



**HAL**  
open science

# Dynamique hydro-sédimentaire des côtes dominées par la houle et par la marée

Xavier Bertin

► **To cite this version:**

Xavier Bertin. Dynamique hydro-sédimentaire des côtes dominées par la houle et par la marée . Océan, Atmosphère. Université de La Rochelle, 2015. <tel-01238116>

**HAL Id: tel-01238116**

**<https://hal.science/tel-01238116v1>**

Submitted on 4 Dec 2015

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

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



HAL Authorization

---

# Dynamique hydro-sédimentaire des côtes dominées par la houle et par la marée

---

Mémoire présenté par

**Xavier BERTIN**



En vue de l'obtention du diplôme  
d'Habilitation à Diriger les Recherches

Spécialité : Terre, enveloppes fluides

Soutenu le 12 juin 2015 devant la commission d'examen formée de :

<b>Yves Morel</b>	Directeur de Recherche au CNRS, UMR 5566 LEGOS	Rapporteur
<b>Philippe Bonneton</b>	Directeur de Recherche au CNRS, UMR 5805 EPOC	Rapporteur
<b>Dano Roelvink</b>	Professeur, IHE Unesco, Delft, Pays Bas	Rapporteur
<b>Pierre le Hir</b>	Cadre de Recherche HDR, IFREMER, Plouzané	Examineur
<b>Olivier de Viron</b>	Professeur, UMR7266 LIENSs	Examineur
<b>André Fortunato</b>	Directeur de Recherche, LNEC (Portugal)	Invité



# Table des matières

<b>Préambule</b>	<b>9</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>13</b>
<b>2 Le système de modélisation numérique</b>	<b>17</b>
2.1 Introduction et historique du système de modélisation	17
2.2 Les modèles spectraux d'état de mer	18
2.2.1 Introduction	18
2.2.2 Equation résolue	19
2.2.3 Méthodes numériques	20
2.3 Les modèles de circulation hydrodynamique	21
2.3.1 Introduction	21
2.3.2 Equations résolues	21
2.3.3 Méthodes numériques	23
2.4 Représentation des ondes infra-gravitaires	23
2.5 Les modèles de transport sédimentaire	25
2.5.1 Transport induit par les courants moyens	25
2.5.2 Transport perpendiculaire à la plage induit par les vagues	26
2.6 Evolution du fond	27
<b>3 Etude des forçages incidents : les variations du niveau marin</b>	<b>31</b>
3.1 Les variations de l'élévation de la surface libre à différentes échelles temporelles	31
3.2 Caractérisation des régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord	32
3.2.1 Introduction	32
3.2.2 Méthode	33
3.2.3 Variabilité interannuelle du régime d'agitation dans l'Atlantique Nord	35
3.2.4 Tendances à long terme	38
3.3 Surcotes	39
3.3.1 Introduction	39
3.3.2 Contrainte de surface induite par le vent	39
3.3.3 Transport d'Ekman	41
3.3.4 Setup induit par les vagues	43
3.3.5 Résonance des ondes de tempête sur le plateau continental	45
3.3.6 Impact des submersions marines sur les hauteurs d'eau en mer	47
3.4 Ondes ingra-gravitaires	50
3.4.1 Introduction	50
3.4.2 Développement d'ondes IG au niveau des embouchures tidales peu profondes	50

<b>4</b>	<b>Estimation de la dérive littorale en amont des embouchures</b>	<b>55</b>
4.1	Introduction et présentation du problème . . . . .	55
4.2	Stratégie de modélisation . . . . .	56
4.3	Application à la plage de St Trojan . . . . .	58
4.4	Application à la pointe d'Arçay . . . . .	61
4.5	Application à la pointe de la Coubre . . . . .	63
4.6	Application à la côte ouest Portugaise . . . . .	64
4.7	Application à la Gold Coast australienne . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Analyse des processus physiques contrôlant la dynamique des embouchures tidales</b>	<b>69</b>
5.1	Introduction . . . . .	69
5.2	Impact des vagues sur la morphologie des embouchures . . . . .	71
5.3	Processus contrôlant l'élargissement des embouchures en période de beau temps . . . . .	72
5.4	Processus contrôlant le comblement des embouchures en présence de houles énergétiques . . . . .	73
5.4.1	Composante perpendiculaire à la côte du gradient de tension de radiation des vagues . . . . .	74
5.4.2	Convergence de la dérive littorale vers l'embouchure . . . . .	74
5.4.3	Blocage des vagues par les courants de marée . . . . .	75
5.4.4	Ondes infra-gravitaires . . . . .	76
5.4.5	Variations du niveau moyen de la mer . . . . .	77
5.5	Processus contrôlant la migration des embouchures tidales . . . . .	78
5.5.1	Introduction . . . . .	78
5.5.2	Embouchure d'Obidos . . . . .	79
5.5.3	Embouchure de Bonne Anse . . . . .	80
5.5.4	Modélisation numérique idéalisée . . . . .	80
<b>6</b>	<b>Bilan, travaux en cours et perspectives</b>	<b>83</b>
6.1	Bilan . . . . .	83
6.2	Morphodynamique 3D et processus à court terme . . . . .	84
6.2.1	Interactions vagues-courants . . . . .	84
6.2.2	Ondes infra-gravitaires . . . . .	86
6.2.3	Echanges entre les plages et la zone pré-littorale . . . . .	87
6.3	Processus à long terme et approches 2DH . . . . .	88
6.3.1	Représentation des forçages incidents . . . . .	88
6.3.2	Approche multi-couche/multi classe . . . . .	89
6.3.3	Résolution de l'équation d'Exner . . . . .	90
	<b>Appendices</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Curriculum Vitae</b>	<b>i</b>
<b>B</b>	<b>Synthèse de la production scientifique</b>	<b>xv</b>
<b>C</b>	<b>Synthèse des projets de recherche</b>	<b>xvii</b>
<b>D</b>	<b>Résumés de 10 articles représentatifs de mes travaux de recherche</b>	<b>xix</b>

# Table des figures

1.1	Image satellite VIIRS (Visible Infrared Imaging Radiometer Suite) de l'Europe de nuit montrant une concentration des zones urbaines le long des côtes (crédit : NASA).	13
1.2	(A) Embouchure du Bassin d'Arcachon, montrant le développement d'activités ostréicoles au sein des bancs du delta de jusant (crédit J. Rouaux), (B) Embouchure de la Baie de Bonne-Anse qui n'existait pas au début du 20 <sup>me</sup> siècle (crédit P. Devanne), (C) Embouchure d'Aveiro (Portugal), montrant la présence de nombreuses digues liées aux activités portuaires (crédit Google Earth) et (D) submersion de l'Aiguillon-sur-mer au lendemain de Xynthia (28/03/2010) (crédit MAXPP)	14
2.1	Schéma montrant l'architecture générale du système de modélisation numérique que nous avons développé dans ces travaux	18
2.2	Comparaison entre le transport longitudinal mesuré et calculé à l'aide des formules empiriques de <i>Engelund et Hansen (1967)</i> adaptée aux vagues par van de <i>Van De Graaff et Van Overeem (1979)</i> (A), Soulsby et Van Rijn ( <i>Soulsby, 1997</i> ), <i>Camenen et Larson (2007)</i> et <i>van Rijn et al. (2007)</i> (2007).	26
2.3	Volume de contrôle centré sur les nœuds et définition des variables associées.	28
3.1	Variations de la surface libre à différentes échelles de temps et échelles spatiales associées, forçages dominants à l'origine de ces variations : atmosphère, tectonique, gravité, radiations solaires et interactions entre ondes.	31
3.2	Image aérienne oblique de la Pointe d'Arçay en novembre 2012 et position du trait de côte en 1958, 1982 et 1994, montrant que depuis six décennies, son développement alterne entre construction de crochets et progradation dans le sens de son allongement (Crédit J. Aubry).	32
3.3	Carte bathymétrique de l'Atlantique Nord, extention géographique de notre grille de calcul et extension maximale de la banquise telle que prise en compte dans le modèle.	33
3.4	Comparaison entre les $H_s$ mesurées à la bouée Gascogne (5.00°;45.23°) et simulées par notre modèle régional de vague forcé par les champs de vent issus des réanalyses CSFR, ERA-Interim, NCEP-NCAR et 20CR.	34
3.5	Comparaison entre les hauteurs significatives de vague mesurées et simulées au niveau de la station OWS "Juliett" entre août 1962 et mars 1963.	35
3.6	Moyennes hivernales (gauche), tendances linéaires (centre) et corrélations avec l'oscillation Nord Atlantique (droite) pour les $H_s$ (haut), Mwd (centre) et $T_p$ (bas). Les zones hachurées correspondent aux tendances et corrélations qui ne sont pas significatives à 95%.	36

3.7	Moyennes hivernales (DJFM) de l'indice de l'oscillation nord atlantique au 20 <sup>e</sup> siècle basé sur les mesures de pression de Reykjavik et Lisbonne (i.e. <i>station-based</i> ).	37
3.8	(A) Tendances linéaires des $H_s$ sur la période 1900-2008, (B) corrélation avec l'indice ONA, (C) Mode principal de la décomposition en EOF des $H_s$ et série temporelle associée normalisée et (D) seconde EOF, série temporelle associée et indice de l'ONA normalisés.	38
3.9	Paramètres des vagues mesurés (noir) et simulés au large de l'île d'Oléron pendant la tempête Xynthia, montrant la présence d'un état de mer caractérisé par des vagues jeunes, bien reproduites par notre modèle (issu de <i>Bertin et al. (2014)</i> ).	40
3.10	Répartition fréquentielle de l'énergie des vagues (haut), contrainte de surface (centre) et surcotes à La Rochelle mesurées (noir) et simulées avec une contrainte de surface dépendante (rouge) et indépendante (bleu) de l'état de mer pour Xynthia (gauche) et Joachim (droite).	41
3.11	(A) Bathymétrie simplifiée du Golfe du Mexique, trajectoire de l'ouragan Ike et position des marégraphes utilisés dans cette étude; (B) champs de pression atmosphérique au niveau de la mer et (3) vent moyen à 10 m 15 h avant que le centre de l'ouragan ne touche les côtes.	42
3.12	(A) Surcote simulée dans la partie occidentale du Golfe du Mexique 15 h avant l'arrivée de l'ouragan Ike, avec (A) et sans (B) le terme de Coriolis. Comparaison entre la surcote observée et modélisée aux marégraphes de (C) Freshwater et (D) Gavelston.	42
3.13	Hauteurs significatives et périodes de pic des vagues mesurées (noir) et simulées à la bouée du Cap Ferret pendant la tempête Klaus (2009/01/24), montrant que notre système de modélisation numériques est capable de bien reproduire cet état de mer extrême (Adapté de <i>Arnaud et Bertin (2014)</i> ).	43
3.14	Surcote pendant la tempête Klaus (24/01/2009) à Arcachon et à Bayonne, calculée à partir des observations marégraphiques (noir) et simulées à l'aide de notre système de modélisation entièrement couplé (bleu) et sans prendre en compte les gradients de tension de radiation des vagues (Adapté de <i>Arnaud et Bertin (2014)</i> ).	44
3.15	Variation de la surcote associée à Xynthia dans le Golfe de Gascogne, montrant la présence d'oscillations de période 6h00 après le pic de surcote à St Nazaire, aux Sables d'Olonne, à La Pallice et au Verdon.	46
3.16	A-Facteur d'amplification d'une onde en fonction de sa fréquence angulaire montrant un maximum pour des fréquences de l'ordre de $0.0003 \text{ rad.s}^{-1}$ dans la partie centrale du Golfe de Gascogne et B-largeur du plateau continental à laquelle la résonance est maximale en fonction de la fréquence angulaire de l'onde incidente, d'après le modèle analytique de <i>Clarke et Battisti (1981)</i> .	47
3.17	Grille non-structurée mise en place pour simuler la submersion marine associée à Xynthia, où la taille des mailles varie de 30000 m à 5 m.	48
3.18	Comparaison entre les hauteurs d'eau maximales simulées pendant Xynthia et l'extension de l'inondation déduite d'observations de terrain et d'images satellites ( <i>Bertin et al., 2014</i> ).	49
3.19	Différences de hauteur d'eau entre notre simulation de référence et une simulation où la submersion a été rendue impossible en relevant artificiellement les digues ( <i>Bertin et al., 2014</i> ).	49

3.20	Bathymétrie de l'embouchure de la lagune d'Albufeira et extrait de la grille de calcul utilisée dans le modèle XBeach, position des capteurs de pression (PT) et des points de sortie du modèle utilisés dans cette section. . . . .	51
3.21	Hauteur d'eau et $H_{m0}$ mesurées (noir) et simulées au niveau des trois capteurs de pression PT1, PT2 et PT3. . . . .	51
3.22	Variation de la surface libre (m) et corrélation croisée entre l'enveloppe de l'énergie des vagues au point ST1 et l'onde IG aux points ST1, ST2 et ST3. Les lignes pointillées correspondent au temps de trajet d'une onde linéaire du point ST1 aux points ST2 et ST3. . . . .	52
4.1	(A) Bathymétrie des Pertuis Charentais, extension des grilles de calcul SWAN et positions des spectres d'agitation issus du modèle WWIII utilisés pour forcer la première grille; (B), (C) et (D) zoom sur les trois plages étudiées : la Pointe d'Arçay, la plage de Saint Trojan et la Pointe de la Coubre. . . . .	57
4.2	Comparaison entre les hauteurs d'eau, les hauteurs significatives et les périodes de pic mesurées (cercles noir) et modélisées (bleu) à la plage de St Trojan en avril 2014. . . . .	58
4.3	Bathymétrie de la plage de St Trojan et position des courantomètres, cartes de dispersion des traceurs fluorescents les 04/04/2005 et 06/04/2005. . . . .	59
4.4	(A) hauteur significative des vagues, (B) angle d'incidence au point de déferlement et (C) dérive littorale nette annuelle calculée à Saint Trojan à partir des formules de <i>Kamphuis (1991)</i> , <i>Kaczmarek et al. (2005)</i> et <i>CERC (1984)</i> . . . . .	60
4.5	Cartes de dispersion des traceurs fluorescents à la pointe d'Arçay le 13/04/2006 pour les couches 0.00-0.03 m, 0.03-0.06 m et 0.06-0.09 m, position des points d'injection (carrés) et centres de gravité des nuages de dispersion (croix). . . . .	61
4.6	(A) hauteur significative des vagues, (B) angle d'incidence au point de déferlement et (C) dérive littorale nette annuelle à la pointe d'Arçay calculée à partir des formules de <i>Kaczmarek</i> et du <i>CERC</i> . . . . .	62
4.7	(A) hauteur significative des vagues, (B) angle d'incidence au point de déferlement et (C) dérive littorale nette annuelle à la pointe de la Coubre calculée à partir des formules de <i>Kamphuis</i> , de <i>Kaczmarek</i> et du <i>CERC</i> . . . . .	63
4.8	Dérive littorale annuelle à la plage de Vieira estimée à l'aide de la formule du <i>CERC</i> : composante vers le nord (vert), vers le sud (rouge) et valeur nette (noir). . . . .	64
4.9	Dérive littorale annuelle nette à la plage de Vieira et indice de l'Oscillation Nord Atlantique, montrant une bonne corrélation entre les deux paramètres ( $R=0.74$ avec 57 degrés de liberté). . . . .	65
4.10	(A) image satellite et (B) bathymétrie de la zone d'étude; (C) et (D) évolutions de la position du trait de côte entre 2001 et 2006 et (E) dérive littorale potentielle estimée, volume de sable pompé au niveau de la Tweed River et différence entre les deux. . . . .	66
5.1	Localisation des embouchures étudiées, images satellites et évolution temporelle du constituant M2 illustrant le cycle saisonnier des embouchures tidales peu profondes. . . . .	69
5.2	(A) Bathymétrie mesurée en juillet 2001 et (B) décembre 2001, (C) bathymétrie simulée en décembre 2001 et (D) évolution temporelle de l'amplitude de l'onde M2 dans la lagune mesurée (bleu) et simulée (rouge). . . . .	70
5.3	(A) Bathymétrie initiale et bathymétrie simulée au bout d'un an, pour des vagues de $H_s = 0.5$ m (B), 1.0 m (C) et 2.0 m (D). . . . .	71

5.4	(A) Bathymétrie de l'embouchure de la lagune d'Obidos en juillet 2001 et (B) hauteur d'eau, (C) vitesse intégrée sur la verticale et (D) flux sédimentaires intégrés le long d'un profil perpendiculaire à l'embouchure. . . . .	72
5.5	(A) Bathymétrie de l'embouchure d'Obidos en juillet 2001, (B) hauteur significative des vagues (m), (C) gradient de tension de radiation des vagues (Pa), (D) élévation de la surface libre (m), (E) gradient de pression barotrope (Pa) et (F) forçage résiduel (C)+(E). . . . .	74
5.6	(A) Bathymétrie de l'embouchure de la lagune d'Albufeira en septembre 2010 et (B) hauteurs significatives des vagues mesurées (noir) et simulées en prenant en compte la rétroaction des courants de marée (rouge) et sans prendre en compte la rétroaction des courants de marée (bleu) au niveau du delta de flot. . . . .	75
5.7	Vitesses des courants intégrées sur la verticale simulées à mi-flot et à mi-jusant (haut) et somme avec la vitesse de groupe de vagues (bas). . . . .	76
5.8	Hauteur d'eau (haut), vitesses des courants à 0.4 m du fond (centre) et flux sédimentaires calculés à l'aide de la formule de Van Rijn (2007) à l'aide des données filtrées à 40 s (bleu) et à 1800 s (noir). . . . .	77
5.9	Moyennes journalières du niveau de la mer mesuré à Cascais et calculé avec un filtre de Demerliac (bleu) et filtré avec une fenêtre d'un mois (noir). . . . .	78
5.10	(A) Bathymétrie de l'embouchure de la lagune d'Obidos, (B) ratio entre l'amplitude de l'onde M4 et celle de l'onde M2 en fonction de la position du niveau moyen et (C) ratio entre les flux sédimentaires sortant et entrant dans la lagune en fonction de la position du niveau moyen. . . . .	78
5.11	Dérive littorale potentielle cumulée (axe gauche) et position de l'embouchure d'Obidos, montrant qu'après la fin de l'année 2005, l'embouchure migre à l'encontre de la dérive littorale. . . . .	79
5.12	Dérive littorale potentielle cumulée (axe gauche) et position de l'embouchure de Bonne-Anse, montrant qu'après 2007, l'embouchure migre beaucoup plus rapidement. . . . .	80
5.13	Bathymétries initiales d'embouchures idéalisées présentant un méandre orienté dans le sens de la dérive littorale (A) et dans le sens opposé (B) et évolutions simulées après 100 jours (C et D). . . . .	81
6.1	Elevation de la surface libre (haut), hauteur $H_{m0}$ (centre) et répartition fréquentielle de l'énergie associées aux seiches observées (droite) et simulées (gauche) pendant la tempête Hercules dans la marina de Cascais. . . . .	86
6.2	Amplification normalisée d'une onde sinusoïdale à l'intérieur de la marina de Cascais en fonction de sa fréquence angulaire. . . . .	87
6.3	Simulation numérique de l'évolution de la granulométrie sur le flanc sud-est de la Longe de Boyard au bout de 10, 20 et 30 ans, montrant l'alternance entre les lits fins et grossiers. . . . .	90
6.4	(a) Profil initial de la dune et évolution du fond après 500 s issue de la solution analytique et simulée avec notre méthode Euler-WENO, et avec l'ancienne méthode Euler-FV avec et sans diffusion et (b) différence entre les trois méthodes et la solution analytique. . . . .	91
6.5	(a) Bathymétrie initiale et (B) bathymétrie simulée après 5 mois à l'aide de l'ancienne méthode Euler-FV et (C) de notre nouvelle méthode Euler-WENO. . . . .	92

# Préambule

Je pense que j'aurais été bien surpris si l'on m'avait dit il y a vingt ans que j'allais être chercheur au CNRS, à étudier les interactions entre les vagues et les courants, la dynamique des sédiments et tout un tas d'autres choses passionnantes... le chemin que j'ai suivi fût plutôt chaotique, fait de rebondissements et de réorientations mais aussi et surtout de rencontres riches avec des gens passionnés et passionnants. Avant de faire une synthèse des recherches que j'ai menées au cours des dix dernières années, je vais commencer par retracer les étapes de ce parcours, en essayant de rendre hommage à ceux qui m'ont permis d'arriver où je suis.

Une fois mon baccalauréat obtenu, mon absence de projet professionnel clair et mon addiction aux sports nautiques m'ont naturellement dirigé vers l'Université de La Rochelle. Mes notes moins mauvaises en mathématiques et en physique qu'ailleurs et surtout mon goût pour ces disciplines m'ont ensuite conduit à m'inscrire en DEUG "Sciences de la Matière" (Physique, Chimie et Mathématiques). Une fois celui-ci validé sans trop d'enthousiasme ni d'honneur, j'ai réalisé que les débouchés d'une telle formation étaient l'enseignement ou l'industrie. Etant peu motivé par ces perspectives, j'ai réalisé une réorientation improbable directement vers une Licence des Sciences de la Terre (merci à Hervé Diot de m'avoir fait confiance pour rattraper mes nombreuses lacunes en Sciences de la Terre). Lors de cette nouvelle formation et du Master qui a suivi, je retiendrai la passion communicative d'Eric Chaumillon pour la géologie marine et les premiers rudiments d'Océanographie Physique inculqués par les autres collègues des Sciences de la Terre. Je n'oublierai pas non plus les qualités pédagogiques exceptionnelles de Nicolas Florsh, qui est capable d'expliquer de façon limpide les différences finies à des étudiants mauvais en maths ou des méthodes avancées de traitement du signal un banjo à la main. La formation que j'ai reçue dans le département des Sciences de la Terre à l'Université de La Rochelle m'a permis de commencer à envisager un projet professionnel concret : je voulais faire de la recherche pour comprendre les processus physiques qui contrôlent la dynamique hydro-sédimentaire des zones littorales.

J'ai donc commencé ma formation de chercheur en réalisant une thèse de doctorat sous la direction d'Eric Chaumillon. Merci Eric de m'avoir proposé de travailler sur le Pertuis de Maumusson, moi qui ne voulais entendre parler que de plages. La dynamique hydro-sédimentaire des embouchures tidales et des estuaires présentait et présente toujours à mon avis plus de mystères à percer que celle des plages, déjà prises d'assaut par les océanographes physiciens et les géomorphologues depuis plusieurs décennies. Merci aussi Eric pour m'avoir laissé énormément de liberté pour explorer des méthodes pour lesquelles tu n'étais pas vraiment spécialiste : modèles numériques, traçages fluorescents, mesures hydrodynamiques, le tout dans une ambiance toujours enthousiaste et décontractée. Toutefois, l'Université de La Rochelle étant à l'époque vraiment émergente, j'ai dû me rapprocher des collègues de l'UMR EPOC à l'Université Bordeaux I, que je tiens à remercier chaleureusement pour m'avoir prêté plusieurs fois leurs courantomètres et prodigué des conseils

précieux pour le traitement des données de vagues et de courants. Un grand merci en particulier à Bruno Castelle, sans qui je n'aurais jamais réussi à faire tourner SWAN ou alors sans comprendre comment. Je n'oublie pas non plus les étudiants de Master 1 très motivés que j'ai encadrés à l'époque (Robin Quique et Antoine Desouillière), grâce à qui j'ai pu réaliser 5 campagnes fructueuses de traçages fluorescents et avancer sur la question de la dérive littorale en amont des embouchures. Cette aventure doctorale et l'année d'ATER qui a suivi m'auront permis de préciser les contours de mon projet de recherche : je voulais toujours comprendre les processus qui gouvernent la dynamique des zones littorales mais en me spécialisant sur celles contrôlées par les vagues et par la marée et en combinant mesures in situ et modélisation numérique. Toutefois, ayant touché à beaucoup de choses lors de mon doctorat, je n'étais finalement spécialiste de pas grand chose et une formation solide en modélisation numérique s'avérait indispensable.

A cette fin, je suis parti à la recherche d'un post-doctorat, si possible dans un pays sympathique, ensoleillé et avec de jolies vagues. Ces critères disqualifiaient les Pays Bas, le Danemark ou encore le Royaume-Uni et ont orienté mes recherches vers le Portugal. Afin de maximiser mes chances de succès pour une bourse Marie Curie, j'ai recherché l'équipe la plus reconnue sur la morphodynamique des zones littorales au Portugal et je suis rapidement tombé sur Anabela Oliveira et André Fortunato. Le projet que nous avons monté a été financé par la Commission Européenne et j'ai donc fait mes valises pour le Portugal, parenthèse enchantée qui aura duré près de 4 ans. André et Anabela, je tiens à vous remercier sincèrement pour tout ce que j'ai appris avec vous, le développement de MORSYS2D a été une belle aventure, couronnée de plusieurs succès. Je tiens aussi à saluer les étudiants et jeunes chercheurs français qui sont venus travailler avec moi pendant cette période : Guillaume Dodet, Nicolas Bruneau et Alphonse Nahon. Votre solide formation en modélisation numérique, votre motivation et votre force de travail auront contribué aux succès de l'aventure portugaise. Cette période m'aura aussi permis de belles rencontres scientifiques, l'une des plus riches ayant été celle de Rui Taborda : merci Rui pour ta motivation sans limite et tes idées qui vont à l'encontre des consensus établis. Je n'oublie pas non plus les autres collègues de l'Université de Lisbonne et des Universités de Faro et d'Aveiro. Pendant cette période, j'ai aussi bénéficié des conseils précieux prodigués à distance par Fabrice Arduin : merci Fabrice pour avoir partagé tes codes sources et réglages magiques de WaveWatchIII.

Après deux tentatives infructueuses, la troisième a été la bonne et j'ai finalement été recruté au CNRS en 2009, avec une affectation à l'UMR 7266 LIENSs. Cette unité m'a pour le moment fournis le cadre idéal pour le déroulement de mon projet de recherche : j'ai pu rapidement m'équiper en matériel de mesures, les ressources de calcul sont excellentes pour une petite université, le navire Estran permet d'intervenir rapidement et de façon efficace sur les sites d'études et enfin l'ambiance y est chaleureuse. Après deux candidatures malheureuses, l'ANR m'a fait confiance en finançant mon projet de recherche DYNAMO, portant sur la modélisation morphodynamique 3D des embouchures tidales. Le FEDER a financé notre projet "Submersion", initialement monté par Eric Chaumillon et rectifié par mes soins en y ajoutant un bonne couche de modélisation numérique et d'analyse de processus physiques. Merci à Ap van Dongeren (Deltares, Pays-Bas) de m'avoir proposé de participer au projet FP7 "Risc-Kit", qui m'aura permis de m'intéresser aux ondes infra-gravitaires, en interactions avec les pionniers en Europe sur ce problème (Ap et Dano Roelvink). Lors de ces cinq premières années passées au CNRS, ces différents projets m'auront permis de recruter de nombreux étudiants et jeunes chercheurs, français et étrangers. Là encore, je pense avoir été gâté et ceux qui sont venus travailler avec moi ont tous fait preuve de beaucoup de motivation et de qualités scientifiques nombreuses et/ou

variées, que ce soit en Master (Samuel Le Paolec, Erwin Bergsma, Marta Payo Payo, Kai Li, Baptiste Mengual et Sytske Stuij), en doctorat (Guillaume Dodet, Jean-François Breilh et Thomas Guérin) ou en post-doctorat (Florian Ganthy, Gael Arnaud et Antoine Dumon). Les bourses de chercheur invité de la Région Poitou-Charentes m'auront permis d'inviter tous les ans des collègues étrangers pour des séjours de trois mois. Merci à Nicolas Bruneau d'être venu en 2011 accélérer la partie modélisation numérique du projet "Submersion", tous les collègues de l'équipe gardent en mémoire ta sympathie et ta générosité pour partager tes nombreuses compétences. Merci à Aron Roland d'être venu l'année suivante nous initier à l'usine à gaz qu'est WWM : malgré tes excès en tout genre, notre équipe a bénéficié de ton expertise en modélisation numérique et on aurait eu du mal à reproduire la submersion marine associée à Xynthia sans ton concours précieux. Merci ensuite à André Fortunato d'être venu en 2013, j'aurais aimé être plus disponible mais nous avons quand même réussi à avancer sur la question des périodes de retour des niveaux extrêmes. Merci enfin à Maitane Olabarrieta d'avoir accepté mon invitation en 2014 et 2015 : ça aura été une belle rencontre scientifique et je suis sûr que notre complémentarité aboutira à de nombreux succès dans un avenir proche.

Merci ensuite à tous les collègues français et étrangers qui m'ont soutenu et encouragé depuis le début de ma carrière. Cela peut paraître anodin mais un simple e-mail de félicitation après un article publié ou un encouragement après une présentation oral peuvent remonter le moral pendant des périodes de doutes ou de fatigue. Merci donc aux collègues français (Bruno Castelle, Pierre le Hir, Aldo Sottolichio, Rodrigo Pedreros, Déborah Idier, Michel Benoit), portugais (Oscar Ferreira, Paulo Silva, João Dias), espagnols (Fernando Mendez, Giorgio Anfuso, Giovanni Coco), hollandais (Dano Roelvink, Dirk-Jan Walstra, Huib de Swart) et américains (Steeve Elgar, Britt Raubenheimer, Maitane Olabarrieta, Yinlong Zhang) et à tous ceux que j'oublie.

Merci enfin à Perrine, ma femme et à mon fils, Hugo, pour avoir accepté mes absences et mes longues journées de travail et surtout pour m'apporter autant de bonheur.

Caleta del Sebo, Isla Graciosa, le 9 janvier 2015



# Chapitre 1

## Introduction générale

Les littoraux représentent 500000 km sur la planète dont 170000 km se présentent sous forme de systèmes sableux (*CERC*, 1984). Ces environnements sont le siège d'interactions complexes entre l'hydrosphère, l'atmosphère, la lithosphère et la biosphère et sont parmi les environnements les plus évolutifs à la surface de la planète (*Bruun*, 1962; *Carter*, 1988). Plus de la moitié des littoraux de la planète subit une érosion, l'élévation du niveau marin prévue pour le siècle à venir (*IPCC*, 2013) risquant d'aggraver encore cette tendance (*Bird*, 1993; *Cooper et Pilkey*, 2004). *Cohen et al.* (1997) estiment que 37 % de la population mondiale vit dans une bande côtière de 100 km et prévoient une augmentation de cette valeur pour les décennies à venir. En Europe, 43 % de la population vit dans une zone côtière (figure 1.1) et 38 % de ces « résidents côtiers » vit dans l'une des 194 villes de plus de 100000 habitants (*Eurostat*, 2010).



FIGURE 1.1 – Image satellite VIIRS (Visible Infrared Imaging Radiometer Suite) de l'Europe de nuit montrant une concentration des zones urbaines le long des côtes (crédit : NASA).

Ces différentes raisons expliquent sans doute l'engouement scientifique international à l'égard de l'étude des littoraux, particulièrement depuis la dernière décennie. Parmi les différents types d'environnements côtiers, les environnements estuariens représentent des enjeux économiques et environnementaux considérables. En effet, la gestion de ces environnements ne se limite plus au seul maintien de voies de navigation comme cela

était le cas historiquement (figure 1.2-C), mais fait face à de nouveaux défis, comme la stabilisation des littoraux adjacents aux embouchures ou le renouvellement et la qualité de l'eau pour l'aquaculture (figure 1.2-A) et le développement d'activités touristiques. L'exploitation par l'homme de ces environnements estuariens connaît une forte croissance depuis plusieurs décennies, illustrée par exemple par une croissance de 9 % par an du transport maritime ou par l'explosion des activités aquacoles en réponse à la diminution des ressources halieutiques. Enfin, les environnements estuariens sont souvent bordés de vastes plaines correspondant à d'anciens estrans poldérisés au cours des siècles derniers, dont la cote se situe en dessous du niveau de la mer à marée haute. Lors des tempêtes, la submersion de ces plaines peut entraîner de lourdes pertes humaines et des dégâts matériels colossaux, comme l'ont rappelé récemment les ouragans Katrina (2005) et Sandy (2012) aux Etats-Unis ou la tempête Xynthia (2010) dans le Golfe de Gascogne (figure 1.2-D).



FIGURE 1.2 – (A) *Embouchure du Bassin d’Arcachon, montrant le développement d’activités ostréicoles au sein des bancs du delta de jusant (crédit J. Rouaux), (B) Embouchure de la Baie de Bonne-Anse qui n’existait pas au début du 20<sup>me</sup> siècle (crédit P. Devanne), (C) Embouchure d’Aveiro (Portugal), montrant la présence de nombreuses digues liées aux activités portuaires (crédit Google Earth) et (D) submersion de l’Aiguillon-sur-mer au lendemain de Xynthia (28/03/2010) (crédit MAXPP)*

Les travaux présentés dans ce mémoire se focalisent sur les zones côtières dominées par la houle et par la marée, qui correspondent principalement aux embouchures des estuaires et des lagunes. Ces zones côtières soumises au double forçage houle-marée incluent un certain nombre d'objets sédimentaires caractéristiques tels des chenaux de marée, des bancs larges d'embouchure, des deltas de jusant ou encore les flèches sableuses. Ces objets sédimentaires présentent une grande variabilité dans leur morphologie, leur fonctionnement hydro-sédimentaire et leur stabilité, qui atteste de la grande complexité des processus qui affectent leur évolution (*FitzGerald, 1996*). Ces environnements côtiers sont souvent caractérisés par une très forte dynamique, qui induit des évolutions morphologiques rapides (figure 1.2-B). Comme nous le verrons plus loin, les évolutions morphologiques les plus

rapides sont observées au niveau des embouchures dominées par la houle, où la combinaison de vagues très énergétiques, d'un régime méso-tidal et de chenaux peu profonds permet des migrations de chenaux pouvant dépasser plusieurs mètres par jour. A ces forçages naturels se superpose l'action de l'Homme : dragages pour le maintien de voies de navigation, construction d'ouvrages de défense de côte ou encore installations conchylicoles et aquacoles (figure 1.2). Enfin, du fait de leur grande sensibilité au forçage houle/marée, la dynamique des milieux estuariens pourrait être bouleversée par une modification des régimes d'agitation ou une élévation du niveau marin associées au changement climatique. Compte tenu des enjeux développés plus haut, ces cotes dominées par la houle et par la marée ont été abondamment étudiées depuis près d'un siècle. Les premiers travaux reposent sur l'analyse de données bathymétriques répétitives ayant permis de décrire et de quantifier les évolutions morphologiques et de formuler des hypothèses relatives à ces évolutions (*O'Brien*, 1931; *Bruun et Gerritsen*, 1959; *Hoyt*, 1967; *Hayes*, 1975). Le développement d'instruments de mesures hydrodynamiques et sédimentaires précis, mais aussi des modèles physiques dans les années 60-70 a ensuite permis une meilleure compréhension de ces mécanismes gouvernant les évolutions morphologiques. Ainsi cette période a vu le développement de nombreuses formules semi-empiriques de transport sédimentaires (e.g. *Bijker*, 1967; *Ackers et White*, 1973; *Engelund et Hansen*, 1967) dont certaines sont encore largement utilisées (e.g. *van der Wegen et Roelvink*, 2008). C'est également pendant cette période que l'analyse de marégrammes a permis de quantifier la distorsion tidale dans les estuaires et son rôle essentiel sur la dynamique sédimentaire (*Aubrey et Speer* (1985); *Dronkers* (1986); *Friedrichs et Aubrey* (1988)). Le développement rapide des modèles numériques dans les années 80 a permis de simuler précisément la propagation de la marée et sa distorsion dans les estuaires, offrant une vision plus globale des processus qui gouvernent leur évolution. C'est également cette période qui a vu l'émergence des premiers modèles morphodynamiques (*de Vriend*, 1987; *de Vriend et al.*, 1993). Dans les années 90, plusieurs études ont permis de simuler numériquement la dynamique des sédiments cohésifs dans la partie interne des estuaires, dont la formation du bouchon vaseux (*Brenon et Le Hir*, 1999). Comparativement, le niveau des connaissances concernant la partie océanique de ces environnements estuariens (i.e. chenaux-bancs-flèches sableuses) est beaucoup plus faible et repose surtout sur des modèles conceptuels déduits d'analyses morphologiques. A titre d'exemple, *Dyer et Huntley* (1999) ont publié un article de synthèse sur les bancs de sable et ont souligné le faible niveau de compréhension du fonctionnement des bancs larges d'embouchure. Plus de quinze ans après, peu d'études quantitatives nouvelles concernant la dynamique de ce type de banc ont été publiées dans la littérature. Ce constat est particulièrement vrai en ce qui concerne les zones côtières où l'action des vagues est dominante. Ainsi, l'analyse des processus naturels gouvernant la dynamique des embouchures dominées par la houle et des flèches sableuses et la simulation réaliste de leurs évolutions morphologiques est limitée à quelques exemples (*Cayocca*, 2001; *Ashton et al.*, 2001; *Bertin et al.*, 2009a; *Tung et al.*, 2009; *Bruneau et al.*, 2011b; *Nahon et al.*, 2012; *Fortunato et al.*, 2014). A l'heure actuelle, la modélisation morphodynamique des côtes mixtes est dominée par des équipes européennes, notamment DELTARES/TU Delft (Pays-Bas). Étrangement, les Etats-Unis sont longtemps restés "morpho-sceptiques" et en retard sur la modélisation morphodynamique des embouchures étant donné que 20 % de leur côtes correspondent à des systèmes d'île barrière (*Cromwell*, 1971). Toutefois, de nombreuses études ont été réalisées au cours des cinq dernières années, principalement avec des codes de calcul développés en Europe (*McCall et al.*, 2010; *Barnard et al.*, 2013). En France, le Laboratoire St Venant (EDF recherche et Développement, CETMEF et école des Ponts et Chaussées) développe le système TELEMAC et IFREMER développe le code

MARS. Du point de vue de la recherche académique en France, des travaux très fructueux ont déjà été conduits, comme ceux de Florence Cayocca à IFREMER sur la simulation morphodynamique du bassin d'Arcachon (Cayocca, 2001) ou Déborah Idier sur les dunes hydrauliques en Manche (Idier et al., 2002). Cependant, toutes ces équipes européennes se sont principalement focalisées sur le développement numérique et appliquent généralement leurs systèmes de modélisation à des cas idéalisés ou avec des simplifications importantes (e.g. facteurs morphologiques, marée représentative, régimes d'agitation simplifiés). Du fait de cette focalisation sur des cas académiques ou simplifiés, il n'existe que très peu d'études appliquées à des cas réels de côtes mixtes et/ou validées avec des mesures in situ. Les mesures in situ sont d'ailleurs très rares pendant les événements de forte énergie, pourtant les plus morphogènes. Ces différentes raisons expliquent sans doute le faible niveau de compréhension des processus physiques contrôlant le fonctionnement hydro-sédimentaire des environnements côtiers dominés par la houle et par la marée. Enfin si la circulation hydrodynamique et les vagues peuvent désormais être simulées de façon précise (i.e. erreurs  $< 10\%$ ), des incertitudes énormes persistent sur le calcul des flux sédimentaires (erreurs  $> 100\%$  ?), particulièrement pendant les événements de forte énergie. Ces fortes incertitudes sur l'estimation des flux sédimentaires expliquent probablement la difficulté actuelle à réaliser des prédictions morphologiques réalistes à long-terme. Le présent mémoire résume les travaux de recherche que j'ai réalisés depuis la fin de ma thèse de doctorat en 2005 et qui portent sur la dynamique hydro-sédimentaire des côtes dominées par la houle et par la marée. Le chapitre suivant cette introduction présente le système de modélisation numérique développé et appliqué au cours de cette période. Le troisième chapitre présente l'analyse des principaux forçages (vagues et variations du niveau de la mer à différentes échelles de temps) et de leur variabilité spatio-temporelle dans l'Atlantique Nord. Le quatrième chapitre traite de l'estimation de la dérive littorale en amont des embouchures. Le chapitre suivant présente l'analyse des processus contrôlant la dynamique hydro-sédimentaire des embouchures tidales. Enfin le dernier chapitre présente un bilan de ces dix années de recherche et leurs perspectives.

## Chapitre 2

# Le système de modélisation numérique

### 2.1 Introduction et historique du système de modélisation

Comme nous l’avons vu en introduction, les zones littorales soumises au double forçage vagues-marées sont extrêmement dynamiques et peuvent présenter des évolutions morphologiques rapides. Afin d’améliorer la prédiction des ces évolutions mais surtout d’améliorer la compréhension des processus physiques qui en sont responsables, nous avons développé plusieurs systèmes de modélisation numériques permettant de simuler de façon couplée la génération et la propagation des vagues, la circulation hydrodynamique, le transport sédimentaire et l’évolution du fond. Les systèmes de modélisation numérique utilisés lors des études synthétisées dans ce mémoire ont été développés de façon collaborative avec le Laboratoire National d’Ingénierie Civile du Portugal (LNEC), le *Center for Margins Observation and Prediction* (CMOP, E.U.A.), l’Université de Darmstadt (Allemagne), le *Virginia Institute for Marine Science* (VIMS, E.U.A.) et enfin l’UMR7266 LIENSs depuis mon recrutement en 2010. Ainsi, les premières études reposent sur le développement et l’application de MORSYS2D (*Fortunato et Oliveira, 2004*) qui réalise le couplage entre le code de circulation hydrodynamique ELCIRC (*Zhang et al., 2004*), le code de transport sédimentaire et d’évolution du fond SAND2D (*Fortunato et Oliveira, 2004; Bertin et al., 2009b*) et le code spectral d’état de mer SWAN (*Booij et al., 1999*). ELCIRC a ensuite été remplacé par son successeur SELFE (*Zhang et Baptista, 2008*) et le couplage avec SWAN a été réalisé en 2DH (*Dodet et al., 2013*) et en 3D (*Bruneau et al., 2011a*). Enfin, le système de modélisation en cours de développement repose sur le couplage complet (i.e. au niveau du code source) en 2DH et en 3D entre SELFE, le code spectral d’état de mer WWMII (*Roland et al., 2012*) et un module de transport sédimentaire et d’évolution du fond en 3D (*Pinto et al., 2012*) et en 2DH (*Dodet et al., 2013*). Les différents modèles utilisent désormais les mêmes grille non-structurée et décomposition de domaine et des méthodes numériques innovantes, ce qui rend le système de modélisation extrêmement rapide et autorise le calcul massivement parallèle (e.g. *Roland et al., 2012; Bertin et al., 2014*). La figure figure 2.1 représente de façon générique la philosophie générale du couplage entre les différents modules.

Le code de circulation hydrodynamique est forcé le long de sa frontière ouverte par des hauteurs d’eau, calculées par synthèse harmonique à partir des amplitudes et phases des principaux constituants de la marée (en général 18 suffisent à représenter 99 % du signal tidal), calculés à l’aide d’un modèle régional de marée implémenté sur l’Atlantique Nord-Est (*Bertin et al., 2012*). Ce modèle reçoit également les gradients de tension de radiation des

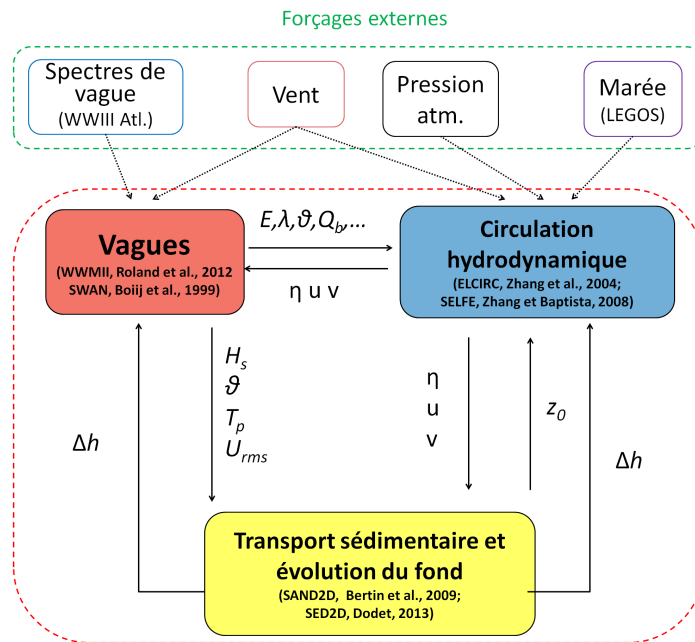


FIGURE 2.1 – Schéma montrant l'architecture générale du système de modélisation numérique que nous avons développé dans ces travaux

vagues et des paramètres pour calculer la viscosité horizontale et les contraintes de surface et au fond dépendantes de l'état de mer. Le modèle de vagues est forcé le long de sa frontière ouverte par des séries temporelles de spectres d'énergie, calculés à l'aide d'un modèle régional d'état de mer implémenté sur l'Atlantique Nord (*Dodet et al., 2010; Bertin et al., 2013*). Le modèle de vague reçoit également des hauteurs d'eau et des courants intégrés sur la verticale et calculés par le modèle de circulation hydrodynamique. Enfin le modèle de transport sédimentaire calcule les flux sédimentaires à partir des vitesses, hauteurs d'eau et paramètres des vagues et calcule l'évolution du fond en résolvant l'équation d'Exner. La circulation hydrodynamique et la propagation des vagues sont calculées sur la nouvelle bathymétrie selon un processus itératif.

## 2.2 Les modèles spectraux d'état de mer

### 2.2.1 Introduction

Les modèles permettant de simuler la propagation des vagues peuvent être répartis en deux grandes catégories : (1) les modèles résolvant la phase des vagues, comme les modèles monochromatiques résolvant l'équation parabolisée de Berkhof (e.g. *Kirby et al., 1994*), les modèles de Boussinesq (e.g. *Chen et al., 2000*) ou plus récemment les modèles High Order Spectral (e.g. *Ducroz et al., 2012*) et (2) les modèles spectraux à phase moyennée (e.g. *Booij et al., 1999; Roland et al., 2012; Tolman, 1999; Benoit et al., 1996*) qui résolvent l'équation de conservation de la densité d'action des vagues (*Wave Action Equation, WAE*). Les premiers sont adaptés à la simulation de la propagation des vagues à petite échelle (< quelques km) et permettent notamment de reproduire de façon précise la diffraction. Ils sont par contre inadaptés aux échelles régionales principalement en raison de temps de calcul qui sont incompatibles avec des applications réalistes. En conséquence,

nous avons opté pour l'utilisation de modèles spectraux, qui présentent le meilleur compromis entre la possibilité d'avoir une extension géographique importante tout en ayant localement une résolution fine et un temps de calcul raisonnable. Cette flexibilité a récemment été largement accrue grâce au développement de plusieurs codes résolvant l'advection géographique dans la WAE sur des grilles non-structurée, comme par exemple pour SWAN (Zijlema, 2010), WAVEWATCHIII à partir de la version 4.18 (Tolman, 2014) ou WWMII (Roland et al., 2012). Cette dernière évolution constitue une avancée significative pour le couplage avec les modèles de circulation hydrodynamique décrits plus bas sachant que les différents modèles peuvent utiliser les mêmes grille non-structurée et décomposition de domaine, ce qui évite toute interpolation lors de l'échange de variables et permet un gain en temps de calcul significatif. Cependant, les modèles de circulation hydrodynamique et les modèles de vagues ayant des contraintes de stabilité numérique différentes, l'utilisation d'une grille non-structurée commune implique que les deux codes utilisent des schémas numériques très robustes et stables même avec des nombres de Courant très élevés (e.g.  $> 20$ ) ou très faibles (e.g.  $< 0.1$ ).

### 2.2.2 Equation résolue

Ces modèles spectraux résolvent l'équation de conservation de la densité spectro-angulaire d'action des vagues (WAE), proposée pour la première fois par Bretherton et Garrett (1968) (Eq. 2.1) :

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \nabla(C_g + U) N + \frac{\partial}{\partial \sigma} (C_\sigma N) + \frac{\partial}{\partial \theta} (C_\theta N) + = \frac{S_{tot}}{\sigma} \quad (2.1)$$

Dans cette équation,  $C_g$  est la vitesse de groupe des vagues,  $U$  la vitesse du courant intégrée sur la verticale et calculée par le modèle de circulation hydrodynamique,  $\sigma$  est la fréquence relative des vagues et  $C_\sigma$  et  $C_\theta$  sont respectivement les vitesses d'advection dans les espaces fréquentiels et directionnels.  $N$  est la densité d'action des vagues, qui est conservée si les gradients bathymétriques et de courants sont faibles. La densité d'action des vagues  $N$  est définie par (Eq. 2.2) :

$$N(t, X, \sigma, \theta) = \frac{E(t, X, \sigma, \theta)}{\sigma} \quad (2.2)$$

$S_{tot}$  correspond à la somme des termes source et des termes puits, qui incluent : (1) le terme de croissance par le vent, les termes de dissipation par déferlement bathymétrique et par moutonnement, le terme de dissipation par frottement au fond et les termes non-linéaires permettant le transfert d'énergie entre triplets et quadruplets de fréquence. Parmi ces différents termes source, nous avons effectué de nombreux tests de sensibilité sur la paramétrisation des termes correspondant à la croissance par le vent et à la dissipation par moutonnement, qui ont un impact majeur sur l'état de mer et sur le calcul de la contrainte de surface pour le modèle de circulation hydrodynamique (voir plus bas). Nous avons finalement retenu la paramétrisation développée au Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (ECMWF), initialement développée par Janssen (1991) et récemment améliorée par Bidlot et al. (2007) (Eq. 2.3) :

$$S(\sigma, \theta) = \sigma \frac{\rho_a}{\rho_w} \frac{\beta_{max}}{\kappa^2} \exp(Z) Z^4 \frac{U_*^2}{C} \max(\cos(\theta - \phi), 0) N_{\sigma, \theta} \quad (2.3)$$

Dans cette équation,  $\rho_a$  et  $\rho_w$  sont les densités de l'air et de l'eau,  $\kappa$  est la constante de von Karman et  $\beta_{max}$  est un paramètre adimensionnalisé de croissance fixé à 1.22.  $C$  est la vitesse de phase des vagues pour la fréquence considérée,  $\phi$  la direction du vent à 10

$m$  et  $\theta$  la direction discrète du bin directionnel considéré.  $Z$  est une fonction illustrant la dépendance du taux de croissance des vagues à la longueur de rugosité  $Z_0$ , qui dépend de façon inhérente de l'état de mer (Eq. 2.4) :

$$Z = \ln\left(\frac{gz_0}{C^2}\right) + \frac{\kappa}{\cos(\theta - \phi)\left(\frac{U_*^2}{C} + z_\alpha\right)} \quad (2.4)$$

Dans cette équation,  $z_\alpha$  correspond à un paramètre empirique de calibration de l'âge des vagues qui vaut 0.011. La longueur de rugosité  $z_0$  est définie par (Eqs. 2.5 et 2.6) :

$$U_{10} = \frac{U_*}{\kappa} \ln \frac{Z_{obs}}{Z_0} \quad (2.5)$$

et

$$z_0 = \frac{\alpha_0 U_*^2}{\sqrt{1 - \frac{\tau_w}{\tau}}} \quad (2.6)$$

Dans ces deux équations,  $\alpha_0$  est une valeur minimum pour le coefficient de Charnock,  $\tau$  est la contrainte totale coté air égale à  $\rho_a U_*^2$  and  $\tau_w$  est la contrainte supportée par les vagues. Ces deux dernières équations impliquent donc une dépendance implicite entre  $U_*$ ,  $U_{10}$  et le rapport  $\tau_w/\tau$ . Une conséquence importante de cette paramétrisation est qu'elle est très sensible à l'âge des vagues  $C/U_*$  et à la longueur de rugosité  $Z_0$ . Un niveau d'énergie élevé dans la partie haute fréquence du spectre va donc aboutir à de fortes valeurs de  $Z_0$  et  $U_*$ , ce qui va entraîner une boucle de rétroaction positive et renforcer les niveaux d'énergie.

### 2.2.3 Méthodes numériques

Dans les versions que nous avons utilisées, SWAN résout la WAE par différences finies sur des grilles structurées ou curvilinéaires. L'advection géographique est résolue par la méthode d'ordre élevée SORDRUP de *Rogers et al.* (2002) et l'advection spectrale est résolue par une méthode de volumes finis hybride centrée/upwind. Le traitement implicite de l'advection et l'intégration semi-implicite des termes sources résultent en un schémas numérique robuste qui converge vers une solution unique avec une faible dépendance au pas de temps (*Booij et al.*, 1999). Cependant, *Roland* (2009) émet des critiques acerbes concernant cette méthode directe et montre qu'elle est trop diffusive pour de nombreux problèmes et aboutit par exemple à des étalements directionnels excessifs. La comparaison entre les spectres d'énergie mesurés et simulés à l'embouchure d'Albufeira (*Dodet et al.*, 2013) semble lui donner raison. Alternativement, WWIII et WWMII utilisent une méthode de fractionnement (*splitting*) pour résoudre cette équation : l'advection dans l'espace géographique est d'abord résolue, puis l'advection dans l'espace spectral et enfin l'intégration des termes source. Dans WWIII, l'advection est résolue par une méthode de différences finies explicite d'ordre 3 en espace de type Ultimate Quickest (*Leonard*, 1991), le pas de temps est donc contraint par une condition CFL, ce qui pose problème pour l'utilisation de ce code à petite échelle où le temps de calcul explose. A l'inverse, WWMII utilise une méthode N-Scheme (*Roland et al.*, 2012) pour résoudre l'advection géographique, qui appartient à la famille des schémas de type *Residual Distribution Scheme* développés par *Abgrall* (2006). Grâce à cette méthode, WWMII présente une stabilité numérique exceptionnelle pour un schéma explicite et est inconditionnellement stable. Toutefois, de trop forts nombres de Courant peuvent conduire à une diffusion numérique excessive et une dissipative de l'énergie des vagues. Plus récemment, une version totalement implicite a été

développée et permet d'utiliser des pas de temps impliquant des nombres de Courant supérieur à 100 sans compromettre la précision du calcul ni la stabilité numérique. L'advection dans le domaine spectral est calculée par différences finies. Enfin, plusieurs méthodes sont disponibles pour l'intégration des termes source, dont une méthode TVD/Runge-Kutta à l'ordre 5 que nous utilisons (*Roland et al.*, 2012).

## 2.3 Les modèles de circulation hydrodynamique

### 2.3.1 Introduction

Les études présentées dans ce mémoire concernant des zones littorales où le trait de côte et la bathymétrie sont irréguliers (estuaires, embouchures de lagunes, îles, etc.), notre choix pour un modèle de circulation hydrodynamique s'est naturellement porté vers des modèles utilisant des grilles non-structurées. Les modèles ELCIRC (*Zhang et al.*, 2004) puis SELFE (*Zhang et Baptista*, 2008) sont des modèles communautaires développés au CMOP (E.U.A.) puis au VIMS, avec un large groupe d'utilisateur/développeurs au LNEC. Au début de mon post-doctorat Marie Curie au LNEC, j'ai par exemple introduit dans ELCIRC les principaux effets des vagues (tensions de radiation, rouleau de déferlement, viscosité horizontale et contrainte au fond dépendante des vagues). Ces modèles sont à la base des modèles 3D sophistiqués résolvant les équations de Navier-Stokes en prenant en compte la circulation barocline et les effets non-hydrostatiques (pour SELFE seulement) mais nous les avons utilisés en mode 2DH barotrope dans les travaux présentés ici.

