



HAL
open science

Dynamique de plages sableuses enclavées à la pointe Bretagne

Victor Quilfen

► **To cite this version:**

Victor Quilfen. Dynamique de plages sableuses enclavées à la pointe Bretagne. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris-Est, 2016. Français. NNT : 2016PESC1146 . tel-01557966

HAL Id: tel-01557966

<https://pastel.hal.science/tel-01557966>

Submitted on 6 Jul 2017

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.



l'École des Ponts ParisTech

Spécialité doctorale “Mécanique des Fluides”

présentée et soutenue publiquement par

Victor Quilfen

le 20 décembre 2016

Dynamique de plages sableuses enclavées à la pointe Bretagne

Directeur de thèse : **Georges Chapalain**
Co-encadrant de thèse : **Catherine Villaret**

Jury :

M. Dominique Astruc,	Maître de conférences — INP/IMF Toulouse	Rapporteur
M. Erik Toorman,	Professeur des universités — KU Leuven	Rapporteur
M. Pablo Tassi,	Ingénieur de recherche — LHSV, UPEC/EDF, Chatou	Examineur
M. Michel Benoît,	Professeur des universités — IRPHE Marseille	Président du jury
M. Georges Chapalain,	Directeur de recherche — LGCE, Cerema, Plouzané	Examineur
Mme Catherine Villaret,	Ingénieure de recherche — LHSV, UPEC/EDF, Chatou	Examineur

Remerciements

Comme un paradoxe les quelques lignes qui suivent sont écrites en dernier bien que figurant en premières pages de ce manuscrit... C'est dire l'importance d'un travail en équipe pour accomplir quelque chose. Chacun apporte son petit grain de sable pour faire s'étendre la plage, chacun apporte son idée pour faire progresser le sujet. Après plus de trois années de travail justement sur un sujet aussi complexe que passionnant, il est temps de remercier toutes les personnes qui ont contribué à cette thèse et l'ont rendue possible.

En premier lieu, je voudrais remercier chaleureusement mes directeurs de thèse. Georges Chapalain, sans qui cette thèse n'aurait pas vu le jour. Merci pour ton soutien tout au long de ces trois années et pour ton attachement à cette belle problématique qu'est la dynamique des plages sableuses. Un grand merci aussi pour m'avoir fait confiance en me laissant un certain degré de liberté, et enfin pour la rigueur scientifique dont tu fais preuve qui est un gage de qualité et une aide sûre et précieuse pour l'avenir. Catherine Villaret, pour m'avoir guidé dans le travail compliqué de la modélisation et pour les discussions scientifiques éclairantes sur le sujet du transport des sables. Merci également pour avoir participé à mon intégration parmi les membres du Laboratoire Saint-Venant à Chatou où j'ai pu échanger et discuter mes résultats. Merci à tous les deux!

Je souhaiterais également dire un grand merci aux différents membres du jury. Tout d'abord merci aux rapporteurs Dominique Astruc et Erik Toorman d'avoir accepté la relecture de ma thèse, et ce malgré les délais restreints. Merci pour vos remarques et vos instructions qui sont le reflet du travail accompli et qui m'ont permis de soutenir mais aussi d'estimer les défauts et les qualités de mon mémoire... Merci également à Pablo Tassi, dont j'ai fait la connaissance au laboratoire Saint-Venant, pour sa participation en tant qu'examineur mais aussi pour sa présence lors de mes différentes réunions à Chatou où ses réflexions et sa connaissance du sujet m'ont été d'une aide précieuse. Enfin, je remercie tout particulièrement Michel Benoît, directeur du laboratoire Saint-Venant au début de ma thèse et président du jury, pour son soutien et son expérience de la modélisation des vagues qui m'ont guidés et permis de mieux appréhender mon sujet.

J'aimerais ensuite remercier le directeur de la Direction technique Eau, mer et fleuve pour avoir appuyé le financement de cette thèse, ainsi que toutes les personnes du laboratoire LGCE au Technopôle Plouzané et du Cerema, qui m'ont accompagné et aidé au cours de ces trois années.

Bien évidemment, mes premiers remerciements s'adressent à Antoine Douchin et Olivier Boucher, grâce à qui j'ai pu réaliser des mesures *in situ* et valider la modélisation, mais aussi compagnons de route (428 km parcourus à pied sur les plages, soit un aller-retour Brest/Rennes!) et collègues de travail. Merci pour votre assiduité au travail de terrain, pour m'avoir aidé à manipuler (et porter...) les instruments de mesure. Merci aussi pour votre aide à l'utilisation des capteurs de courant et la récupération des données et pour votre connaissance du terrain, des bancs de sable (ça aide d'avoir un wind-surfer dans l'équipe) et de la météo! Une veille permanente sur Windguru, Allosurf and co, impossible de rater les meilleures conditions pour aller sur le terrain. Merci également pour les petits bouts de code Scilab pour le traitement des données, ils m'ont été bien utiles. Bref, un énorme merci à vous deux!

Un grand merci aussi à André Simon, pour son aide inestimable dans le traitement des images et sa sympathie. Ça a été un réel plaisir de travailler avec toi. Merci également à Nicolas Guillou, pour son aide, sa connaissance scientifique et les données procurées qui m'ont permis d'être plus rigoureux dans mon travail. Je n'oublie pas tous les autres membres du LGCE, Valérie Rameliarison et Nicolas Michelet, doctorants en même temps que moi, à qui je souhaite le meilleur pour leur futur carrière. J'adresse également mes remerciements à Alexis Beudin et Aurélie Rivier, présents au début de ma thèse et qui m'ont apporté un soutien important au cours de ma première année.

Merci aussi à tous les membres du laboratoire Saint-Venant, pour leur aide concernant la découverte du modèle TELEMAC, à Tom Benson de HR Wallingford pour m'avoir fourni le logiciel MERMAID, et aux développeurs du modèle XBeach qui ont bien voulu répondre à mes questions, en particulier au début dans l'apprentissage du code et sa prise en main.

Plus personnellement, je remercie énormément mes proches, famille et amis, pour leur soutien considérable tout au long de ces trois années, et pour tous les moments passés avec eux. Un grand grand merci à mon frère Thomas et ma soeur Marie qui me suivent depuis tout petit. Merci à Sandra, Yass, Pierrot, Marie U, Anne-So, Audran, Charlotte, Mathieu, Maddy, Manu, Nico et à tous ceux que j'oublie mais qui m'ont permis d'avancer petit à petit!

Un MERCI tout particulier à mes parents qui m'ont offert le goût et la passion de la mer et tout ce qui s'y rapporte, c'est grâce à vous si aujourd'hui j'en suis là.

Pour terminer, du plus profond de mon cœur merci à toi Jeanne pour m'avoir encouragé, soutenu, pour tes sourires, ta générosité, ton amour et ta patience!

“La reconnaissance est la mémoire du coeur.” (Hans Christian Andersen)

Résumé/Abstract

Résumé

La thèse porte sur l'étude des plages sableuses enclavées entre des caps rocheux dans l'environnement macrotidal de la pointe Bretagne.

Une double approche complémentaire liant études numériques et observations et mesures *in situ* sur un site-atelier a été retenue. Deux modèles déterministes intégrés sur la verticale (2DH) incorporant les processus hydrodynamiques, hydro-sédimentaires et morphodynamiques en jeu dans la zone littorale ont été sélectionnés. Il s'agit du code aux différences finies XBeach (Roelvink *et al.*, 2009) comportant des sous-modèles spécifiques de propagation du rouleau d'écume ("*roller*"), d'ondes infragravitaires et de contre-courant de retour ("*undertow*") et du code aux éléments finis TELEMAC (Hervouet, 2007). Les plages sableuses enclavées adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h en Presqu'île de Crozon (Finistère) ont été choisies comme site-atelier pour leur topographie/bathymétrie complexe (caps et éperon rocheux de longueurs diverses, îlot, chenaux de baine, saillant). Des observations et des mesures *in situ* hydrodynamiques, bathymétriques/topographiques et sédimentologiques ont été réalisées sur une période de un an (septembre 2014 — septembre 2015) sous diverses conditions météo-océanographiques.

Dans un premier temps, le code XBeach a été appliqué à l'étude de la dynamique de plages enclavées schématisées par une échancrure rectangulaire. La genèse et l'évolution de la barre subtidale de déferlement ont été examinées en fonction des dimensions de l'échancrure et des amplitudes et phases des forçages de marée et de houle.

Dans un deuxième temps, la transformation des vagues de hauteurs, périodes et directions différentes et la circulation induite sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h ont été étudiées à l'aide du code XBeach. Ces prédictions ont été confrontées aux diverses mesures *in situ*, ainsi qu'aux prédictions du code aux éléments finis TELEMAC. Les différences et les similitudes dans la dynamique des plages enclavées par rapport aux plages ouvertes "quasi-infinies" ont pu être dégagées et discutées.

Dans un troisième et dernier temps, la dynamique des plages de La Palue et de Lostmarc'h a été étudiée dans des situations extrêmes de houles décennale et cinquantennale (déduites d'une analyse statistique de 7 années de prédiction de houles locales) conjuguées à une élévation du niveau marin induite par le changement climatique.

Abstract

This thesis deals with the study of sandy beaches embayed between rocky headlands in the macrotidal environment of the tip of Brittany.

A complementary approach combining numerical modeling and in situ measurements is used. Two deterministic depth-integrated (2DH) models incorporating hydrodynamic, hydro-sedimentary and morphodynamic processes present in the coastal zone have been selected. The first one is the finite difference model XBeach (Roelvink et al., 2009) comprising specific sub-models of roller, infragravity waves and undertow propagation and the second one is the finite element model TELEMAC (Hervouet, 2007). Nearby sandy embayed beaches of La Palue and Lostmarc'h (Crozon Peninsula, Finistère) have been chosen as field measurement site for their complex bathymetry/topography (headlands and outcrop of different lengths, small island, rip channels, tombolo). Observations and in situ hydrodynamic, bathymetric/topographic and sediment measurements have been made over a period of one year (September 2014 — September 2015) under different weather and sea conditions.

Firstly, the XBeach model has been applied to study the overall dynamics of schematically built embayed beaches with a rectangular indentation. Subtidal sandbar formation and evolution have been studied according to various indentation sizes and waves and tide amplitudes and phases.

Secondly, waves transformation for different heights, periods and directions and induced currents on La Palue and Lostmarc'h beaches have been studied thanks to the XBeach model. These predictions have been compared to various in situ measurements and to the TELEMAC model results. The differences and similarities in dynamics of embayed beaches with respect to open beaches may have been identified and discussed.

Thirdly and lastly, the dynamics of La Palue and Lostmarc'h beaches has been studied in situations of extreme ten-yearly and fifty-yearly storm waves (deducted from a statistical analysis over a 7 year period of local waves predictions) combined to a sea level rise induced by climatic change.

Table des matières

Remerciements	2
Résumé/Abstract	4
1 Introduction générale	10
2 Processus physiques élémentaires en jeu	24
2.1 Processus hydrodynamiques	24
2.1.1 Transformation des vagues	24
2.1.2 Vagues aléatoires	32
2.1.3 Ondes d'infragravité	33
2.1.4 Niveau moyen et courants induits par la houle	34
2.1.5 Marée	37
2.2 Transport sableux	39
2.2.1 Mise en mouvement et modes de transport	39
2.2.2 Transport combinant les effets d'une houle et d'un courant	42
2.3 Evolution des fonds	43
2.4 Synthèse	44
3 Modélisation hydro-morpho-sédimentaire 2DH	46
3.1 Etat de l'art	47
3.2 Présentation du code XBeach	48
3.2.1 Formulation mathématique	48
3.2.2 Résolution numérique	58
3.3 Description de la chaîne de modélisation TELEMAC	58
3.3.1 Formulation mathématique	58
3.3.2 Résolution numérique	61
3.4 Etude comparative XBeach - TELEMAC sur une plage ouverte rectiligne uniforme	61
3.4.1 Configuration	61
3.4.2 Résultats	62
3.4.3 Discussion	68
3.5 Synthèse du chapitre 3	69
4 Caractérisation et observation du site-atelier de La Palue et de Lostmarc'h	72
4.1 Description générale du site	72
4.2 Caractérisation des régimes de vagues incidentes	74
4.2.1 Définition des coups de mer et des inter-coups de mer	75
4.2.2 Statistiques globales	76

4.2.3	Statistiques durant les coups de mer	78
4.2.4	Statistiques durant les inter-coups de mer	80
4.2.5	Evolution temporelle schématisée	82
4.2.6	Synthèse	85
4.3	Une année d'observations et de mesures <i>in situ</i>	86
4.3.1	Observations et mesures topographiques	86
4.3.2	Levé granulométrique des sédiments de fonds	111
4.3.3	Mesures hydrodynamiques	115
4.4	Synthèse	131
5	Applications des modèles 2DH	136
5.1	Stratégie de simulation	136
5.2	Plages schématiques	137
5.2.1	Configuration	137
5.2.2	Résultats	140
5.2.3	Discussion	147
5.3	Plages de La Palue et de Lostmarc'h	149
5.3.1	Prédictions et validation hydrodynamiques	149
5.3.2	Prédictions hydro-sédimentaires	189
5.3.3	Prédictions et validation morphodynamiques	195
5.4	Synthèse	212
6	Discussion générale	214
6.1	Systèmes de barres et chenaux	215
6.1.1	Barre de déferlement	215
6.1.2	Barre intertidale de <i>swash</i>	217
6.1.3	Chenaux associés aux courants de déferlement	218
6.2	Réponses hydrodynamique et hydro-sédimentaire instantanées	219
6.2.1	Circulation hydrodynamique	219
6.2.2	Flux sédimentaires	222
6.3	Flux sédimentaires résiduels à échelle événementielle	223
6.3.1	Flux sédimentaires résiduels moyennés sur les différentes sous-entités	223
6.3.2	Flux sédimentaires résiduels au travers des frontières des différentes sous-entités	228
6.4	Impact morphologique de la remontée du niveau de la mer pour des conditions de vagues moyennes et extrêmes	233
7	Conclusions et Perspectives	240
7.1	Conclusions générales	240
7.2	Perspectives	243
	Annexes	246
A	Formulations empiriques liées au déferlement des vagues	248
B	Equations de Phillips (1977)	250
C	Climatologie des vagues au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	254

D Granulométrie des plages de La Palue et de Lostmarc'h	270
E Comparaison des prédictions (XBeach) aux mesures <i>in situ</i> (courantomètre JG)	272
F Set-up induit par les vagues sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	284
G Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) selon le climat de vagues	292
H Prédictions morphodynamiques 2DH : comparaison modèle/mesure	314
I Prédictions morphodynamiques pour différents profils transversaux et longitudinaux	322
Bibliographie	346
Liste des figures	348
Liste des tableaux	360
Liste des symboles	362

Chapitre 1

Introduction générale

Le littoral, interface terre - mer, est une zone attractive à forts enjeux socio-économiques car s’y concentrent de nombreuses populations. Selon l’Institut National de la Statistique et des Etudes Economiques (INSEE, 2005) [1], 12 % de la population métropolitaine y réside, pour des raisons économiques (transports maritimes, travaux portuaires, pêche, aquaculture...) ou récréatives (tourisme balnéaire, sports nautiques...). Il en existe une grande diversité, allant de la côte rocheuse ponctuée de plages enclavées aux longs linéaires sableux s’étendant sur plusieurs dizaines de kilomètres, en passant par les baies, les deltas, les îles barrières, les flèches, les cordons littoraux fermant une lagune (lidos) ou encore les grèves de galets. Aujourd’hui, les littoraux sont des environnements fragiles, en particulier les portions sableuses. L’épuisement des stocks d’avant-côte de sable coquiller ainsi que celui des sédiments fluviatiles causé par la construction de barrages, la stabilisation des berges ou encore les dragages (Chamley, 2002 [2]), est à l’origine d’une régression des plages, estimée à 48 % à l’échelle du territoire français selon l’Institut Français de l’Environnement (2007) [3]. Une disparité régionale existe, avec par exemple 70 % du trait de côte en recul dans le Nord-Pas-de-Calais, 32 % dans le Finistère, contre seulement 10 % en Corse. Deux facteurs sont susceptibles d’aggraver cette érosion du littoral sableux. Le premier est le phénomène de “littoralisation” correspondant à une anthropisation croissante et rapide. Selon l’INSEE, entre 1975 et 2005, la population littorale a augmenté de 19 %. Le deuxième est le changement climatique, à l’origine d’une hausse du niveau marin. D’après le dernier rapport du Groupe d’Experts Intergouvernemental sur l’Evolution du Climat (GIEC, 2014) [4] et celui de l’Agence Européenne pour l’Environnement (EEA, 2012) [5], le niveau marin a augmenté de 1,7 mm/an en moyenne entre 1901 et 2000, soit 17 cm au total. Sur les deux dernières décennies, il a augmenté de 3 mm/an (Church et White, 2011 [6]). Les projections de l’élévation future au cours du 21^e siècle sont assez différentes selon les lieux et le scénario de réchauffement climatique adopté, avec des valeurs extrêmes de 20 cm au minimum et de 2 m au maximum et une forte probabilité que l’élévation reste inférieure à 1 m. A titre d’exemple, Kastman *et al.* (2011) [7] prédisent une élévation maximale de 55 à 115 cm sur les côtes hollandaises et Lowe *et al.* (2009) [8] prédisent une élévation de 12 à 76 cm autour des îles Britanniques. La fréquence et l’intensité des tempêtes sont également susceptibles de s’accroître, même si les tendances sont moins claires et difficiles à détecter (Haigh *et al.*, 2010 [9]). Les études semblent montrer que la fréquence des surcotes extrêmes augmente sensiblement au même rythme que le niveau marin moyen (*e.g.* Araujo et Pugh, 2008 [10]; Marcos *et al.*, 2011 [11]). Les plages sableuses logées entre deux caps rocheux, surnommées “plages de poche” du fait de leur emprise limitée (< 4 km selon Short, 1999 [12]) et que nous dénommons “plages enclavées”, sont particulièrement menacées par ces tempêtes extrêmes du fait d’un stock de sable limité.

Le littoral de la pointe Bretagne et ses plages enclavées

La Bretagne s'avance dans l'Océan Atlantique à l'ouest, formant la Mer d'Iroise, et jouxte la Manche au nord-ouest et le Golfe de Gascogne septentrional au sud-ouest (Figure 1.1a). Son littoral, très découpé au point d'être retenu par Mandelbrot (1995) [13] pour illustrer sa nature fractale, est dominé par des côtes rocheuses comme environ 80 % du trait de côte mondial (Emery et Kuhn, 1982 [14]). Il est ainsi propice à la présence de plages enclavées dont le profil dans le plan est très fortement influencé par des caps et des îlots rocheux. Une caractérisation géométrique d'un échantillon de 600 de ces plages, inspirée de celle de Bowman *et al.* (2009) [15] pour les plages de Catalogne en Espagne, a été entreprise à l'aide du site internet <http://www.geoportail.gouv.fr> (Quilfen et Chapalain, 2015 [16]), faisant intervenir la longueur de la plage S_2 (m), la profondeur de l'échancrure a (m), la distance entre les deux caps C_l (m), le périmètre de l'échancrure S_1 (m) incluant la longueur de la plage plus celle des deux caps (Figure 1.2) ainsi que la forme de la courbure de plage (rectiligne, parabolique, elliptique, convexe, sinusoïdale, en ellipses successives, irrégulière). La forme parabolique présente trois courbures différentes : une portion rectiligne, une portion légèrement incurvée et une portion très incurvée, située sous le cap contrôlant la plage (*e.g.* Yasso, 1965 [17]; Hsu et Evans (1989) [18]; Moreno et Kraus, 1999 [19]). La forme elliptique présente deux portions incurvées sous les caps et une portion plus rectiligne au centre, autrement dit deux arcs de parabole (Benedet *et al.*, 2004 [20]). Nous distinguons également les plages quasi-rectilignes ou parfaitement rectilignes. Une plage est délimitée en tant que "étendue sableuse, de longueur supérieure à 10 m, continue à pleine mer de vive-eau moyenne (coefficient de marée de 95)". La longueur S_2 est calculée en suivant la laisse de pleine mer, ce qui permet de s'affranchir du problème des plages disjointes à pleine mer mais connectées à basse mer à cause d'un estran très large ou d'une séparation par une pointe trop petite. Les plages ont été classées selon leur degré d'ouverture à l'aide d'un "taux de confinement" défini par a/C_l (Bowen *et al.*, 2009 [15]). Un "indice de confinement" (IC) allant de 1 à 5 a en plus été défini, ce qui permet de qualifier si la plage est "peu enclavée", "assez peu enclavée", "moyennement enclavée", "enclavée" ou "très enclavée" (Tableau 1.1).

