, wind, etc). Both MARS and SWAN can compute on nested grids which allows a rapid computational time. Moreover this two models have been intensively tested.

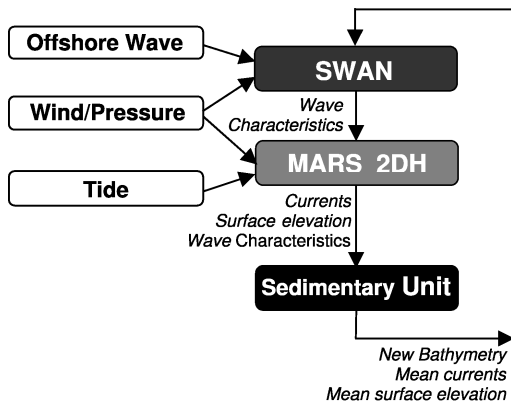


Figure 2: Global scheme of the morphological platform and different forcing possibilities.

2.4 Ideal complex bathymetry and set-up modeling

In the present study, the initial bathymetry represents a crescentic subtidal bar (see Figure 3 in 3D). It was created by Castello (2004) using SPOT images and bathymetric surveys. The wavelength is equal to 1000 m, which is a little bit greater than the mean wavelength of this kind of systems observed on the coast (between 579 and 818 m, (Lafon et al. 2004)). A gently slope allows the connection between the crescent bar and the beach. The offshore depth is 19 m at low tide to the shoreline. The mesh is made of a uniform 20 m grid in both crossshore and longshore directions

with also periodic lateral conditions. The wave incidence can perturb the SWAN results close to the boundaries. So a three times larger domain in longshore direction is chosen to perform the SWAN computations.

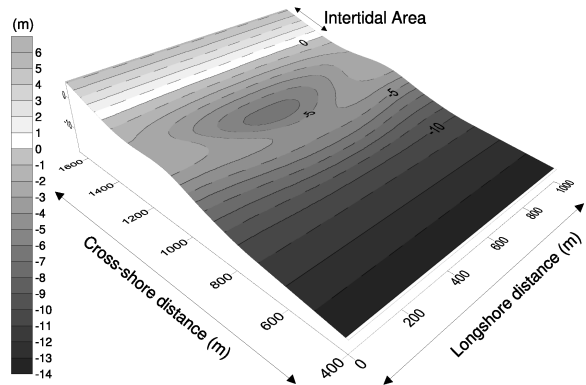


Figure 3: Ideal crescentic subtidal bar. Bathymetry build by Castello (2004) from a synthesis of bathymetric surveys and SPOT images.

The study proposes an analysis of the effects of the tide level on the bar formation. For these reasons, two kinds of tide cycle have been tested. The first schematical cycle represents a simple sinusoidal cycle (Figure 4) with a tidal range of 3 m and a tidal cycle of 12 h (not a real but a schematical tide period). The second cycle is a real cycle with neap and spring tides (Figure4), noted NTST; it represents the sea level above the reference level during May 2006 for the study area. In both cases, the tide is not computed in a continuous way but the level is actualized every hour. The new bathymetry and thus the new wave distribution are also computed every hour.

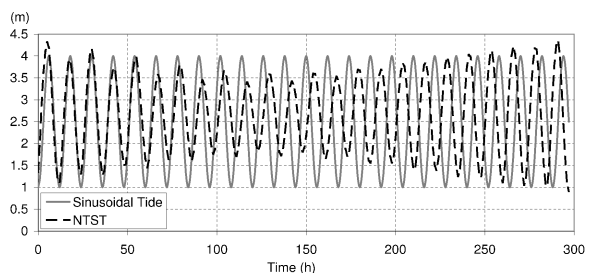


Figure 4: In plain line, the sinusoidal tide which represents a mean tide on the Aquitanian coast. In dash line, NTST tide elevation above the reference level.

3 RESULTS

3.1 Reference case

To compare and to analyze the effects of the different physical processes, a reference case is used. A gaussian wave with a significant height $H_s = 1.5$ m, a mean period $T_m = 10$ s and a incidence $\theta = 10^\circ$ which

represents swell on the Aquitanian coast (Butel et al. 2002) is simulated without roller contribution. Figure 5 shows the evolution of a bottom level longshore profile function of the time. At time 0 and at low tide, the longshore profile $y = 1480$ m delimits the shoreline (see Figure 7).

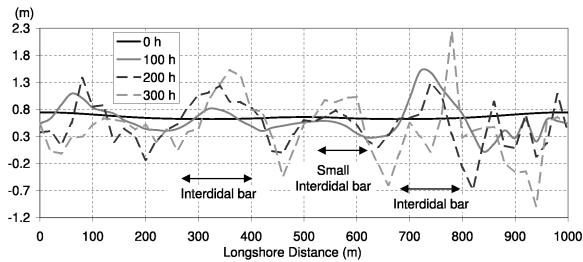


Figure 5: Evolution of a bottom level longshore profile ($y = 1480$ m, see on Figure 7) for the reference case: at initial stage, after 100h, 200h and 300h of morphodynamical evolution.

On this figure (Fig. 5), we see in a first time the formation of erosion/accretion areas which correspond to intertidal bar systems like ridge and runnel systems. The two main intertidal patterns are spaced of about 450 m which are in accordance with Lafon et al. (2004) (the wavelengths observed range between 370 m and 463 m). On the Aquitanian coast, the observations show that for a crescentic subtidal bar, two or three ridge and runnel systems are placed on the intertidal zone so the results are in agreement. Then along the longshore profile, the ridges and the runnels begin to move which shows the lengthening of the bars in up-current direction. Bruneau et al. (2007) have shown the formation of intertidal systems in up-current direction which is not observed on the Aquitanian coast (see on Figure 1, with waves mainly arriving from North-West). The up-current direction can

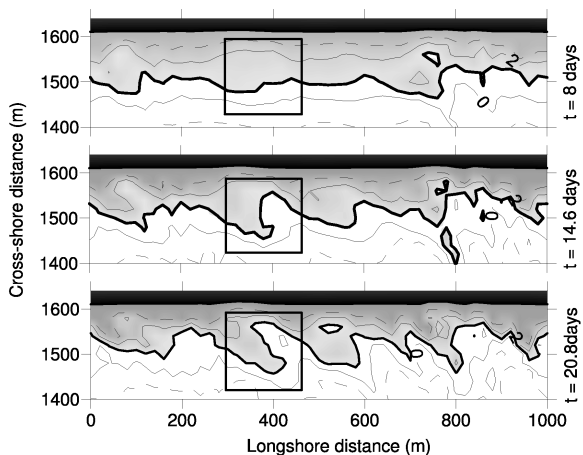


Figure 6: Intertidal 2D zone plots of the intertidal domain. From top to bottom: after 8, 16.6 and 25.5 days of morphodynamical evolution.

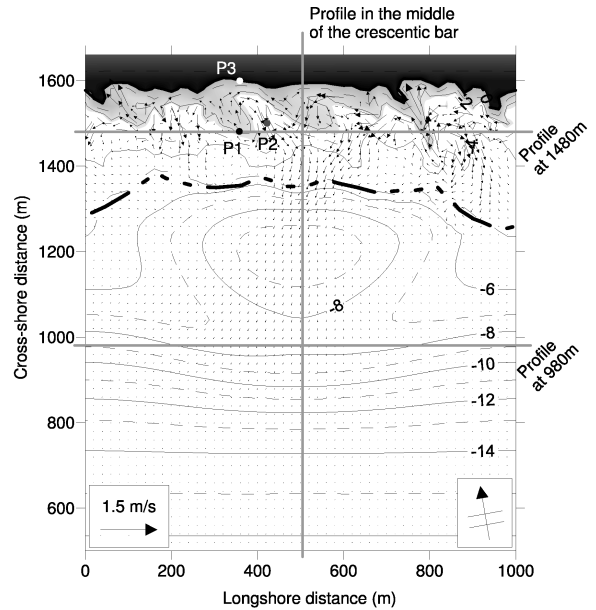


Figure 7: Wave-induced current vector map over the crescentic subtidal bar (bathymetry levels) after 19 days at middle tide ($h_t = 3.25$ m above the reference level). In black color, the beach and in grey color the intertidal area. Wave conditions: $H_s = 1.5$ m, $T_m = 10$ s and $\theta = 10^\circ$. Dark dashed line shows the formation of inner crescentic bars. The grey lines are the different longshore and crossshore profiles cited in the paper. P1 is the probe point (360 m, 1480 m), P2 the point (420 m, 1500 m) and P3 the point (360 m, 1600 m).

be due to the transport formulation (Garnier et al. 2006) or maybe other phenomena not taking into account like the NTSP cycle or real wave conditions. So we can explain the bar formation in two main stages: i) the sediment accumulates on preferential places, ii) the bars widen in longshore direction (see boxes on Figure 6). We also observed on the Figure 7 the formation of inner bars (dark dashed line on the Figure 7) which connect the intertidal domain with the subtidal crescentic bar and which link the ridge and runnel systems together. Close to the shoreline, the wave-induced currents are in an opposite direction compared to the wave incidence.

3.2 Influence of the tide

This subsection deals with the importance of the tide level variations to form some bar systems in the intertidal domain. Indeed the modulation of the tide level allows a continuous evolution (erosion/accretion) of the beach. It is interesting to note the fluctuations of the bottom level during the whole simulation period.

On Figure 8, two probe points have been chosen: one in an accretion zone (P1, Fig. 7) and the second in an erosion area (P2, Fig. 7) for the two tide cycles presented previously. The curves are not similar which proved that the tidal cycle has an influence on

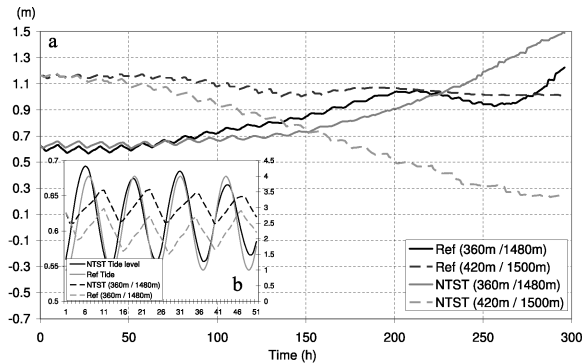


Figure 8: a) Diagnostic points close to the shoreline at low tide. On a ridge ($P1$): 360 m; 1480 m - in a runnel ($P2$): 420 m; 1500 m for a sinusoidal cycle (dark line) and a NTST cycle (grey line). b) Zoom.

the bar formation. The probe points show that the bottom level evolution oscillates with the tide level (see Figure 8b). For a simulation, the two signals (tide and accretion) have the same period but are not in phase. This phase changes with the position of the probe points. For neap tides, the fluctuations disappear but the accretion or erosion phenomena go on progressing. Figure 9 shows a point close to the shoreline at high tide ($P3$, Fig. 7). This point is always eroded when water is present. It is mainly due to the undertow effects which induce offshore currents which eroded the high shoreline.

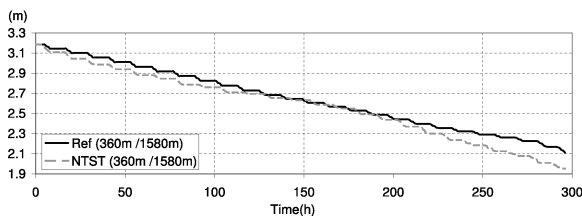


Figure 9: Probe points $P3$ close to the shoreline at high tide for a sinusoidal cycle (dark line) and a NTST cycle (grey line).

3.3 Influence of the roller

Figure 10 shows, for the same simulation conditions, the free surface elevation and the velocity with or without inclusion of roller effects. To analyze the contribution of the roller in the inner surf zone, we compute Δ_r the maximum variation between the "roller" curve and the "without-roller" curve, divided by the maximum value :

$$\Delta_r = \frac{\max |Val_{Roller} - Val_{no-Roller}|}{\max(Val_{Roller}, Val_{no-Roller})} \quad (5)$$

then, the value of $\Delta_r = 8\%$ is reached for the surface elevation and 15% for the velocity. In the surf zone, the set-up and set-down are greater (in absolute value) with roller contribution than without. Figure 10 also shows:

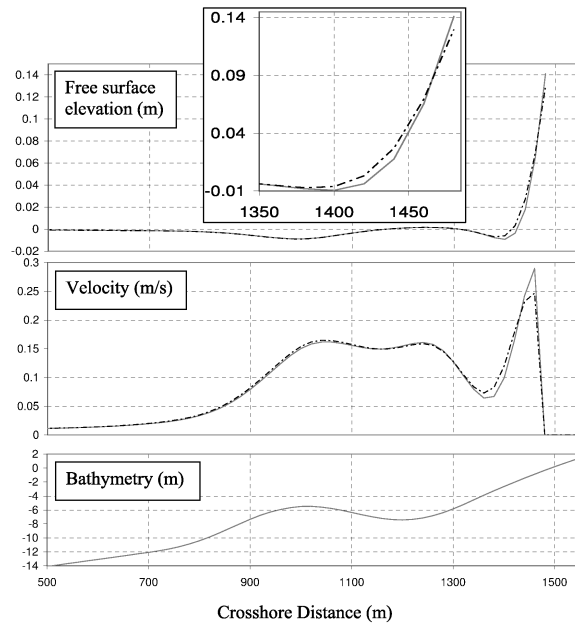


Figure 10: Crossshore profile in the middle of the crescentic bar. From top to the bottom, the graphs are respectively the free surface elevation, the current velocity and the bathymetry profiles. Without roller contribution in dashed line and with roller in plain line.

- a first set-down when the waves arrive on the crescentic bar due to breaking of a unit of waves. Then the waves continue their propagation.
- at the end of the inner surf zone, the second set-down shows the final breaking following by an important set-up (14 cm for a wave of 1.5 m significant height).
- for the velocity, a peak is visible close to the shoreline due to important radiation stresses. Above the crescentic bar, the current velocity is also significant.

Figure 11 and Figure 12 give respectively the morphodynamical evolution of the bottom level, on a longshore profile in the intertidal area and for 2D plot of the inner surf zone. Like previously explained, the breaking roller contribution induces different free sur-

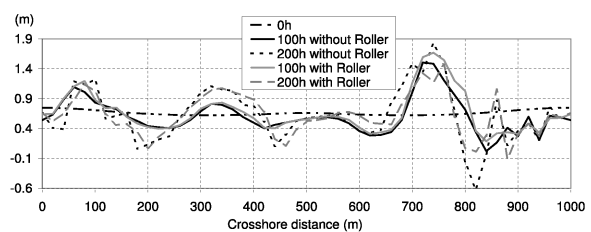


Figure 11: Longshore profile ($y = 1480$ m). Comparison of bottom level for 100h and 200h between simulations without (dark lines) / with (grey lines) breaking roller contribution.

face elevation and wave-induced current profiles. The more significant currents induce a faster evolution. Figure 12 shows that, at the same time, the intertidal bar systems are more developed with roller effects than without. But a more precisely study needs to be done to analyze in details the impacts on crossshore and longshore directions.

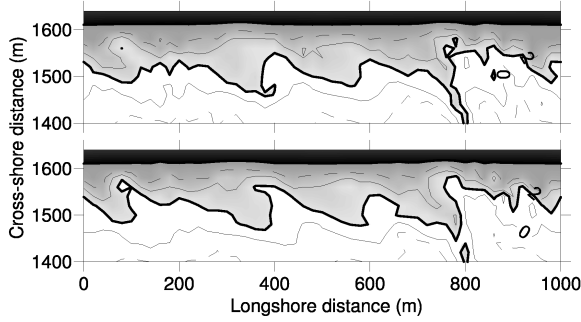


Figure 12: Intertidal 2D zone plots after 14 days morphological evolution. Top: without Roller; bottom: with roller contribution.

3.4 Seasonal wave forcing

Abadie et al. (2006) have shown the repartition of waves in three main classes: wind sea represents approximately 26% of the waves, swell 60% and storms only 14% (greater than 3 m). For these reasons, a storm and a wind sea are simulated.