### 2.3.2 Equations résolues

La circulation hydrodynamique en domaine littoral couvre une large gamme d'échelles spatio-temporelles, allant de la turbulence à petite échelle (échelles inférieures à la seconde et au centimètre) aux cycles saisonniers du niveau de la mer (échelle annuelle et kilométrique). Les travaux présentés dans ce mémoire concernant la circulation hydrodynamique à des échelles allant de quelques jours (e.g. tempête Xynthia) à plusieurs années, nous avons choisi une approche où les écoulements sont moyennés sur la période des ondes gravitaires. Afin de conserver des temps de calcul raisonnables et compte tenu l'absence de consensus sur la façon de représenter les interactions vagues-courant en 3D (e.g. *Mellor*, 2003; *Ardhuin et al.*, 2008a; *Mellor*, 2008) à l'époque où les travaux présentés dans ce mémoire ont été initiés, nous avons également choisi une approche où les écoulements sont intégrés sur la colonne d'eau (2DH). Cette approximation est dans la plupart des cas raisonnable en l'absence de stratification (thermique, haline) sachant que les échelles horizontales sont grandes devant les échelles verticales et que les écoulements sont en général très turbulents et bien mélangés sur la verticale. Les principales limitations concernent l'impossibilité de représenter les courants de retour par le fond au niveau des plages (*undertow*) et la circulation verticale dans les méandres (écoulements en spirale). Dans les travaux présentés ici, SELFE et ELCIRC sont utilisés en mode 2DH barotrope, les équations résolues sont donc celles de Saint-Venant, avec des termes sources additionnels correspondant aux forçages atmosphérique et au forçage des vagues (Eqs. 2.7, 2.8 et 2.9) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot (h + \eta) \vec{U} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{D_u}{D_t} = f v - g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \alpha g \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial P_{atm}}{\partial x} + \frac{\tau_{sx} - \tau_{bx}}{\rho_w (h + \eta)} + R_{sx} + M_x \quad (2.8)$$

$$\frac{D_v}{D_t} = -fu - g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \alpha g \frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial P_{atm}}{\partial y} + \frac{\tau_{sy} - \tau_{by}}{\rho_w (h + \eta)} + R_{sy} + M_y \quad (2.9)$$

Dans ces équations,  $\eta$  est l'élévation de la surface libre,  $\vec{U}(u, v)$  est la vitesse horizontale du courant intégrée sur la verticale,  $t$  est le temps,  $f$  est la force de Coriolis,  $g$  est l'accélération de la pesanteur,  $\psi$  est le potentiel de marée astronomique,  $P_{atm}$  est la pression atmosphérique au niveau de la mer,  $\tau_s$  et  $\tau_b$  sont les contraintes en surface et au fond,  $h$  correspond à la bathymétrie par rapport au niveau moyen.  $R_{sx}$  et  $R_{sy}$  correspondent aux termes des gradients de tension de radiation des vagues (*Longuet-Higgins et Stewart, 1964*), donnés par (Eqs. 2.10 , 2.11)

$$R_{sx} = -\frac{1}{\rho_w (h + \eta)} \left( \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) \quad (2.10)$$

$$R_{sy} = -\frac{1}{\rho_w (h + \eta)} \left( \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} \right) \quad (2.11)$$

où  $S_{xx}$ ,  $S_{xy}$  et  $S_{yy}$  sont les tensions de radiation calculées sous leur forme intégrale (*Phillips, 1977*) dans le modèle de vague et données par (Eqs. 2.12 , 2.13 et 2.14)

$$S_{xx} = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} N(\sigma, \theta) \sigma \left[ \frac{C_g(\sigma)}{C(\sigma)} (\cos^2 \theta + 1) - \frac{1}{2} \right] d\theta d\sigma \quad (2.12)$$

$$S_{yy} = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} N(\sigma, \theta) \sigma \left[ \frac{C_g(\sigma)}{C(\sigma)} (\sin^2 \theta + 1) - \frac{1}{2} \right] d\theta d\sigma \quad (2.13)$$

$$S_{xy} = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} N(\sigma, \theta) \sigma \frac{C_g(\sigma)}{C_p(\sigma)} \sin \theta \cos \theta d\theta d\sigma \quad (2.14)$$

Dans les équations 2.8 et 2.9,  $M_x$  et  $M_y$  correspondent à des termes de mélange horizontal des masses d'eau lié au déferlement des vagues, donné par (Eqs. 2.15 et 2.16) :

$$M_x = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_t \nabla \vec{U} \right) \quad (2.15)$$

$$M_y = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_t \nabla \vec{U} \right) \quad (2.16)$$

Où  $\mu_t$  est le coefficient de viscosité tourbillonnaire, calculé selon l'approche de *Battjes (1975)* (2.17) :

$$\mu_t = M H_{rms} \left( \frac{\epsilon_b}{\rho_w} \right)^{1/3} \quad (2.17)$$

Dans cette équation,  $M$  est un paramètre de calibration sans dimension fixé à 1,  $H_{rms}$  est la hauteur quadratique moyenne des vagues et  $\epsilon_b$  est le taux de dissipation d'énergie des vagues calculé par le modèle de vagues. Dans sa version originale, SELFE calcule la contrainte de surface  $\tau_s$  en utilisant la formule empirique de *Pond et Pickard (1998)* (Eq. 2.18) :

$$\tau_s = \rho_a C_d U_{10}^2 \quad (2.18)$$

où  $C_d$  est un coefficient de trainée donné par (2.19) :

$$C_d = (0.61 + 0.063U_{10}) 10^{-3} \quad (2.19)$$

Dans l'équation 2.19,  $C_d$  est donc un coefficient de trainée qui croît linéairement avec la vitesse du vent. Cependant, cette relation a été obtenue par ajustement par moindres carrés sur un grand nombre de point et de nombreuses études montrent une forte dispersion de  $C_d$  pour une vitesse de vent donnée (e.g. *Takagaki et al.*, 2012). L'une des explications à cette dispersion est que  $C_d$  peut fortement dépendre de l'état de mer, comme cela a été montré dans travaux pionniers de *Charnock* (1955), puis confirmé par de nombreux auteurs (*Mastenbroek et al.*, 1993; *Moon et al.*, 2003; *Brown et Wolf*, 2009; *Nicolle et al.*, 2009; *Olabarrieta et al.*, 2012). Dans le cadre de nos travaux sur les surcotes, nous avons beaucoup travaillé sur la contrainte de surface, en développant une paramétrisation dépendante de l'état de mer. L'idée de notre approche est que le modèle de vague utilise un modèle de couche limite très sophistiqué correspondant à l'état de l'art, et qui estime à priori de façon très précise la longueur de rugosité de la surface libre  $Z_0$  et la vitesse de frottement  $U_\star$ . Dans ces conditions, nous calculons la contrainte de surface directement à partir de la vitesse de frottement calculée par le modèle de vague (2.20) :

$$\tau_s = \rho_a U_{star}^2 - \tau_w \quad (2.20)$$

où  $\tau_w$  est la partie de la contrainte de surface absorbée par la croissance des vagues (2.21) :

$$\tau_w = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{\sigma}{k} (\cos\theta, \sin\theta) S_{in}(\theta, \sigma) d\theta d\sigma \quad (2.21)$$

### 2.3.3 Méthodes numériques

Les équations de continuité (2.7) et de conservation de la quantité de mouvement (Eq. 2.8 et 2.9) sont d'abord discrétisées selon un schémas semi-implicite en temps. Le point clé de l'algorithme de SELFE consiste à découpler les variables de vitesse et d'élévation de la surface libre via la condition à la limite au fond. En effet, en appliquant les équations de conservation de la quantité de mouvement sur la couche du fond (Eq. 2.8 et 2.9), la vitesse au fond s'exprime en fonction de l'élévation de la surface libre et de la vitesse au pied de la ligne caractéristique obtenue par *backtracking* (*Oliveira et Baptista*, 1995). Cette vitesse au fond est ensuite injectée dans l'équation de continuité (2.7) afin d'obtenir une équation portant uniquement sur l'élévation de la surface libre. Cette équation est résolue à l'aide d'une méthode d'éléments finis de type Galerkin continue. La matrice associée est creuse, définie positive et symétrique et est résolue par la méthode du gradient conjugué. Une fois l'élévation de la surface libre connue, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est résolue en chaque élément par une méthode de Galerkin continue où le gradient de pression barotrope est traité implicitement et tous les autres termes source sont traités explicitement.

## 2.4 Représentation des ondes infra-gravitaires

Afin de mieux comprendre l'importance des ondes infra-gravitaires (IG) au niveau des embouchures, j'ai commencé à intégrer la représentation des ondes IG dans le système

de modélisation SELFE selon l'approche décrite par *Herbers et al. (1994)*, qui est également l'approche adoptée par *Van Dongeren et al. (2003)* et *Roelvink et al. (2009)* dans le système de modélisation X-Beach. Ces développements ont été réalisés en collaboration avec Maitane Olabarrieta, professeur à l'Université de Floride, et pour qui j'ai obtenu en 2014 une bourse de chercheur invité de 3 mois auprès de la Région Poitou-Charentes. La prise en comptes des ondes IG dans les systèmes de modélisation numérique côtiers découle des travaux pionniers de Hasselman (1963) et Longuet-Higgins et Stewart (1963). Théoriquement, la représentation des ondes IG dans un système de modélisation numérique réalisant le couplage entre un modèle de vague et un modèle de circulation hydrodynamique pourrait ne reposer que sur la représentation de groupes de vagues dans le modèle de vagues. Cependant, une telle approche pose deux problèmes d'ordre numérique : (1) les ondes de bord commencent à se développer sur le plateau continental, il est donc nécessaire de représenter l'ensemble du plateau avec une résolution assez fine pour discrétiser ces ondes correctement (i.e.  $\Delta x \text{ O}(100 \text{ m})$ ) et (2) les modèles spectraux d'état de mer sont en général assez diffusifs si bien que les groupes de vagues tendraient à être lissés. De façon alternative, l'approche décrite par *Van Dongeren et al. (2003)* permet de calculer l'onde de bord localement en fonction du spectre d'énergie des vagues et de l'imposer dans le modèle de circulation hydrodynamique alors que la fluctuation d'énergie correspondant aux groupes de vagues est calculée à partir du même spectre et est imposée en opposition de phase par rapport à l'onde de bord dans le modèle de vague. Le calcul local de l'onde de bord est donné par l'équation suivante (2.22) :

$$\eta_3(y, t) = A_3 \cos(k_3 \sin \theta_3 y - 2\pi \Delta f t + \Psi_3) \quad (2.22)$$

où  $A_3$  est l'amplitude de l'onde de bord générée par l'interaction entre chaque paire, définie par (2.23) :

$$A_3 = \sqrt{2E_3 \Delta f} \quad (2.23)$$

Dans cette équation,  $E_3$  est l'énergie correspondant à l'interaction entre chaque paire, définie par (2.24) :

$$E_{\Delta f} = \int_{\Delta f}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} D(f + \Delta f, -f, \Delta\theta + \pi) E(f + \Delta f, \theta_1) E(f, \theta_2) d\theta_2 d\theta_1 d\sigma \quad (2.24)$$

Où  $D(f_1, f_2, \Delta\theta)$  est le coefficient d'interaction non-linéaire entre les deux paires donné par (2.25) :

$$D(-f_1, f_2, \Delta\theta + \pi) = \frac{gk_1 k_2 \cos(\Delta\theta + \pi)}{8\pi^2 f_1 f_2} \frac{\cosh(k_3 h)}{\cosh(k_1 h) \cosh(k_2 h)} - \frac{g(-f_1 + f_2)}{\left[ gk_3 \tanh(k_3 h) - (2\pi^2)(-f_1 + f_2)^2 \right] f_1 f_2} \left[ (-f_1 + f_2) \left( \frac{(2\pi)^4 (f_1 f_2)^2}{g^2} - k_1 k_2 \cos(\Delta\theta + \pi) \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{-f_1 k_2^2}{\cosh^2(k_2 h)} + \frac{-f_2 k_1^2}{\cosh^2(k_2 h)} \right) \right] \quad (2.25)$$

Afin de calculer la fluctuation d'énergie correspondant aux groupes de vagues, une série temporelle d'évolution de la surface libre est reconstruite selon une sommation où

chaque bin du spectre a une phase tirée aléatoirement. L’enveloppe des hauteurs de vagues  $H(x, y, t)$  est calculée à l’aide d’une transformée de Hilbert, à laquelle est appliquée un filtre passe bas où la fréquence de coupure est définie comme la moitié de la fréquence de pic des vagues (*Battjes et al.*, 2004). Finalement, l’enveloppe de l’énergie des vagues  $E(x, y, t)$  est calculée à partir de celle des hauteurs à l’aide de la relation suivante (Eq. 2.26) :

$$E(x, y, t) = \frac{1}{2} \rho g H(x, y, t)^2 \quad (2.26)$$

Du fait des gradients de tension de radiation, la présence de groupes de vagues dans le modèle spectral WWMII permet la croissance de l’onde de bord représentée dans le modèle de circulation hydrodynamique SELFE. La fluctuation de l’énergie dans la zone de déferlement associée aux groupes de vagues permet quant à elle la génération d’ondes IG selon ce mécanisme.

## 2.5 Les modèles de transport sédimentaire

### 2.5.1 Transport induit par les courants moyens

Parmi les différents modes de transport sédimentaire des sédiments non-cohésifs, on distingue en général le transport par charriage du transport par suspension. Le premier est calculé à l’aide de formules empiriques, initialement développées pour les rivières (e.g. *Meyer-Peter et Müller*, 1948) et puis étendues au domaine littoral (e.g. *Van De Graaff et Van Overeem*, 1979; *Soulsby et Damgaard*, 2005). Pour le transport en suspension, deux approches sont généralement utilisées : (1) la résolution d’une équation d’advection-diffusion et (2) l’utilisation de formules empiriques ou semi-empiriques. La première approche est rarement utilisée en 2DH, probablement parce que la détermination de la concentration en sédiment à advecter est difficile à estimer et repose également sur des paramétrisations empiriques. Pour la seconde approche, les flux sédimentaires sont estimés localement et le temps de calcul associé est négligeable par rapport au temps de calcul des autres modèles. C’est une approche en apparence attractive et j’ai donc implémenté de nombreuses formules de transport allant de formules empiriques simples (e.g. formule de *Ackers et White* (1973) adaptée aux vagues par *Van De Graaff et Van Overeem* (1979) à des formules semi-empiriques nettement plus sophistiquées (e.g. *Camenen et Larson*, 2007). Malheureusement, toutes les comparaisons que j’ai effectuées avec des mesures ont révélé des différences énormes, dépassant régulièrement un ordre de grandeur (e.g. *Bertin et al.*, 2009b). Ce constat désespérant est partagé dans de nombreuses autres études (e.g. *Bayram et al.*, 2001; *Camenen et Larroudé*, 2003) et suggère que l’estimation des flux sédimentaires soit le « maillon faible » des simulations morphodynamiques en domaine littoral.

Parmi les différentes hypothèses que l’on peut avancer pour expliquer ce problème, on peut tout d’abord noter que les formules empiriques de transport sont en général dérivées à partir de mesures en laboratoire pour une gamme de conditions hydrodynamiques donnée et que lors d’applications à des systèmes côtiers réels, des conditions hydrodynamiques sortant de cette gamme vont être rencontrées. Par exemple, il n’existe que très peu de mesures de transport sédimentaire pour des vagues supérieures à 2 m alors que de telles conditions sont fréquentes et très morphogènes. On peut ensuite noter que de nombreux processus physiques ne sont pas pris en compte : les ondes infra-gravitaires, la liquéfaction du fond lorsque les contraintes sont importantes (*sheet-flow*) ou encore l’injection de turbulence par déferlement jusqu’en bas de la colonne d’eau (*Grasso et al.*, 2012). Toutefois, les formules semi-empiriques de transport développées récemment (*Camenen et Larson*, 2007; *van Rijn*

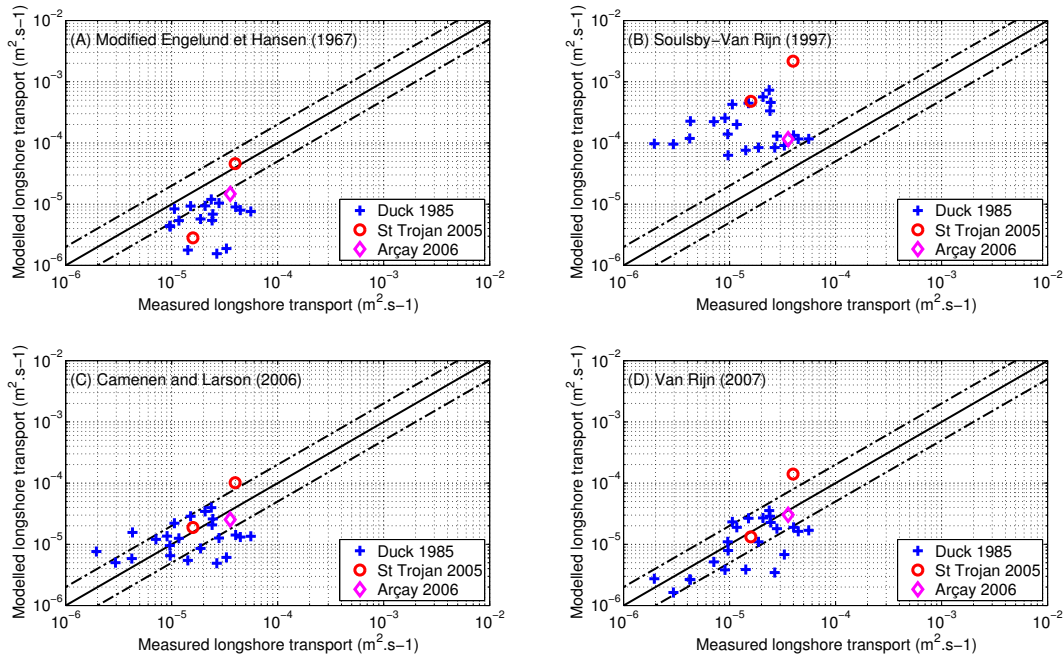


FIGURE 2.2 – Comparaison entre le transport longitudinal mesuré et calculé à l’aide des formules empiriques de Engelund et Hansen (1967) adaptée aux vagues par van de Van De Graaff et Van Overeem (1979) (A), Soulsby et Van Rijn (Soulsby, 1997), Camenen et Larson (2007) et van Rijn et al. (2007) (2007).

et al., 2007) semblent apporter une lueur d’espoir. Les prédictions de ces formules en termes de transport longitudinal ont été comparées aux mesures par traçages fluorescents que j’ai réalisées en 2005 et 2006 (Bertin et al., 2007, 2008) et aux mesures réalisées à la plage de Duck en 1985 (figure 2.2). Cette comparaison confirme que les formules les plus anciennes fournissent des estimations des flux sédimentaires très approximatives, avec par exemple une forte sous-estimation pour celle de Engelund et Hansen (1967) (figure 2.2-A) ou une forte surestimation pour la formule de Soulsby et Van Rijn (Soulsby, 1997) (figure 2.2-B). À l’inverse, les formules de Camenen et Larson (2007) (figure 2.2-C) et van Rijn et al. (2007) (figure 2.2-D) permettent des estimations bien plus précises des flux sédimentaires, avec environ 60 % des prédictions situées dans un intervalle 0.5 à 2 par rapport aux mesures.

### 2.5.2 Transport perpendiculaire à la plage induit par les vagues

En domaine peu profond, les vagues deviennent fortement non-linéaires et induisent des vitesses orbitales et des accélérations asymétriques. Ces non-linéarités induisent un transport sédimentaire net, en général dirigé vers la côte, et qui explique l’engraissement des plages en période de beau temps. Ce transport dirigé vers la côte est compensé par un courant de retour par le fond (*undertow*), qui devient dominant pour des vagues énergétiques. Sachant que ce courant de retour par le fond ne peut pas être pris en compte correctement dans un modèle 2DH, plusieurs auteurs font l’hypothèse que les deux mécanismes se compensent en moyenne pour des simulations morphodynamiques 2DH de plages (Castelle et al. (2010); Garnier et al. (2006)). Cette hypothèse pose problème pour la simulation morphodynamique des embouchures, sachant que les mesures que nous avons réalisées au niveau des embouchures Portugaises Dodet et al. (2013) montrent qu’il n’y a pas d’undertow au niveau des deltas de jusant. Des progrès importants ont été réalisés au cours de la dernière décennie pour représenter les asymétries des vitesses orbitales et

prendre en compte l'effet de l'accélération au fond (*Drake et Calantoni, 2001; Hoefel et Elgar, 2003; Elfrink et al., 2006; Abreu et al., 2010*). Dans notre système de modélisation 2DH, ces approches ont été implémentées mais sont en général désactivées par soucis de consistance. A l'inverse, ces développements permettent d'obtenir des résultats très encourageants lors de simulations 3D dont les premiers résultats seront présentés dans les perspectives de ce mémoire.

## 2.6 Evolution du fond

L'évolution du fond peut être simulée en considérant que la variation de la cote du fond  $z$  est proportionnelle à la divergence des flux sédimentaires (2.27), c'est l'équation d'Exner (*Exner, 1925*) :

$$\frac{\partial z}{\partial t} = -\frac{1}{1-\lambda} \nabla \cdot Q_s \quad (2.27)$$

Où  $\lambda$  est la porosité du sédiment et  $Q_s (q_{sx}, q_{sy})$  est le flux sédimentaire total exprimé en  $m^2.s^{-1}$ . Malgré sa simplicité apparente, cette équation est très délicate à résoudre et produit des chocs pour plusieurs raisons. Premièrement, si l'on considère la migration d'une dune hydraulique dans un chenal en écoulement permanent, la crête va se déplacer plus vite que le creux. Ensuite, les flux sédimentaires dépendent de  $z$  (donc de la hauteur d'eau  $H$ ) à la fois directement à travers les vitesses et indirectement à travers la contrainte au fond alors que les flux sédimentaires et l'hydrodynamique sont calculés de façon découplée dans des modèles différents. Afin de s'affranchir de ce problème, plusieurs études ont proposé de résoudre le système Exner/Saint-Venant de façon couplée (*Soares-Frazão et Zech, 2011; Bouharguane et Mohammadi, 2012*). Cependant de telles approches impliquent que les flux sédimentaires puissent être exprimés de façon simple en fonction des courants et des hauteurs d'eau, ce qui est impossible en domaine côtier où les vagues interviennent également dans le transport sédimentaire. En conséquence, la résolution de l'équation d'Exner a fait l'objet de nombreuses études orientées vers les méthodes numériques. Ainsi, *Johnson et Zyserman (2002)* ont montré que la résolution de l'équation d'Exner par différences finies à l'aide d'un schéma de Lax-Wendroff produisait des oscillations numériques, qu'il convenait de filtrer en ajoutant un terme de pente et en utilisant un filtre non-linéaire. *Callaghan et al. (2006)* proposent l'utilisation d'un schéma de type *Non-Oscillant Centered Scheme (NOCS)* afin de réduire le problème des oscillations. Ce schéma a d'abord été utilisé par *Saint-Cast (2002)* pour résoudre l'équation d'Exner et est encore utilisé par l'équipe METHYS à l'UMR EPOC. Toutefois, ce schéma est assez diffusif et a tendance à lisser la bathymétrie. Plus récemment, *Long et al. (2008)* ont effectué une inter-comparaison de différents schémas numériques pour résoudre l'équation d'Exner et suggèrent que le schéma de WENO (*Liu et al., 1994*) est particulièrement adapté au problème. Malheureusement, ces schémas numériques sophistiqués sont plus difficiles à transposer à des grilles non-structurées. En conséquence, l'approche retenue dans notre système de modélisation numérique à l'époque où la majeure partie de ces travaux a été réalisée repose sur une méthode de volumes finis centrée sur les nœuds. Le volume de contrôle  $\Omega_i$  de périmètre  $\Gamma_i$  est défini par les centres des éléments adjacents à chaque nœuds (figure 2.3). Une fois intégrée sur ce volume de contrôle, l'équation d'Exner (Eq. 2.27) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} z d\Omega = -\frac{1}{1-\lambda} \int_{\Omega} Q d\Omega \quad (2.28)$$

En appliquant le théorème de flux-divergence (ou théorème de Green-Ostrogradski)

et un schémas d'Euler en temps, on aboutit à la forme discrétisée de notre problème (Eq. 2.27) :

$$\Delta z_i^t = -\frac{1}{|\Omega_i|(1-\lambda)} \int_{\Gamma} Q^t \cdot n d\Gamma \quad (2.29)$$

Où  $\Delta z_i^t$  est l'évolution de la cote du fond,  $n$  est la normale au périmètre du volume de contrôle  $\Omega_i$  et  $Q^t$  est le flux sédimentaire intégré sur le pas de temps morphodynamique  $\Delta t$  selon la méthode des trapèzes.

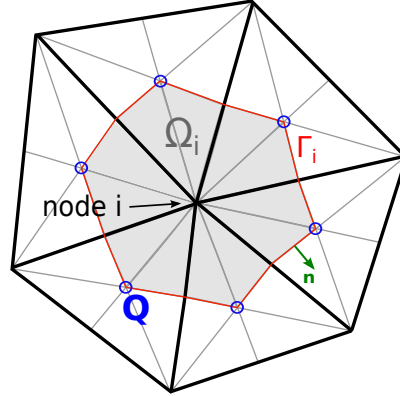


FIGURE 2.3 – Volume de contrôle centré sur les nœuds et définition des variables associées.

Le système d'équations linéaire ainsi obtenu est finalement résolu par la méthode du gradient conjugué. Cependant, comme nous l'avons vu plus haut pour le schémas en différences finies de type Lax-Wendroff, ce schémas explicite produit naturellement des oscillations numériques, même en respectant la condition CFL. Afin de limiter ce problème, nous utilisons un terme de diffusion artificielle qui correspond à une correction du flux sédimentaire en fonction de la pente (Eq. 2.30) comme proposé par *Cayocca* (2001) :

$$Q^* = Q + \epsilon(1-\lambda) \left( Q_x \frac{\partial z}{\partial x}, Q_y \frac{\partial z}{\partial y} \right) \quad (2.30)$$

Où  $\epsilon$  est un coefficient empirique typiquement choisi entre 0 et 5. Un filtre non-linéaire sur les extremas locaux a également été implémenté par *Fortunato et Oliveira* (2007) et permet d'éliminer certains types d'oscillations comme les oscillations  $2\Delta x$ , en générant une diffusion limitée. *Bertin et al.* (2009b) ont également implémenté un pas de temps morphodynamique adaptatif, afin d'optimiser le rapport entre le cout en temps de calcul et la stabilité numérique. Cependant, cette batterie d'artifices numériques ne traite pas le problème à la source et implique des choix arbitraires, comme par exemple le coefficient de diffusion  $\epsilon$ . Ce problème s'avère limitant pour les simulations morphodynamiques sachant que ces filtres peuvent masquer le comportement physique du fond que l'on cherche à caractériser. Afin de résoudre ce problème, nous avons développé un nouveau schémas numérique basé sur le formalisme WENO (*Liu et al.*, 1994) dans le cadre de la thèse de Thomas Guérin, dont les premiers résultats seront présentés dans les perspectives de ce mémoire.

### Résumé

Ce chapitre présente le système de modélisation numérique que nous avons utilisé dans les travaux de recherche présentés dans ce mémoire dans l'objectif d'améliorer la connaissance des processus qui contrôlent la dynamique hydro-sédimentaire et l'évolution des zones littorales. Nous avons participé au développement collaboratif du système de modélisation numérique SELFE (*Zhang et Baptista, 2008*), qui permet de simuler de façon couplée la génération et la propagation des vagues, la circulation hydrodynamique, le transport des sédiments non-cohésifs et l'évolution du fond. Ce système utilise des grilles triangulaires non-structurées, la même grille et la même décomposition de domaine sont utilisées dans les différents modèles. Notre stratégie de modélisation privilégie l'efficacité en termes de temps de calcul (couplage, parallélisation) afin de limiter au maximum les simplifications (e.g. marée représentative, facteurs morphologiques) et de conserver une représentation des forçages la plus réaliste possible. Les modèles que nous avons utilisé et développé sont les suivants :

(1) **Les modèles de vague spectraux.** Les modèles utilisés ont en commun de résoudre l'équation de conservation de la densité d'action des vagues. Nos travaux récents reposent sur l'utilisation de WWMII, qui utilise des paramétrisations pour les termes source correspondant à l'état de l'art et des méthodes numériques innovantes, permettant d'utiliser de larges pas de temps.

(2) **Les modèles de circulation hydrodynamiques.** Les modèles ELCIRC et SELFE utilisent des algorithmes semi-implicites et une méthode ELM pour l'advection qui les rend extrêmement efficaces du point de vue du temps de calcul. Nous avons travaillé sur le couplage avec les modèles de vagues, notamment au niveau des contraintes de surface et au fond, du mélange horizontal et des tensions de radiation.

(3) **Les modèles de transport sédimentaire et d'évolution du fond.** Les modèles SAND2D puis SED2D calculent les flux sédimentaires à l'aide de formules semi-empiriques. A partir des flux sédimentaires, l'évolution du fond est simulée en résolvant l'équation d'Exner à l'aide d'une méthode de volumes finis centrés sur les noeuds.



## Chapitre 3

# Etude des forçages incidents : les variations du niveau marin

### 3.1 Les variations de l'élévation de la surface libre à différentes échelles temporelles

La surface libre de l'Océan présente des variations à des échelles spatio-temporelles très variées, allant des ondes capillaires caractérisées par des longueurs d'onde centimétriques et des périodes inférieures à la seconde à des variations eustatiques millénaires contrôlées par des cycles astronomiques (3.1).

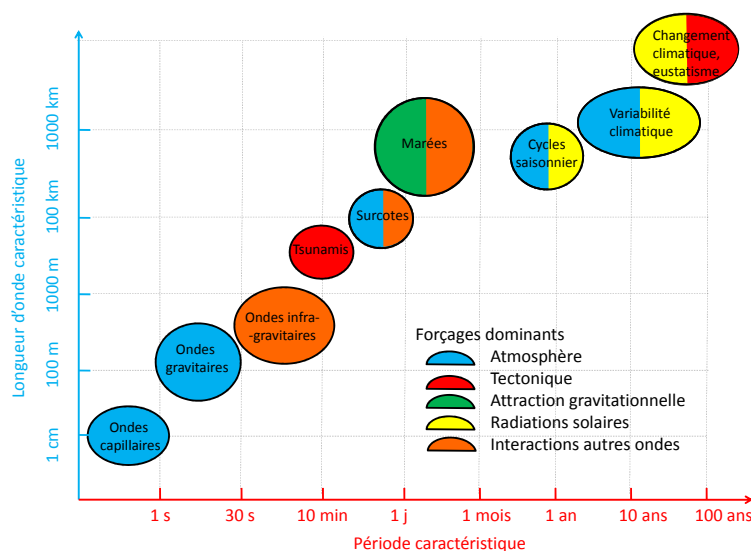


FIGURE 3.1 – Variations de la surface libre à différentes échelles de temps et échelles spatiales associées, forçages dominants à l'origine de ces variations : atmosphère, tectonique, gravité, radiations solaires et interactions entre ondes.

Ces variations de la surface libre constituent les forçages principaux de la dynamique hydro-sédimentaire littorale. Dès lors, leurs variabilités spatiale et temporelle doivent être caractérisées convenablement et les origines de ces variations doivent être bien comprises. L'objectif des travaux présentés dans ce chapitre est double : (1) améliorer la connaissance des forçages incidents et des processus qui les contrôlent et (2) disposer de conditions aux limites dont la précision correspond à l'état de l'art pour forcer des modèles locaux.

En effet, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la faiblesse principale des modèles morphodynamiques réside dans le calcul des flux sédimentaires. Ceux-ci étant des fonctions non-linéaires des hauteurs d'eau, vitesses des courants et caractéristiques des vagues, il apparaît fondamental de reproduire ces paramètres de la façon la plus précise possible. Les travaux de recherche que j'ai conduits ou encadrés en ce sens concernent la caractérisation des régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord, des ondes infra-gravitaires et des surcotes.

## 3.2 Caractérisation des régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord

### 3.2.1 Introduction

Lors de leur propagation au travers des océans, les vagues transportent l'énergie accumulée au cours des tempêtes et la dissipent au travers de nombreux processus dont la compréhension est essentielle pour une large gamme de problèmes environnementaux et d'ingénierie, dans les zones côtières comme au large. Par exemple, les vagues génèrent une dérive de Stokes qui peut contribuer de façon significative à la dispersion de polluants (Ardhuin *et al.*, 2004). Lors de leur propagation sur le plateau continental, l'interaction entre les vitesses orbitales des vagues et le fond génère un tri sédimentaire et un transport résiduel vers la côte (Black *et Oldman*, 1999). Dans les zones pré-littorales, l'asymétrie des vitesses orbitales et des accélérations sur le fond contribue à la migration des barres sédimentaires pré-littorales vers la côte en période de beau temps (Hoefel *et Elgar*, 2003). Enfin, dans les zones de déferlement, les gradients de tension de radiation induits par la dissipation des vagues (Longuet-Higgins *et Stewart*, 1964) induisent des courants de dérive, des courants d'arrachement (*rip currents*) et des courants de retour par le fond (*undertows*). Lors des tempêtes, les vagues contribuent de façon significative aux surcotes, qui peuvent induire une submersion des zones littorales.



FIGURE 3.2 – Image aérienne oblique de la Pointe d'Arçay en novembre 2012 et position du trait de côte en 1958, 1982 et 1994, montrant que depuis six décennies, son développement alterne entre construction de crochets et progradation dans le sens de son allongement (Crédit J. Aubry).

Sachant que ces divers processus sont principalement contrôlés par la hauteur/l'énergie des vagues, leur période/longueur d'onde et leur direction, une bonne connaissance de ces paramètres et de leur variabilité apparaît essentielle pour de nombreuses études environnementales et d'ingénierie. De surcroît, les évolutions pluriannuelles de plusieurs objets

sédimentaires suggèrent une forte variabilité interannuelle des régimes d'agitation. Ainsi, le développement rythmique de la pointe d'Arçay (Vendée) a été attribué à la variabilité interannuelle dans l'énergie des vagues dans le Golfe de Gascogne (figure 3.2, *Allard et al.* (2008)).

### 3.2.2 Méthode

Afin d'améliorer la connaissance des régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord mais également de disposer de forçages spectraux précis pour réaliser des études locales, j'ai développé depuis 2008 un modèle régional de vagues pour l'Atlantique Nord. Ce développement a été initié dans le cadre du stage de recherche de Guillaume Dodet et ce modèle régional n'a cessé d'être amélioré depuis, notamment à travers l'utilisation de champs de vent à plus haute résolution et de tests sur la paramétrisation des termes source. Au cours des 5 dernières années, les résultats de ce modèle régional de vagues ont été fournis à de nombreux groupes en France (BRGM, Université Bordeaux I, CASAGEC, CREOCEAN, Ecole Centrale de Nantes, Université de Vannes, Université de Caen, Université de Toulouse), au Royaume-Uni (Université de Plymouth), au Portugal (Universités de Faro, de Lisbonne et d'Aveiro) et au Maroc (Université de Rabat). Ce modèle régional repose sur le code de calcul WaveWatchIII dans sa version 3.14 (*Tolman, 2003*), qui résout l'équation de conservation de la densité d'action des vagues par différences finies. Pour la majeure partie des résultats présentés dans ce mémoire, les paramétrisations des termes source (croissance par le vent et dissipation par moutonnement) développées au centre ECMWF par *Bidlot et al.* (2007) ont été utilisées. L'espace géographique est discrétisé grâce à une grille régulière couvrant l'ensemble de l'Atlantique Nord ( $80^{\circ}W - 10^{\circ}E; 0 - 80^{\circ}N$ ) avec une résolution de  $0.5^{\circ}$  (figure 3.3).

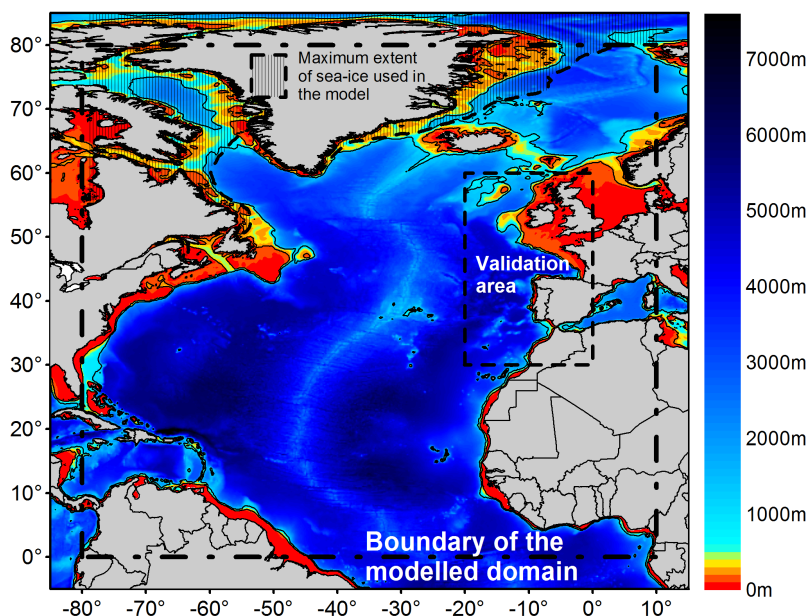


FIGURE 3.3 – Carte bathymétrique de l'Atlantique Nord, extension géographique de notre grille de calcul et extension maximale de la banquise telle que prise en compte dans le modèle.

L'espace spectral est discrétisé selon 36 fréquences réparties sur une grille logarithmique allant de 1 à 0.033 Hz et 24 directions espacées régulièrement. Dans les travaux présentés dans ce mémoire, notre modèle régional a été forcé par les champs de vent issus des réanalyses atmosphériques NCEP/NCAR (*Kalnay et al., 1996*), 20CR (*Compo et al.,*

Réanalyse	Rés. spatiale	Rés. temporelle	Période couverte	Correction
NCEP-NCAR	1.8°	6 h	1948-présent	1.05
20CR	1.8°	3 h	1872-présent	0.98
ERA-Interim	0.75°	3 h	1979-présent	1.03
CFSR	0.20°	1 h	1979-présent	1.00

TABLE 3.1 – Principales caractéristiques des réanalyses atmosphériques utilisées dans ce mémoire et correction apportée au vent pour éliminer le biais en  $H_s$  dans notre modèle régional de vagues.

2011), ERA-INTERIM (Dee et al., 2011) et CFSR (Saha et al., 2010) dont les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1.

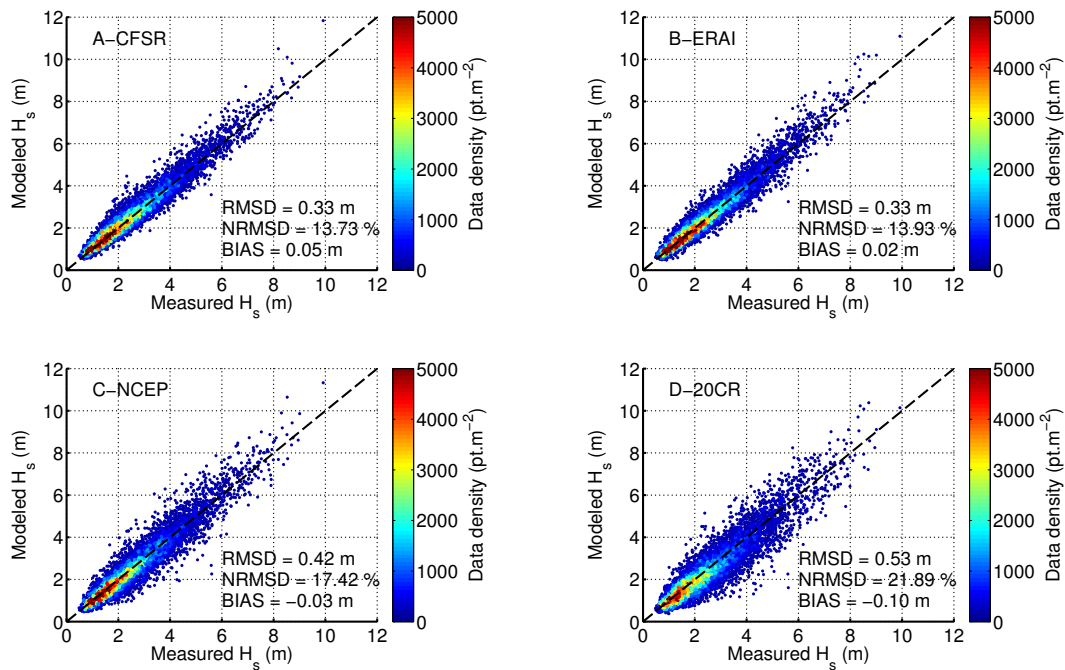


FIGURE 3.4 – Comparaison entre les  $H_s$  mesurées à la bouée Gascogne ( $5.00^\circ; 45.23^\circ$ ) et simulées par notre modèle régional de vague forcé par les champs de vent issus des réanalyses CSFR, ERA-Interim, NCEP-NCAR et 20CR.

Afin de donner une idée de la précision des prédictions de vagues qu'il est possible d'obtenir à l'aide de ces réanalyses atmosphériques, nous avons réalisé une comparaison entre les hauteurs significatives ( $H_s$ ) calculées par le modèle et mesurées au niveau de la bouée Gascogne ( $5.00^\circ; 45.23^\circ$ ) sur la période 1998-2008 (figure 3.4). Les champs de vent issus de ces réanalyses ont été légèrement corrigés afin d'éliminer d'éventuels biais sur les  $H_s$  (tableau 3.1). Cette comparaison révèle que les champs de vent issus des réanalyses CSFR et ERA-Interim permettent d'obtenir les prédictions les plus précises, avec des Erreurs Quadratiques Moyennes (EQM) de l'ordre de 0.35 m (13-14%). La réanalyse NCEP-NCAR permet d'obtenir des résultats légèrement moins bons, avec des EQM de l'ordre de 0.42 m (18%). Enfin, les champs de vent issus de la moyenne de la simulation d'ensemble 20CR permettent d'obtenir des résultats moins bons qu'avec les trois premières réanalyses, avec des EQM de l'ordre de 0.60 m (22 %). Cependant, en intégrant le calcul de l'erreur sur un mois, la partie aléatoire de cette erreur tend vers zéro et on arrive à des EQMN inférieures à 5 % pour les quatre simulations considérées. En conséquence, nous avons utilisé les réanalyses ERA-Interim et CFSR pour étudier des événements hydrody-

namiques en particulier (e.g. un évènement de tempête), la réanalyse NCEP-NCAR pour étudier la variabilité inter-annuelle des régimes d'agitation et enfin la réanalyse 20CR pour étudier des tendances à long terme sur les  $H_s$ .

### 3.2.3 Variabilité interannuelle du régime d'agitation dans l'Atlantique Nord

La variabilité interannuelle des régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord-Est a été initialement étudiée dans le cadre du stage de recherche et du début de thèse de Guillaume Dodet (*Dodet et al.*, 2010). Dans cette étude, notre modèle régional était forcé par les champs de vent issus de la réanalyse atmosphérique NCEP-NCAR (*Kalnay et al.*, 1996), de résolutions spatiale 1.8 ° et temporelle 6h (tableau 3.1). J'ai depuis légèrement amélioré nos prédictions de vagues en utilisant les termes source du centre européen ECMWF (croissance par le vent et dissipation par moutonnement, *Bidlot et al.* (2007)) et en corrigeant le léger biais négatif sur les hauteurs de vague présent dans *Dodet et al.* (2010). Ces améliorations ont permis de diminuer l'EQMN sensiblement de 25 % à 18 %. L'une des questions clés lorsque l'on étudie les climats de vagues passés est la stabilité de la précision du modèle de vague, elle-même conditionnée par la stabilité du forçage atmosphérique utilisé. Celle-ci est délicate à évaluer lorsque l'on remonte avant les années 80 car les mesures de vagues sont très rares. Nous avons eu la chance de retrouver des mesures de vagues réalisées au niveau de la station météorologique "Juliett" (20.00°W;57.00°N) à partir de la fin des années 1950. La comparaison entre les  $H_s$  mesurées et simulées (figure 3.5) montre que l'EQMN est du même ordre de grandeur que celles obtenues pour des périodes plus récentes.

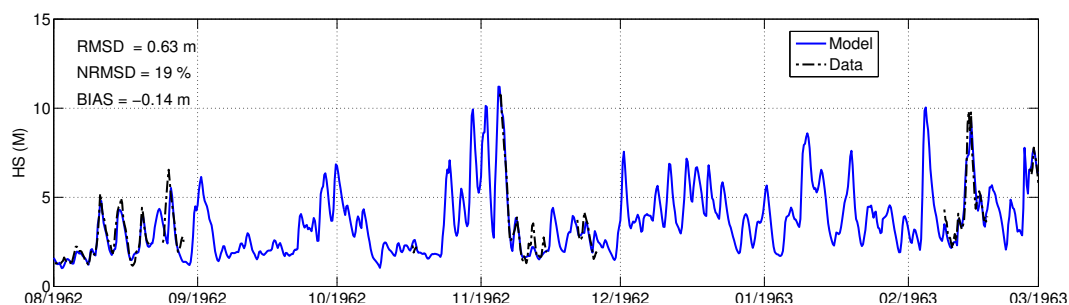


FIGURE 3.5 – Comparaison entre les hauteurs significatives de vague mesurées et simulées au niveau de la station OWS "Juliett" entre août 1962 et mars 1963.

Nous avons réalisé une simulation rétrospective des vagues dans l'Atlantique Nord sur la période 1952-2008. Des séries temporelles de  $H_s$ , directions moyennes (Mwd) et périodes de pic ( $T_p$ ) ont été archivées sur tous les nœuds de la grille toutes les trois heures. A partir de ces séries temporelles, nous avons calculé des moyennes hivernales sur les mois de décembre, janvier, février et mars (DJFM), cette période présentant une variabilité interannuelle bien plus importante que le reste de l'année. Nous avons ensuite calculé les tendances linéaires de ces paramètres à l'aide de la méthode de régression robuste de *Huber* (1981) et leur significativité en réalisant un "test F". D'autre part, plusieurs auteurs ont proposé que dans l'Atlantique NE et dans la Mer du Nord, les  $H_s$  soient corrélées avec l'Oscillation Nord Atlantique (ONA) (*Bacon et Carter*, 1993; *Bauer*, 2001). L'ONA a été décrite en détail par *Hurrell* (1995) et l'indice qui la caractérise est basé sur la différence entre les moyennes mensuelles de la pression atmosphérique normalisée à Reykjavik (Islande) et à Lisbonne (Portugal). Un indice positif (ONA +) correspond à une situation où un anticyclone puissant est centré sur les Açores et où des dépressions

creuses circulent d'ouest en est au niveau de l'Islande. A l'inverse, un indice négatif (ONA -) correspond à un anticyclone faible et des dépressions moins creuses et dont la trajectoire est plus variable. Afin d'analyser les relations entre l'ONA et les régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord, nous avons calculé les coefficients de corrélation de Pearson-Bravais entre les moyennes hivernales des  $H_s$ ,  $T_p$  et Mwd et la moyenne hivernale de l'indice de l'ONA. La significativité de ces corrélations a été déterminée en réalisant un test de *Student*. Sur la période d'étude, les résultats du modèle nous montrent que les  $H_s$  hivernales moyennes atteignent un maximum au sud de l'Islande ( $> 5$  m) et diminuent en allant vers le sud jusqu'à 2.5 m au niveau du tropique du Cancer (figure 3.6). Le calcul des tendances linéaires révèle une zone d'augmentation significative à 95% supérieure à  $+0.01 \text{ m.an}^{-1}$  au nord de l'Atlantique NE et de la Mer du Nord, qui atteint  $+0.016 \text{ m.an}^{-1}$  (soit  $+ 1.05$  m sur la période 1952-2008) au NO de l'Irlande. Une zone de légère diminution significative atteignant  $-0.005 \text{ m.an}^{-1}$  est présente autour des archipels des Canaries et de Madère. Le calcul du coefficient de corrélation entre les  $H_s$  et l'indice de l'ONA montre une répartition bipolaire avec une zone de corrélations positives au NE de la zone d'étude atteignant 0.8 au nord de l'Écosse et une zone de corrélations négatives entre  $25^\circ$  et  $40^\circ$  N, atteignant  $-0.65$  au milieu de l'Atlantique. Entre les deux, les corrélations sont faibles et non-significatives.

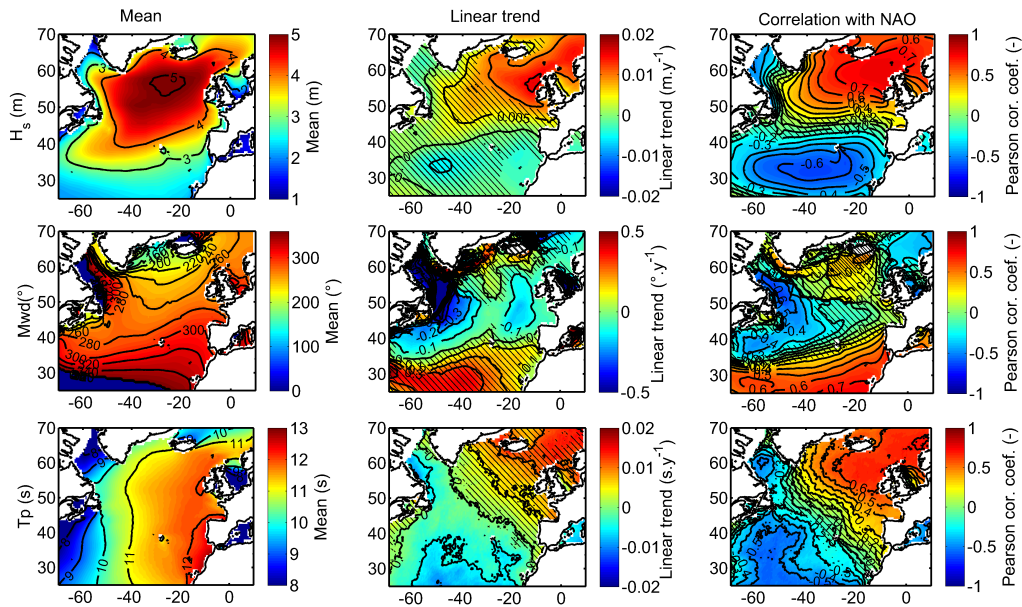


FIGURE 3.6 – Moyennes hivernales (gauche), tendances linéaires (centre) et corrélations avec l'oscillation Nord Atlantique (droite) pour les  $H_s$  (haut), Mwd (centre) et  $T_p$  (bas). Les zones hachurées correspondent aux tendances et corrélations qui ne sont pas significatives à 95%.

Les moyennes hivernales des Mwd varient de N  $180^\circ$  au nord de la zone d'étude à N  $360^\circ$  au sud, ce qui s'explique par le fait que les vagues se propagent de part et d'autre du "rail" des dépressions, en général centré entre  $45^\circ$  et  $60^\circ$ . Le calcul des tendances linéaires révèle la présence d'une zone où les vagues effectuent une rotation anti-horaire atteignant  $-0.4^\circ \text{ .an}^{-1}$  au sud du Groenland et une zone de rotation horaire dans la bande tropicale et subtropicale atteignant  $+0.3^\circ \text{ .an}^{-1}$  (Figure 3.6). En dehors de ces deux zones, les tendances ne sont pas significatives à 95%. Le calcul des corrélations avec l'ONA montre des répartitions spatiales complexes, avec une zone de corrélation positive atteignant 0.5 au sud de l'Islande et du Groenland, suivie d'une zone de corrélation négative à l'est du Canada et d'une nouvelle zone de corrélation positive atteignant 0.6 entre le Portugal et les côtes africaines (Figure

3.6).

Les moyennes hivernales des  $T_p$  varient de moins de 8 s à l'est du Canada et dans la Mer du Nord à 13 s le long des côtes africaines. Le calcul des tendances linéaires montre une répartition bipolaire avec des valeurs positives au NE de la zone d'étude atteignant  $0.016 \text{ s.an}^{-1}$  (+ 1 s sur la période 1952-2008) et des valeurs négatives au SO de la zone d'étude atteignant  $-0.012 \text{ s.an}^{-1}$ . Le calcul des corrélations avec l'indice de l'ONA montre également une répartition bipolaire avec des valeurs positives atteignant + 0.7 au NE de la zone d'étude et des valeurs négatives atteignant -0.6 (Figure 3.6).

Les cartes des tendances à long-terme des paramètres de vagues et des coefficients de corrélation avec l'indice de l'ONA présentent un certain nombre de similitudes du point de vue des répartitions spatiales (Figure 3.6). Ainsi les zones caractérisées par une augmentation des  $H_s$  et  $T_p$  sont associées à une corrélation positive avec l'indice de l'ONA. De même, les zones caractérisées par une diminution des  $H_s$  et  $T_p$  correspondent à des zones de corrélation négative entre ces paramètres et l'indice de l'ONA. Enfin, au large des côtes africaines, les zones où les vagues effectuent une rotation horaire sont associées à une corrélation positive avec l'indice ONA. Les situations de type ONA + sont associées à de forts gradients de pression atmosphérique qui génèrent de forts vents d'ouest à sud-ouest aux latitudes élevées de l'Atlantique Nord. Ces forts vents d'ouest génèrent des houles plus fortes et plus longues, ce qui explique les corrélations positives observées pour  $H_s$  et  $T_p$ . L'anticyclone puissant centré sur les Açores éloigne les régions méridionales des zones de génération des vagues, ce qui explique les corrélations négatives observées entre l'indice de l'ONA et  $H_s$  et  $T_p$  au sud de  $40^\circ N$ .

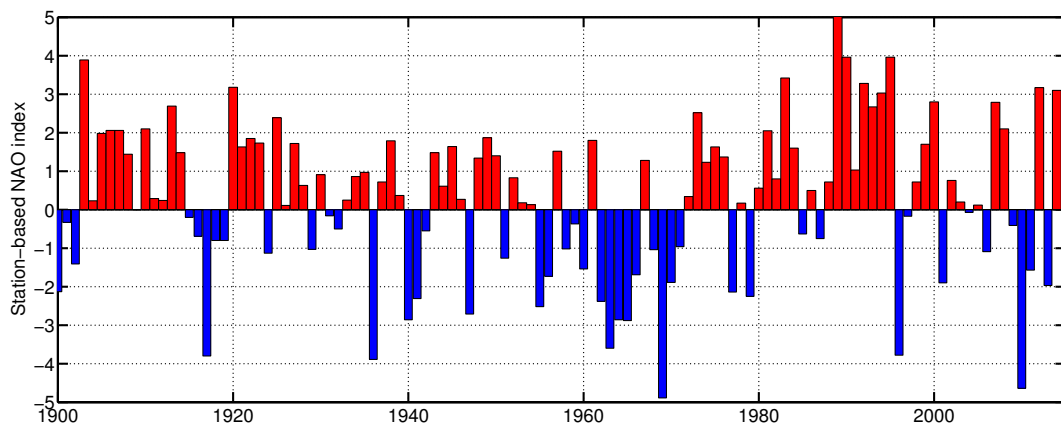


FIGURE 3.7 – Moyennes hivernales (DJFM) de l'indice de l'oscillation nord atlantique au 20<sup>e</sup> siècle basé sur les mesures de pression de Reykjavik et Lisbonne (i.e. station-based).

Enfin, les tendances à long terme et les corrélations avec l'indice de l'ONA sont plus difficiles à interpréter pour les Mwd car souvent peu significatives. Nous nous limiterons donc à expliquer la zone de corrélation positive au large des côtes africaines par le fait qu'en situation ONA+, les dépressions circulent à des latitudes plus élevées, ce qui induit une rotation horaire des Mwd dans ce secteur. Hurrell (1995) a montré que l'indice ONA avait fortement augmenté au cours de la seconde moitié du 20<sup>e</sup> siècle et que la valeur observée en 1989 était la plus forte depuis 1864 (figure 3.7). Cette augmentation de l'indice ONA sur la période d'étude permet d'expliquer directement les augmentations des  $H_s$  et  $T_p$  au NE de la zone d'étude. Ainsi, nos résultats suggèrent que l'augmentation de l'énergie des vagues aux latitudes nord résulte de la variabilité inter-annuelle du climat et nous ne disposons pas d'éléments permettant d'affirmer qu'il s'agit d'une conséquence du changement climatique.