Indice de confinement (IC)	Degré de confinement	Valeurs de $\frac{a}{C_l}$
1	"peu enclavée"	0 - 0,30
2	"assez peu enclavée"	0,31 - 0,40
3	"moyennement enclavée"	0,41 - 0,70
4	"assez enclavée"	0,71 - 1
5	"très enclavée"	> 1

TABLEAU 1.1: Indice de confinement des plages sableuses de la pointe Bretagne.

Une étude statistique à l'échelle globale sur l'échantillon des 600 plages retenues, mais également à l'échelle d'un secteur du trait de côte, a été réalisée. Nous avons choisis de morceler la pointe Bretagne en neuf secteurs (Figure 1.3), distingués en partie à cause de la différence de typologie du trait de côte, en s'appuyant sur le contexte géologique et sur la physionomie des côtes bretonnes (voir "L'atlas de l'environnement en Bretagne – La Bretagne : des hommes, un territoire", 1999 [21]), en partie selon le découpage des divers "Pays" de la Bretagne (Léon, Bigouden, Aven, Trégor *etc.*).

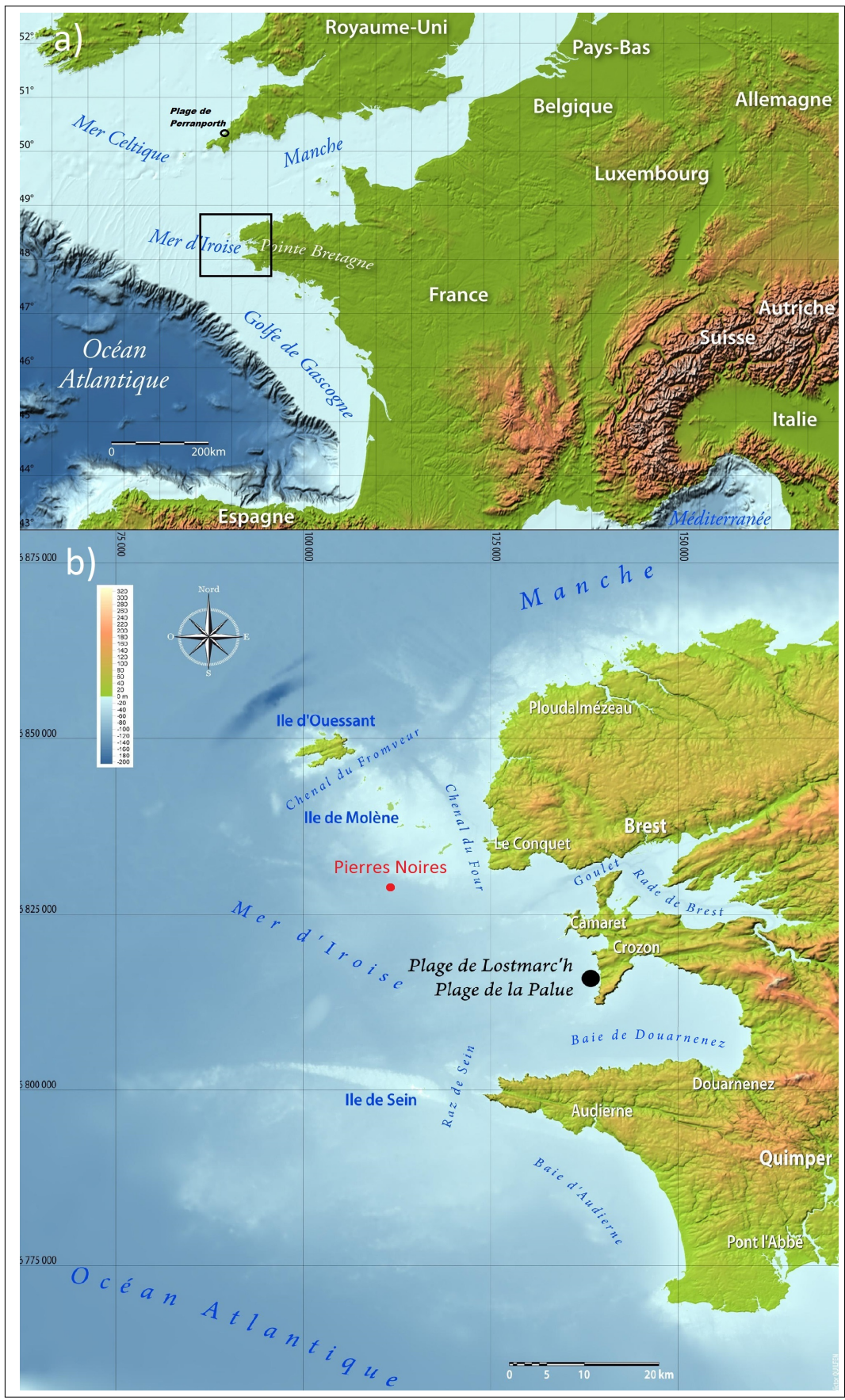


FIGURE 1.1: a) Situation géographique de la pointe Bretagne dans l'Atlantique nord-est ; b) Localisation des plages de La Palue et de Lostmarc'h en Presqu'île de Crozon à la pointe Bretagne.

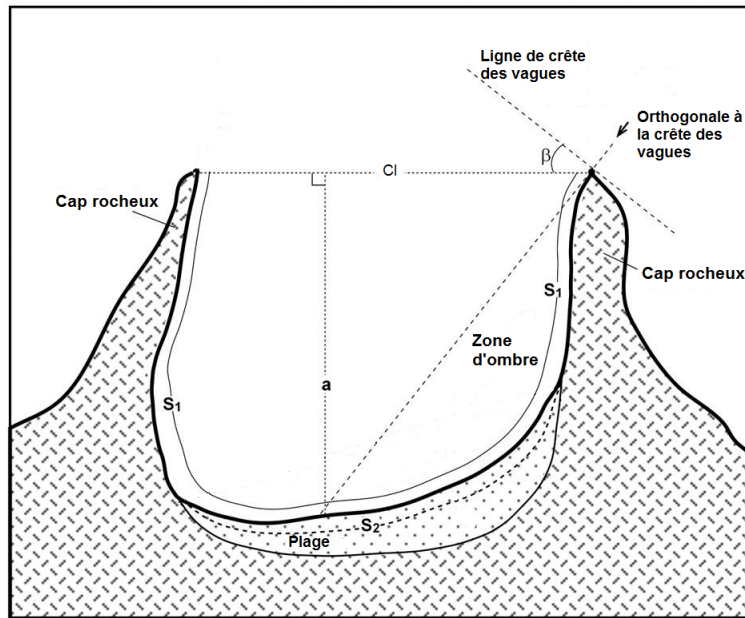


FIGURE 1.2: Définition des paramètres géométriques d'une plage enclavée dans une côte rocheuse (Bowman *et al.*, 2009 [15] modifié).

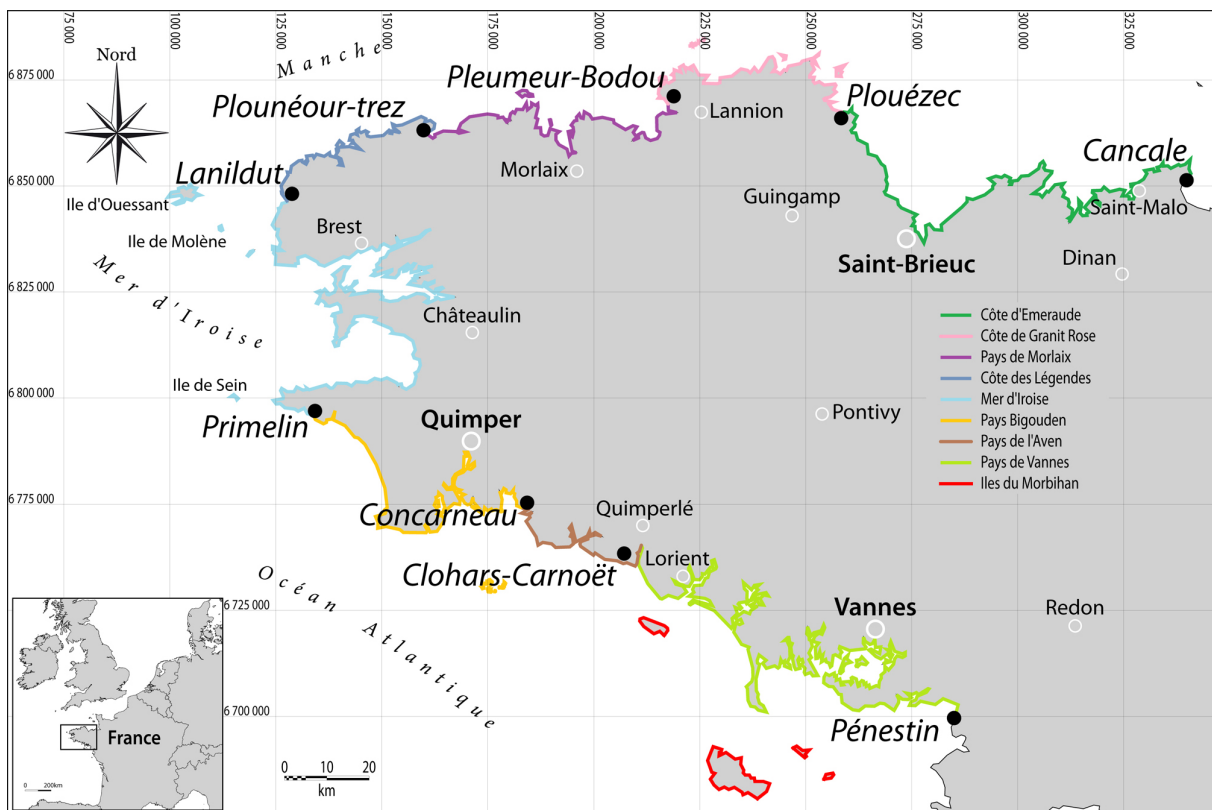


FIGURE 1.3: Trait de côte de la pointe Bretagne et les différentes zones côtières qui la composent : “Côte d’Emeraude” (CE, 85 plages), “Côte de Granite Rose” (CGR, 17 plages), “Pays de Morlaix” (PM, 88 plages), “Côte des Légendes” (CL, 77 plages), “Mer d’Iroise” (MI, 71 plages), “Pays Bigouden” (PB, 47 plages), “Pays de l’Aven” (PA, 56 plages), “Pays Vannetais” (PV, 84 plages) et “Iles du Morbihan” (IM, 75 plages).

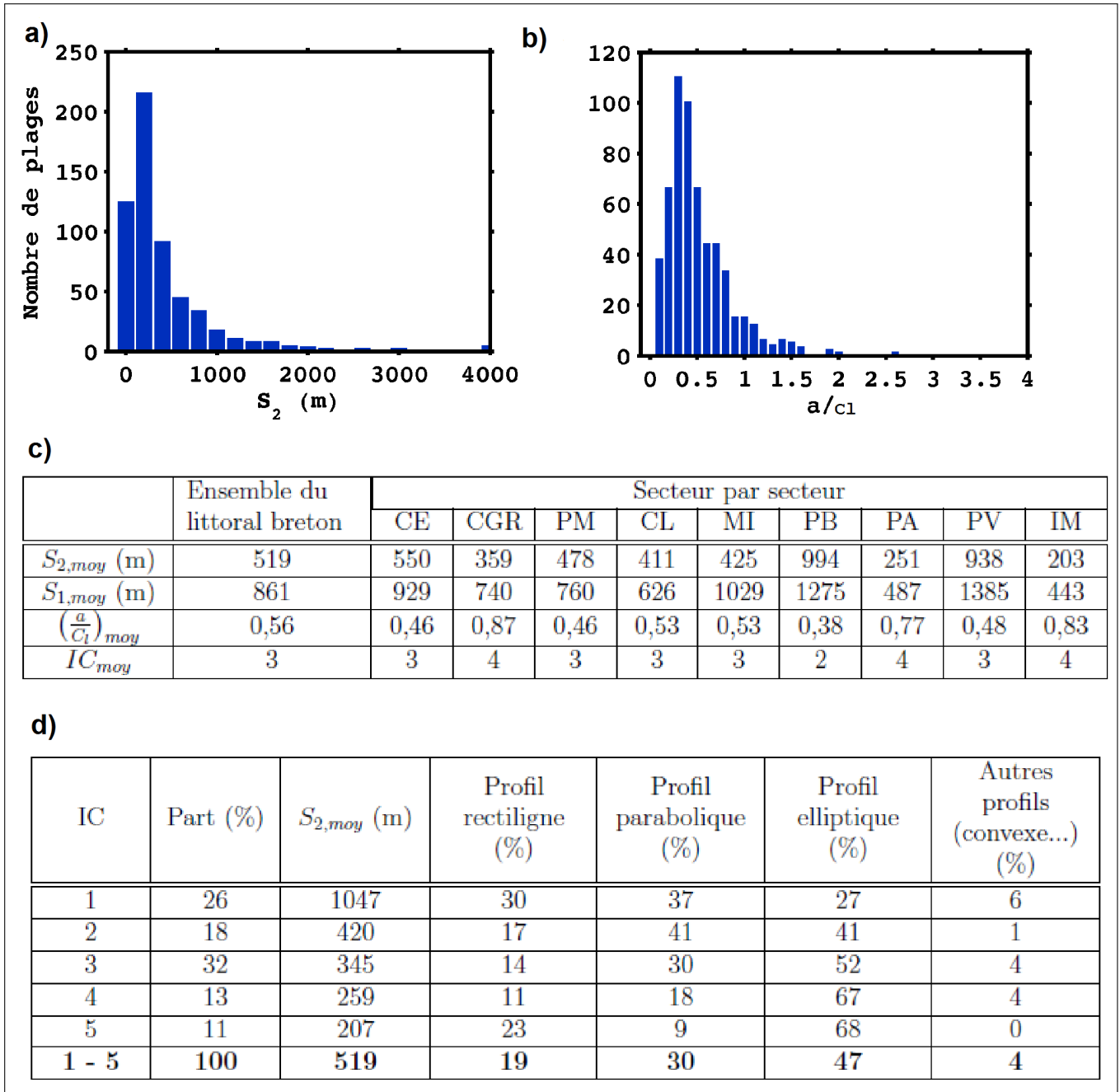


FIGURE 1.4: Caractérisation géométrique des plages enclavées à la pointe Bretagne. a) Histogramme des longueurs S_2 (m) pour un échantillon de 600 plages; b) Histogramme des taux de confinement a/C_1 pour un échantillon de 600 plages; c) Caractérisation géométrique moyenne des plages enclavées à la pointe Bretagne; d) Formes dans le plan en fonction de l'indice de confinement.

Les plages sableuses de la pointe Bretagne sont de longueur modeste. En effet, 42 % des plages ont une longueur inférieure à 200 m et seulement 12 % ont une longueur supérieure au kilomètre. Presque les trois quarts des plages ont une longueur inférieure à 600 m et seulement 5 plages ont une longueur supérieure à 4 km. Nous illustrons à la Figure 1.4a la répartition des longueurs où seules les plages de longueur inférieure à 4 km sont considérées. La moyenne régionale est de 519 m (Figure 1.4c). Les plages sableuses de la pointe Bretagne sont relativement enclavées (Figure 1.4b). Plus de la moitié des plages ont un IC supérieur ou égal à 3, c'est-à-dire sont moyennement à très

enclavées. Typiquement, une plage de poche aura un IC élevé alors qu’une longue plage ouverte aura un IC bas. Un exemple est illustré à la Figure 1.5 avec les plages de Kerhornou (Ploumoguer, Finistère nord), petite plage de poche de longueur 390 m, et de Pen Loc’h (Trévignon, Finistère sud), plage plus ouverte de longueur 1560 m. La plage de Kerhornou a un IC égal à 4 alors que la plage de Pen Loc’h a un IC égal à 1. Le taux de confinement moyen est de 0,56 (Figure 1.4c), la médiane de 0,43. A titre de comparaison, le taux de confinement moyen des plages brésiliennes est de 0,4 (Klein *et al.*, 2002 [22]) et celui des plages catalanes naturelles de 0,69 (Bowman *et al.*, 2009 [15]). Sur l’ensemble des plages de la pointe Bretagne, 26 % sont peu enclavées, 18 % assez peu enclavées, 32 % moyennement enclavées, 13 % assez enclavées et 11 % très enclavées.

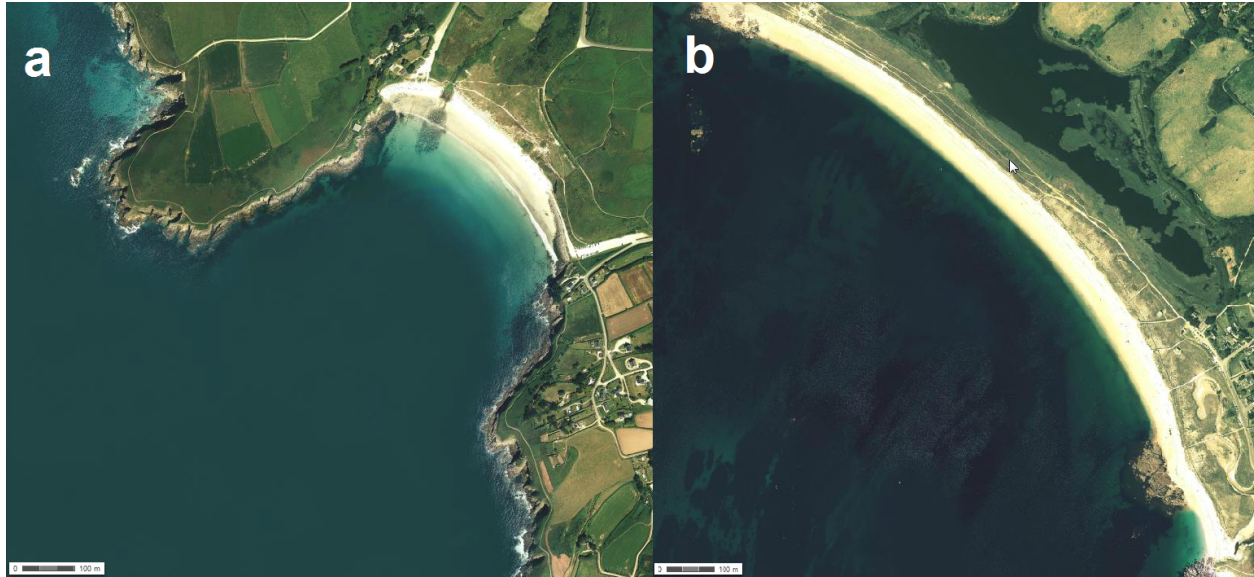


FIGURE 1.5: Critères géométriques pour deux plages enclavées à la pointe Bretagne : (a) Kerhornou (Ploumoguer, Finistère nord) : $a/C_l = 0,75$ (IC = 4) ; $S_1/C_l = 2,03$ et $S_2/S_1 = 0,27$; (b) Pen Loc’h (Trévignon, Finistère sud) : $a/C_l = 0,17$ (IC = 1) ; $S_1/C_l = 1,12$ et $S_2/S_1 = 0,92$.