Extreme conditions: Storms

The modeling platform is tested on extreme wave conditions. In this case, the storm conditions are $H_s = 3$ m, $T_m = 10$ s and an incidence of $\theta = 10^\circ$. A crossshore profile of the bed evolution in the middle of the crescent is plotted on Figure 13. The crescentic subtidal bar moves clearly in the offshore direction. Figure 13 highlights four main points:

- Erosion of the intertidal domain in a continuous and significant way,
- Formation of an inner bar at 3 m below the reference water level,
- Accretion of sand in the hollow of the crescent,

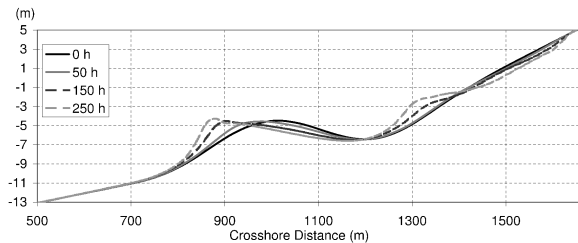


Figure 13: Crossshore profile of the bottom level in the middle of the crescentic bar. Initial level, after about 2, 6.25 and 10.5 days.

- The crescentic bar lengthens in offshore direction and reaches a stability point due to the offshore slope.

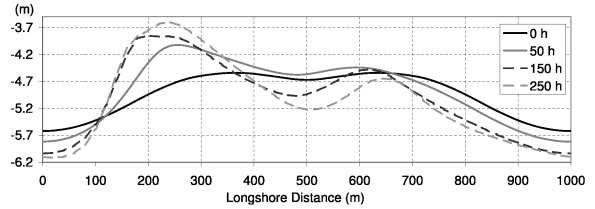


Figure 14: Longshore profile ($y = 980$ m) of the bottom level at the beginning of the offshore slope (see profile on Fig. 7). Initial level, after about 2, 6.25 and 10.5 days.

The longshore profile, at the top of the crescentic bar (see Figure 14) gives the migration of the bar in the down-current direction. Indeed during swell, the waves are not enough significant to induce important currents above the crescentic bar (about 0.2 m/s at low tide) but during storms, with a wave height of 3 m, the wave induced currents reaches 0.7 m/s and can put in movement the sandy particules. All these characteristics induce erosion and migration of the subtidal bar and intertidal domain during storm events (which is observed on the fields).

Wind sea

Then we simulated a wind sea with the following conditions: $H_s = 0.9$ m, $T_m = 3.5$ s and $\theta = 10^\circ$. The wave-induced currents are really low (max current velocity reaches 0.25 m/s) and thus the bed evolution is not significant. We remark a constant longshore evolution which seems to prove that the wave refraction above crescentic bar is not relevant. Close to the shoreline, due to undertow effects, the model creates an erosion area. But in the whole remainder of the intertidal area, the accretion is predominant (see Figure 15) and seems to show that wind sea contribute to the beach accretion.

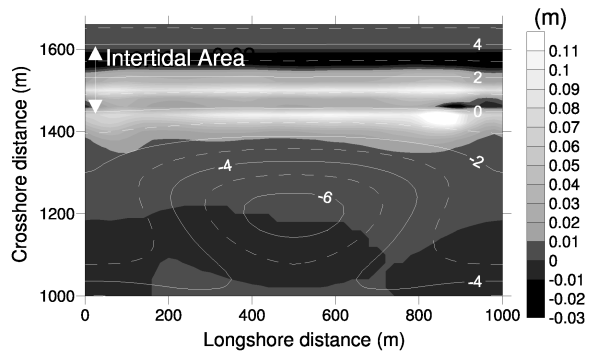


Figure 15: Difference between bottom level after 20 days of simulation and initial bathymetry superposed with the initial bathymetry levels above reference level.

4 DISCUSSION

The platform has proved its capacity to model hydro- and morphodynamics in the surf zone. According to Castelle and Bonneton (2003), the wave refraction above the crescentic bar induces energy focalisation areas which tend to be one of the motor sources of sandy bar formation. However the formed patterns are directed in up-current which are not observed on the Aquitanian coast. Garnier et al. (2006) have shown that this direction is sensitive to the transport formulation. In the present work, two main stages during the bar formation are highlighted: the formation of the bar and its lengthening in up-current direction. Two kinds of tide cycles have been simulated here: a schematical sinusoidal tide cycle and a neap tide and spring tide cycle. In both cases, we see a narrow correspondence between the erosion/accretion cycles and the tide cycle. But taking into account NTST cycle can modify this link and changes final morphological evolution. Figure 9 shows one of the limits of the present coupling platform. Indeed, the undertow induces close to the shoreline, an erosion area. If we simulate a large period, the beach high level shoreline is eroded in a continuous way and a step appears at high tide level. In order to limit this shoreline erosion process, a swash zone module needs to be coupled (Puleo and Butt 2006) with the platform to take into account onshore sediment transport or/and the taking into account of the asymmetrical waves in the Bailard (1981) formulation. For the crescentic bar, simulations with or without roller effect give value approaching 15% of difference for velocity and 8% for free surface elevation which confirm the significant effect of this physical process. It induces larger undertow currents which modify the morphological evolution of the beach. To finish, storm and wind sea conditions have also been simulated. The model have shown the crossshore mobility of the crescentic subtidal bar due to significant wave-induced currents during storm episodes above the bar. The erosion of subtidal bar is observed along coast during significant wave conditions. We can also note if the duration of the storms increase in the future due to modifications of climate conditions, it is possible that the different sandy patterns have not enough time to be rebuilt before the next storm sequences. For the moment, we have not modelled the onshore migration of the crescentic bar for other kinds of wave conditions. The wind sea induces very low bed evolution but, except close to the high tide shoreline, the whole intertidal domain is in accretion. This phenomenon contributes to the re-nourishment of the beach. The future investigations need to be taking into account real wave (wave classes and their probability) and tide (NTST cycle) conditions in order to reproduce the morphological evolution.

5 CONCLUSIONS

The present paper has presented the impacts of forcing conditions in a morphological framework using the coupling between MARS and SWAN models. Four points have been studied: i) the tide cycles are a relevant phenomenon which induces various erosion zones function of time. ii) The addition of the breaking roller contribution for the computation of radiation stresses and undertow currents has been taken into account in the model. iii) The behaviors of the morphological model on seasonal wave conditions have been tested. Now further investigations are needed to well-estimated the bar formation and the long-run evolution of the beach like on asymmetrical waves influence or swash hydro- and morphodynamics influence for the sediment onshore transport. To conclude, the model can reproduce the bar formation but we need to validate the whole coupling for real beaches. The next stages of this approach are:

- Investigation of wave parameter effects on bar formation (formation velocity, bar wavelength, etc),
- Comparison with observations and field measurements.

6 ACNOWLEDGEMENT

This study is carried out within the framework of a collaboration between BRGM, UMR EPOC University Department and IFREMER. The authors would like to thank Bruno Castelle for his contribution.

REFERENCES

- Abadie, S., R. Butel, S. Mauriet, D. Morichon, and H. Dupuis (2006). Wave climate and longshore drift on the south aquitaine coast. *Continental Shelf Research* 26, 1924–1939.
- Bailard, J. (1981). An energetic total load sediment transport model for a plane sloping beach. *Journal of Geophysical Research* 86(C11), 10938–10954.
- Battjes, J. and J. Janssen (1978). Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In *Proceedings of the 16th International Conference on Coastal Engineering (Hamburg, Germany)*, pp. 569–587. American Society of Civil Engineers.
- Booij, N., I. Haagsma, L. Holthuijsen, A. Kieftenburg, R. Ris, A. Van der Verhuysen, and M. Zijlema (2004). *SWAN User Manual SWAN Cycle III version 40.41*. Delft University of Technology.
- Bruneau, N., P. Bonneton, R. Pedreros, F. Dumas, and D. Idier (2007). A new morphodynamic

-
- modeling platform: Application to characteristic sandy systems of the aquitanian coast, france. In *Proceedings of the 9th International Coastal Symposium (Gold Coast, Australia)*, Volume 50. Journal of Coastal Research SI.
- Butel, R., H. Dupuis, and P. Bonneton (2002). Spatial variability of wave conditions on the french atlantic coast using in-situ data. In *Proceedings of the 7th International Coastal Symposium (Templepatrick, Northern Ireland)*, Volume 36, pp. 96–108. Journal of Coastal Research SI.
- Castelle, B. (2004). *Modélisation de lhydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises l'action de la houle : application la côte Aquitaine. Bordeaux, France.* Ph. D. thesis, University of Bordeaux I.
- Castelle, B. and P. Bonneton (2003). Nearshore waves and currents over crescentic bars. In *Proceedings of the 8th International Coastal Symposium (Itajai, Brazil)*, Volume 39. Journal of Coastal Research SI.
- Dally, W. (2001). Modeling nearshore currents on reef-fronted beaches. In *Proceedings of the Fourth Conference on Coastal Dynamics (Lund, Sweden)*. American Society of Civil Engineers.
- Dingemans, M. (1997). *Water Wave Propagation Over Uneven Bottoms*, Volume 13. Advanced Series on Ocean Engineering.
- Garnier, R., D. Calvete, A. Falques, and M. Caballeria (2006). Generation and nonlinear evolution of shore-oblique/transverse sand bars. *Journal of Fluid Mechanics* 527, 327–360.
- Goda, Y. (2003). Examination of the influence of several factors on longshore current computation with random waves. *Coastal Engineering* 53, 157–170.
- Lafon, V., D. De Melo Apoluceno, H. Dupuis, D. Michel, H. Howa, and J. Froidefond (2004). Morphodynamics of nearshore rhythmic sandbars in a mixed-energy environment (sw france): I. mapping beach changes using visible satellite imagery. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 61, 289–299.
- Pérenne, N. (2006). *MARS a Model for Applications at Regional Scale, Documentation scientifique version 0.1.* IFREMER / HOCER.
- Phillips, O. (1977). *The dynamics of the upper ocean.* Cambridge University Press.
- Puleo, J. and T. Butt (2006). Editorial : The first international workshop on swash-zone processes. In *International Workshop on swash-zone processes (Lisbon, Portugal)*, Volume 26, pp. 556–560. Continental Shelf Research SI.
- Saint-Cast, F. (2002). *Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral.* Ph. D. thesis, University of Bordeaux I.
- Shi, F., J. Kirby, P. Newberger, and H. K. (2005). *NearCoM Master Program, Version 2005.4: User's manual and module integration.* University of Delaware.
- Swendsen, I. (1984). Mass flux and undertow in a surf zone. *Coastal Engineering* 8, 347–365.



Morphodynamical modeling: Impact of tide and seasonal wave conditions on characteristic bar systems of the Aquitanian Coast, France

Bruneau Nicolas^{1,2}, Pedreras Rodrigo¹, Castelle Bruno², Bonneton Philippe², Idier Déborah¹ and Dumas Franck³

¹ BRGM, Orléans, France
Contact : n.bruneau@brgm.fr
² UMR CNRS 5805 EPOC, University of Bordeaux I, Bordeaux, France
³ IFREMER, Plouzané, France

Modeling and prediction of sandy beach dynamics constitute a significant scientific challenge for human safety and for the protection of natural environments and structures. In order to take into account wave induced currents, the main driving source of sediment transport along the Aquitanian Coast, a coupling (see Figure 1, Bruneau et al. (2007)) has been done between the spectral wave model SWAN (developed at the Delft University of Technology and the tide and wind induced model MARS (developed at IFREMER). A sedimentary module was implemented inside MARS to compute the new bottom level. The present study aims at investigating the morphodynamical evolution of the double sandbar system of the Aquitanian coast. In particular, we investigate in more details herein the hypotheses of Castelle and Bonneton (2006) on the impact of wave refraction over the crescentic bar on the inner bar dynamics.

1 Presentation of the Aquitanian coast

The Aquitanian coast is a high energy meso macrotidal coast which exhibits rhythmic bedform features during the whole year. Beaches are double barred. The subtidal outer bar exhibits crescentic patterns and the inner bar, most of the time, a Transverse Bar and Rip (TBR in the classification of Wright and Short, 1984) morphology (see Figure 2). Offshore wave conditions can be classified into three groups : wind sea (26%), swell (60%) and storms (14%) greater than 3m.

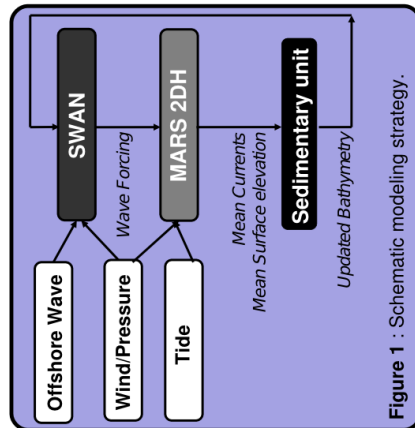


Figure 1 : Schematic modeling strategy.

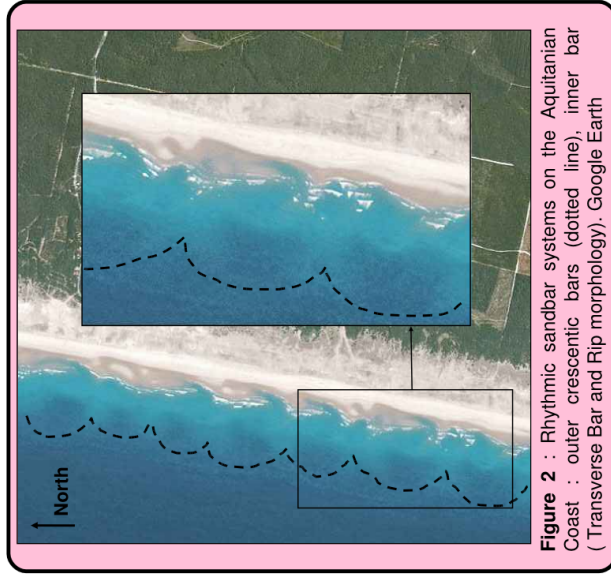


Figure 2 : Rhythmic sandbar systems on the Aquitanian Coast : outer crescentic bars (dotted line), inner bar (Transverse Bar and Rip morphology). Google Earth

2 Basic equations

Hydrodynamics is solved using the classic tide and depth averaged equations (Mei, 1989) forced by radiation stress tensor (including roller effects).

Sediment transport is based on the Bailard (1981) formulation and the sediment conservation law is solved with a WENO (Weighted essentially Non Oscillatory) scheme (Long et al., 2007).

Bailard, J.A. (1981). An Energetic Total Load Sediment Transport Model For a Plane Sloping Beach. *Journal of Geophysical Research*, 86(C11), 10938-10954.
Long, W.; Kirby, J. and Shao, Z. (2007) A numerical scheme for morphological bed level calculations. *Coastal Engineering*. In press.
Mei, C. (1989) The applied dynamic of ocean surface waves (Advanced series of ocean engineering Vol. 1)

3 Modeling set up

In the present study, the initial bathymetry (see Figure 3) is composed of :
 i) an outer crescentic bar with a wavelength of 700m, located about 350m from the low tide level ($h_t=0.5m$) and ii) an longshore uniform bar (80m from the shoreline). This idealized beach is representative of the Aquitanian coast beaches. A 20m mesh size grid, a morphodynamical time step of 1 hour and periodic lateral conditions are chosen for the computations. Every morphological time step, the tide level is updated for a 3m semi diurnal tide.

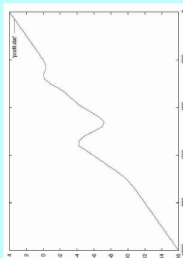


Figure 3 : Cross shore profile of the beach.

4 Reference simulation ($H_s = 1.5m$, $T = 9s$, $\theta = 6^\circ$)

Figures 4 show the morphological evolution of the previous bathymetry. For these wave conditions, on the one hand, the outer bar morphology does not evolve significantly. On the other hand, wave refraction over crescentic bars induces alongshore variations of mean currents (see Fig. 4A) which results, eventually, in the formation of rip channels across the inner bar (see Fig. 4B and Fig. 4C). On the Fig. 4D, rip currents reach 0.9m/s at middle tide after 75h of simulated time.