### 3.2.4 Tendances à long terme

La disponibilité de la réanalyse atmosphérique 20CR en 2011 (*Compo et al., 2011*) a constitué une opportunité unique d'étendre à l'échelle du 20<sup>e</sup> siècle notre étude des climats de vagues passés dans l'Atlantique Nord. La période 1900-2008 est très intéressante car sur cette période, l'indice de l'ONA ne présente pas de tendance significative, si bien que la présence éventuelle de tendances dans l'énergie des vagues ne pourra plus être expliquée par l'ONA. La réanalyse 20CR correspond à une simulation d'ensemble de 56 membres utilisant un filtre de Kalman et n'assimile que des observations de pression atmosphérique (*Compo et al., 2011*). Dans notre étude, nous avons utilisé la moyenne de cette simulation d'ensemble, disponible sur une grille de 1.875° par 1.875°. Une fois encore, la question clé d'une telle méthode concerne la stabilité des champs de vent utilisés pour forcer notre modèle régional de vagues. Sachant qu'il n'existe pas de mesures historiques de vagues fiables avant les années 1950, nous avons évalué cette stabilité en comparant des prédictions de la réanalyse 20CR à des observations de pression atmosphérique et de vent réalisées à bord de navires marchands et militaires dans le cadre du programme international *Voluntary Observing Ships* (*Gulev et al., 2003*). Nous avons également réalisé la même comparaison avec les réanalyses NCEP-NCAR et ERA40 qui sont largement validées. Cette comparaison a montré que sur l'ensemble du 20<sup>e</sup> siècle, la précision de la réanalyse 20CR était stable et du même ordre de grandeur que celle des réanalyses NCEP-NCAR et ERA40 (*Bertin et al., 2013*).

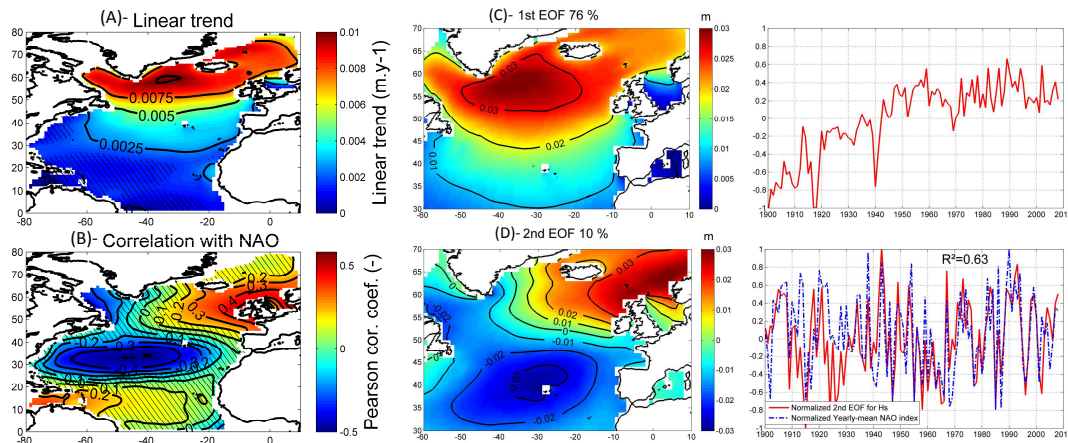


FIGURE 3.8 – (A) Tendances linéaires des  $H_s$  sur la période 1900-2008, (B) corrélation avec l'indice ONA, (C) Mode principal de la décomposition en EOF des  $H_s$  et série temporelle associée normalisée et (D) seconde EOF, série temporelle associée et indice de l'ONA normalisés.

Le calcul des tendances linéaires sur les  $H_s$  révèle une forte augmentation sur la période 1900-2008, atteignant  $+0.01 \text{ m.an}^{-1}$  au SO de l'Islande (figure 3.8-A). Afin de mieux interpréter ces tendances et de séparer la partie du signal contrôlée par l'ONA, nous avons réalisé une décomposition en fonctions empiriques orthogonales (*Preisendorfer, 1988*) de nos résultats numériques. Cette décomposition révèle que le premier mode explique 76% de la variance des moyennes annuelles des  $H_s$ . La répartition spatiale de ce premier mode rappelle celle des tendances linéaires, avec un maximum au SO de l'Islande (figure 3.8-C) et la série temporelle associée confirme que ce mode correspond à une augmentation des  $H_s$  sur la période d'étude. Le second mode de décomposition explique 10% de la variance et montre une répartition bipolaire avec des valeurs positives au NE de la zone d'étude et négatives au SO. Cette répartition bipolaire rappelle celle de la corrélation avec l'indice

de l'ONA (figure 3.8-B et -D). Cette concordance est confirmée par les séries temporelles associées, qui présentent une corrélation significative à 95 % (figure 3.8-D)). Notre étude suggère donc que dans l'Atlantique Nord, une tendance significative à l'augmentation de l'énergie des vagues est superposée à la variabilité inter-annuelle contrôlée par l'ONA. Une tendance à la hausse du même ordre de grandeur a également été observée dans d'autres régions du globe (*Ruggiero et al.*, 2010; *Young et al.*, 2011; *Reguero et al.*, 2013). Nos résultats ne permettent pas de déterminer si cette tendance à la hausse provient de la variabilité du climat à très long terme ou résulte des effets du changement climatique. Cependant, nous avons proposé que l'augmentation de l'énergie des vagues mise en évidence constitue une nouvelle hypothèse pour expliquer l'érosion côtière. En effet, l'augmentation du niveau marin et la construction de barrages sur les fleuves invoquées jusqu'à présent ne permettent pas d'expliquer pourquoi des côtes reculent de plusieurs mètres par an depuis la seconde moitié du 20<sup>e</sup> siècle.

### 3.3 Surcotes

#### 3.3.1 Introduction

Les travaux présentés dans ce chapitre correspondent aux résultats obtenus dans le cadre du projet « submersion marine » à l'UMR LIENSs dont j'ai coordonné les volets modélisation numérique et mesures hydrodynamiques. Ce projet de recherche visait à mieux comprendre et prédire les surcotes et les submersions marines dans le Golfe de Gascogne, notamment dans le cadre de la tempête Xynthia, qui a sévèrement frappé la partie centrale du Golfe de Gascogne dans la nuit du 27 au 28 février 2010 (47 morts, dégâts matériels > 2.0 milliards d'euros). Au-delà du drame humain et des pertes matérielles colossales occasionnées par la submersion marine associée à cette tempête, le cas de Xynthia est intéressant scientifiquement sachant que les études statistiques menées récemment suggèrent une période de retour de la surcote associée supérieure à 50 ans (*Weiss et al.*, 2012; *Hamdi*, 2015) alors que la pression atmosphérique (969 mbar), le vent moyen (25 à 30 m/s) et la hauteur des vagues ( $H_s \equiv 7\text{ m}$ ) correspondent à des valeurs observées voire dépassées tous les ans. Afin de mieux comprendre la configuration météo-océanique ayant conduit à une telle surcote pendant Xynthia, nous avons également étudié les états de mer et les surcotes associés aux tempêtes Klaus (janvier 2009) et Joachim (décembre 2011). Les processus physiques contrôlant les surcotes ont été analysés à l'aide d'un nouveau système de modélisation numérique basé sur le couplage complet entre le code spectral de vagues WWMII (*Roland et al.*, 2012) et le modèle de circulation hydrodynamique SELFE en mode 2DH (*Zhang et al.*, 2011), que nous avons développé et implémenté dans l'Atlantique Nord-Est.

#### 3.3.2 Contrainte de surface induite par le vent

Les prévisions opérationnelles de Météo France et de Previmer ont significativement sous-estimé l'ampleur de la surcote associée à Xynthia, notamment à La Rochelle où une surcote de l'ordre de 1.0 m ([www.previmer.org](http://www.previmer.org)) avait été prévue contre 1.6 m en réalité. Le manque de résolution spatiale (3 km pour Météo France, 400 m pour previmer) ne permet d'expliquer qu'une petite partie des écarts observés, suggérant qu'un mécanisme particulier ait eu lieu pendant Xynthia. L'analyse de mesures de vagues réalisées par le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine au large de l'île d'Oléron pendant l'hiver 2010 montre le développement d'un état de mer particulier, caractérisé par des vagues de hauteur significative modérée (4 à 7.5 m) mais de période inhabituellement courte ( $T_p = 6 - 11\text{ s}$ ) pour le Golfe de Gascogne (3.9). Ces données montrent en outre que

la période moyenne  $T_{m02}$  a dépassé la période de pic  $T_p$  au début de la tempête, ce qui traduit la présence de vagues jeunes, générées sur une emprise géographique réduite.

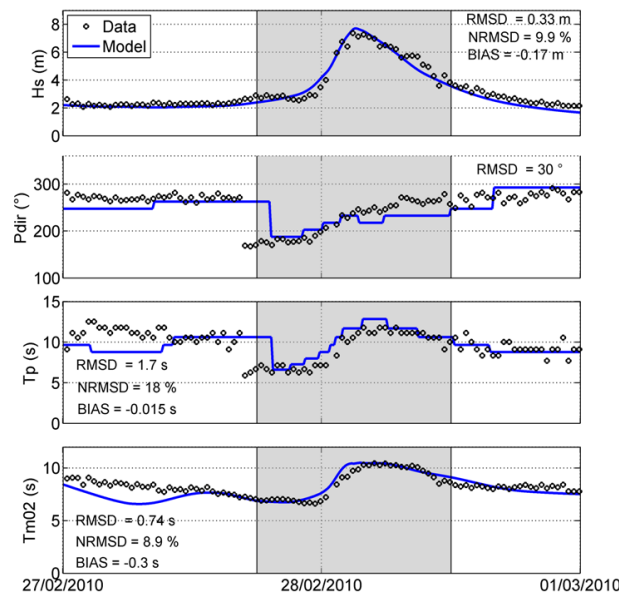


FIGURE 3.9 – Paramètres des vagues mesurés (noir) et simulés au large de l’île d’Oléron pendant la tempête Xynthia, montrant la présence d’un état de mer caractérisé par des vagues jeunes, bien reproduites par notre modèle (issu de Bertin et al. (2014)).

Les paramétrisations de type *bulk formula* pour le calcul du coefficient de traînée nécessaire à l’estimation de la contrainte de surface ayant été obtenues par régression linéaire sur un grand nombre de données, nous nous attendons à ce qu’elles produisent des estimations imprécises pour des conditions de rugosité de l’océan sortant de l’ordinaire. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons développé une méthode où la contrainte de surface est dépendante de l’état de mer (Eq. 2.20). Les prédictions de surcotes obtenues avec notre méthode ont été comparées à celles obtenues avec une approche de type *bulk formula* pour les tempêtes Xynthia et Joachim. Bien que Joachim ait produit des champs de vent de direction et d’intensité comparables à ceux de Xynthia au niveau des Pertuis Charentais, les vagues associées étaient beaucoup plus énergétiques alors que la surcote était entre 40 et 50 % plus faible (3.10). Plus encore que le niveau total d’énergie, c’est la répartition fréquentielle de cette énergie qui diffère énormément entre ces deux tempêtes. Ainsi pour Xynthia, la figure 3.10 montre la présence de niveaux d’énergie élevés pour des fréquences supérieures à 0.1 Hz. Cette répartition fréquentielle contraste fortement avec Joachim, où la plupart de l’énergie est comprise entre 0.05 Hz et 0.1 Hz. Sachant que la longueur d’onde des vagues est une fonction croissante du carré de leur période, la présence de vagues très courtes pendant la tempête Xynthia implique un état de mer caractérisé par des vagues très cambrées, qui ont fortement augmenté la rugosité de l’Océan et décuplé la contrainte de surface (figure 3.10). La prise en compte de ce phénomène aboutit à une contrainte de surface deux fois plus forte lors de Xynthia et une surcote augmentée de 30 %, bien plus réaliste au regard des observations disponibles. Pour Joachim, l’état de mer plus classique entraîne une contrainte de surface et des prédictions de surcotes similaires quelque soit l’approche choisie. Enfin, la différence très importante d’état de mer entre ces deux tempêtes a été expliquée par la trajectoire très atypique de Xynthia du SO vers le NE, qui a réduit le fetch à quelques centaines de km dans le quart SE du Golfe de Gascogne, contre plusieurs milliers de km pour Joachim. Ces résultats ont été publiés de façon préliminaire

dans *Ocean Modelling* (Bertin et al., 2012) et la comparaison entre Xynthia et Joachim dans *Continental Shelf Research* (Bertin et al., 2015).

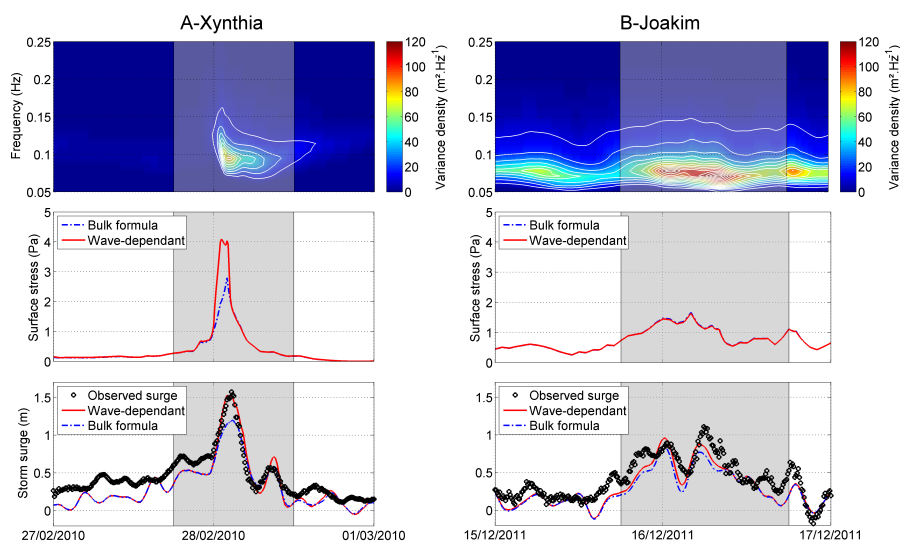


FIGURE 3.10 – Répartition fréquentielle de l'énergie des vagues (haut), contrainte de surface (centre) et surcotes à La Rochelle mesurées (noir) et simulées avec une contrainte de surface dépendante (rouge) et indépendante (bleu) de l'état de mer pour Xynthia (gauche) et Joachim (droite).

### 3.3.3 Transport d'Ekman

Du fait de la rotation de la Terre, les écoulements sont déviés vers la droite dans l'hémisphère nord (respectivement vers la gauche dans l'hémisphère sud). En régime stationnaire et dans l'océan profond, l'écoulement induit en surface par le vent est théoriquement dévié à  $45^\circ$  de la direction du vent en surface et le transport intégré sur la verticale est dévié à  $90^\circ$ , c'est le transport d'Ekman. En s'approchant du rivage, la contrainte de frottement au fond devient significative lorsque la profondeur décroît si bien que cette déviation tend à diminuer. Cependant, le transport d'Ekman peut avoir une importance considérable lors des tempêtes et explique par exemple que dans l'hémisphère nord, les surcotes soient plus importantes au niveau des littoraux situés à droite de la trajectoire de la tempête (respectivement à gauche dans l'hémisphère sud). De même, le transport d'Ekman peut expliquer le développement d'une surcote importante plusieurs heures avant l'arrivée d'une tempête, comme l'ont montré *Kennedy et al.* (2011) lors de l'ouragan Ike dans le Golfe du Mexique (Septembre 2008). Afin de montrer l'importance de ce phénomène, nous avons réalisé une simulation rétrospective simplifiée de la surcote induite par Ike dans le Golfe du Mexique. Une grille non-structurée a été implémentée dans le Golfe du Mexique avec une taille de maille variant de 20 km le long de la frontière ouverte à 1 km le long des côtes (figure 3.11). SELFE a été utilisé en mode 2DH barotrope et les effets des vagues n'ont pas été considérés. Le forçage atmosphérique provient de la réanalyse CFSR (*Saha et al.*, 2010) dont le pas de temps est horaire et la résolution spatiale de  $0.2^\circ$ . Les résultats du modèle ont été comparés aux mesures de hauteur d'eau archivées par la NOAA aux marégraphes de Freshwater et Gavelston (figure 3.11-A).

La comparaison avec les mesures disponibles montre que, compte tenu du manque de résolution de la grille de calcul et du forçage atmosphérique, SELFE permet de reproduire la surcote induite par Ike de façon raisonnable, avec des erreurs quadratiques moyennes

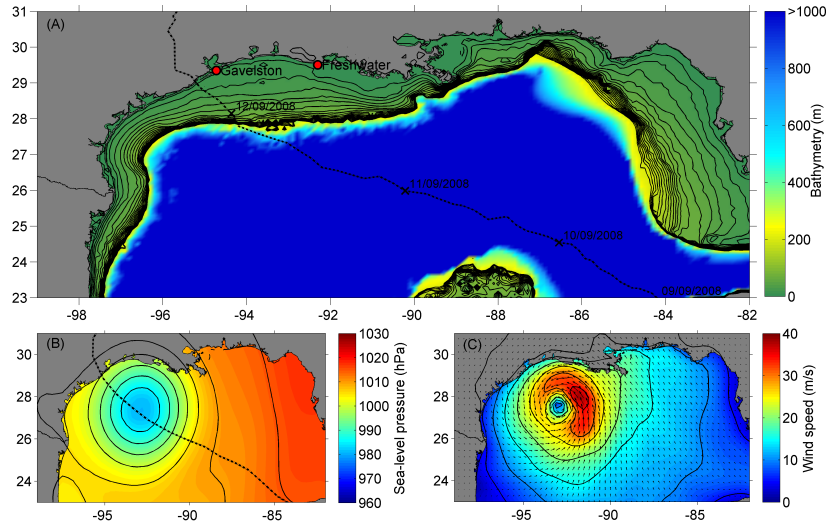


FIGURE 3.11 – (A) Bathymétrie simplifiée du Golfe du Mexique, trajectoire de l’ouragan Ike et position des marégraphes utilisés dans cette étude ; (B) champs de pression atmosphérique au niveau de la mer et (3) vent moyen à 10 m 15 h avant que le centre de l’ouragan ne touche les côtes.

inférieures à 0.20 m autour du pic de la surcote (figure 3.12-C et -D). Le modèle présente par contre un fort biais négatif 24 h après le passage de l’ouragan, que nous expliquons par le fait que les marégraphes considérés sont situés dans des lagunes qui ne sont que très grossièrement représentées dans notre modèle. Les rivages de ces lagunes ayant subi une forte submersion, nous proposons que la persistance de la surcote après le passage de l’ouragan soit due à la vidange de la submersion. En particulier, le modèle reproduit le développement d’une surcote de 1 à 2 m dans les 24 h qui précèdent l’arrivée de l’ouragan (figure 3.12-A, -B et -C). Cette surcote arrivée en avance (*forerunners*) résulte d’un transport d’Ekman induit par des vents supérieurs à  $25 \text{ m.s}^{-1}$  soufflant parallèlement aux rivages de la Louisiane et du Texas pendant les 24 h ayant précédé l’arrivée d’Ike (figure 3.11-C).

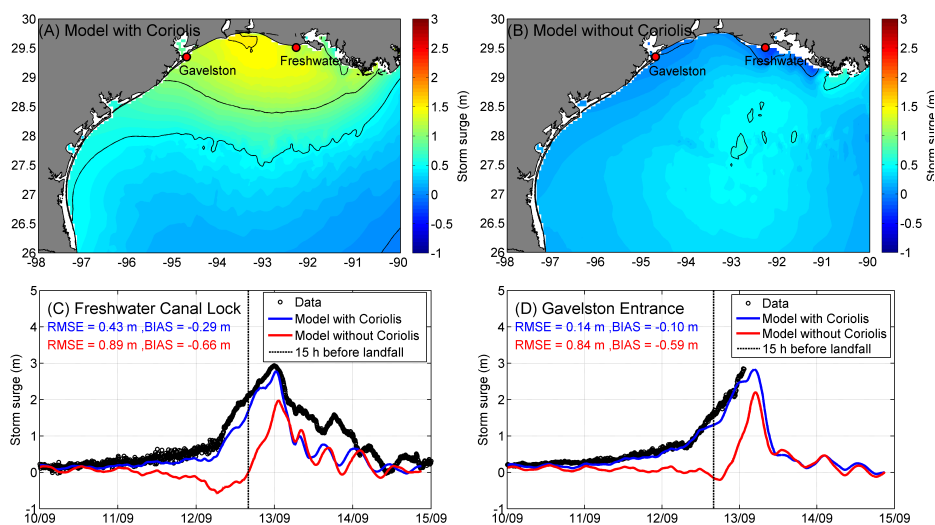


FIGURE 3.12 – (A) Surcote simulée dans la partie occidentale du Golfe du Mexique 15 h avant l’arrivée de l’ouragan Ike, avec (A) et sans (B) le terme de Coriolis. Comparaison entre la surcote observée et modélisée aux marégraphes de (C) Freshwater et (D) Gavelston.

Afin de démontrer cette hypothèse, nous avons réalisé une simulation où le terme de Coriolis a été annulé. La comparaison avec les observations et notre simulation de référence montre qu'aucune surcote ne se développe avant l'arrivée de l'ouragan lorsque le transport d'Ekman n'est pas représenté, avec une sous-estimation des hauteurs d'eau atteignant localement 2 m (figure 3.12-D).

### 3.3.4 Setup induit par les vagues

Dans les zones de déferlement, la composante perpendiculaire au rivage de la divergence du flux de quantité de mouvement associé aux vagues induit une surélévation de la surface libre dont le maximum est observé le long de la ligne de rivage. Alors que ce phénomène est bien connu et documenté depuis plusieurs décennies au niveau des plages (e.g. *Bowen et al.*, 1968), sa contribution dans les surcotes l'est moins, d'autant que les surcotes sont en général déduites de mesures de hauteurs d'eau issues de marégraphes situés dans des zones abritées des vagues comme des ports ou des estuaires. La surélévation produite par les vagues est de l'ordre de 10% de leur hauteur significative au point de déferlement pour des plages en pente faible (e.g. *Bertin et al.*, 2008) et beaucoup plus dans le cas de pentes fortes (e.g. *Sheremet et al.*, 2014). En conséquence, cette surélévation peut dépasser le mètre lors des tempêtes (*Apotsos et al.*, 2007), bien que les mesures disponibles dans la littérature soient limitées à quelques exemples seulement (e.g. *Sheremet et al.*, 2014). Compte tenu de telles valeurs, il est légitime de se demander si une partie de la surélévation qui se développe là où les vagues les plus fortes déferlent ne peut pas se propager vers des zones abritées du déferlement. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé une simulation rétrospective des états de mer et de la surcote associés à la tempête Klaus, qui a frappé lourdement le sud du Golfe de Gascogne en janvier 2009. Klaus a généré les plus fortes vagues jamais mesurées par la bouée Cap Ferret ( $2.00^{\circ}W$ ;  $44.65^{\circ}N$ ) installée en 2001, même si les enregistrements disponibles présentent de nombreuses lacunes (figure 3.13).

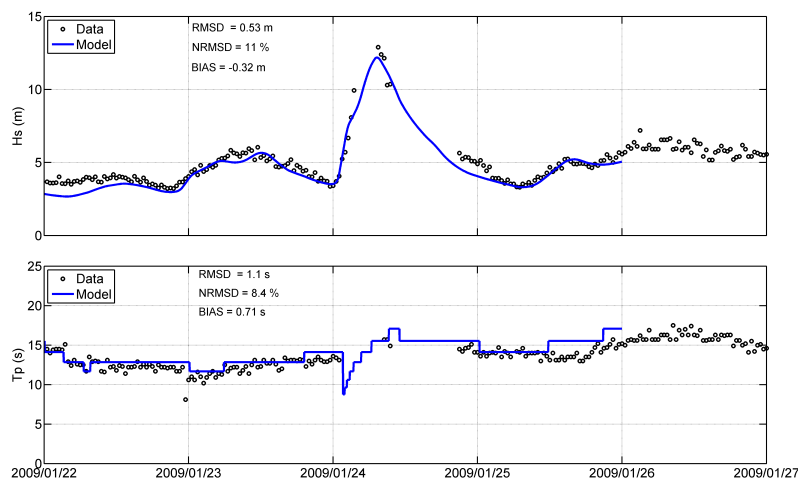


FIGURE 3.13 – Hauteurs significatives et périodes de pic des vagues mesurées (noir) et simulées à la bouée du Cap Ferret pendant la tempête Klaus (2009/01/24), montrant que notre système de modélisation numériques est capable de bien reproduire cet état de mer extrême (Adapté de Arnaud et Bertin (2014)).

Cette tempête présente donc des caractéristiques idéales pour étudier la contribution du *setup* induit par les vagues dans les surcotes. A cette fin, nous avons mis en place une

grille non-structurée sur le quart SE du Golfe de Gascogne, dont la résolution spatiale varie de 5000 m au niveau de la plaine abyssale à 50 m le long du trait de côte. Le modèle de vagues est forcé par des champs de vent provenant de la réanalyse atmosphérique CFSR (*Saha et al.*, 2010) sur tout le domaine et par des séries temporelles de spectres directionnels obtenus par une simulation numérique des vagues à l'échelle de l'Atlantique Nord à l'aide du modèle régional décrit dans la section 3.2.2. SELFE est forcé par des champs de vent et de pression issus de la même réanalyse et par les amplitudes et phases des 18 constituants principaux de la marée astronomique issus du modèle régional de *Bertin et al.* (2012). La figure 3.13 montre que notre système de modélisation numérique permet de reproduire de façon très précise les conditions d'agitation extrêmes associées à la tempête Klaus au niveau de la bouée du Cap Ferret avec des erreurs quadratiques moyennes de l'ordre de 0.5 m (EQMN = 11 %) pour les hauteurs significatives et de 1 s (EQMN = 8 %) pour les périodes de pic. Pendant la tempête Klaus, des mesures de hauteur d'eau étaient disponibles au niveau des marégraphes d'Arcachon et de Bayonne. La soustraction de la marée astronomique révèle que des surcotes de l'ordre de 1,70 m et 1,00 m se sont développées pour ces deux ports, respectivement. L'analyse de nos résultats numériques montre qu'une telle surcote ne peut être reproduite précisément qu'en prenant en compte les gradients de tension de radiation des vagues dans le modèle de circulation hydrodynamique. Dans le cas contraire, l'erreur quadratique moyenne sur la surcote est quasiment triplée (figure 3.14) et le pic de la surcote est sous-estimé de 0.35 à 0.5 m, respectivement. Dans le cas de Bayonne, la contribution du setup des vagues dans la surcote totale dépasse même temporairement 50 %.

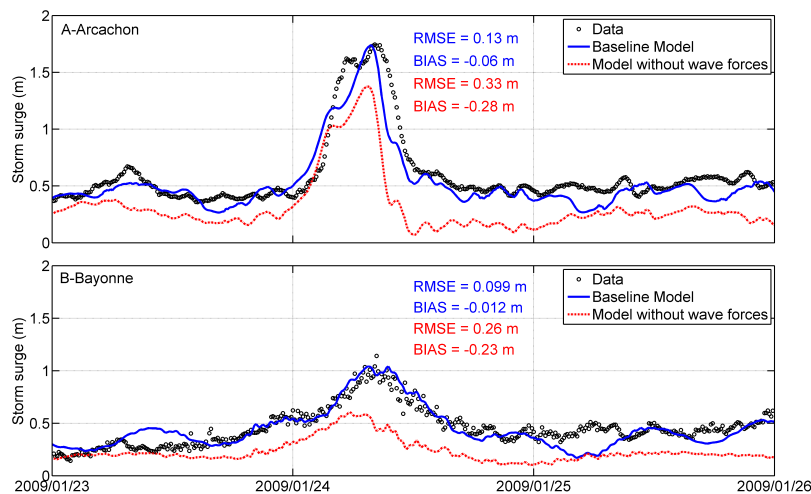


FIGURE 3.14 – Surcote pendant la tempête Klaus (24/01/2009) à Arcachon et à Bayonne, calculée à partir des observations marégraphiques (noir) et simulées à l'aide de notre système de modélisation entièrement couplé (bleu) et sans prendre en compte les gradients de tension de radiation des vagues (Adapté de Arnaud et Bertin (2014)).

Afin de mieux comprendre ce phénomène, nous avons calculé en chaque nœud du maillage les différences entre les hauteurs d'eau issues de notre simulation entièrement couplée et celles issues de notre simulation où les gradients de tension de radiation ne sont pas pris en compte. Cette comparaison montre qu'un setup dont la hauteur varie de 0.35 à 0.5 m se développe à l'échelle de l'ensemble du Bassin d'Arcachon. La propagation d'un tel setup en dehors des zones de déferlement est expliquée par la présence de forces induites par les vagues dépassant localement 100 Pa au niveau du delta de jusant, ce

qui correspond à environ 20% du gradient de pression barotrope induit par la marée. Au niveau des embouchures tidales, les écoulements sont principalement contrôlés par un équilibre entre le gradient de pression barotrope et la contrainte de frottement au fond (*Hench et Luettich Jr., 2003; Olabarrieta et al., 2011; Dodet et al., 2013*). Dans le cas présent, nous proposons que les forces induites par la dissipation des vagues sur le delta de jusant participent de façon significative à ce bilan de forces. Toutefois, il est à noter que nos résultats numériques ont été obtenus en diminuant fortement le coefficient  $\gamma$  dans le modèle de déferlement de *Battjes et Janssen (1978)*, la valeur par défaut aboutissant à un setup de l'ordre d'un mètre et à une surcote beaucoup trop forte. Notre interprétation de ce phénomène est que le coefficient  $\gamma$  contrôle la position du point de déferlement et dans le cas de la valeur par défaut, celui-ci était localisé au niveau du lobe terminal du delta de jusant, caractérisé par des pentes très fortes, ce qui aboutissait à des forces induites par les vagues excessives. Nos résultats préliminaires en termes de surcote pourraient donc indiquer indirectement que les vagues associées à la tempête Klaus ont commencé à déferler dans des profondeurs très importantes, ce qui pourrait s'expliquer par leur forte cambrure ( $H_s > 13m$  vs  $T_p = 15s$ ). Cette hypothèse est en cours de vérification à l'aide de modèles de déferlement moins paramétrés et plus robustes physiquement comme ceux développés par *Filipot et Ardhuin (2012)*.

### 3.3.5 Résonance des ondes de tempête sur le plateau continental

La surcote associée à Xynthia présente dans la partie centrale du Golfe de Gascogne des oscillations (ou répliques) dont la période est légèrement inférieure à 6h00 (figure 3.15). Cette période rappelle de façon intrigante celle des ondes quart-diurnes, dont l'amplitude est très fortement amplifiée par résonance dans la partie centrale du Golfe de Gascogne. Cette amplification, qui atteint un facteur 30 pour l'onde MS4, a été expliquée par *Le Cann (1990)*, à partir de la théorie proposée par *Clarke et Battisti (1981)*. Ces auteurs partent des équations de marée de Laplace (Eqs. 3.1-3.3) :

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fU = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_w(H)} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fV = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho_w(H)} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial HU}{\partial x} + \frac{\partial HV}{\partial y} = 0 \quad (3.3)$$

En négligeant le frottement au fond, en combinant ces trois équations pour ne faire apparaître que  $\eta$  et en considérant que le plateau continental est uniforme selon  $y$ , on arrive à l'équation (Eq. 3.4) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \left( f \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t} \right) - \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{1}{gH} \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (3.4)$$

Finalement, en définissant une fonction complexe  $l$  telle que  $il(x, y) = \frac{\partial \eta}{\partial y} \eta^{-1}$  et en substituant  $\frac{\partial}{\partial t}$  par  $i\omega$  où  $\omega$  est la vitesse angulaire de l'onde incidente, *Clarke et Battisti (1981)* arrivent à l'expression suivante (Eq. 3.5)

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \left( \frac{\omega^2 - f^2}{gH} + \frac{fl}{\omega H} \frac{\partial H}{\partial x} \right) \eta = 0 \quad (3.5)$$

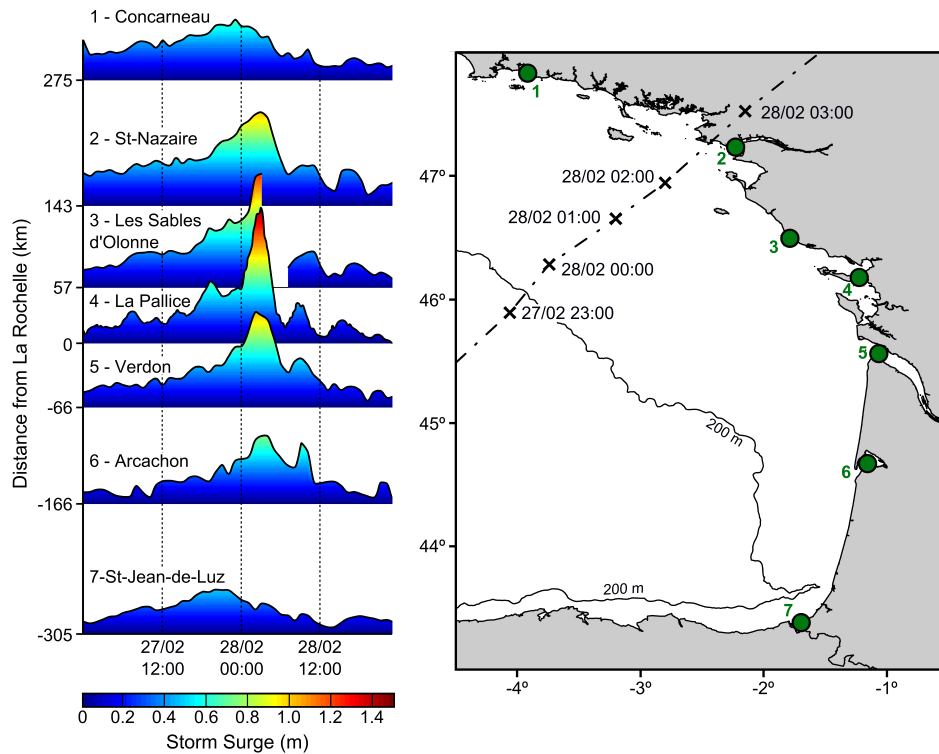


FIGURE 3.15 – Variation de la surcote associée à Xynthia dans le Golfe de Gascogne, montrant la présence d'oscillations de période 6h00 après le pic de surcote à St Nazaire, aux Sables d'Olonne, à La Pallice et au Verdon.

En considérant un plateau continental de pente constante  $\alpha$ , le facteur d'amplification défini comme le ratio entre l'amplitude de l'onde incidente et celle de l'onde à la côte est maximal lorsque la largeur du plateau continental  $L$  vaut environ  $g\alpha/(\omega^2 - f^2)$ . Dans la partie centrale du Golfe de Gascogne, la largeur du plateau continental varie de 140 à 170 km, ce qui implique une fréquence de résonance de l'ordre de  $0.0003 \text{ rad.s}^{-1}$  (soit une période de 5h50 environ).

Etant donné que la théorie de *Clarke et Battisti* (1981) repose sur un certain nombre d'hypothèses qui ne sont pas nécessairement valides dans la partie centrale du Golfe de Gascogne (friction et advection négligeables, plateau uniforme selon  $y$  et de pente constante), nous avons vérifié ce résultat numériquement. Pour ce faire, nous avons réalisé une série de simulations numériques en forçant un modèle de marée du Golfe de Gascogne avec un seul constituant d'amplitude 0.01 m et de fréquence angulaire variant de  $0.0001$  à  $0.001 \text{ rad.s}^{-1}$  (périodes de 1.7 à 17 h). La figure 3.16 montre que, dans la partie centrale du Golfe de Gascogne, le coefficient d'amplification est maximal pour des fréquences voisines de  $0.0003 \text{ rad.s}^{-1}$ , ce qui confirme donc la théorie analytique de *Clarke et Battisti* (1981). Notre explication quant aux oscillations qui ont suivi le pic de la surcote associée à Xynthia est que l'onde de tempête contenait des niveaux d'énergie significatifs à des fréquences proches de la fréquence de résonance du plateau et que cette énergie a été considérablement amplifiée par résonance, comme c'est le cas pour les ondes de marée quart-diurnes (*Bertin et al.*, 2012). Cependant de telles oscillations ne se développent pas lors de toutes les tempêtes et nous avons proposé que la rapidité avec laquelle Xynthia a traversé le Golfe de Gascogne ( $15 \text{ m/s}$ ) ait favorisé la présence d'énergie à des fréquences élevées. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons augmenté et diminué la vitesse de propagation de Xynthia de 50

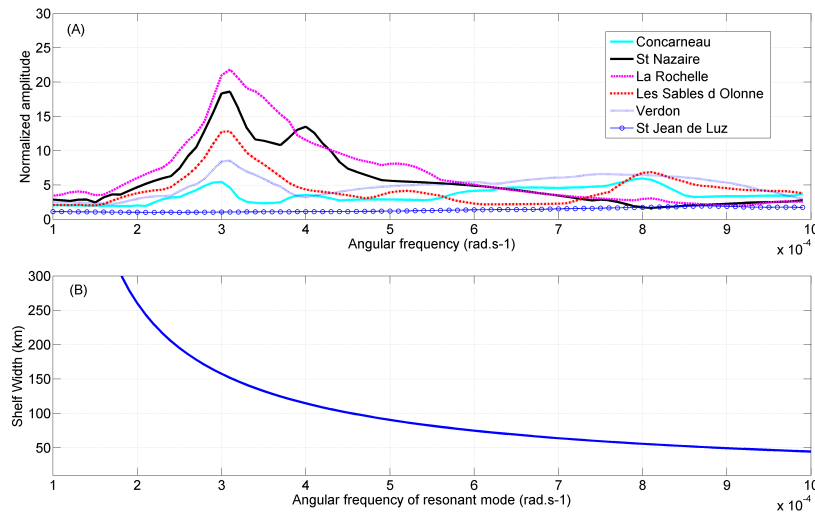


FIGURE 3.16 – A-Facteur d’amplification d’une onde en fonction de sa fréquence angulaire montrant un maximum pour des fréquences de l’ordre de  $0.0003 \text{ rad.s}^{-1}$  dans la partie centrale du Golfe de Gascogne et B-largeur du plateau continental à laquelle la résonance est maximale en fonction de la fréquence angulaire de l’onde incidente, d’après le modèle analytique de Clarke et Battisti (1981).

%. Ces tests numériques montrent que lorsque la tempête se déplace 1.5 fois plus vite, la surcote atteint 1.8 m à La Rochelle et présente des oscillations de plus d’un mètre, ce qui corrobore notre hypothèse.

### 3.3.6 Impact des submersions marines sur les hauteurs d’eau en mer

Comme nous l’avons vu précédemment, l’augmentation des ressources de calcul et la démocratisation du calcul parallèle permettent désormais de représenter correctement à l’échelle régionale des processus à petite échelle comme le *setup* induit par les vagues (e.g. Dietrich et al., 2010). Dès lors que l’on arrive à reproduire les hauteurs d’eau à la côte de façon précise, la simulation des submersions marines pourrait sembler triviale. Au contraire, il s’agit d’un problème multi-échelle très ambitieux à plusieurs titres. Premièrement, le développement des vagues et la bonne représentation de l’effet de la pression atmosphérique requièrent que le domaine modélisé soit très grand (i.e. plusieurs milliers de km). La représentation des zones de déferlement et des barrières (dunes, digues) requière une résolution spatiale localement très fine (i.e.  $< 10 \text{ m}$ ). Enfin, des méthodes numériques très robustes doivent être utilisées, afin de rester stables en présence des courants variant fortement spatialement, de forts gradients horizontaux et de zones découvrantes. Ces difficultés expliquent probablement pourquoi les simulations réalistes des submersions marines induites par les tempêtes sont limitées à quelques exemples dans la littérature (e.g. Bunya et al., 2010).

Dans le cadre de notre projet de recherche sur les surcotes et submersions marines, nous avons réalisé une simulation rétrospective de la submersion associée à Xynthia. Pour ce faire, nous avons mis en place une grille de calcul non-structurée couvrant tout l’Atlantique NE et dont la résolution spatiale varie de 30000 m au large à moins de 5 m le long des ouvrages de défense de côte dans la partie centrale du Golfe de Gascogne, ce qui aboutit à une grille de plus de 1700000 éléments (3.17). La comparaison entre les hauteurs d’eau maximales calculées par le modèle et l’extension de la submersion déduite d’observations de terrain et d’images satellites (*DDTM17*) montre que notre modèle permet de reproduire de

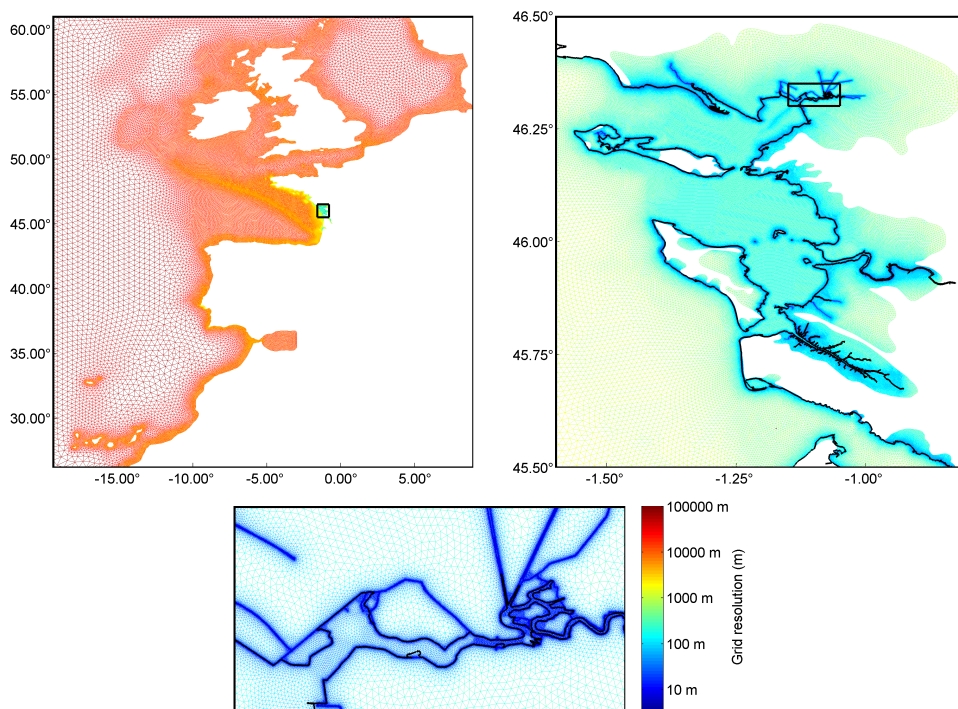


FIGURE 3.17 – Grille non-structurée mise en place pour simuler la submersion marine associée à Xynthia, où la taille des mailles varie de 30000 m à 5 m.

façon satisfaisante l'extension de la submersion, avec des indices de concordance (Aronica *et al.*, 2001) variant de 0.6 à 0.85. Dans le détail, notre modèle surestime localement l'inondation au fond de certains grands marais et la sous-estime complètement au niveau de plusieurs petits marais situés le long du trait de côte (figure 3.18). Le premier problème a été expliqué par un manque de résolution spatiale empêchant de représenter certains détails topographiques ayant fait obstacle à la submersion. Le second problème a été expliqué par notre approche de modélisation à phase moyennée, qui ne permet pas de reproduire la submersion liée au franchissement par paquets de mer (*wave overtopping*). Néanmoins, nous estimons que nos résultats numériques sont raisonnables au regard du défi que constitue la simulation de la submersion marine associée à Xynthia et nous avons réalisé des expériences numériques afin de mieux comprendre ce phénomène de submersion et ses impacts.

La comparaison entre les données topographiques LIDAR et l'extension de l'inondation suggère que les volumes d'eau débordés pendant Xynthia soient de l'ordre de 250 à 400 millions de  $m^3$ , ce qui correspond à environ 10 % du prisme tidal des Pertuis Charentais (Breilh *et al.*, 2013). Face à de tels volumes, il est légitime de se demander quel pourrait avoir été l'impact du débordement sur les hauteurs d'eau en mer. Afin de répondre à cette question, nous avons réalisé une comparaison entre notre simulation de référence et une simulation où la submersion a été rendue impossible en relevant les digues. La figure 3.19 montre cette comparaison au niveau de l'ensemble des Pertuis Charentais. De façon surprenante, dans la partie interne des baies et des estuaires, cette comparaison montre des hauteurs d'eau le long du trait de côte localement 1.0 m plus élevées lorsque la submersion est rendue impossible. Ce résultat, qui démontre que les submersions marines peuvent impacter de façon significative les hauteurs d'eau en mer, a de lourdes implications en termes de gestion des zones côtières. Par exemple, le fait de relever localement des digues pour empêcher la submersion pourrait aggraver le problème là où les digues n'auraient pas été

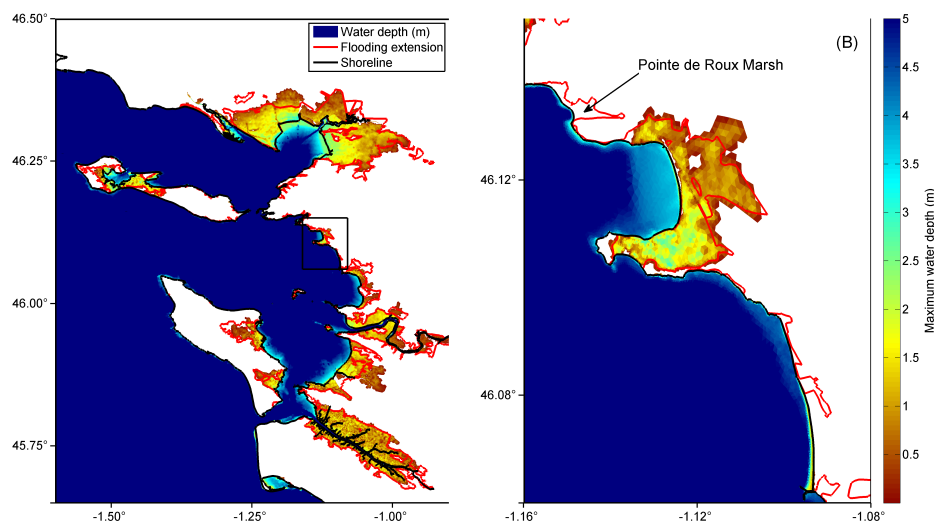


FIGURE 3.18 – Comparaison entre les hauteurs d'eau maximales simulées pendant Xynthia et l'extension de l'inondation déduite d'observations de terrain et d'images satellites (Bertin et al., 2014).

relevées.

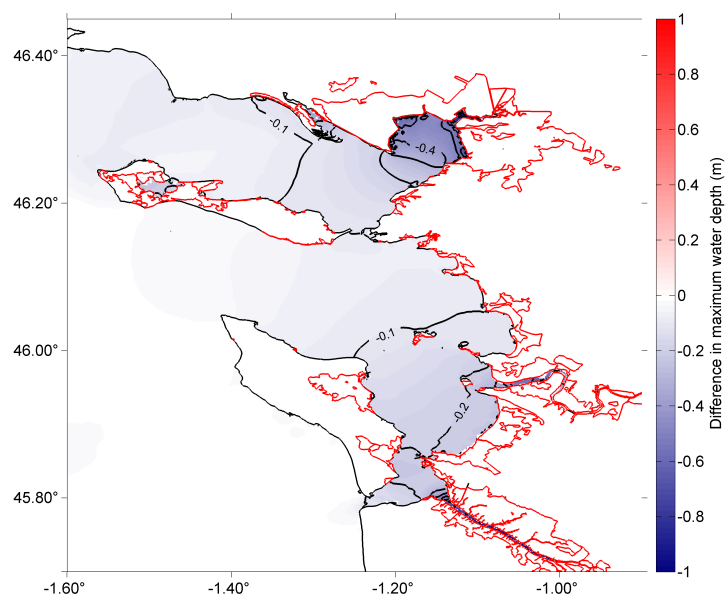


FIGURE 3.19 – Différences de hauteur d'eau entre notre simulation de référence et une simulation où la submersion a été rendue impossible en relevant artificiellement les digues (Bertin et al., 2014).

Ce résultat soulève également un problème de méthodologie en ingénierie, lorsque l'on utilise une première grille de calcul « maritime » visant à simuler les hauteurs d'eau le long du trait de côte afin de forcer une seconde grille de calcul pour simuler l'inondation à terre. Dans le cas où la submersion n'est pas représentée dans la grille maritime et s'il n'y a pas de rétroaction avec la seconde grille (*two way nesting*), alors celle-ci risque d'être forcée avec des hauteurs d'eau erronées. Toutefois, ce problème tend à forcer le modèle local

d'inondation avec des hauteurs d'eau trop élevées, ce qui aboutit à des scénarii pessimistes en termes d'inondation et va dans le sens d'une plus grande sécurité.

## 3.4 Ondes ingra-gravitaires

### 3.4.1 Introduction

L'importance des ondes infra-gravitaires (IG) dans la dynamique hydro-sédimentaire des zones littorales est de plus en plus reconnue, il a par exemple été montré que les ondes IG étaient un mécanisme clé dans l'érosion côtière (*Roelvink et al.*, 2009), le développement de seiches dans les ports (*Okahiro et al.*, 1993) ou encore la circulation hydrodynamique au niveau des récifs frangeants (*Pomeroy et al.*, 2012). A l'inverse, l'importance des ondes IG au niveau des embouchures tidales n'a, à notre connaissance, jamais été étudiée auparavant alors que des mesures réalisées au niveau de plusieurs embouchures portugaises ont révélé la présence de larges fluctuations des courants et des hauteurs d'eau dans la bande IG. Deux mécanismes principaux ont été proposés jusqu'ici pour expliquer la génération des ondes IG : (1) le développement d'une onde forcée (*bound wave*) qui se déplace à la vitesse de groupe des vagues et résulte d'interactions non-linéaires entre les vagues dans la bande gravitaire (*Herbers et al.*, 1994) et (2) la fluctuation de l'énergie des vagues au point de déferlement, qui agit comme un "bateur à houle" (*Symonds et al.*, 1982). Sur la base de mesures en laboratoire, *Battjes et al.* (2004) ont montré que le premier mécanisme était en général dominant au niveau des plages en pente douce et que le second était dominant dans le cas de plages en pente forte.

### 3.4.2 Développement d'ondes IG au niveau des embouchures tidales peu profondes

#### 3.4.2.1 Méthodologie

Une campagne de mesures a été réalisée en septembre 2010 au niveau de l'embouchure de la lagune d'Albufeira, située 20 km au sud de Lisbonne au Portugal (figure 3.20).

Cette campagne a été réalisée dans le cadre du projet de recherche MOWADI, financé par la Fondation pour la Science et la Technologie portugaise et que j'ai coordonné jusqu'à mon recrutement au CNRS. Lors de cette campagne, un lever topographique extensif a été réalisé et trois capteurs de pression ont été déployés : l'un sur le delta de jusant (PT1), un second sur le delta de flot (PT2) et enfin un troisième sur la terminaison de la flèche située sur la marge sud de l'embouchure (PT3, figure 3.20). Les données acquises lors de cette campagne ont servi de base à la thèse de Guillaume Dodet. Afin de mieux comprendre le développement et la propagation des ondes IG au niveau de l'embouchure de la lagune d'Albufeira, et en attendant que notre système de modélisation permette de prendre en compte correctement les ondes IG (chapitre 6), nous avons implémenté le système de modélisation XBeach (*Roelvink et al.*, 2009). Une grille rectilinéaire a été générée, couvrant l'ensemble de la lagune avec une résolution variant de 20 m le long de la frontière ouverte à 3 m au niveau de l'embouchure. XBeach a été forcé par les hauteurs d'eau issues du modèle régional de marée de *Bertin et al.* (2012) et par des séries temporelles de spectres obtenues grâce à la stratégie de modélisation décrite dans *Dodet et al.* (2013). Afin de valider XBeach, nous avons comparé les hauteurs d'eau et les hauteurs  $H_{m0}$  dans la bande infra-gravitaire simulées à celles observées au niveau des trois capteurs de pression. Cette comparaison montre tout d'abord qu'XBeach est capable de reproduire la distorsion de la marée au passage de l'embouchure avec une bonne précision (EQM de l'ordre de 0.1 m).

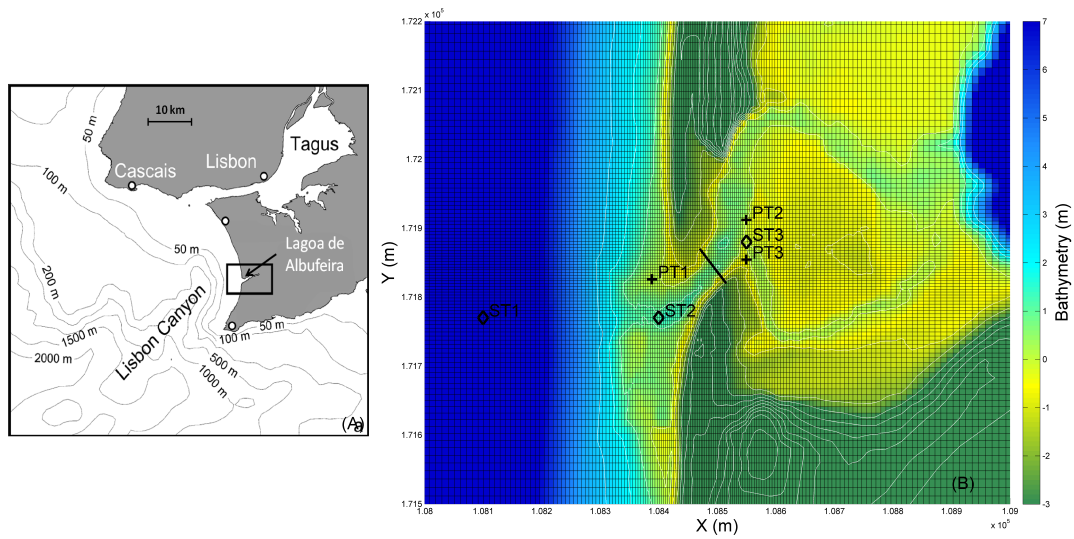


FIGURE 3.20 – Bathymétrie de l’embouchure de la lagune d’Albufeira et extrait de la grille de calcul utilisée dans le modèle XBeach, position des capteurs de pression (PT) et des points de sortie du modèle utilisés dans cette section.

Les hauteurs  $H_{m0}$  dans la bande IG sont également raisonnablement reproduites, surtout à l’intérieur de la lagune avec des EQM de inférieures à 0.05 m (figure 3.21). A titre de comparaison, de telles valeurs correspondent à l’état de l’art pour les plages (e.g. *Roelvink et al.*, 2009) et les récifs frangeants (e.g. *Pomeroy et al.*, 2012). En particulier, XBeach permet de reproduire la chute rapide des  $H_{m0}$  dans la bande IG observée au cours du jusant.

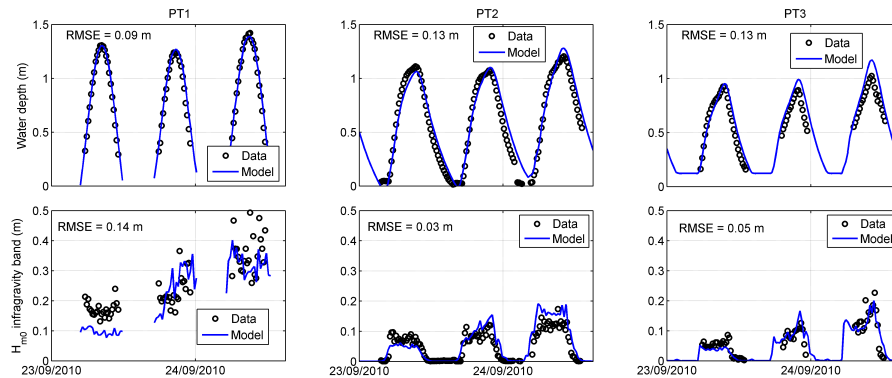


FIGURE 3.21 – Hauteur d’eau et  $H_{m0}$  mesurées (noir) et simulées au niveau des trois capteurs de pression PT1, PT2 et PT3.