Les plages sableuses de la pointe Bretagne sont pour 19 % rectilignes ou quasi-rectilignes, pour 30 % paraboliques, pour 47 % elliptiques et pour 4 % convexes, sinusoïdales, en ellipses successives ou simplement irrégulières (Figure 1.4d). Il apparaît clairement que plus une plage est contrainte (IC élevé), plus sa longueur est faible et plus son profil dans le plan prend une forme elliptique et est contrôlé par les deux caps rocheux. En effet, 67 % des plages enclavées avec un IC égal à 4 et 68 % des plages enclavées avec un IC égal à 5 sont elliptiques contre seulement 27 % des plages enclavées avec un IC égal à 1. En revanche, plus la plage est enclavée moins elle a de chance d’avoir un profil parabolique, c’est-à-dire contrôlé par un seul cap. En effet, seulement 18 % des plages enclavées avec un IC égal à 4 et 9 % des plages enclavées avec un IC égal 5 ont un profil parabolique contre 37 % pour les plages enclavées avec un IC égal à 1.

Les côtes de Bretagne sont soumises au double forçage combinant la marée et les vagues. La marée est semi-diurne (deux plaines mers et deux basses par jour) et représente un acteur dynamique de premier ordre, car le marnage, différence de niveau d’eau entre une pleine mer et une basse mer, peut atteindre plus de 7 m (par exemple 7,2 m à Brest pour un coefficient de marée maximal de 120). Les plages de Bretagne sont donc qualifiées de “macrotidales”. Malgré la dissipation d’une partie de l’énergie des vagues par frottement sur le plateau continental (*cf.* Figure

1.1a), le potentiel énergétique des vagues aux abords des côtes de la pointe Bretagne est important (Guillou et Chapalain, 2015 [23]).

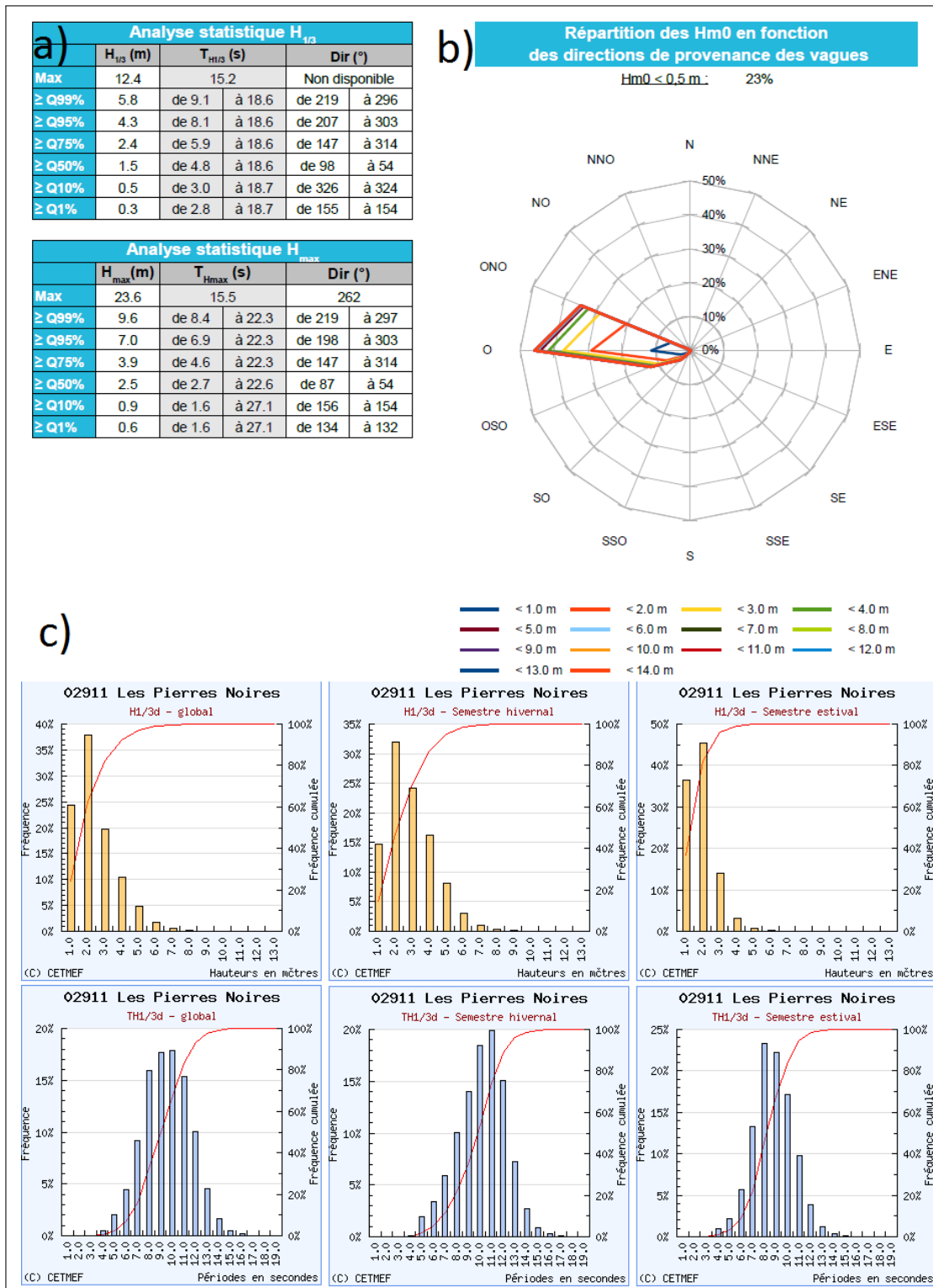


FIGURE 1.6: Climatologie des vagues à la bouée des Pierres Noires en Mer d'Iroise (Source : Cerema, 2014 [24]). a) Tableaux statistiques des hauteurs significative et maximale ; b) Répartition des hauteurs significatives en fonction de la direction de provenance ; c) Climatologie moyenne.

Les données relevées à la bouée des Pierres Noires (*cf.* point rouge à la Figure 1.1b) montrent que la hauteur significative des vagues peut dépasser 10 m lors des tempêtes les plus fortes (Figure 1.6a), et que le secteur ouest est largement prédominant pour les vagues de tempête (Figure 1.6b). La climatologie moyenne est résumée à la Figure 1.6c.

Cependant, il existe des disparités spatiales bien visibles à la Figure 1.7, avec d’un côté des zones au fort potentiel énergétique comme au large de la Presqu’île de Crozon ou dans la baie d’Audierne (*cf.* Figure 1.1b), et d’un autre côté des zones abritées telles que derrière l’archipel de Molène, en baie de Douarnenez ou en rade de Brest (*cf.* Figure 1.1b). Il existe aussi des disparités temporelles, notamment une variabilité saisonnière avec l’alternance d’une période estivale (entre mai et septembre) où les vagues sont généralement faibles et d’une période hivernale (entre octobre et avril) où les vagues sont généralement fortes. La direction de provenance des vagues générées par les systèmes dépressionnaires associés aux différents régimes perturbés de sud-ouest (10 %), d’ouest (50 %), de nord-ouest (25 %) et d’est (15 %) en proche Atlantique et en Manche, présente également une variation spatio-temporelle. Le déferlement sur les plages des houles d’ouest créées par les dépressions d’Atlantique Nord est cependant largement dominant.

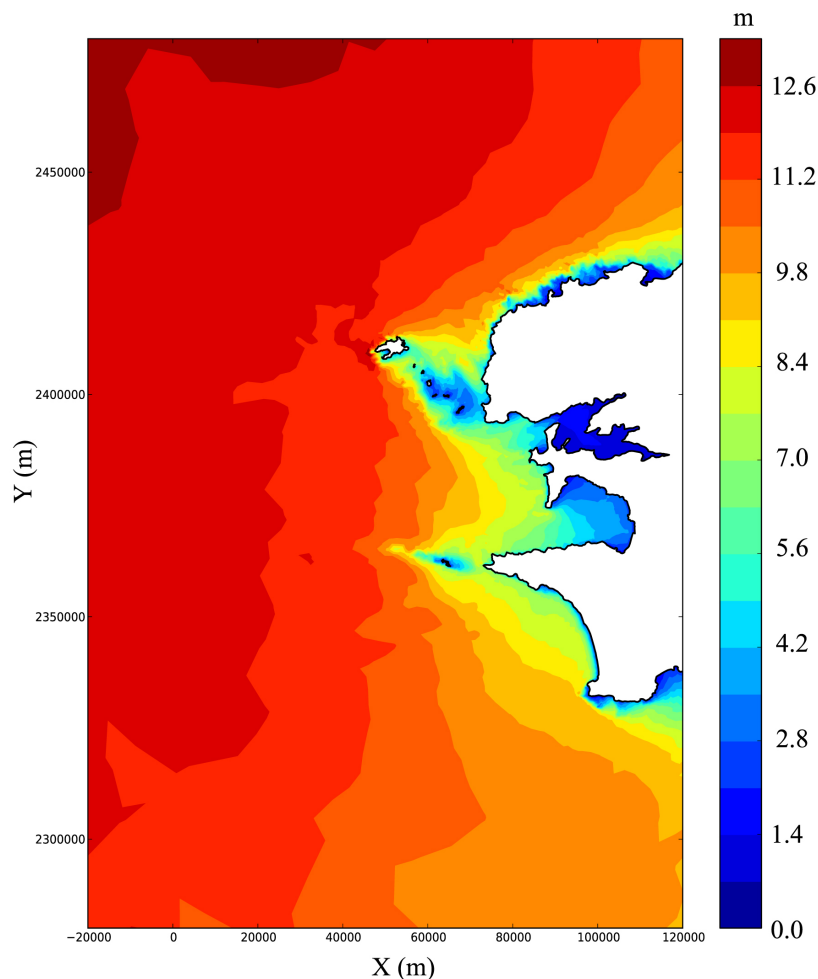


FIGURE 1.7: Hauteurs significatives maximales des vagues en Mer d’Iroise prédites par SWAN (Booij *et al.*, 1999 [137]) sur la période 2004 - 2011 (Guillou et Chapalain, 2015 [23]).

Dynamique des plages enclavées

Au cours du 20^e siècle, les plages enclavées ont reçu peu d’attention en comparaison aux longues plages “quasi-infinies”, citons par exemple les travaux conséquents sur les plages de Duck en Caroline du Nord aux Etats-Unis (*e.g.* Gallagher *et al.*, 1998 [25]; Lee *et al.*, 1998 [26]), du Truc Vert en France (*e.g.* Castelle *et al.*, 2007 [27]), de Egmond aan Zee (*e.g.* Short, 1992; *e.g.* Kroon, 1999 [28]; Smit *et al.*, 2008) et de Terschelling (*e.g.* Ruessink et Kroon, 1994) aux Pays-Bas ou encore de Skallingen au Danemark (Aagaard *et al.*, 1998 [29]). Cependant, au cours de la dernière décennie, leur étude s’est largement développée, notamment par imagerie vidéo (*e.g.* Almar *et al.*, 2008 [30]; Austin *et al.*, 2010 [31]; Ojeda *et al.*, 2011 [32]; Enjalbert *et al.*, 2011 [33]; Gallop *et al.*, 2011 [34]) et par des mesures *in situ* (*e.g.* Dehouck *et al.*, 2009 [35]; Loureiro *et al.*, 2012 [36]). En revanche, l’étude par modélisation numérique est encore très récente (*e.g.* Castelle et Coco, 2012 [37]; Austin *et al.*, 2014 [38]) et peu développée en comparaison à celle des longues plages ouvertes (*e.g.* Smit *et al.*, 2004 [39]; Castelle et Bonneton, 2006 [40]; Bruneau *et al.*, 2009 [41]).

Si les plages enclavées sont le lieu des transformations des vagues (levée, réfraction, déferlement) et phénomènes dérivés à savoir les courants induits par le déferlement confinés près du fond (“*undertow*”) ou affectant toute la colonne d’eau (courants sagittaux naturels ou d’arrachement et dérive littorale), les variations du niveau moyen (“*set-up*”, “*set-down*”) et la génération d’ondes d’infragravité (“*edge waves*”, “*leaky waves*”), similaires à ceux impactant les longues plages, s’ajoute la contrainte liée aux caps rocheux (*e.g.* Short, 1985 [42]; Short et Masselink, 1999 [43]; Gallop *et al.*, 2011 [34]; Loureiro *et al.*, 2012 [36]). Les “zones d’ombre” vis-à-vis des vagues qu’ils produisent aux extrémités de la plage (déficit d’énergie) sont propices au développement de courants sagittaux topographiques (“CST”) (*e.g.* Short, 1985 [42]; Castelle et Coco, 2012 [37]), que nous dénommons “courants de cap”, éventuellement alimentés par une dérive littorale longitudinale (“*longshore*”) interrompue par les caps (Figure 1.8).

La caractérisation de la circulation sur une plage enclavée est donc basée sur les conditions de vagues incidentes, mais aussi sur les dimensions de l’échancrure rocheuse. Short et Masselink (1999) [43] ont été les premiers à introduire un critère de prédiction δ' (“*Non-Dimensional Embayment Scaling Parameter*”) du nombre de courants sagittaux naturels (CSN) et de courants de cap sur une plage enclavée, sur la base de travaux non publiés réalisés par Martens *et al.* (voir Colins, 2001 [44]) :

$$\delta' = \frac{S_1}{x_s \frac{C_l}{S_1}} = \frac{S_1^2}{100 C_l H_b} \quad (1.1)$$

où $x_s = 100H_b$ est la largeur de la zone de déferlement pour un gradient de pente typiquement égal à 0,01 (Short et Masselink, 1999 [43]) et H_b la hauteur des vagues au point de déferlement. Si $\delta' > 20$ la circulation est qualifiée de “normale” (Figure 1.9a), semblable à celle d’une plage ouverte quasi-infinie avec un nombre de CSN supérieur ou égal à 3, si $8 \leq \delta' \leq 20$ la circulation est dite “transitoire” (Figure 1.9b) avec 1 à 2 CSN, enfin si $\delta' < 8$ la circulation est dite “cellulaire” (Figure 1.9c), entièrement contrôlée par les caps, sans aucun CSN. Dans chaque cas des courants de cap peuvent se développer. Castelle et Coco (2012) [37] ont introduit un autre critère qui donne moins d’importance aux dimensions des caps et plus d’importance aux conditions de déferlement des vagues :

$$\delta = S_2 \gamma_b \frac{\tan \beta}{H_s} \quad (1.2)$$

avec γ_b un indice de déferlement, rapport entre la hauteur maximale des vagues et la profondeur d'eau locale au point de déferlement, $\tan \beta$ la pente de la plage et H_s la hauteur significative des vagues. Si $\delta \geq 16$ la circulation est "normale" et dépend à la fois de l'angle d'incidence des vagues et de la courbure de la plage, si $9 < \delta < 16$ la circulation est "transitoire" et dépend à la fois de l'angle d'incidence des vagues et de la courbure de la plage, enfin si $\delta \leq 9$ la circulation est "cellulaire" et indépendante de l'incidence des vagues. Selon Castelle et Coco (2012) [37], les seuils associés au δ caractérisant les différentes circulations sont rehaussés lorsque la courbure de la plage et l'incidence des vagues augmentent, il est alors possible d'observer des circulations cellulaires même si δ est grand.

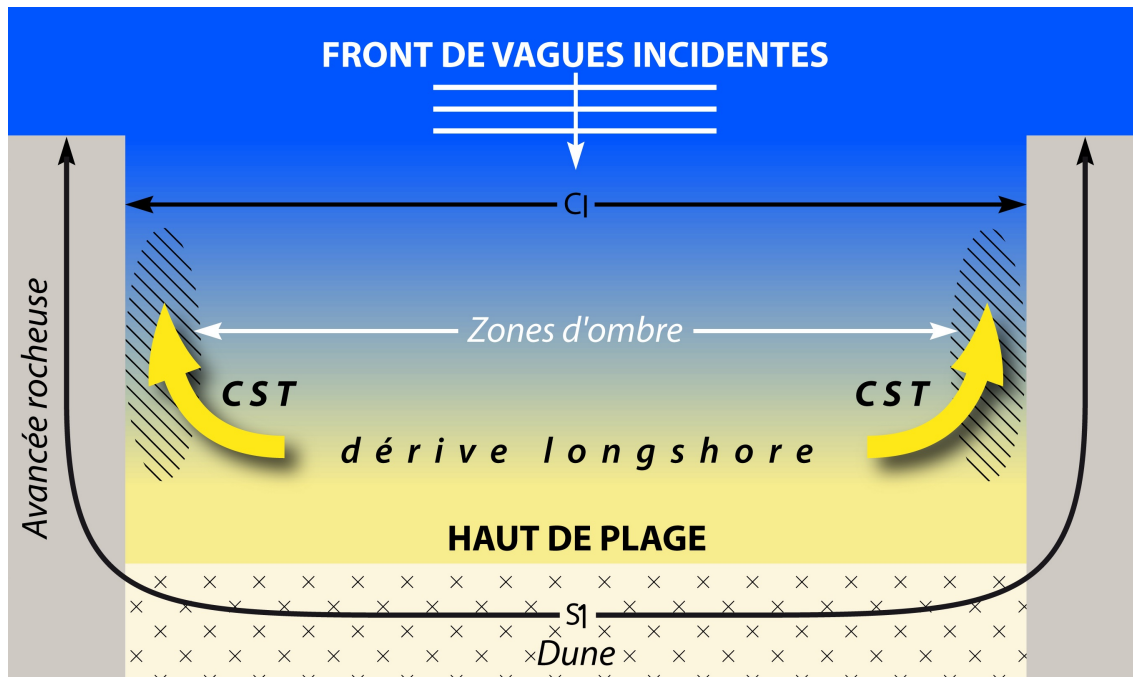


FIGURE 1.8: Zones d'ombre et courants de cap ou "Courants Sagittaux Topographiques" ("CST") sur une plage enclavée entre deux caps rocheux. S_1 est le périmètre d'échancrure et C_l la distance entre les caps rocheux.

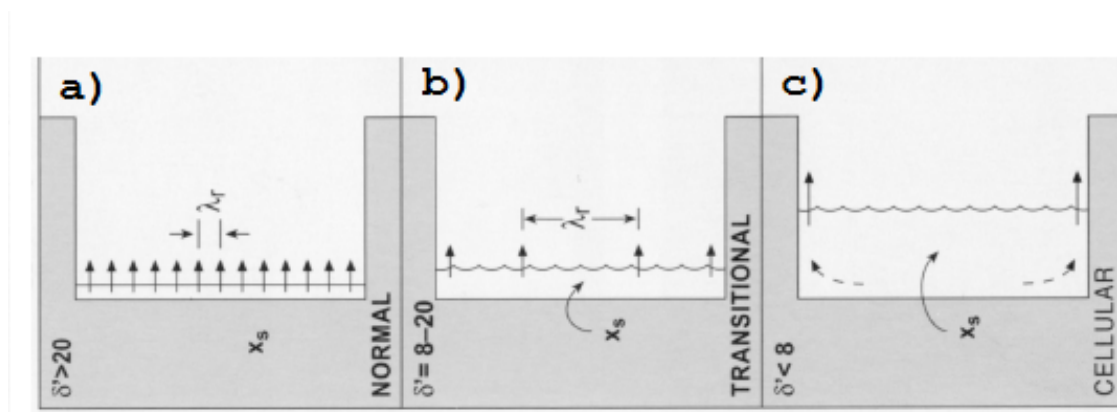


FIGURE 1.9: Différents types de circulations sur une plage enclavée d'après Short et Masselink (1999) [43] dans Colins (2001) [44].