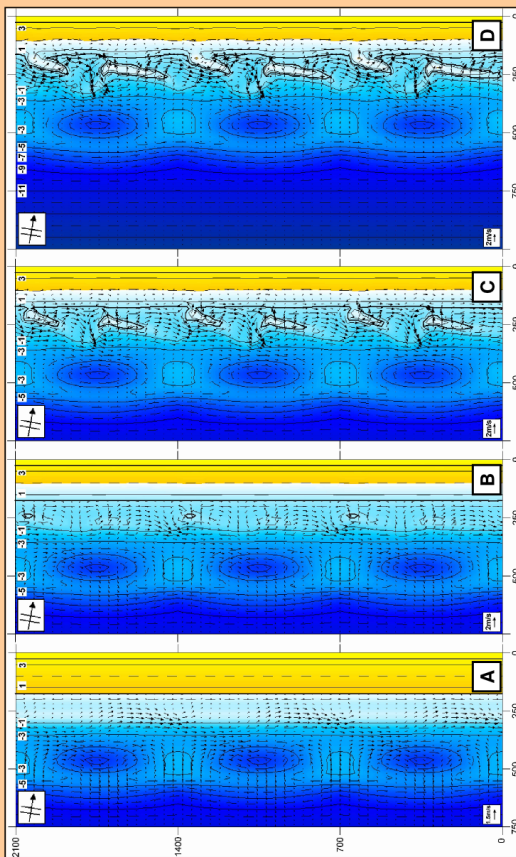


Figure 4 : Evolution of the bathymetry : A) mean currents above initial bathymetry at low tide, B) after 23h at mid tide ($h_t=2m$), C) after 53h at mid tide and D) after 75h at mid tide.

To conclude, the model reproduces the formation of Transverse Bar and Rip systems which results from a wave energy focalisation due to wave refraction above the crescentic bar. Different wave forcings have been tested and results are in qualitative agreement with field observations. Now further studies need to be carried out to test i) the sensitivity of the TBR system formation to the initial morphology and ii) the morphological coupling of the double barred systems (Castelle et al., 2007). We also have to take into account of the balance between the undertow effects and the asymmetrical waves for a more accurate sediment transport modeling.

5 Sensitivity to wave and tide conditions

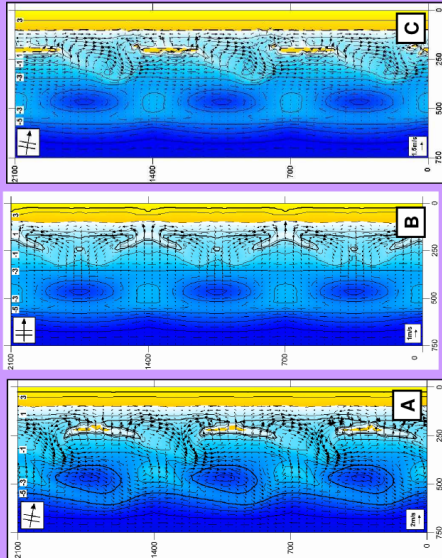


Figure 5 : Evolution after: A) 32h for energetic wave forcing $H_s = 2.5m$, $T = 9s$, $\theta = 6^\circ$. B) 25 days with normal wave incidence and C) 76h for a constant tide level ($h_t=2m$).

a) Energetic wave conditions $H_s = 2.5m$, $T = 9s$, $\theta = 6^\circ$

Two main things could be noted on Figure 5A :
 the formation of a well developed Transverse Bar and Rip system (same wavelength as the outer bar) with rip current velocity reaching 1.5m/s,
 significant evolution of the outer bar (skewed shape).

b) Impact of wave incidence $H_s = 1.5m$, $T = 9s$, $\theta = 0^\circ$

Two rip channels for one outer crescentic bar wavelength (Figure 5B) with rip current velocity reaching 0.6m/s.

c) Constant tide level

Without tide varying level, the inner bar growth rate is higher, which results in the rapid formation of emerged sandbars.

Bruneau, N.; Bonnelon, P.; Pederos, R.; Dumas, F. and Idier, D., 2007. A New Morphodynamic Modelling Platform: Application to Characteristic Sandy systems of the Aquitanian Coast, France. *Journal of Coastal Research*, SI 50 (Proceedings of the 9th ICS) 932 – 936. Gold Coast, Australia.
 Castella, B. and Bonneton, P. (2006). Nearshore waves and currents over crescentic *Journal of Coastal Research*, SI 39 (Proceedings of the 8th ICS), 667 – 669. Itajaí, Brazil.
 Castelle, B.; Ruessink, G.; Bonnelon, P.; Bruneau, N. and Marieu, V.(2007) Modeling of coupled and noncoupled behavior of a double sandbar system: self organization and morphological forcing. ICCE 2008, Hamburg, Germany. Submitted.
 Wright, L.D. and Short, A.D. (1984). Morphodynamic variability of surf zones and beaches : a synthesis. *Marine Geology*, 56, 93-118

Annexe E

Sensibilité numérique du modèle

Cette annexe illustre un exemple de sensibilité à la taille du maillage et un second au pas de temps morphodynamique. Ces simulations ont été réalisées à l'aide d'une bathymétrie initiale présentant un système régulier de barres subtidales en croissant et une barre intertidale uniforme dans la direction parallèle à la côte. Les cas simulés sont les suivants :

- influence du maillage : maillage de 10 m et 20 m,
- influence du pas de temps morphodynamique : $T_{act} = 30$ min, 1h ou 2h.

La Figure E.1 illustre l'influence du maillage (10 ou 20 m) sur la morphologie formée (après 4 jours simulés) pour un pas morphodynamique de $T_{act} = 1$ h. Dans les deux cas, on aboutit bien à la formation de deux systèmes symétriques de la barre interne pour une longueur d'ondes de la barre externe. Les morphologies sont néanmoins plus marquées avec le maillage fin. Cependant le pas de temps morphodynamique est trop large dans ce cas et il entraîne certaines oscillations numériques lorsque la barre sort de l'eau.

La Figure E.2 montre les morphologies obtenues pour différents pas de temps morphodynamique : $T_{act} = 30$ min, 1h ou 2h. Là encore, les morphologies sont équivalentes entre chacune des simulations. Cependant, pour un pas de temps de 2 h, les morphologies sont moins prononcées et des oscillations numériques apparaissent. Plus le pas de temps augmente, moins les morphologies sont développées. Pour chaque simulation, un chenal de vidange se forme en face de chaque creux du croissant. Deux chenaux symétriques viennent alimenter ce chenal de vidange.

Compte tenu de ces résultats, afin d'obtenir des temps de calcul relativement courts, des pas de temps morphodynamiques compris entre 30 min et 1h avec des maillages de 10 à 40 m ont été choisis pour les différentes simulations présentées dans cette thèse.

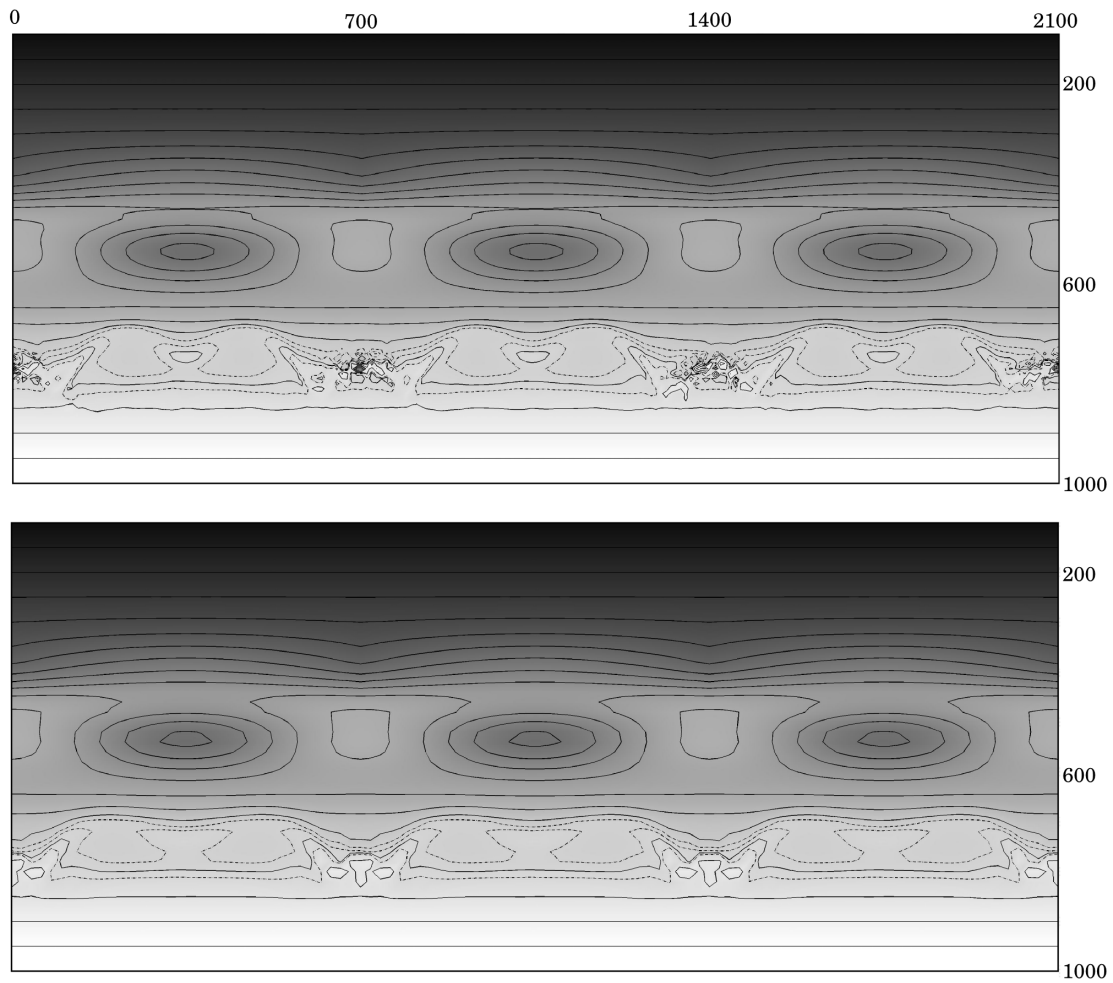


FIG. E.1 – Évolution morphodynamique sur 3 jours : influence du maillage. Forçage au large : $\bar{\zeta}_t = 1.3 \text{ m}$, $H_s = 1 \text{ m}$, $T_p = 9 \text{ s}$ et $D_m = 0^\circ$. En haut, pour une grille de 10 m, en bas pour une grille de 20 m.

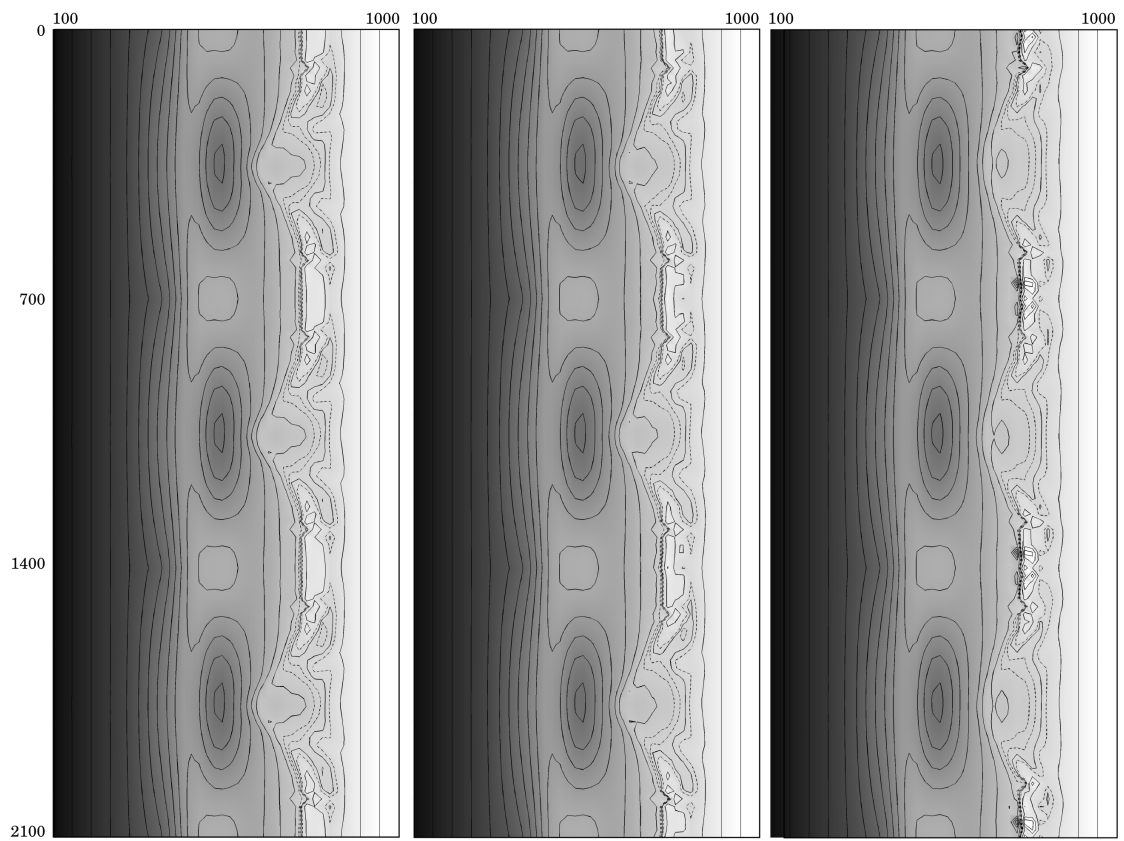


FIG. E.2 – Évolution morphodynamique sur 1 journée : influence du pas de temps morphodynamique. Forçage au large : $\bar{\zeta}_t = 1.3$ m, $H_s = 1.5$ m, $T_p = 9$ s et $D_m = 0^\circ$. À gauche $T_{act} = 30$ min, au milieu $T_{act} = 1$ h et à droite $T_{act} = 2$ h.

Annexe F

Proceeding : Modeling of high energy rip current during Biscarrosse 2007 Field experiment

Proceeding of
the 31th International Conference on Coastal Engineering,
Hamburg, Germany, Sept. 2008.

Modeling of high energy rip current during Biscarrosse 2007 Field experiment

Nicolas Bruneau, Philippe Bonneton, Bruno Castelle,
Rodrigo Pedreros, Jean-Paul Parisot and Nadia Sénéchal

MODELING OF A HIGH-ENERGY RIP CURRENT DURING BISCARROSSE 2007 FIELD EXPERIMENT

Nicolas Bruneau^{1,2}, Philippe Bonneton¹, Bruno Castelle¹, Rodrigo Pedreros², Jean-Paul Parisot¹ and Nadia Sénéchal¹

The Aquitanian coast is a high-energy meso-macrotidal double-barred sandy coast. The inner bar exhibits most of the time a transverse bar and rip morphology. Strong rip currents are induced by breaking waves over these 3D features. In June 2007, an intensive 5-day field experiment was carried out on Biscarrosse Beach. A large array of sensors was deployed to capture the complex circulation patterns. The present study aims to improve our knowledge on these circulations and to validate our numerical modeling approach based on the formulation of Smith (2006). The results are very encouraging. Simulations are in good agreement with in-situ data. Two behaviors of rip currents are underlined: (1) a strong tidal modulation during low-energy period and (2) the presence of strong undertow for energetic conditions. Finally, a simple equation for the vorticity conservation is introduced. This equation allows a better understanding of wave-induced circulation patterns.