### 3.4.2.2 Mécanisme de génération des ondes IG

Les deltas de jusant des embouchures tidales présentant localement des pentes très fortes (e.g. lobe terminal du delta de jusant), il apparaît difficile de déterminer le mécanisme à l’origine de la génération des ondes IG sur la base d’arguments morphologiques. En appliquant le critère de *Battjes et al.* (2004) correspondant à la largeur de la zone de déferlement normalisée :

$$\beta_n = \frac{\beta}{\omega} \sqrt{\frac{g}{h_{ig}}} \quad (3.6)$$

où  $\beta$  est la pente du fond,  $\omega$  la période moyenne et  $h_{ig}$  la hauteur des ondes infra-gravitaires, on obtient des valeurs inférieures à 1, ce qui d'après les mêmes auteurs indique que le mécanisme de mouvement du point de déferlement est dominant. Lors de notre campagne de mesures, le capteur de pression le plus à l'extérieur de la lagune a été déployé sur le delta de jusant à marée basse pour un marnage de l'ordre de 3.0 m, si bien qu'il s'est retrouvé en permanence dans la zone de déferlement lorsqu'il était immergé. Ce problème nous a empêché de déterminer le mécanisme de génération des ondes IG sur la base de corrélations entre la surface libre et l'enveloppe de l'énergie des vagues (EEV, e.g. *Battjes et al. (2004)*; *Pomeroy et al. (2012)*). En effet, la hauteur des vagues dans la zone de déferlement étant limitée par la hauteur d'eau, celle-ci augmente au niveau de la crête d'une onde IG, ce qui introduit une corrélation positive entre la surface libre et l'énergie des vagues et biaise ce type d'analyse. Les ondes IG étant reproduites de façon correcte avec notre système de modélisation numérique au niveau des trois capteurs de pression déployés, nous avons étudié ces corrélations sur la base des résultats du modèle (figure 3.22).

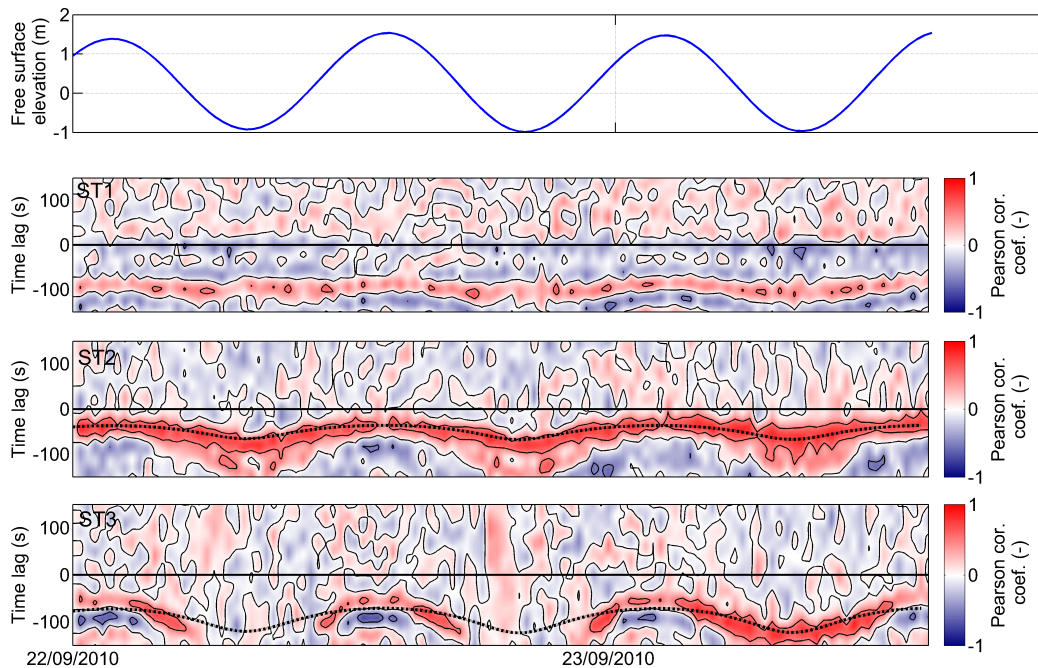


FIGURE 3.22 – Variation de la surface libre (m) et corrélation croisée entre l'enveloppe de l'énergie des vagues au point ST1 et l'onde IG aux points ST1, ST2 et ST3. Les lignes pointillées correspondent au temps de trajet d'une onde linéaire du point ST1 aux points ST2 et ST3.

Au point ST1 situé en dehors de la zone de déferlement, la corrélation entre les ondes IG et l'EEV est négative sans déphasage tout en étant assez faible (figure 3.22). Une forte corrélation positive apparaît avec un déphasage de 100 s, ce que nous interprétons comme une réflexion des ondes IG sur les plages adjacentes très en pente de l'embouchure. Au niveau du point ST2, une forte corrélation apparaît entre les ondes IG et l'EEV avec un déphasage compris entre 50 et 100 s qui montre une modulation tidale (figure 3.22). Cette zone de corrélation positive correspond au temps de trajet d'une onde linéaire entre

les points ST1 et ST2, dont la modulation résulte des variations de hauteur d'eau liées à la marée. Un comportement similaire est observé au point ST3 situé à l'intérieur de la lagune, ce qui suggère que le déplacement du point de déferlement est le mécanisme dominant dans la génération des ondes IG à l'embouchure de la lagune d'Albufeira. Afin de confirmer ces résultats, il conviendra de réaliser une simulation où les gradients de tension de radiation sont annulés lorsque les vagues commencent à déferler, ce qui revient à annuler le mécanisme de génération des ondes IG par modulation de l'énergie des vagues dans la zone de déferlement. Si notre analyse préliminaire est juste, les hauteurs des ondes IG seront fortement atténuées par rapport à notre simulation de référence.

### 3.4.2.3 Blocage des ondes IG

Comme nous l'avons vu plus haut, les mesures de terrain comme nos résultats numériques ont montré une diminution rapide des ondes IG après le début du jusant (figure 3.21) puis un blocage complet après mi-jusant. Ces résultats suggèrent que le ou les processus responsables de ce blocage sont bien représentés dans XBeach. Tout d'abord, comme nous le verrons au chapitre 5, les faibles profondeurs dans le chenal associées aux forts courants de jusant impliquent que la célérité des ondes IG puisse atteindre localement la vitesse des courants de marée (figure 5.7). D'autre part, les ondes IG se propagent sur un plan d'eau dont la pente dépasse 1 % en fin de jusant, ce qui constitue des valeurs extrêmement fortes, que l'on rencontre difficilement dans l'Océan. Dans ces conditions, il est possible que les ondes IG perdent une partie de leur énergie en se propageant sur un plan d'eau incliné. Cette hypothèse, qui peut difficilement être évaluée en réalisant des expériences numériques, est en cours de vérification à l'aide d'une solution analytique. Ces travaux font l'objet d'une collaboration en cours avec Maitane Olabarrieta (Université de Floride) et ont été présentés à l'AGU2014, à *Coastal Sediments 2015* et font également l'objet d'un article en cours de rédaction pour *Journal of Geophysical Research*.

### Résumé

Ce chapitre vise à améliorer la connaissance des forçages incidents qui contrôlent la dynamique hydro-sédimentaire des zones littorales. Notre analyse repose sur le développement de modèles régionaux de vagues, de marée et de surcotes pour l'Atlantique Nord. En outre, ces modèles régionaux nous permettent de disposer de conditions aux limites précises pour les études locales qui seront présentées dans les chapitres suivants. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

(1) **Les régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord.** Au cours des 6 dernières décennies, nous avons mis en évidence une forte variabilité inter-annuelle des régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord, partiellement contrôlée par l'Oscillation Nord Atlantique. Dans l'Atlantique NE, les phases positives de cette oscillation sont associées à des vagues plus énergétiques et plus longues. L'extension de cette simulation à l'ensemble du 20<sup>e</sup> siècle nous a permis de mettre en évidence une augmentation de l'énergie des vagues sur cette période, atteignant localement  $0.01 \text{ m.an}^{-1}$ .

(2) **Les surcotes et submersions marines.** Nous avons développé un nouveau système de modélisation numérique des surcotes, qui permet de reproduire de façon réaliste les états de mer et hauteurs d'eau associés aux tempêtes Xynthia, Joachim et Klaus. L'analyse des résultats numériques et des mesures disponibles montre que la présence de vagues jeunes peut découpler la contrainte de surface comme pendant Xynthia. Le setup induit par les vagues peut se propager dans les estuaires et localement représenter 50 % de la surcote. Enfin, les submersions marines peuvent significativement limiter les hauteurs d'eau en mer, ce qui a des conséquences majeures en termes d'ingénierie et de stratégie de défense de côtes.

(3) **Les ondes infra-gravitaires.** L'analyse de mesures de hauteur d'eau acquises au niveau d'une embouchure tidale peu profonde a révélé pour la première fois des niveaux d'énergie très importants dans la bande IG. Nos résultats numériques ont révélé que ces ondes IG étaient générées par la fluctuation de l'énergie des vagues incidentes déferlant sur le delta de jusant qui présente localement de fortes pentes.

## Chapitre 4

# Estimation de la dérive littorale en amont des embouchures

### 4.1 Introduction et présentation du problème

Dans les zones de déferlement, le gradient perpendiculairement au rivage de la composante longitudinale du flux de quantité de mouvement des vagues génère des courants de dérive, qui atteignent couramment  $1 m.s^{-1}$  et peuvent parfois dépasser  $2 m.s^{-1}$  (Thornton et Guza, 1986). On considère l'équation de conservation de la quantité de mouvement intégrée sur la verticale et projetée parallèlement à la côte. En négligeant les termes de rotation et de viscosité horizontale, cette équation s'écrit (Eq. 4.1) :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho_w (h + \eta)} - \frac{1}{\rho_w (h + \eta)} \left( \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} \right) \quad (4.1)$$

En considérant que le problème est stationnaire, que la plage est uniforme longitudinalement et que la vitesse  $U$  perpendiculairement à la plage est nulle une fois intégrée sur la verticale, l'équation (4.1) se résume à un équilibre entre la contrainte de frottement au fond et  $\frac{\partial S_{xy}}{\partial y}$ , le gradient selon  $x$  du flux de quantité de mouvement des vagues parallèlement au rivage (Eq. 4.1) :

$$\tau_{by} = \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} \quad (4.2)$$

Où

$$S_{xy} = E \frac{C_g}{C} \sin(\theta) \cos(\theta) \quad (4.3)$$

Il apparait donc que ce courant de dérive est contrôlé par l'angle d'incidence et la hauteur des vagues au point de déferlement et la pente de la plage qui conditionne le taux de dissipation des vagues. Cette relation implique également qu'un maximum est théoriquement atteint pour les angles d'incidence au point de déferlement de  $45^\circ$ , bien que la dérivation de cette équation repose sur plusieurs hypothèses (stationnarité, uniformité longitudinalement et mélange horizontal négligé). Ce courant de dérive, superposé au déferlement et aux vitesses orbitales des vagues, peut générer des flux sédimentaires très importants, dont l'estimation est essentielle pour de nombreuses applications d'ingénierie mais aussi pour mieux comprendre l'évolution du trait de côte. La nécessité d'estimer ces flux sédimentaires sur de larges périodes de temps (années à décennies), fait que les

approches empiriques ont longtemps été préférées aux modèles basés sur les processus physiques. Ainsi, de nombreuses relations empiriques ont été développées à partir de l'équation (4.3) dans les années 80 (e.g. *CERC*, 1984; *Kamphuis*, 1991) et ont continué à être développées au cours de la dernière décennie (e.g. *Kaczmarek et al.*, 2005; *Van Rijn*, 2014). La formule du CERC (Eq. 4.4) relie le flux sédimentaire à la composante longitudinale du flux d'énergie des vagues et est l'une des formules d'ingénierie les plus utilisées :

$$Q = \frac{\rho K \sqrt{\frac{g}{\gamma}}}{16 (\rho_s - \rho) (1 - \lambda)} H_s^2 \sin(2\theta) \quad (4.4)$$

Dans cette équation,  $\rho$  et  $\rho_s$  sont la densité de l'eau et du sédiment,  $\gamma$  l'indice de déferlement bathymétrique,  $\theta$  et  $H_s$  sont l'angle d'incidence et la hauteur des vagues au point de déferlement,  $\lambda$  est la porosité du sédiment (0.4) et  $K$  est un coefficient de calibration empirique, dont la valeur recommandée est 0.39 (*CERC*, 1984). Comme pour le courant de dérive  $V$ , ces formules suggèrent qu'un maximum est atteint pour des angles d'incidence au point de déferlement de  $45^\circ$ , bien que de telles valeurs puissent difficilement être atteintes en océan ouvert, où la réfraction de vagues limite typiquement l'angle d'incidence des vagues à des valeurs de l'ordre de  $20^\circ$ . Des angles d'incidence supérieurs à  $45^\circ$  peuvent par contre être rencontrés dans les lacs et mers fermées où les vagues ont typiquement de périodes de moins de 5 s. La diminution des flux sédimentaires lorsque les vagues dépassent  $45^\circ$  explique le développement spectaculaire d'instabilités du trait de côte, comme c'est le cas en Mer d'Azov (Ukraine) ou sur l'île de Nantucket (EUA). Ces instabilités ont été reproduites numériquement de façon remarquable par *Ashton et al.* (2001). Cependant, les estimations disponibles dans la littérature et issues d'études menées dans les années 70 et 80 souffrent d'un certain nombre de limitations, parmi lesquelles : (1) une mauvaise connaissance des régimes d'agitation, du fait du manque de mesures de vagues au large jusqu'à la fin des années 80, (2) une estimation des paramètres de vagues au point de déferlement reposant sur des modèles très simples (e.g. loi de Snell) et en considérant des vagues monochromatiques et (3) l'application de formules empiriques de transport sans calibration (e.g. coefficient  $K$  dans l'équation 4.4) à l'aide de mesures du transport sédimentaire. Ces limitations m'ont motivé à développer une méthodologie originale, visant à revisiter certaines des valeurs de dérive littorale disponibles dans la littérature. Cette méthodologie combine : (1) la calibration des formules empiriques de transport à partir de mesures par traçages fluorescents; (2) l'amélioration de la connaissance des états de mer en réalisant des simulations rétrospectives des vagues dans l'Atlantique Nord et (3) la simulation des vagues depuis le large jusqu'au point de déferlement à l'aide d'un modèle spectral forcé par des spectres directionnels issus de (2). Les paragraphes suivants décrivent les applications de cette méthode à trois plages des Pertuis Charentais situées en amont d'embouchures : (1) la plage de Saint Trojan au sud-ouest de l'île d'Oléron, (2) la pointe d'Arçay (Sud Vendée) et la pointe de la Coubre à l'embouchure de la Gironde. Cette méthode a également été appliquée au niveau de la côte ouest portugaise et de la Gold Coast australienne et les résultats obtenus seront résumés rapidement. Ces travaux ont été initiés lors de mon année d'ATER qui a suivi ma thèse à l'Université de La Rochelle (2005-2006) et ont été poursuivis lors de mon post-doc Marie Curie à Lisbonne (2006-2008).

## 4.2 Stratégie de modélisation

Ces travaux ont été initiés lors de ma thèse où je disposais de moyens de calcul et de connaissances sur la modélisation des vagues très limités. Le développement de modèle

régionaux de vagues m'a ensuite permis d'utiliser des forçages spectraux bien plus réalistes et l'accès à des calculateurs m'a permis d'utiliser des résolutions spatiales et temporelles bien plus fines. En conséquence, j'ai répété les simulations initiées il y a plus de 10 ans en utilisant les moyens dont je dispose à présent, afin d'obtenir des résultats homogènes sur les différents sites étudiés et d'évaluer l'impact des simplifications que j'ai pu réaliser par le passé. Une série temporelle de spectres d'agitation a été obtenue sur la période 1979-2014 à l'aide du modèle régional de vagues décrit au chapitre précédent, afin de forcer le modèle spectral d'état de mer SWAN (*Booij et al., 1999*). Une première grille régulière a été implémentée sur l'ensemble des Pertuis Charentais avec une résolution spatiale d'un km (figure 4.1-A, grille 1). Deux grilles de résolution 250 m ont été emboîtées en face des sites d'étude par des profondeurs de l'ordre de 20 m (figure 4.1-A, grilles 2 et 4). Enfin des grilles locales ont été emboîtées au niveau de chaque site d'étude, avec une résolution de 10 m dans la direction perpendiculaire au rivage et les paramètres des vagues ont été archivés le long d'un profil perpendiculaire à la plage situé au milieu de chaque grille (figure 4.1-B, -C et -D, grilles 3, 5 et 6).

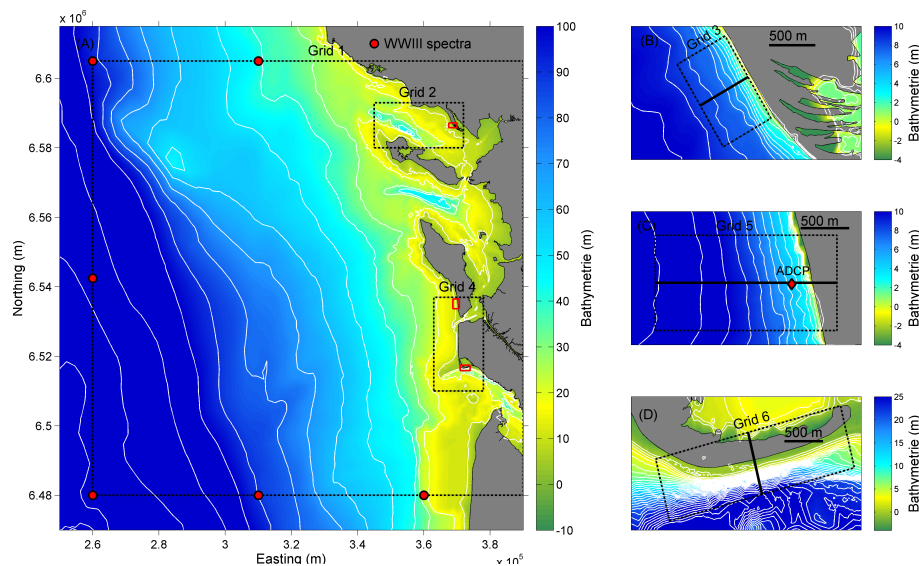


FIGURE 4.1 – (A) Bathymétrie des Pertuis Charentais, extension des grilles de calcul SWAN et positions des spectres d'agitation issus du modèle WWIII utilisés pour forcer la première grille; (B), (C) et (D) zoom sur les trois plages étudiées : la Pointe d'Arçay, la plage de Saint Trojan et la Pointe de la Coubre.

Les mers de vent locales pouvant être importantes dans les pertuis Charentais, un forçage du vent provenant de la réanalyse ERA-INTERIM (*Dee et al., 2011*) a été appliqué sur chaque grille. Les variations de hauteur d'eau liées à la marée ont été calculées par synthèse harmonique, où les amplitudes et phases des dix constituants principaux de la marée ont été calculées par analyse harmonique des données de hauteur d'eau issues des marégraphes les plus proches de chaque site. Un pas de temps horaire a été choisi afin de bien représenter la modulation tidale des vagues. Le point de déferlement a été défini arbitrairement comme le point où le taux d'énergie des vagues dissipée par déferlement dépasse 5 %. L'ensemble de ces opérations (interpolation des spectres WWIII, calcul de hauteurs d'eau, interpolation du vent, archivage des paramètres des vagues au point de déferlement et gestion du temps) est réalisé par des programmes Fortran, exécutés par un script C-Shell. Cette stratégie de modélisation a été vérifiée grâce à des mesures réalisées à l'aide d'un ADCP déployé sur la plage de St Trojan (figure 4.1-C) en avril 2014. Cette

comparaison montre que les hauteurs d'eau sont reproduites avec des EQM de 0.2 m et les vagues avec des EQM de 0.15 m (11 %) sur les hauteurs significatives et 1.7 s (13 %) sur les périodes de pic (figure 4.2-C).

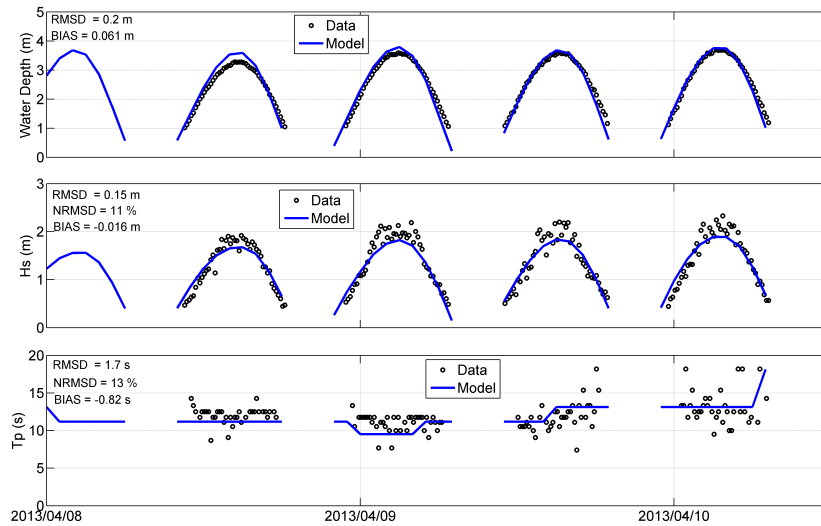


FIGURE 4.2 – Comparaison entre les hauteurs d'eau, les hauteurs significatives et les périodes de pic mesurées (cercles noir) et modélisées (bleu) à la plage de St Trojan en avril 2014.

Au niveau des pointe d'Arçay et de la Coubre, les vagues subissent de nombreuses interactions avec les courants de marée lors de leur propagation dans les Pertuis. Ces courants de marée n'étant pas représentés dans notre approche de modélisation, les erreurs au niveau de ces deux sites sont sensiblement plus élevées (environ 20 %).

### 4.3 Application à la plage de St Trojan

La nécessité de bien quantifier la dérive littorale au niveau du sud-ouest de l'île d'Oléron est d'autant plus essentielle que les plages y subissent une très forte érosion (10 à 30 m/an) dont les raisons ne sont pas claires. De plus, une partie du sable érodé migre vraisemblablement vers l'embouchure tidale de Maumusson, dont l'évolution récente est caractérisée par un comblement (*Bertin et al.*, 2005). Enfin, les valeurs disponibles dans la littérature suggèrent une dérive annuelle nette dirigée vers le sud de l'ordre de  $500000 \text{ m}^3$  (*Baxères*), ce qui nous semble excessif compte tenu de la faible pente de la plage et de la présence des vagues peu obliques. Afin de vérifier les prédictions des différentes formules empiriques de transport disponibles à l'époque de cette étude, nous avons réalisé trois expériences de traçages fluorescents pour des conditions hydrodynamiques différentes.

Des expériences préalables visant à estimer l'épaisseur de remobilisation du sable ont révélé que celle-ci était très faible et variait de 0.01 m pour des vagues de  $H_s < 0.5$  m à 0.05 m pour des conditions de  $H_s$  de l'ordre de 2.0 m au point de déferlement. De telles valeurs justifient que seule la couche de surface ait été considérée lors de la mesure du transport sédimentaire par traçages fluorescents. La figure 4.3 montre que pour des conditions de faible énergie ( $H_s = 0.9$  m ;  $T_p = 9$  s) avec de faibles angles d'incidence au point de déferlement, la composante principale du transport est dirigée vers la côte, avec toutefois une forte dispersion du traceur. Pour des conditions d'agitation modérées ( $H_s = 1.2$  m,  $T_p = 12$  s) avec des angles d'incidence au point de déferlement de l'ordre de 5 à 10°, la composante longitudinale du transport domine clairement (figure 4.3). Enfin pour

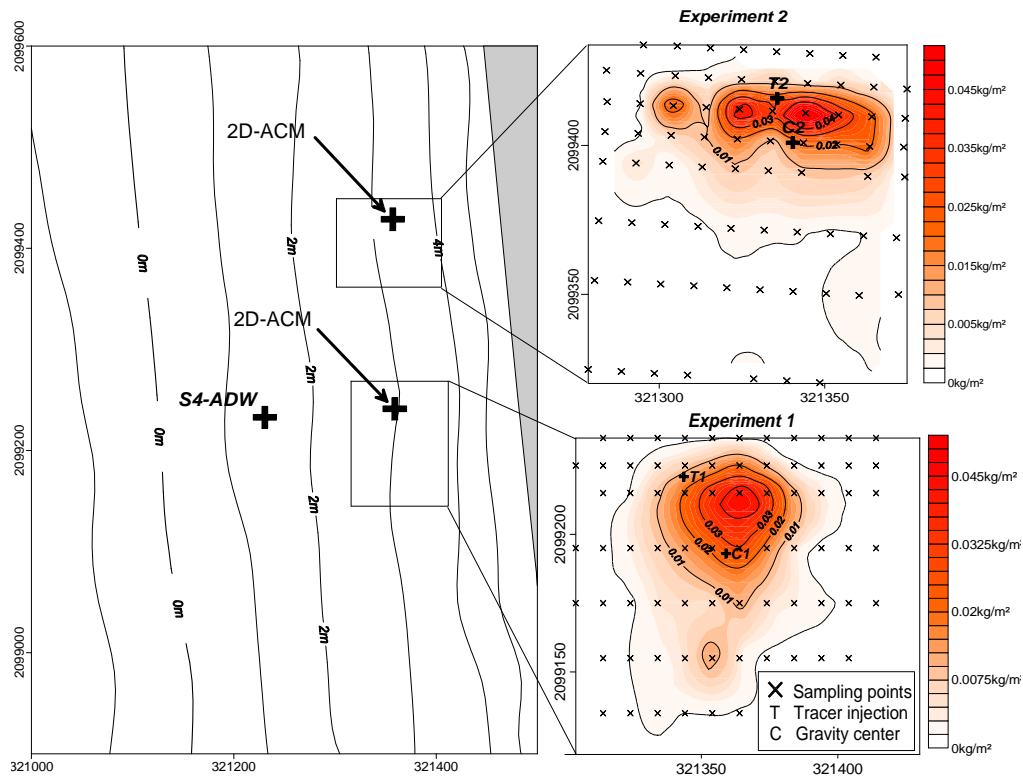


FIGURE 4.3 – Bathymétrie de la plage de St Trojan et position des courantomètres, cartes de dispersion des traceurs fluorescents les 04/04/2005 et 06/04/2005.

	Traçage	Kamphuis	Kaczmarek	CERC
Expérience 1	0.0058	0.0043	0.0063	0.0063
Expérience 2	0.0025	0.0023	0.0039	0.0020

TABLE 4.1 – Comparaison entre les flux sédimentaires prédits à l'aide de formules empiriques et mesurés par traçages ( $m^2.s^{-1}$ ).

des conditions de transport très énergétiques ( $H_s = 2.5$  m,  $T_p = 10$  s) et en moyenne perpendiculaires à la plage, nous n'avons quasiment pas retrouvé de traceur sur l'estran. Cette disparition du traceur peut être mise en relation avec les forts courants de retour par le fond mesurés, établis à  $0.5 m.s^{-1}$ , avec des pics à  $1.0 m.s^{-1}$ . Notons que les résultats concernant la composante perpendiculaire au rivage du transport sédimentaire n'ont pas été exploités et pourraient s'avérer utiles pour la calibration de modèles numériques de transport.

La comparaison avec les formules empiriques forcées par les paramètres de vagues mesurés lors des expériences révèle que celles de *Kamphuis* (1991) et de *Kaczmarek et al.* (2005) permettent de prédire des flux sédimentaires différant de moins de 30 % de ceux mesurés (table 4.1), ce qui est du même ordre de grandeur que l'incertitude associée à la mesure par traçage discutée dans *Bertin et al.* (2009b). De même, en ajustant le coefficient  $K$  à 0.2, la formule du CERC permet d'obtenir des flux sédimentaires en accord avec les expériences de traçage (table 4.1). Cette valeur de  $K$  correspond à la fourchette basse de la gamme de valeurs que l'on peut trouver dans la littérature, ce que nous interprétons par la pente très faible de cette plage, qui limite les gradients de tension de radiation des vagues.

Une fois ces trois formules de transport raisonnablement validées, nous avons réalisé une simulation rétrospective des vagues sur la période 1979-2014 et archivé les conditions d'agitation au point de déferlement toutes les heures afin de calculer les flux sédimentaires sur cette période. Cette simulation nous montre tout d'abord que l'énergie des vagues présente une saisonnalité marquée, avec des vagues de  $H_s$  de l'ordre de 1.5 à 2.0 m en hiver et de 0.5 à 1.0 m en été (figure 4.4). La hauteur des vagues dépasse 3.0 à 4.0 m plusieurs fois par an et les plus fortes vagues ont été observées lors de l'hiver 2013-2014 avec des moyennes mensuelles supérieures à 2.2 m. L'angle d'incidence des vagues au point de déferlement présente aussi une forte saisonnalité, avec des valeurs de l'ordre de quelques degrés vers le sud voire vers le nord en hiver (e.g. hiver 2000-2001) et des valeurs plus importantes toujours dirigées vers le sud en été (figure 4.4). La dérive littorale nette annuelle est bien dirigée vers le sud, mais de façon surprenante, varie de 20000 à 140000  $m^3.an^{-1}$ , ce qui constitue des valeurs 4 à 25 fois plus faibles que dans la littérature. Notons que les valeurs présentées dans ce mémoire sont très proches de celles obtenues par *Bertin et al.* (2008) à l'aide de moyens plus rudimentaires. Ces faibles valeurs ont été expliquées par la forte réfraction des vagues liée aux faibles profondeurs rencontrées sur le plateau continental interne orienté NO-SE (figure 4.1-A), qui limite fortement l'obliquité des vagues hivernales, voire induit une dérive littorale significative vers le nord. En effet, les années pour lesquelles la dérive annuelle nette est la plus faible correspond aux années pour lesquelles les houles hivernales déferlent avec une composante vers le nord (1996, 2001 et 2002, figure 4.4). Le second résultat original de cette étude est la forte variabilité inter-annuelle de la dérive littorale, elle même liée à la variabilité inter-annuelle des régimes d'agitation dans l'Atlantique NE analysée lors du chapitre précédent.

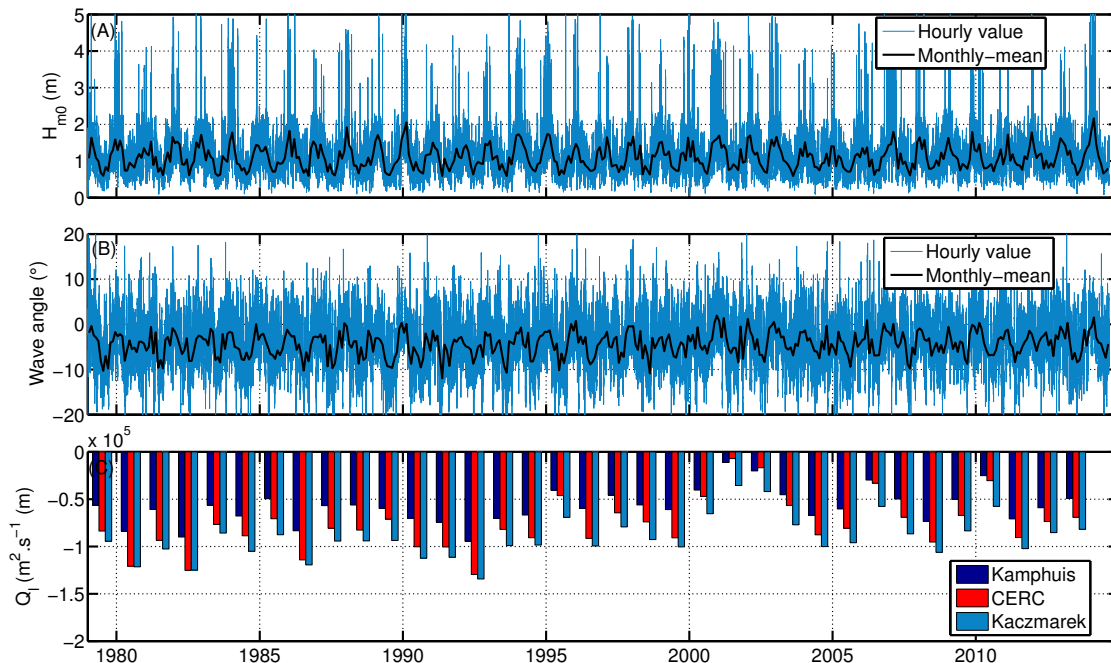


FIGURE 4.4 – (A) hauteur significative des vagues, (B) angle d'incidence au point de déferlement et (C) dérive littorale nette annuelle calculée à Saint Trojan à partir des formules de Kamphuis (1991), Kaczmarek et al. (2005) et CERC (1984).

#### 4.4 Application à la pointe d'Arçay

L'estimation de la dérive littorale au niveau de la Pointe d'Arçay est pertinente car ce site correspond à une zone côtière en accrétion, avec des taux d'accroissement de l'ordre de 20 à  $100\text{m.an}^{-1}$ . Les résultats présentés ici ont été publiés dans *Geo-marine Letters* (Bertin *et al.*, 2007) et correspondent en partie au stage de master d'Antoine Desoullières. Des expériences préalables visant à mesurer l'épaisseur de remobilisation du sédiment ont révélé des valeurs très élevées, atteignant 0.15 m pour des vagues de 0.5 m au point de déferlement, ce qui a motivé le développement d'une nouvelle méthode de traçage multicouche, où les sédiments ont été prélevés par carottage. A l'inverse de la plage de St Trojan, la plage de la Pointe d'Arçay présente une morphologie de type « *low tide terrasse* » alors que des observations visuelles préliminaires ont suggéré que les vagues étaient bien plus hautes et déferlaient avec des angles d'incidence plus élevés et sur un profil de plage plus en pente à marée haute qu'à marée basse. Ces éléments impliquent que le transport soit beaucoup plus fort en haut de plage qu'en bas de plage, ce qui empêche à priori d'extrapoler une mesure unique du transport réalisée localement sur le profil de plage. En conséquence, nous avons amélioré notre méthodologie en injectant du sable marqué de trois couleurs différentes en bas, milieu et haut d'estran. A l'issue du traitement des données, ces améliorations sont apparues complètement justifiées sachant que, pour les conditions de l'expérience, le transport était un ordre de grandeur plus fort en haut de plage qu'en bas de plage (figure 4.5).

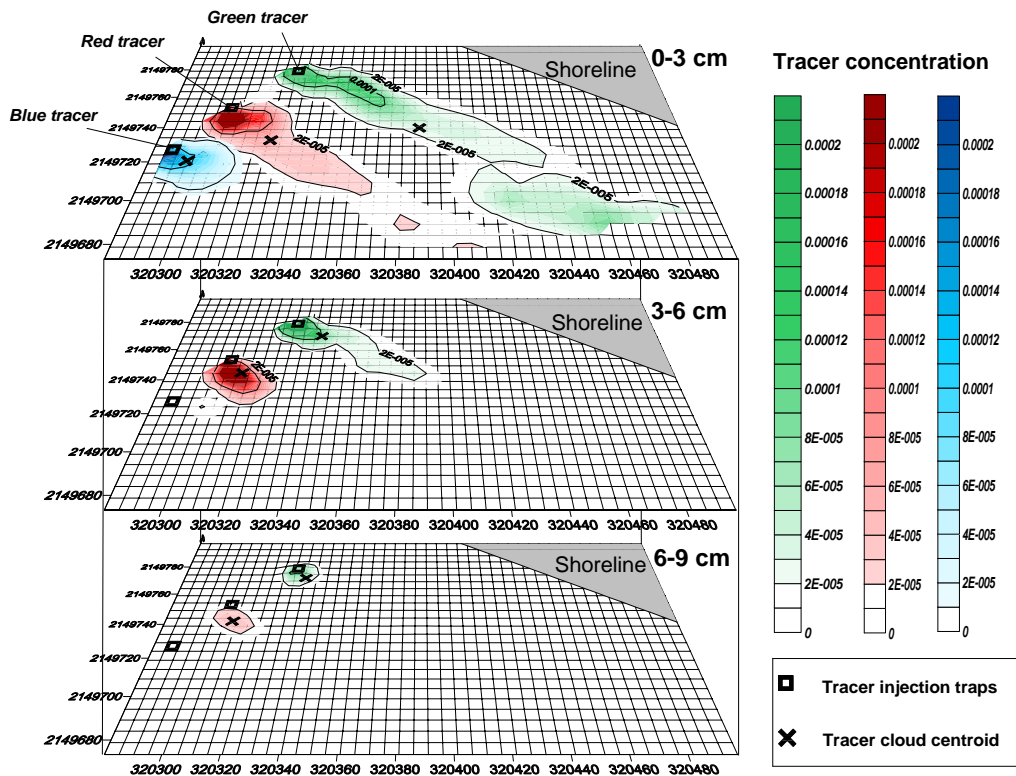


FIGURE 4.5 – Cartes de dispersion des traceurs fluorescents à la pointe d'Arçay le 13/04/2006 pour les couches 0.00-0.03 m, 0.03-0.06 m et 0.06-0.09 m, position des points d'injection (carrés) et centres de gravité des nuages de dispersion (croix).

Ce résultat a été mis en relation avec les conditions hydrodynamiques mesurées pen-

dant la campagne de mesure et vérifiées ultérieurement par modélisation numérique. Celles-ci montrent des vagues à la fois plus hautes et beaucoup plus obliques à marée haute, induisant des courants de dérive étonnamment élevés ( $\simeq 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ ) au regard de la hauteur des vagues ( $\simeq 0.4 \text{ m}$ ). La forte augmentation de l'obliquité des vagues à marée haute a été expliquée par le fait qu'elles subissent une réfraction moindre, liée au quasi-doublement de la hauteur d'eau à marée haute dans la zone pré-littorale (figure 4.1-B). Ce fort courant de dérive a également été expliqué par l'augmentation de la pente (0.04) de la plage en haut de l'estran, qui induit de forts gradients de tension de radiation des vagues. Le déferlement plongeant et l'injection de turbulence jusqu'en bas de la colonne d'eau associés doivent également contribuer à un transport plus fort en haut de plage (Bertin et al., 2007). Les flux sédimentaires mesurés par traçage ont été intégrés en travers de l'estran et comparés aux prédictions des formules de Kamphuis (1991), Kaczmarek et al. (2005) et CERC (1984). Cette comparaison a révélé que les formules de Kaczmarek et al. (2005) et CERC (1984) permettaient de bien reproduire les flux sédimentaires mesurés (Allard et al., 2008). Pour la formule du CERC, le coefficient empirique K a été ajusté à 0.45, ce qui correspond à la moyenne des valeurs rencontrées dans la littérature. La formule de Kamphuis (1991) prédit des flux sédimentaires cinq fois trop faible, ce qui corrobore plusieurs études de la littérature montrant qu'elle n'est pas adaptée à des petites vagues déferlant sur un fond en pente (e.g. Ciavola et al., 1997).

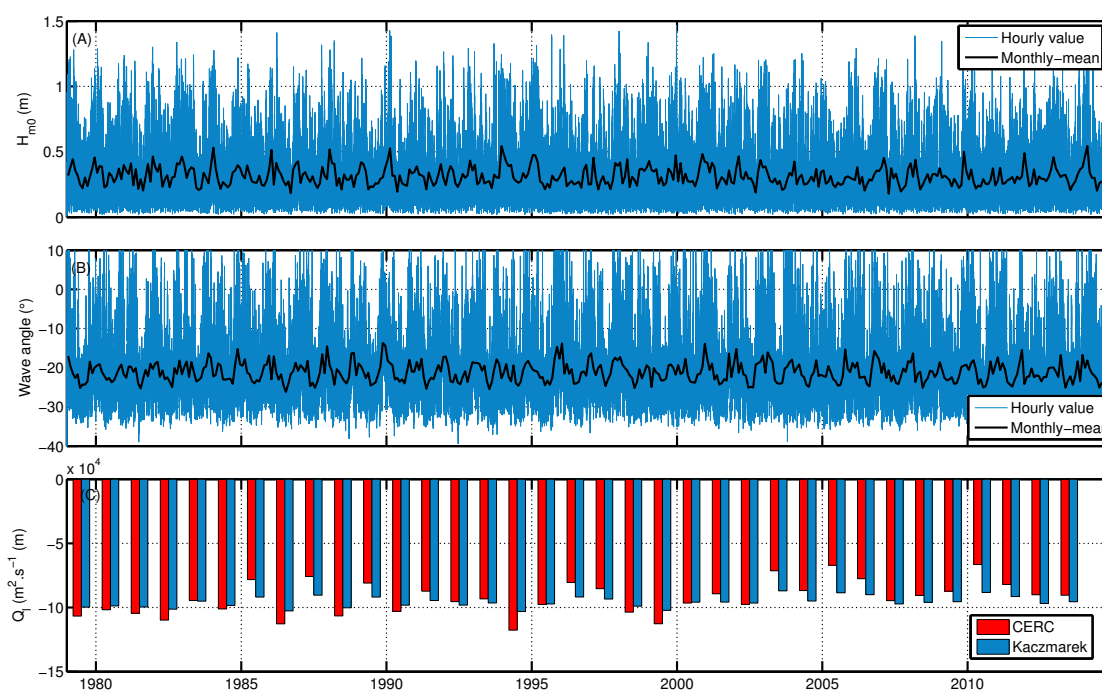


FIGURE 4.6 – (A) hauteur significative des vagues, (B) angle d'incidence au point de déferlement et (C) dérive littorale nette annuelle à la pointe d'Arçay calculée à partir des formules de Kaczmarek et du CERC.

Nous avons ensuite réalisé une simulation rétrospective des vagues sur la période 1979-2014 et archivé les conditions d'agitation au point de déferlement toutes les heures afin de calculer les flux sédimentaires sur cette période. Cette simulation révèle tout d'abord que les vagues qui atteignent la pointe d'Arçay sont très atténuées, avec des  $H_s$  moyennes de l'ordre 0.25 m en été et de 0.5 m en hiver, pouvant épisodiquement dépasser 1.0 m (figure 4.6). les vagues sont par contre très obliques, avec des angles d'incidence de l'ordre

de 15 à 20° en hiver et de 25° en été. La dérive littorale nette est toujours dirigée vers le sud et varie de 70000 à 110000  $m^3.an^{-1}$ , ce qui corrobore les estimations de *Chaumillon et al.* (2011) basées sur l'accrétion sédimentaire au bout de la flèche caractérisée par des leviers topographiques répétitifs. Là encore ces valeurs sont deux à trois fois plus faibles que celles disponibles dans la littérature (*Galichon*, 1984). Il est important de noter que ces valeurs de dérive littorale sont du même ordre de grandeur que celles estimées pour le SO de l'île d'Oléron, pourtant directement exposé aux houles océaniques. Ce résultat souligne l'importance de la pente et de l'obliquité des vagues dans l'intensité de la dérive littorale. *Allard et al.* (2008) ont proposé que cette variabilité inter-annuelle de la dérive littorale contrôle le développement rythmique de la pointe d'Arçay : les années caractérisées par des vagues hivernales et une dérive plus fortes entraînent un allongement de la flèche vers le SE alors que les hivers plus calmes permettent la mise en place de larges crochons (figure 3.2).

## 4.5 Application à la pointe de la Coubre

L'estimation de la dérive littorale à la pointe de la Coubre a été motivée par le projet ANR DYNAMO que je coordonne et qui porte sur la morphodynamique 3D de ce secteur. La pointe de la Coubre est une flèche sableuse de 6 km dont le développement date seulement du début du siècle dernier. Il s'agit donc probablement de l'un des littoraux les plus mobiles de France, ce qui implique des flux sédimentaires importants. À l'inverse des autres sites, nous n'avons pas pu encore réaliser de mesures du transport sédimentaire, aussi les estimations de dérive littorales présentées ici sont plus qualitatives.

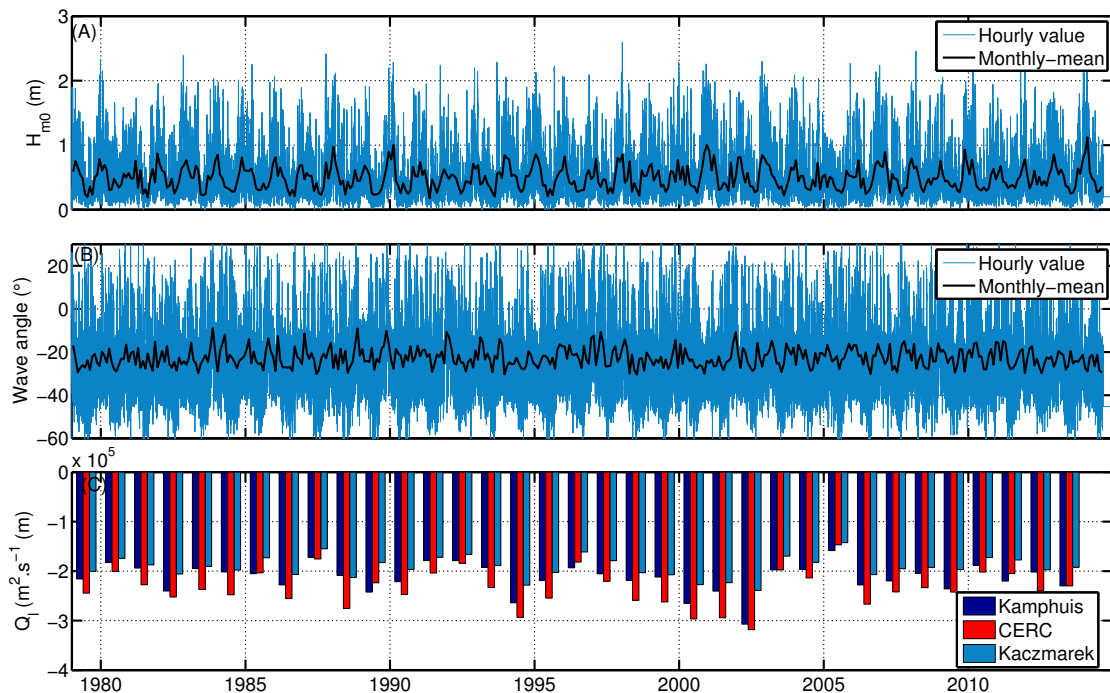


FIGURE 4.7 – (A) hauteur significative des vagues, (B) angle d'incidence au point de déferlement et (C) dérive littorale nette annuelle à la pointe de la Coubre calculée à partir des formules de *Kamphuis*, de *Kaczmarek* et du *CERC*.

La simulation rétrospective des vagues sur la période 1979-2014 montre que les vagues qui atteignent la cote sud de la pointe de la Coubre sont d'énergie faible à modérée, avec

des  $H_s$  moyennes de l'ordre 0.25 m en été et de 1.0 m en hiver, pouvant épisodiquement dépasser 2.0 m (figure 4.7). Une fois encore, l'hiver 2013-2014 est l'hiver pour lequel les vagues ont présenté les plus fortes moyennes hivernales. Les vagues sont par contre très obliques, avec des angles d'incidence de l'ordre de 15 à 20° en hiver et de 25 à 30° en été. Le très faible niveau d'énergie en été est expliqué par le fait que les houles sont plus courtes et de direction plus nord, si bien qu'elles atteignent moins facilement cette côte orientée au sud. La dérive littorale nette est toujours dirigée vers le sud et varie de 150000 à 310000  $m^3.an^{-1}$ , avec des valeurs différant de moins de 25 % d'une formule à l'autre (figure 4.7-C). Ces valeurs sont en cours d'exploitation, notamment pour essayer d'expliquer les fortes variations dans les taux de migration de l'embouchure de Bonne-Anse mises en évidence par *Chaumillon et al.* (2014).

## 4.6 Application à la côte ouest Portugaise

Du fait de la présence d'un plateau continental réduit, la côte ouest du Portugal est soumise à un régime d'agitation très énergétique, avec des  $H_s$  hivernales moyennes de l'ordre de 2.5 à 3.0 m. La direction nord-ouest des vagues au large (chapitre 3), la faible largeur du plateau continental et la présence de plages pentues font que les vagues déferlent avec des angles d'incidence importants. Ces conditions sont propices à la génération d'une dérive littorale vers le sud colossale, estimée à environ un million de  $m^3$  par an (*Taborda et al.*, 2005). De telles valeurs sont crédibles et correspondent par exemple aux quantités de sédiments qui se sont accumulées au niveau de la digue nord de l'embouchure d'Aveiro après son extension en 1987. Cependant, l'étude des régimes d'agitation dans l'Atlantique Nord a révélé une forte variabilité interannuelle dans la direction des vagues, partiellement expliquée par l'Oscillation Nord Atlantique (chapitre 3). Cette variabilité dans la direction des vagues a motivé une collaboration avec l'Université de Lisbonne (R. Taborda et A. Silva) afin de vérifier dans quelle mesure elle pouvait entraîner une variabilité dans la dérive littorale. Les conditions d'agitation au niveau de la plage de Vieira (milieu de la côte ouest portugaise) ont été simulées sur la période 1953-2010, grâce au modèle SWAN, forcé au large par des séries temporelles de spectres d'énergie des vagues calculés à l'aide du modèle régional décrit au chapitre précédent (*Silva et al.*, 2012). Le transport longitudinal a été calculé à l'aide de la formule du CERC (Eq. 4.4), pour laquelle la valeur par défaut du coefficient de calibration ( $K=0.39$ ) permet d'obtenir une valeur annuelle moyenne de 1 million de  $m^3$  sur la période 1953-2010.

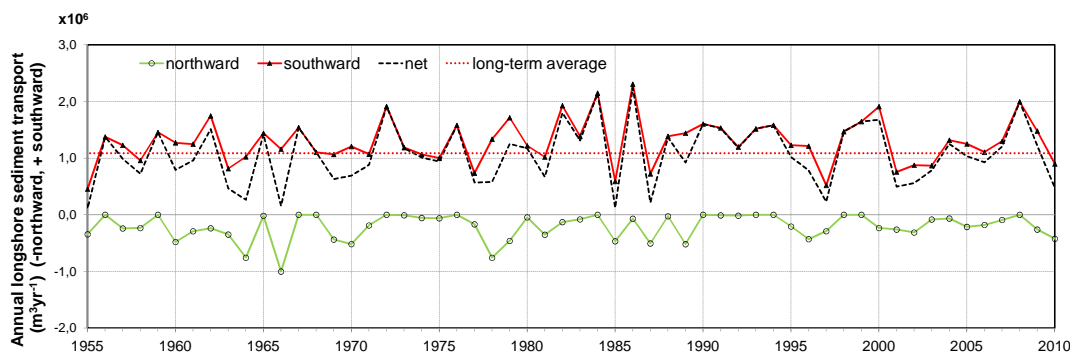


FIGURE 4.8 – Dérive littorale annuelle à la plage de Vieira estimée à l'aide de la formule du CERC : composante vers le nord (vert), vers le sud (rouge) et valeur nette (noir).

Ce calcul montre que la dérive littorale nette présente une forte variabilité interan-

nuelle, avec des années où elle est limitée à 100000-200000  $m^3$  (1964, 1965, 1985 et 1987) et des années pour lesquelles elle excède 2 millions de  $m^3$  (1984, 1986, 2008 ; figure 4.8). Les années pour lesquelles la dérive nette est très faible correspondent à des années où la composante vers le nord est élevée, comme en 1966 où elle atteint 1 million de  $m^3$ . A l'inverse, les années pour lesquelles la dérive littorale nette est très importante correspondent à des années pour lesquelles la composante vers le nord est très faible, comme en 1984 et 1986. Cette forte variabilité interannuelle dans la dérive littorale nette a été expliquée par la variabilité des directions moyennes des vagues. Celle-ci est particulièrement marquée l'hiver, ainsi au large de notre zone d'étude, les directions moyennes hivernales varient de  $N291^\circ$  en 1960 à  $N320^\circ$  en 1989. Comme nous l'avons vu précédemment, au niveau de la côte ouest portugaise, la variabilité dans la direction moyenne des vagues hivernales est bien expliquée par l'ONA, avec des coefficients de corrélation atteignant localement 0.7. Nous avons donc comparé directement la dérive littorale nette annuelle à la moyenne de l'indice ONA. Cette comparaison révèle une corrélation positive significative ( $R=0.74$ ) entre ces deux paramètres. En situation ONA+, l'anticyclone des Açores est puissant et sa dorsale s'étend régulièrement jusqu'au Portugal. Cette situation atmosphérique éloigne les zones de génération des vagues à des latitudes plus élevées si bien que les vagues ont des directions plus nord et induisent une plus forte dérive vers le sud. Cette étude a tout d'abord montré que la dérive littorale annuelle pouvait varier d'un facteur 10, ce qui a des implications importantes en ingénierie côtière où l'on considère souvent des valeurs constantes. En outre, notre étude a montré que cette variabilité était en partie contrôlée par le climat, au travers de l'ONA.

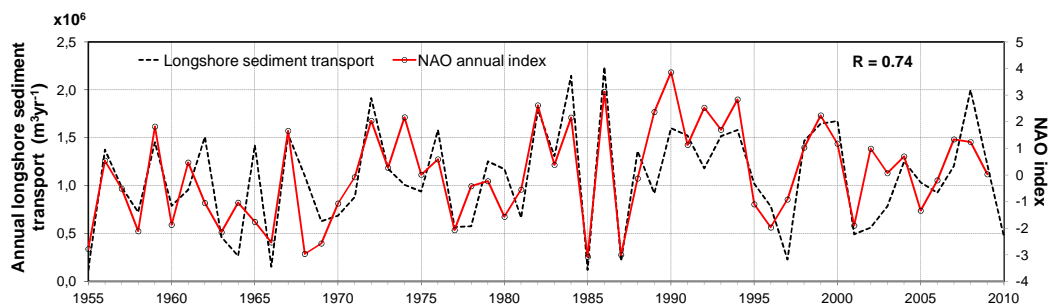


FIGURE 4.9 – Dérive littorale annuelle nette à la plage de Vieira et indice de l'Oscillation Nord Atlantique, montrant une bonne corrélation entre les deux paramètres ( $R=0.74$  avec 57 degrés de liberté).

## 4.7 Application à la Gold Coast australienne

Les résultats présentés rapidement dans cette section ont fait l'objet d'une collaboration avec Bruno Castello, en post-doctorat à l'Université de Griffith. La baie de Coolangatta est située à la bordure des états du New South Wales et l'érosion qui frappe ses plages est devenue problématique après l'extension des digues de la Tweed River dans les années 60 (figure 4.10-A). Ces digues ont en partie interrompu la dérive littorale estimée à  $500000 m^3 \cdot an^{-1}$  vers le nord, privant en partie l'alimentation des plages de la baie de Coolangatta. Afin de permettre à la dérive littorale de contourner les digues, une solution d'ingénierie a été achevée en 2001 où le sable est pompé en amont de la Tweed River et relargué en aval. Cependant, les volumes de sable pompés (entre  $500000$  et  $800000 m^3 \cdot an^{-1}$ ) ont été fortement surévalués lors des premières années du projet, si bien que le trait de côte a avancé localement de plus de 150 m (figure 4.10-C et D). Cette situation n'était pas

convenable et a abouti à des plages trop larges et à l'ensablement de récifs constituant des habitats précieux. Notre étude montre que cet ensablement excessif est directement lié aux quantités de sable sur-pompées et souligne l'importance d'estimer la dérivation littorale de façon précise, par exemple à l'aide de la méthode décrite dans ce chapitre (figure 4.10-E). Ces travaux ont été publiés dans *Coastal Engineering* (Castelle et al., 2009).