Il existe trois phénomènes typiques aux plages enclavées : à l'échelle événementielle, le développement de méga-courants de cap par tempête (“*megarips*”) et le contournement d’une pointe par une partie du stock sédimentaire (“*headland sand bypassing*”); à l'échelle saisonnière, une alternance de déplacement du matériel sableux vers l’une ou l’autre extrémité de la plage sur le long terme, selon la persistance d’une direction privilégiée des vagues, faisant “tourner” la plage dans son échancrure (“*beach rotation*”). Les méga-courants de cap surviennent par très fortes conditions énergétiques quand la hauteur significative des vagues dépasse 3,5 m (Loureiro *et al.*, 2012 [36]), et sur des plages enclavées assez petites et dominées par une circulation cellulaire ou transitoire. Ils peuvent atteindre des vitesses jusqu’à 2 m/s, expulser les sédiments jusqu’à plus d’un kilomètre au large des brisants (Short, 1985 [42]) et représentent donc une source d’érosion majeure. Le phénomène de rotation se déroule au gré des variations saisonnières de la direction des vagues (*e.g.* Short et Masselink, 1999 [43]; Thomas *et al.*, 2013 [45]). Le matériel sédimentaire transporté par la dérive littorale s’accumule préférentiellement à l’une des extrémités de la plage. Une conséquence directe de ce phénomène si le cap rocheux est peu avancé est le “contournement de pointe” par une partie du stock sédimentaire, ce qui peut engendrer une érosion conséquente de la plage.

Objectifs de la thèse

Le présent travail de thèse se focalise sur la dynamique de deux plages sableuses enclavées (La Palue et Lostmarc’h), situées en Presqu’île de Crozon (Finistère, France), dans l’alignement de la face ouest du cap de la Chèvre (Figure 1.1b). Les deux plages sont adjacentes, La Palue au sud et Lostmarc’h au nord, séparées à pleine mer par la pointe de Kerdra (Figure 1.10) et délimitées à leurs extrémités réciproques par des caps rocheux, formant un vaste système sédimentaire semi-clos *i.e.* s’étendant sur moins de 2 km vers le large et sans apports significatifs de matériel par des cours d’eau. Sur le site-atelier pour un climat de houle moyen, le nombre de Gourlay (1968) [46] $\Omega = H_b/w_s T$ où w_s est la vitesse de chute du sédiment et T la période des vagues, est égal à 3,6 *i.e.* $2 < \Omega < 5$. Les deux plages se rangent dans la catégorie des plages intermédiaires.

La plage de La Palue (Figures 1.11a, 1.11b et 1.11c), longue de 1390 m, a une pente moyenne de 1,7 % et des sédiments mediums de diamètre médian $D_{50} = 302 \mu\text{m}$. Les deux caps rocheux délimitant la plage sont distants bout à bout de 1792 m et la profondeur de l’échancrure est de 281 m. Par conséquent, le critère de confinement de la plage est $(a/C_l)_{LaPalue} = 0,16$ et son indice de confinement est donc égal à 1. Il s’agit donc d’une plage “peu enclavée” et très exposée aux vagues (*e.g.* Figure 1.11c), dangereuse pour les baigneurs à cause de courants de baie qui s’y développent (Figure 1.11g), en particulier au nord de la plage, autour de la mi-marée et lorsque la hauteur des vagues dépasse 1 m. Ces courants de baie sont assez semblables à ceux rencontrés sur les plages d’Aquitaine (*e.g.* Castelle et Bonneton, 2006 [40]; Castelle *et al.*, 2007 [27]), avec une orientation souvent oblique par rapport à l’axe longitudinal. Des courants de cap se développent le long des pointes de Kerdra (Figure 1.11i) et de C’houbez. La plage est relativement similaire à celle de Perranporth en Cornouailles (Angleterre) étudiée par Masselink *et al.* (2014) [47] et localisée à la Figure 1.1a.

La plage de Lostmarc’h (Figures 1.11e, 1.11f et 1.11g), longue de 590 m, a une pente moyenne de 1,9 % et des sédiments mediums de diamètre médian $D_{50} = 260 \mu\text{m}$. Les deux caps rocheux délimitant la plage sont distants bout à bout de 686 m et la profondeur de l’échancrure est de 310 m. Par conséquent, le critère de confinement de la plage est $(a/C_l)_{Lostmarc'h} = 0,45$ et son indice de confinement est donc égal à 3. Des courants de cap se développent le long des pointes de Lostmarc’h

(Figure 1.11h) et de Kerdra.

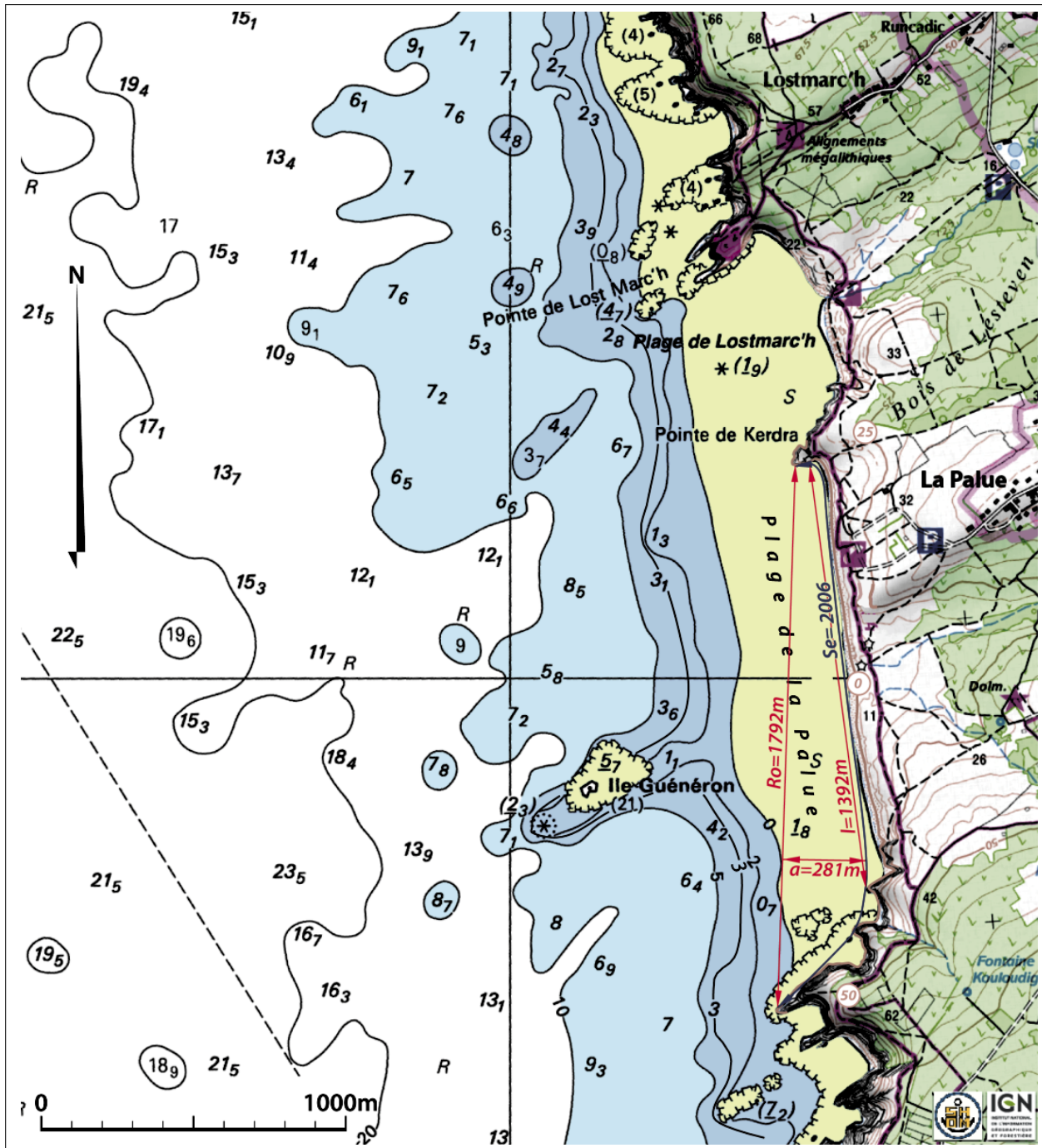


FIGURE 1.10: Topographie et bathymétrie des plages de La Palue et de Lostmarc'h.

Le corps de ce travail de thèse s'articule autour de la quantification/prédiction de l'évolution spatio-temporelle des échanges/flux sédimentaires et du fond sableux sous la forme de zones d'accumulation (barres) ou d'érosion (chenaux) sur les plages enclavées. Nous nous attachons en particulier à mieux comprendre l'influence des caps et des îlots rocheux et de la marée en plus des acteurs classiques que sont les vagues, les ondes longues et les courants, à illustrer l'amaigrissement des plages induit par les fortes vagues/coups de mer et au contraire leur rechargement par

les houles de beau temps, enfin à estimer les conséquences liées aux événements extrêmes et au changement climatique. Notre objectif sera de contribuer à répondre aux questions scientifiques générales suivantes :

- quelles sont les modalités d'échanges du matériel sableux sur les plages enclavées impactées par les vagues et la marée ?
- quelle sont les dynamiques événementielle et saisonnière du stock sédimentaire des plages enclavées impactées par les vagues et la marée ?

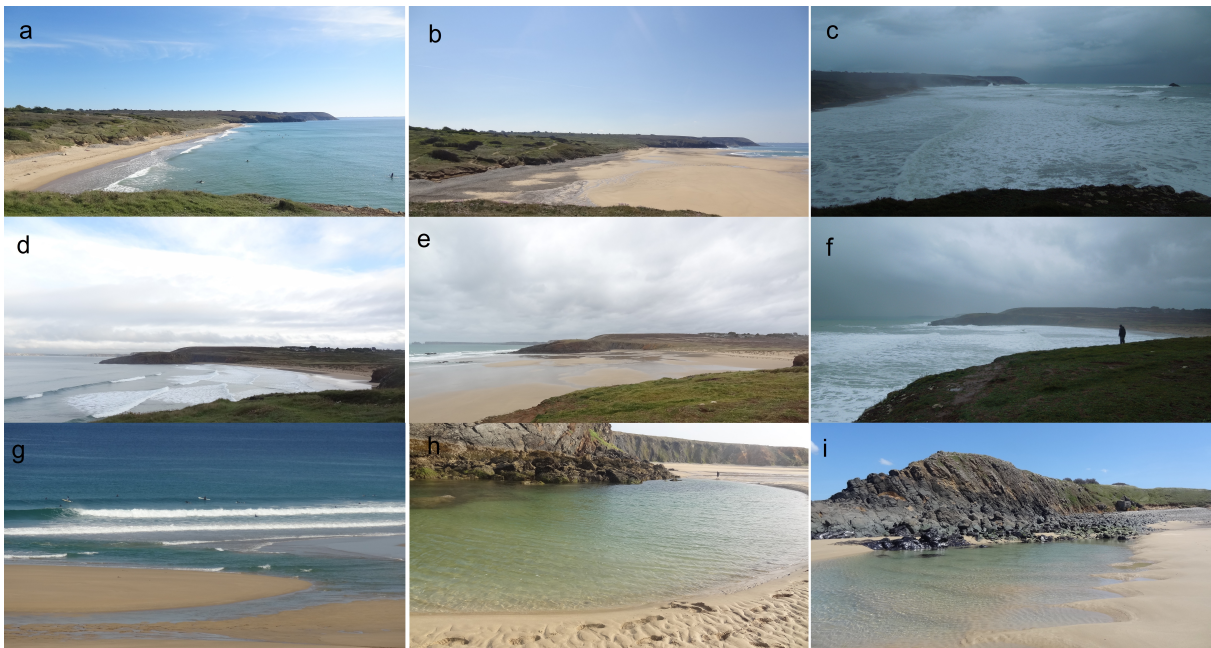


FIGURE 1.11: Plage de La Palue à pleine mer (a), à basse mer (b) et par fortes vagues 1 heure avant la pleine mer (c). Plage de Lostmarc'h à pleine mer (d), à basse mer (e) et par fortes vagues 1 heure avant la pleine mer (f). Courant de baie au nord de la plage de La Palue (g) ; Chenaux des courants de cap de Lostmarc'h (h) et de Kerdra (i).

Pour y parvenir, nous suivons une démarche complémentaire de modélisation numérique, avec l'aide des codes *open source* aux différences finies XBeach v19 (<https://oss.deltares.nl/web/xbeach/>) développé par UNESCO-IHE, Deltares et Delft University of Technology (Roelvink *et al.*, 2009 [48]) et aux éléments finis TELEMAC v6p3 (<http://www.opentelemac.org/>) développé par EDF R&D (*e.g.* Hervouet, 2007 [49]), et d'observation pour la caractérisation du site d'étude et la validation de la modélisation. Deux approches de modélisation numérique seront proposées : l'une basée sur des plages enclavées schématiques, l'autre basée sur les plages réelles de La Palue et de Lostmarc'h.

Nous commençons par présenter au chapitre 2 les différents processus hydrodynamiques, hydro-sédimentaires et morphodynamiques qui contrôlent la dynamique des plages sableuses.

Au chapitre 3, la formulation mathématique 2DH de ces processus est détaillée et les modèles XBeach et TELEMAC sont présentés. Une première étude comparative de l'hydrodynamique d'une plage schématique rectiligne en plan incliné uniforme est conduite.

Le chapitre 4 présente la caractérisation et les observations appliquées au site-atelier des plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h. Dans un premier temps, le site-atelier est décrit en termes de topographique, de morphologie, de granulométrie et d'exposition au forçage des vagues. Ensuite, les mesures expérimentales qui y ont été réalisées au cours de différentes campagnes de terrain entre septembre 2014 et septembre 2015 sont illustrées et discutées.

Le chapitre 5 est consacré à la modélisation numérique de la dynamique des plages sableuses soumises à un environnement combinant les vagues et la marée à l'aide du code XBeach. Nous nous intéressons dans un premier temps à des cas schématiques idéalisés (plages contraintes par une échancrure rocheuse rectangulaire) avant de réaliser l'étude des plages réelles de La Palue et de Lostmarc'h avec une comparaison des prédictions du modèle aux mesures des campagnes de terrain. Une ouverture à la modélisation par les éléments finis avec TELEMAC est également proposée sur le plan hydrodynamique.

Dans le chapitre 6, nous discutons les échanges de matériel sableux (flux instantanés et flux résiduels) et la mobilité du stock sédimentaire sous forme de barres et de chenaux.

Enfin dans le chapitre 7, en conclusion nous répondons aux deux questions scientifiques formulées plus haut et nous présentons quelques perspectives de travail.

Chapitre 2

Processus physiques élémentaires en jeu

Dans ce chapitre, les différents processus physiques en jeu dans le système hydro-morpho-sédimentaire littoral sont passés en revue et explicités sous formes mathématiques et graphiques. Certains phénomènes seront négligés tout au long de cette thèse. La diffraction et la réflexion des vagues, ainsi que les effets du vent sur le déferlement des vagues (*e.g.* Galloway *et al.*, 1989 [50]; Douglas, 1990 [51]), les courants de déferlement (dérive littorale) et la surcote sont exclus car peu influents dans les environnements littoraux naturels fortement dissipatifs étudiés. La force de Coriolis, inactive sur un système de cette emprise, est laissée de côté. L’infiltration d’eau dans le substrat sédimentaire, qui varie au gré de la marée, n’est pas non plus prise en compte. Enfin, les apports d’eau douce sont négligés du fait d’une absence de cours d’eau significatifs sur le site-atelier étudié.

2.1 Processus hydrodynamiques

2.1.1 Transformation des vagues

A l’approche de la côte, les vagues venant du large (eau profonde) commencent à ressentir le fond, approximativement lorsque la hauteur d’eau devient moitié moins grande que leur longueur d’onde. Cette transition vers une eau intermédiaire puis peu profonde est décrite par la théorie linéaire d’Airy (1841) [52], de même que les transformations subséquentes (Figure 2.1) qui affectent leur propagation, à savoir :

- le “*shoaling*” (de “*shoal*”, haut fond) qui traduit la levée des vagues et la diminution de leur longueur d’onde ;
- la réfraction qui est l’alignement de la crête des vagues sur les lignes iso-bathymétriques.

La théorie d’Airy est celle d’une houle irrotationnelle infinitésimale se propageant sur un fond plat de profondeur h (Figure 2.2) et dont la solution progressive est de la forme :

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \quad (2.1)$$

où x est la distance selon l'axe de propagation Ox , t est le temps, H est la hauteur crête à creux, a est l'amplitude définie par $H/2$, ω est la pulsation liée à la période T par $2\pi/T$, k est le nombre d'onde lié à la longueur d'onde λ par $2\pi/\lambda$.

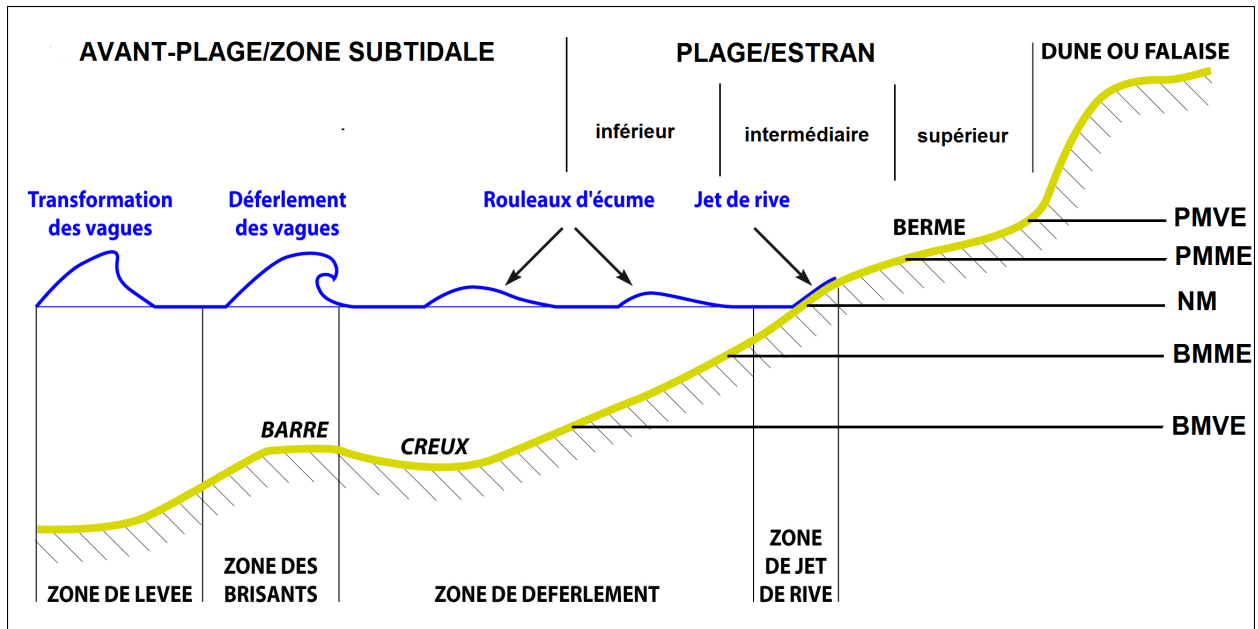


FIGURE 2.1: Processus physiques liés aux vagues et niveaux remarquables de marée impactant différentes zones morphologiques d'une plage sableuse. PMVE = "Pleine Mer de Vive Eau" - PMME = "Pleine Mer de Morte Eau" - NM = "Niveau Moyen"; BMME = "Basse Mer de Morte Eau"; BMVE = "Basse Mer de Vive Eau".