INTRODUCTION

Rip currents are narrow, intense and seaward-flowing currents which enlarge upon the surf zone. They can transport large quantities of sediment seaward, shape and interact with the sandy shoreline (Thornton et al., 2007). This last decade, they have received increasing attention (MacMahan et al., 2006). Indeed, understanding the complex dynamics of these currents is a real scientific challenge because they play a significant key role on the beach hydro- and morphodynamics and unfortunately, they pose a hazard to swimmers. As highlighted by MacMahan et al. (2006), there are still remaining areas with lack of measurements that it is necessary to pave. In particular, combination of field and numerical investigations on rip current systems remain poorly documented and most of the time restricted to low-energy rip current systems (Schmidt et al., 2005). Persistent Transverse Bar and Rip morphologies (TBR, according to the classification proposed by Wright and Short (1984)) can be rhythmically observed along a lot of coastal environments. Strong topographically-controlled rip currents can be induced by waves over these 3D morphological features.

The high-energy double-barred Aquitanian beaches exhibit strongly alongshore non-uniform and variable inner-bar morphologies (Castelle et al., 2007). Despite the overall hydro- and morphodynamics of the inner-bar system is quite well understood (Castelle et al., 2007), areas with paucity of high

¹ UMR CNRS 5805 EPOC, Université de Bordeaux I, Avenue des Facultés, 33405 Talence Cedex, France

² BRGM, Natural Risks and Land Management, 3 avenue Claude-Guillemin, BP 36009 - 45060 Orléans Cedex 2

sample rate data remain, particularly during high-energy conditions. On this coast, field and numerical studies of rip currents have only been attempted by *Castelle et al. (2006)* and *Castelle and Bonneton (2006)*. However these studies directly suffered from a lack of current measurements in the rip. In-situ information on tidal modulation and sensitivity of the rip current to offshore wave forcing are essential to improve our understanding of high-energy rip currents.

The present study aims to pave this substantial knowledge gap using both field measurements and a modeling approach. During June 2007, an intensive 5-day field experiment was carried out on the high-energy double-barred Biscarrosse Beach. A large array of sensors was deployed over the inner bar which exhibited a well-developed TBR morphology. This TBR system was exposed to a large range of shore-normal waves ($0.5 < H_s < 3$ m for 9 m water depth). Figure 1 shows a photography of the Biscarrosse Beach during the field experiment. We focus, herein, on the mean current circulations induced by breaking waves.



Figure 1. Photography of the studied TBR system at Biscarrosse Beach in June 2007. Dashed line shows the contour of the TBR morphology.

FIELD SITE AND EXPERIMENT DESCRIPTION

Biscarrosse Beach is a meso-macrotidal high-energy environment exhibiting a highly variable double sandbar system. The inner- and the outer-bar exhibit most of the time a TBR morphology and persistent crescentic patterns, respectively.

During the field experiment, the inner bar exhibited well-developed, poorly rhythmic, 3D features. The instrumented TBR morphology was characterized by a narrow, deep and southward-oriented rip channel. A northward-oriented smaller rip channel is also observed on the northern part of the system.

A large array of in-situ stationary instruments was deployed over the intertidal domain. Figure 2b illustrates this strategy. Thus, two ADVs (Acoustic Doppler Velocimeter, 4Hz) were deployed on both northern and southern feeder channels. One of the major asset of this field experiment for rip current system investigation were the deployment of the S4 InterOcean current velocimeter (2hz) in the close vicinity of the rip neck. Two vertical current profilers (noted

AWAC and ADCP-1 on Fig. 2b) were also deployed on both northern and southern bar. The northward-oriented channel and the upper part of the beach (in front of the rip channel) were instrumented with two other ADVs. Four pressure sensors were also deployed (P1-4 on Fig. 2b).

To measure the offshore wave conditions, an ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler, noted ADCP-2 on Fig. 2a) was deployed in 10 m water depth (at low tide) seaward of the study area. This sensor provided the offshore wave forcing for the numerical modeling.

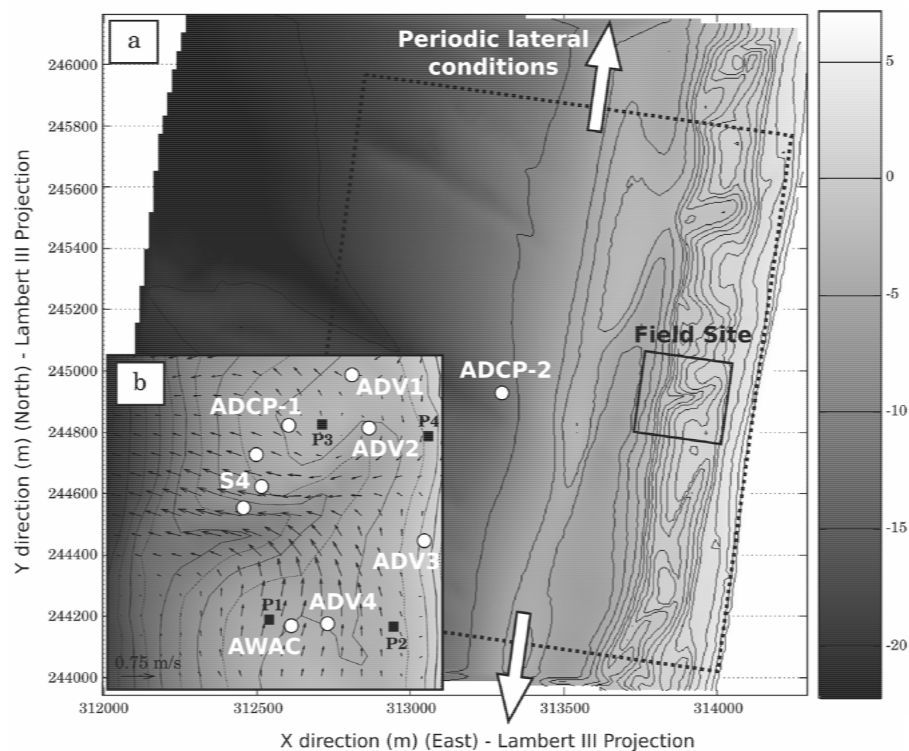


Figure 2. a) Large Bathymetry of the studied area. Dashed line delimits the computational domain. b) Zoom on the field site. Bathymetry superimposed with the vector map. Currents are the results of shore-normal weak wave conditions at mid tide the 13th June 2007 (7:30pm). Current meter deployment positions are given by the white points and pressure sensor deployment by black squares.

MODELING APPROACH

The modeling strategy consists in coupling the spectral wave model SWAN (Booij et al., 1999) with the non-linear shallow water tide-, wind- and wave-induced current model MARS 2DH (see Bruneau et al. (2007) for more details on the coupling).

Most of the models that solve the unsteady shallow water system of equations are based on the radiation stresses (Longuet-Higgins & Stewart, 1964). In the present study, we propose to compute the mean currents according

to Smith (2006). These equations allow to take into account the undertow contribution. The second point of interest refers to the vorticity of the mean flow. Indeed, the physical understanding of mean circulations is not straightforward with the radiation stresses. We propose a simple conservation equation for the mean vorticity that allows the prediction of the circulation cells from the wave forcing terms.

Mean current approach

In the original formulation of Smith (2006), the roller processes are not taken into account. Svendsen (1984) showed that roller effects should not be neglected inside the surf zone. Thus, we adapt the approach initially proposed by Smith (2006) with the roller contribution. Defining U_i as the component in the horizontal direction i of the depth-averaged mean current velocity, $\bar{\zeta}$ as the free surface elevation and \tilde{Q}_i as the wave momentum, the governing equations can be written as:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{h} U_i}{\partial x_i} &= - \frac{\partial \tilde{Q}_i}{\partial x_i} \\ \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} &= - \frac{\partial J}{\partial x_i} + \frac{k_i D_r}{\rho h \sigma_r} + \frac{\tilde{Q}_j}{h} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_H \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\bar{\tau}_i^s - \bar{\tau}_i^b}{\rho h} \end{aligned} \quad (1)$$

where g is gravity, ρ the mass density of sea water, ν_H the horizontal eddy viscosity, $\bar{\tau}_i^b$ and $\bar{\tau}_i^s$ the bed shear stress and surface friction, respectively. \bar{h} is the mean water depth, σ_r the relative frequency, k_i the wave number, D_r the roller dissipation and J a forcing term induced by waves.

The two first terms of the equation (1) right side represent the wave forcing, the third term the interaction between waves and mean currents. The two last terms represent the lateral mixing and the bottom shear stress.

The wave forcing terms \tilde{Q}_i and J include both wave-organized motion and roller processes. The wave-organized motion is computed according to the linear wave theory (Dingemans, 1997) and the roller adaptation is inspired from the works of Dally (2001) and Cienfuegos (2004). \tilde{Q}_i , J and D_r can be finally expressed as follows:

$$\tilde{Q}_i = \frac{E_w + E_r}{\rho c} \frac{k_i}{k} \quad (2)$$

$$J = \frac{E_w}{\rho h} \left(\frac{c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) + \frac{E_r}{2\rho h} \quad (3)$$

$$D_r = g\beta_d \frac{\rho_r A_r}{T} \quad (4)$$

with c the wave velocity, c_g the group velocity and E_w and E_r the wave energy for the wave-organized motion and for the roller, respectively:

$$E_w = \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \quad (5)$$

and,

$$E_r = \rho_r c \frac{A_r}{T} \quad (6)$$

where H_{rms} is the root mean square wave height, ρ_r is the mass density of the roller, A_r is the roller surface and T is the mean wave period.

Mean vorticity conservation

The mean vorticity, noted $\bar{\omega}$, of a flow can be related to the local angular rate of rotation in the fluid. This notion allows the representation of the circulations. In a two-dimensional depth-averaged approach, the vorticity has only one component along the vertical axis \vec{e}_z ; it is defined by:

$$\bar{\omega} = (\vec{\nabla} \wedge \vec{U}) \cdot \vec{e}_z = \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \quad (7)$$

(x,y) represent the horizontal plan. Combining the two horizontal equations of the momentum and neglecting bottom shear stress, we finally obtained the vorticity conservation equation:

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[\bar{\omega} \left(\vec{U} + \frac{\vec{Q}}{h} \right) \right] = (\vec{\nabla} D_r \wedge \vec{k}) \cdot \vec{e}_z \quad (8)$$

This equation shows that only one term $(\vec{\nabla} D_r \wedge \vec{k}) \cdot \vec{e}_z$ (called forcing term) is a source of vorticity. To explain the formation of the circulation cells, a simple example is used. We suppose a morphology exhibiting an alongshore non-uniformity. Figure 3 illustrates the mechanisms that generate the circulations. The wave dissipation is larger over the shallower shoal due to breaking wave. Only the component perpendicular to the wave rays generates vorticity. Thus, the flows are shoreward-oriented over the shoal and seaward-oriented over the bay.

SET-UP MODELING

Bathymetry

The global bathymetry (Fig. 2a) was carried out by the French Navy (SHOM) between the 17th and the 20th of June. The computational domain, delimited by the dashed rectangle, extends on about 2 km and 1.5 km in the alongshore and cross-shore directions, respectively. Simulations are run on a 15m regular grid. Periodic lateral conditions are implemented.

Wave, tide and wind forcing

Boundary conditions are one of the key points for a good modeling of the wave- induced currents. The ADCP-2 (Fig2a) provides offshore wave conditions and mean water level. This instrument, deployed by 9m water depth at low tide, is used to force the boundary conditions by about 20 m water depth (Figure 4).

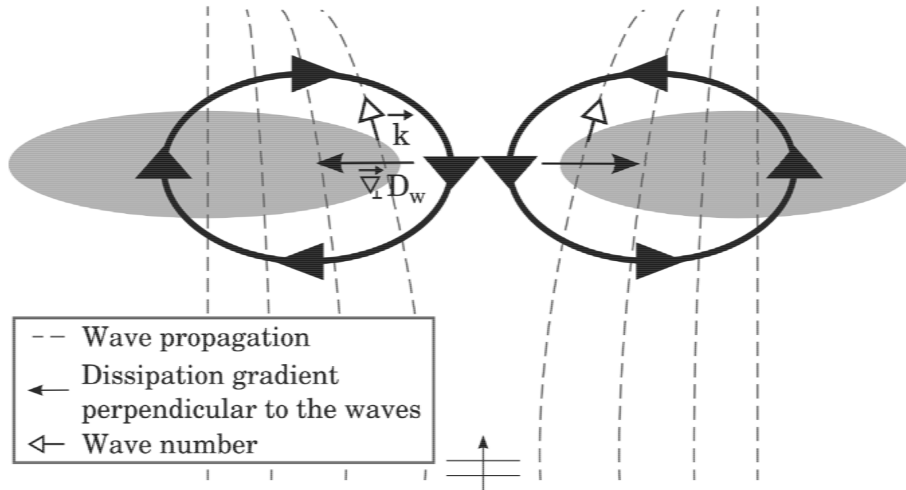


Figure 3. Schema showing the generation of two bipolar circulations induced by breaking waves over an alongshore non-uniformity. Gray patterns represent the bar and black arrows represent mean circulations.

During the 5 days of field experiment, the tidal range ranged from 3.3 m to 3.7 m (Fig. 4a). Figure 4b highlights two wave events: a period with weak wave conditions ($H_s \approx 0,8$ m) followed by an energetic period (H_s reaching 3 m). Peak period is ranging from 8 to 11s and mean period from 4 to 8 s (Fig. 4c). The mean wave direction was shore-normal which favors intense rip currents (Fig. 4d). Figures 4e and 4f illustrate the wind magnitude and wind direction, respectively. We only keep in mind the peak of southerly winds during the afternoon on the 14th.

Simulations

The simulated period extends from the 13th of June 2007 at 6:10pm (UT+2) to the 17th of June 2007 at 00:10am. A total of 235 simulations were carried out (one every 20 min). The coupling strategy consists in: (1) the computation of the sea state with SWAN, (2) the computation of the mean currents and free surface elevation induced by breaking waves; we also obtain a stationary solution for each simulation. The mean water level is constant for a given simulation. Figure 2b shows an example of wave-induced mean currents on the 13th of June at 7.30pm. This Figure illustrates the very intense rip current velocities (the order of 0.7 m/s for $H_s \approx 0,8$ m).

RESULTS

Sea State

Figure 5 displays the breaking coefficient $\gamma_b = \frac{H_s}{h}$ from measurements and from the model SWAN for four different sensors (S4, PS1, ADV4 and PS2).