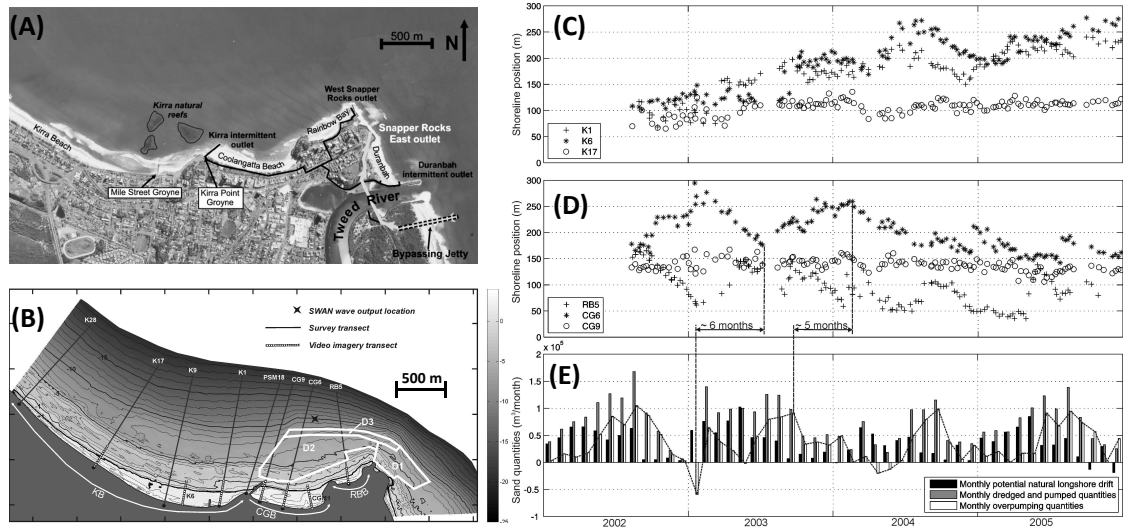


FIGURE 4.10 – (A) image satellite et (B) bathymétrie de la zone d'étude ; (C) et (D) évolutions de la position du trait de côte entre 2001 et 2006 et (E) dérivation littorale potentielle estimée, volume de sable pompé au niveau de la Tweed River et différence entre les deux.

### Résumé

Ce chapitre traite de l'estimation de la dérive littorale en amont des embouchures. Nous avons développé une nouvelle méthode combinant des mesures du transport par traçages fluorescents, des mesures hydrodynamiques et des simulations numériques précises des paramètres de vagues au point de déferlement. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

(1) **Transport sédimentaire à l'échelle d'un cycle de marée.** Les mesures réalisées au SO de l'Île d'Oléron ont révélé des taux de transports assez faibles au regard de l'énergie des vagues, ce qui a été expliqué par une forte réfraction qui limite l'obliquité des vagues et une pente très faible qui réduit les gradients de tension de radiation des vagues. A la pointe d'Arçay, le transport longitudinal augmente d'un ordre de grandeur entre le bas et le haut de plage du fait d'une augmentation de la pente du fond et de la hauteur et de l'obliquité des vagues à marée haute.

(2) **Comparaison avec les estimations disponibles.** Nos estimations de la dérive littorale nette annuelle sont 3 à 10 fois plus faibles que celles disponibles dans la littérature pour les Pertuis Charentais. Au SO de l'Île d'Oléron, les faibles valeurs sont expliquées par la forte réfraction des vagues de longue période, qui induit une composante vers le nord du transport dès que la houle provient de l'ouest ou du sud-ouest, ce qui est souvent le cas pendant les tempêtes.

(3) **Variabilité interannuelle.** Pour tous les sites étudiés, nos résultats montrent une forte variabilité interannuelle de la dérive littorale nette, en lien avec la variabilité des climats de vague. La variabilité la plus spectaculaire est observée sur la côte ouest portugaise, où la dérive littorale nette varie entre 200000 et 2000000  $m^3$  avec un contrôle important par l'Oscillation Nord Atlantique



## Chapitre 5

# Analyse des processus physiques contrôlant la dynamique des embouchures tidales

### 5.1 Introduction

Du fait d'un régime méso-tidal superposé à des conditions d'agitation énergétique, la côte ouest du Portugal présente plusieurs embouchures tidales dominées par la houle. Ce contexte hydrodynamique associé à des chenaux peu profonds rend ces systèmes côtiers extrêmement dynamiques, avec des migrations de chenaux pouvant dépasser 10 m par jour, la formation de méandres, voire la fermeture du chenal principal à la faveur d'une tempête. Ces embouchures décrivent un cycle saisonnier, avec un élargissement et un approfondissement du chenal principal entre la fin du printemps et la fin de l'été et un comblement pouvant aller jusqu'à la fermeture totale en automne et en hiver (*Oliveira et al.*, 2006; *Bertin et al.*, 2009a; *Fortunato et al.*, 2014). Ce cycle saisonnier induit une modulation de l'amplitude de la marée à l'intérieur de la lagune, avec un maximum à la fin de l'été et un minimum à la fin de l'hiver (figure 5.1). En plus de ce cycle saisonnier, les chenaux de ces embouchures peuvent également migrer, à des taux dépassant régulièrement  $1 \text{ m.j}^{-1}$  (*Oliveira et al.*, 2006; *Bertin et al.*, 2009a; *Fortunato et al.*, 2014).

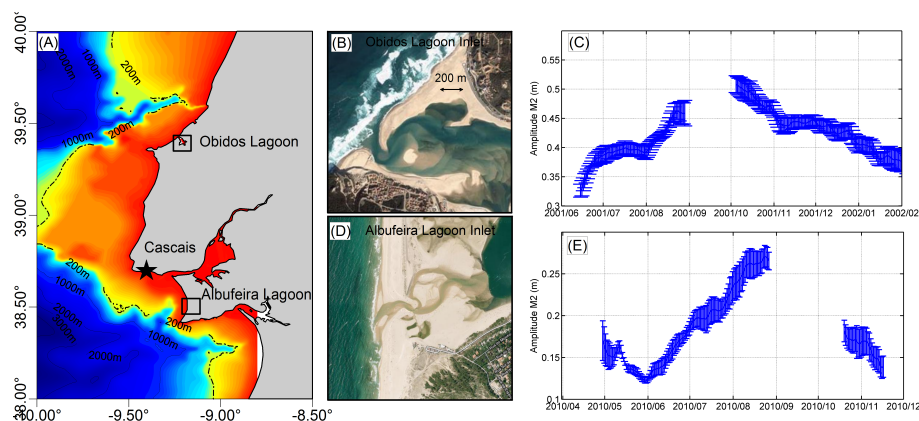


FIGURE 5.1 – Localisation des embouchures étudiées, images satellites et évolution temporelle du constituant  $M_2$  illustrant le cycle saisonnier des embouchures tidales peu profondes.

La gestion et l'aménagement de ces embouchures constituent donc un défi pour les

autorités locales, avec des problèmes de stabilité des littoraux adjacents alors que ceux-ci présentent des constructions et des problèmes de qualité des eaux qui sont utilisées pour l'aquaculture et le tourisme. Cependant, bien que les évolutions morphologiques de ces embouchures aient été décrites depuis plusieurs décennies (*Oliveira et al., 2006*), les processus physiques gouvernant ces évolutions étaient jusqu'alors très mal connus, non seulement au Portugal mais également au niveau international. Ce chapitre présente la synthèse de l'analyse des processus physiques contrôlant la dynamique des embouchures dominées par la houle, sur la base d'études menées au niveau des embouchures de la lagune d'Obidos et de la lagune d'Albufeira au Portugal (figure 5.1) et plus récemment de la lagune de Bonne-Anse en France. Ces travaux visent à améliorer la compréhension des processus physiques qui contrôlent la dynamique des embouchures tidales. Ces travaux ont été réalisés tout d'abord dans le cadre du projet de recherche de mon post-doctorat Marie Curie, puis dans le cadre des projets de recherche DETI, G-Cast et MOWADI financés par la FCT et de mon projet DYNAMO financé par le programme ANR jeunes chercheurs. Ces projets ont servi de support à plusieurs stages de recherche que j'ai encadrés (Magda de Sousa et Alphonse Nahon) et également à la thèse de Guillaume Dodet et aux post-doctorats de Nicolas Bruneau, Florian Ganthy et Antoine Dumon.

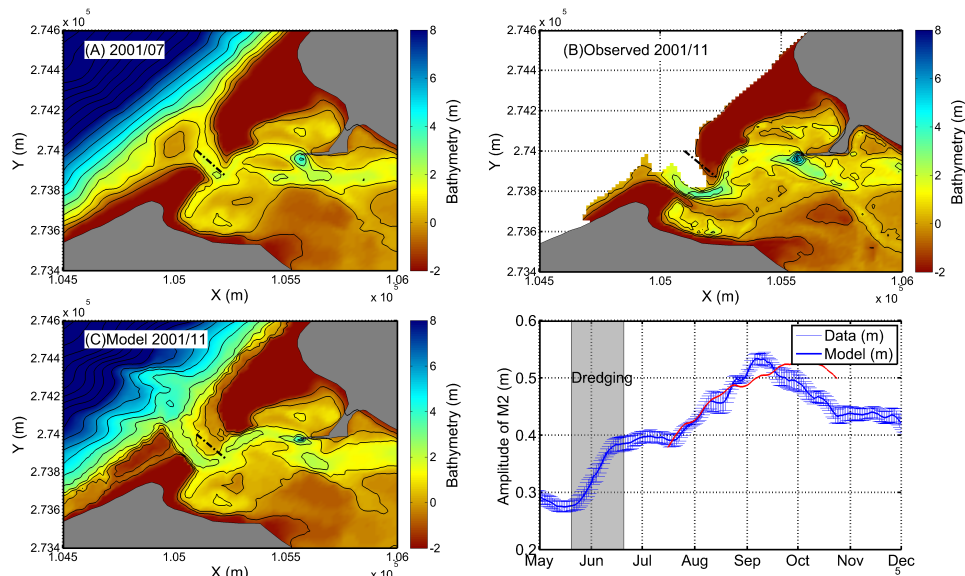


FIGURE 5.2 – (A) Bathymétrie mesurée en juillet 2001 et (B) décembre 2001, (C) bathymétrie simulée en décembre 2001 et (D) évolution temporelle de l'amplitude de l'onde M2 dans la lagune mesurée (bleu) et simulée (rouge).

Notre système de modélisation morphodynamique a été appliqué aux embouchures des lagunes d'Obidos et d'Albufeira, pour lesquelles des bathymétries répétitives étaient disponibles ou ont été acquises afin de contraindre les évolutions morphologiques simulées. L'application et les résultats de ses simulations morphodynamiques ne sont pas détaillés ici mais le lecteur pourra les trouver dans les articles *Bertin et al. (2009a)* et *Fortunato et al. (2014)*. La figure 5.2 montre que notre système de modélisation numérique permet de reproduire de façon réaliste les évolutions morphologiques observées au niveau de l'embouchure d'Obidos entre juillet et Décembre 2001. Parmi les motifs de satisfaction, MORSYS2D permet de reproduire la migration de l'embouchure d'environ 100 m vers le sud-ouest, le développement d'un méandre avec une profondeur réaliste et enfin la simplification du réseau de chenaux au niveau du delta de flot. A l'inverse, l'accrétion sédimentaire au niveau du delta de flot est sous-estimée et le développement de la flèche sableuse au niveau de la

marge sud n'est pas reproduit. En outre, la figure 5.2-D montre que le cycle saisonnier de l'amplitude de la marée est bien reproduit, même si la diminution de l'amplitude de M2 en période hivernale est sous-estimée. Malgré tout, ces résultats indiquent que les dimensions des chenaux de marée demeurent réalistes au cours de la simulation morphodynamique. Compte tenu de ces résultats, nous faisons l'hypothèse que les processus physiques dominants sont bien représentés dans notre système de modélisation. Ce chapitre présente la synthèse des processus physiques contrôlant la dynamique des embouchures dominées par la houle et repose sur l'analyse des résultats de simulations numériques synthétiques et de mesures *in situ*.

## 5.2 Impact des vagues sur la morphologie des embouchures

Dans un premier temps, nous avons testé l'influence des vagues sur la morphologie d'une embouchure tidale, en appliquant notre système de modélisation numérique à une lagune idéalisée. La marée imposée est simplifiée et représentée par un constituant M2 d'amplitude 1 m (i.e. marnage de 2.0 m). Le système de modélisation est également forcé avec des vagues de période de pic  $T_p = 10$  s, de direction moyenne  $Dir = 315$  deg et de hauteur significative  $H_s = 0.5$  m, 1.0 m et 2.0 m. L'énergie associée est répartie sur un spectre JONSWAP d'étalement directionnel de 20 deg et ces conditions d'agitation aboutissent à des vagues déferlant avec un angle de l'ordre de 15 deg au point de déferlement au niveau des littoraux adjacents de l'embouchure, ce qui induit une dérive littorale vers le sud. Un sédiment homogène de diamètre médian  $d_{50} = 0.5$  mm est considéré et les flux sédimentaires sont calculés avec les formules de transport semi-empiriques de *van Rijn et al.* (2007). Ces travaux ont été initialement publiés dans *Marine Geology* (*Nahon et al.*, 2012) mais nous avons répété cet exercice à l'aide de la dernière version de notre système de modélisation numérique, ce qui explique de légères différences.

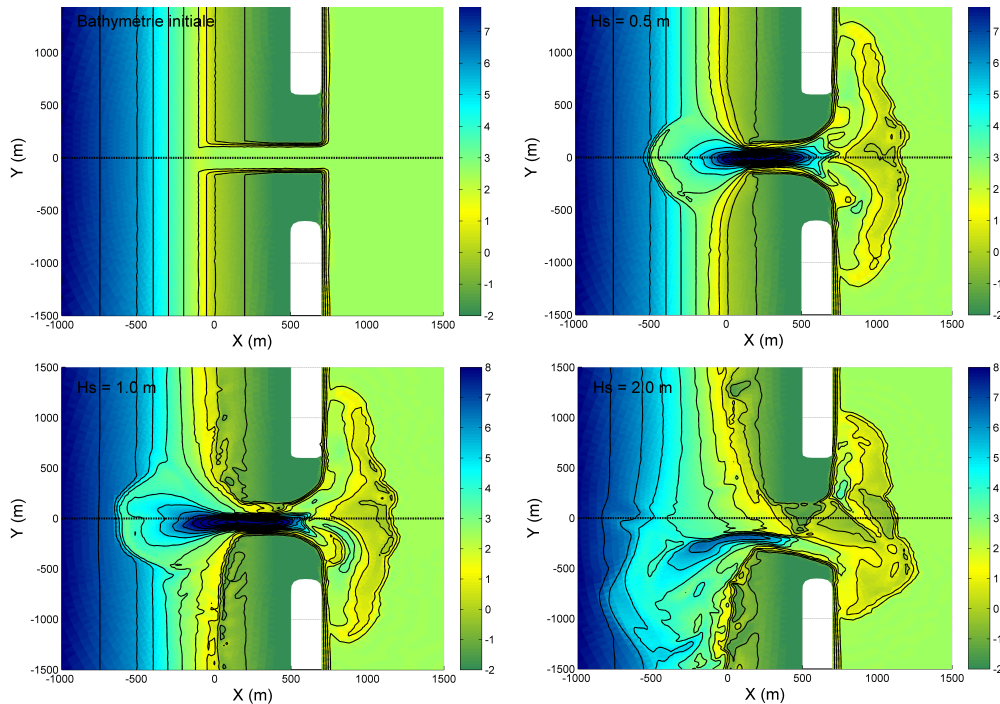


FIGURE 5.3 – (A) Bathymétrie initiale et bathymétrie simulée au bout d'un an, pour des vagues de  $H_s = 0.5$  m (B), 1.0 m (C) et 2.0 m (D).

Les résultats numériques montrent tout d'abord qu'après un an de simulation, l'impact le plus évident des vagues est une diminution de la profondeur ainsi que de la largeur de l'embouchure (figure 5.3). La simulation avec des vagues de  $H_s = 2.0\text{ m}$  montre également un basculement de l'axe du chenal dans la direction de la dérive littorale et une migration de ce dernier de l'ordre de 200 m. Un second impact des vagues est la diminution de la cote du toit du delta de jusant et une légère augmentation de celle du delta de flot. Les sections suivantes présentent l'analyse des processus physiques responsables de ces évolutions morphologiques.

### 5.3 Processus contrôlant l'élargissement des embouchures en période de beau temps

Les embouchures des lagunes d'Albufeira et d'Obidos connaissent un cycle saisonnier où la profondeur et la largeur des chenaux augmentent à partir de la fin du printemps et jusqu'à la fin de l'été. Cette période correspond à l'été maritime et est caractérisée par des vagues beaucoup moins énergétiques par rapport à l'hiver maritime (chapitre 3). Afin d'expliquer ce comportement, nous avons réalisé des simulations numériques pour ces deux embouchures en ne considérant que le forçage de la marée. Dans ces simulations, la marée est représentée de façon simplifiée par un constituant M2, dont l'amplitude a été fixée à 0.75 m et à 1.5 m, ce qui correspond à des conditions de mortes-eaux et de vives-eaux, respectivement. Pour chaque simulation, la hauteur d'eau, la vitesse du courant intégrée sur la verticale et les flux sédimentaires ont été moyennés le long d'une section perpendiculaire à l'embouchure dans sa région la plus étroite.

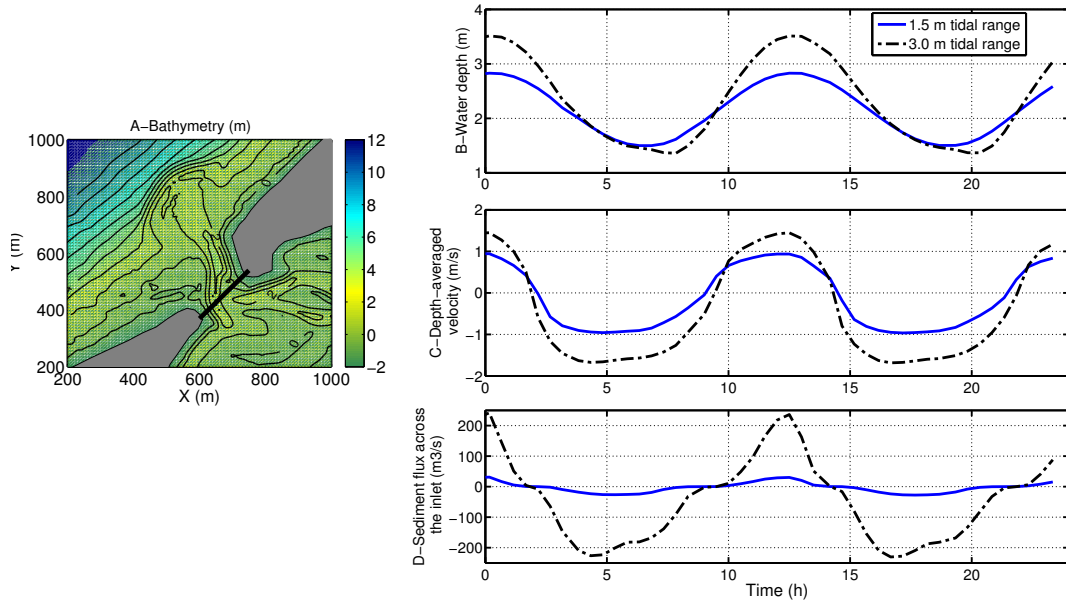


FIGURE 5.4 – (A) Bathymétrie de l'embouchure de la lagune d'Obidos en juillet 2001 et (B) hauteur d'eau, (C) vitesse intégrée sur la verticale et (D) flux sédimentaires intégrés le long d'un profil perpendiculaire à l'embouchure.

Ces simulations montrent tout d'abord que la marée au niveau des embouchures est très asymétrique en termes de hauteurs d'eau, avec un jusant durant 6.5 à 7.5 h et un flot durant 5 à 6 h (figure 5.4). Cette asymétrie est plus forte pour des conditions de vives-eaux que pour des conditions de mortes-eaux. Une asymétrie est également présente au niveau

des courants de marée, ceux-ci étant légèrement plus forts au jusant qu’au flot alors que leur vitesse maximale est atteinte pendant une durée pratiquement deux fois plus longue au jusant qu’au flot. Les vitesses des courants étant légèrement plus fortes au jusant tout en étant atteintes dans une hauteur d’eau plus faible et pendant une durée plus longue, les flux sédimentaires sont bien plus importants au jusant qu’au flot (figure 5.4). Ainsi, l’embouchure expulse environ deux fois plus de sédiments pendant le jusant qu’elle n’en laisse entrer au flot. Cette forte dominance par le jusant en termes de transport sédimentaire explique directement pourquoi les embouchures dominées par la houle s’élargissent en période de beau temps. Cependant, ce comportement va à l’encontre des théories classiques sur l’asymétrie de la marée comme celle proposée par *Friedrichs et Aubrey (1988)*. Sur la base d’une hypothèse de conservation des masses d’eau, ces auteurs ont proposé qu’un jusant plus long induise des vitesses plus faibles qu’au flot, favorisant une dominance du flot en termes de courant et de transport sédimentaire. Nous proposons que ce principe ne soit valide que pour les embouchures larges et profondes, où l’amplitude de la marée est faible devant la hauteur moyenne dans le chenal. Au niveau des embouchures dominées par la houle, la hauteur d’eau moyenne dans les chenaux est du même ordre de grandeur que le marnage et de nombreux estrans ne sont recouverts que par de très faibles tranches d’eau à marée haute. Cette configuration induit une distorsion tidale telle que la fin du jusant a lieu dans une hauteur d’eau deux à trois fois plus faible que la fin du flot. En fin de jusant, le plan d’eau se retrouve très incliné (e.g. pentes  $> 1\%$ ) et l’écoulement est dominé par un équilibre entre le gradient de pression barotrope et le frottement au fond. Dans la partie distale de l’embouchure où le jet du courant de jusant se disperse, l’advection intervient également de façon significative dans cet équilibre. Ces résultats ont été obtenus dans le cadre de mon post-doctorat Marie Curie et ont été publiés dans *Continental Shelf Research (Bertin et al., 2009a)*. Ces résultats ont ensuite été confirmés à l’embouchure de la Lagune d’Albufeira dans le cadre de la thèse de Guillaume Dodet et publiés dans *Journal of Geophysical Research (Dodet et al., 2013)*. Dans des conditions de vives-eaux, des écoulements torrentiels ont même été observés, avec la formation d’antidunes et de ressauts hydrauliques. Une tentative de prise en compte de ce phénomène a été réalisée par Alphonse Nahon et a permis des améliorations significatives dans la simulation morphodynamique de la lagune de Santo André (*Nahon et al., 2011*).

## 5.4 Processus contrôlant le comblement des embouchures en présence de houles énergétiques

Après la phase de développement de leur chenal de marée pendant l’été maritime, les embouchures des lagunes d’Albufeira et d’Obidos connaissent un comblement de leurs chenaux de marée, qui va jusqu’à la fermeture systématique pour celle d’Albufeira. Ce comblement entraîne une altération de la propagation de la marée, illustrée par une diminution rapide de l’amplitude du constituant M2 à partir du mois de septembre (figure 5.1). Ces évolutions correspondent au début de l’hiver maritime, caractérisé par des vagues bien plus énergétiques avec des hauteurs significatives deux à trois fois plus fortes en décembre qu’en juin. Cette chronologie suggère que les vagues jouent un rôle prépondérant dans la dynamique de ces embouchures. Les processus physiques associés aux vagues ont été analysés sur la base de simulations numériques synthétiques et de mesures *in situ*.

### 5.4.1 Composante perpendiculaire à la côte du gradient de tension de radiation des vagues

Dans cette partie, nous considérons une simulation hydrodynamique à Obidos, forcée par une marée représentée par un constituant M2 d'amplitude 1.0 m et des vagues au large de  $H_s = 3.0\text{ m}$ , de période de pic  $T_p = 12\text{ s}$  et de direction moyenne 315 deg, représentatives de l'hiver maritime. La figure 5.5-C montre que le déferlement intense qui a lieu sur le delta de jusant et au niveau des plages adjacentes induit des gradients de tension de radiation atteignant localement 100 Pa.

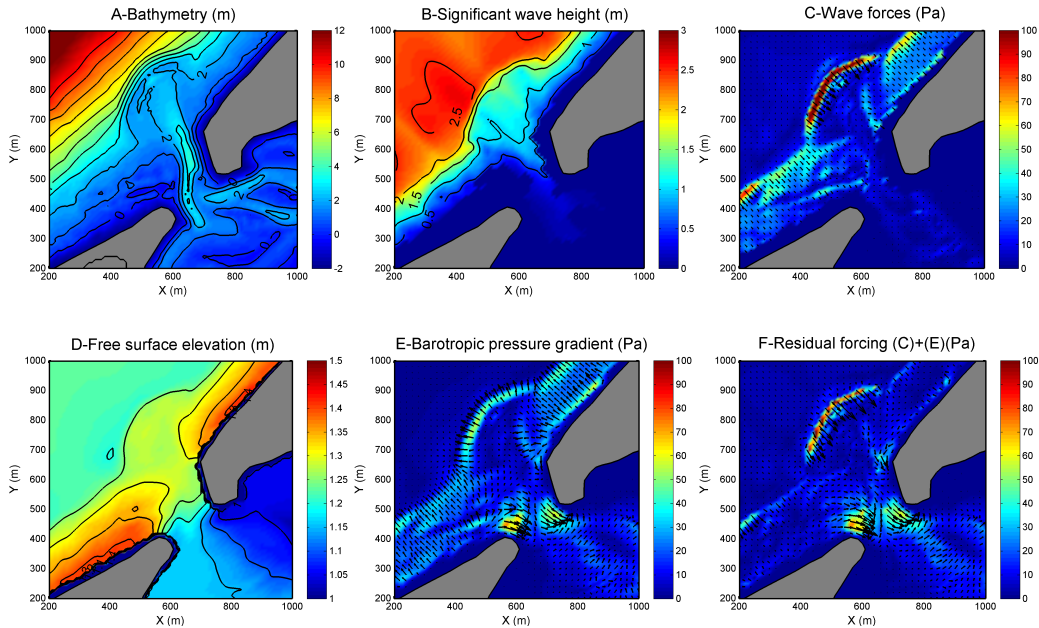


FIGURE 5.5 – (A) Bathymétrie de l'embouchure d'Obidos en juillet 2001, (B) hauteur significative des vagues (m), (C) gradient de tension de radiation des vagues (Pa), (D) élévation de la surface libre (m), (E) gradient de pression barotrope (Pa) et (F) forçage résiduel (C)+(E).

Ce gradient de tension de radiation des vagues induit une surélévation du plan d'eau (wave setup) atteignant localement 0.25 m (figure 5.5-D). Au niveau des plages adjacentes, le gradient de pression barotrope associé à cette déformation du plan d'eau vient équilibrer la composante perpendiculaire à la côte du forçage des vagues, si bien que le forçage résiduel est nul (figure 5.5-F). Au niveau de l'embouchure, cette surélévation est moindre car diffusée à l'intérieur de la lagune, si bien que la composante perpendiculaire à la cote du gradient de tension de radiation des vagues n'est que partiellement compensée par le gradient de pression barotrope. Au niveau de la partie distale du delta de jusant, il en résulte un important forçage résiduel dirigé vers la lagune. Ce forçage résiduel est responsable de l'arrachement et de la migration de bancs de sable vers l'intérieur de la lagune pendant les épisodes de forte houle. Ce mécanisme est bien reproduit par notre système de modélisation numérique (non montré ici) et une étude hollandaise y faisait déjà référence en tant qu'« effet Bulldozer » (Hageman, 1969). Ce mécanisme a été publié dans *Continental Shelf Research* (Bertin et al., 2009a).

### 5.4.2 Convergence de la dérive littorale vers l'embouchure

Comme nous l'avons vu précédemment, la surélévation du plan d'eau induite par les vagues au niveau des plages adjacentes est interrompue au niveau de l'embouchure

(figure 5.5-D). Cette configuration de la surface libre induit un gradient latéral de pression barotrope, dirigé depuis les plages adjacentes vers la lagune (figure 5.5-E) et qui n'est pas compensé par les forces induites par les vagues (figure 5.5-F). Ce gradient latéral de pression barotrope produit une convergence des courants dérive littorale en direction de l'embouchure. A marée haute, ce phénomène est amplifié par la réfraction des vagues sur le delta de jusant, qui tend à augmenter leur angle d'incidence en amont de la dérive littorale et à la diminuer voire à l'inverser en aval (*Bertin et al.*, 2009a).

### 5.4.3 Blocage des vagues par les courants de marée

Une campagne de mesures hydrodynamiques a été réalisée à l'embouchure de la lagune d'Albufeira en septembre 2010, afin de caractériser les déformations des vagues et de la marée lors de leur propagation au travers de cette embouchure. Cette campagne de mesure a été réalisée dans le cadre du projet de recherche MOWADI (financement de la Fondation pour la Science et la Technologie Portugaise) et de la thèse de Guillaume Dodet.

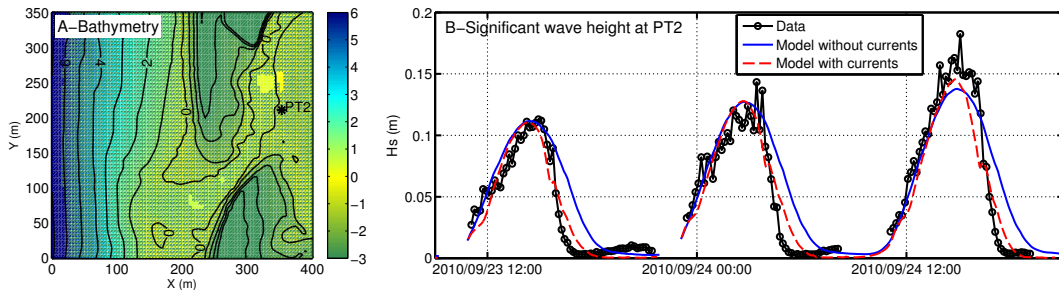


FIGURE 5.6 – (A) Bathymétrie de l'embouchure de la lagune d'Albufeira en septembre 2010 et (B) hauteurs significatives des vagues mesurées (noir) et simulées en prenant en compte la rétroaction des courants de marée (rouge) et sans prendre en compte la rétroaction des courants de marée (bleu) au niveau du delta de flot.

La figure 5.6 correspond à la hauteur significative des vagues sur le rebord du delta de flot et montre tout d'abord que les  $H_s$  subissent une forte modulation tidale. Celle-ci est liée au déferlement bathymétrique des vagues sur le delta de jusant, qui est émergé à marée basse et ne laisse pas passer les vagues dans la lagune. Dans le détail, les  $H_s$  sont systématiquement plus fortes au flot qu'au jusant pour une hauteur d'eau donnée. Ce comportement n'est reproduit que si la rétroaction des courants sur la propagation des vagues est prise en compte dans le modèle. Dans un premier temps, les courants de jusant augmentent la cambrure des vagues et induisent une dissipation par moutonnement. Ce phénomène a été pris en compte grâce à l'approche proposée par *Van der Westhuysen* (2012) basée sur la présence de gradient de courant négatifs dans la direction de propagation des vagues. Cependant, le coefficient empirique liée à cette approche a dû être augmenté jusqu'à la limite supérieure des valeurs proposées par *Van der Westhuysen* (2012), ce qui suggère que cette paramétrisation, développée sur la base de mesure en eau plus profonde, ne soit pas complètement adaptée à des vagues caractérisées par un nombre d'onde aussi élevé. Alternativement, des approches comme celles développées par *Filipot et Arduin* (2012) devront être testées sur ce jeu de données et sur les données acquises dans le cadre de l'ANR DYNAMO à l'embouchure de la Gironde.

Deux à trois heures après le début du jusant, les  $H_s$  deviennent quasiment nulles à l'intérieur de la lagune. L'analyse des résultats de notre système de modélisation montre que la vitesse des courants de jusant (localement  $> 2$  m/s) atteint la vitesse de groupe des vagues, ce qui implique leur blocage complet (figure 5.7). Cependant, les forts nombres

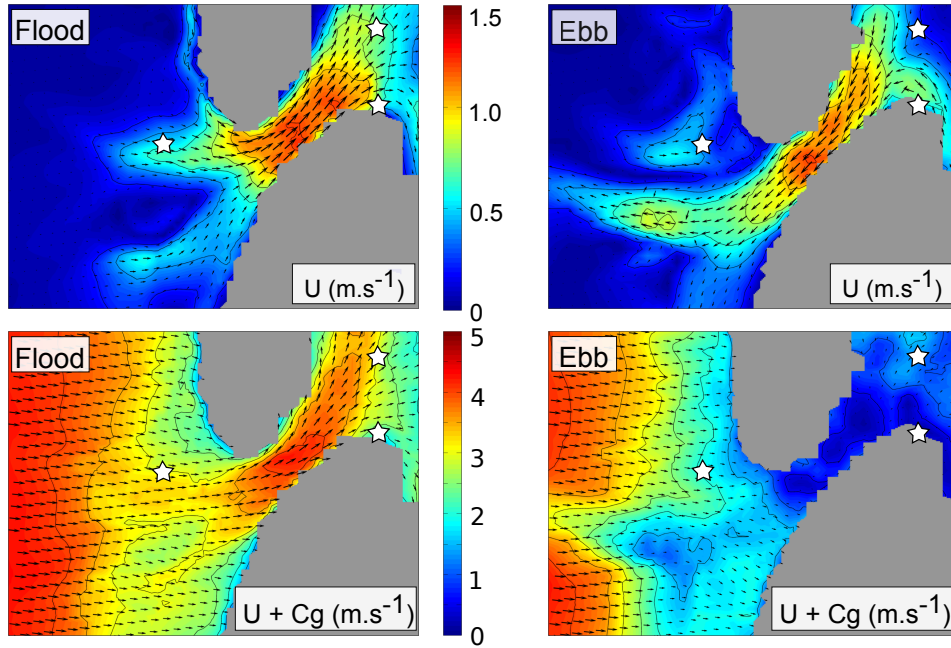


FIGURE 5.7 – Vitesses des courants intégrées sur la verticale simulées à mi-flot et à mi-jusant (haut) et somme avec la vitesse de groupe de vagues (bas).

d'onde et les forts gradients rencontrés au niveau de l'embouchure d'Albufeira font que les vagues ne sont plus linéaires et que leur vitesse de groupe devrait être calculée à l'aide d'une relation de dispersion non-linéaire, comme celle proposée par *Chawla et J.T. (2002)*. L'impact de la simplification que nous faisons devra être évaluée sur ce jeu de données ou par exemple sur ceux acquis dans le cadre du projet ANR DYNAMO que je coordonne. En termes de dynamique sédimentaire, la présence de vagues plus fortes au flot qu'au jusant dans le chenal pour une hauteur d'eau donnée fait que les vagues vont davantage augmenter la capacité de transport (i.e. *stirring*) des courants de flot par rapport au courant de jusant. Sur un cycle de marée, ce mécanisme va donc diminuer la dominance du jusant et peut contribuer de façon significative au comblement des embouchures pendant l'hiver maritime. Néanmoins, cet effet reste modeste pendant notre campagne de mesure à Albufeira (i.e. diminution de la dominance du jusant de 10 %) et il conviendrait d'évaluer l'importance de ce phénomène pour des embouchures plus larges laissant pénétrer des vagues plus fortes dans la lagune ou pour des conditions d'agitation plus énergétiques. Ces travaux ont été publiés dans la revue *Journal of Geophysical Research-Ocean (Dodet et al., 2013)*.

#### 5.4.4 Ondes infra-gravitaires

Comme nous l'avons vu à la fin du chapitre 3, des ondes infragravitaires peuvent se propager à l'intérieur des lagunes, où leur énergie peut même dépasser celle des ondes dans la bande gravitaire, l'embouchure se comportant alors comme un filtre passe-bas. Ces ondes IG entraînent des fluctuations dans l'intensité des courants pouvant atteindre 100 % par rapport à leur valeur moyenne (figure 5.8). Les flux sédimentaires étant des fonctions non-linéaires des hauteurs d'eau et des vitesses, la présence de ces oscillations va tendre à augmenter ces derniers en comparaison avec une situation sans fluctuations. Cependant, ces ondes IG et les fluctuations associées disparaissent rapidement après le début du jusant, l'augmentation des flux sédimentaires par cet effet ne se produit qu'au flot, ce qui a une importance considérable sur la dynamique sédimentaire de l'embouchure. Afin de quantifier

cet effet, nous avons calculé les flux sédimentaires à l'aide de la formule de *van Rijn et al.* (2007) à partir des hauteurs d'eau et vitesses mesurées, filtrées à 40 s (fluctuations dans la bande IG) et à 1800 s (pas de fluctuations dans la bande IG). Ce calcul montre que la présence de ces oscillations augmente les flux sédimentaires à l'intérieur de la lagune de l'ordre de 20 % sur les trois cycles de marée et même de 30 % sur le dernier cycle de marée.

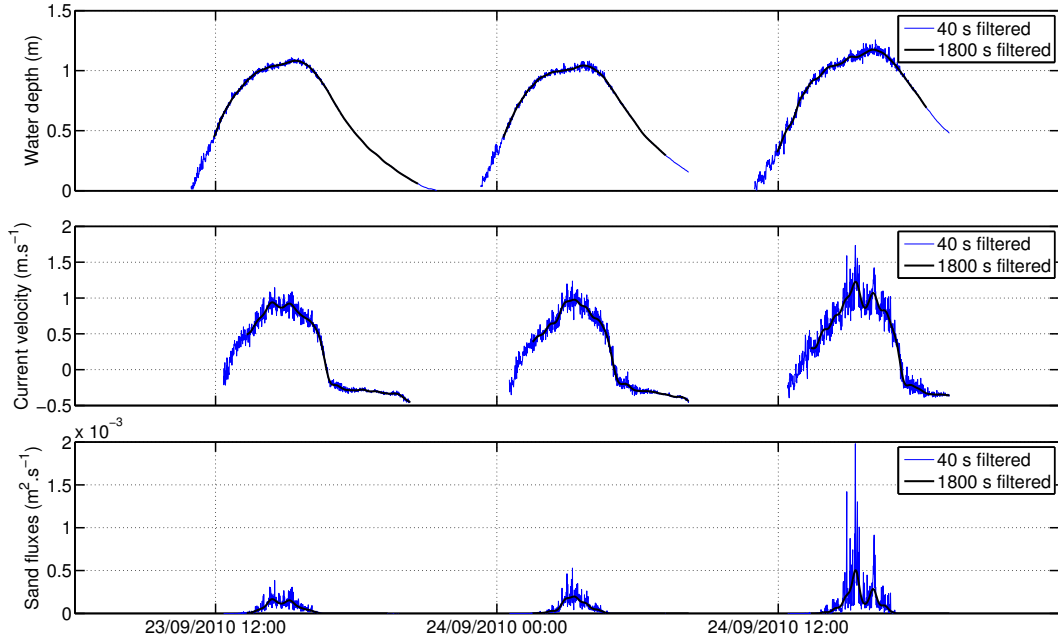


FIGURE 5.8 – Hauteur d'eau (*haut*), vitesses des courants à 0.4 m du fond (*centre*) et flux sédimentaires calculés à l'aide de la formule de Van Rijn (2007) à l'aide des données filtrées à 40 s (*bleu*) et à 1800 s (*noir*).

Ce mécanisme inédit a d'importantes conséquences sur la dynamique sédimentaire des embouchures tidales et peut contribuer de façon significative à leur comblement pendant l'hiver maritime. De surcroît, les conditions de notre campagne de mesure étaient caractérisées par des vagues incidentes d'énergie modérée : il est probable que ce phénomène soit décuplé en période de tempête. Les résultats de nos simulations morphodynamiques à Obidos (*Bertin et al.*, 2009a; *Bruneau et al.*, 2011b), à Albufeira (*Dodet et al.*, 2013) et à Santo André (*Nahon et al.*, 2011) ont toutes montré une tendance à sous-estimer l'accrétion sédimentaire dans la lagune en période d'agitation énergétique. L'implémentation complète des ondes infra-gravitaires dans notre système de modélisation devrait permettre d'améliorer significativement les résultats de nos simulations, même si cela posera un problème important en termes de temps de calcul (la résolution des groupes de vagues implique d'utiliser des pas de temps hydrodynamiques de quelques secondes).

#### 5.4.5 Variations du niveau moyen de la mer

Les résultats des simulations hydrodynamiques à Obidos (*Bertin et al.*, 2009a; *Bruneau et al.*, 2011b), à Albufeira (*Dodet et al.*, 2013) et dans le Bassin d'Arcachon (*Arnaud et Bertin*, 2014) ont montré que le déferlement des vagues en face de l'embouchure induisait une surélévation du plan d'eau dans la lagune de l'ordre de 10 % de la hauteur des vagues au point de déferlement. De plus, le niveau moyen de la mer présente un cycle saisonnier dont l'amplitude varie de 0.2 à 0.3 m, avec un maximum au début de l'automne et un minimum à la fin de l'hiver (figure 5.9). Ce cycle saisonnier résulte de la combinaison

d'effets thermo-stériques et atmosphérique (résultats non publiés).

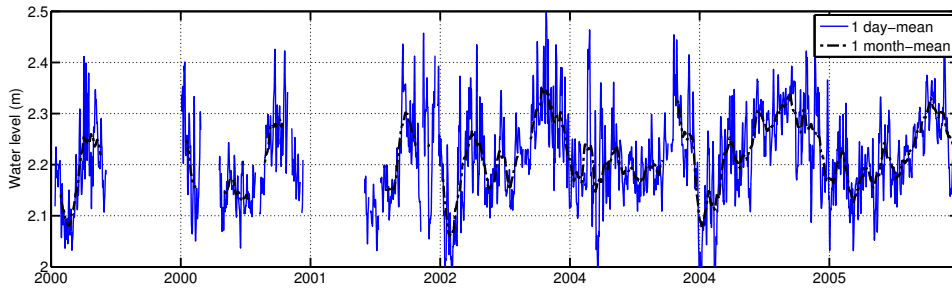


FIGURE 5.9 – Moyennes journalières du niveau de la mer mesuré à Cascais et calculé avec un filtre de Demerliac (bleu) et filtré avec une fenêtre d'un mois (noir).

Les embouchures dominées par la houle étant très peu profondes, notamment à marée basse, il est probable que des variations du niveau moyen aient un impact significatif sur leur dynamique hydro-sédimentaire. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé des simulations numériques à l'embouchure d'Obidos en considérant une marée simplifiée représentée par un constituant M2 d'amplitude 1.0 m et en faisant varier le niveau moyen de  $-0.2$  m à  $+0.4$  m (figure 5.10). Ces simulations révèlent que l'augmentation du niveau moyen diminue l'asymétrie de la marée et la dominance du jusant. Nous avons donc proposé que l'augmentation du niveau moyen à la fin de l'automne du fait de ce cycle saisonnier contribue au comblement des embouchures portugaises.

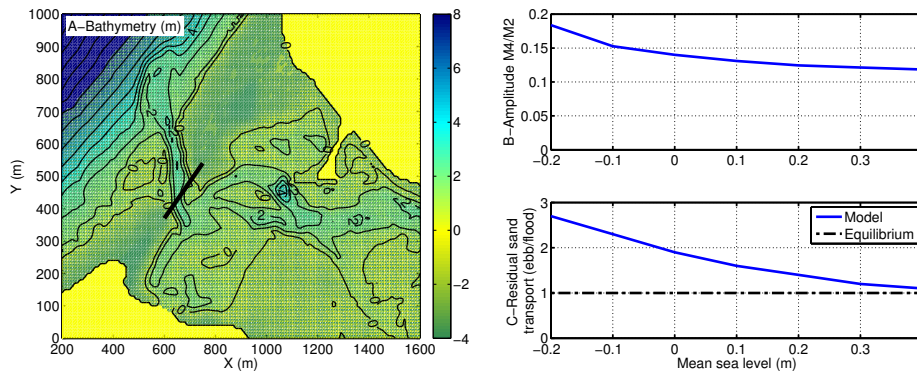


FIGURE 5.10 – (A) Bathymétrie de l'embouchure de la lagune d'Obidos, (B) ratio entre l'amplitude de l'onde  $M_4$  et celle de l'onde  $M_2$  en fonction de la position du niveau moyen et (C) ratio entre les flux sédimentaires sortant et entrant dans la lagune en fonction de la position du niveau moyen.

## 5.5 Processus contrôlant la migration des embouchures tidales

### 5.5.1 Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, les embouchures tidales sont souvent caractérisées par une dynamique intense, qui résulte de la superposition des effets des vagues et de la marée. Parmi les évolutions morphologiques induites par cette forte dynamique, la migration des embouchures est un phénomène couramment observé et a par exemple motivé l'endiguement de nombreuses d'entre elles afin de fixer leur position. La migration

des embouchures tidales est souvent expliquée par un modèle simple, où l'accumulation de sédiments au niveau de la rive située en amont de la dérive littorale provoque l'érosion de la rive opposée et donc la migration de l'embouchure dans le sens de la dérive littorale. Cependant, *Aubrey et Speer* (1984) ont montré que d'autres mécanismes pouvaient intervenir et par exemple induire une migration dans le sens opposé à la dérive littorale. Parmi ces mécanismes, la circulation verticale associée aux méandres des chenaux peut provoquer le développement d'une barre à l'intérieur du méandre et l'érosion de la rive située à l'extérieur. La migration du chenal qui résulte de ce phénomène peut dominer celle induite par la dérive littorale. Dans cette section, nous présentons deux exemples où les taux de migration des embouchures déduits de l'analyse d'images satellites sont comparés à la dérive littorale estimée selon la méthodologie présentée au chapitre précédent (chapitre 4). Pour ces deux exemples, l'hypothèse d'un contrôle de la migration de l'embouchure par la circulation verticale dans les méandres est vérifiée à l'aide d'une application préliminaire de notre système de modélisation morphodynamique 3D.

### 5.5.2 Embouchure d'Obidos

L'embouchure de la lagune d'Obidos interrompt un cordon sableux d'environ 1500 m orienté perpendiculairement à la direction moyenne des vagues. Ce cordon est bordé par des falaises gréseuses au nord et au sud, qui limitent la migration de l'embouchure. La position de l'embouchure a été suivie sur la période 1999-2010 grâce à 50 images satellites Landsat (figure 5.11). Ces images ont été géoréférencées et numérisées par Alphonse Nahon dans le cadre de son stage de recherche que j'ai co-encadré. La dérive littorale a été estimée grâce à la formule empirique du CERC (Eq. 4.4), forcée par les paramètres des vagues au point de déferlement selon la méthodologie décrite au chapitre précédent (chapitre 4). A l'inverse des sites étudiés en France au chapitre précédent, il s'agit ici de la dérive littorale potentielle sachant que les stocks sédimentaires sont limités sous les falaises adjacentes à l'embouchure.

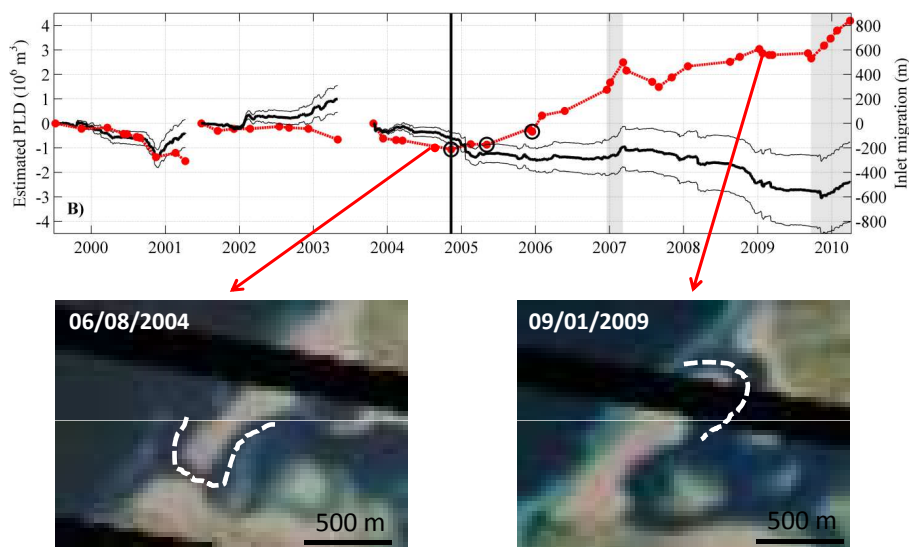


FIGURE 5.11 – Dérive littorale potentielle cumulée (axe gauche) et position de l'embouchure d'Obidos, montrant qu'après la fin de l'année 2005, l'embouchure migre à l'encontre de la dérive littorale.

Deux périodes principales peuvent être distinguées dans l'évolution de l'embouchure : (1) de 1999 à 2005, où l'embouchure migre globalement dans le sens que la dérive littorale

et (2) de 2005 à 2010 où l'embouchure migre globalement à l'encontre de la dérive littorale à l'encontre de la dérive littorale (figure 5.11). Ces images montrent également que dans la première période, le méandre qui se développe à l'embouchure est en général orienté dans le sens de la dérive littorale alors que dans la seconde période, il est orienté à l'encontre de la dérive littorale. Cette étude suggère donc un rôle essentiel de l'orientation des méandres dans la migration de l'embouchure, hypothèse que nous allons vérifier à l'aide de notre modèle morphodynamique 3D. Cependant, de façon ponctuelle, ni la direction de la dérive littorale ni l'orientation des méandres ne permettent d'expliquer la migration de l'embouchure, ce qui suggère que d'autres mécanismes comme la disponibilité en sédiment peuvent intervenir dans la migration des embouchures.

### 5.5.3 Embouchure de Bonne Anse

La tempête Martin (27/12/1999) a généré une brèche dans le cordon dunaire de la pointe de la Coubre, qui a permis le développement d'une seconde embouchure dans les années qui ont suivi *Chaumillon et al.* (2014). Sur la période 2001-2005, cette nouvelle embouchure se développe au détriment de l'ancienne, qui devient de plus en plus instable et sera définitivement fermée en 2005 après des travaux d'ingénierie. La position de cette nouvelle embouchure a été suivie grâce à 21 images Spot, acquises dans le cadre du projet de recherche ANR DYNAMO que je coordonne et numérisées dans le cadre du stage de Master de Florian Ozenne. La dérive littorale en amont de cette embouchure a été estimée au chapitre précédent (chapitre 4) et sa valeur cumulée a été comparée à la migration de l'embouchure.

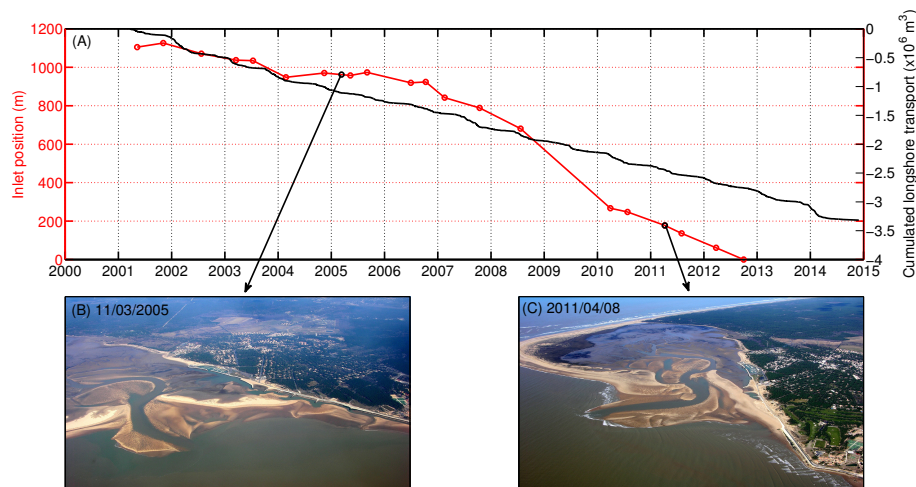


FIGURE 5.12 – Dérive littorale potentielle cumulée (axe gauche) et position de l'embouchure de Bonne-Anse, montrant qu'après 2007, l'embouchure migre beaucoup plus rapidement.

Cette figure permet de distinguer deux périodes : (1) de 2005 à 2007 où l'embouchure migre très lentement ( $14 \text{ m.an}^{-1}$ ) et (2) de 2007 à 2012 où l'embouchure migre beaucoup plus rapidement ( $100 \text{ à } 200 \text{ m.an}^{-1}$ ).

### 5.5.4 Modélisation numérique idéalisée

Afin de vérifier l'hypothèse selon laquelle l'orientation des méandres des embouchures tidales pourrait jouer un rôle significatif dans leur migration, nous avons réalisé 2 simulations morphodynamiques idéalisées à l'aide de notre système de modélisation 3D en cours

de développement (chapitre 6). Nous avons considéré la lagune idéalisée de *Nahon et al.* (2012), une marée simplifiée représentée par un constituant M2 d'amplitude 2.0 m et des vagues de  $H_s = 1.5 \text{ m}$ ,  $T_p = 10 \text{ s}$  et de direction moyenne  $N200^\circ$  qui induisent une dérive littorale vers l'est. Deux bathymétries initiales sont considérées : (1) une embouchure présentant un méandre dirigé dans le sens de la dérive littorale et (2) une embouchure présentant un méandre faisant face à la dérive littorale (figure 5.13 A et C).

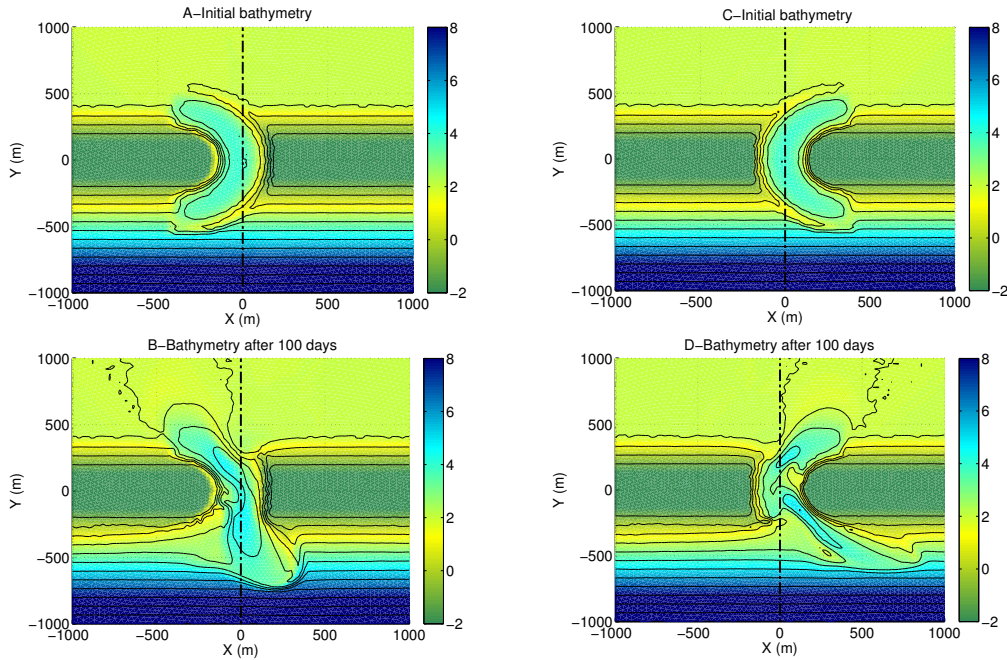


FIGURE 5.13 – Bathymétries initiales d'embouchures idéalisées présentant un méandre orienté dans le sens de la dérive littorale (A) et dans le sens opposé (B) et évolutions simulées après 100 jours (C et D).

Après 3 mois de simulation, une barre de méandre se développe à l'intérieur du chenal. Dans le cas où le méandre est dans le même sens que la dérive littorale, cette barre de méandre accélère la migration du chenal, qui atteint environ  $1 \text{ m.j}^{-1}$  (figure 5.13-B). Dans le cas où le méandre fait face à la dérive littorale, la croissance de la barre de méandre entraîne un cisaillement du chenal et ralentit sa migration par rapport au cas précédent (figure 5.13-D), bien qu'il soit difficile de calculer un taux de migration avec une telle morphologie. Ces résultats vont dans le sens des hypothèses postulées à partir de nos observations à Obidos et à Bonne-Anse, mais ils restent très préliminaires et des analyses plus poussées sont en cours. En outre, nous sommes en train de réaliser des simulations sur des périodes plus longues, en évaluant notamment l'impact de la bathymétrie initiale sur les taux de migration (courbure et dimensions du méandre).