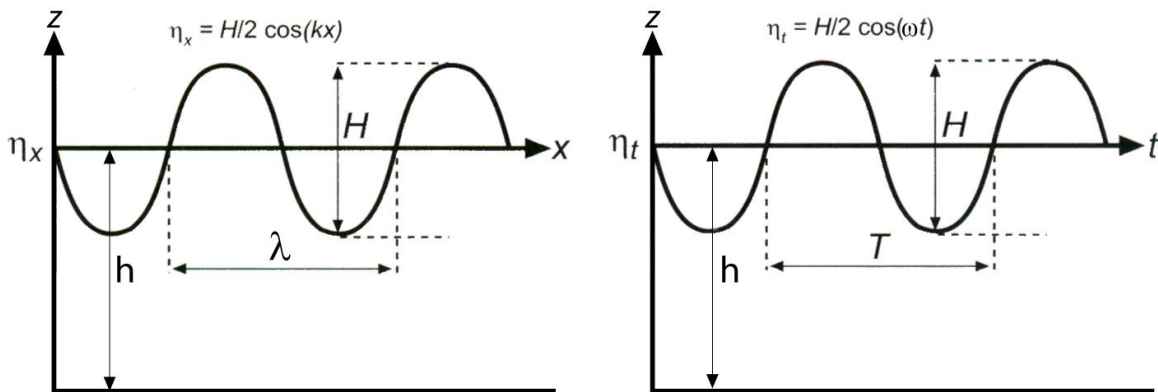


FIGURE 2.2: Définition des variables décrivant une vague.

Le Tableau 2.1 et la Figure 2.3 synthétisent et illustrent les principaux résultats de la théorie d'Airy dans les trois domaines de profondeur relative à la longueur d'onde de l'eau profonde, de l'eau intermédiaire et de l'eau peu profonde. La vitesse de phase, vitesse de propagation de la crête des vagues, décroît avec la profondeur. Il en est de même de la longueur d'onde. La vitesse de groupe est la vitesse de propagation de l'énergie des vagues.

	“Eau profonde”	“Eau intermédiaire”	“Eau peu profonde”
Critère de profondeur	$h/\lambda > 0,5$	$0,05 < h/\lambda < 0,5$	$h/\lambda < 0,05$
Relation de dispersion	$\omega^2 = gk$	$\omega^2 = gk \tanh(kh)$	$\omega^2 = gk^2h$
Vitesse de phase	$C = \sqrt{g/k}$	$C = \omega k$	$C = \sqrt{gh}$
Vitesse de groupe	$C_g = C/2$	$C_g = C \left(0,5 + \frac{kh}{\sinh(2kh)}\right)$	$C_g = C$
Vitesse horizontale des particules d'eau	$u = \frac{H\omega}{2} e^{kz} \cos(kx - \omega t)$	$u = \frac{H\omega}{2} \frac{\cosh(kz+kh)}{\sinh(kh)} \cos(kx - \omega t)$	$u = \frac{H\omega}{2kh} \cos(kx - \omega t)$
Vitesse verticale des particules d'eau	$w = \frac{H\omega}{2} e^{kz} \sin(kx - \omega t)$	$w = \frac{H\omega}{2} \frac{\sinh(kz+kh)}{\sinh(kh)} \sin(kx - \omega t)$	$w = \frac{H\omega}{2kh} \sin(kx - \omega t)$
Energie	$E_w = E_p + E_c = \frac{1}{8}\rho g H^2$	$E_w = E_p + E_c = \frac{1}{8}\rho g H^2$	$E_w = E_p + E_c = \frac{1}{8}\rho g H^2$

TABLEAU 2.1: Principaux résultats de la théorie linéaire d’Airy.

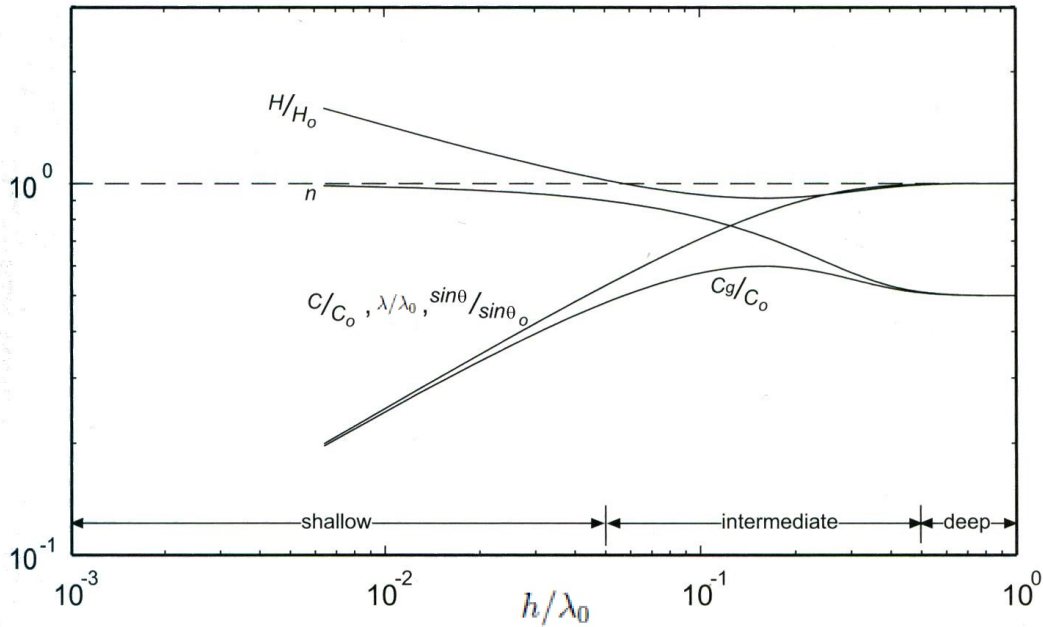


FIGURE 2.3: Transformations par levée (“shoaling”) des vagues décrites par la théorie linéaire d’Airy (Masselink et Hughes, 2003 [53], modifié).

En absence d'apport et de dissipation d'énergie, le flux d'énergie entre deux rayons (lignes de courant pour l'énergie, perpendiculaires à la crête des vagues) espacés de Δl , qui a pour expression $E_w C_g \Delta l$, se conserve, égal à sa valeur en entrée au large $E_{w0} C_{g0} \Delta l_0$. Sous incidence normale et sur une bathymétrie présentant des lignes iso-bathymétriques (ou isobathes) parallèles à la ligne de rivage, les rayons demeurent parallèles. En indiquant 1 un lieu de profondeur inférieure $h_1 < h_0$, les hauteurs de vagues respectives sont reliées par $H_1 = (C_{g0}/C_{g1})^{1/2} H_0$ qui signifie que la propagation en eau moins profonde avec une vitesse de groupe décroissante s'accompagne d'une augmentation de la hauteur des vagues, appelée levée ou "*shoaling*". Sous incidence oblique d'angle θ_0 (Figure 2.4a), les rayons se réfractent selon la loi de Snell-Descartes :

$$\frac{\sin \theta_1}{C_1} = \frac{\sin \theta_0}{C_0} \quad (2.2)$$

de sorte qu'ils ne demeurent pas parallèles et que leur écartement Δl change au cours de la propagation en eau moins profonde. Dans ces conditions, $H_2 = \left((C_{g0} \Delta l_0) / (C_{g1} \Delta l_1) \right)^{1/2} H_0$. Les coefficients $K_s = \sqrt{\frac{C_{g0}}{C_{g1}}}$ et $K_r = \sqrt{\frac{C_{g0} \Delta l_0}{C_{g1} \Delta l_1}}$ sont respectivement le coefficient de *shoaling* et le coefficient de réfraction. La Figure 2.4b illustre le phénomène de réfraction à l'approche du rivage sur des bathymétries irrégulières.

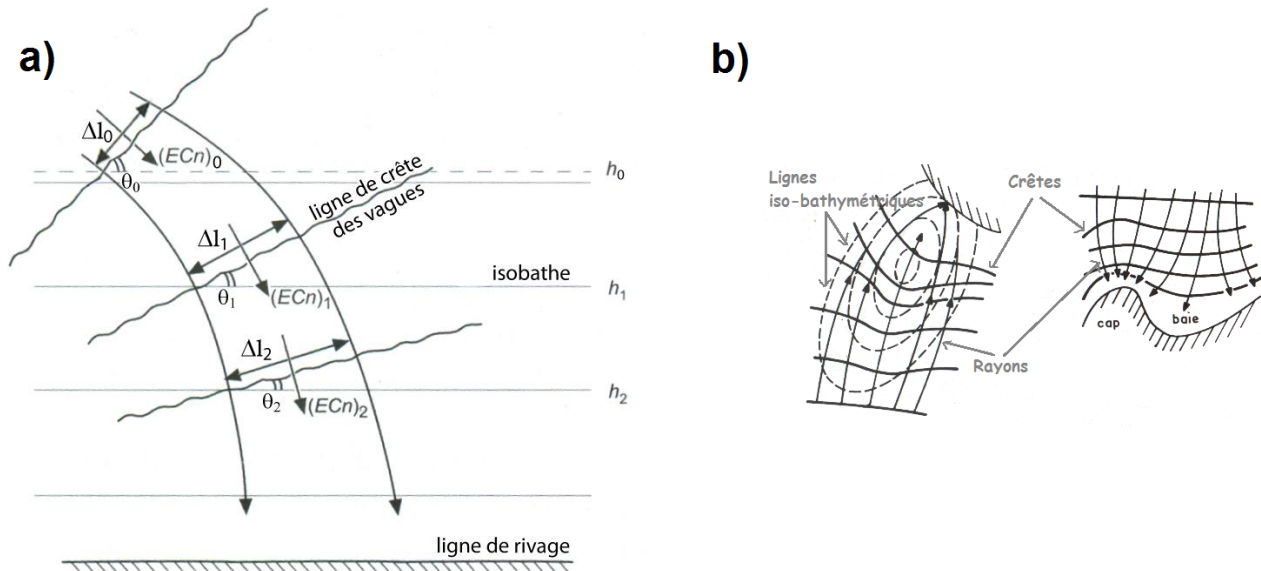


FIGURE 2.4: Réfraction des vagues aux abords d'un rivage à bathymétrie : a) régulière rectiligne parallèle à la ligne de rivage (Masselink et Hughes, 2003 [53]) ; b) irrégulière (Bonnefille, 1980 [54], modifié).

Stokes (1847) [55] a étendu la théorie linéaire d'Airy à l'ordre supérieur en conservant les termes quadratiques à l'origine, par interaction non linéaire, d'un harmonique supérieur de fréquence double de celle du fondamental. Il en résulte une asymétrisation du profil sinusoïdal de houle, avec une crête plus marquée et resserrée et un creux amoindri et plus étalé (Figure 2.5a). L'harmonique supérieur, terme d'ordre 2 en H , est appelé le "1^{er} harmonique". Il prend de l'importance lorsque la hauteur des vagues augmente, c'est-à-dire au *shoaling*. Il joue un rôle important dans le rechargement des plages par les houles de beau temps (*e.g.* Elgar *et al.*, 2001 [56] ; Hoefel et Elgar, 2003 [57]).

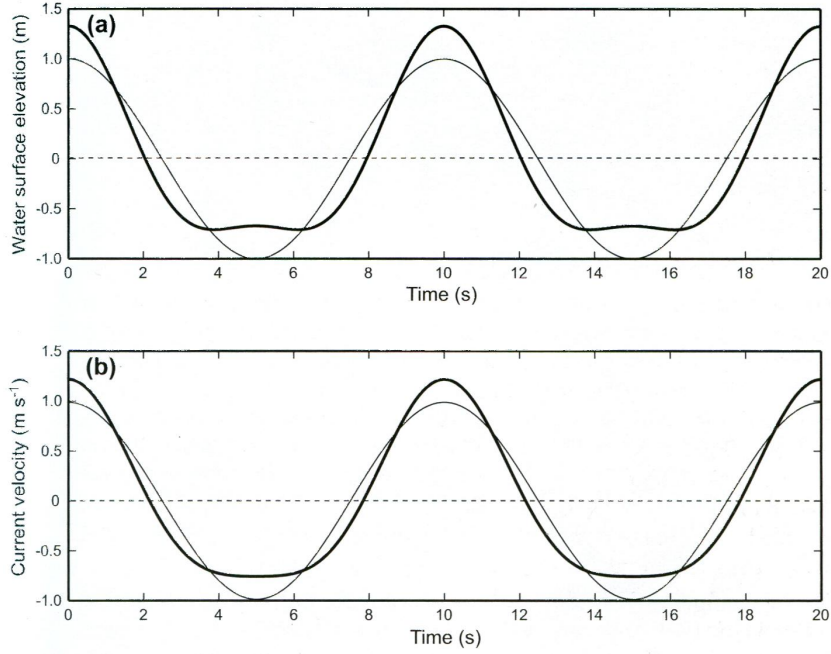


FIGURE 2.5: Comparaison d’une houle de 2 m de hauteur et 10 s de période dans 8 m d’eau calculée selon la théorie linéaire d’Airy (trait fin) et la théorie non linéaire de Stokes au second-ordre (trait gras) : a) élévation de la surface libre ; b) vitesse orbitale (Masselink et Hughes, 2003 [53]).

La propagation des vagues en surface induit un transport de volume U_s dans leur direction de propagation appelé “dérive de Stokes” (Dean et Dalrymple, 1984 [58]). C’est une propriété non linéaire (d’ordre 2) dérivable à partir de la théorie linéaire d’Airy (d’ordre 1) qui s’exprime sous la forme :

$$U_s = \frac{E_w}{\rho h C} \quad (2.3)$$

où ρ est la masse volumique de l’eau.

À l’approche des côtes, en eaux intermédiaire et peu profonde, les vagues dissipent une partie de leur énergie par frottement sur le fond. La contrainte de cisaillement au fond s’exprime sous une forme quadratique (Putnam et Johnson, 1949 [59]) telle que :

$$\tau_0 = \frac{1}{2} f_w \rho |u_{orb}| u_{orb} \quad (2.4)$$

où f_w est le coefficient de frottement fonction de la rugosité du fond (*e.g.* Nielsen, 1992 [60]) et u_{orb} est la vitesse orbitale :

$$u_{orb} = \frac{\pi H}{T \sqrt{2} \sinh(kh)} \quad (2.5)$$

Au fur et à mesure de leur propagation en eau de moins en moins profonde, les vagues acquièrent un profil de plus en plus cambré, annonciateur du déferlement. Aux abords des plages, la part d’énergie des vagues dissipée par déferlement (turbulence) est nettement supérieure à celle dissipée par frottement sur le fond. Il s’agit du mécanisme physique le plus important en zone littorale, dont les différentes facettes sont maintenant examinées.

Initiation du déferlement

L'initiation du déferlement survient lorsque la vitesse des particules d'eau au niveau de la crête dépasse la vitesse de phase des vagues. Miche (1951) [61] exprime ainsi la cambrure maximale en eau peu profonde par :

$$\left(\frac{H_b}{\lambda_b}\right)_{max} = 0,142 \tanh\left(2\pi\frac{h_b}{\lambda_b}\right) \quad (2.6)$$

dans laquelle H_b , h_b et λ_b sont respectivement la hauteur, la profondeur et la longueur de la houle au point de déferlement. Ostendorf et Madsen (1979) [62] proposent des formulations incorporant la pente de la plage $\tan \beta$:

$$\begin{cases} \tan \beta < 0,1 \left(\frac{H_b}{\lambda_b}\right)_{max} = 0,14 \tanh\left(2\pi\frac{h_b}{\lambda_b}(0,8 + 5 \tan \beta)\right) \\ \tan \beta > 0,1 \left(\frac{H_b}{\lambda_b}\right)_{max} = 0,14 \tanh\left(0,26\pi\frac{h_b}{\lambda_b}\right) \end{cases} \quad (2.7)$$

Il existe quatre types de déferlement (Figure 2.6).

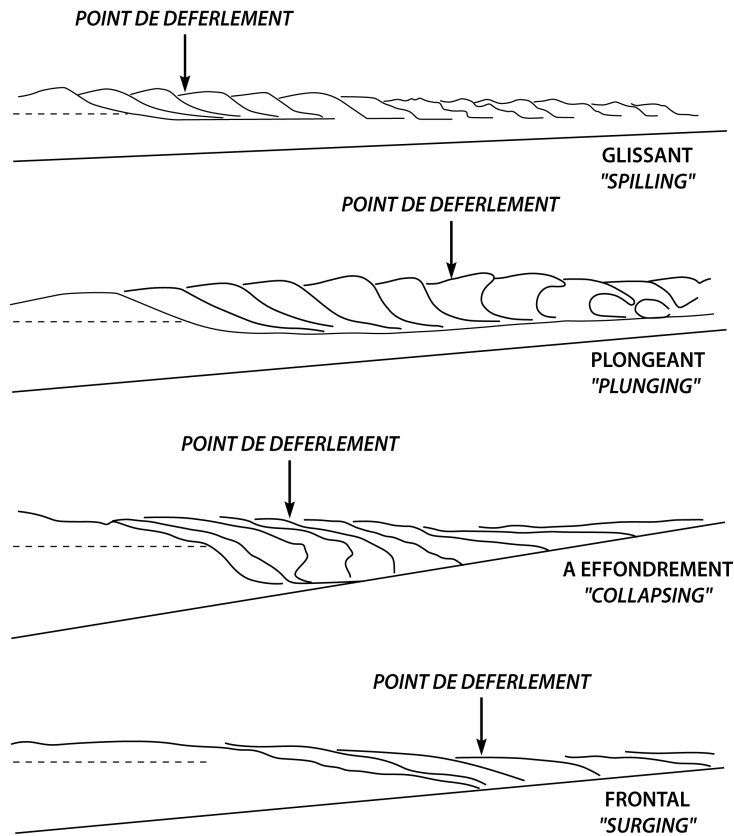


FIGURE 2.6: Les différents types de déferlement des vagues (Galvin, 1968 [63], modifié).

Le déferlement glissant (“*spilling*”), le déferlement plongeant (“*plunging*”), le déferlement frontal (“*collapsing*”) et le déferlement à effondrement (“*surging*”). Le déferlement glissant est typique des plages en pente douce. Les vagues commencent à déferler assez loin du rivage et se propagent jusqu’à la côte sous la forme de rouleaux d’écume turbulents. Le déferlement plongeant a la forme

d'un tube, la crête de la houle s'enroule jusqu'à plonger en générant un tourbillon intense sous la surface. Il est typique des plages de pente modérée. Le déferlement frontal survient sur les plages très pentues où la zone de déferlement est très étroite. Les vagues se brisent au dernier moment et le déferlement est immédiatement suivi du jet de rive. Le déferlement à effondrement est un intermédiaire entre le plongeant et le frontal, la houle prend une allure bombée puis s'effondre sans parvenir à s'enrouler sous la forme d'un tube.

Les différents types peuvent être prédits (Tableau 2.2) selon les paramètres d'Iribarren (Battjes, 1974 [64]) suivants, évalués au large ξ_0 et au point de déferlement ξ_b :

$$\xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_0}{\lambda_0}}} \quad (2.8)$$

$$\xi_b = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_b}{\lambda_0}}} \quad (2.9)$$

Nombre d'Iribarren en eau profonde	Nombre d'Iribarren au point de déferlement	Type de déferlement	Caractéristiques
$\xi_0 < 0,5$	$\xi_b < 0,4$	glissant ("spilling")	peu dissymétrique, rouleaux d'écume vers le rivage.
$0,5 < \xi_0 < 3,3$	$0,4 < \xi_b < 2$	plongeant ("plunging")	volute d'eau dissymétrique formant un tube, jet plongeant sous la surface créant un tourbillon repoussé vers le large.
$\xi_0 = 3,3$	$\xi_b = 2$	frontal ("surgling")	face antérieure dissymétrique et bombée.
$\xi_0 > 3,3$	$2 < \xi_b < 4$	à effondrement ("collapsing")	intermédiaire entre le plongeant et le frontal.