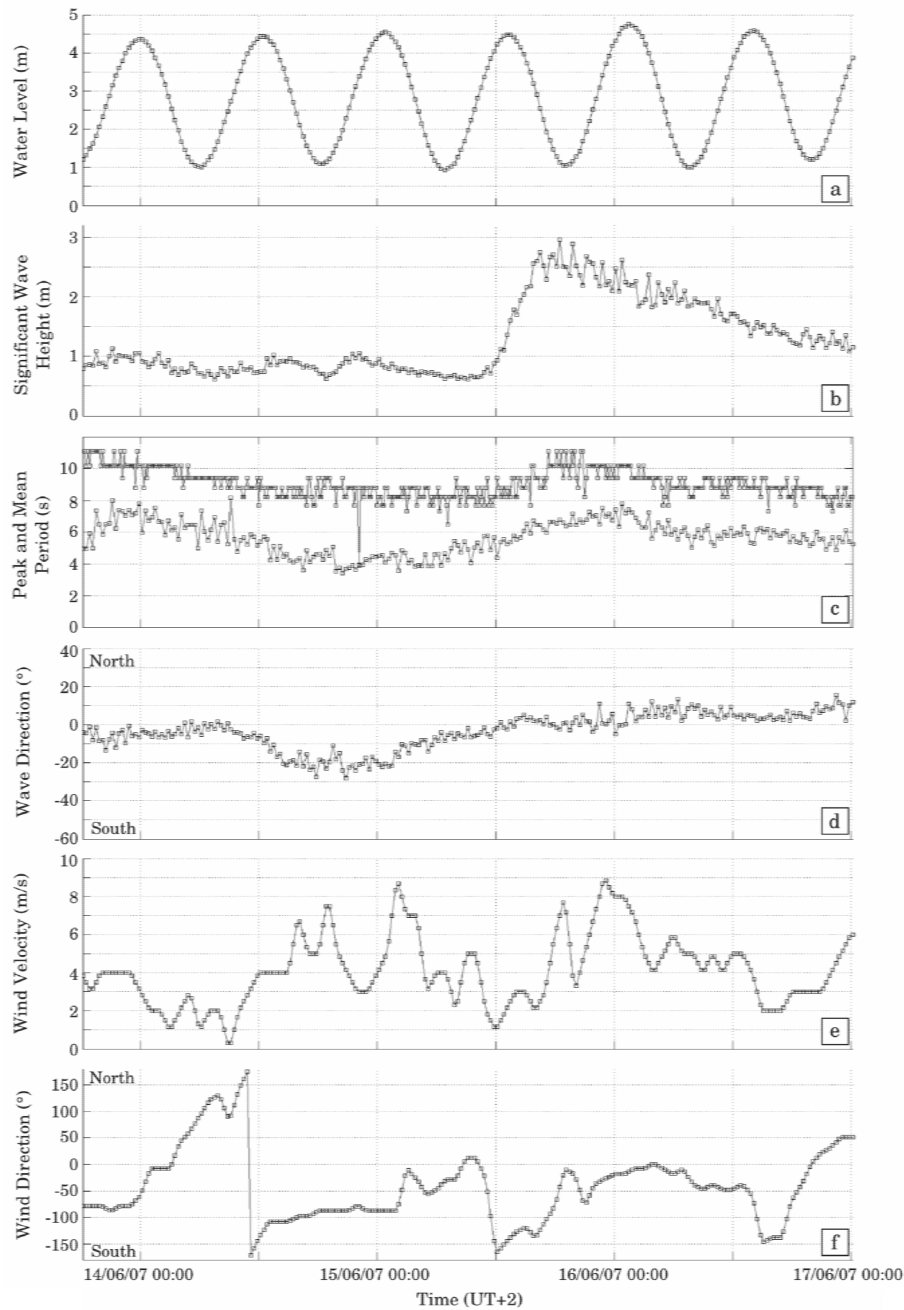


Figure 4. Mean water level (tide + surge), wave and wind forcing during the field experiment. a) mean water elevation above the 0 of the bathymetry, b) significant wave height, c) peak wave period (dark) and mean wave period (light), d) wave direction, e) wind magnitude and f) wind direction used to give the offshore boundary conditions. SWAN is forced by the directional spectra. Every 20 min, the mean water level is updated.

Results show great correlations between in-situ data and model during low energy wave conditions (3 first tide cycles). During the energetic event, particularly for ADV4 and PS2, the model shows the presence of thresholds which indicates that the virtual sensor is deployed in the surf zone. However, these thresholds are not present on the measurements, except for the ADV4 (Fig. 5c). In this case, the modeled thresholds are equal to 0.5 while the measurements indicate a value of 0.35. In a similar way, during weak conditions, small thresholds are present close to mid tide (light bands) on ADV4 and these values are always over-estimated by the model. Comparing the significant wave height between the model and the measures, we find an over-estimation by the model with a maximum of 25% during the energetic event.

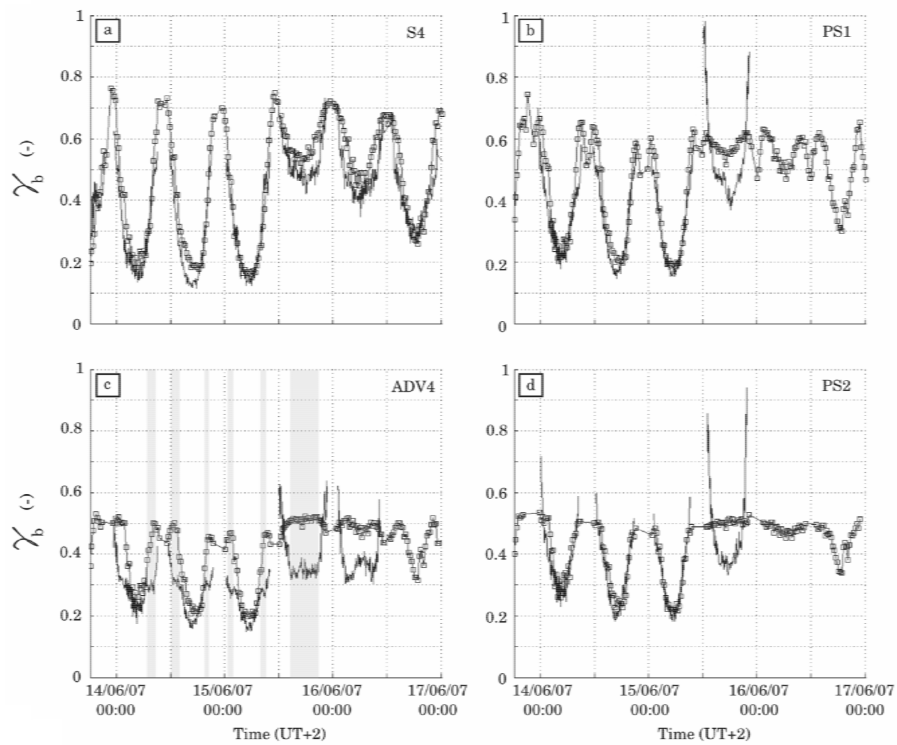


Figure 5. Breaking coefficient over the TBR morphology for four different sensors: a) S4 current meter, b) PS1 deployed offshore to the southern bar, c) ADV4 in the southern feeder and d) PS4 deployed on the beach face. Measurements (dark) and model (light with squares). Gray bands indicate the presence of thresholds on both model and data.

These results are in agreement with the work carried out by Ruessink et al. (2003). They showed that the Battjes and Janssen (1978) model induces over-estimations of the wave height. This formulation is not adapted to model the wave breaking over a bar and through morphology. The results obtained by the sensors deployed offshore of the bar (S4 and P1, Fig. 5a and 5c, respectively)

shows better correlations for both low- and high-energy conditions.

To conclude, the sea states are satisfying for a forcing with a directional spectrum. For low-energy conditions, the sea states are well-represented and for energetic conditions, the wave height is over-estimated over the bar and through morphology.

Mean wave-induced currents

Figure 6 illustrates the comparisons of the mean wave-induced currents for the ADV4 current meter and for the AWAC current profiler deployed on the southern feeder and on the southern bar, respectively. This Figure shows very good agreements between in-situ data and modeling results for both alongshore and cross-shore velocities and for both low- and high-energy conditions. Two different behaviors have been highlighted on these results: (1) the strong tidal modulation of the currents during weak conditions and (2) the presence of intense undertow for energetic event.

The tidal modulation is characterized by strong currents between low and mid tide for low-energy conditions (Figure 6). This tidal modulation was underlined by few authors (Brander (1999); MacMahan et al. (2005, 2006), Castelle and Bonneton (2006); Castelle et al. (2006), among others). Brander (1999) and MacMahan et al. (2006) have shown that flows in the rip channel and feeders are characterized by an increasing velocity when decreasing tidal elevation. On Aquitanian coast, maximum rip velocities occur between low and mid tide as Castelle and Bonneton (2006) and Castelle et al. (2006) have shown. This maximum shifts to high tide when increasing offshore wave energy. Results of our modeling exercise are in agreement with these previous studies. Between mid and high tide, rip currents are close to zero.

During energetic event, the measurements show intense undertow (Figure 6). The model proposed by Smith (2006) allows the modeling of this phenomenon. The orders of magnitude are equivalent. Finally, the model succeeds in capturing the oscillations of the wave-induced mean currents.

On the 14th, in the afternoon, the sensors, in particular the vertical profiler, recorded a peak of alongshore velocity near high tide. This peak attracts our attention because for significant wave height lower than 1 m, the rip current is normally inactive. The analysis of the vertical profiles of the velocity shows the presence of intense shear near the free surface due to strong wind on the 14th in the afternoon (Fig. 4e and 4f). Thus, the shear induces a peak in the AWAC depth-averaged measured velocity. Accounting for wind-induced surface friction in our modeling approach allows a good representation of the structure of mean currents (cf. Figure 6).

Vorticity and circulation cells

As we have explained in a previous part, one of the interests of the Smith (2006) approach concerns the equation of mean vorticity conservation.

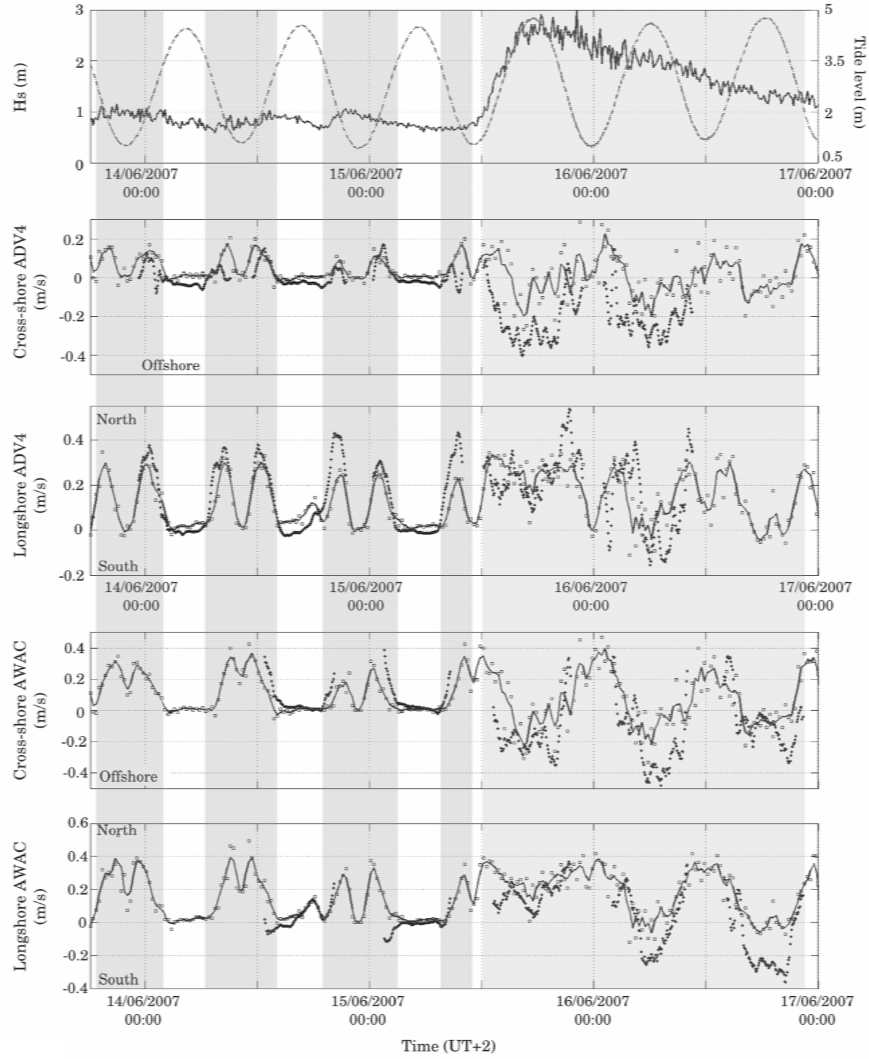


Figure 6. Top: Mean water level (dashed light line) and significant wave height (dark line) conditions. Middle: Cross-shore and longshore velocities for the ADV4. Bottom: Cross-shore and longshore velocities for the AWAC. In-situ data are represented by the dark points. The light squares displays the results for each simulations and the light line, a sliding mean on 3 points of simulation. Small gray bands highlighted the tidal modulation during weak period and large gray band, the intense undertow during energetic event.

The forcing term $(\bar{\nabla}_D \wedge \bar{k}) \cdot \bar{e}_z$ allows a better comprehension of the circulation cell formation. Figures 7b and 7e illustrate the forcing term for low- and high-energy conditions, respectively. White areas indicate clockwise circulations and black areas anti-clockwise. Comparing these areas with those of mean vorticities (Fig. 7c and 7f), correlations are very good.

Figures 7a, 7b and 7c illustrate the behavior of the rip for low-energy conditions between low and mid tide when rip currents are active. On Figure 7b, the black and white areas extend on the same size in alongshore and cross-shore directions. It implies the formation of two circulation cells. The flows are onshore directed over the bar and offshore directed in the channel. This phenomena is well-reproduced by the model (Fig 7c).

Figures 7d, 7e and 7f propose another example: between mid and high tide during energetic conditions when undertow dominates the hydrodynamics. In this case, the black and white areas extend on about 300 m in the cross-shore distance. There is no formation of intense circulations, but the forcing term only shows the rotational nature of the flows. Thus, the offshore-directed currents trend to join in the channel as it is illustrated on Figure 7f.

Finally, results of modeling (Fig. 7c and 7f) are in good agreement with the extrapolated dynamics of the rip system (Fig. 7a and 7d).

CONCLUSION

The intensive field experiment carried out at Biscarrosse Beach in June 2007 allowed the collection of data for a large range of offshore wave conditions. These in-situ measurements have been used to validate our modeling approach. Results of simulations are very encouraging and the model has proved its efficiency to represent wave-induced mean currents. Both modeling and in-situ data have highlighted the strong tidal modulation of rip currents during weak conditions and intense undertow present during the whole tidal cycle during the energetic event.

A simple equation of the vorticity has been introduced in this work. This equation is forced by a source term, only dependant on wave characteristics. The analysis of this forcing term proved its ability to predict and to better understand the complex circulation patterns induced by breaking waves over a well-developed TBR morphology.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank the BRGM for his financial support and the French Navy (SHOM, ECORS project) for the bathymetry of the studied area. Finally, we dedicate this work to our friend and colleague Denis Michel who tragically passed away during this field experiment.

REFERENCES

- Battjes, J.A., and J.P.F.M. Janssen. 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves, *Proc. of 14th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, 466-480.
- Booij, N., R.C. Ris, and L.H. Holthuijsen. 1999. A third-generation wave model for coastal regions 1. Model description and validation. *Journal of Geophysical Research*, 104(C4), 7649–7666.

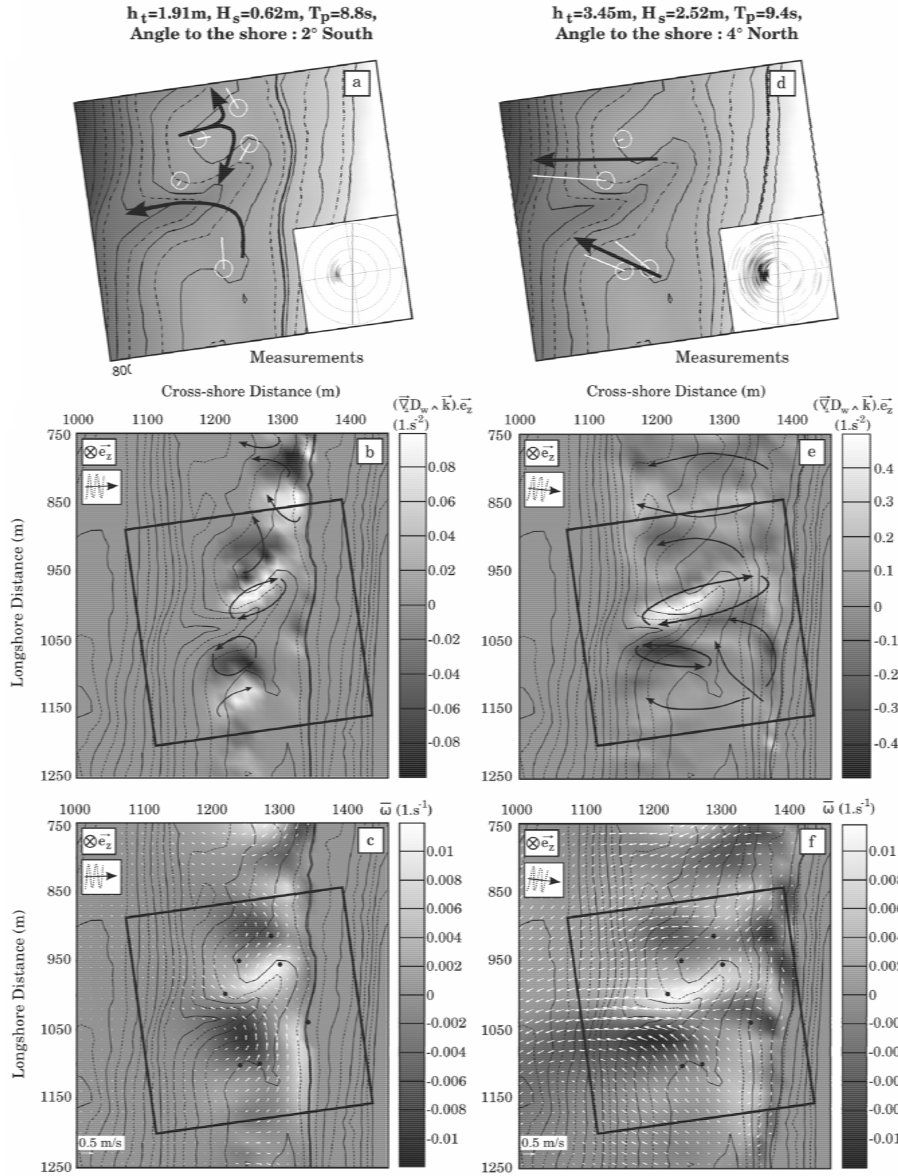


Figure 7. On the left, for low-energy conditions between low and mid tide; on the right; for energetic conditions between mid and high tide. a and d) In-situ measurements, black arrows show extrapolates circulations. b and e) forcing term $(\vec{\nabla}D_w \wedge \vec{k}) \cdot \vec{e}_z$; white areas indicates clockwise circulations and black areas anti-clockwise. Black arrows represent circulations cells. c and f) Vorticity computed from the mean currents superimposed with the vector map. Black points are the sensor locations.