### Résumé

Ce chapitre vise à améliorer la connaissance des processus physiques contrôlant la dynamique des embouchures tidales. Notre approche repose sur l'analyse combinée d'observations de terrain et de simulations numériques visant à reproduire ces observations. Les hypothèses déduites de ces simulations rétrospectives ont été vérifiées en réalisant des expériences numériques. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

(1) **Élargissement des embouchures en période de beau temps.** L'élargissement des embouchures en période de beau temps est expliquée par une forte dominance du jusant lorsque les vagues sont faibles. Bien que la durée du jusant soit plus longue, celui-ci a lieu dans des hauteurs d'eau très faibles et est accompagné de vitesses plus fortes, ce qui va à l'encontre des théories établies pour des embouchures plus profondes.

(2) **Comblement des embouchures en période hivernale.** Le comblement des embouchures en période hivernale est expliqué par la superposition de plusieurs processus induits par les vagues : (1) la composante perpendiculaire au rivage des forces des vagues qui n'est que partiellement compensée par un gradient de pression barotrope en face de l'embouchure, (2) la présence d'un gradient latéral de pression barotrope au niveau des littoraux adjacents à l'embouchure, (3) la réfraction des vagues sur le delta de jusant et (4) le blocage des vagues au jusant. Des résultats préliminaires suggèrent de surcroît un rôle essentiel des ondes infra-gravitaires.

(3) **La migration des embouchures tidales.** Nos travaux ont montré que la migration des embouchures n'était pas seulement contrôlée par la dérive littorale et suggèrent un rôle essentiel de l'orientation des méandres. La croissance d'une barre de méandre à l'intérieur du virage peut accélérer la migration de l'embouchure lorsque celle-ci est dirigée dans le sens de la dérive littorale ou ralentir voire inverser le sens de migration lorsque celle-ci est de sens opposé.

## Chapitre 6

# Bilan, travaux en cours et perspectives

### 6.1 Bilan

Au cours des dix dernières années, nos travaux de recherche basés sur l'analyse combinée de mesures hydrodynamiques et sédimentaires et de simulations numériques ont rencontré certains succès et ont contribué au progrès des connaissances concernant la dynamique hydro-sédimentaire des zones littorales. Nous avons amélioré la connaissance des régimes de vague dans l'Atlantique Nord et montré leur forte variabilité, en partie contrôlée par l'ONA. Notre système de modélisation 2DH nous a également permis de reproduire de façon précise les surcotes et les submersions marines associées à plusieurs tempêtes dont Xynthia et de comprendre les processus physiques qui en étaient à l'origine. Nous avons amélioré l'estimation de la dérive littorale en amont des embouchures, montré que celle-ci pouvait présenter une forte variabilité interannuelle et que les valeurs disponibles dans la littérature étaient très imprécises. Nous avons également réussi à reproduire le cycle saisonnier des embouchures tidales dominées par les vagues et à analyser pour la première fois les processus physiques qui en étaient responsables. Nous avons également reproduit la migration des embouchures et montré qu'elle n'était pas seulement contrôlée par la dérive littorale. Malgré ces succès, un certain nombre de limitations propres à notre approche 2DH sont apparues : (1) l'impossibilité de reproduire la circulation verticale induite par les vagues dans les zones de déferlement et par cohérence de prendre en compte l'asymétrie des vagues dans le transport sédimentaire ; (2) l'impossibilité de reproduire la circulation verticale dans les méandres et la dynamique sédimentaire associée et (3) la mauvaise représentation du transport d'Ekman sur le plateau continental et la sous-estimation des surcotes au début des tempêtes. Afin de pallier à ces problèmes, nous avons initié le développement d'un nouveau système de modélisation morphodynamique 3D sur la base de SELFE et en collaboration avec le LNEC (Portugal) et le VIMS (USA). D'autre part, les progrès que nous avons réalisés du point de vue de la compréhension littorales soumis à l'action combinée des vagues et de la marée ont soulevé de nouvelles questions qui constituent également les perspectives de ces travaux de recherche : la quantification des échanges entre les plages et les zones pré-littorales, l'impact des ondes IG dans les environnements estuariens ou encore l'impact des courants sur la propagation des vagues dans les estuaires. Ce chapitre présente les développements en cours et les perspectives de nos travaux de recherche qui s'organisent autour de deux axes : (1) L'analyse des processus physiques à petite échelle et le développement d'un système de modélisation 3D et (2) L'analyse des processus contrôlant le développement des littorales à l'échelle pluriannuelle

et le développement de notre système de modélisation 2DH.

## 6.2 Morphodynamique 3D et processus à court terme

### 6.2.1 Interactions vagues-courants

Le développement de systèmes de modélisation morphodynamique 3D permettant de reproduire de façon réaliste la circulation hydrodynamique induite par les vagues a longtemps été limité par l'absence de consensus sur la représentation des interactions entre les vagues et les courants en 3D adaptée aux approches à phase moyennées. Cette difficulté tient principalement au fait de devoir moyenniser le mouvement des vagues en présence d'une interface air-eau qui évolue au sein d'une période de vague. *Mellor (2003)* et *Xia et al. (2004)* ont proposé un formalisme de tensions de radiation variant sur la verticale, que nous avons implémenté sans trop de difficultés dans SELFE (*Bruneau et al., 2011a*). Cependant, *Ardhuin et al. (2008a)* ont montré que ces approches n'étaient pas consistantes lorsque le fond était incliné car elles avaient été dérivées à partir d'une houle linéaire de Airy valable uniquement pour un fond plat, ce qui aboutissait à une estimation erronée du flux vertical de quantité de mouvement des vagues. Bien que ces équations permettent de simuler des profils verticaux de vitesses réalistes dans des conditions dominées par la dissipation (e.g. *Moghimani et al., 2012*), *Ardhuin et al. (2008a)* montrent qu'elles aboutissent à des vitesses complètement erronées dans des conditions adiabatiques pour lesquelles il existe une solution analytique. *Ardhuin et al. (2008b)* ont proposé un formalisme de force vortex en utilisant la théorie de la Moyenne Lagrangienne Généralisée introduite par *Andrews et McIntyre (1978)*. Les équations proposées par *Ardhuin et al. (2008b)* sont équivalentes mathématiquement à celles proposées par *McWilliams et al. (2004)* et implémentées dans le modèle ROMS par *Uchiyama et al. (2010)*. Par rapport aux approches basées sur un formalisme de tensions de radiation, l'approche vortex présente l'avantage de séparer explicitement les effets conservatifs des vagues (force de vortex et pression de Bernoulli) des effets non conservatifs liés à la dissipation des vagues (par moutonnement, déferlement bathymétrique et frottement au fond). Dans le cadre de l'ANR DYNAMO, nous avons implémenté ces équations dans le système de modélisation SELFE (Eqs. 6.1-6.4) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \int_{-h}^{\eta} (\hat{U} + U_s) dz = 0 \quad (6.1)$$

$$\nabla \cdot \hat{U} = 0 \quad (6.2)$$

$$\frac{D_{\hat{u}}}{D_t} = f\hat{v} - g\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right) + \left( f_c + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right) v_s + w_s \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial x} + \hat{F}_{dx} + \hat{F}_{bx} \quad (6.3)$$

$$\frac{D_{\hat{v}}}{D_t} = -f\hat{u} - g\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} \right) - \left( f_c + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right) u_s + w_s \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial y} + \hat{F}_{dy} + \hat{F}_{by} \quad (6.4)$$

Dans ces équations,  $\hat{U}(\hat{u}, \hat{v})$  sont les composantes horizontales de la vitesse quasi-Eulérienne et  $\hat{w}$  sa composante verticale.  $U_s(u_s, v_s)$  sont les composantes horizontales de la dérive de Stokes calculées par le modèle de vague (Eq. 6.5) :

$$(u_s, v_s) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \sigma k (\sin \theta, \cos \theta) E(f, \theta) \frac{\cosh 2k(z+h)^2}{\sinh k(h+\eta)} df d\theta \quad (6.5)$$

La dérive de Stokes étant en première approximation non-divergente, sa composante verticale  $w_s$  est calculée par la divergence de ses composantes horizontales. Dans les équations de conservation de la quantité de mouvement (Eqs. 6.3 et 6.4), les quatrième et cinquièmes termes correspondent à la force de vortex qui représente l'interaction entre la vorticité de l'écoulement et la dérive de Stokes.  $J$  est la pression induite par les vagues, définie par (Eq. 6.6) :

$$J = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} gk (\sin \theta, \cos \theta) \frac{E(f, \theta)}{\sinh k(h+\eta)} df d\theta \quad (6.6)$$

Dans les équations 6.3 et 6.4, les termes  $(\hat{F}_{dx}, \hat{F}_{dy})$  représentent l'accélération produite par le déferlement bathymétrique des vagues et calculée à l'aide du terme de dissipation dans le modèle de vagues (Eq. 6.7) :

$$(\hat{F}_{dx}, \hat{F}_{dy}) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{k}{\sigma} (\sin \theta, \cos \theta) S_{br}(f, \theta) df d\theta \quad (6.7)$$

De même, les termes  $(\hat{F}_{bx}, \hat{F}_{by})$  représentent l'accélération produite par la dissipation des vagues par frottement au fond et calculée à l'aide du terme de dissipation correspondant dans le modèle de vagues (Eq. 6.8) :

$$(\hat{F}_{bx}, \hat{F}_{by}) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{k}{\sigma} (\sin \theta, \cos \theta) S_{bf}(f, \theta) df d\theta \quad (6.8)$$

Les termes  $(\hat{F}_{bx}, \hat{F}_{by})$  sont utilisés pour calculer la contrainte totale au fond qui est ensuite utilisée pour la condition à la limite dans la couche du fond (*Zhang et Baptista*, 2008). A l'inverse, plusieurs approches existent concernant la répartition verticale de l'accélération produite par déferlement bathymétrique, sachant seule la force intégrée sur la verticale est connue exactement (*Smith*, 2006). Ainsi, *Rasclé* (2007) et *Delp y et al.* (2014) appliquent ces termes sur la couche de surface uniquement, en arguant que le fort mélange vertical lié au déferlement des vagues produit une répartition verticale suffisante. A l'inverse, *Uchiyama et al.* (2010) et *Kumar et al.* (2012) utilisent une fonction de répartition verticale dérivée empiriquement.  tant donné que nous n'avons pas encore finalisé la prise en compte de la turbulence produite par les vagues dans le modèle de fermeture turbulente, nous avons opté pour la seconde stratégie. Cependant, cette question constitue pour nous la principale limitation de l'approche vortex pour des applications littorales : l'implémentation des termes de force de vortex a nécessité un effort important alors que ceux-ci sont de second ordre dans les zones de déferlement par rapport au terme de dissipation par déferlement bathymétrique qui lui est traité de façon très empirique.

Afin de valider notre implémentation de l'approche vortex dans le système de modélisation SELFE, nous avons réalisé une application à la plage de Saint Trojan, pour laquelle une campagne de terrain a été réalisée en avril 2013. Cette plage nous est apparue particulièrement adaptée car elle présente une morphologie dissipative, sans aucune structure tridimensionnelle en période hivernale. De fait, les champs de courant y sont plus simples que dans le cas d'une plage présentant des barres et des ba nes. La validation de notre modèle couplé vagues-courant en 3D   l'aide de ces données est en cours.

## 6.2.2 Ondes infra-gravitaires

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, l'hiver 2013-2014 a été caractérisé par des conditions d'agitation exceptionnellement énergétiques dans le Golfe de Gascogne, avec sept épisodes où les  $H_s$  des vagues ont dépassé 10 m pour des périodes de pic supérieures à 20 s. Parmi ces événements, la tempête Hercules (05-06/01/2014) a généré des vagues de  $H_s$  proches de 10 m et de  $T_p$  supérieures à 23 s. Ces conditions d'agitation ont favorisé le développement de seiches dans de nombreux ports, dont la marina de Cascais (figure 3.20) où elles ont temporairement dépassé 1.5 m en occasionnant des dégâts significatifs. Il est admis que le développement de telles seiches résulte souvent de l'amplification d'ondes IG par résonance dans les ports (e.g. *Okihiro et al.*, 1993) : la vérification de cette hypothèse constitue donc une application intéressante pour valider la prise en compte des ondes IG dans notre système de modélisation (chapitre 2). L'application d'un filtre passe-bas pour supprimer la marée permet tout d'abord de mettre en évidence le développement de larges seiches, dont la hauteur atteint temporairement 1.8 m (6.1). L'analyse spectrale de ces données révèle que la hauteur  $H_{m0}$  de ces seiches varie entre 0.8 et 1.3 m pendant plus de 24 h avec des périodes moyennes de l'ordre de dix minutes. La répartition fréquentielle de l'énergie associée à ces seiches présente une modulation tidale, avec un déplacement de l'énergie vers les hautes fréquences à marée haute et un déplacement vers les basses fréquences à marée basse (6.1).

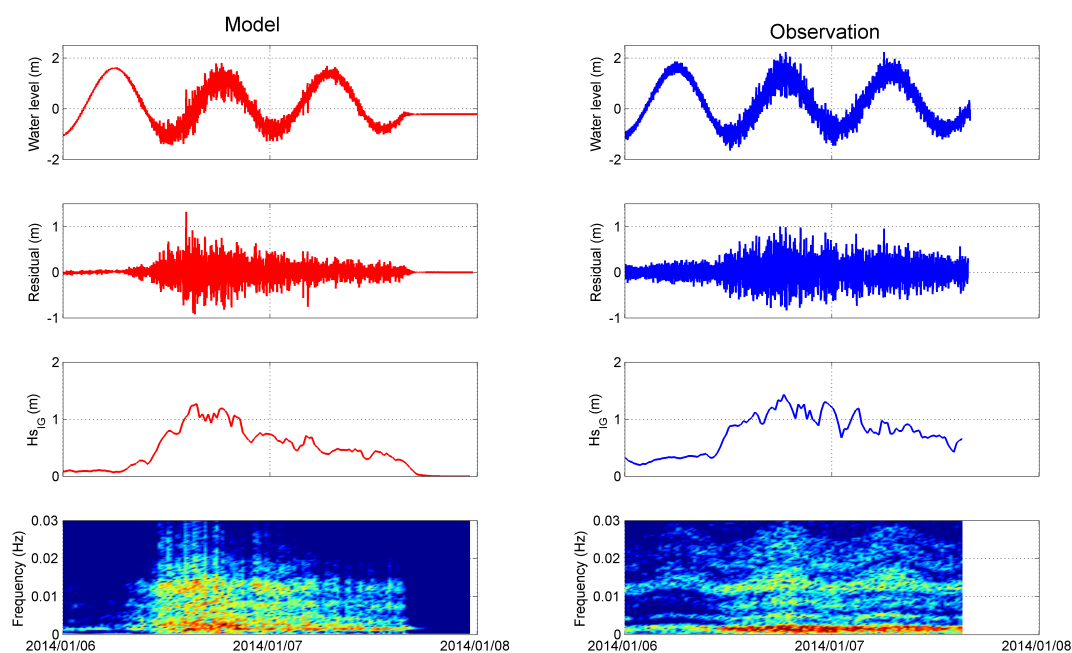


FIGURE 6.1 – Elevation de la surface libre (haut), hauteur  $H_{m0}$  (centre) et répartition fréquentielle de l'énergie associées aux seiches observées (droite) et simulées (gauche) pendant la tempête Hercules dans la marina de Cascais.

Une grille non structurée a été mise en place sur l'ensemble de la Baie de Cascais avec une résolution variant de 200 m le long de la frontière ouverte à 10 m dans la marina de Cascais. Le long de la frontière, l'onde de bord et l'enveloppe de l'énergie des vagues ont été calculées à partir des spectres d'agitation calculés à l'aide de notre modèle régional de vagues (section 3.2.2). La comparaison avec les observations montre que notre système de modélisation permet de reproduire le développement de seiches avec des hauteurs et des périodes réalistes. Afin de faciliter l'interprétation de nos résultats numériques, nous avons

étudié les modes de résonance de la marina de Cascais en forçant le modèle de circulation hydrodynamique avec une onde sinusoïdale de 0.01 m d'amplitude et dont la fréquence angulaire a été variée entre 0.001 et 0.04  $rad.Hz^{-1}$ . La figure 6.2 montre que l'amplification d'une onde sinusoïdale atteint un facteur 20 pour des fréquences 0.009  $rad.Hz^{-1}$ , ce qui correspond à des périodes d'environ 10 minutes. Ces résultats numériques suggèrent que les seiches géantes qui se développent lors de la tempête Hercules correspondent à des ondes IG libérées dans les zones de déferlement alentours et amplifiées par résonance dans la marina.

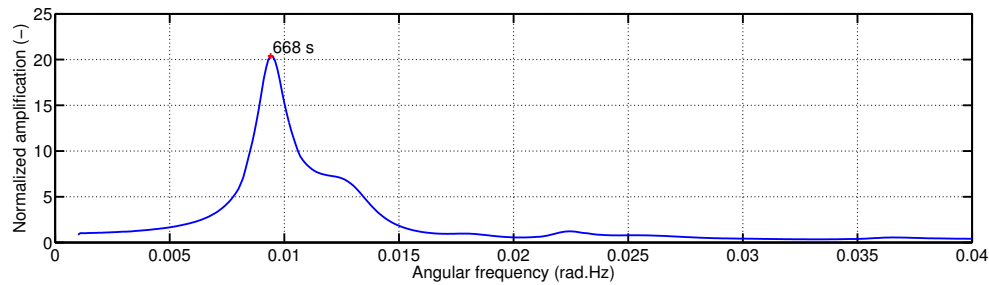


FIGURE 6.2 – Amplification normalisée d'une onde sinusoïdale à l'intérieur de la marina de Cascais en fonction de sa fréquence angulaire.

Cependant, notre système de modélisation ne permet pas du tout de reproduire la modulation tidale de la répartition fréquentielle de l'énergie, alors que les variations de hauteur d'eau liées à la marée sont bien prises en compte. Etant donné que la hauteur  $H_{m0}$  ne semble pas présenter de modulations tidales, il est probable que cette modulation résulte d'un phénomène adiabatique, comme par exemple des interactions entre les vagues incidences et les courants de marée du Tage. Afin de vérifier cette hypothèse, nous allons étendre notre domaine de calcul vers l'estuaire du Tage pour reproduire les champs de courant. Ces résultats préliminaires restent néanmoins très encourageants et laissent penser que nous arriverons prochainement à reproduire correctement le développement et la propagation des ondes IG. En outre, l'approche vortex décrite au paragraphe précédent est très intéressante pour l'étude des ondes IG car elle permet de déterminer rigoureusement quel est le mécanisme de génération dominant. En effet, le développement de l'onde de bord résulte de la pression induite par les vagues dans la zone pré-littorale alors que le mécanisme de modulation de l'énergie dans la zone de déferlement résulte de la dissipation des vagues par déferlement bathymétrique et il sera aisé de désactiver l'un de ces deux termes dans le modèle. L'importance des ondes IG dans les environnements estuariens démontrée par nos travaux est inédite au niveau international et ces travaux préliminaires ont été très bien accueillis par la communauté scientifique (présentation à l'AGU 2014 et *Coastal Sediments* en mai 2015). En conséquence j'aimerais consacrer une part importante de mes travaux à l'étude des ondes IG dans les environnements estuariens afin de mieux comprendre les mécanismes contrôlant leur génération, leur propagation, leur dissipation et leur impact sur la dynamique sédimentaire. C'est en ce sens que j'ai déposé une demande de bourse de thèse pour la rentrée 2015.

### 6.2.3 Echanges entre les plages et la zone pré-littorale

La quantification des échanges sédimentaires entre les plages et les zones pré-littorales demeure une question scientifique ouverte qui fait l'objet de très peu d'études. Dans les pertuis charentais, l'érosion massive qui frappe la plage de Saint Trojan peut difficilement être expliquée par des processus longitudinaux compte tenu de la faiblesse de la dérive

littorale annuelle nette (chapitre 4). Il est probable que cette situation résulte de processus transversaux, où le sable transporté vers le large en période hivernale ne reviendrait que partiellement en période estivale. A l'inverse, le développement de la pointe d'Arçay ne peut pas être uniquement alimenté par la dérive littorale le long de la côte vendéenne sachant que celle-ci est localement sub-perpendiculaire à la direction dominante des vagues (chapitre 4). Ce comportement suggère là encore des échanges importants dans le profil de plage, qu'il conviendrait de mieux quantifier. Afin de répondre à ces questions, je commencerai par étudier la circulation hydrodynamique au delà du point de déferlement en combinant mesures hydrodynamiques à haute résolution et simulations numériques 3D. En particulier, j'essaierai d'étudier l'extension du courant de retour par le fond (*undertow*) en période de vagues de forte énergie. En outre, j'étudierai le transport sédimentaire associé en mesurant les concentrations en sédiments à l'aide de capteurs OBS (*Optical Backscatter Sensors*) synchronisés à des ADCP à haute résolution. Enfin, j'essaierai de transposer les méthodes de mesures par traçages fluorescents aux zones pré-littorales en réalisant des prélèvements par navires.

### 6.3 Processus à long terme et approches 2DH

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, nous avons opté pour une stratégie de modélisation privilégiant le temps de calcul pour limiter au maximum les simplifications (e.g. marée représentative, facteurs morphologiques, etc.). Cette stratégie s'est avérée payante et nous sommes désormais en mesure de réaliser des simulations morphodynamiques de plus de dix ans en représentant les forçages principaux de façon réaliste. Cette section présente les développements en cours visant à réaliser des simulations morphodynamiques à long terme et à analyser les processus physiques contrôlant l'évolution des formes côtières à ces échelles de temps.

#### 6.3.1 Représentation des forçages incidents

Le développement de modèles régionaux de vagues, de marées et de surcotes avait un double objectif : (1) améliorer la connaissance des forçages incidents qui affectent les zones littorales que nous étudions et (2) disposer de forçages précis pour nos simulations morphodynamiques locales. Après six années de développement, nous disposons de modèles régionaux permettant de reproduire les vagues avec des EQMN inférieures à 10 %, les marées incidentes avec des EQMN de 1 à 3 % et les surcotes avec des EQM de l'ordre de 0.10 m. Les résultats de ces modèles régionaux ont profité directement au laboratoire LIENSs mais également à d'autres groupes en France et en Europe. En outre, j'ai veillé à ce que ces modèles régionaux soient les plus opérationnels possibles afin que la simulation d'une nouvelle période ou d'une nouvelle région ait un coût en temps le plus faible possible. Ainsi, les routines permettant de préparer les forçages atmosphériques, les grilles de calcul et d'interpoler les résultats des modèles régionaux pour des modèles locaux sont les plus génériques possibles. Au cours des années à venir, je continuerai à intégrer les nouvelles paramétrisations physiques (e.g. termes sources dans les modèles spectraux de vague) et forçages atmosphériques disponibles afin d'améliorer nos modèles régionaux. Les progrès incessants en termes de temps de calcul et de stockage laissent espérer que des simulations atmosphériques rétrospectives couvrant l'ensemble du 20<sup>e</sup> siècle seront disponibles avec des résolutions spatiales bien plus fines que les réanalyses ERA-CLIM ou 20CR (*Compo et al.*, 2011). Ces futures réanalyses permettront de revisiter les régimes d'agitation et événements extrêmes passés et leur impact sur les zones littorales. Dans le même sens, je continuerai de

développer des collaborations avec les collègues de Météo France (e.g. G. Rivière, CNRM) et du centre européen ECMWF (J.R. Bidlot).

### 6.3.2 Approche multi-couche/multi classe

Les échelles temporelles que nous arrivons à simuler avec notre système de modélisation 2DH offrent de nouvelles perspectives, comme celle de réaliser des simulations numériques de la stratigraphie. À cette fin, nous avons implémenté une approche multi-couche/multi-classe dans le cadre de la thèse de Thomas Guérin. L'approche retenue correspond à celle décrite par *Reniers et al. (2013)* et consiste tout d'abord à considérer le sédiment comme constitué de  $M$  classes sédimentaires, chaque classe  $i$  étant définie par un diamètre moyen  $d_i$  ainsi que par une fraction  $F_i$ . D'autre part, en chaque nœud du maillage, la colonne sédimentaire est considérée comme constituée de  $N$  couches parallèles au fond, chaque couche étant caractérisée par une épaisseur donnée. Selon cette méthode, seule la couche de sub-surface a une épaisseur variable dans le temps. Plus précisément, lors d'un dépôt de sédiment, cette épaisseur  $h_{sub}$  ainsi que les fractions des classes présentes dans les couches de surface et de sub-surface,  $F_{i,1}$  et  $F_{i,2}$  respectivement, évoluent de la manière suivante :

$$h_{sub}(t + \Delta t) = h_{sub}(t) - \Delta z_{tot} \quad (6.9)$$

$$F_{i,1}(t + \Delta t) = \frac{(h_{top} + \Delta z_{tot})F_{i,1}(t) - \Delta z_i}{h_{top}} \quad (6.10)$$

$$F_{i,2}(t + \Delta t) = \frac{h_{sub}(t)F_{i,2}(t) - \Delta z_{tot}F_{i,1}(t)}{h_{sub}(t) - \Delta z_{tot}} \quad (6.11)$$

où  $\Delta t$  est le pas de temps morphologique (s),  $\Delta z_{tot}$  est la variation verticale de l'élévation du fond pendant le temps  $\Delta t$  (m),  $\Delta z_i$  est la part de  $\Delta z_{tot}$  correspondant à la classe  $i$ , et  $h_{top}$  est l'épaisseur de la couche de surface (m).  $\Delta z_{tot}$  est négatif dans le cas du dépôt.

Lors d'une érosion,  $\Delta z_{tot}$  est positif et seules les fractions des classes appartenant à la couche de surface varient :

$$F_{i,1}(t + \Delta t) = \frac{h_{top}F_{i,1}(t) + \Delta z_{tot}F_{i,2}(t) - \Delta z_i}{h_{top}} \quad (6.12)$$

De plus, les conditions suivantes sont satisfaites en chaque nœud du maillage :

$$\sum_{i=1}^N \Delta z_i = \Delta z_{tot} \quad (6.13)$$

$$\sum_{i=1}^N F_{i,j} = 1 \text{ pour chaque couche } j \quad (6.14)$$

Enfin, pour éviter que l'épaisseur de la couche de sub-surface ne devienne trop petite ou trop importante, celle-ci est divisée en deux si  $h_{sub}$  dépasse une valeur critique maximale, ou fusionne avec la couche inférieure si  $h_{sub}$  devient plus petit qu'une valeur critique minimale. Cette méthode est en cours d'application au banc de sable estuarien de la Longe de Boyard, dont l'évolution récente est caractérisée par une accrétion latérale avec des dépôts cliniformes *Chaumillon et al. (2008)*. Nos simulations numériques montrent que le modèle est capable de reproduire cette accrétion latérale et qu'elle consiste en une alternance de sédiments fins et plus grossiers (figure 6.3). L'analyse en cours de ces résultats révèle tout d'abord que sans vagues, les évolutions du banc sont très lentes et ne

correspondent pas du tout à la réalité. La présence de vagues décuple les flux sédimentaires induits par les courants de marée (*stirring*), dont les vitesses maximales sont de l'ordre de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  pour des hauteurs d'eau de l'ordre de 10 m. En outre, nos résultats préliminaires suggèrent que l'alternance de sédiments fins et plus grossiers résulte de l'alternance entre des périodes avec des vagues très faibles (comme en été) et des périodes avec des vagues plus énergétiques (comme en hiver). L'accrétion latérale de la Longe de Boyard constitue donc potentiellement un enregistrement sédimentaire des régimes d'agitation passés.

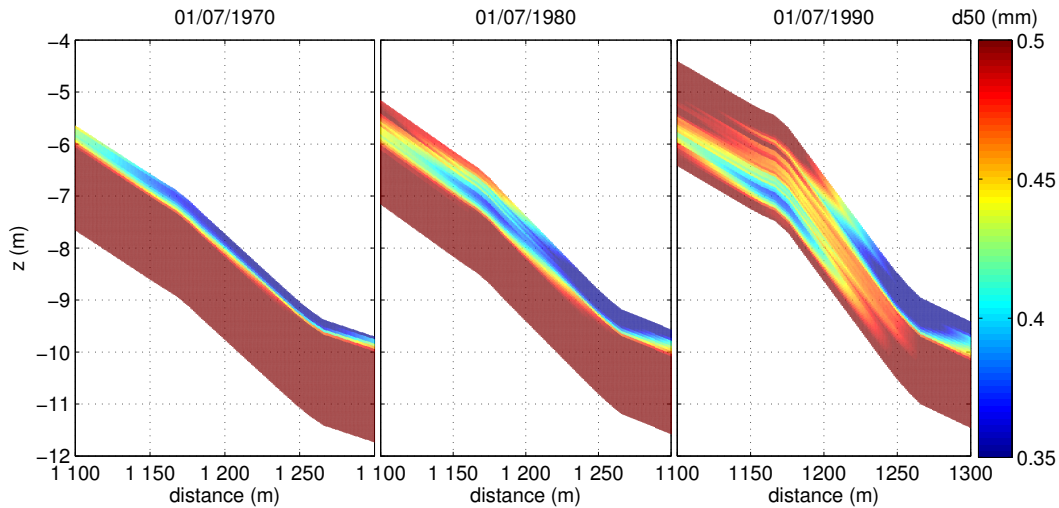


FIGURE 6.3 – Simulation numérique de l'évolution de la granulométrie sur le flanc sud-est de la Longe de Boyard au bout de 10, 20 et 30 ans, montrant l'alternance entre les lits fins et grossiers.

### 6.3.3 Résolution de l'équation d'Exner

Comme nous l'avons vu lors du chapitre 2, la résolution de l'équation d'Exner avec une méthode explicite simple génère des oscillations numériques, que nous éliminons en incluant de la diffusion artificielle et des filtres. Cependant, ces solutions ne sont pas satisfaisantes car elles ne règlent pas le problème à la source et risquent de lisser les comportements du fond que l'on cherche à étudier. Afin de résoudre ce problème, nous avons développé une nouvelle méthode pour résoudre l'équation d'Exner basée sur le formalisme WENO (*Liu et al.*, 1994) adapté aux grilles non structurées. Ces travaux correspondent à la thèse de Thomas Guérin et font l'objet d'une publication soumise à *Ocean Modelling*. La nouvelle méthode que nous avons développée utilise la même discrétisation spatiale en volumes finis centrés sur les noeuds que celle décrite dans *Fortunato et Oliveira* (2004) et *Bertin et al.* (2009b). A l'inverse de la méthode retenue dans MORSYS2D où les flux sédimentaires étaient constants dans chaque élément appartenant à notre volume de contrôle, notre nouvelle méthode utilise une reconstruction polynomiale des flux sédimentaires à chaque segment du volume de contrôle. L'idée clé de l'approche WENO est de déterminer de façon adaptative les stencils produisant la meilleure précision tout en limitant les oscillations au niveau des discontinuités ou des zones de très forts gradients. Nous avons également expérimenté des schémas en temps plus sophistiqués de type Runge-Kutta à l'ordre 4 (RK4) mais ceux-ci n'ont pas produit d'amélioration substantielle tout en augmentant le coût de calcul sachant que la procédure en espace doit être itérée plusieurs fois. En conséquence, nous avons conservé un simple schéma d'Euler en temps. Notre nouvelle méthode a tout d'abord été appliquée au cas de la migration d'une dune 1D en écoulement permanent pro-

posée par *Hudson et al.* (2005), pour lequel ces auteurs proposent une solution analytique (Eqs. 6.15-6.17) :

$$Q = aU^b \quad (6.15)$$

$$Z_b(x, t) = Z_b(x - C_z t, 0) \quad (6.16)$$

$$C_z(Z_b) = \frac{1}{1 - \lambda} \frac{abU^b}{Z_b} \quad (6.17)$$

Où  $Q$  est le flux sédimentaire ne dépendant que de la vitesses  $U$  (donc de la hauteur d'eau),  $C_z$  est la célérité du fond et  $Z_b$  est la cote du fond. Notre nouvelle méthode Euler-WENO a été comparée à la méthode originale de MORSYS2D Euler-FV, avec et sans diffusion artificielle ( $\epsilon = 1$ ).

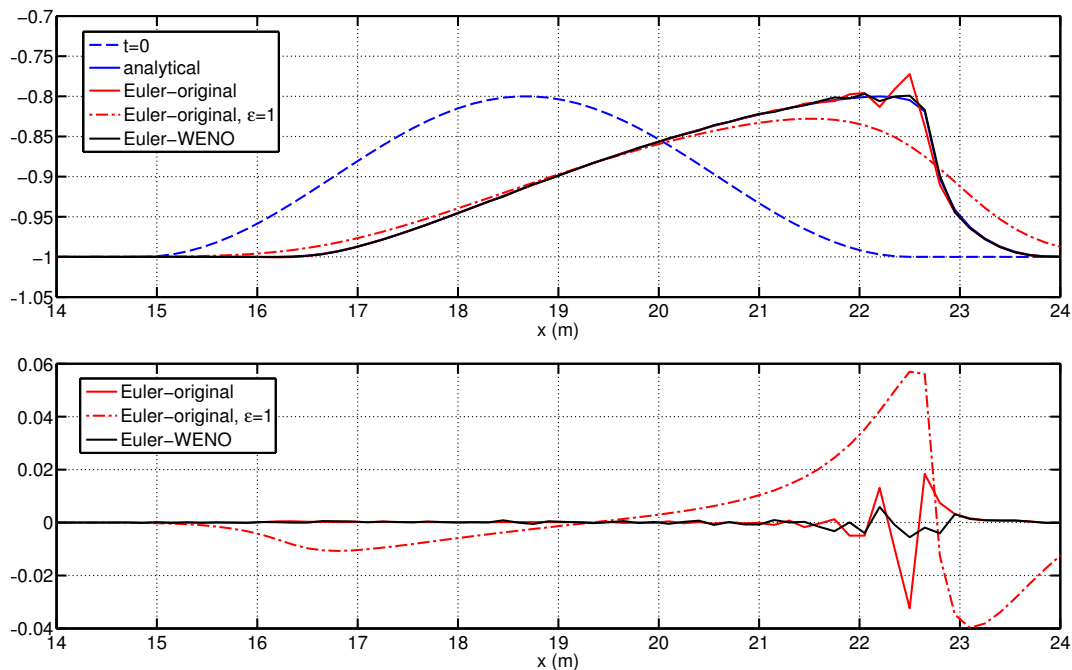


FIGURE 6.4 – (a) Profil initial de la dune et évolution du fond après 500 s issue de la solution analytique et simulée avec notre méthode Euler-WENO, et avec l'ancienne méthode Euler-FV avec et sans diffusion et (b) différence entre les trois méthodes et la solution analytique.

Cette comparaison montre tout d'abord que la méthode originale Euler-FV produit des oscillations numériques sans diffusion artificielle. L'ajout de diffusion artificielle proportionnelle à la pente élimine le problème des oscillations mais produit une diffusion très excessive du fond par rapport à la solution analytique. À l'inverse, notre nouvelle méthode Euler-WENO élimine en grande partie les oscillations numériques tout en restant très précise. De plus, nos travaux ont montré que ce schéma numérique respectait les propriétés de conservation et de convergence spatiale.

Afin d'évaluer les avantages de cette nouvelle méthode dans un contexte plus réaliste, nous avons simulé le développement de l'embouchure idéalisée de *Nahon et al.* (2012) en présence de vagues obliques de  $H_s = 1.5m$  et pour un marnage de 3.0 m. Pour la simulation avec le schéma Euler-FV, nous avons dû utiliser une forte diffusion ( $\epsilon = 4$ ) et un filtre sur les extrémums locaux afin de limiter les oscillations numériques au bout de quelques mois.

Cette comparaison révèle tout d'abord de fortes différences entre les deux simulations alors que seule la méthode utilisée pour résoudre l'équation d'Exner diffère (figure 6.5-B et -C). En premier lieu, le chenal principal de l'embouchure est plus profond dans le cas Euler-WENO (10 m vs 7 m). Seul le schéma Euler-WENO permet le développement d'un chenal secondaire de flot dans le delta de jusant, alors que cette morphologie est typique des embouchures soumises à une énergie mixte. Enfin, dans le cas du schéma Euler-FV, le profil des plages adjacentes dégénère avec l'apparition de bancs de sable aux formes irréalistes et une forte augmentation de la pente des plages. A l'inverse, dans le cas Euler-WENO, la pente des plages adjacentes demeure proche de la pente originale et des barres rythmiques transverses se développent avec une longueur d'onde réaliste (300 m, non visible dans le cadre de la figure 6.5-C). Le maintien d'une pente réaliste est un avantage clé pour les simulations à long terme sachant que la pente des plages conditionne l'intensité de la dérive littorale, qui impacte directement la morphologie des embouchure et leur vitesse de migration (5). La plus-value de cette nouvelle méthode devra être vérifiée en l'appliquant à des cas réels, pour des simulations 2DH mais aussi pour des simulations 3D où nous l'utilisons pour calculer l'évolution du fond liée au transport par charriage.

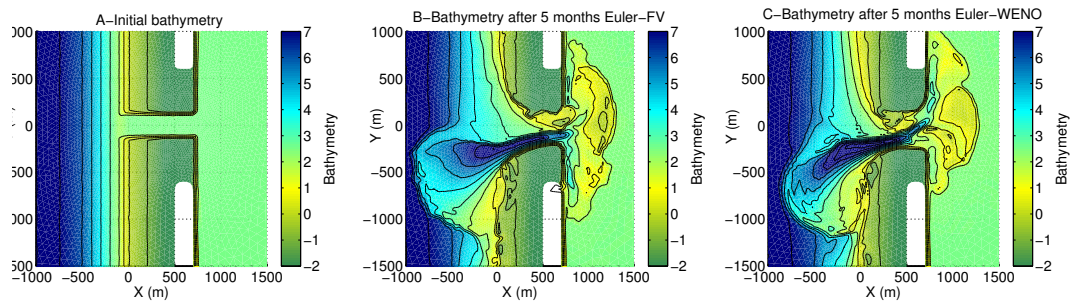


FIGURE 6.5 – (a) Bathymétrie initiale et (B) bathymétrie simulée après 5 mois à l'aide de l'ancienne méthode Euler-FV et (C) de notre nouvelle méthode Euler-WENO.

# Bibliographie

- Abgrall, R. (2006), Residual distribution schemes : Current status and future trends, *Computers & Fluids*, 35(7), 641–669, doi :10.1016/j.compfluid.2005.01.007.
- Abreu, T., P. Silva, F. Sancho, et A. Temperville (2010), Analytical approximate wave form for asymmetric waves, *Coastal Engineering*, 57(7), 656–667, doi :10.1016/j.coastaleng.2010.02.005.
- Ackers, P., et W. White (1973), Sediment transport : New approach and analysis, *Journal of the Hydraulics Division*, 99(HY11), 2040–2060, cited By 15.
- Allard, J., X. Bertin, E. Chaumillon, et F. Pouget (2008), Sand spit rhythmic development : A potential record of wave climate variations ? arçay spit, western coast of france, *Marine Geology*, 253(3-4), 107–131, doi :10.1016/j.margeo.2008.05.009.
- Andrews, D., et M. McIntyre (1978), Exact theory of non-linear waves on a lagrangian-mean flow., *Journal of Fluid Mechanics*, 89(4).
- Apotsos, A., B. Raubenheimer, S. Elgar, R. Guza, et J. Smith (2007), Effects of wave rollers and bottom stress on wave setup, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 112(2), doi :10.1029/2006JC003549.
- Ardhuin, F., F.-R. Martin-Lauzer, B. Chapron, P. Craneguy, F. Girard-Ardhuin, et T. El-fouhaily (2004), Wave-induced drift at the ocean surface, *Comptes Rendus - Geoscience*, 336(12), 1121–1130, doi :10.1016/j.crte.2004.04.007.
- Ardhuin, F., A. Jenkins, et K. Belibassakis (2008a), Comments on "the three-dimensional current and surface wave equations", *Journal of Physical Oceanography*, 38(6), 1340–1350, doi :10.1175/2007JPO3670.1.
- Ardhuin, F., N. Rasche, et K. Belibassakis (2008b), Explicit wave-averaged primitive equations using a generalized lagrangian mean, *Ocean Modelling*, 20(1), 35–60, doi : 10.1016/j.ocemod.2007.07.001.
- Arnaud, G., et X. Bertin (2014), Contribution du setup induit par les vagues dans la surcote associée à la tempête klaus, *XIII èmes Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil*, pp. 859–867.
- Aronica, G., P. Bates, et M. Horritt (2001), Assessing the uncertainty in distributed model predictions using observed binary pattern information within glue, *Hydrological Processes*, 16, 2001–2016.
- Ashton, A., A. Murray, et O. Arnault (2001), Formation of coastline features by large-scale instabilities induced by high-angle waves, *Nature*, 414(6861), 296–300, doi :10.1038/35104541.

- Aubrey, D., et P. Speer (1984), Updrift migration of tidal inlets, *Journal of Geology*, *92*, 531–545.
- Aubrey, D., et P. Speer (1985), A study of non-linear tidal propagation in shallow inlet/estuarine systems part i : Observations, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, *21* (2), 185–205, doi :10.1016/0272-7714(85)90096-4, cited By 130.
- Bacon, S., et D. Carter (1993), A connection between mean wave height and atmospheric pressure gradient in the north atlantic, *International Journal of Climatology*, *13*(4), 423–436.
- Barnard, P., L. Erikson, E. Elias, et P. Dartnell (2013), Sediment transport patterns in the san francisco bay coastal system from cross-validation of bedform asymmetry and modeled residual flux, *Marine Geology*, *345*, 72–95, doi :10.1016/j.margeo.2012.10.011, cited By 6.
- Battjes, J. (1975), Modeling of turbulence in the surf zone, *Symposium on Modeling Techniques*, pp. 1050–1061.
- Battjes, J., et J. Janssen (1978), Energy loss and set-up due to breaking of random waves, *Proc. 16th Int. Conf. Coastal Eng.*, pp. 569–587.
- Battjes, J., H. Bakkenes, T. Janssen, et A. van Dongeren (2004), Shoaling of subharmonic gravity waves, *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, *109*(2), C02,009 1–15.
- Bauer, E. (2001), Interannual changes of the ocean wave variability in the north atlantic and in the north sea, *Climate Research*, *18*(1-2), 63–69.
- Baxères, P. (), Etude morphologique et sédimentologique de la côte atlantique de la pointe sud d'oléron à la pointe de la coubre (france), Ph.D. thesis.
- Bayram, A., M. Larson, H. Miller, et N. Kraus (2001), Cross-shore distribution of longshore sediment transport : Comparison between predictive formulas and field measurements, *Coastal Engineering*, *44*(2), 79–99, doi :10.1016/S0378-3839(01)00023-0.
- Benoit, M., F. Marcos, et F. Becq (1996), Development of a third generation shallow-water wave model with unstructured spatial meshing, *Proceedings of the 25th International Conference on Coastal Engineering*, pp. 465–478.
- Bertin, X., E. Chaumillon, A. Sottolichio, et R. Pedreros (2005), Tidal inlet response to sediment infilling of the associated bay and possible implications of human activities : The marennes-oléron bay and the maumusson inlet, france, *Continental Shelf Research*, *25*(9), 1115–1131, doi :10.1016/j.csr.2004.12.004.
- Bertin, X., A. Deshouilleres, J. Allard, et E. Chaumillon (2007), A new fluorescent tracers experiment improves understanding of sediment dynamics along the arcay sandspit (france), *Geo-Marine Letters*, *27*(1), 63–69, doi :10.1007/s00367-006-0052-0.
- Bertin, X., B. Castelle, E. Chaumillon, R. Butel, et R. Quique (2008), Longshore transport estimation and inter-annual variability at a high-energy dissipative beach : St. trojan beach, sw oléron island, france, *Continental Shelf Research*, *28*(10-11), 1316–1332, doi : 10.1016/j.csr.2008.03.005.

- Bertin, X., A. Fortunato, et A. Oliveira (2009a), A modeling-based analysis of processes driving wave-dominated inlets, *Continental Shelf Research*, *29*(5-6), 819–834, doi :10.1016/j.csr.2008.12.019.
- Bertin, X., A. Oliveira, et A. Fortunato (2009b), Simulating morphodynamics with unstructured grids : Description and validation of a modeling system for coastal applications, *Ocean Modelling*, *28*(1-3), 75–87, doi :10.1016/j.ocemod.2008.11.001, cited By 30.
- Bertin, X., N. Bruneau, J.-F. Breilh, A. Fortunato, et M. Karpytchev (2012), Importance of wave age and resonance in storm surges : The case xynthia, bay of biscay, *Ocean Modelling*, *42*, 16–30, doi :10.1016/j.ocemod.2011.11.001.
- Bertin, X., E. Prouteau, et C. Letetrel (2013), A significant increase in wave height in the north atlantic ocean over the 20th century, *Global and Planetary Change*, *106*, 77–83, doi :10.1016/j.gloplacha.2013.03.009.
- Bertin, X., K. Li, A. Roland, Y. Zhang, J. Breilh, et E. Chaumillon (2014), A modeling-based analysis of the flooding associated with xynthia, central bay of biscay, *Coastal Engineering*, *94*(212), 80–89, doi :10.1016/j.coastaleng.2014.08.013.
- Bertin, X., K. Li, A. Roland, et J.-R. Bidlot (2015), The contribution of short-waves in storm surges : Two case studies in the Bay of Biscay, *Continental Shelf Research*, *96*, 1–15, doi :10.1016/j.csr.2015.01.005.
- Bidlot, J.-R., P. Janssen, et S. Abdalla (2007), A revised formulation of ocean wave dissipation and its model impact, *ECMWF Tech. Memo.*, *509*.
- Bijker, E. (1967), Some considerations about scales for coastal models with movable bed, *Publ. No. 50*, cited By 6.
- Bird, E. (1993), *Submerging Coasts*, Wiley, New York.
- Black, K., et J. Oldman (1999), Wave mechanisms responsible for grain sorting and non-uniform ripple distribution across two moderate-energy, sandy continental shelves, *Marine Geology*, *162*(1), 121–132, doi :10.1016/S0025-3227(99)00060-2.
- Booij, N., R. Ris, et L. Holthuijsen (1999), A third-generation wave model for coastal regions 1. model description and validation, *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, *104*(C4), 7649–7666.
- Bouharguane, A., et B. Mohammadi (2012), Minimisation principles for the evolution of a soft sea bed interacting with a shallow sea, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, *26*(3), 163–172, doi :10.1080/10618562.2012.669831.
- Bowen, A., D. Inman, et V. Simmons (1968), Wave "set-down" and set-up, *J. Geophys. Res.*, *73*(8), 2569–2577.
- Breilh, J., E. Chaumillon, X. Bertin, et M. Gravelle (2013), Assessment of static flood modeling techniques : Application to contrasting marshes flooded during xynthia (western france), *Natural Hazards and Earth System Sciences*, *13*(6), 1595–1612, doi : 10.5194/nhess-13-1595-2013.
- Brenon, I., et P. Le Hir (1999), Modelling the turbidity maximum in the seine estuary (france) : Identification of formation processes, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, *49*(4), 525–544, doi :10.1006/ecss.1999.0514, cited By 60.

- Bretherton, F., et C. Garrett (1968), Wavetrains in inhomogeneous moving media, *Proc. R. Soc. London*, 302, 529–554.
- Brown, J., et J. Wolf (2009), Coupled wave and surge modelling for the eastern irish sea and implications for model wind-stress, *Continental Shelf Research*, 29(10), 1329–1342, doi :10.1016/j.csr.2009.03.004.
- Bruneau, N., G. Dodet, X. Bertin, et A. Fortunato (2011a), Development of a three-dimensional coupled wave-current model for coastal environments, *Journal of Coastal Research*, SI 64 (Proceedings of the 11th International Coastal Symposium), pp. 986–990.
- Bruneau, N., A. Fortunato, G. Dodet, P. Freire, A. Oliveira, et X. Bertin (2011b), Future evolution of a tidal inlet due to changes in wave climate, sea level and lagoon morphology (obidos lagoon, portugal), *Continental Shelf Research*, 31(18), 1915–1930, doi :10.1016/j.csr.2011.09.001.
- Bruun, P. (1962), Sea-level rise as a cause of shore erosion, *Journal Waterways and Harbours Division*, 88, 117–130.
- Bruun, P., et F. Gerritsen (1959), Natural bypassing of sand at coastal inlets, *Journal of Waterways and Harbors Division*, 85(4), 75–107.
- Bunya, S., et al. (2010), A high-resolution coupled riverine flow, tide, wind, wind wave, and storm surge model for southern louisiana and mississippi. part i : Model development and validation, *Monthly Weather Review*, 138(2), 345–377, doi :10.1175/2009MWR2906.1.
- Callaghan, D. P., F. Saint-Cast, P. Nielsen, et T. E. Baldock (2006), Numerical solutions of the sediment conservation law ; a review and improved formulation for coastal morphological modelling, *Coastal Engineering*, 53(7), 557–571, doi :10.1016/j.coastaleng.2006.03.001.
- Camenen, B., et P. Larroudé (2003), Comparison of sediment transport formulae for the coastal environment, *Coastal Engineering*, 48(2), 111–132, doi :10.1016/S0378-3839(03)00002-4.
- Camenen, B., et M. Larson (2007), A total load formula for the nearshore, in *Coastal Sediments '07*, pp. 56–67, American Society of Civil Engineers.
- Carter, R. (1988), *Coastal environments : an introduction to the physical, ecological and cultural systems of coastlines*, Academic Press, London, cited By 230.
- Castelle, B., I. Turner, X. Bertin, et R. Tomlinson (2009), Beach nourishments at coolan-gatta bay over the period 1987-2005 : Impacts and lessons, *Coastal Engineering*, 56(9), 940–950, doi :10.1016/j.coastaleng.2009.05.005.
- Castelle, B., B. Ruessink, P. Bonneton, V. Marieu, N. Bruneau, et T. Price (2010), Coupling mechanisms in double sandbar systems. part 1 : Patterns and physical explanation, *Earth Surface Processes and Landforms*, 35(4), 476–486, doi :10.1002/esp.1929.
- Cayocca, F. (2001), Long-term morphological modeling of a tidal inlet : The arcachon basin, france, *Coastal Engineering*, 42(2), 115–142, doi :10.1016/S0378-3839(00)00053-3, cited By 90.
- CERC (1984), *Shore Protection Manuel*, U.S. Army Corps of Engineers, Vicksburg, USA.

- Charnock, H. (1955), Wind stress on a water surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *81*, 639–640.
- Chaumillon, E., X. Bertin, H. Falchetto, J. Allard, N. Weber, P. Walker, N. Pouvreau, et G. Woppelmann (2008), Multi time-scale evolution of a wide estuary linear sandbank, the longe de boyard, on the french atlantic coast, *Marine Geology*, *251*(3-4), 209–223, doi :10.1016/j.margeo.2008.02.014.
- Chaumillon, E., F. Ozenne, p. Tiphaneau, et X. Bertin (2011), Etude des évolutions morphologiques interannuelles des plages de st-trojan, la coubre et la pointe d'arçay.
- Chaumillon, E., F. Ozenne, X. Bertin, N. Long, et F. Ganthly (2014), Wave climate and inlet channel meander bend control spit breaching and migration of a new inlet : La coubre sandspit, france., In : *Green, A.N. and Cooper, J.A.G. (eds.), Proceedings 13th International Coastal Symposium (Durban, South Africa), Journal of Coastal Research, Special Issue*, (66).
- Chawla, A., et K. J.T. (2002), Monochromatic and random wave breaking at blocking points, *Journal Geophysical Research*, *4*(107C), 4–19.
- Chen, Q., J. Kirby, R. Dalrymple, A. Kennedy, et A. Chawla (2000), Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and runup. ii : 2d, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, *126*(1), 48–56, doi :10.1061/(ASCE)0733-950X(2000)126:1(48).
- Ciavola, P., R. Taborda, O. Ferreira, et J. Dias (1997), Field measurements of longshore sand transport and control processes on a meso-tidal beach in portugal, *Journal of Coastal Research*, *13*(4), 1119–1129.
- Clarke, A., et D. Battisti (1981), The effect of continental shelves on tides, *Deep Sea Research Part A, Oceanographic Research Papers*, *28*(7), 665–682, doi :10.1016/0198-0149(81)90128-X, cited By 37.
- Cohen, J., C. Small, A. Mellinger, J. Gallup, et J. Sachs (1997), Estimates of coastal populations, *Science*, *5341*(278), 1211–1212.
- Compo, G., et al. (2011), The twentieth century reanalysis project, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *137*(654), 1–28, doi :10.1002/qj.776.
- Cooper, J. A. G., et O. H. Pilkey (2004), Sea-level rise and shoreline retreat : time to abandon the Bruun Rule, *Global and Planetary Change*, *43*(3–4), 157–171, doi :10.1016/j.gloplacha.2004.07.001.
- Cromwell, J. (1971), Barrier coast distribution : a world-wide survey, *Nat. Coastal Shallow Water Res. Conf.*
- DDTM17 (), *Éléments de mémoire sur la Tempête Xynthia du 27 et 28 février 2010 en Charente-Maritime.*
- de Vriend, H. (1987), Analysis of horizontally two-dimensional morphological evolutions in shallow water., *Journal of Geophysical Research*, *92*(C4), 3877–3893.
- de Vriend, H., M. Capobianco, T. Chesher, H. de Swart, B. Latteux, et M. Stive (1993), Approaches to long-term modelling of coastal morphology : A review, *Coastal Engineering*, *21*(1-3), 225–269, doi :10.1016/0378-3839(93)90051-9, cited By 168.

- Dee, D., et al. (2011), The era-interim reanalysis : Configuration and performance of the data assimilation system, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656), 553–597, doi :10.1002/qj.828.
- Delpey, M., F. Ardhuin, P. Otheguy, et A. Jouon (2014), Effects of waves on coastal water dispersion in a small estuarine bay, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(1), 70–86, doi :10.1002/2013JC009466.
- Dietrich, J., et al. (2010), A high-resolution coupled riverine flow, tide, wind, wind wave, and storm surge model for southern louisiana and mississippi. part ii : Synoptic description and analysis of hurricanes katrina and rita, *Monthly Weather Review*, 138(2), 378–404, doi :10.1175/2009MWR2907.1.
- Dodet, G., X. Bertin, et R. Tabora (2010), Wave climate variability in the north-east atlantic ocean over the last six decades, *Ocean Modelling*, 31(3-4), 120–131, doi :10.1016/j.ocemod.2009.10.010.
- Dodet, G., X. Bertin, N. Bruneau, A. Fortunato, A. Nahon, et A. Roland (2013), Wave-current interactions in a wave-dominated tidal inlet, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(3), 1587–1605, doi :10.1002/jgrc.20146.
- Drake, T., et J. Calantoni (2001), Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 106(C9), 19,859–19,868.
- Dronkers, J. (1986), Tidal asymmetry and estuarine morphology, *Netherlands Journal of Sea Research*, 20(2-3), 117–131, doi :10.1016/0077-7579(86)90036-0, cited By 181.
- Ducrozet, G., F. Bonnefoy, D. Le Touzé, et P. Ferrant (2012), A modified high-order spectral method for wavemaker modeling in a numerical wave tank, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, 34, 19–34, doi :10.1016/j.euromechflu.2012.01.017.
- Dyer, K., et D. Huntley (1999), The origin, classification and modelling of sand banks and ridges, *Continental Shelf Research*, 19(10), 1285–1330, doi :10.1016/S0278-4343(99)00028-X.
- Elfrink, B., D. Hanes, et B. Ruessink (2006), Parameterization and simulation of near bed orbital velocities under irregular waves in shallow water, *Coastal Engineering*, 53(11), 915–927, doi :10.1016/j.coastaleng.2006.06.002, cited By 41.
- Engelund, F., et E. Hansen (1967), A monograph on sediment transport in alluvial streams, *Acta Polytechnical Scandinavica. Civil Engineering and Building Construction Series*, 35.
- Eurostat (2010), *Portrait of EU coastal regions*, European Commission.
- Exner, F. (1925), Uber die wechselwirkung zwischen wasser und geschiebe in flussen, *Acad. Wissenschaften Wien*, 134(134), 165–180.
- Filipot, J.-F., et F. Ardhuin (2012), A unified spectral parameterization for wave breaking : From the deep ocean to the surf zone, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(4), doi :10.1029/2011JC007784.
- FitzGerald, D. M. (1996), Geomorphic variability and morphologic and sedimentologic controls on tidal inlets, *Journal of Coastal Research*, (SI23).