TABLEAU 2.2: Différents types de déferlement des vagues en fonction du nombre d'Iribarren (d'après Galvin, 1968 [63]).

Saturation de la hauteur des vagues

Sur un profil de plage dont la profondeur décroît de façon monotone, la zone de déferlement ou de "zone de *surf*" se caractérise expérimentalement par une saturation des vagues vis-à-vis de la profondeur locale. Il en découle un indice de déferlement $\gamma_b = H_b/h_b$ dont les valeurs sont comprises entre 0,4 et 1. Pour une onde solitaire, la valeur théorique est de 0,78 (MacCowan, 1894 [65]), ce qui se vérifie assez bien sur les plages en pente douce exposées aux longues houles océaniques (Sverdrup et Munk, 1946 [66]). Expérimentalement, Sunamura (1980) [67], puis Mei (1989) [68] suggèrent des expressions de l'indice de déferlement fonction du nombre d'Iribarren *i.e.* de la pente de la plage (voir Annexe A p. 248). Plusieurs formules empiriques relient la hauteur de houle au

point de déferlement à ses caractéristiques au large. Nous les résumons en Annexe A (p. 248). La profondeur au point de déferlement peut être calculée en utilisant (2.6) ou (2.7), connaissant le rapport entre la hauteur de houle au point de déferlement et la longueur d’onde (*e.g.* Horikawa, 1988 [69]).

Rouleau d’écume “roller”

Dans la zone de déferlement, l’énergie libérée est temporairement stockée dans un rouleau d’écume (“roller”) qui se déplace à la vitesse c_r (Svendsen, 1984a [70]). La masse d’eau transportée par le *roller* est donnée par son aire transversale (“*cross-shore*”) A_r (Figure 2.7) que Svendsen, à partir des mesures de Duncan (1981) [71], estime à environ $0,9H^2$. Grâce à cette approche, il est possible de définir le flux de masse associé $Q_r = A_r/T$ et le flux d’énergie qui se propage avec celui-ci à la vitesse c_r :

$$E_r = \frac{1}{2}\rho A_r c_r^2 = \frac{0,9}{2} \frac{\rho H^2 c_r^2}{\lambda} \quad (2.10)$$

La célérité du *roller* c_r peut être exprimée par une fraction $1/\beta_u$ de la vitesse de propagation de l’énergie des vagues :

$$c_r = \frac{C_g}{\beta_u} \quad (2.11)$$

Par ailleurs, le *roller* exerce un cisaillement surfacique qui est fonction de cette aire (Deigaard, 1993 [72]) :

$$\tau_r = \rho g A_r \frac{\beta_s}{\lambda} = 0,9 \rho g H^2 \frac{\beta_s}{\lambda} \quad (2.12)$$

où λ est la longueur d’onde de la vague et β_s la pente de la face avant du *roller*.

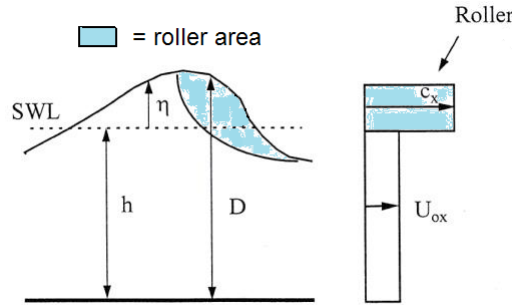


FIGURE 2.7: Modèle du *roller* (Deigaard *et al.*, 1986 [73], modifié).

Jet de rive

La zone de jet de rive (“*swash*”) est la zone de déferlement ultime des derniers rouleaux sur le front de plage, où l’eau monte (“*uprush*”) et redescend la pente sous l’effet de la gravité (“*backwash*”). Les échelles de temps y sont très variables, allant de la seconde pour une plage de forte pente par faibles conditions énergétiques (Hughes *et al.*, 1997 [74]) à plusieurs minutes pour une plage en pente douce par fortes conditions énergétiques (Butt et Russell, 1999 [75]), et les phénomènes hydrodynamiques nombreux (turbulence, infiltration/exfiltration de l’eau *etc.*) (Masselink et Puelo, 2006 [76]). L’altitude maximale atteinte par le jet de rive, appelée “*runup*”, peut être approximée par $R = \tan \beta \sqrt{H_0 L_0}$ (Hunt, 1959) [77].

2.1.2 Vagues aléatoires

Un état de mer réel peut être décrit par la superposition d'un grand nombre de composantes sinusoïdales, chacune étant solution de la théorie d'Airy. La densité de probabilité de la hauteur des vagues est alors correctement décrite par une distribution de Rayleigh (Longuet-Higgins, 1952 [78]) :

$$P\left(\frac{H}{H_{rms}}\right) = \frac{\pi H}{2H_{rms}} e^{-\frac{\pi}{4}(H/H_{rms})^2} \quad (2.13)$$

où H_{rms} est la hauteur moyenne quadratique des vagues. La plupart des formules de déferlement retiennent cette distribution pour définir une densité de probabilité de déferlement Q_b (*e.g.* Thornton et Guza, 1983 [79]) et sur laquelle nous reviendrons au chapitre 3. Cette distribution permet en outre de définir une hauteur significative des vagues (H_s ou $H_{1/3}$) au-dessus de laquelle se trouve le tiers des vagues.

Plus simplement, les vagues aléatoires (irrégulières) sont la plupart du temps caractérisées par leur spectre de densité d'énergie (proportionnelle au carré des amplitudes) noté $S_w(f, \theta)$. Un tel spectre donné accès à la hauteur significative H_s , notée alors H_{m0} et définie par $H_{m0} = 4\sqrt{m_0}$ où m_0 est le moment d'ordre 0 du spectre :

$$m_0 = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E(f, \theta) df d\theta \quad (2.14)$$

Il donne également accès à la fréquence dominante ou "fréquence pic" f_p et donc à la période dominante ou "période pic" $T_p = 1/f_p$. La Figure 2.8 illustre l'exemple des deux spectres de houle monodirectionnelle les plus utilisés : le spectre "Joint North Sea Wave Project" (JONSWAP) et le spectre Pierson-Moskowitz. Le premier a été proposé par Hasselmann *et al.* (1973) [80] après une campagne de mesures en Mer du Nord, le second par Pierson et Moskowitz (1964) [81] après une campagne de mesures en Atlantique Nord. Par la suite, nous utiliserons uniquement le spectre JONSWAP pour représenter les vagues aléatoires.

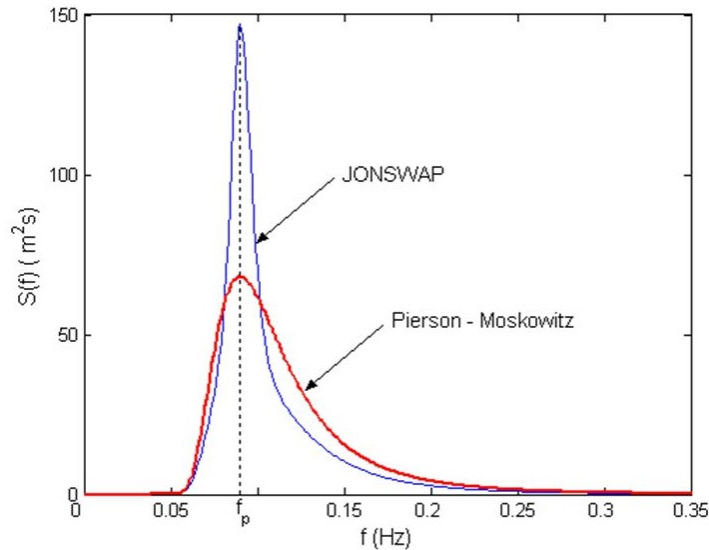


FIGURE 2.8: Exemple de deux spectres de densité d'énergie des vagues (JONSWAP et Pierson-Moskowitz) (source : <https://ceprofs.civil.tamu.edu/jzhang/ocen300/statistics-spectrum.pdf>)

2.1.3 Ondes d'infragravité

Des trains de houles de fréquences proches peuvent interférer pour former des groupes de vagues (Munk, 1949 [82]) auxquels est associée une modulation du niveau moyen de la surface libre (Longuet-Higgins et Stewart, 1962 [83]) constituant une onde longue liée (Figure 2.9) de période comprise entre 25 s et 250 s (Herbers *et al.*, 1995 [84]). En présence d'une telle onde, des ondes d'infragravité ("ondes longues") sont libérées au point de déferlement, tout particulièrement en situations très énergétiques de tempêtes (*e.g.* Holman *et al.*, 1978 [85]; Wright, 1980 [86]; Raubenheimer et Guza, 1996 [87]; Ruessink, 1998 [88]). Une partie de l'énergie est réfléchiée vers le large, notamment lorsque l'incidence des vagues est quasi-normale à la côte, sous la forme d'ondes fuyantes ("leaky waves") (Figure 2.10a). L'autre partie de l'énergie reste piégée dans la bande littorale par réfraction, sous la forme d'ondes de coin ("edge waves") (Figure 2.10b) qui se propagent le long de la plage et sont susceptibles d'être réfléchies. Les "edge waves" sont des ondes évanescentes dont l'amplitude est maximale à la côte et décroît vers le large.



FIGURE 2.9: Onde longue liée (trait en pointillés) aux groupes de vagues (trait continu) (De Bakker, 2011 [89]).

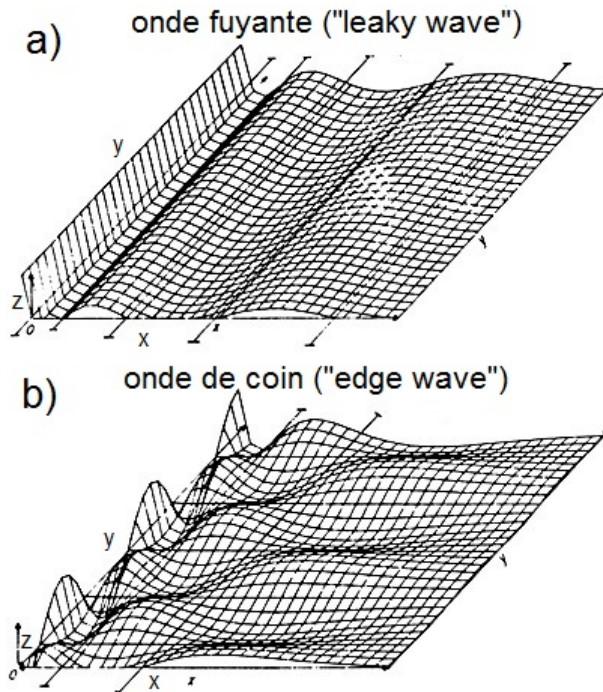


FIGURE 2.10: Onde fuyante ("leaky wave") et onde de coin ("edge wave") libérées au déferlement (Wright *et al.*, 1982 [90], modifié).

Les ondes longues induisent une composante infragravitaire de *swash* (Van Gent, 2001 [91]) non saturée, reliée à la hauteur des vagues incidentes par l'intermédiaire du nombre d'Iribarren $z_{inf} = H_0(0,53\xi_0 + 0,09)$ (Holman et Sallenger, 1985 [92]). Ce “*swash* infragravitaire” est dominant sur les plages en pente très douce où l'énergie des vagues incidentes a été quasi-entièrement dissipée dans une large zone de *surf*. A l'inverse, il est absent sur les plages de forte pente (Baldock *et al.*, 1997 [93]). Plusieurs auteurs se sont penchés sur le seuil de transition entre *swash* gravitaire et *swash* infragravitaire, sur la base des caractéristiques des vagues au large (Holman et Sallenger, 1985 [92]) ou au point de déferlement (Wright et Short, 1984 [94]).

2.1.4 Niveau moyen et courants induits par la houle

La houle est responsable d'un excès de quantité de mouvement en surface, matérialisé par le tenseur des contraintes de radiation, explicité pour la première fois par Longuet-Higgins et Stewart (1964) [95]. Les variations des composantes transversale (S_{xx}), hors-diagonale (S_{xy}) et longitudinale (S_{yy}) des contraintes de radiation induisent des variations du niveau moyen et des courants moyens.

Set-up/set-down

La conservation de la quantité de mouvement dans la direction x s'écrit (en supposant $\bar{\eta} \ll h$) :

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = -\rho gh \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \quad (2.15)$$

En supposant notamment la saturation des vagues avec un indice de déferlement constant, on montre (*e.g.* Fredsoe et Deigaard, 1992 [96]) que le “*set-up*” est donné par :

$$\bar{\eta} = \frac{h_b - h}{1 + \frac{8}{3}\gamma_b^2} - \frac{H_b^2}{16h_b} \quad (2.16)$$

de laquelle il ressort qu'il est maximal à la côte (Figure 2.11). Cette surélévation se raccorde avec un abaissement du niveau (“*set-down*”) à l'approche du déferlement de la forme :

$$\bar{\eta} = \frac{-1}{8} \frac{H^2 k}{\sinh(2kh)} \quad (2.17)$$

qui se réduit à $\bar{\eta} = \frac{-H^2}{16h}$ lorsque $kh \rightarrow 0$ et est maximal (en valeur absolue) au point de déferlement (Figure 2.11).

Courants induits par le déferlement

Le déferlement des vagues induit des gradients des contraintes de radiation, à l'origine de la formation de différents types de courants.

Dans le plan vertical transversal, l'excès de quantité de mouvement vers la côte induit par le déferlement des vagues est compensé par un contre-courant de retour “*cross-shore*” près du fond appelé “*undertow*” en direction du large. Son intensité est reliée à la composante transversale S_{xx}

du tenseur des contraintes de radiation. Le flux de masse en surface dirigé vers la côte Q_x , qui résulte de la superposition de la dérive de Stokes et du *roller*, est donné par Svendsen (1984a) [70] :

$$Q_x = Q_{drift} + Q_{roller} = \frac{\sqrt{gh}B_0H^2}{h} + \frac{A}{T} \quad (2.18)$$

avec B_0 un facteur de correction fonction du nombre de Ursell ($U_r = H\lambda^2/h^3$) qui simule l'aplatissement de la vague et A l'aire du *roller*. Connaissant Q_x nous pouvons en déduire la vitesse approximative de l'*undertow* :

$$U_x = \frac{-Q_x}{h_{tr}} \quad (2.19)$$

où h_{tr} est la hauteur d'eau entre le fond et le creux de la vague. On trouve diverses formules théoriques pour le calcul de ce contre-courant de retour "*undertow*". Nous explicitons trois d'entre elles en Annexe A (p. 249). Typiquement, les mesures de terrain donnent des vitesses d'*undertow* de l'ordre de $-0,1$ à $-0,3$ m/s (*e.g.* Reniers *et al.*, 2004b [97]) pouvant parfois dépasser $-0,5$ m/s pour de très fortes vagues (*e.g.* Gallagher *et al.*, 1998 [25]).

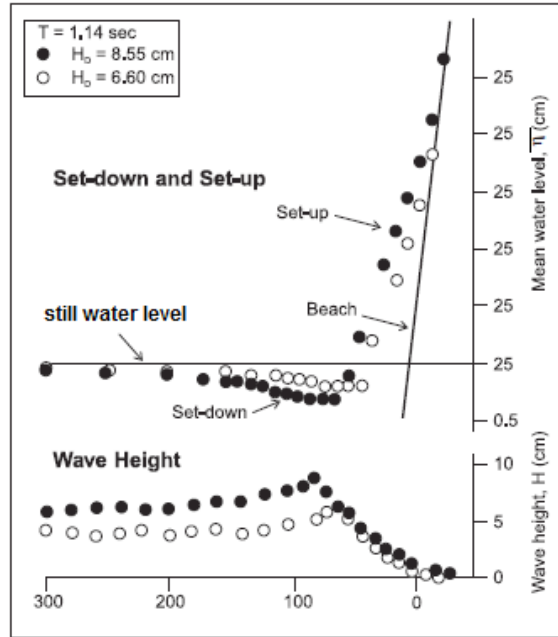


FIGURE 2.11: *Set-up* et *set-down* liés aux vagues dans la zone de déferlement (Bowen, 1969 [98]).

Dans le plan horizontal, le déferlement des vagues obliques induit un courant de dérive longitudinal appelé dérive littorale ("*littoral drift*") dont l'intensité, de l'ordre de 1 m/s, peut atteindre jusqu'à 1,5 m/s par fortes vagues. Il est forcé par le gradient de la composante hors-diagonale S_{xy} du tenseur des contraintes de radiation, qui selon la théorie d'Airy a pour expression :

$$S_{xy} = \frac{E_w C_g}{C} \sin \theta \cos \theta \quad (2.20)$$

qu'équilibrent dans sa formulation uni-dimensionnelle (Longuet-Higgins, 1970 [99] ; Bowen, 1969 [100]) un terme de frottement sur le fond et un terme de mélange horizontal. A la différence de la réfraction avant déferlement examinée plus haut, le flux d'énergie $E_w C_g \cos \theta$ n'est pas conservé dans la

zone de déferlement, induisant des variations de S_{xy} (Thornton et Guza, 1986 [101]). L'intensité de la dérive littorale peut être estimée par la formule de Longuet-Higgins, 1970 [99] :

$$U_y = \frac{-\pi C}{C_D C_0} \frac{\sin \theta_0}{\rho g h} \frac{\partial(E_w C_g \cos \theta)}{\partial x} \quad (2.21)$$

où C_D est un coefficient de frottement. Il existe des formulations simplifiées, comme celle de Komar et Inman (1970) [102] :

$$U_y = 1,17 \sqrt{g H_b} \sin \theta_b \cos \theta_b \quad (2.22)$$

avec H_b la hauteur des vagues au point de déferlement et θ_b l'angle d'incidence des vagues au point de déferlement.

Les courants sagittaux, autrement appelés “courants d'arrachement” (“*rip currents*”), sont liés aux gradients de déferlement le long de la plage, et donc aux gradients de S_{yy} . Sur une plage ouverte “quasi-infinie”, il est souvent avancé que le gradient de déferlement est créé par deux types de mécanismes (Komar, 1998 [103]) :

- si la plage est longitudinalement uniforme, par une variation de la cote de la surface libre (*edge wave* stationnaire) (*e.g.* Bowen et Inman, 1971 [104]) ; les courants sagittaux se forment alors aux nœuds de l'onde stationnaire, c'est-à-dire dans les dépressions ;
- si la plage présente des variations longitudinales de bathymétrie, par une convergence des vagues sur les bosses et une divergence dans les creux ; les courants sagittaux s'échappent alors vers le large par les creux.