- Brander, R.W. 1999. Field observations on the morphodynamic evolution of low wave energy rip current system. *Marine Geology*, 157, 199–217.
- Bruneau, N., P. Bonneton, R. Pedreros, F. Dumas, and D. Idier. 2007. A New Morphodynamic Modelling Platform : Application to Characteristic Sandy systems of the Aquitanian Coast, France. *Journal of Coastal Research*, 101(C11), 932–936. SI 50 – Proc. of the 9th ICS (Gold Coast, Australia).
- Castelle, B., P. Bonneton, N. Sénéchal, H. Dupuis, R. Butel, and D. Michel. 2006. Dynamics of wave- induced currents over an alongshore non-uniform multiple-barrred sandy beach on the Aquitanian coast, France. *Continental Shelf Research*, 26, 113-131.
- Castelle, B., and P. Bonneton. 2006. Modeling of a rip current induced by wavesrunnel system on the Aquitanian Coast, France. *C.R. Geoscience*, 338, 711-717.
- Castelle, B., P. Bonneton, H. Dupuis, and N. Sénéchal. 2007. Double bar beach dynamics on the high-energy meso-macrotidal French Aquitanian Coast : A review. *Marine Geology*, 245, 141–159.
- Cienfuegos, R.C., Barth´elemy, E., & Bonneton, P. 2004. Roller modelling in the context of undertow prediction. Pages 318–330 of : Proc. of the 29th International Conference on Coastal Engineering (Lisbon, Portugal).
- Dally, W.R. 2001. Modeling nearshore currents on reef-fronted beaches. In : Proc. of the Fourth Conference on Coastal Dynamics (Lund, Sweden). American Society of Civil Engineers.
- Dingemans, M. 1997. Water Wave Propagation Over Uneven Bottoms. Advanced Series on Ocean Engineering, vol. 13. World Scientific.
- MacMahan, J.H., E.B. Thornton, T.P. Stanton, and A.J.H.M Reniers. 2005. RIPEX - Rip currents on a shore-connected shoal beach. *Marine Geology*, 218, 113– 134.
- MacMahan, J.H., E.B. Thornton, and A.J.H.M. Reniers. 2006. Rip current review. *Coastal Engineering*, 53(2-3), 191-208.
- Ruessink, B.G., D.J.R. Walstra, and H.N. Southgate. 2003. Calibration and validation of a parametric wave model on barred beaches. *Coastal Engineering*, 48, 139–149.
- Schmidt, W.E., R.T. Guza, and D.N. Slinn. 2005. Surf zone currents over irregular bathymetry: drifter observation and numerical simulations. *Journal of Geophysical Research*, 110, C1205.
- Smith, J. 2006. Wave-current interactions in finite depth. *Journal of Physical Oceanography*, 36(7), 1403–1419.
- Svendsen, I.A. 1984. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering*, 8, 303–329.
- Thornton, E.B., J. MacMahan, and A.H. Sallenger Jr. 2007. Rips currents, mega-cusps, and eroding dunes. *Marine Geology*, 240, 151–167.
- Wright, L.D., and A.D. Short. 1984. Morphodynamic variability of surfzone and beaches : a synthesis. *Marine Geology*, 56, 93–118.

Annexe G

Autres Applications du modèle

À travers le monde, les littoraux sableux que nous pouvons observer sont très différents. Cette variabilité peut provenir à la fois de l’environnement, du forçage mais aussi elle peut être induite par les aménagements de l’homme. Cette annexe propose donc d’appliquer notre modèle à l’étude d’environnements différents :

- l’étude d’une plage fermée,
- influence de digues construites parallèlement à la côte.

G.1 Auto-organisation d’une plage fermée

De nombreuses plages à travers le monde sont des plages fermées (“embayed beach”) entourées de falaises par exemple. L’un des points d’intérêt de ce type de système concerne la contrainte exercée par les frontières sur la plage. En effet, dans un tel environnement, le nombre de structures formées est dépendant de la taille de la plage et de la position de la barre. Un autre point d’intérêt est de tester l’évolution morphodynamique sur des parois rigides.

Dans cette étude, on considère un domaine s’étendant sur 3 km dans la direction longshore et 1 km en cross-shore avec une taille de maille de 20 m. La barre rectiligne se situe à environ 280 m de la laisse de basse mer. Afin de modéliser une zone intertidale, le niveau d’eau est modifié toutes les heures et un marnage de 3 m est représenté. Le tableau G.1 donne les conditions de houle. La diffraction est activée dans SWAN et afin de traduire les processus de réflexion des vagues, les falaises sont délimitées en tant qu’obstacles infranchissables.

TAB. G.1 – *Conditions de simulation*

H_s (m)	T_p (s)	D_m (°)	T_{act} (min)
1.5	9	Frontale (0)	60
1.5	9	6° Nord	60

où H_s est la hauteur significative des vagues, T la période des vagues, D_m la direction des vagues par rapport à la normal à la côte et T_{act} est le temps où la bathymétrie et le champ de vagues sont actualisés.

La Figure G.1 illustre les morphologies obtenus après 5 jours simulés pour des conditions de houle frontale ou pour des houles obliques. Les résultats montrent la formation

de morphologies en croissant similaires à celles développées dans le Chapitre 5.2. On constate que proche des falaises, deux chenaux se sont développés pour évacuer les masses d'eau. En particulier, l'incidence oblique induit une zone d'ombre derrière la falaise nord, ce qui entraîne la formation d'un chenal de vidange plus important que pour une houle frontale. Dans ce cas, les croissants deviennent légèrement asymétriques (en particulier celui qui est le plus au nord) et s'orientent dans le sens du courant ("down-current").

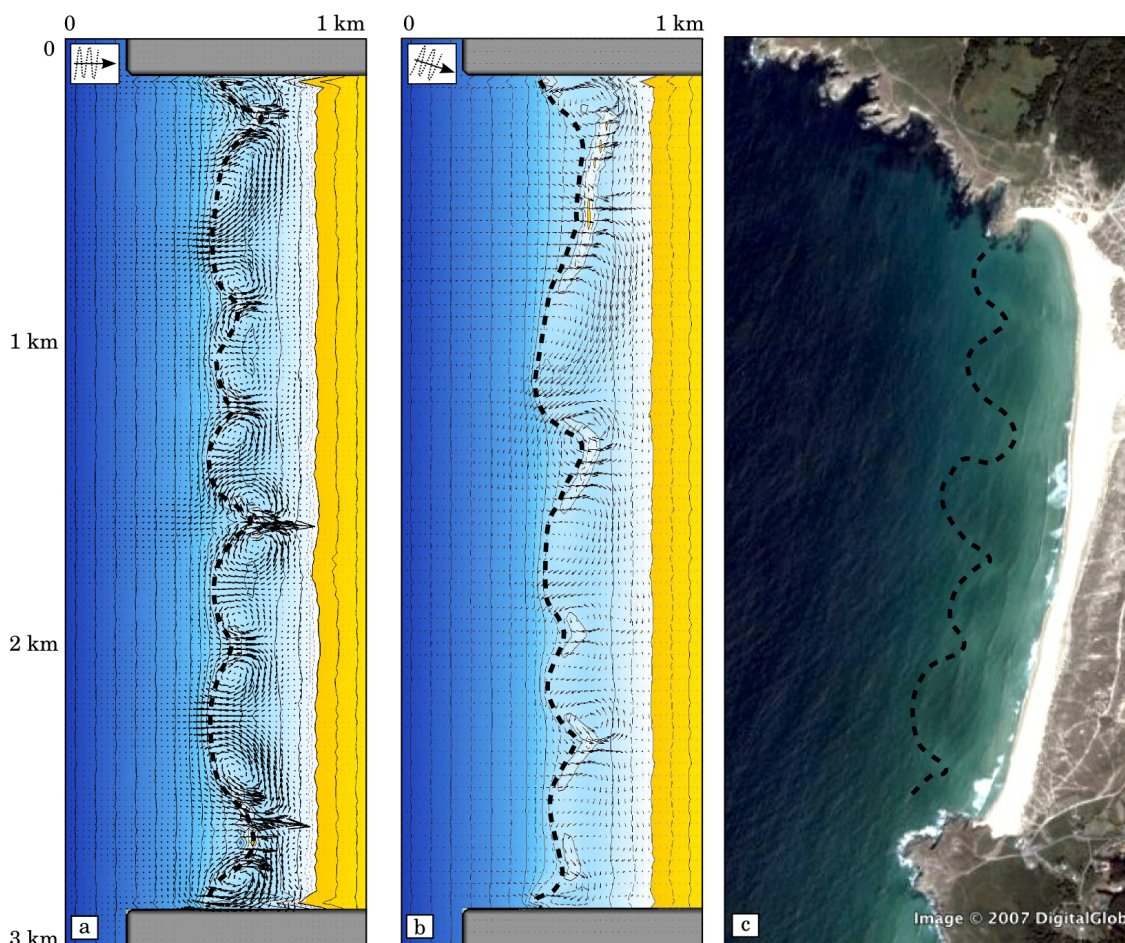


FIG. G.1 – *Évolution morphodynamique d'une plage fermée. a) Après 5 jours pour une houle frontale, b) pour une houle oblique (résultat obtenu avec une ancienne version du code sans utilisé la diffraction) et c) Image satellite extraite de Google Earth (CNES/SpotImage, GeoEye) : plage de Doninos, Galice, Espagne. Les pointillés montrent la structure en croissant de la barre.*

Ces morphologies sont classiquement observées dans ces environnements : la Figure G.1c montre une image satellite de la plage de Doninos en Galice (Espagne). Un autre exemple serait la plage de Palm Beach en Australie ; il s'agit d'une des plages fermées les plus étudiées. La plateforme permet donc de représenter la dynamique d'un système fermée. Le schéma numérique utilisé montre son efficacité pour traiter des conditions de parois rigides.

G.2 Aménagements de littoraux sableux : digues parallèles à la côte

Le second exemple choisi concerne un aménagement de type digues parallèles à la côte ("breakwater"). Il s'agit d'un aménagement classique utilisé pour éviter l'érosion des plages (ex Figures 1.2g et 1.2h). La bathymétrie initiale est une plage plane de pente 2%. Deux digues infranchissables de 200m de long ont été construites sur notre domaine de calcul à environ 160 m de la côte. Elles sont espacées d'environ 550 m. Cette étude est un cas complètement académique, basée sur aucune construction réelle. La taille de maille est de 20 m. La diffraction est activée mais les digues ne sont pas paramétrées en tant qu'obstacles. Le tableau G.2 donne les conditions de houle. Dans ce cas, le modèle de Smith (2006) est utilisé.

TAB. G.2 – *Conditions de simulation*

H_s (m)	T_p (s)	D_m (°)	T_{act} (min)
1.7	9	15° (Est)	60

où H_s est la hauteur significative des vagues, T la période des vagues, D_m la direction des vagues par rapport à la normal à la côte et T_{act} est le temps où la bathymétrie et le champ de vagues sont actualisés.

La Figure G.2 illustre les morphologies obtenus après 5 jours simulés. Malgré certaines oscillations numériques, on constate un engraissement de la plage derrière la digue alors qu'un recul est présent sur le reste du domaine. À long terme, une connexion entre la plage et la digue s'avère inévitable. La Figure G.2b montre une image satellite de la plage de Sea Palling en Angleterre. Cette figure illustre particulièrement bien le bon accord entre le modèle et un cas réel. On retrouve la formation d'un plateau puis au large un domaine où la profondeur d'eau est plus grande.

Bien qu'il ne s'agisse ici que de cas académiques, le modèle reproduit les tendances observées. Une analyse plus approfondie pourrait être nécessaire sur ce genre d'études comportant des obstacles : en particulier, tester la qualité de la diffraction et des réflexions dans le modèle SWAN.

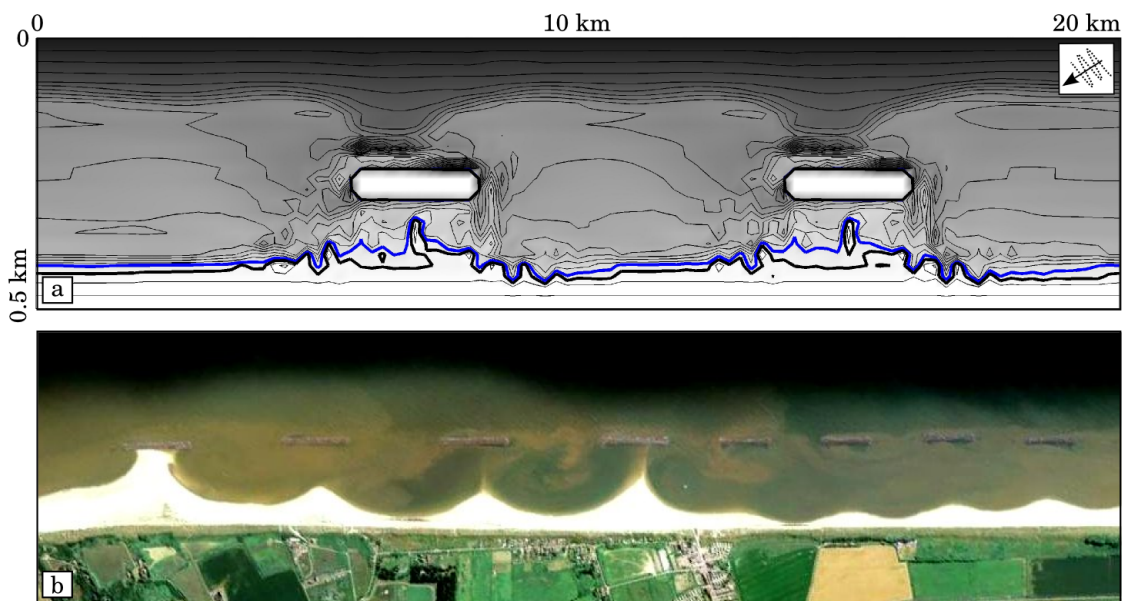


FIG. G.2 – *Évolution morphodynamique d'une plage avec deux digues parallèles à la côte. a) Après 20 jours pour une houle oblique. Les traits noirs délimitent le trait de côte et la ligne bleue les zones où la profondeur d'eau est inférieure à 0.5m. b) Image satellite extraite de Google Earth (GeoEye, Infoterra Ltd & Bluesky, The GeoInformation Group) : plage de Sea Palling, Angleterre.*