- Fortunato, A., et A. Oliveira (2007), Improving the stability of a morphodynamic modeling system, *Journal of Coastal Research*, (SPEC. ISSUE 50), 486–490, cited By 21.
- Fortunato, A., et al. (2014), Morphological evolution of an ephemeral tidal inlet from opening to closure : The albufeira inlet, portugal, *Continental Shelf Research*, 73, 49–63, doi :10.1016/j.csr.2013.11.005.
- Fortunato, A. B., et A. Oliveira (2004), A modeling system for tidally driven long-term morphodynamics, *Journal of Hydraulic Research*, 42(4), 426–434.
- Friedrichs, C., et D. Aubrey (1988), Non-linear tidal distortion in shallow well-mixed estuaries : a synthesis, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 27(5), 521–545, doi : 10.1016/0272-7714(88)90082-0, cited By 223.
- Galichon, P. (1984), Hydrodynamique sédimentaire des flèches littorales sableuses : Cas de la pointe d'arçay (vendée), Ph.D. thesis, Paris Sud-Orsay University.
- Garnier, R., D. Calvete, A. Falques, et M. Caballeria (2006), Generation and nonlinear evolution of shore-oblique-transverse sand bars, *Journal of Fluid Mechanics*, 567, 327–360, doi :10.1017/S0022112006002126.
- Grasso, F., B. Castelle, et B. Ruessink (2012), Turbulence dissipation under breaking waves and bores in a natural surf zone, *Continental Shelf Research*, 43, 133–141, doi : 10.1016/j.csr.2012.05.014.
- Gulev, S., V. Grigorieva, A. Sterl, et D. Woolf (2003), Assessment of the reliability of wave observations from voluntary observing ships : Insights from the validation of a global wind wave climatology based on voluntary observing ship data, *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, 108(7), 29–1.
- Hageman, B. (1969), Development of the western part of the netherlands during the holocene, *Geologie en Mijnbouw*, 48, 373–388.
- Hamdi, Y. (2015), personal communication.
- Hayes, M. (1975), Morphology of sand accumulation in estuaries : An introduction to the symposium, *Estuarine Research*, 2, 3–22.
- Hench, J., et R. Luettich Jr. (2003), Transient tidal circulation and momentum balances at a shallow inlet, *Journal of Physical Oceanography*, 33(4), 913–932, doi : 10.1175/1520-0485(2003)33<913:TTCAMB>2.0.CO;2.
- Herbers, T., S. Elgar, et R. Guza (1994), Infragravity-frequency (0.005-0.05 hz) motions on the shelf. part i : forced waves, *Journal of Physical Oceanography*, 24(5), 917–927.
- Hoefel, F., et S. Elgar (2003), Wave-induced sediment transport and sandbar migration, *Science*, 299(5614), 1885–1887, doi :10.1126/science.1081448.
- Hoyt, J. (1967), Barrier island formation, *Bulletin of the Geological Society of America*, 78(9), 1125–1136, doi :10.1130/0016-7606(1967)78[1125:BIF]2.0.CO;2.
- Huber, P. (1981), *Robust Statistics*, ohn Wiley and Sons, New York.
- Hudson, J., J. Damgaard, N. Dodd, T. Chesher, et A. Cooper (2005), Numerical approaches for 1d morphodynamic modelling, *Coastal Engineering*, 52(8), 691–707, doi :10.1016/j.coastaleng.2005.04.004.

- Hurrell, J. (1995), Decadal trends in the north atlantic oscillation : Regional temperatures and precipitation, *Science*, 269(5224), 676–679.
- Idier, D., A. Ehrhold, et T. Garlan (2002), Morphodynamics of an undersea sandwave of the dover straits, *Comptes Rendus - Geoscience*, 334(15), 1079–1085, doi :10.1016/S1631-0713(02)01852-7.
- IPCC (2013), *Climate Change 2013, The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, UK and New-York, USA.
- Janssen, P. (1991), Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting, *Journal of Physical Oceanography*, 21(11), 1631–1642.
- Johnson, H., et J. Zyserman (2002), Controlling spatial oscillations in bed level update schemes, *Coastal Engineering*, 46(2), 109–126, doi :10.1016/S0378-3839(02)00054-6.
- Kaczmarek, L., R. Ostrowski, Z. Pruszek, et G. Rozynski (2005), Selected problems of sediment transport and morphodynamics of a multi-bar nearshore zone, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 62(3 SPEC. ISS.), 415–425, doi :10.1016/j.ecss.2004.09.006.
- Kalnay, E., et al. (1996), The ncep/ncar 40-year reanalysis project, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77(3), 437–471.
- Kamphuis, J. (1991), Alongshore sediment transport rate, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 117(6), 624–640.
- Kennedy, A., et al. (2011), Origin of the hurricane ike forerunner surge, *Geophysical Research Letters*, 38(8), doi :10.1029/2011GL047090.
- Kirby, J., R. Dalrymple, et H. Kaku (1994), Parabolic approximations for water waves in conformal coordinate systems, *Coastal Engineering*, 23(3-4), 185–213, doi :10.1016/0378-3839(94)90001-9.
- Kumar, N., G. Voulgaris, J. Warner, et M. Olabarrieta (2012), Implementation of the vortex force formalism in the coupled ocean-atmosphere-wave-sediment transport (coawst) modeling system for inner shelf and surf zone applications, *Ocean Modelling*, 47, 65–95, doi :10.1016/j.ocemod.2012.01.003.
- Le Cann, B. (1990), Barotropic tidal dynamics of the bay of biscay shelf : observations, numerical modelling and physical interpretation, *Continental Shelf Research*, 10(8), 723–758, doi :10.1016/0278-4343(90)90008-A.
- Leonard, B. (1991), The ultimate conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 88(1), 17–74, doi :10.1016/0045-7825(91)90232-U.
- Liu, X.-D., S. Osher, et T. Chan (1994), Weighted essentially non-oscillatory schemes, *Journal of Computational Physics*, 115(1), 200–212, doi :10.1006/jcph.1994.1187.
- Long, W., J. Kirby, et Z. Shao (2008), A numerical scheme for morphological bed level calculations, *Coastal Engineering*, 55(2), 167–180, doi :10.1016/j.coastaleng.2007.09.009.
- Longuet-Higgins, M., et R. Stewart (1964), Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications, *Deep-Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 11(4), 529–562.

- Mastenbroek, C., G. Burgers, et P. Janssen (1993), The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer, *Journal of Physical Oceanography*, *23*(8), 1856–1866.
- McCall, R., J. Van Thiel de Vries, N. Plant, A. Van Dongeren, J. Roelvink, D. Thompson, et A. Reniers (2010), Two-dimensional time dependent hurricane overwash and erosion modeling at santa rosa island, *Coastal Engineering*, *57*(7), 668–683, doi : 10.1016/j.coastaleng.2010.02.006.
- McWilliams, J., J. Restrepo, et E. Lane (2004), An asymptotic theory for the interaction of waves and currents in coastal waters, *Journal of Fluid Mechanics*, *511*, 135–178, doi : 10.1017/S0022112004009358.
- Mellor, G. (2003), The three-dimensional current and surface wave equations, *Journal of Physical Oceanography*, *35*, 1978–1989.
- Mellor, G. (2008), The depth-dependent current and wave interaction equations : A revision, *Journal of Physical Oceanography*, *38*(11), 2587–2596, doi :10.1175/2008JPO3971.1.
- Meyer-Peter, E., et R. Müller (1948), Formulas for bed-load transport, *Rep. 2nd Meet. Int. Assoc. Hydraul. Struct. Res*, pp. 39–64.
- Moghimi, S., K. Klingbeil, et H. Grawe, U. and Burchard (2012), A direct comparison of the depth-dependent radiation stress method and a vortex force formulation within a three-dimensional ocean model, *Ocean Modelling*, pp. 1–38.
- Moon, I.-J., I. Oh, T. Murty, et Y.-H. Youn (2003), Causes of the unusual coastal flooding generated by typhoon winnie on the west coast of korea, *Natural Hazards*, *29*(3), 485–500, doi :10.1023/A:1024798718572.
- Nahon, A., A. Fortunato, X. Bertin, A. Pires, A. Oliveira, M. Freitas, et C. Andrade (2011), Numerical modeling of opening and closure of an artificial inlet (santo andré lagoon, portugal), *Journal of Integrated Coastal Zone Management*, *11*(3), 341–353.
- Nahon, A., X. Bertin, A. Fortunato, et A. Oliveira (2012), Process-based 2dh morphodynamic modeling of tidal inlets : A comparison with empirical classifications and theories, *Marine Geology*, *291-294*, 1–11, doi :10.1016/j.margeo.2011.10.001.
- Nicolle, A., M. Karpytchev, et M. Benoit (2009), Amplification of the storm surges in shallow waters of the pertuis charentais (bay of biscay, france), *Ocean Dynamics*, *59*(6), 921–935, doi :10.1007/s10236-009-0219-0.
- O'Brien, M. (1931), Estuary tidal prisms related to entrance areas, *Civil Engineering*, *1*(8), 738–739.
- Okihiro, M., R. Guza, et R. Seymour (1993), Excitation of seiche observed in a small harbor, *Journal of Geophysical Research*, *98*(C10), 18,201–18,211.
- Olabarrieta, M., J. Warner, et N. Kumar (2011), Wave-current interaction in willapa bay, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, *116*(12), doi :10.1029/2011JC007387.
- Olabarrieta, M., J. Warner, B. Armstrong, J. Zambon, et R. He (2012), Ocean-atmosphere dynamics during hurricane ida and nor'ida : An application of the coupled ocean-atmosphere-wave-sediment transport (coawst) modeling system, *Ocean Modelling*, *43-44*, 112–137, doi :10.1016/j.ocemod.2011.12.008.

- Oliveira, A., et A. Baptista (1995), A comparison of integration and interpolation eulerian-lagrangian methods, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 21(3), 183–204.
- Oliveira, A., A. Fortunato, et J. Rego (2006), Effect of morphological changes on the hydrodynamics and flushing properties of the Óbidos lagoon (portugal), *Continental Shelf Research*, 26(8), 917–942, doi :10.1016/j.csr.2006.02.011.
- Phillips, O. (1977), *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge University Press, London.
- Pinto, L., A. Fortunato, Y. Zhang, A. Oliveira, et F. Sancho (2012), Development and validation of a three-dimensional morphodynamic modelling system for non-cohesive sediments, *Ocean Modelling*, 57-58, 1–14, doi :10.1016/j.oceomod.2012.08.005.
- Pomeroy, A., R. Lowe, G. Symonds, A. Van Dongeren, et C. Moore (2012), The dynamics of infragravity wave transformation over a fringing reef, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(11), doi :10.1029/2012JC008310.
- Preisendorfer, R. (1988), *Principal component analysis in meteorology and oceanography*, Elsevier.
- Rasclé, N. (2007), Impact of waves on the ocean circulation (impact des vagues sur la circulation océanique)., Ph.D. thesis, Université de Bretagne Occidentale.
- Reguero, B., F. Mendez, et I. Losada (2013), Variability of multivariate wave climate in latin america and the caribbean, *Global and Planetary Change*, 100, 70–84, doi : 10.1016/j.gloplacha.2012.09.005.
- Reniers, A., E. Gallagher, J. MacMahan, J. Brown, A. Van Rooijen, J. Van Thiel De Vries, et B. Van Prooijen (2013), Observations and modeling of steep-beach grain-size variability, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(2), 577–591, doi : 10.1029/2012JC008073.
- Roelvink, D., A. Reniers, A. van Dongeren, J. van Thiel de Vries, R. McCall, et J. Lesinski (2009), Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands, *Coastal Engineering*, 56(11-12), 1133–1152, doi :10.1016/j.coastaleng.2009.08.006.
- Rogers, W., J. Kaihatu, H. Petit, N. Booij, et L. Holthuijsen (2002), Diffusion reduction in an arbitrary scale third generation wind wave model, *Ocean Engineering*, 29(11), 1357–1390, doi :10.1016/S0029-8018(01)00080-4.
- Roland, A. (2009), Spectral wave modelling on unstructured meshes, Ph.D. thesis, TU Darmstadt.
- Roland, A., Y. Zhang, H. Wang, Y. Meng, Y. Teng, V. Maderich, I. Brovchenko, M. Dutour-Sikiric, et U. Zanke (2012), A fully coupled 3d wave-current interaction model on unstructured grids, *J. Geophys. Res.*
- Ruggiero, P., P. Komar, et J. Allan (2010), Increasing wave heights and extreme value projections : The wave climate of the u.s. pacific northwest, *Coastal Engineering*, 57(5), 539–552, doi :10.1016/j.coastaleng.2009.12.005, cited By 63.
- Saha, S., et al. (2010), The ncep climate forecast system reanalysis, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91(8), 1015–1057, doi :10.1175/2010BAMS3001.1.

- Saint-Cast, F. (2002), Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral, Ph.D. thesis, Bordeaux I University.
- Sheremet, A., T. Staples, F. Ardhuin, S. Suanez, et B. Fichaut (2014), Observations of large infragravity wave runup at banneg island, france, *Geophysical Research Letters*, *41*(3), 976–982, doi :10.1002/2013GL058880.
- Silva, A., R. Taborda, X. Bertin, et G. Dodet (2012), Seasonal to decadal variability of longshore sand transport at the northwest coast of portugal, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, *138*(6), 464–474, doi :10.1061/(ASCE)WW.1943-5460.0000152.
- Smith, J. (2006), Wave-current interactions in finite depth, *Journal of Physical Oceanography*, *36*(7), 1403–1419, doi :10.1175/JPO2911.1.
- Soares-Frazão, S., et Y. Zech (2011), HLLC scheme with novel wave-speed estimators appropriate for two-dimensional shallow-water flow on erodible bed, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, *66*(8), 1019–1036, doi :10.1002/fld.2300.
- Soulsby, R. (1997), *Dynamics of Marine Sands*, HR Wallingford.
- Soulsby, R., et J. Damgaard (2005), Bedload sediment transport in coastal waters, *Coastal Engineering*, *52*(8), 673–689, doi :10.1016/j.coastaleng.2005.04.003.
- Symonds, G., D. A. Huntley, et A. J. Bowen (1982), Two-dimensional surf beat : Long wave generation by a time-varying breakpoint., *Journal of Geophysical Research*, *87*(C1), 492–498.
- Taborda, R., F. Magalhães, et C. Angelo (2005), Evaluation of coastal defence strategies in portugal, *Environment friendly coastal protection structures*, pp. 255–265, cited By 2.
- Takagaki, N., S. Komori, N. Suzuki, K. Iwano, T. Kuramoto, S. Shimada, R. Kurose, et K. Takahashi (2012), Strong correlation between the drag coefficient and the shape of the wind sea spectrum over a broad range of wind speeds, *Geophysical Research Letters*, *39*(23), doi :10.1029/2012GL053988.
- Thornton, E., et R. Guza (1986), Surf zone longshore currents and random waves : field data and models., *Journal of Physical Oceanography*, *16*(7), 1165–1178.
- Tolman, H. (1999), User manual and system documentation of wavewatch-iii, *User Manual and System Documentation of WAVEWATCH-III Version 1.18*, p. 110.
- Tolman, H. (2003), Treatment of unresolved islands and ice in wind wave models, *Ocean Modelling*, *5*(3), 219–231, doi :10.1016/S1463-5003(02)00040-9.
- Tolman, H. (2014).
- Tung, T., D.-J. Walstra, J. Van De Graaff, et M. Stive (2009), Morphological modeling of tidal inlet migration and closure, *Journal of Coastal Research*, (SPEC. ISSUE 56), 1080–1084.
- Uchiyama, Y., J. McWilliams, et A. Shchepetkin (2010), Wave-current interaction in an oceanic circulation model with a vortex-force formalism : Application to the surf zone, *Ocean Modelling*, *34*(1-2), 16–35, doi :10.1016/j.ocemod.2010.04.002.

- Van De Graaff, J., et J. Van Overeem (1979), Evaluation of sediment transport formulae in coastal engineering practice, *Coastal Engineering*, 3(C), 1–32, doi :10.1016/0378-3839(79)90002-4.
- van der Wegen, M., et J. A. Roelvink (2008), Long-term morphodynamic evolution of a tidal embayment using a two-dimensional, process-based model, *Journal of Geophysical Research*, 113(C3), doi :10.1029/2006JC003983.
- Van der Westhuysen, A. (2012), Spectral modeling of wave dissipation on negative current gradients, *Coastal Engineering*, 68, 17–30, doi :10.1016/j.coastaleng.2012.05.001.
- Van Dongeren, A., A. Reniers, J. Battjes, et I. Svendsen (2003), Numerical modeling of infragravity wave response during delilah, *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, 108(9), 4–1.
- Van Rijn, L. (2014), A simple general expression for longshore transport of sand, gravel and shingle, *Coastal Engineering*, 90, 23–39, doi :10.1016/j.coastaleng.2014.04.008.
- van Rijn, L., D.-J. Walstra, et M. van Ormondt (2007), Unified view of sediment transport by currents and waves. iv : Application of morphodynamic model, *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(7), 776, doi :10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:7(776).
- Weiss, J., P. Bernardara, M. Andreewsky, et M. Benoit (2012), Seasonal autoregressive modeling of a skew storm surge series, *Ocean Modelling*, 47, 41–54, doi :10.1016/j.ocemod.2012.01.005.
- Xia, H., Z. Xia, et L. Zhu (2004), Vertical variation in radiation stress and wave-induced current, *Coastal Engineering*, 51, 209–321.
- Young, I., S. Zieger, et A. Babanin (2011), Global trends in wind speed and wave height, *Science*, 332(6028), 451–455, doi :10.1126/science.1197219.
- Zhang, Y., et A. Baptista (2008), Selfe : A semi-implicit eulerian-lagrangian finite-element model for cross-scale ocean circulation, *Ocean Modelling*, 21(3-4), 71–96, doi :10.1016/j.ocemod.2007.11.005.
- Zhang, Y., A. Baptista, et E. Myers (2004), A cross-scale model for 3d baroclinic circulation in estuary-plume-shelf systems : I. formulation and skill assessment, *Continental Shelf Research*, 24(18), 2187–2214, doi :10.1016/j.csr.2004.07.021.
- Zhang, Y., R. Witter, et G. Priest (2011), Tsunami-tide interaction in 1964 prince william sound tsunami, *Ocean Modelling*, 40(3-4), 246–259, doi :10.1016/j.ocemod.2011.09.005.
- Zijlema, M. (2010), Computation of wind-wave spectra in coastal waters with swan on unstructured grids, *Coastal Engineering*, 57(3), 267–277, doi :10.1016/j.coastaleng.2009.10.011.

# Appendices



*Annexe A*

# **Curriculum Vitae**

**BERTIN Xavier**  
UMR 7266 LIENSS  
CNRS-Université de La Rochelle  
2 rue Olympe de Gouges  
17 000 La Rochelle  
e-mail: xbertin@univ-lr.fr  
Tel.: (+33) 05 46 50 76 36

**Age:** 36  
**Nationalité:** Française  
**Date de naissance:** 12 novembre 1978  
**Lieu de naissance:** La Rochelle  
**Etat civil :** marié, 1 enfant

## *Chercheur en océanographie littorale et dynamique sédimentaire*

### *Postes occupés*

- |            |  |
|------------|--|
| 2014-2013- | Chargé de Recherche 1 <sup>ère</sup> classe au CNRS<br>Responsable de l'équipe de recherche « Dynamique Physique du Littoral » à l'UMR 7266 LIENSS.              |
| 2010-      | Chargé de recherche 2 <sup>ème</sup> classe CNRS, UMR 7266 LIENSS, CNRS-Université de La Rochelle.   |
| 2008-2010  | Chargé de recherche, Laboratoire National d'Ingénierie Civile, Lisbonne Portugal.  |
| 2006-2008  | Post-doctorant Marie Curie au Laboratoire National d'Ingénierie Civile, Lisbonne Portugal. Objectif : amélioration d'un système de modélisation morphodynamique. |
| 2005-2006  | ATER à l'Université de La Rochelle. Objectif: développement de nouvelles méthodes pour étudier la dynamique des plages dominées par la houle.                    |
| 2002-2005  | Doctorant allocataire de recherche et moniteur CIES à L'université de La Rochelle.   |

### *Formation académique*

- |           |   |
|-----------|---|
| 2002-2005 | <b>Thèse de doctorat</b> , spécialité: géologie marine/Océanographie, Université de La Rochelle, France. Directeur de thèse: Eric Chaumillon. <i>Soutenue le 21 septembre 2005 après avis favorable des Dr. H. Howa et Pr. Castaing, obtenue avec mention très honorable.</i> |
| 2001-2002 | <b>Diplôme d'Etudes Approfondies</b> . GETI, Université de La Rochelle, Université de Poitiers, France. <i>Mention bien, major de la promotion.</i>   |
| 2000-2001 | <b>Maîtrise des sciences de la Terre</b> . Université de La Rochelle. <i>Mention bien.</i>  |
| 1997-2000 | <b>Licence de sciences physiques</b> . Université de La Rochelle.   |

### *Compétences scientifiques*

**Modélisation hydro-sédimentaire et morphodynamique:** Marée, vagues, circulation côtière, surcotes, ondes infra-gravitaires et transport sédimentaire associé. Couplage entre des modèles de vague et de circulation. Développement d'un système de modélisation morphodynamique 2D et 3D.

**Mesures hydro-sédimentaires:** Acquisition et traitement (temporel, spectral) de données de hauteur d'eau, de courants et de vagues; mesure du transport sédimentaire par traçages fluorescents.

**Acquisition et traitement d'informations géographiques:** acquisition de données bathymétriques et topographiques, numérisation de cartes historiques, géo-référencement et post-traitement (ARCGIS, Surfer, Matlab, Fortran).

### *Projets de recherche*

#### **En tant que coordinateur:**

**DYNAMO (2012-2014).** MorphoDYNAmique des embouchures tidales: MOdélisation numérique 3D et impacts sur la circulation des polluants. Appel à projet ANR Jeunes Chercheurs. Budget alloué: 153396 €.

**MOWADI (2010-2012).** *Morphodynamic modelling of wave-dominated inlets.* Projet financé par la Fondation pour la Science et la Technologie Portugaise. Rôle: coordinateur du projet. Budget: 175000 €.

#### **En tant que participant:**

**RISC-KIT (2013-2017).** Resilience – Increasing strategies for coasts- Toolkit. Projet européen FP7.

**MADYCOS (2008-2010).** *Multidisciplinary Integrated Analysis of the Sediment Dynamics and Fecal Contamination in Intermittent Coastal Systems.* Project financé par la Fondation pour la Science et la Technologie Portugaise. Rôle: participant.

**G-CAST (2007-2010).** *Application of GRID-computing in a coastal morphodynamics nowcast-forecast system.* Project financé par la Fondation pour la Science et la Technologie Portugaise. Rôle: participant.

**SANDEX (2007-2010).** *Sand extraction in the Portuguese continental shelf: impacts and morphodynamic evolution.* Project financé par la Fondation pour la Science et la Technologie Portugaise. Rôle: participant.

**IMMATIE (2006-2008).** *Improvement of a Morphodynamic Modelling system applied to Tidal Inlet Environments.* Projet post-doctoral Marie Curie EIF accueilli au Laboratoire National d'Ingénierie Civile de Lisbonne. (Portugal).

**PNEC-ART7 (2005-2006).** Programme National d'Environnement Côtier. Support financier dans le cadre de mon doctorat.

## *Publications scientifiques*

### *Articles soumis et en révisions dans des revues internationales à comité de lecture (rang A)*

- [A.R. 41] Fortunato, A.B., Li, K., **Bertin, X.**, Rodrigues, M. and Martin-Miguez, B., soumis. Determining extreme sea levels along the Iberian Atlantic coast. Soumis à Ocean Engineering.
- [A.R. 40] Guérin, T., **Bertin, X.**, and Dodet, G., soumis. A numerical scheme to simulate coastal morphodynamics on unstructured grids. Soumis à Ocean Modelling.
- [A.R. 39] Crawford, W., Ballu, V., **Bertin, X.**, and Karpytchev, M. en révisions. The Sources of Deep Ocean Infragravity Waves in the North Atlantic Ocean. En révisions à Journal of Geophysical Research-Ocean.

### *Articles publiés dans des revues internationales à comité de lecture (rang A)*

- [A.R. 38] **Bertin, X.**, Li, K. and Roland et Bidlot, J.R., 2015. The contribution of short waves in storm surges: two recent examples in the central part of the bay of Biscay. Continental Shelf Research 96, 1-15.
- [A.R. 37] **Bertin, X.**, Li, K., Roland, A., Breilh, J.F., Zhang, Y.L. and Chaumillon, E., 2014. A modeling-based analysis of the flooding associated with Xynthia, central Bay of Biscay. Coastal Engineering 94, 80-89.
- [A.R. 36] Breilh, J.F., **Bertin, X.**, Chaumillon, E., Giloy, N. and Sauzeau, T, 2014 .How frequent is storm-induced flooding in the central part of the Bay of Biscay ? Global and Planetary Change 122, 161-175.
- [A.R. 35] Gonçalves, D.S., Pinheiro, L.M., Silva, P.A., Rosa, J., Rebelo, L., **Bertin, X.**, Braz Teixeira, S., Esteves, R, 2014. Morphodynamic evolution of a sand extraction excavation offshore vale do lobo, algarve, Portugal. Coastal Engineering 88, 75-87.
- [A.R. 34] Fortunato, A.B., Nahon, A., Dodet, G., Rita Pires, A., Conceição Freitas, M., Bruneau, N., Azevedo, A., **Bertin, X.**, Benevides, P., Andrade, C. and Oliveira, A. Morphological evolution of an ephemeral tidal inlet from opening to closure: The Albufeira inlet, Portugal. Continental Shelf Research 73, 49-63.
- [A.R. 33] Bruneau, N., **Bertin, X.**, Castelle, B., Bonneton, P., 2014. Tide-induced flow signature in rip currents on a meso-macrotidal beach. Ocean Modelling 74, 53-59.
- [A.R. 32] **Bertin, X.**, Li, K., Roland, A., 2014. Analysis of the physical processes controlling the storm surge during Xynthia (February 2010). L Houille Blanche 1, 18-24.
- [A.R. 31] Carrasco, A.R., Ferreira, O., Matias, A., Freire, P., **Bertin, X.**, Dias, J.A., 2013. Sediment transport measurements with tracers in very low-energy beaches. Earth Surface Processes and Landforms 38 (6), 561-569.
- [A.R. 30] Breilh, J.F., Chaumillon, E., **Bertin, X.**, et Gravelle, M., 2013. Assessment of static flood modeling techniques: application to contrasting marshes flooded during Xynthia (Western France). Natural Hazard and Earth System Sciences 13, 1595-1612.
- [A.R.29] **Bertin, X.**, Prouteau, E. et Letetrel, C., 2013. A significant increase in wave height in the North Atlantic Ocean over the 20th century. Global and Planetary Change 106, 77-83.

- [AR.28] Dodet, G., **Bertin, X.**, Bruneau, B., Fortunato, A.B., Nahon, A. et Roland, A., 2013. Wave-current interactions at a wave-dominated inlet. *Journal of Geophysical Research-C (Ocean)* 118, 1587-1605.
- [AR.27] Niquil, N., Chaumillon, E., Johnson, G.A., Bertin, X., Grami, B., David, V., Bacher, Cédric, Asmus, H., Baird, D., Asmus, R., 2012. The effect of physical drivers on ecosystem indices derived from ecological network analysis: comparison across estuarine ecosystems. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* doi: 10.1016/j.ecss.2011.12.031.
- [AR.26] Carrasco, A.R., Ferreira, O., Matias, A., Freire, P., **Bertin, X.**, Dias, J.A., 2012. Sediment transport measurements with tracers in very low-energy beaches. I In press to *Earth Surface Processes and Landforms*.
- [AR.25] Silva, A.N., Taborda, R., **Bertin, X.** and Dodet, G., 2012. Seasonal to Decadal Variability of Longshore Sand Transport at the Northwest Coast of Portugal. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 138(6), 464-472.
- [AR.24] **Bertin, X.**, Bruneau, N., Breilh, J.F., Fortunato, A.B. and Karpytchev, M., 2012. Importance of wave age and resonance in storm surges: the case Xynthia, Bay of Biscay. *Ocean Modelling* 42 (4), 16-30.
- [AR.23] Nahon, A., **Bertin, X.**, Fortunato, A.B. and Oliveira, A., 2012. Process-based 2DH morphodynamic modeling of tidal inlets: a comparison with empirical classifications and theories. *Marine Geology* 291-294, 1-11.
- [AR.22] Bruneau, N., Fortunato, A.B., Dodet, G., Freire, P., Oliveira, A. and **Bertin, X.** 2011. Future evolution of a tidal inlet due to changes in wave climate, Sea level and lagoon morphology (Óbidos lagoon, Portugal). *Continental Shelf Research* 31, 1915-1930.
- [AR.21] Poirier, C., Sauriau, P.G., Chaumillon, E. and **Bertin, X.**, 2010. Influence of sediment dynamics on mollusc death assemblages in a temperate tide-and-wave dominated coastal environment: implications for the fossil record. *Continental Shelf Research* 30 (17), 1876-1890.
- [AR.20] Allard, J., Chaumillon, E., **Bertin, X.**, Ganthy, F. and Poirier C., 2010. Secular morphological evolution and Holocene stratigraphy of a macro tidal bay: the Marennes-Oléron Bay (SW France). *Bulletin de la Société Géologique de France* 181, 151-169.
- [AR.19] Plecha, S., Vaz, N., **Bertin, X.**, Silva, P., Oliveira, A., Fortunato, A.B. and Dias, M.A., 2010. Sensitivity analysis of a morphodynamic modeling system applied to a coastal lagoon inlet. *Ocean Dynamics* 60, 275-284.
- [AR.18] Dodet, G., **Bertin, X.**, and Taborda, R., 2010. Wave climate variability in the North-East Atlantic Ocean over the last six decades. *Ocean Modelling* 31, 120-131.
- [AR.17] Castelle, B., Turner, I., **Bertin, X.** and Tomlinson, R., 2009. Beach nourishment at Coollangatta Bay (Australia) over the period 1987-2005: impacts and lessons. *Coastal Engineering* 59 (9), 940-950.
- [AR.16] Fortunato, A.B., **Bertin X.** and Oliveira A., 2009. Space and time variability of uncertainty in morphodynamic simulations. *Coastal Engineering* 56 (8), 886-894.
- [AR.15] **Bertin X.**, Fortunato, A.B. and Oliveira A., 2009. A modeling-based analysis of processes driving wave-dominated inlets. *Continental Shelf Research* 29, 819-834.
- [AR.14] **Bertin X.**, Fortunato, A.B. and Oliveira A., 2009. Simulating morphodynamics with unstructured grids: description and validation of an operational model for coastal applications. *Ocean modeling* 28, 75-873.

- [AR.13] Dias, J., Sousa, M.C., **Bertin X.**, Fortunato, A.B., and Oliveira A., 2009. Numerical modeling of the impacts of Ancão Inlet relocation (Ria Formosa, Portugal). *Environmental Modelling and Software* 24, 711-725.
- [AR.12] Allard, J., **Bertin, X.**, Chaumillon, E. and Pouget, F, 2008. Sandspit rhythmic progradation: a potential record of wave climate variation? The Arçay sandspit, western coast of France. *Marine Geology* 253, 107-131.
- [AR.11] **Bertin, X.**, Castelle, B., Chaumillon, E., Butel, R. and Quique, R, 2008. Estimation and inter-annual variability of the longshore transport at a high-energy dissipative beach: the St Trojan beach, SW Oléron Island, France. *Continental Shelf Research* 28, 1316-1332.
- [AR.10] Chaumillon, E., **Bertin, X.**, Falchetto, H., Allard, A., Weber, N., Walker, P., Pouvreau, N., and Wöppelmann, G., 2008. Multi-scale evolution of a wide estuary linear sandbank, The longe de Boyard, Atlantic coast of France. *Marine Geology* 251, 209-223.
- [AR.9] **Bertin, X.**, Castelle, B., Anfuso, G. and Ferreira, O., 2008. Improvement of the mixing depth prediction under conditions of oblique wave breaking. *Geo-Marine Letters* 28, 65-75.
- [AR.8] **Bertin, X.**, Deshouillieres, A., Allard, J. and Chaumillon, E., 2007. A new fluorescent tracer experiment improves understanding sediment dynamics of the Arcay sandspit (France). *Geo-Marine Letters* 27 (1), 63-69.
- [AR.7] Idier, D., Pedreros, R., Oliveros, C., Sottolichio, A., Choppin L., and **Bertin, X.**, 2006. Importance de la houle dans la dynamique hydro-sédimentaire des Pertuis Charentais, *C.R. Géosciences* 338 (10), 718-726.
- [AR.6] **Bertin X.** and Chaumillon, E., 2006. Evidences for oyster farming implications in increasing sedimentation rates in a macrotidal bay: the Marennes-Oléron Bay, France. *Cahiers de Biologie Marine* 47 (1), 19-22.
- [AR.5] **Bertin X.** and Chaumillon E., 2005. New insights in shallow gas generation from VHR seismic and bathymetric data in the Marennes-Oléron bay, France. *Marine Geophysical Research* 26, 225-233.
- [AR.4] **Bertin X.** and Chaumillon E., 2005. Apports de la modélisation sur bathymétries anciennes dans la compréhension des bancs de sable estuariens. *C.R. Geosciences* 337, 1375-1383.
- [AR.3] **Bertin X.**, Chaumillon E., Sottolichio, A. and Pedreros, R., 2005. Tidal inlet response to sediment infilling of the associated bay and possible implications of human activities: The Marennes-Oléron Bay and Maumusson Inlet, France. *Continental Shelf Research* 25, 115-1131.
- [AR.2] Chaumillon, E., Tessier, B., Weber, N., Tesson, M. and **Bertin, X.**, 2004. Buried Sandbodies within Present-Day Estuaries (Atlantic Coast of France) Revealed by Very High Resolution Seismic Surveys. *Marine Geology* 211, 189-214.
- [AR.1] **Bertin, X.**, Chaumillon E, Weber N and Tesson M, 2004. Morphological evolution and coupling with bedrock substratum at a mixed energy tidal inlet: the Maumusson inlet, France. *Marine Geology*, 204, 187-202.

### Extended conference papers

- [AC.45] **Bertin, X.** and Olabarrieta, M., 2015. An infra-gravity wave-dominated inlet? Proceedings of the Coastal Sediment conference, San Diego, USA, 11-15 May 2015.
- [AC.44] Guérin, T., **Bertin, X.** and Chaumillon, E., 2015. Pluri-decadal morphodynamic and stratigraphic modelling of an estuary sandbank. Proceedings of the Coastal Sediment conference, San Diego, USA, 11-15 May 2015.

- [AC.43] Chaumillon E., Ozenne F., **Bertin X.**, Long N., Ganthy F., 2014. Wave climate and inlet channel meander bend control spit breaching and migration of a new inlet: La Coubre Sandspit, France. *Journal of Coastal Research*, SI 66, ISSN 0749-0208.
- [AC.42] Arnaud, G. and **Bertin, X.**, 2014. Contribution du setup induit par les vagues dans la surcote associée à la tempête Klaus. Proceedings of the XIIIth Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, Dunkerque, 859-868.
- [AC.41] Guerin, T., **Bertin, X.**, Chaumillon, E. and Dodet, G., 2014. Prise en compte de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment en morphodynamique côtière. Proceedings of the XIIIth Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, Dunkerque, 363-372.
- [AC.40] **Bertin, X.**, 2014. Contribution du setup induit par les vagues dans la surcote associée à la tempête Klaus. Proceedings of the XIIIth Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, Dunkerque, 859-868.
- [AC.39] **Bertin, X.**, Li, K., Roland, A., Breilh, J.F., Zhang, Y.L and Chaumillon, E., E., 2014. Simulation numérique de la submersion marine associée à la tempête Xynthia (février 2010). Proceedings of the XIIth Journées Nationales Génie-Côtier-Génie Civil, 12-14<sup>th</sup> June 2012, Cherbourg (France), 879-888.
- [AC.38] Li, K., **Bertin, X.**, Roland, A., Zhang, Y.J. and Breilh, J.-F., 2013. A high-resolution hindcast of the flooding during Xynthia Storm, central Bay of Biscay. Proceedings of the 7<sup>th</sup> international conference on Coastal Dynamics, Arcachon, 24-28 June 2013, 1083 – 1094.
- [AC.37] **Bertin, X.**, Dodet, G., Fortunato, A.B. and Bruneau, N., 2013. A review of the processes leading wave-dominated inlets to close. Proceedings of the 7<sup>th</sup> international conference on Coastal Dynamics, Arcachon, 24-28 June 2013, 173 – 182.
- [AC.36] Nahon, A., Freire, P., Pires, A.R., Dodet, G., **Bertin, X.**, Freitas, M.C., Fortunato, A.B. et Andrade, C., 2012. Morphodynamique d'une embouchure tidale artificielle éphémère : la lagune d'Albufeira, Portugal. Proceedings of the XIIth Journées Nationales Génie-Côtier-Génie Civil, 12-14<sup>th</sup> June 2012, Cherbourg (France), 355-362.
- [AC.35] Dodet, G., **Bertin, X.**, Bruneau, N., Fortunato, A., Nahon, A. et Taborda, R., 2012. Interactions vagues-courants dans une embouchure tidale dominée par la houle. Proceedings of the XIIIth Journées Nationales Génie-Côtier-Génie Civil, 12-14<sup>th</sup> June 2012, Cherbourg (France), 41-50.
- [AC.34] **Bertin, X.**, Li, K., **Roland, A.**, Breilh, J.F. et Chaumillon, E., 2012. Contributions des vagues dans la surcote associée à la tempête Xynthia, février 2010. Proceedings of the XIIth Journées Nationales Génie-Côtier-Génie Civil, 12-14<sup>th</sup> June 2012, Cherbourg (France).
- [AC.33] **Bertin X.**, Bruneau, N. and Breilh, J.F, 2012. Importance de l'âge des vagues et de la résonance sur le plateau continental : le cas de la tempête Xynthia, février 2010. Centenaire de la société Hydrotechnique de France, Evénements extrêmes fluviaux et maritimes, 34<sup>èmes</sup> journées de l'Hydraulique, Paris, 1 et 2 février 2012.
- [AC.32] Chaumillon E., Wöppelmann G., Karpytchev M., **Bertin X.**, 2011. Mesures et modélisations des évolutions du niveau marin, des vagues, des tempêtes et des évolutions des littoraux pour une gestion durable des littoraux. *Vertigo*, Hors-Série 9 (Juillet 2011).
- [AC.31] Bruneau N., Dodet G., **Bertin X.** and Fortunato A.B., 2011. Development of a three-dimensional coupled wave-current model for coastal environments. *Journal of Coastal Research*, SI 64 986-990, 986 – 990, ISSN 0749-0208.
- [AC.30] Rosa, J., Silva P.A., **Bertin, X.**, Fortunato A.B., 2011. Waves, wind and tidal forcing on a sandpit morphodynamics. *Journal of Coastal Research*, SI 64, 1170 – 1174, ISSN 0749-0208.

- [AC.29] Freire, P., Taborda, R., **Bertin, X.**, Guerreiro, M., Fortunato, A. B., Silva, A. M., Andrade, C., Oliveira, A., Antunes, C., Freitas, M. C., Nahon, A., Rodrigues, M. and Bruneau, N., 2011. Medium-term morphodynamic evolution of a small coastal inlet. *Journal of Coastal Research*, SI 64 (Proceedings of the 11th International Coastal Symposium), 666-670, ISSN 0749-0208.
- [AC.28] Proença, B., Oliveira, F.S.B.F, Sancho, F. and **Bertin X.**, 2010. Impact of marine sand extraction in the southern Portuguese coastline. *International Conference on Coastal Conservation and management*, Estoril, 11-14 Avril 2010.
- [AC.27] Barbosa, S., Dodet, G., **Bertin, X.**, 2010. Comparison of wave heights in the North-East Atlantic from radar altimetry and a regional numerical model, *Proceedings of 38th Committee on Space Research Scientific Assembly*, 18-25 July 2010, Bremen.
- [AC.26] **Bertin, X.**, Dodet, G., 2010. Variabilité du climat de houle dans le Golfe de Gascogne au cours des six dernières décennies. *Proceedings of XIIème Journées Nationales Génie Côtiers - Génie Civile*, 22-24 June 2010, Les Sables d’Olonne, France.
- [AC.25] Bruneau, N., Oliveira, A., **Bertin, X.**, Fortunato, A.B., Costa, M., Dodet, G., 2010. Towards long-term simulations of lagoon inlets: Performance analysis and application of a partially parallelized morphodynamic modeling system. *Proceedings of XVIII International Conference on Computational Methods in Water Resources*, 21-24 June 2010, Barcelona.
- [AC.24] Lopes, V, Silva, P.A., **Bertin, X.**, Fortunato, A.B. and Oliveira, A., 2009. Impact of a Dredged Sandpit on Tidal and Wave Hydrodynamics. *Journal of Coastal Research SI 56*, 529-533.
- [AC.23] **Bertin, X.**, Fortunato, A.B. and Oliveira, A., 2009. Morphodynamic Modeling of the Ancao Inlet, South Portugal. *Journal of Coastal Research SI 56*, 10-14.
- [AC.22] Silva, P.A., **Bertin, X.**, Fortunato, A.B. and Oliveira, A., 2009. Intercomparison of Sediment Transport Formulas in Current and Combined Wave-Current Conditions. *Journal of Coastal Research SI 56*, 559-563.
- [AC.21] Azevedo, A., Oliveira, A., Fortunato, A.B. and **Bertin, X.**, 2009. Application of an Eulerian-Lagrangian oil spill modeling system to the Prestige accident: trajectory analysis. *Journal of Coastal Research SI 56*, 777-781.
- [AC.20] Nahon, A., Bertin, X., Fortunato, A., Oliveira, A. 2009. A modeling-based assessment of tidal inlet classification. *Colloque SHF: “Morphodynamique et gestion des sédiments dans les estuaires, les baies et les deltas”*, 22-23 septembre 2009, Paris.
- [AC.19] Oliveira, A., Fortunato, A. B., Guerreiro, M., **Bertin, X.**, Bruneau, N., Rodrigues, M., Taborda, R., Andrade, C., Silva, A. M., Antunes, C., Freire, P., Pedro, L. S., Dodet, G., Loureiro, C., Mendes A., 2010. Effect of inlet morphology and wave action on pollutant pathways and sediment dynamics in a coastal stream. *Proceedings of Estuarine and Coastal Modelling Conference*, Seattle, 4-6 November 2009.
- [AC.18] Rosa, J., Silva, P.A., **X. Bertin**, D. Gonçalves, A. Fortunato, L.M. Pinheiro. Dragagem de areias ao largo da costa algarvia. Estudo numérico da evolução de uma escavação. Accepted to *Antropicosta*.
- [AC.17] Pires, R., Freitas, M.C., Andrade, C., Ramos, R., Ferreira, O, Pacheco, A., Nahon, A., Antunes, C., Fortunato, A. B., **Bertin, X.**, Oliveira, A., Taborda, R., Cruces, C., Silva, A., 2009. Morfodinâmica de uma barra de maré efémera (Lagoa de Santo André, SW Portugal). 6º Simposio sobre el Margen Ibérico Atlántico MIA09, 1-5th December of 2009, Oviedo, Spain.
- [AC.16] Almeida, C., Silva, P., Hadden, A. , Amador, M. José, C and **Bertin, X.** 2009. Energetic Potential Evaluation of the tidal energy in Ria Formosa. 1º Seminário sobre Gestão de Bacias Hidrográficas “As Regiões do Norte e as Perspectivas Futuras de Gestão”, FEUP, ISBN.

- [AC.15] Lopes, V., Silva, P.A., **Bertin, B.**, Fortunato, F., Oliveira, A., 2009. Dinâmica Sedimentaria alrededor de una excavacion. a X Jornadas Espanholas de Costas e Puertos, Santander Maio 2009, livro de resumos, 221-222.
- [AC.14] Plecha, S.; Vaz, N.; X. Bertin; Silva, P.; A. Oliveira; A.B. Fortunato; J.M. Dias. (2008) Sensitivity analysis of a morphodynamic modeling system applied to a coastal lagoon inlet, *Physics of Estuaries and Coastal Seas*, 4pp.
- [AC.13] Fortunato, A.B., Pinto, L., Freire, P., **Bertin, X.** and Oliveira, A., 2008. Sand transport in surface waters: an uncertainty analysis. 8th. World Congress on Computational Mechanics (WCCM8), Venice, Italy.
- [AC.12] Castelle, B., Turner, I., **Bertin, X.** and Tomlinson, R., 2008. Rechargement de la baie de Coolangatta (Australie) : impacts et leçons. *X<sup>èmes</sup> Journées Nationales Génie Côtier-Génie Civil*, Sofia Antipolis 2008, France.
- [AC.11] **Bertin, X.**, Fortunato, A. and Oliveira, A., 2008. Processus conduisant les embouchures tidales dominées par la houle au comblement. Exemple de l'embouchure de Óbidos, Portugal. *X<sup>èmes</sup> Journées Nationales Génie Côtier-Génie Civil*, Sofia Antipolis 2008, France.
- [AC.10] Oliveira, A., Rodrigues, M., Fortunato, A.B. and **Bertin, X.**, 2009. Numerical analysis of the impact of morphodynamics on the water quality of a coastal lagoon. Proc. Of the 10<sup>th</sup> International Conference on Estuarine and Coastal Modeling, Newport, Rhode Island, USA, 3-7 nov. 2007.
- [AC.9] Vaz, N., Plecha, S., **Bertin, X.**, Silva, P., Oliveira, A., Fortunato, A.B. and Dias, J.M.A., 2008. Sensitivity analysis of a morphodynamic modelling system applied to a coastal lagoon inlet. 6<sup>a</sup> Assembleia Luso Espanhola de Geodesia e Geofísica, Tomar 2008, Portugal, 521-522.
- [AC.8] M.C. Sousa, X. **Bertin**, A.B. Fortunato, A. Oliveira, J.M. Dias, 2008. Numerical Modeling of the Pathways of Contaminants in the Ria Formosa (Portugal). 6<sup>a</sup> Assembleia Luso Espanhola de Geodesia e Geofísica, Tomar 2008, Portugal, 491-492.
- [AC.7] **Bertin, X.**, Fortunato, A. and Oliveira, A., 2007. Sensitivity analysis of a morphodynamic model applied to a Portuguese tidal inlet. *5<sup>th</sup> IAHRD symposium on river, coastal and estuarine morphodynamics (RCEM 2007)*, Dohmen-Janssen, C.M. e Hulsher S.E. [eds.], Université de Twente (Hollande), 17-21 Septembre 2007, 11-17.
- [AC.6] Sennes, G., Castelle, B., **Bertin, X.**, Mirfenderesk, H. and Tomlinson, R., 2007. Modelling of the Gold Coast Seaway tidal inlet, Gold Coast, Australia. *Journal of Coastal Research* SI 50, 1086-1091.
- [AC.5] **Bertin X.**, Pouvreau, N., Chaumillon, E. and Wöppelmann, G., 2006. Modélisations sur bathymetries historiques: une possible alternative aux modélisations morphodynamiques à long terme. *IX<sup>èmes</sup> Journées Nationales Génie Côtier-Génie Civil*, Brest 2006, France.
- [AC.4] Idier, D., Pedreros, R., Oliveros, R., Sottolichio, A., Choppin, L. and **Bertin X.**, 2006. Importance de la houle dans la dynamique hydro-sédimentaire des Pertuis Charentais. *IX<sup>èmes</sup> Journées Nationales Génie Côtier-Génie Civil*, Brest 2006, France.
- [AC.3] **Bertin X.**, Chaumillon E., Weber N. and Tesson M., 2003, Morphological evolution and coupling with bedrock substratum at a mixed energy tidal inlet: The Maumusson inlet, France. In: Sanchez-Arcilla A and Bateman A (Ed), *Proceedings of the 3rd IAHRD symposium on river, coastal and estuarine morphodynamics (RCEM 2003)*, IAHRD publication, Madrid, Spain: 494-503.
- [AC.2] Chaumillon E., **Bertin X.**, Weber N. and Tesson M., 2003, Internal architecture and sedimentary facies of a macrotidal bay: implication in terms of morphodynamics (The Marenne-Oléron bay, Atlantic coast of France). In: Sanchez-Arcilla A and Bateman A (Ed), *proceedings of the 3rd*

*IAHRD symposium on river, coastal and estuarine morphodynamics (RCEM 2003,)* IAHRD publication, Madrid, Spain: 423-432.

- [AC.1] **Bertin X.**, Chaumillon E. and Sottolichio, A., 2004. Evolution d'une embouchure tidale en réponse au comblement de la baie associée : la baie de Marennes-Oléron et le Pertuis de Maumusson (Littoral Atlantique, France). *VIII èmes Journées Nationales Génie Côtier-Génie Civil*, Compiègne, Septembre 2004.

## Résumé de conférence

- [RC 26] **Bertin, X.**, Fortunato, A.B., Dodet, G., Bruneau, N. and Nahon, A., 2013. Dinâmica das embocaduras dominadas pelas ondas: síntese dos processos físicos dominantes. 2a Conferência sobre a Morphodinâmica Estuarine e Costeira, Aveiro, 9-10 May 2013.
- [RC 25] Ganthy, F., Fortunato, A.B. and **Bertin, X.**, 2013. Generation of initial bed composition for morphodynamic models: method description and validation. 2a Conferência sobre a Morphodinâmica Estuarine e Costeira, Aveiro, 9-10 May 2013.
- [RC 24] Fortunato, A.B. and **Bertin, X.**, 2013. Evolution séculaire des niveaux maritimes extrêmes au niveau des côtes Charentaises. Journées Refmar, 17-21 juin 2013, St Mandé.
- [RC 23] **Bertin, X.**, Payo-Payo, M. and Fortunato, A.B., 2013. Le cycle saisonnier du niveau de la mer dans l'Atlantique NE : origine et conséquences. Journées Refmar, 17-21 juin 2013, St Mandé.
- [RC.22] Dodet, G. **Bertin, X.**, Fortunato, A.B., Dodet, G. and Roland, A., 2013. Impact of wave-current interactions on the morphodynamics of a wave-dominated tidal inlet. Abstract of the 8th Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, Santander, 9-13 June 2013.
- [RC.21] **Bertin, X.**, Fortunato, A.B., Dodet, G. and Oliveira, A., 2013. Morphodynamic modeling of tidal inlets downdrift migration. Abstract of the 8th Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, Santander, 9-13 June 2013.
- [RC.20] **Bertin, X.**, Li, K., **Roland, A.**, Breilh, J.F. et Chaumillon, E., 2012a. Short-wave contributions in the storm surge associated with Xynthia, February 2010, western France. Geophysical Research Abstracts, Vol. 14, EGU2012-13045.
- [RC.19] **Bertin X.**, Bruneau, Fortunato, A.B., N., Breilh, J.F. and Karpytchev, M., 2012b. Modelling the storm surge associated with Xynthia, February 2010, Bay of Biscay. 7th SELFE-ELCIRC user meeting, Beaverton (USA), 9-10th of January 2012.
- [RC.18] **Bertin X.**, **Bruneau, N.**, Breilh, J.F. and Karpytchev, M., 2011. On the importance of wave age and resonance in storm surges: the case Xynthia, Bay of Biscay. IMUM 2011, AWI Bremerhaven, August 22-25, 2011.
- [RC.17] Vaz, N., Plecha, S., **Bertin, X.**, Silva, P., Oliveira, A., Fortunato, A.B. and Dias, J.M., 2008. Sensitivity analysis of a morphodynamic modelling system applied to a coastal lagoon inlet. 6<sup>a</sup> Assembleia Luso Espanhola de Geodesia e Geofísica, Tomar, Portugal, 11-14 février 2008.
- [RC.16] Sousa, M.C., **Bertin, X.**, Fortunato, Oliveira, A. and Dias, J.M., 2008. Numerical Modeling of the Hydrodynamic of the Ria Formosa and the Impact of the new Ancão Inlet Relocation. 6<sup>a</sup> Assembleia Luso Espanhola de Geodesia e Geofísica, Tomar, Portugal, 11-14 février 2008.
- [RC.15] Sousa, M.C., **Bertin, X.**, Fortunato, Oliveira, A. and Dias, J.M., 2008. Numerical Modeling of the Pathways of Contaminants in the Ria Formosa and the Impact of the new Ancão Inlet Relocation. 6<sup>a</sup> Assembleia Luso Espanhola de Geodesia e Geofísica, Tomar, Portugal, 11-14 février 2008.
- [RC.14] Oliveira, A., Fortunato, A., Rodrigues, A., **Bertin, X.**, Azevedo, A., Pinto, L. and Fernandes, J.P., 2008. Modelação integrada de processos físicos e de qualidade da água em zonas costeiras: abordagem e exemplos. 2<sup>a</sup> Conferência nacional de métodos numéricos em mecânica de fluidos e termodinâmica 2008, Universidade de Aveiro, Portugal, 8 et 9 mai 2008.

- [RC.13] Oliveira, A., Fortunato, A., **Bertin, X.** and Rodrigues, M., 2007. Análise integrada de processos físicos e de qualidade da água em lagunas, *1º Seminário Sobre Conservação e Gestão de Zonas Húmidas*, 12 de Outubro de 2007, Peniche, Portugal.
- [RC.12] **Bertin, X.**, Fortunato, A. and Oliveira, A., 2007. Modélisation morphodynamique de l'embouchure tidale d'Òbidos, Portugal. *11<sup>ème</sup> congrès Français de sédimentologie*, Universidade de Caen, octobre 2007.
- [RC.11] Allard, J., Chaumillon, E. and **Bertin, X.**, 2007. La progradation d'un flèche sableuse peut elle enregistrer des variations du climat de houle ? *11<sup>ème</sup> congrès Français de sédimentologie*, Universidade de Caen, octobre 2007.
- [RC.10] **Bertin X.**, Chaumillon Eric, Quicque Robin, Butel Rémi and Castelle Bruno, 2005. Estimation et variabilité interannuelle de la dérive littorale sur une plage dissipative , SW Oléron, France. *10<sup>ème</sup> congrès Français de sédimentologie*, Presqu'île de Giens, França, 11-13 octobre 2005.
- [RC.9] Chaumillon Eric, **Bertin Xavier**, Billeaud Isabelle, Libaud Jean-Baptiste and Weber Nicolas, 2005. Importance des études aux échelles millénaires et séculaires dans la compréhension de la dynamique sédimentaire actuelle des environnements côtiers : exemples sur les côtes Charentaises, France. *10<sup>ème</sup> congrès Français de sédimentologie*, Presqu'île de Giens, France, 11-13 octobre de 2005.
- [RC.8] Libaud Jean-Baptiste, Chaumillon Eric and **Xavier Bertin**, 2005. Evolution et processus de comblement millénaire et séculaire dans une baie tidale : exemple de la Baie de Marennes-Oléron, France. *10<sup>ème</sup> congrès Français de sédimentologie*, Presqu'île de Giens, França, 11-13 de Outubro de 2005.
- [RC.7] Idier Déborah, Pedreros Rodrigo, Sottolichio Aldo, Choppin Lorraine and **Bertin Xavier**, 2005. Importance de la houle dans la dynamique hydrosédimentaire des Pertuis Charentais. *10<sup>ème</sup> congrès Français de sédimentologie*, Presqu'île de Giens, France, 11-13 de Outubro de 2005.
- [RC.6] **Bertin X.**, Chaumillon E., Sottolochio A. and Nicolle A., 2004. Evolution d'une embouchure tidale en réponse au comblement de la baie associée : la baie de Marennes-Oléron et le Pertuis de Maumusson (Littoral Atlantique, France). Zone atelier PEVS/INSU - Baie du mont Saint Michel et ses bassins versants - Vasière de Brouage. La Rochelle, 3-4 Novembre 2004.
- [RC.5] **Bertin X.** and Chaumillon E., 2004. New insights in shallow gas generation thank to VHR seismic and bathymetric data in the Marennes-Oléron bay, France. *IX<sup>ème</sup> colloque d'océanographie du Golfe de Gascogne*, Pau, Mai 2004.
- [RC.4] **Bertin X.**, Chaumillon E. and Sottolichio, A., 2004. Evolution morphodynamique d'un système baie/ embouchure tidale: La Baie de Marennes-Oléron et le Pertuis de Maumusson, France. *Congrès de l'association des sédimentologues Français*, Bordeaux, octobre 2003.
- [RC.3] **Bertin, X.** and Chaumillon, E., 2004. Historical modelling of tidal circulation in bay and estuaries evidence the key role of bathymetric changes. *23<sup>rd</sup> IAS meeting of sedimentology*, Coimbra, Portugal, 15-17 septembre 2004.
- [RC.2] Chaumillon, E., **Bertin, X.**, Billeaud, I., Weber, and N., 2004. Very high resolution seismic profiling in shallow water environment: a new tool for high frequency environment changes recorded in coastal sediments. *23rd IAS meeting of sedimentology*, Coimbra, Portugal, 15-17 septembre 2004.
- [RC.1] **Bertin X.** and Chaumillon E., 2003. VHR seismic profiling records of last centuries sedimentary changes in a macrotidal bay (Marennes-Oléron Bay, Atlantic coast of France). *Prodelta technology forum, Deltech International workshop*, Venice, Italy, 5-9 mai 2003.