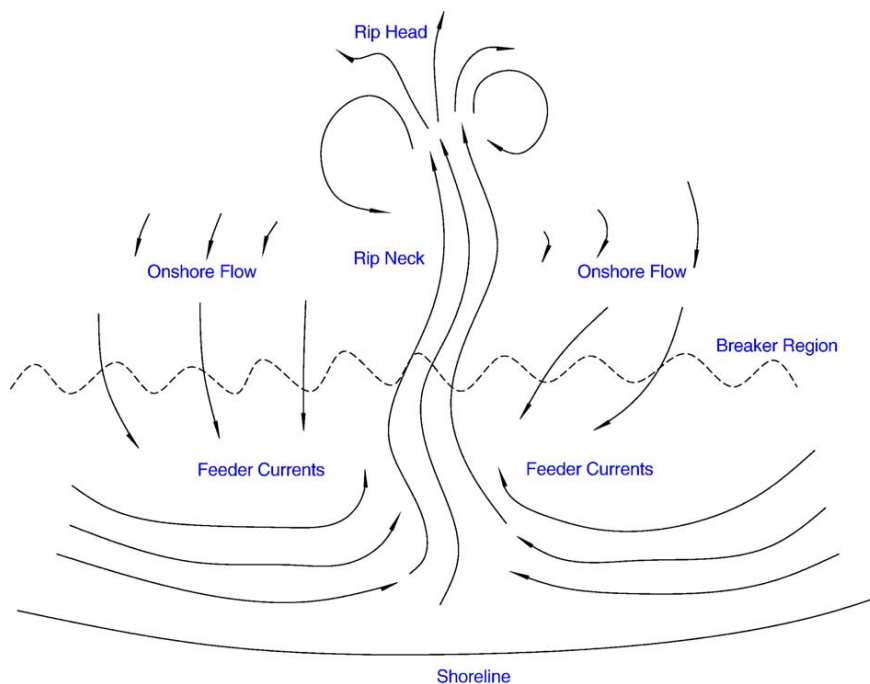


FIGURE 2.12: Schema d'un courant sagittal avec les trois parties le composant : les courants nourrisseurs ou convergents (“*feeder currents*”), le courant de couloir principal (“*rip neck*”) et la tête du courant (“*rip head*”) (MacMahan *et al.*, 2006 [105]).

Ces courants sagittaux sont donc directement induits par le déferlement des vagues, s’ajustent à la bathymétrie du fond, la modèlent ou les deux combinés. Contrairement à l’*undertow*, ils affectent toute la colonne d’eau, et se partagent en trois parties : les courants nourrisseurs parallèles à la plage (“*feeder currents*”), le courant de couloir principal dirigé vers le large (“*rip neck*”) et la tête du courant formée de tourbillons (“*rip head*”) (Figure 2.12). Pour des vagues faibles, les vitesses typiquement observées sont de l’ordre de $-0,3$ à $-0,5$ m/s. Pour des vagues modérées, elles atteignent entre $-0,6$ et -1 m/s (*e.g.* Wright et Short, 1984 [94] ; Short et Hoggan, 1994 [106] ; Castle et Bonneton, 2006 [40]). Pour des vagues fortes à très fortes, elles peuvent dépasser -1 m/s, représentant un danger de noyade pour les baigneurs (*e.g.* MacMahan *et al.*, 2006 [105]).

Nous rappelons ici que sur les plages enclavées, des courants sagittaux de cap peuvent également se développer (*cf.* Figure 1.8 du chapitre 1, p. 19).

2.1.5 Marée

La marée est générée par les forces d’attraction gravitationnelle combinées de la lune et du soleil et par la force d’inertie liée aux mouvements orbitaux de la Terre. Elle se propage en zone littorale sous la forme d’une onde en induisant une montée (flot) et une baisse (jusant) du niveau marin (Figure 2.13a). Il existe différents types de marée selon le temps écoulé entre deux pleines mers successives : diurne, semi-diurne, mixte *etc.* Sur les côtes européennes de l’océan Atlantique et de la Manche, la marée est semi-diurne et l’on observe deux basses mers et deux pleines mers par jour, de marnage sensiblement identique. La composante semi-diurne de marée lunaire appelée M_2 a une période T_{M_2} de 12,420 h tandis que la composante semi-diurne de marée solaire S_2 a une période T_{S_2} de 12,000 h exactement. Combinées l’une à l’autre, ces deux composantes forment un cycle dit de “morte – eau vive – eau” (“*neap-spring tide*”), dont la période est la moitié d’une lunaison (29,5 jours), soit 14,75 jours (Figure 2.13b).

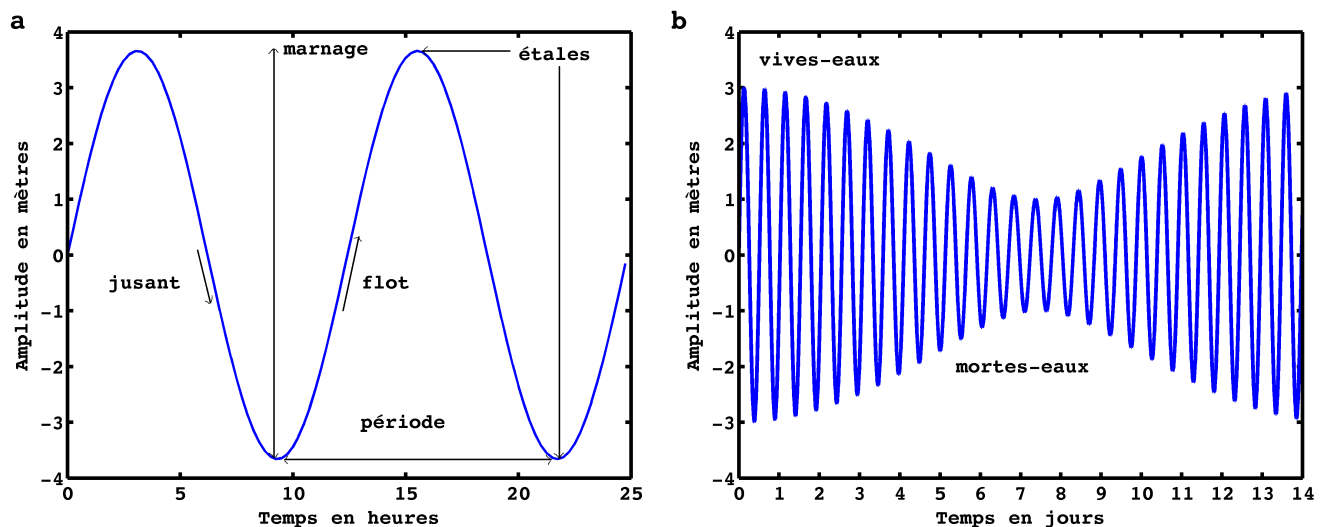


FIGURE 2.13: Courbes d’amplitude de marée à Brest : a) marée sinusoïdale ; b) cycle morte – eau vive – eau.

La hauteur de marée s'écrit alors :

$$\eta_m(t) = \eta_0 + a_m \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{M2}}\right) + a_s \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{S2}}\right) \quad (2.23)$$

où η_0 est un niveau de référence. Au cours d'un cycle morte – eau vive – eau, la différence entre la hauteur maximale (pleine mer) et la hauteur minimale (basse mer), dénommée marnage M (“*tidal range*”), évolue et passe par des minima (morte – eau) et des maxima (vive – eau) réciproquement égaux à $2(a_m - a_s)$ et $2(a_m + a_s)$. Les mortes – eaux (petites marées) correspondent à une configuration où le soleil et la lune sont en quadrature, et les vives – eaux (grandes marées) correspondent à une configuration où le soleil et la lune sont alignés.

Le profil transversal d'une plage macrotidale se compose d'un avant-plage toujours immergé ou “zone subtidale”, d'un estran alternativement immergé et émergé par la marée et d'un avant-dune ou “arrière-plage” ou “zone supratidale”. Il est possible de distinguer différentes parties de l'estran par rapport aux niveaux d'eau atteints lors des marées remarquables (*cf.* Figure 2.1, p. 25) :

- “estran inférieur”, entre le niveau des basses mers de vive-eau (BMVE) et celui des basses mers de morte – eau (BMME) ;
- “estran intermédiaire”, entre le niveau des BMME et celui des pleines mers de morte – eau (PMME) ;
- “estran supérieur”, entre le niveau des PMME et celui des pleines mers de vive – eau (PMVE).

Au cours d'un cycle de marée, la ligne d'eau migre à travers ces différentes zones, modulant dans le temps et l'espace les transformations des vagues incidentes. De manière générale, à la pleine mer, les processus de déferlement dominant alors qu'à basse mer, l'occurrence relative des processus de déferlement est plus faible (30 %) que celle des processus de levée (70 %) (Short (1999) [12]). En zone subtidale, les processus de levée dominant alors que sur l'estran les processus de déferlement dominant par fortes vagues et les processus de levée par faibles vagues.

Le niveau d'eau à un instant t sur une plage de largeur d'estran $x_m = M / \tan \beta$ soumise à une marée $M2$ est donnée par $\eta(t) = 0,5x_m \tan \beta \sin(2\pi t/T_{M2})$. Soit $S(t)$ la ligne d'eau définie par $S(t) = \eta(t) / \tan \beta$. La vitesse de variation du niveau d'eau ou “vitesse de marnage” v_m s'écrit alors $v_m = \partial S / \partial t$. Nous obtenons après dérivation :

$$v_m(t) = \frac{\pi x_m}{T_{M2}} \cos\left(2\pi \frac{t}{T_{M2}}\right) \quad (2.24)$$

La vitesse de variation de marnage est maximale si $t = k * T_{M2}/2$ avec k impair, c'est-à-dire aux mi-marées.

Un certain nombre de phénomènes typiques aux littoraux macrotidaux est observé. Les vagues sont moins hautes à basse mer qu'à pleine mer car elles dissipent davantage d'énergie par frottement sur le fond. L'aspect concave du profil vertical d'une plage (Dean, 1991 [107]) fait que le gradient de pente et donc le déferlement est différent selon le niveau de la marée, avec un déferlement souvent plongeant voire frontal à pleine mer et glissant à basse mer. Les courants sagittaux sont intensifiés

lorsque le niveau d'eau baisse (*e.g.* Shepard *et al.*, 1941 [108]; McKenzie, 1958 [109]) car ils sont davantage confinés dans les chenaux, la hauteur d'eau étant plus faible.

2.2 Transport sableux

2.2.1 Mise en mouvement et modes de transport

Une particule sédimentaire reste immobile sur le fond tant que la résultante des forces appliquées (poids relatif + contrainte de cisaillement au fond τ_0 + résistance) est nulle ou dirigée vers le bas. Si la résultante des forces devient non nulle et dirigée vers le haut (mise en suspension) ou que le moment des forces permet une rotation autour d'un des points d'appui de la particule (roulement), celle-ci est mise en mouvement. Le paramètre de Shields $\theta_s = \tau_0 / (\rho_s - \rho)gD_{50}$, avec ρ_s la masse volumique des grains, ρ celle de l'eau et D_{50} le diamètre médian des sédiments, mesure le rapport entre le cisaillement au fond et la gravité réduite. Le seuil de mise en mouvement est alors donné sous la forme d'une valeur critique de θ_s notée $\theta_{s,cr}$. Par exemple, Soulsby (1997) [110] donne la relation suivante :

$$\theta_{s,cr} = \frac{0,3}{1 + 1,2D_*} + 0,55 \left(1 - e^{-0,02D_*} \right) \quad (2.25)$$

avec :

$$D_* = D_{50} \left((s - 1)g/\nu^2 \right)^{1/3} \quad (2.26)$$

le diamètre adimensionné des grains où $s = \rho_s/\rho$ est la densité relative avec ρ_s la masse volumique du sédiment.

En règle générale, deux régimes de transport sont considérés : le régime de rides qui domine lorsque les vitesses près du fond sont faibles mais suffisamment fortes pour rester au-dessus du seuil critique de mise en mouvement ; et le régime dit de “*sheet flow*” qui domine lorsque les vitesses près du fond sont élevées et les rides arasées. En régime de rides, le fond s'organise en “*rolling grain ripples*” et “*vortex ripples*” de formes parallèles puis ondulées lorsque le cisaillement exercé par le fluide s'accroît, dont la hauteur est de l'ordre du centimètre (*e.g.* Allen, 1985 [111]; Camenen, 2002 [112]). Des vitesses plus élevées peuvent conduire à la formation de méga-rides, dont la hauteur est de l'ordre de 50 cm, rectilignes, triangulaires ou en croissant. L'existence des rides est donnée par un intervalle de valeurs du paramètre de Shields :

$$1,5 \theta_{s,cr} < \theta_s < 0,8 \quad (2.27)$$

L'existence des méga-rides est donnée par :

$$\theta_s < 20 \text{ à } 25 \theta_{s,cr} \quad (2.28)$$

Le régime de *sheet flow* (fond lisse, sans rides) est obtenu lorsque les grains sédimentaires sont soumis à de très fortes contraintes ($\theta_s > 0,8$), ils se déplacent en masse confinés dans une couche d'eau d'épaisseur quelques diamètres de grain de sable (Camenen, 2002 [112]).

Le transport des grains se fait par charriage sur le fond (“*bed-load*”) et en suspension dans la colonne d'eau (“*suspended-load*”).

- *Charriage*

Le charriage peut être défini comme la composante du transport total qui concerne les sédiments en contact permanent ou quasi-permanent avec le fond. Les grains roulent sur le fond, glissent ou “sautent” (“*saltation*”). La mise en mouvement des sédiments par charriage a lieu lorsque le cisaillement du courant au fond dépasse une valeur critique $\tau_{cr,b}$, estimée à $41,4 D_{50}$ par Hardisty (1990) [113]. La contrainte de cisaillement τ_0 dépend de la vitesse et de la rugosité du fond. Elle est liée à une vitesse “fictive” de frottement sur le fond par une loi quadratique (*e.g.* Soulsby, 1997 [110]) :

$$\tau_0 = \rho u_*^2 \quad (2.29)$$

Le seuil critique de charriage peut donc aussi s’écrire en fonction d’une vitesse critique $u_{cr,b}$:

$$u_{cr,b} = \sqrt{\frac{41,4 D_{50}}{\rho C_D}} \quad (2.30)$$

avec C_D un coefficient de frottement. Le cisaillement total au fond résulte d’un frottement de peau (“effet de peau”, τ_{0s}), qui agit directement sur les grains sédimentaires, d’une traînée de forme induite par le champ de pression associé à l’écoulement perturbé par les formes sédimentaires (“traînée de forme”, τ_{0f}), et d’une contribution liée au transport des grains (τ_{0t}) :

$$\tau_0 = \tau_{0s} + \tau_{0f} + \tau_{0t} \quad (2.31)$$

La contrainte de peau s’exprime en fonction de la rugosité de Nikuradse k_s ou de la longueur de rugosité $z_0 = k_s/30$. Dans le cas d’un fond plat (régime de *sheet flow*), le cisaillement peut être simplifié en ne gardant que la contribution de l’effet de peau :

$$\tau_0 = \tau_{0s} \quad (2.32)$$

En régime de rides, une distinction entre effet de peau et traînée de forme est nécessaire. La contribution à la contrainte de cisaillement liée au transport des grains est négligée dans la plupart des cas.

Le taux de transport par charriage s’exprime en fonction du paramètre de Shields. Soit Φ_b le taux de transport adimensionnel :

$$\Phi_b = \frac{q_b}{\sqrt{g(s-1)D_{50}^3}} = f(\theta_s) \quad (2.33)$$

On distingue quatre grands groupes de formules permettant le calcul de Φ_b :

- les formules expérimentales/empiriques résultant du calage d’une courbe empirique à un jeu de données ;
- les formules théoriques basées sur une approche énergétique (Bagnold, 1956 [114]) ;
- les formules théoriques basées sur une approche stochastique (Einstein, 1950 [115]) ;
- les formules résultant d’une analyse dimensionnelle (Ackers et White, 1973 [116]).

Généralement, les formules empiriques dépendent d’un paramètre de Shields critique (“formules à seuil”) :

$$\Phi_b = \delta(\theta_s - \theta_{s,cr})^{3/2} \quad (2.34)$$

Par exemple, dans celle de Meyer-Peter et Müller (1948) [117], $\delta = 8$ et $\theta_{s,cr} = 0,047$.

- *Suspension*

La suspension est la composante du transport total où les grains ne sont pas en contact continu avec le fond, ce qui inclut la saltation, et sont transportés par l'écoulement turbulent. La mise en suspension intervient lorsque la vitesse du courant dépasse une certaine fraction de la vitesse de chute du sédiment w_s :

$$u_{cr,s} = \frac{1}{1,25C_D} w_s \quad (2.35)$$

Pour évaluer le transport en suspension, il faut établir les profils de vitesse et de concentration dans la colonne d'eau :

$$q_s(t) = \int_a^h u(z)c(z)dz \quad (2.36)$$

où a est un niveau de référence près du fond qui représente la base des profils calculés pour la suspension, et donc le niveau supérieur de la couche de charriage (Figure 2.14).

Pour calculer le profil de concentration, il faut résoudre une équation d'advection-diffusion :

$$w_s c = -D_h \frac{dc}{dz} \quad (2.37)$$

Le coefficient de mélange D_h est quelque fois pris égal au coefficient de mélange turbulent des équations de Saint-Venant ou "eau peu profonde" ("*shallow water*"); mais parfois on introduit plutôt un coefficient de "mélange sédimentaire" $\epsilon_s = \beta D_h$ où β est un facteur dépendant de la taille des grains et du degré de turbulence.

L'équation (2.37) nécessite une concentration de référence près du fond c_a prise au niveau a qui peut être fournie par divers modèles (*e.g.* Van Rijn, 1984b [118]).

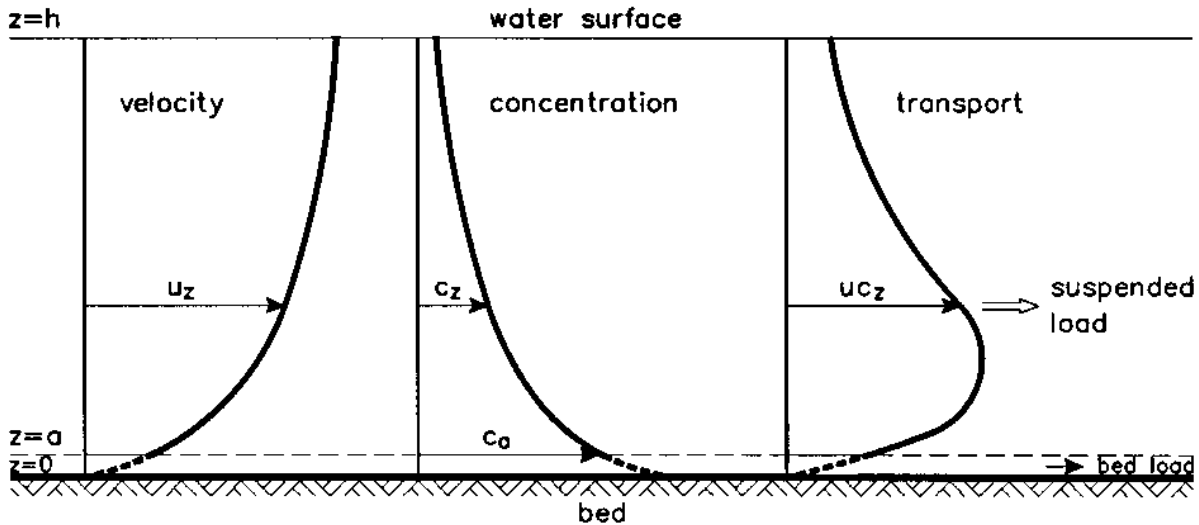


FIGURE 2.14: Définition des profils de vitesse et de concentration de sédiment en suspension dans la colonne d'eau (Van Rijn, 2007b [119]).

2.2.2 Transport combinant les effets d'une houle et d'un courant

En zone littorale et *a fortiori* sur les plages, les grains de sable sont soumis aux effets combinés des vagues et des courants. Le taux de transport instantané ou débit solide volumique est défini ainsi :

$$Q_t(t) = \int_0^h u(z, t)c(z, t)dz \quad (2.38)$$

En séparant les composantes moyennes et oscillantes pour la vitesse et la concentration, *i.e.* $u = \langle u \rangle + u'$ et $c = \langle c \rangle + c'$, nous déduisons le transport net sur une période de vague :

$$q_t = \langle Q_t \rangle = \int_0^h \left(\langle u(z) \rangle \langle c(z) \rangle + \langle u'(z, t) c'(z, t) \rangle \right) dz \quad (2.39)$$

Les deux termes de l'intégrale représentent d'une part le flux sédimentaire lié au courant moyen (non oscillant), d'autre part celui lié aux vagues (oscillant). Notons ici que les courants liés au déferlement des vagues ("*undertow*", courants sagittaux) entrent dans la catégorie des flux sédimentaires moyens non oscillants (bien que les courants sagittaux oscillent à la période des ondes d'infragravité). En revanche, les vortex liés au passage des vagues appartiennent aux flux sédimentaires oscillants. Bien souvent, les modèles de transport se distinguent les uns des autres selon s'ils tiennent compte ou non des flux oscillants liés aux vagues. Nous en illustrons ci-dessous quelques exemples.