Annexe H

Pulsations très basses-fréquences des courants sagittaux

Proceeding of
the 10th International Coastal Symposium (ICS),
Lisbon, Portugal, April 2009.
Special Issue 56 of the *Journal of Coastal Research*

Very Low Frequency motions of a rip current system : Observations and modeling

Nicolas Bruneau, Bruno Castelle,
Philippe Bonneton, Rodrigo Pedreros

Journal of Coastal Research	SI 56	pg - pg	ICS2009 (Proceedings)	Portugal	ISSN
-----------------------------	-------	---------	-----------------------	----------	------

Very Low Frequency motions of a rip current system: observations and modeling

N. Bruneau^{†‡}, B. Castelle[†], P. Bonneton[†] and R. Pedreros[‡]

[†] UMR CNRS 5805 EPOC – OASU [‡] BRGM, ARN
 – Université Bordeaux I 3 avenue Claude Guillemin
 Avenue des facultés BP36009, 45060 Orléans Cedex 2
 33405 Talence CEDEX, FRANCE FRANCE
 n.bruneau@epoc.u-bordeaux1.fr



ABSTRACT

BRUNEAU, N., CASTELLE, B., BONNETON, P. and PEDREROS, R., 2009. Very Low Frequency motions of a rip current system: observations and modeling. *Journal of Coastal Research*, SI 56 (Proceedings of the 10th International Coastal Symposium), pg – pg. Lisbon, Portugal, ISBN

Biscarrosse beach, located on the French Aquitanian Coast, is a high-energy meso-macrotidal double-barred beach. The outer and the inner bars exhibit most of the time crescentic patterns and transverse bar and rip morphology, respectively. Breaking waves over these three-dimensional features induce strong rip currents that are responsible of several drowning accidents each year. To improve our knowledge on this kind of complex environment, an intensive 5-day field experiment was carried out in June 2007 at Biscarrosse Beach. The present study is focused on Very Low Frequency motions (VLF) of a rip current system over a well-developed bar-rip morphology. Using both a drifter experiment and virtual drifter modeling, the study aims at analyzing the rip current pulsations and the drifter retention in the surf zone. The main results show the oscillating behavior of the rip currents, in particular within the rip neck where the VLF pulsations are intense (reaching 1m/s on time scales of 10 to 30 minutes). In addition, most of the drifters are retained within the surf zone (about 80%), with the other 20% exiting the surf zone. These results are reproduced by our numerical model, which shows that shear instabilities of the rip current can be the cause of such retention/expulsion proportions. In addition, here we present the spatial variability of the VLF motion over the entire rip current system.

ADDITIONAL INDEX WORDS: *Rip currents, Very Low Frequency, Pulsations, Drifters, Modeling.*

INTRODUCTION

Rip currents are narrow, intense and seaward-flowing currents that originate from the surf zone and enlarge seaward of the breakers. They can transport large quantities of sediment seaward, shape and interact with the sandy shoreline (THORNTON *et al.*, 2007). This last decade, they have received increasing attention (MACMAHAN *et al.*, 2006) because they play an important role on the beach hydro- and morphodynamics and are a major hazard for swimmers (LUSCHINE, 1991). Understanding the complex dynamics of these currents is also a real challenge for the scientific community. Despite the recent increase in the attention devoted to rip currents, field measurements of rips still remain poorly documented and most of the time restricted to low-energy rip current systems.

Intense rip currents are observed all along the meso-macrotidal double-barred sandy beaches of the Aquitanian Coast, France (CASTELLE *et al.*, 2007). Along this high-energy environment, the outer and the inner bar exhibit persistent crescentic subtidal patterns and most of the time rhythmic transverse bar and rip morphologies, respectively. In-situ and modeling investigations on those rip currents have only been attempted recently on the inner bar (CASTELLE *et al.*, 2006; CASTELLE and BONNETON, 2006; BONNETON *et al.*, 2006). Using both measurements and numerical modeling, CASTELLE *et al.* (2006) and CASTELLE and BONNETON (2006) highlighted the strong tidal modulation of the rip currents with a maximum of rip velocity between low and mid tide for low to moderate wave energy. This maximum shifts to high tide,

reaching a threshold, for increasing offshore wave conditions. These studies also showed that rip currents are favored by shore-normal long-period waves. However, these studies strongly suffer from the lack of measurements, in particular in the close vicinity of the rip neck. To pave this gap a 5-day field experiment was carried out at Biscarrosse Beach in June 2007. First analysis of this field measurement (BRUNEAU *et al.*, In press; BRUNEAU *et al.*, in revision) corroborate the results detailed previously. Moreover, BONNETON *et al.* (2006), MACMAHAN *et al.* (2004a, 2004b), RENIERS *et al.* (2007) and BRUNEAU *et al.* (in revision) have underlined the presence of strong Very Low Frequency (noted VLF) motions of the rip current for both low- and high-energy conditions.

The present paper aims at improving our knowledge on those VLF motions using both a human drifter experiment and a modeling approach. The model is only applied to the first day of measurements, when the drifter experiment was carried out.

FIELD SITE AND EXPERIMENT DESCRIPTION

Biscarrosse Beach is a highly variable double sandbar system, located on the French Aquitanian Coast, a few kilometers southward of the Arcachon Lagoon. A large bathymetry (Fig. 1a) was carried out by the French Navy (SHOM) between the 17th and the 20th of June. During the field experiment, the outer bar was weakly developed and the inner bar exhibited well-developed,

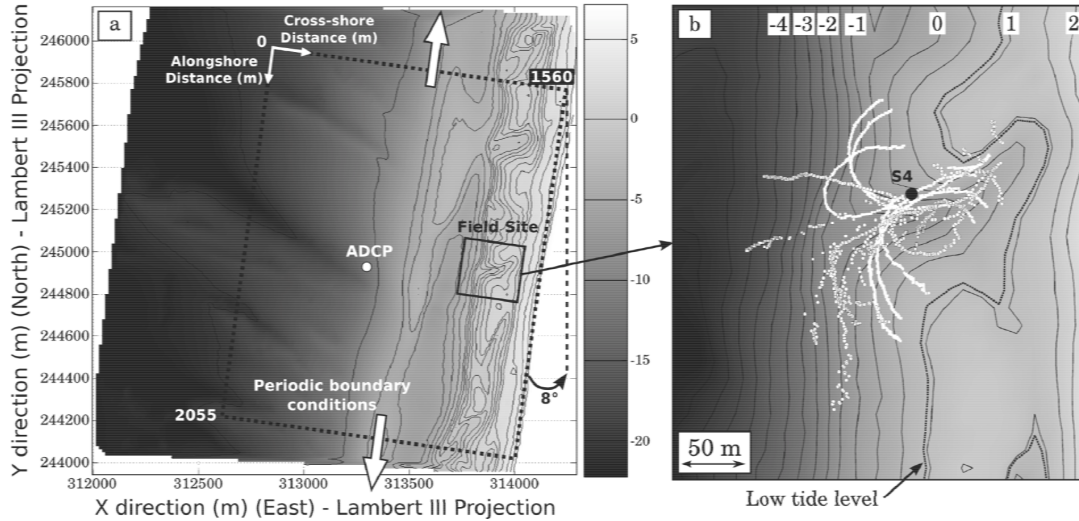


Figure 1. a) Large Bathymetry of the studied area. The dashed line delimits the computational domain. The white point shows the deployment location of the ADCP. b) Drifter trajectories collected during the 13th June 2007 and a few collected the 14th. Northern trajectories were only collected the 13th in the morning.

poorly rhythmic, bar-rip patterns. The instrumented Transverse Bar and Rip (Fig. 1b) morphology (noted TBR according to WRIGHT and SHORT (1984) classification) was characterized by a narrow, deep and southward-oriented rip channel together with two smaller northern and southern feeder channels.

A large array of in-situ stationary sensors was deployed over this TBR morphology. During the experiment, the TBR system was exposed to a large range of shore-normal waves ($0.5 < H_s < 3$ m for 10 m water depth). The whole sensor deployment locations are detailed in BRUNEAU *et al.* (In press) and BRUNEAU *et al.* (in revision). Herein, only the Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP), deployed offshore of the studied area and the S4 InterOcean current meter (2hz) are used (illustrated on the Figure 1). The ADCP, deployed at about 9 m water depth at low tide provides the offshore wave forcing. The S4 was deployed in the close vicinity of the rip neck when drifter experiment was carried out (Figure 1b) the 13th June.

During the afternoon of the 13th June, the tidal range was about 3.4 m. The significant wave height H_s ranged from 0.6 to 1 m with a peak period T_p of about 10 s. During rising tide, the waves came strongly from the south and then, during the falling tide, the mean wave direction D_m was slightly south but close to the shore normal (Fig. 2b) which favored rip current formation.

MODELING STRATEGY

The modeling approach consists in coupling the spectral wave model SWAN (BOUJ *et al.*, 1999) with the non-linear shallow water tide-, wind- and wave-induced current model MARS 2DH (see BRUNEAU *et al.* (2007, In press) for more details on the modeling strategy).

Mean current approach and drifters

In the present study, depth-averaged currents U_i are computed according to MEI (1989). The flow field is calculated with the non-linear shallow water basic system of equations:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial h U_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x_i} &= -\frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} + \frac{D_i}{\rho h} + \frac{\tau_i^s - \tau_i^b}{\rho h} \end{aligned} \quad (1)$$

where ζ is the free surface elevation. h is the water depth, g the gravity, ρ the mass density of sea water, τ_i^b and τ_i^s the bed and surface shear stresses, respectively. S_{ij} and D_i represent the radiation stresses (LONGUET-HIGGINS and STEWART, 1964) and a parameterization of the eddy diffusion, respectively. Here, D_i is given by:

$$D_i = \rho \bar{h} \partial_j (v_i \partial_j U_i) \quad (2)$$

where v_i is the horizontal eddy viscosity which includes a constant part (only dependant of the spatial step Δy) and a contribution due to the turbulence generated by the wave-breaking according to BATTJES (1975):

$$v_i = 0.01 f_{visc} \Delta y^{1.15} + M \bar{h} \left(\frac{D_w}{\rho} \right)^{1/3} \quad (3)$$

where F_{visc} and M are constant coefficients and D_w is the energy dissipation rate calculated according to BATTJES and JANSSEN (1978). To compute mean steady currents (quasi-steady solution of (1)), we chose $F_{visc} = 7$ and $M = 2$. To investigate the shear instabilities of the rip current, the lateral mixing has to be small. We therefore used $F_{visc} = 0.4$ and $M = 0.1$ (sensitivity tests were carried out to represent the main characteristics of the VLF). The undertow contribution was not taken into account herein. To finish, the roller contribution is modeled in agreement with the work of DALLY (2001).

Virtual drifter positions are calculated by solving the classical trajectory equation at each time step.

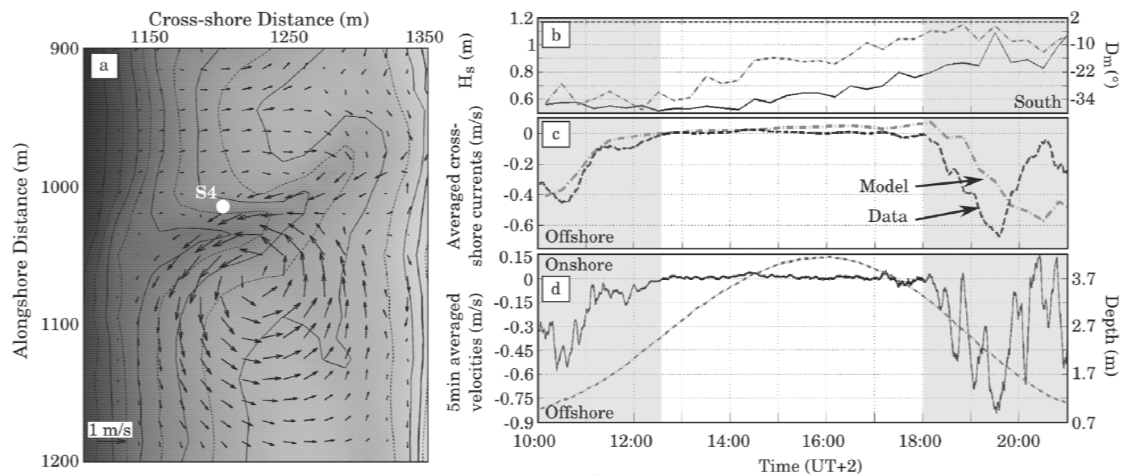


Figure 2. a) Computed mean currents (zoom on the field site) on the 13th of June at 7:30 pm for $H_s = 1$ m, $T_p = 10$ s, $D_m = 3^\circ$ and $\zeta_i = 2.2$ m. b) Time series of the significant wave height (solid line) on the 13th of June and the mean wave direction (dashed line). c) Comparison of the mean (20-minute low-pass filtered) measured (solid line) and modeled (dashed line) cross-shore currents measured at the S4 location. d) 5-minute low-pass filtered cross-shore velocities (solid line) and water depth (dashed line) measured by the S4. The shaded areas display the period when the rip current was active between low and mid tide. The figure highlights the intense very low frequency pulsations of the rip current.

Modeling set-up

The numerical bathymetry, delimited by the dashed rectangle (Fig. 1a), extends on about 2 km and 1.5 km in the alongshore and cross-shore directions, respectively. Simulations are run on a 15m regular grid. Periodic lateral conditions are implemented.

Offshore wave and tide boundary conditions are a key point for accurately modeling wave-induced currents. The ADCP (Fig1a) provides offshore wave conditions (directional spectrum) and mean water level.

To compute the mean currents, a simulation is run every 20 min. The Figure 2a shows the computed mean currents on the 13th at 7:30 pm for the following wave conditions: $H_s = 1$ m, $T_p = 10$ s, $D_m = 3^\circ$ and $\zeta_i = 2.2$ m.

RESULTS

Comparison data vs model

The Figure 2c shows the low-pass filtered (20 minutes) cross-shore currents measured (black) and modeled (gray) at the S4 location. The comparison shows a good agreement of the model with measurements. The strong tidal modulation is highlighted with intense currents between low and mid tide. During the falling tide, near low tide, the model over-estimates the rip current intensity. The bathymetric survey was carried out the 17th, after a high-energy event (H_s reaching 3 m). This induced a substantial morphodynamic evolution of the rip system (Bruneau *et al.*, In revision) that may explain flow differences between the observations and the modeling results. The recent work of Plant *et al.* (2008) showed the important role of the bathymetric resolution in the flow modeling. Indeed, the 15m grid used here do not reproduced exactly the significant bathymetry gradients that were measured near the rip neck. This can also explain the local differences obtained between the observations (measured by the

S4) and the model. Comparisons carried out in Bruneau *et al.* (In press) show results in good agreement for other sensors deployed both on the bar and in the feeder.

Figure 2d shows measured 5-minute low-pass filtered rip current velocity. When the rip current is active (i.e. between low and mid tide), intense VLF are observed, reaching 0.6-0.7 m/s with time scales of 10 to 30 minutes. It is to be noted that these VLF are very intense given that Biscarrosse Beach was only exposed to waves with $H_s < 1$ m.

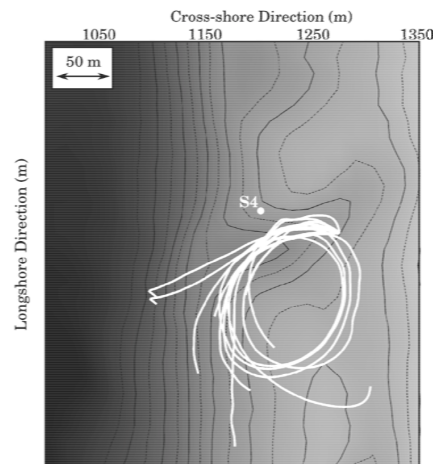


Figure 3. Virtual drifter trajectories calculated with the unsteady approach the 13th June at 7:30pm. A large part of the virtual drifters stay in the circulations cells, while few drifters extend out of the surf zone.