## *Autres informations*

→ Encadrement de doctorants.

- Thomas Guérin, 2012-2015 : co-encadrement de sa thèse portant sur la modélisation morphodynamique à long-terme des zones côtières.
- Jean-François Breilh (soutenue en juin 2014): co-encadrement de sa thèse de doctorat portant sur l'étude des submersions marines par mesures et modélisation numérique.
- Guillaume Dodet (soutenue en décembre 2013): encadrement principal de sa thèse de doctorat, co-encadrement avec le Laboratoire National d'Ingénierie Civile du Portugal.

→ Encadrement principal de 12 étudiants de Master et d'ingénieurs, français et étrangers.

- Rabia Collard (Université de La Rochelle), 2015 : encadrement de son stage de M2 sur l'étude des ondes infra-gravitaires au niveau d'une plage dissipative.
- Sytske Stuij (TU Delft, Pays-Bas), 2014 : encadrement de son M2 portant sur la modélisation morphodynamique des embouchures tidales.
- Marta Payo Payo (Université de Cantabrie, Espagne) , 2012-2013 : encadrement de son stage de Master 2 portant sur l'étude du cycle saisonnier du niveau de la mer.
- Erwin Bergsma (TU Delft, Pays-Bas), 2010-2011 : encadrement de son stage de Master 2 portant sur la modélisation morphodynamique du Pertuis de Maumusson.
- Kai Li, 2011-2013, I.R.: encadrement de ses travaux portant sur le développement d'un système de modélisation des surcotes et de l'inondation.
- Jean Guimberteau, 2010-2011, I.E. : encadrement de son étude sur la simulation numérique de la qualité des eaux de baignade.
- Guillaume Dodet, 2008-2010, encadrement d'un stage de recherche sur l'implémentation du code WW3.
- Alphonse Nahon, 2008-2010, encadrement de son stage de recherche sur la modélisation morphodynamique des embouchures tidales.
- João Rosa, 2008-2010, co-encadrement de son stage de recherche sur la modélisation morphodynamique d'une extraction sableuse.
- Magda de Sousa, 2007, encadrement de son stage de recherche sur la modélisation numérique de la marée dans la Ria Formosa.
- Florian Ganthy, 2007, encadrement de son stage de recherche de Master sur la modélisation numérique de la distorsion tidale dans la Baie de Marennes-Oléron.
- Antoine Deshouillères, 2006, encadrement de son stage de recherche de Master sur la mesure du transport longshore en 3D par une nouvelle méthode de traçages fluorescents.
- Robin Quique, 2005, encadrement de son stage de recherche de Master sur la mesure du transport longshore par traçages fluorescents.

→ Expert pour les journaux internationaux:

- *Continental Shelf Research* : 2007, 2008, 2013 (2), 2014

- *Earth Surface Dynamics* : 2013
- *Advances in Geosciences* : 2013
- *International Journal of Climatology* : 2012, 2013, 2014
- *Journal of Geophysical Research* : 2014
- *Marine Geology* : 2009
- *Ocean Engineering* : 2010, 2013
- *Ocean Modelling* : 2008, 2010, 2011, 2012, 2013
- *Vertigo* : 2013
- *Marine Pollution Bulletin* : 2009
- *Geo-marine letters* : 2009

→ Expert pour les appels à projet:

- *ANR Blanche* : 2012,2013
- *INSU Mistral* :2012
- *INSU Leffe/Manu* :2012
- *NSF (USA)* :2014

→Membre du comité scientifique dans des conférences :

- *Morfodinâmica Estuarina e Costeira - MEC 2011, 2013*
- *OCEAN 2011(Espagne)*
- *Génie Côtier Génie Civil 2010, 2012, 2014.*

→Invitation à des conférences internationales et keynote :

- Bertin, X., Storm surges and coastal flooding : status and challenges. Keynote lecture donnée à la conférence SIM-HYDRO 2014, Sofia-Antipolis.
- Bertin, X. Variabilité de la houle dans l'Atlantique NE au cours des 6 dernières décennies. Colloque *Les littoraux à l'heure du changement climatique*, Rochefort – Brouage – La Rochelle, 18-20 novembre 2010.
- Bertin X., Silva, P. et Rosa, J., 2010. Modélisation morphodynamique d'une extraction sableuse en Algarve (sud Portugal) et impacts sur les littoraux adjacents. Les Deuxièmes journées internationales sur la dégradation des littoraux; Kenitra, 2-3 juillet 2010.

→ Langues étrangères:

- Trilingue Français, Anglais, Portugais.
- Niveau scolaire en Allemand.



Annexe B

# Synthèse de la production scientifique

Journal (facteur d'impact)	Année	Position auteur	Citations reçues (01/03/2015)
<i>Ocean Modelling</i> (2.6)	<b>2009</b>	<b>1</b>	<b>30</b>
	<b>2010</b>	<b>2</b>	<b>69</b>
	<b>2012</b>	<b>1</b>	<b>27</b>
	2014	2	2
<i>Continental Shelf Research</i> (2.2)	<b>2005</b>	<b>1</b>	<b>35</b>
	<b>2008</b>	<b>1</b>	<b>25</b>
	<b>2009</b>	<b>1</b>	<b>28</b>
	2010	4	3
	2011	5	7
	<b>2015</b>	<b>1</b>	<b>0</b>
<i>Coastal Engineering</i> (2.1)	2009	2	13
	2009	3	12
	2011	6	7
	<b>2014</b>	<b>1</b>	<b>1</b>
	2014	6	0
<i>Marine Geology</i> (2.2)	<b>2004</b>	<b>1</b>	<b>26</b>
	2004	5	17
	2008	2	12
	2008	2	13
	<b>2012</b>	<b>2</b>	<b>10</b>
<i>Journal of Geophysical Research</i> (3.15)	<b>2013</b>	<b>2</b>	<b>7</b>
<i>Estuarine Coastal and Shelf Science</i> (2.3)	2012	4	5
<i>Ocean Dynamics</i> (2.6)	2010	4	13
<i>Environmental Modeling and Software</i> (4.53)	<b>2008</b>	<b>3</b>	<b>35</b>
<i>Global and Planetary Change</i> (3.7)	<b>2013</b>	<b>1</b>	<b>7</b>
	<b>2014</b>	<b>2</b>	<b>0</b>
<i>Natural Hazard and Earth Science System</i> (1.8)	2013	3	3
<i>Geo-Marine letters</i> (2.1)	<b>2007</b>	<b>1</b>	<b>3</b>
	<b>2008</b>	<b>1</b>	<b>9</b>
<i>Compte-rendus Geosciences</i> (1.7)	2005	1	5
	2006	6	8
<i>Marine Geophysical Research</i> (0.7)	<b>2005</b>	<b>1</b>	<b>13</b>
<i>Cahier de Biologie Marine</i> (0.6)	<b>2006</b>	<b>1</b>	<b>3</b>
<i>Bulletin de la Société Géologique de France</i> (1.0)	2010	3	8
<i>Earth Surface Processes and Landforms</i> (2.7)	2013	5	1
<i>Journal of Waterways, Ports and Coastal Engineering</i> (1.2)	2012	3	2
<i>La Houille Blanche</i> (<1)	2014	1	1
<b>Total</b>	-	<b>37 (18)</b>	-

Tableau 1. Synthèse des articles de rang A publiés au 01/03/2015: journal, impact facteur, année, position dans la liste d'auteur et nombre de citations reçues. Les chiffres en gras correspondent aux projets d'article que j'ai pris en charge soit directement soit par l'intermédiaire d'un doctorant.

## Annexe C

# Synthèse des projets de recherche

Nom	Période	Origine financement	Montant	Type de dépense	Rôle
IMMATIE	2006-2008	Post-doc Marie Curie	130000	-Salaire -Fonctionnement	Bénéficiaire
MADYCOS	2006-2008	FCT (Portugal)	194434 €	-Salaire -Fonctionnement	Participant
G-CAST		FCT (Portugal)	180673 €	-Salaire -Fonctionnement	Participant
MOWADI	2009-2012	FCT (Portugal)	<b>153396 €</b>	-Salaire -Fonctionnement -Equipement (ADCP)	Coordinateur
Submersion	2011-2013	Région Poitou-Charente / FEDER/CG17	270000€ <b>(120000 €)</b>	-Salaire -Fonctionnement	Coordinateur modélisation & Mesures
Couranto	2010	CPER	<b>39694 €</b>	-Equipement (ADCP)	Coordinateur
Calcul	2012	CPER	<b>69997€</b>	-Equipement (120 cœurs calculateur)	Coordinateur
Mavague	2012-2013	CPER	97639€	-Equipement (Datawell, AWAC)	Participant
DYNAMO	2013-2015	ANR JC	<b>175000 €</b>	-Salaires -Fonctionnement	Coordinateur
RISC-KIT	2013-2017	FP7	<b>197384 €</b>	-Salaires -Fonctionnement	Participant
Chercheur invité N. Bruneau	2011	Région Poitou-Charente	<b>6000 €</b>	-Salaires	Coordinateur
Chercheur invité A. Roland	2012	Région Poitou-Charente	<b>6000 €</b>	-Salaires	Coordinateur
Chercheur invité A. Fortunato	2013	Région Poitou-Charente	<b>6000 €</b>	-Salaires	Coordinateur
Chercheur invité M. Olabarrieta	2014-2015	Région Poitou-Charente	<b>6000 €</b>	-Salaires	Coordinateur
Total			1532217 € <b>(779471 €)</b>		

*Tableau 1. Liste des projets de recherche que j'ai coordonnés ou auxquels j'ai participé, période concernée, origine du financement, montant obtenu, type de dépense. Les montants en gras correspondent aux budgets dont j'étais responsable.*

## Annexe D

# Résumés de 10 articles représentatifs de mes travaux de recherche



## Research papers

# The contribution of short-waves in storm surges: Two case studies in the Bay of Biscay



Xavier Bertin<sup>a,\*</sup>, Kai Li<sup>a</sup>, Aron Roland<sup>b</sup>, Jean-Raymond Bidlot<sup>c</sup>

<sup>a</sup> UMR 7266 LIENSs CNRS-Université de La Rochelle, Institut du Littoral et de l'Environnement, 2 rue Olympe de Gouges, 17000 La Rochelle, France

<sup>b</sup> BGS IT&E GmbH, D-64297 Darmstadt, Pfungstaedter Strasse 37, Germany

<sup>c</sup> European Centre for Medium Range Weather Forecasts, Reading, United Kingdom

## ARTICLE INFO

## Article history:

Received 31 January 2014

Received in revised form

17 December 2014

Accepted 6 January 2015

Available online 14 January 2015

## Keywords:

Storm surge

Unstructured grid

Surface stress

Wave setup

Friction velocity

Xynthia

Joachim

## ABSTRACT

This study investigates the contributions of short waves in storm surges through the hindcast of two storms that hit the central part of the Bay of Biscay recently. Despite displaying comparable wind speed and directions in the study area, these two storms induced different storm surges and sea states. Xynthia (27–28th of February 2010) was characterized by large (up to 7 m significant wave height  $H_s$ ) and short-period waves and induced an exceptional storm surge, locally larger than 1.6 m. The second storm, Joachim (15–16th of December 2011), was characterized by very large (up to  $H_s > 10$  m) and long-period waves but only induced a storm surge almost two times lower. To investigate these differences, a new unstructured grid and fully coupled modeling system is applied, with a spatial resolution fine-enough to adequately represent the surf zones over most of the study area (25 m). The analysis of the modeling results and the available field observations reveals firstly that the exceptional surge during Xynthia originated from young and steep waves, enhancing surface stress. This particular sea-state is explained by the abnormal track of Xynthia, which restricted the fetch to a few hundred km. The wave radiation stress gradient locally induced setup larger than 0.4 m along the coastlines fully exposed to ocean waves, while wave setup in the range 0.1–0.2 m was also shown to develop regionally and to propagate in sheltered harbors. Comparatively, wave-enhanced bottom stress appears to be a second-order process and has a more limited impact on storm surges.

© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

## 1. Introduction

Tropical cyclones and extra-tropical storms making landfall in coastal zones are among the most costly natural disasters (Smith, 1996; Nicholls et al., 2007). Historically, the main part of the material and human losses in coastal zones is associated with coastal flooding rather than direct wind effects (Zhang et al., 2008). Coastal flooding predominantly occurs in low-lying zones under the concomitance of a large storm surge and a high spring tide, although the importance of this concomitance also depends on the ratio between the storm surge and the local tidal range. For instance, the more than 8 m storm surge induced by hurricane Katrina in 2005 (Blake, 2007) would have induced a major flooding in the microtidal coastlines of Louisiana, whatever the tidal phase might have been. The major catastrophes that occurred over the last decade, such as Katrina in the Gulf of Mexico (2005), Nargis in the Bay of Bengal (2008), Sandy in the New York area (2012) and

Haiyan in the Philippines (2013) remind us of the necessity of being able to predict storm surges accurately, although the physical processes controlling these phenomena remain only partly understood.

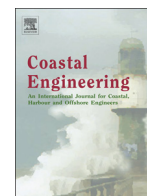
The effects of atmospheric pressure gradients and winds on sea-level were recognized early (e.g. Doodson, 1924) and were integrated in pioneer modeling approaches (e.g. Jelesnianski, 1965). Following these early quantitative approaches, many studies have shown that the wind-induced surface stress was the dominant process at coastal zones bordered by large and shallow shelves (Flather, 2001; Rego and Li, 2010; Kennedy et al., 2012). Tide–surge interactions were also shown early to be significant at some locations (e.g. Proudman, 1957; Rego and Li, 2010; Idier et al., 2012). By contrast, the contribution of short-waves in storm surges has only been investigated more recently. Thus, for a long time, it has been common practice to compute the wind surface stress based on bulk formula (Eq. (1)):

$$\tau_s = \rho_a C_d U_{10}^2 \quad (1)$$

where  $\rho_a$  is the air density,  $U_{10}$  is the 10 m wind speed and  $C_d$  is a drag coefficient corresponding to the sea roughness that increases

\* Corresponding author. Fax: +33 546458274.

E-mail address: [xbertin@univ-lr.fr](mailto:xbertin@univ-lr.fr) (X. Bertin).



## A modeling-based analysis of the flooding associated with Xynthia, central Bay of Biscay



Xavier Bertin <sup>a,\*</sup>, Kai Li <sup>a,b</sup>, Aron Roland <sup>c</sup>, Yinglong J. Zhang <sup>d</sup>, Jean François Breilh <sup>a</sup>, Eric Chaumillon <sup>a</sup>

<sup>a</sup> UMR 7266 LIENSs CNRS-Université de La Rochelle, Institut du Littoral et de l'Environnement, 2 rue Olympe de Gouges, 17000 La Rochelle, France

<sup>b</sup> National Civil Engineering Laboratory, Av. do Brasil 101, 1700-066 Lisbon, Portugal

<sup>c</sup> BGS IT&E GmbH, D-64297 Darmstadt, Pfungstaedter Strasse 37, Germany

<sup>d</sup> Virginia Institute of Marine Science, Gloucester Point, VA, USA

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 10 April 2014

Received in revised form 25 August 2014

Accepted 27 August 2014

Available online xxxx

#### Keywords:

Storm surge

Coastal flooding

Unstructured grid

Xynthia

Numerical modeling

### ABSTRACT

Storm-induced coastal flooding is among the most destructive natural disasters, as seen recently in the Bay of Bengal, the Gulf of Mexico and the Philippines. This study presents a high resolution hindcast of the flooding associated with Xynthia, a mid-latitude storm that severely hit the central part of the Bay of Biscay in February 2010. A 2DH fully coupled modeling system is applied to the North-East Atlantic Ocean, with a resolution locally reaching a few meters along the coastline of the study area. Such a fine resolution was required to adequately represent the dikes and the barriers that usually prevent the area from flooding, but results in a >1,700,000 element unstructured grid. The comparison with the available data reveals that waves and water levels are reproduced with normalized errors of the order of 10% and 5%, respectively. The extension of the flooding is also well reproduced, although with some underestimations along the coastline and overestimation in the inner part of large marshes. These limitations are explained by a lack of spatial resolution locally and the absence of several processes in the model such as infragravity waves and wave runup. The comparison between our baseline simulation and a simulation where the flooding is disabled by increasing the dike height reveals differences in maximum water levels locally reaching 1.0 m. This result is of key importance for coastal management strategies and also questions classical engineering approaches relying on one-way nesting.

© 2014 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

Tropical hurricanes and extra-tropical storms reaching coastal zones are among the most costly natural disasters. At low-lying coasts, the property damages and loss of human lives associated with coastal flooding are usually larger compared to those directly related to wind. Coastal flooding generally occurs concomitantly with a large storm surge and a high spring tide, although the importance of this concomitance also depends on the ratio between the storm surge and the local tidal range. Storm surges are primarily driven by wind, but are also influenced by atmospheric pressure, short-waves, rainfall and river-flow. In shallow waters, the wind contribution is usually dominant compared to the other forcing mechanisms because the wind effect is inversely proportional to the water depth. As a consequence, coastal zones located on the track of tropical hurricanes and extra-tropical storms and bordered by extensive shelves and shallow waters are particularly vulnerable to flooding. The major catastrophes that occurred over the last decade, such as Katrina in the Gulf of Mexico (2005), Nargis in the Bay of Bengal (2008), Sandy in the New York State (2012) and Haiyan in the Philippines (2013) dramatically call for

a better understanding of the physical processes responsible for these phenomenons.

Storm surges are being investigated using numerical models since the mid-1960s (e.g. Jelesnianski, 1965), which resulted in abundant literature on the mechanisms controlling these phenomena. For instance, the better understanding of the interactions between the atmosphere and the ocean in the nineties demonstrated that accounting for the sea-state to compute the surface stress could improve storm surge predictions significantly (Bertin et al., 2012, 2014; Brown and Wolf, 2009; Donelan et al., 1993; Mastenbroek et al., 1993; Moon, 2005; Olabarrieta et al., 2012). More recently, the increase in computational power and the advent of parallel computing allowed representing properly short-wave breaking zones and wave-induced setup at regional scale (e.g. Dietrich et al., 2010). Once oceanic water levels are correctly reproduced, the simulation of associated flooding would theoretically be easily achievable. However, the proper simulation of storm-induced flooding constitutes a multi-scale and very challenging problem for several reasons. First, large geographical extensions are required to adequately reproduce wave development and atmospheric pressure effect while very high resolution (i.e. <10 m) should be employed locally to represent correctly built dikes and natural barriers. Second, efficient and stable numerical methods should be employed to deal with large variability of Courant numbers, strong spatial gradients

\* Corresponding author. Tel.: +33 546507636; fax: +33 546458274.  
E-mail address: [xbertin@univ-lr.fr](mailto:xbertin@univ-lr.fr) (X. Bertin).



# A significant increase in wave height in the North Atlantic Ocean over the 20th century



Xavier Bertin\*, Elizabeth Prouteau, Camille Letetrel

UMR 7266 LIENSs CNRS-Université de La Rochelle, Institut du Littoral et de l'Environnement, 2 rue Olympe de Gouges, 17000 La Rochelle, France

## ARTICLE INFO

### Article history:

Received 21 November 2012

Accepted 21 March 2013

Available online 28 March 2013

### Keywords:

wave climate  
numerical model  
major increase  
climate change  
coastal erosion

## ABSTRACT

A new 109 year numerical wind-wave hindcast is developed for the North Atlantic Ocean based on the 20th century atmospheric reanalysis (20CR). Wave results are validated directly against data originating from voluntary observing ships and satellite altimetry in the North-East Atlantic Ocean. The normalized error for yearly-mean significant wave height ( $H_s$ ) is shown to be of the order of 5% for the second part of the 20th century. An indirect validation is also performed through 10 m wind speed and suggests that the accuracy of yearly-mean  $H_s$  only slightly decreases for the beginning of the 20th century. The comparison between  $H_s$  and the index of the North Atlantic Oscillation revealed that this phenomenon partly controls  $H_s$  inter-annual variability, with a positive (negative) correlation in the northeastern (southwestern) part of the study area. The analysis of model results shows an increase in  $H_s$  over the whole North Atlantic Ocean superimposed to the inter-annual variability, reaching  $0.01 \text{ m.yr}^{-1}$  (20 to 40% over the 20th century) north of  $50^\circ\text{N}$ . This increase is explained by a rise in wind speed exceeding 20% north of  $50^\circ\text{N}$ . The roughening in the wave climate demonstrated in this study is expected to have strong implications for the development of coastal zones and could explain the increase in erosion along the North Atlantic shorelines.

© 2013 Elsevier B.V. All rights reserved.

## 1. Introduction

Ocean wind-waves are relevant for numerous engineering and scientific questions, both in coastal zones and in the deep ocean. Nevertheless, the proper characterization of wave height inter-annual variability and the depiction of long-term trends require long-term times series while wave data are almost inexistent prior to 1950. Compared to local measurements, wave height data derived from satellite (Bauer et al., 2001; Woolf et al., 2002) offers the unique advantage of a global coverage. Thus, Young et al. (2011) found a general global upward trend for wind speed and significant wave height ( $H_s$ ) over the period 1985–2008, this rate being larger for the 90th and 99th percentiles. However, the 24-year covered period is too short to conclude whether this upward trend results from inter-annual or inter-decadal variability or a long term trend driven by global change. Wave height derived from Voluntary Observing Ships (hereafter VOS) was shown to constitute an interesting approach (Gulev et al., 2003; Gulev and Grigorjeva, 2004), although observations are restricted mostly to the main commercial routes and become very scarce prior to 1950. Alternatively, the availability of long-term atmospheric reanalyses, such as the ERA-40 project (Uppala et al., 2005) or the NCEP/NCAR project (Kalnay et al., 1996) together with significant improvements of the

predictive skills of wind-wave models (e.g. Janssen, 2008) allowed for the development of accurate long-term numerical hindcasts (Cox and Swail, 2001; Dodet et al., 2010; Reistad et al., 2011; Charles et al., 2012; Reguero et al., 2012). Dodet et al. (2010) showed an increase in wave height reaching up to  $0.02 \text{ m.yr}^{-1}$  in the North-East Atlantic Ocean over the period 1952–2010, although this increase was partly associated with an increase in the North Atlantic Oscillation (hereafter NAO) index (Hurrell, 1995) over this period. The recent availability of the twentieth century atmospheric reanalysis (hereafter 20CR, Compo et al., 2011) provides the unique opportunity to extend a wave hindcast over the whole 20th century. This study presents the results of a new numerical wave hindcast spanning from 1900 to 2008 and investigates the existence of long term trends superimposed on the inter-annual variability.

## 2. Methods and data

### 2.1. The numerical model

We developed a new numerical wave hindcast based on the spectral wave model WaveWatch III (Tolman, 2009), which solves the wave action equation on regular grids using finite differences. A  $1^\circ$  resolution computational grid was implemented over the North Atlantic Ocean ( $80^\circ\text{W}$ – $10^\circ\text{E}$ ;  $0^\circ\text{N}$ – $80^\circ\text{N}$ , Fig. 1). The physical and numerical parameterizations are the same as described by Dodet et al. (2010). Sea-ice modifies the fetch according to a seasonal cycle and was thus taken into account. Sea-ice data provided with the 20CR reanalysis was only available at a  $1.875^\circ$  spatial resolution, which is

\* Corresponding author. Tel.: +33 546507636; fax: +33 546458274.  
E-mail address: [xbertin@univ-lr.fr](mailto:xbertin@univ-lr.fr) (X. Bertin).

## Wave-current interactions in a wave-dominated tidal inlet

Guillaume Dodet,<sup>1,2</sup> Xavier Bertin,<sup>2</sup> Nicolas Bruneau,<sup>1,3</sup> André B. Fortunato,<sup>1</sup> Alphonse Nahon,<sup>1</sup> and Aron Roland<sup>4</sup>

Received 12 October 2012; revised 19 February 2013; accepted 25 February 2013; published 28 March 2013.

[1] Wave-current interactions play a major role in the dynamics of shallow tidal inlets. This study investigates these interactions at a natural inlet, with a strong focus on current-induced changes on wave propagation. The analysis of hydrodynamic data collected at the Albufeira lagoon, Portugal, revealed spatiotemporal variations of water levels and wave heights along the inlet, attributed to wave-current interaction processes. We compared the simulations of a coupled wave-circulation modeling system, computed with and without waves, and propagated with and without current feedback. The wave-induced setup inside the lagoon represented 7%–15% of the offshore significant wave height. The accuracy of the wave's predictions improved when current feedback was included. During ebb, the currents increased the wave height at the mouth of the inlet (up to 20%) and decreased the wave height in the inlet (up to 40%), due to current-induced refraction, steepness dissipation, and partial blocking. During flood, the currents decreased the wave height in the inlet (up to 10%) and increased the wave height at the exterior parts of the ebb shoal (up to 10%), due to current-induced refraction. These effects significantly attenuate seaward sediment fluxes during ebb and contribute to the sediment accretion in the inlet.

**Citation:** Dodet, G., X. Bertin, N. Bruneau, A. B. Fortunato, A. Nahon, and A. Roland (2013), Wave-current interactions in a wave-dominated tidal inlet, *J. Geophys. Res. Oceans*, 118, 1587–1605, doi: 10.1002/jgrc.20146.

### 1. Introduction

[2] Coastal lagoons are of great ecological and socio-economic importance given their privileged location at the land-ocean interface. Tidal inlets, which connect the open ocean with a back-barrier lagoon, constitute navigation routes and enable fish and larvae migrations, nutrient exchanges, and maintenance of water quality and salinity levels in the lagoon water. Wave-dominated tidal inlets are constantly adapting to the oceanic forcing, and large morphological responses may occur very rapidly. In order to predict accurately such morphological changes, it is essential to understand well the processes that govern the circulation in the inlet. Thus, improving our knowledge on wave-current interactions in tidal inlets is one of the key requirements toward an effective and sustainable management framework for coastal lagoons.

[3] Early work on tidal inlets investigated the relationship between several characteristics of tidal inlets such as tidal

prism, inlet cross sectional area, or lagoon surface area [O'Brien, 1992, 1969; Vincent and Corson, 1980] and led to empirical and conceptual theories still widely used. Other authors [Brown, 1928; Keulegan, 1967; Mota Oliveira, 1970] used simplified approaches of steady-flow hydraulics to formulate analytical solutions to investigate the currents in the channel and the tide modulation in the associated lagoon. Hayes [1975, 1979] proposed a classification of tidal inlets based on local yearly averaged tidal range and wave regime. More recently, numerical models have been applied to a broad range of natural tidal inlets, from large mixed-energy tide-dominated inlets [Cayocca, 2001, Elias et al., 2006] to smaller wave-dominated inlets [Ranasinghe et al., 1999; Bertin et al., 2009; Malhadas et al., 2009; Tung et al., 2009; Bruneau et al., 2011] and synthetic tidal inlets [Hench and Luettich, 2003; Malhadas et al., 2009; Nahon et al., 2012a], in order to obtain detailed information on the main processes driving circulation and sediment dynamics.

[4] The hydrodynamics of wave-dominated tidal inlets, when freshwater inflow is negligible, is controlled mainly by the combined effect of tides and waves. The ebb and flood currents interact with the incident wavefield to give rise to complex patterns of currents and waves in the vicinity of the inlet mouth and adjacent beaches. The mechanism of such interactions in a two-dimensional framework was formulated by Longuet-Higgins and Stewart [1964] who introduced the radiation stress concept and proved the existence of the momentum transfer between waves and currents. Later, Bretherton and Garrett [1969] formulated the wave action equation for directional wave spectra in slowly varying media, and Huang et al. [1972] described the effects of

<sup>1</sup>Estuaries and Coastal Zones Division, National Laboratory of Civil Engineering, Lisbon, Portugal.

<sup>2</sup>UMR 7266 LIENSS CNRS-Université de La Rochelle, Coastal and Environment Institute, La Rochelle, France.

<sup>3</sup>British Antarctic Survey, Cambridge, UK.

<sup>4</sup>Institute for Hydraulic and Water Resources Engineering, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany.

Corresponding author: G. Dodet, UMR LIENSS 7266, Coastal and Environment Institute, 2 Rue Olympe de Gouges, 17000 La Rochelle Cedex, France. (gdodet01@univ-lr.fr)

©2013. American Geophysical Union. All Rights Reserved. 2169-9275/13/10.1002/jgrc.20146



ELSEVIER

Contents lists available at SciVerse ScienceDirect

## Ocean Modelling

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/oceomod](http://www.elsevier.com/locate/oceomod)

## Importance of wave age and resonance in storm surges: The case Xynthia, Bay of Biscay

Xavier Bertin<sup>a,\*</sup>, Nicolas Bruneau<sup>b,1</sup>, Jean-François Breilh<sup>a</sup>, André B. Fortunato<sup>b</sup>, Mikhail Karpytchev<sup>a</sup>

<sup>a</sup>UMR 6250 LIENSs CNRS-Université de La Rochelle, Institut du Littoral et de l'Environnement, 2 rue Olympe de Gouges, 17000 La Rochelle, France

<sup>b</sup>Estuaries and Coastal Zones Division, National Laboratory of Civil Engineering, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisbon, Portugal

## ARTICLE INFO

## Article history:

Received 8 August 2011

Received in revised form 21 September 2011

Accepted 2 November 2011

Available online 25 November 2011

## Keywords:

Xynthia

Storm surge

Numerical model

Resonance

Wave age

Friction velocity

## ABSTRACT

This study aims to hindcast and analyze the storm surge associated with Xynthia, a mid-latitude depression that severely hit the French central part of the Bay of Biscay on the 27–28th of February 2010. The main losses in human lives and damages were caused by the associated storm surge, which locally exceeded 1.5 m and peaked at the same time as a high spring tide, causing the flooding of low-lying coasts. A new storm surge modeling system was developed, based on the unstructured-grid circulation model SELFE and the spectral wave model WaveWatchIII. The modeling system was implemented over the North-East Atlantic Ocean and resulted in tidal and wave predictions with errors of the order of 3% and 15%, respectively. The storm surge associated with Xynthia was also well predicted along the Bay of Biscay, with only a slight underestimation of the surge peak by 3–8%. Numerical experiments were then performed to analyze the physical processes controlling the development of the storm surge and revealed firstly that the wind caused most of the water level anomaly through an Ekman setup process. The comparison between a wave-dependant and a quadratic parameterization to compute wind stress showed that the storm surge was strongly amplified by the presence of steep and young wind-waves, related to their rapid development in the restricted fetch of the Bay of Biscay. In the central part of the Bay of Biscay, both observed and predicted water level anomalies at landfall displayed ~6 h oscillations, with amplitudes of up to 0.2 m (10–20% of the surge peak). An analytical shelf resonance model and numerical experiments demonstrated that the period of the observed oscillations corresponds to the resonant mode of the continental shelf in the central part of the Bay of Biscay. It is concluded that these oscillations originate from the interactions between the water level perturbation and the continental shelf and this phenomenon is expected to be relevant at other places along the world's coastlines.

© 2011 Elsevier Ltd. All rights reserved.

### 1. Introduction

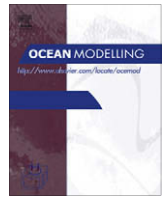
Storm surges correspond to abnormal variations in the ocean free-surface driven by atmospheric forcing associated with extra-tropical storms or tropical hurricanes and typhoons (Flather, 2001). At low-lying coasts, the largest damages are usually associated with the storm surge and the subsequent flooding rather than direct wind effects, particularly if the surge coincides with high tides. According to the governing shallow water equations (SWE), written in non conservative form, the wind stress is divided by the water depth, which causes the wind effect to be dominant over atmospheric pressure gradients in shallow waters. Low-lying coasts bordered by extensive continental shelves and exposed to the regular passing of hurricanes and storms are thus particularly vulnerable to storm surges and coastal flooding. The Bay of Bengal

combines these settings and is the region in the world where the deadliest hurricane-induced surges were reported. Thus, on the 12th of November 1970, the Bhola tropical cyclone struck and devastated Bangladesh and India's West Bengal, killing between 300,000 and 500,000 lives (Das, 1972; Flather, 2001). More recently, the tropical cyclone Nargis flooded the low-lying Irrawaddy delta (Birmany, now Myanmar) in early May 2008 and killed over 130,000 people (Wolf, 2009). Also very vulnerable is the Gulf of Mexico, which combines a large continental shelf, shallow back-barrier and delta coastal morphologies, and the regular passing of tropical cyclones in late summer and autumn. Hurricane Katrina was the sixth-strongest Atlantic hurricane ever reported and was the costliest and the third deadliest in the history of the United States (84 billions \$ damage and 1500 deaths; Blake, 2007). Atmospheric pressure reached 920 mbar at landfall and maximum wind speed up to 70 m s<sup>-1</sup>, which produced significant wave heights larger than 16 m and a storm surge exceeding 8 m in several locations along the Mississippi coastlines (Dietrich et al., 2010; Blake, 2007). To a slighter degree, North-Western Europe is also submitted to

\* Corresponding author. Tel.: +33 546507636; fax: +33 546458274.

E-mail address: [xbertin@univ-lr.fr](mailto:xbertin@univ-lr.fr) (X. Bertin).

<sup>1</sup> Both authors contributed equally to this work.



## Wave climate variability in the North-East Atlantic Ocean over the last six decades

Guillaume Dodet<sup>a,b,\*</sup>, Xavier Bertin<sup>a,\*</sup>, Rui Taborda<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Estuaries and Coastal Zones Division, National Laboratory of Civil Engineering, Avenida do Brasil 101, 1700-066 Lisbon, Portugal

<sup>b</sup>Faculty of Science of the University of Lisbon, LATTEX, IDL, Bloc C-6, 2<sup>o</sup> Floor, Campo Grande, 1749-016 Lisbon, Portugal

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 13 July 2009

Received in revised form 12 October 2009

Accepted 28 October 2009

Available online 1 November 2009

#### Keywords:

Wave climate variability

NAO index

North-East Atlantic Ocean

Long-term trends

### ABSTRACT

Ocean surface gravity waves play a major role in many engineering and environmental problems, both in the open ocean and in coastal zones. Therefore, it is essential to improve our knowledge on spatial and temporal variability of wave climate. This study aims at investigating this variability in the North-East Atlantic Ocean (25°W–0°W and 30°N–60°N), using a 57-year hindcast (1953–2009) obtained with a spectral wave model forced with reanalysis wind fields. The hindcast analysis reveals firstly strong seasonal fluctuations of wave climate, with winters characterized by large and long-period waves of mean direction spreading from south-west to north-west, and summers characterized by smaller and shorter-period waves originating from norther directions. From northern (55°N) to southern (35°N) latitudes, the significant wave height (Hs) decreases by roughly 40%, the mean wave direction (Mwd) rotates clockwise by about 25% while the peak period (Tp) only grows by 5%. These three parameters also exhibit a strong inter-annual variability, particularly when winter-means (from 1st of December to 1st of April) are considered. Linear trend analysis over the studied period shows spatially variable long-term trends, with a significant increase of Hs (up to 0.02 m yr<sup>-1</sup>) and a counterclockwise shift of Mwd (up to -0.1° yr<sup>-1</sup>) at northern latitude, contrasting with a fairly constant trend for Hs and a clockwise shift of Mwd (up to +0.15° yr<sup>-1</sup>) at southern latitudes. Long-term trends of Tp are less significant, with still a slight increase in the north-eastern part of the study area (up to +0.01 s yr<sup>-1</sup>). Eventually, a comparison between the inter-annual variability of the winter-means of the three selected wave parameters and the North Atlantic Oscillation (NAO) reveals: (1) a strong positive correlation between Hs and the NAO index at northern latitudes (correlation coefficient up to R = 0.91) and a significant negative correlation at southern latitudes (up to R = -0.6); (2) no significant correlation for Mwd north of 40°N and a clear positive correlation southward of 40°N (up to R = 0.8) and (3) a northward increasing correlation for Tp (up to R = 0.8). Long-term trends for Hs, Mwd and Tp are finally explained by a significant increase in the NAO index over the studied period.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

### 1. Introduction

Ocean surface gravity waves constitute one of the most tangible evidence of the important exchange of energy and momentum at the ocean–atmosphere interface. As they travel across the ocean basins, waves transport the energy they accumulated during storm events and dissipate it through many processes, whose comprehension is of the prime importance for off-shore and coastal engineering and environmental issues. For instance, waves generate a Stokes drift that can significantly contribute to the dispersion of pollutants (e.g. Ardhuin et al., 2004). When they propagate over the continental shelves, the interaction between orbital motions and the bottom creates a sorting of sediment grain size (Carter, 1988; Black and Oldman, 1999). In nearshore regions, wave deformations induce gradients of radiation stresses (Longuet-Higgins and Stewart,

1964), which result in longshore currents, rip-currents and undertows. Finally, storm waves can damage or destroy coastal and off-shore structures and ships. Since these processes are controlled mainly by wave height/energy, direction and period/wavelength, a good knowledge on the variability of these parameters is necessary for many coastal and ocean engineering studies. Indeed, a common procedure in engineering studies is to define statistical parameters (e.g. decennial wave height) based on wave records available on time-periods often too short to represent possible pluri-decadal trends. Furthermore, the recent concerns raised by the investigation of several climate change scenarios, suggesting shifts and frequency increase of storm tracks (IPCC, 2007), make particularly relevant the need of a good assessment of long-term variability of wave climate.

During the last four decades, several studies have been undertaken to analyze wave climate change in the North Atlantic Ocean. Walden et al. (1970) examined the mean values of visually estimated wave heights from nine Ocean Weather Stations in the North Atlantic from 1950 to 1967 and revealed a high variability in wave statistics from year to year. Later, based on shipborne wave recorder data,

\* Corresponding authors. Tel.: +351 218443969 (G. Dodet), +351 218443758 (X. Bertin); fax: +351 218443016.

E-mail addresses: [gdodet@lnec.pt](mailto:gdodet@lnec.pt) (G. Dodet), [xbertin@lnec.pt](mailto:xbertin@lnec.pt) (X. Bertin).



## Simulating morphodynamics with unstructured grids: Description and validation of a modeling system for coastal applications

Xavier Bertin\*, Anabela Oliveira, André B. Fortunato

Estuaries and Coastal Zones Division, National Laboratory of Civil Engineering, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisbon, Portugal

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 18 March 2008  
Received in revised form 8 September 2008  
Accepted 5 November 2008  
Available online 14 November 2008

#### Keywords:

Morphodynamic model  
Model assessment  
Wave–current interactions  
St. Trojan Beach  
Óbidos Lagoon

### ABSTRACT

Morphodynamic modeling systems are being subjected to a growing development over the last decade and increasingly appear as valuable tools for understanding and predicting coastal dynamics and morphological changes. The recent improvements of a 2DH unstructured grid morphodynamic modeling system are presented in this paper and include the implementation of an adaptive morphodynamic time step, the integration and full coupling of a wave model and the forcing by large scale wave and tide models. This modeling system was first applied to a dissipative wave-dominated beach located on the French coast, where the availability of field data allowed for a fine calibration and validation of wave-induced flows and longshore transport, and an assessment of the various sediment transport formulae. The modeling system was then applied to a very dynamic Portuguese tidal inlet where numerical tests show the computational efficiency of using an adaptive time step. Morphodynamic simulations of this inlet with real wave and tidal forcings resulted in realistic morphological predictions. The two applications show that the improved modeling system is able to predict hydrodynamics, transport and morphological evolutions in complex coastal environments.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

### 1. Introduction

Morphodynamic modeling systems consist of a set of modules to simulate shallow water flows, wave propagation, sediment transport and bottom evolution. These systems have been in extensive development over the past 15 years in Europe (de Vriend et al., 1993; Wang et al., 1995; Johnson et al., 1994; de Vriend, 1996; Nicholson et al., 1997; Lesser et al., 2004) and in the US (Holliday et al., 2002; Kubatko et al., 2006; Long et al., 2008). The increasing volume of literature on coastal morphodynamic modeling over the past five years highlights the growing interest of coastal researchers and engineers in these techniques. Among these recent publications, several were focused on the numerical methods used to solve the Exner equation (Johnson and Zyserman, 2002; Callaghan et al., 2006; Fortunato and Oliveira, 2007a; Long et al., 2008), others presented and validated new modeling systems (Lesser et al., 2004; Fortunato and Oliveira, 2004; Kubatko et al., 2006; Saied and Tsanis, 2008), while others described applications of pre-existing modeling systems to complex coastal environments (Sutherland et al., 2004; Grunnet et al., 2004; Jones et al., 2007).

Since the developments of these modeling systems have been fuelled, to a large extent, by the need to address coastal engineering problems, one would expect successful applications to grow

rapidly, as new and better tools became available. Yet, these applications remain scarce in the literature and do not seem to be increasing (Cayocca, 2001; Work et al., 2001; Grunnet et al., 2004). This observation suggests that simulating coastal morphodynamics remains a challenging task and that increasing the sophistication of the models does not necessarily improve the quality of morphological predictions. Indeed, models comparisons do not always recommend the most sophisticated approaches. For instance, Grunnet et al. (2004) suggest that the improved representation of physics brought by a fully 3D approach may not outweigh its higher computational cost, and that using a 2DH approach may perform equally well if the final goal is bathymetric evolution solely.

This study presents recent developments of the unstructured grid morphodynamic modeling system MORSYS2D (Fortunato and Oliveira, 2004, 2007a). This modeling system aims at simulating hydrodynamics, transport of non-cohesive sediments and morphological evolutions in real coastal systems driven by tides, waves, wind and river flows, such as tidal inlets. MORSYS2D was improved in the spirit of integrating less sophisticated physics than other modeling systems, which often implies excessive model tuning and large computational resources, but placing greater emphasis on the forcings and on the representation of the main processes, to perform long-term simulations with a reasonable computational cost. These recent developments are described in Section 2 and include the implementation of a time-adaptive morphodynamic time

\* Corresponding author. Tel.: +351 218443758; fax: +351 218443016.  
E-mail address: [xbertin@lnec.pt](mailto:xbertin@lnec.pt) (X. Bertin).



Contents lists available at ScienceDirect

## Continental Shelf Research

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/csr](http://www.elsevier.com/locate/csr)

# A modeling-based analysis of processes driving wave-dominated inlets

Xavier Bertin <sup>\*</sup>, André B. Fortunato, Anabela Oliveira

Estuaries and Coastal Zones Division, National Laboratory of Civil Engineering, Avenida do Brasil 101, 1700-066 Lisbon, Portugal

## ARTICLE INFO

### Article history:

Received 29 July 2008

Received in revised form

21 November 2008

Accepted 22 December 2008

Available online 31 January 2009

### Keywords:

Wave-dominated inlet

Óbidos lagoon

Wave-induced processes

Morphodynamic model

Portugal

## ABSTRACT

Among the different types of tidal inlets, wave-dominated inlets have been subjected to few quantitative studies, so that the physical processes controlling their dynamics are not fully understood. This study presents the application of a coastal area morphodynamic modeling system to a wave-dominated inlet (Óbidos Inlet, western coast of Portugal), in order to investigate the physical processes responsible for channel development during fair weather conditions and shoaling during periods of larger waves. The modeling system was able to reproduce reasonably well morphological changes at the Óbidos Inlet and subsequent tidal amplitude evolutions inside the lagoon over a period which includes 3 months of fair weather conditions, followed by 2 months representative of winter conditions. The inlet development during fair weather conditions was attributed to the strong ebb-dominance of the main channel without waves, enhanced by the combination of shallow channels and a meso-tidal range. The inlet infilling during the maritime winter was attributed to three main wave-induced mechanisms: (1) the onshore component of wave radiation stress gradients, which is not fully compensated by the wave-induced setup in front of the inlet; (2) the acceleration and convergence of longshore transport toward the inlet, due to the presence of a strong lateral gradient in free surface elevation on both sides of the inlet, and, to a smaller extent, to wave refraction around the ebb-delta; and (3) the increase in mean water level inside the lagoon, which reduces tidal asymmetry and subsequent ebb-dominance.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

## 1. Introduction

The economical and environmental importance of tidal inlets has been growing worldwide. The management of these systems is no longer restricted to the maintenance of navigation channels, but also addresses new challenges, such as adjacent shoreline stability or water renewal in the inner part of the system, for instance in the back barrier lagoons which are used for aquaculture. Portuguese lagoons illustrate this phenomenon very well since many social and economic activities are concentrated in these coastal areas and include: (1) habitation and construction development on the barrier islands, despite the shoreline retreat hazard; (2) aquaculture and fishing; (3) commercial maritime traffic; and (4) recreational activities.

Among the different types of tidal inlets, wave-dominated inlets rather occur in micro- to meso-tidal environments subjected to moderate to severe wave regimes (Hayes, 1979; FitzGerald, 1996). These inlets display usually narrow (100–200 m) and shallow channels (<6 m), little developed ebb-deltas pushed by the waves towards the inlet and multi-lobate and well-developed flood deltas (FitzGerald, 1996; FitzGerald et al., 2000). Because of the combination of wave, tides and

shallow waters, wave-dominated inlets are often highly dynamic, with fast and spectacular morphological changes. This strongly dynamic behavior is particularly true for several Portuguese tidal inlets, where the combination of a severe wave climate, a meso-tidal range and shallow channels results in channel migration reaching 200 m within a few months (Oliveira et al., 2006). Another example is seasonally open inlets, which evolve towards closure within a few months (FitzGerald, 1988; Cooper, 1994; Ranasinghe et al., 1999, Ranasinghe and Pattiaratchi, 2003). Several authors have attributed the maintenance of these seasonally open inlets to river flooding, which enhances ebb-dominance (Elwany et al., 1998; Shuttleworth et al., 2005). Other authors have attributed their closure to two main categories of mechanisms: (1) the interaction between longshore and tidal currents and the subsequent updrift spit growth and downdrift migration of the inlet, which decreases its hydraulic efficiency (Bruun and Gerritsen, 1960; Oertel, 1972; FitzGerald, 1996; Komar, 1996) and (2) the onshore migration of sand bars under the action of waves (FitzGerald, 1988; Cooper, 1994). Using a morphodynamic model, Ranasinghe et al. (1999) and Ranasinghe and Pattiaratchi (2003) have investigated these two latter mechanisms and have shown that inlet closure could occur according to mechanism (2) under small and shore-normal waves. However, their conclusions may not be universal since it was shown at other sites that fair weather conditions promote inlet development while inlet shoaling and closure occur rather during storms and

<sup>\*</sup> Corresponding author. Tel.: +351 218443758; fax: +351 218443016.  
E-mail address: [xbertin@lnec.pt](mailto:xbertin@lnec.pt) (X. Bertin).



Contents lists available at ScienceDirect

## Continental Shelf Research

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/csr](http://www.elsevier.com/locate/csr)

## Longshore transport estimation and inter-annual variability at a high-energy dissipative beach: St. Trojan beach, SW Oléron Island, France

Xavier Bertin<sup>a,b,\*</sup>, Bruno Castelle<sup>c,d</sup>, Eric Chaumillon<sup>b</sup>, Rémi Butel<sup>e</sup>, Robin Quique<sup>b</sup>

<sup>a</sup> National Civil Engineering Laboratory, Estuaries and Coastal Zones Division, Avenida do Brasil 101, 1700-066 Lisbon, Portugal

<sup>b</sup> Centre Littoral De Géophysique, Université de La Rochelle, Avenue Michel Crépeau, 17042 La Rochelle Cedex 1, France

<sup>c</sup> UMR CNRS EPOC-5805, Université de Bordeaux I, Avenue des Facultés, 33405 Talence Cedex, France

<sup>d</sup> Griffith Centre for Coastal Management, Gold Coast Campus, Griffith University, PMB 50 Gold Coast Mail Centre, Qld 9726, Australia

<sup>e</sup> IMB, Université Bordeaux I, 351 Cours de la Libération, 33405 Talence Cedex, France

## ARTICLE INFO

## Article history:

Received 5 July 2007

Received in revised form

7 February 2008

Accepted 13 March 2008

## Keywords:

Longshore transport

Dissipative beach

Fluorescent tracers

Wave-induced currents

Numerical model

## ABSTRACT

This study investigates the annual and inter-annual longshore transport at a high-energy dissipative beach (St. Trojan, SW Oléron Island, France), over the period 1997–2006. This study is divided in two parts: (1) a short-term study, based on field measurements carried out during, low, moderate and high-energy swell conditions, and permitting to calibrate a wave propagation model and both empirical longshore sediment transport formulas and a hydro-sedimentary numerical model; and (2) a long-term study, combining global optimization methods using WAVEWATCH III (WW3) model outputs and wave numerical modelling to define the nearshore wave climate and then to compute the annual and inter-annual longshore transport. A good agreement between the different methods was obtained and values for the annual longshore transport ranged from about  $50,000 \pm 20,000 \text{ m}^3/\text{yr}$  to  $140,000 \pm 30,000 \text{ m}^3/\text{yr}$ . The net annual longshore transport displayed an inter-annual variability, whereas values were always 3–10 times less than those proposed in previous studies. Such differences point out the necessity of calibrating empirical transport formulas and computing accurately the nearshore wave climate. The relatively low values for the net annual longshore transport were explained by a weak contribution of the most energetic swells, which systematically approach the shore with a frontal obliquity and also generate episodes of reverse transport. The methodology itself was also discussed, pointing out the limitations of this study but also the advantages of using WW3 data and simplified wave climates.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

### 1. Introduction

Wave-dominated beaches are some of the most dynamic features around the world coastlines. Improvement in field measurement techniques together with multidisciplinary approaches (naturalist, physical and numerical) have led to a strong improvement of the knowledge of these environments for the last decade. Wave-dominated beaches display a great variability in their morphology, attributed by Masselink and Short (1993) to the combination of the wave energy (wave height and period), the sediment grain size and the tidal range. Amongst the different classes of beaches defined by Masselink and Short (1993), many studies have been conducted on low tide terrace beaches (Ciavola et al., 1997; Ferreira et al., 2000; Balouin et al., 2005), on macrotidal ridge and runnel beaches (Levoy et al., 1998; Masselink

and Anthony, 2001) and low tide bar/rip beaches (Masselink and Hegge, 1995; Pedreros et al., 1996; Castelle et al., 2006a). On the contrary, the literature concerning the dynamic of non-barred dissipative beaches is relatively poor and is only restricted to some quantitative studies (Wright et al., 1979; Russel, 1993).

Amongst the different processes that govern the dynamics of wave-dominated beaches, longshore transport is one of the most important and interests not only the scientific community, but also coastal managers and engineers (White, 1998). Various methods have been used in order to estimate the longshore transport and can be classified in two main categories: field measurement methods and physical/numerical/empirical methods. Field measurement methods include sediment traps (Schoonees and Theron, 1993), radioactive tracers (Inman and Chamberlain, 1959; Long and Drapeau, 1985; Pruszek and Zeidler, 1994), fluorescent tracers (Ingle, 1966; Kraus et al., 1982; Ciavola et al., 1997; Levoy et al., 1998; Ferreira et al., 2000; Vila-Concejo et al., 2004; Balouin et al., 2005; Tonk and Masselink, 2005), optics (Dowing et al., 1981) and acoustics (Osborne and Vincent, 1996). Longshore transport empirical formulas were developed in the 1980's and namely include the CERC (1984), the Bailard (1984)

\* Corresponding author. National Civil Engineering Laboratory, Estuaries and Coastal Zones Division, Avenida do Brasil 101, 1700-066 Lisbon, Portugal.

E-mail addresses: [xbertin@lnec.pt](mailto:xbertin@lnec.pt) (X. Bertin), [b.castelle@epoc.u-bordeaux1.fr](mailto:b.castelle@epoc.u-bordeaux1.fr) (B. Castelle), [remi.butel@math.u-bordeaux1.fr](mailto:remi.butel@math.u-bordeaux1.fr) (R. Butel).

# A new fluorescent tracers experiment improves understanding of sediment dynamics along the Arcay Sandspit (France)

Xavier Bertin · Antoine Deshouillieres ·  
Jonathan Allard · Eric Chaumillon

Received: 6 July 2006 / Accepted: 12 December 2006 / Published online: 11 January 2007  
© Springer-Verlag 2007

**Abstract** A new fluorescent tracers experiment, based on the injection of three distinct tracers at different elevations along a beach profile, was carried out in the vicinity of the Arcay Sandspit (western France), aiming at a better understanding of its rapid growth. The results confirmed that longshore transport was the dominant process in the development of the sandspit. The cross-shore integration of the longshore transport, deduced from the tracers analysis, revealed important differences in transport rates along the beach profile. In the upper part of the beach (beach berm), transport rates were one order of magnitude higher than in the lower part. These differences are associated with increases in wave height and wave incidence with the rising tide, combined with the steepening of the beach slope along the profile. The increase in wave height and incidence at high tide can be explained by a strong decrease in bottom friction, subsequent to the higher water level. This analysis provides a new description of the long-term development of the Arcay Sandspit, involving fast transport of coarse sand within the upper part of the beach over a base of fine sand moving much more slowly.

## Introduction

Sandspits are narrow, elongated sand bodies formed by wave- and wind-related processes (Davis and Fitzgerald 2004). The sediments enabling their development may be supplied by the landward movement of sand from inner shelf deposits, by river discharge, or by the erosion of nearby headlands. Sandspits emplaced in the course of the last centuries have often experienced high progradation rates, ranging from a few meters per year (Ollerhead and Davidson-Arnott 1995) to 100 m/year (Jouanneau 1974; Kokot et al. 2005).

Littoral drift or longshore transport is the most important process responsible for sandspit dynamics and evolution. Field measurement methods aiming at describing and quantifying this longshore transport have been developed and improved over the last five decades. These methods include fluorescent tracer methods (Ingle 1966; Kraus et al. 1982; Pedreros et al. 1996; Ciavola et al. 1997a,b, 1998; Levoy et al. 1998; Ferreira et al. 2000; Vila-Concejo et al. 2004; Balouin et al. 2005), which have the advantages of being relatively polyvalent and taking into account the total transport (i.e., bedload and suspension). Hitherto, fluorescent tracer experiments consisted mostly of injecting the tracer at a local position along the beach profile at low tide (often at mid-tide level) and extrapolating the deduced transport, assuming it to be constant along the whole beach profile. Although this hypothesis appears adequate for beaches where the gradient is relatively constant along the profile, it may be incorrect for beaches displaying a gradient break, such as low-tide terrace beaches (Masselink and Short 1993). In fact, because of the difference in bottom friction between low and high tide, significant wave height and incidence are expected to increase along the profile as the tide rises,

---

X. Bertin (✉) · A. Deshouillieres · J. Allard · E. Chaumillon  
Centre Littoral de Géophysique, Université de La Rochelle,  
Avenue Michel Crépeau,  
17042 La Rochelle cedex 1, France  
e-mail: xbertin@lnec.pt

### Present address:

X. Bertin  
Estuaries and Coastal Zones Division,  
National Civil Engineering Laboratory,  
Av. do Brasil 101,  
1700-066 Lisbon, Portugal