Drifter trajectories

While the quasi-steady approach does not result in any drifter exiting the surf zone, the unsteady approach (reducing the lateral mixing as explained in the previous section) has been undertaken for simulating shear instabilities of the rip current system. Here we investigate the hydrodynamics on the 13th June at 7:30pm when the rip current was the most intense. The unsteady wave-induced currents were simulated during 40 minutes with a constant tide level (Fig. 4c) with 10 virtual drifters released every 1.5 minutes in the northern feeder channel. Figure 3 displays the computed trajectories. During the afternoon of the 13th June, all the drifters caught in a circulation, were observed in the southern rip circulation cell, which is well-reproduced by our modeling exercise (around 100m wide). As observed, some drifters derived in the alongshore southern direction and both measurements (Fig. 1b) and modeling (Fig. 3) show drifters that exited from the surf zone. To resume, this panel shows that most of the drifters stays in the southern circulation cells within the surf zone (about 80%), while 20% exit the surf zone while being caught by a pulsating jet.

Spatial variability of the VLF motions

A 40-minute unsteady simulation has been done to investigate the spatial variability of the VLF motions. Figure 4a shows the time series of the rip current intensity in the middle of the rip neck, close to the S4 (see location on Figure 4b). The VLF motions are characterized by pulsation intensity reaching 1.2 m/s

over periods ranging from 8 to 20 minutes, which are slightly smaller periods than those measured by the S4. Figure 4b shows the spatial variability of the standard deviation of the flow intensity. The most intense pulsations are observed in the rip neck, while VLF motions are weak over the bar where onshore flows are observed. In contrast, Figure 4c shows that a minimum of wave-induced current angle standard deviation is observed in the rip neck. This means that the rip current strongly pulsates, but also has a substantially steady direction. Maximum of unsteady current standard deviations are observed in the center of the horizontal circulations and in the areas where the shear is the most important. In addition, this deviation remains high within the rip head. To illustrate this high variability in both the rip current system flow intensity and angle, two vector maps are superimposed on Figure 4c at two distinct times (at t_1 during a pulsating jet event, and t_2 for a small instantaneous rip intensity, Fig. 4a). In this case, the instantaneous variation can reach 120° in the rip neck inducing offshore directed currents in the first case and onshore currents in the second.

DISCUSSION AND CONCLUSIONS

A few works (BONNETON *et al.*, 2006; MACMAHAN *et al.* 2004b, 2006, In press); RENIERS *et al.* (2007); BRUNEAU *et al.* (in revision)) have already investigated the VLF motions and circulations cells associated with rip currents using both in-situ data and modeling exercises. The present modeling approach allows the computation of the unsteady pulsating currents induced

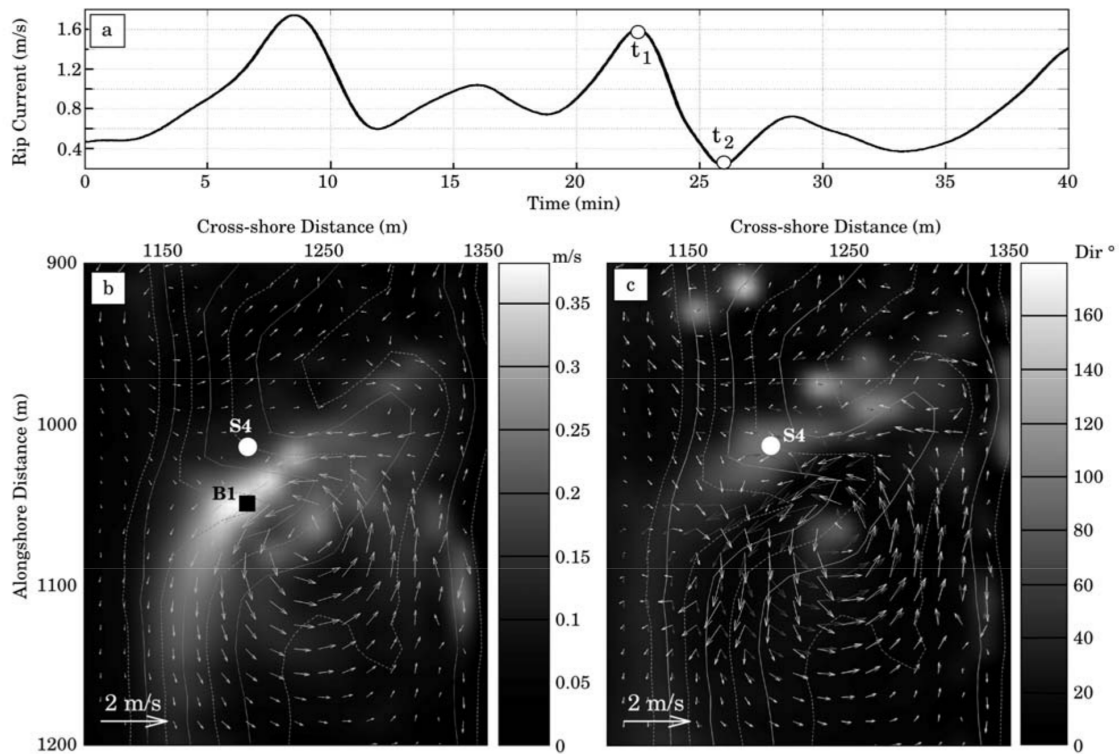


Figure 4. a) The modeled rip intensity at B1 during the whole studied temporal series. b) Standard deviation of the rip current intensity over the studied area superimposed with the bathymetry levels superimposed with averaged currents. c) Standard deviation of the rip current direction superimposed with two current maps: in gray at the t_1 location on Fig. 4a, in white at the t_2 location.

by breaking waves over a well-developed bar-rip. The results underline the strong spatial variations of both the rip current intensities and directions associated with these VLF motions. The VLF pulsations are more significant in the rip neck than over the bars. This, associated with the intense variations in current directions, highlights the strong unsteady and spatially-variable behavior of the rip current system. Here we showed that, using both a field drifter experiment and numerical simulations, about 80% of the drifters are retained in the surf zone, while 20% are caught by a pulsating jet and exit the surf zone. This proportion of expelled/retained drifters in the surf zone in the presence of a topographically-controlled rip current is in agreement with the recent field study of MACMAHAN *et al.* (In press). This suggests that rip current shear instability alone may result in the same proportion of drifter being caught by pulsating jets that is observed in the field. Further simulations are required to investigate, among other aspects such as wave forcing and rip channel morphology, the relative importance of shear instabilities and wave group forcing (RENIERS *et al.*, In press) on the surf zone retention.

In the present work, our modeling approach, based on the coupling of the SWAN and MARS models with a subsequent lagrangian transport module has proved its efficiency to well estimate both mean currents and unsteady pulsating horizontal circulations. In particular, the spatial variability of the VLF within the rip current system has been explored. This study motivates further numerical exercises together with field experiments to investigate in more detail VLF spatial variability characteristics in topographically-controlled rip current systems.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank the BRGM for his financial support and the French Navy (SHOM, ECORS project) for undertaking the bathymetry survey of the study area. This work was also undertaken within the framework of the MODLIT (RELIEFS/INSU) Project. The authors also thank J.-G. Orliac and T. Prusek for their work on the drifters during a master 1 project and Vincent Marieu for the constructive discussions. Finally, we dedicate this work to our friend and colleague Denis Michel who tragically passed away during this field experiment.

LITERATURE CITED

- BATTJES, J.A. 1975. Modeling of turbulence in the surf zone. Pages 357–375 of *Proceedings of the 2nd Annual Symposium on Waterways, Harbours and Coastal Engineering*. ASCE on modeling techniques (San Francisco, United States), vol. 36.
- BATTJES, J.A. and JANSSEN, J.P.F.M. 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Proceedings of the Coastal Engineering Conference 1*, pp. 569-587.
- BONNETON, N.; BONNETON, P.; SÉNÉCHAL, N., and CASTELLE, B., 2006. Very Low Frequency rip current pulsations during high energy wave conditions on a meso-macrotidal beach. *Proceedings of the 30th International Conference on Coastal Engineering* (San Diego, United States, ASCE), Vol. 1.
- BOOU, N.; RIS, R.C., and Holthuijsen, L.H., 1999. A third-generation wave model for coastal regions 1. Model description and validation. *Journal of Geophysical Research*, 104(C4), 7649-7666.
- BRUNEAU, N.; BONNETON, P.; PEDREROS, R.; DUMAS, F., and IDIER, D., 2007. A New Morphodynamic Modelling Platform : Application to Characteristic Sandy systems of the Aquitanian Coast, France. *Journal of Coastal Research*, SI 50 – Proc. of the 9th ICS (Gold Coast, Australia), pp. 932–936.
- BRUNEAU, N.; BONNETON, P.; CASTELLE, B.; PEDREROS, R.; PARISOT, J.-P., and SÉNÉCHAL, N., In press. Modeling of a high-energy rip current during Biscarrosse 2007 field experiment. *Proceedings of the 31th International Conference on Coastal Engineering* (Hamburg, Germany, ASCE).
- BRUNEAU, N.; CASTELLE, B.; BONNETON, P.; PEDREROS, R.; Almar, R.; BONNETON, N.; BRETTEL, P.; PARISOT, J.-P., and SÉNÉCHAL, N., in Revision.. Field observations of an evolving rip current on a meso-macrotidal well-developed inner bar and rip morphology. *Continental Shelf Research*.
- CASTELLE, B.; BONNETON, P.; SÉNÉCHAL, N.; DUPUIS, H.; BUTEL, R., and MICHEL, D., 2006. Dynamics of wave- induced currents over an alongshore non-uniform multiple-barred sandy beach on the Aquitanian coast, France. *Continental Shelf Research*, 26, 113-131.
- CASTELLE, B. and BONNETON P., 2006. Modeling of a rip current induced by wavesrunnel system on the Aquitanian Coast, France. *C.R. Geoscience*, 338, 711-717.
- CASTELLE, B.; BONNETON, P.; DUPUIS, 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.
- DALLY, W.R. 2001. Modeling nearshore currents on reef-fronted beaches. *Proceedings of the Fourth Conference on Coastal Dynamics* (Lund, Sweden, ASCE).
- LONGUET-HIGGINS, M.S. and STEWART, R.W., 1964. Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications. *Deep-Sea Research*, 11, 529–563.
- LUSCHINE, J.B., 1991. A study of rip current drownings and weather related factors. *National Weather Digest*, 191, 11-19.
- MACMAHAN, J.H.; RENIERS, A.J.H.M.; THORNTON, E.B. and STANTON, T.P., 2004a. Infragravity rip current pulsations. *Journal of Geophysical Research*, 109 (C010033), 1-9.
- MACMAHAN, J.H.; RENIERS, A.J.H.M.; THORNTON, E.B. and STANTON, T.P., 2004b. Surf zone eddies coupled with rip current morphology. *Journal of Geophysical Research*, 109 (C07004).
- MACMAHAN, J.H.; THORNTON, E.B., and RENIERS, A.J.H.M., 2006. Rip current review. *Coastal Engineering*, 53(2-3), 191-208.
- MACMAHAN, J.H.; THORNTON, E.B., and STANTON, T.P., In press. Measurements of rip current circulation, diffusion and dispersion. *Proceedings of the 31th International Conference on Coastal Engineering* (Hamburg, Germany, ASCE).
- MEI, C.C., 1989. The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves. *Advanced Series on Ocean Engineering, vol. 1*. World Scientific.
- PLANT, N.G.; EDWARDS, K.L.; Kaihatu, J.M.; Veeramony, J.; Hsu, L., and HOLLAND, K.T., 2008. The effect of bathymetric filtering on nearshore process model results. *Coastal Engineering*.
- RENIERS, A.J.H.M.; MACMAHAN, J.H.; THORNTON, E.B., and STANTON, T.P., 2007. Modeling of very low frequency motions during RIPEX. *Journal of Geophysical Research*, 112 (7), C07013.
- RENIERS, A.J.H.M.; MACMAHAN, J.H., and THORNTON, E.B., In press. Modeling of 3D structure of rip current flows at RCEX. *Proceedings of the 31th International Conference on Coastal Engineering* (Hamburg, Germany, ASCE).
- THORNTON, E.B.; MACMAHAN, J., and SALLENGER JR, A.H., 2007. Rips currents, mega-cusps, and eroding dunes. *Marine Geology*, 240, 151–167.
- WRIGHT, L.D. and SHORT, A.D., 1984. Morphodynamic variability of surfzone and beaches: a synthesis. *Marine Geology*, 56, 93–118.

Modélisation morphodynamique des plages sableuses

Résumé : Le long des littoraux sableux tels que la côte Aquitaine, les vagues et principalement les courants moyens induits par celles-ci jouent un rôle majeur dans l'évolution morphologique des plages. Que ce soit d'un point de vue socio-économique (aménagement des plages, protection de l'environnement) ou sécuritaire (noyade), comprendre la dynamique de tels environnements est devenu un réel enjeu scientifique ces dernières années.

Le développement d'une plateforme de modélisation morphodynamique opérationnelle a été mené au cours de cette thèse. Ce modèle est basé sur le couplage du modèle spectral de houle SWAN (Delft University of Technology) avec le modèle MARS 2DH (Ifremer), initialement conçu pour calculer les courants induits par la marée et les vents. Après avoir ajouté les phénomènes liés à la houle, un modèle sédimentaire a été développé pour estimer les évolutions morphodynamiques.

La campagne de mesures Biscarrosse-PréECORS menée en juin 2007 sur la plage de Biscarrosse a permis de valider le modèle pour une large gamme d'état de mer. Le modèle a montré son efficacité et sa robustesse pour décrire les courants et des circulations induites par les vagues au dessus de fortes hétérogénéités bathymétriques. Nous avons mis en évidence la forte modulation tidale des courants sagittaux qui sont intenses même pour de faibles conditions de vagues.

La plateforme de modélisation morphodynamique a permis d'analyser la formation et le développement de morphologies tridimensionnelles rythmiques pour des systèmes simple et double barre. Pour les environnements à double barre comme la côte Aquitaine, l'intense couplage morphologique entre la barre externe et la barre interne a été étudié en réponse aux conditions de forçages. Nous avons mis en évidence l'influence de la marée sur la croissance des barres et révélé la corrélation existant entre croissance des barres et dissipation d'énergie des vagues sur les barres.

Cette thèse a abouti au développement d'un modèle complet permettant d'appréhender la dynamique des environnements littoraux sableux.

Mots clés : modélisation, morphodynamique, courants sagittaux, modulation tidale, pulsations basse-fréquence, barre sableuse, couplage morphologique, mesures in-situ.

Morphodynamical modeling of sandy beaches

Abstract : Along many sandy environments as the Aquitanian Coast, waves and wave-induced currents play a key role on the beach morphodynamics. Within a socio-economic (human interventions, natural environment protection) and touristic (human safety) framework, understand the complex dynamics of these systems is a real scientific challenge these last decades.

The development of an operational morphodynamical modeling platform was performed during this PhD thesis. The modeling strategy consists in coupling the spectral wave model SWAN (Delft University of Technology) with the non-linear shallow water model MARS 2DH (Ifremer). The MARS model was initially designed to compute tide- and wind-induced currents. Thus, the wave processes and a sedimentary unit were implemented inside MARS to compute morphological evolutions of wave-dominated sandy beached.

The Biscarrosse-PréECORS field experiment carried out in June 2007 at Biscarrosse Beach was used to validate our modeling platform for a large range of offshore wave conditions. Results have proved the efficiency and the robustness of our model to calculate wave-induced currents and circulations over alongshore non-uniformities. The strong tidal modulation of currents and the intense rip currents for low-energy conditions were highlighted.

The morphodynamical modeling platform was also used to analyze the generation and the development of rhythmic three-dimensional morphologies for one- and double-barred systems. For double-barred environments, the intense morphological coupling between the inner and outer bar was studied in the response of wave and tide forcing. We have highlighted the influence of the tide on the bar growth and showed the correlation between the growth and the wave dissipation over the bar.

This thesis has succeeded in the development of a complete model for understanding the dynamics of sandy coastal environments.

Key-words : modeling, morphodynamic, rip currents, tidal modulation, Very-Low-Frequency pulsations, sandbar, morphological coupling, in-situ measurements.