- *Formulation stationnaire ("steady")*

Le taux de transport total q_t (charriage + suspension) est évalué sur une échelle de temps supérieure à la période des vagues :

$$q_t = \int_0^h \langle u(z) \rangle \langle c(z) \rangle dz \quad (2.40)$$

avec :

$$\langle u(z) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T u(z, t) dt \quad (2.41)$$

Les processus sédimentaires "intra-vague" ne sont pas modélisés ; cette approche convient bien aux conditions énergétiques, moins aux conditions de beau temps où les effets d'accélération induits par les vagues sont primordiaux. Parmi ces formules, certaines sont théoriques (*e.g.* Bijker, 1967 [120]), d'autres empiriques (*e.g.* Soulsby - Van Rijn [Soulsby, 1997 [110]] ; Van Rijn, 2007a [121], 2007b [119]).

- *Formulation quasi-stationnaire ("quasi-steady")*

Les modèles "*quasi-steady*" assument une échelle de temps inférieure à la période des vagues, mais considèrent une quasi-stationnarité dans le fait que le transport sédimentaire réagit directement à la vitesse près du fond ou à la contrainte de cisaillement, sans déphasage. Le modèle de Bailard et Inman (1981) [122] est basé sur une approche énergétique instationnaire, dérivée de celle de Bagnold (1966) [123], dans laquelle le sédiment est transporté en proportion de l'énergie totale dissipée. Cette formulation est non valide lorsque l'on est proche du seuil de mise en mouvement, car elle a été calibrée en condition de fond plat (*sheet flow*). Les vecteurs des taux de transport

incluent une composante parallèle au vecteur vitesse instantanée et une composante de gravité qui suit la pente du fond :

$$\vec{q}_t = \vec{q}_{b0} + \vec{q}_{s0} - (\vec{q}_{bs} + \vec{q}_{ss}) \quad (2.42)$$

avec \vec{q}_{b0} le transport par charriage sur fond plat, \vec{q}_{s0} le transport en suspension sur fond plat, \vec{q}_{bs} la correction du transport par charriage sur fond en pente et \vec{q}_{ss} la correction du transport en suspension sur fond en pente. Les composantes sont calculées d’après les vitesses près du fond et non par rapport au cisaillement sur le fond, ce qui revient à supposer que $\tau_0(t) = f(u_0)$.

- *Formulation instationnaire (“unsteady” ou “semi-unsteady”)*

Les modèles “unsteady” ou “semi-unsteady” tiennent compte des effets instationnaires, qui sont importants en présence de fonds ridés et pour des particules fines. Le modèle de Dibajnia et Watanabe (1992) [124] estime le transport total en faisant la différence entre les transports pendant la phase dite “positive” et la phase dite “négative” lors du passage d’une vague. Par exemple, pendant l’intervalle de temps $0 < t < T_1$, les vitesses instantanées sont positives et pendant l’intervalle de temps $T_1 < t < T_2 = t - T_1$, elles sont négatives. Dibajnia et Watanabe différencient la quantité de sable mise en mouvement et transportée lors de la phase positive de celle entraînée pendant la phase négative précédente et restée en suspension dans la colonne d’eau (non déposée) et qui peut donc de nouveau être transportée durant la phase positive. Il en va de même pour le transport durant la phase négative. Les échanges de sable entre les deux phases dépendent de la valeur d’un critère d’inertie (*e.g.* Silva et Temperville, 2000 [125]; Guizien *et al.*, 2002 [126]).

2.3 Evolution des fonds

Les gradients des flux sédimentaires sur la plage ou l’avant-plage engendrent par érosion ou accumulation un modelé du fond susceptible de s’organiser sous la forme de barres, allant de rectilignes à festonnées, avec des orientations diverses, parallèle à la côte, perpendiculaire ou bien oblique (*e.g.* Sonu, 1973 [127]; Wright et Short, 1984 [94]; Wijnberg et Kroon, 2002 [128]). La conservation de la masse se traduit par l’équation d’Exner (1920) [129], qui peut être formulée de deux manières :

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p} (\nabla \cdot \vec{q}_b + E - D) = 0 \quad (2.43)$$

ou

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \nabla \cdot \vec{q}_t = 0 \quad (2.44)$$

où z_b est la cote mobile du fond et p la porosité qui correspond à la perméabilité critique de la structure que forment les grains de sable assemblés entre eux, c’est-à-dire au rapport des diamètres critiques pour lequel une petite sphère peut passer dans les plus gros vides (Fraser, 1935 [130]). Pour une assemblage cubique des grains, la porosité est de 0,414 (*e.g.* Dyer, 1986 [131]). Dans (2.43), D et E correspondent aux taux respectivement de dépôt et d’érosion des sables en suspension dans la colonne d’eau. Dans (2.44), le taux de transport total q_t est calculé par une formule de transport total (*e.g.* Soulsby - Van Rijn).

L'évolution morphologique du front de dune peut se révéler importante à considérer (*e.g.* Vellinga (1986) [132]; Steetzel (1993) [133]; Nishi et Kraus (1996) [134]). Sa dynamique est essentiellement liée aux tempêtes et en particulier à l'érosion induite par le jet de rive lié aux ondes d'infragravité (Raubenheimer et Guza, 1996 [87]; Sallenger, 2000 [135]). Le phénomène d'avalanche morphologique se produit lorsque la pente de la dune excède une certaine pente critique (*e.g.* Vellinga, 1986).

2.4 Synthèse

L'estimation du transport sableux littoral est rendu particulièrement complexe par la multiplicité des processus hydro-sédimentaires. La propagation des vagues induit des courants oscillants alors que leur déferlement génère des courants permanents ou quasi-permanents ("*undertow*", courants sagittaux, dérive littorale). La combinaison de ces deux types d'écoulement est difficile à mettre en forme dans une seule et même formule de transport. A cela s'ajoute les différents modes de transport (charriage, suspension, "*sheet flow*"), les effets des rides, de la pente du fond, de l'asymétrie des vagues, des ondes d'infragravité *etc.* Le calcul du transport sableux est donc en réalité une estimation sur la base d'hypothèses propres à chaque formulation. L'évolution des fonds sableux (érosion, sédimentation) est ensuite déduite des gradients des flux sédimentaires. La marée et la variation du niveau d'eau associée ont pour principal rôle la modulation des taux de transport. Dans le chapitre suivant, nous verrons comment ces différents processus hydro-sédimentaires sont intégrés dans une modélisation numérique 2DH, et nous décrirons plus en détails leur formulation mathématique.

Chapitre 3

Modélisation hydro-morpho-sédimentaire 2DH

Nous avons vu au chapitre 2 que la dynamique d'une plage est gouvernée par trois groupes successifs de mécanismes physiques qui interagissent entre eux et constituent une boucle rétroactive (Figure 3.1) : (i) les processus hydrodynamiques forcés par les vagues et modulés par la marée ; (ii) les processus hydro-sédimentaires qui contrôlent les flux sédimentaires et jouent le rôle central de ce système couplé ; (iii) la réponse morphodynamique en termes d'érosion et d'accumulation.

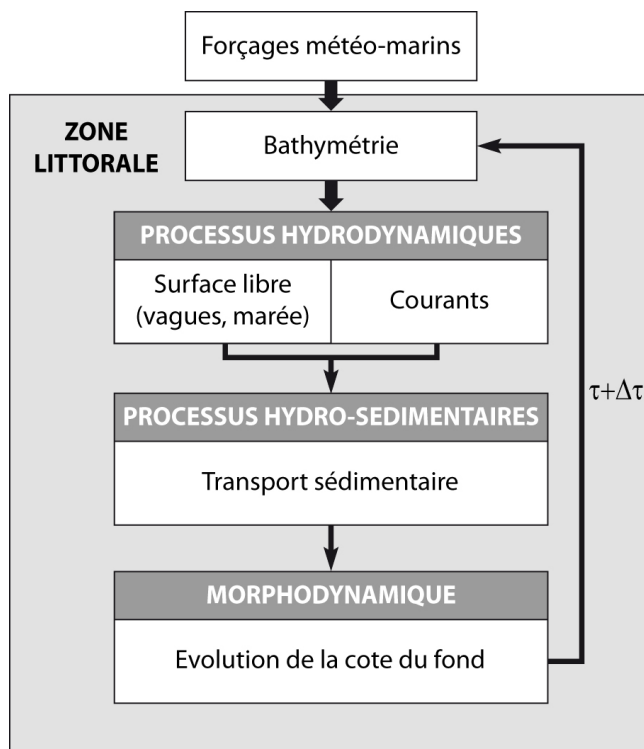


FIGURE 3.1: Boucle rétroactive intégrant différents mécanismes physiques en jeu dans la zone littorale.

Ce chapitre est consacré à la formulation mathématique 2DH/Q-3D détaillée de ces mécanismes physiques dans les codes XBeach et TELEMAC. Un état de l'art succinct des différents modèles utilisant cette approche est présentée en début de chapitre. Un comparatif des deux modèles précités

est par ailleurs illustré en fin de chapitre sous la forme d’un cas test d’application à l’étude d’une plage schématique rectiligne en plan incliné uniforme “quasi-infinie”.

3.1 Etat de l’art

Depuis le début des années 1990, de nombreuses approches de modélisation numérique de la zone littorale ont été proposées. Etant donné la complexité des processus physiques en jeu décrits au chapitre 2, ces approches sont très diverses (Blondeaux, 2001 [136]). Parmi elles, les modèles “déterministes” 2DH calculent l’évolution spatio-temporelle des processus intégrés hydrodynamiques forcés par les vagues, hydro-sédimentaires et morphodynamiques. Ils se différencient par les méthodes de résolution numérique, les types de maillage (différences finies ou éléments finis) ou encore les échelles spatio-temporelles d’application, mais surtout ils se différencient par leur module de vagues, les approximations qui y sont faites (houle d’Airy, houle de Stokes *etc.*) et les processus physiques incorporés (déferlement, frottement, “*roller*” *etc.*). Nous en dévoilons les principaux types au Tableau 3.1 et les décrivons brièvement ci-après.

Modèles spectraux de propagation des états de mer	“à phase moyennée”	SWAN, HISWA, TOMAWAC
Modèles de réflexion/diffraction	“à résolution de phase”	ARTEMIS, REFONDE ...
Modèles de Boussinesq	“à résolution de phase”	FUNWAVE, BOUSS-2D ...

TABLEAU 3.1: Différents types de modèles numériques de vague en zone littorale.

Les modèles spectraux sont dits “à phase moyennée” car ils ne prévoient pas les phases des vagues. Il en existe de nombreuses formes différentes en fonction des paramètres de forçage, des processus physiques incorporés et des méthodes de résolution numérique. Ils résolvent la génération des vagues par le vent, la réfraction, le “*shoaling*”, la dissipation par moutonnement, déferlement bathymétrique et frottement sur le fond. Certains modèles comme SWAN (Booij *et al.*, 1999 [137]) et TOMAWAC (Benoit *et al.*, 1996 [138]) considèrent également les interactions entre composantes spectrales (quadruplets et triades) et les transmissions d’énergie, blocage ou réflexion au travers d’obstacles. Lorsqu’un modèle “à phase moyennée” est spectral à la fois en fréquence et en direction, il est dit de “3^e génération” (ex. SWAN, TOMAWAC); s’il n’est spectral qu’en direction et paramétrique en fréquence (ex. HISWA [Holthuijsen *et al.*, 1989 [139]]), il est dit de “2^e génération”.

Les modèles de réflexion/diffraction sont pour la plupart basés sur les équations à faible pente (“*mild-slope*”) dérivées par Booij (1981) [140] et De Girolamo *et al.* (1988) [141] des équations de Berkhoff (1972 [142], 1976 [143]). Ils sont dédiés à la propagation des vagues en zones côtière et portuaire et font intervenir la réfraction, la diffraction, la réflexion et la dissipation de l’énergie. Ils sont capables de prévoir l’agitation portuaire (*e.g.* Guillou et Chapalain, 2012 [144]), les seiches, la diffraction derrière un ouvrage ou la réflexion des vagues par les fonds ou d’autres obstacles comme une île, un port ou une structure. Un exemple de ce type de modèle sont les logiciels ARTEMIS (*e.g.* Aelbrecht, 1997 [145]; EDF R&D, 2010 [146]) et REFONDE (*e.g.* Debaillon *et al.*, 2009).

Les modèles de Boussinesq sont basés sur les équations non-linéaires et dispersives de Boussinesq (Peregrine, 1967 [147]; Madsen *et al.*, 1991 [148]; Nwogu, 1993 [149], 1996 [150]; Wei *et al.*, 1995 [151]). Ils reproduisent les phénomènes calculés par les modèles *mild-slope*, mais simulent en plus les interactions vague-vague et les dispersions fréquentielle et directionnelle. Citons par exemple le modèle FUNWAVE (Kirby *et al.*, 1998 [152]; Shi *et al.*, 2012 [153]) et le modèle BOUSS-2D (Nwogu et Demirbilek, 2001 [154]).

Dans retenons ici l’approche spectrale à “phase moyennée” avec les modèles XBeach et TELEMAC. Le code XBeach a été développé par UNESCO-IHE, Deltares et Delft University of Technology pour modéliser la réponse dynamique d’une plage aux événements de tempête, suite aux dégâts provoqués par les ouragans sur les côtes de Floride aux Etats-Unis en 2004 - 2005 et aux inondations fréquentes des basses côtes hollandaises (Roelvink *et al.*, 2009 [48]; Roelvink *et al.*, 2010 [155]). Il utilise un schéma numérique aux différences finies (mailles rectangulaires). La chaîne TELEMAC a été développé par EDF R&D, à l’origine pour l’étude des écoulement à surface libre en rivière. Elle est composée de trois modules couplés : TOMAWAC pour le calcul des vagues (Benoit *et al.*, 1996 [138]), TELEMAC-2D pour le calcul des courants (Hervouet, 2007 [49]) et SISYPHE pour le calcul des flux sédimentaires et de l’évolution morphologique (Villaret, 2004 [156]). TELEMAC utilise un schéma numérique aux éléments finis (mailles triangulaires). Le choix de ces deux modèles est dicté à la fois par la volonté de temps de calculs relativement peu coûteux (en comparaison par exemple aux modèles de Boussinesq) pour des domaines dont l’aire reste inférieure à 10 km^2 , ainsi que par la volonté de tester/évaluer l’efficacité de la méthode aux éléments finis en comparaison à celle des différences finies. Le choix de XBeach a en plus été retenu pour sa capacité à modéliser un contre-courant de retour “*undertow*” et à former les barres.

3.2 Présentation du code XBeach

3.2.1 Formulation mathématique

Dans le module de vague, le code XBeach résout : la transformation (réfraction, “*shoaling*”, frottement), le déferlement bathymétrique, la transition énergétique par le “*roller*”, le jet de rive et la libération d’ondes d’infragravité (“*edge waves*”, “*leaky waves*”) en zone de déferlement. Dans le module de circulation, il intègre une formulation 2DH avancée qui permet de simuler un “*undertow*”. Dans le module de transport sédimentaire, il intègre en plus de l’équation de conservation du matériel sableux un mécanisme d’avalanche morphologique pour simuler l’érosion d’une dune.

3.2.1.1 Vagues et ondes d’infragravité

Propagation et dissipation

Le modèle de vague est basé sur HISWA, avec une approche mono-fréquence représentative du spectre discrétisée en direction. La propagation et la dissipation des vagues est donnée par

l'équation de conservation de la densité d'action $A(\omega, \theta) = E_w(\omega, \theta)/\omega$:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial C_x A}{\partial x} + \frac{\partial C_y A}{\partial y} + \frac{\partial C_\theta A}{\partial \theta} = \frac{Q}{\omega} \quad (3.1)$$

où $E_w(\omega, \theta)$ est l'énergie des vagues, θ leur direction et $\omega = \sqrt{gk \tanh(kh)}$ la pulsation. Q représente les termes de dissipation, par frottement sur le fond (Q_{fw}) et déferlement bathymétrique (Q_{br}) :

$$Q = Q_{fw} + Q_{br} \quad (3.2)$$

De nombreuses formulations de la dissipation d'énergie par déferlement ont été développées en fonction de l'énergie des vagues, de leur période et de la hauteur d'eau (Apotsos *et al.*, 2008 [157]). Le modèle pionnier pour des vagues aléatoires est celui de Battjes et Janssen (1978) [158], basé sur l'analogie avec le modèle de déferlement d'un bore et sur une distribution des vagues de Rayleigh. Ainsi, la dissipation totale s'écrit comme la dissipation dans le cas d'une vague seule, multipliée par la fraction des vagues déferlant Q_b :

$$\begin{cases} (Q_{br})_{BJ78} = -\frac{1}{4}Q_b \rho g \alpha f_p H_{max}^2 \\ Q_b = \exp\left(-\frac{H_{max}^2}{H_{rms}^2}(1 - Q_b)\right) \end{cases} \quad (3.3)$$

où f_p est la fréquence pic, $H_{max} = \gamma_b h_b$ la hauteur maximale des vagues (critère de Miche) et α un coefficient de dissipation généralement pris égal à 1. Dans XBeach, le modèle de Roelvink (1993) [159], basé sur celui de Battjes et Janssen, est implémenté pour les vagues irrégulières :

$$\begin{cases} (Q_{br})_{R93} = -\frac{1}{4}Q_b \rho g \alpha f_p \frac{H_{rms}^3}{h} \\ Q_b = 1 - \exp\left(-\frac{H_{rms}}{H_{max}}\right)^n \end{cases} \quad (3.4)$$

où H_{rms} est la hauteur moyenne quadratique des vagues et n un coefficient de puissance généralement pris égal à 10. Pour des vagues monochromatiques, le modèle de Baldock *et al.* (1998) [160] est implémenté :

$$\begin{cases} (Q_{br})_{B98} = -\frac{1}{4}Q_b \rho g \alpha f_p (H_{ba}^2 + H_{rms}^2) \\ Q_b = \exp\left(-\frac{H_{ba}^2}{H_{rms}^2}\right) \end{cases} \quad (3.5)$$

où

$$H_{ba} = \frac{0,88}{k} \tanh\left(\frac{\gamma k h}{0,88}\right) \quad (3.6)$$

La dissipation par frottement sur le fond est de la forme suivante (*e.g.* Horikawa, 1988 [69]) :

$$Q_{fw} = \frac{-2}{3\pi} \rho f_w u_{orb}^3 \quad (3.7)$$

avec f_w le coefficient de frottement, typiquement égal à 0,01 – 0,02 et u_{orb} la vitesse orbitale des vagues au-dessus du fond donnée par (2.5) (*cf.* chapitre 2, p.28).

Modèle du rouleau d'écume "roller"

L'équation d'équilibre de la densité d'action, couplée à un modèle de déferlement, reproduit bien la propagation et la dissipation de l'énergie des vagues. Cependant, dans la zone située entre le point de déferlement et celui où commencent à s'établir le *set-up* et la dérive littorale, il manque de l'information. Dans cette zone de transition, l'énergie est stockée et propagée dans le *roller*. Le modèle de Svendsen (1984a) [70], couplé à celui de Deigaard (1993) [72], est utilisé. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le *roller* est représenté par son aire transversale $A_r \approx 0,9H^2$. Le terme de dissipation énergétique associé au *roller* est exprimé ainsi :

$$D_r = \tau_r c_r \quad (3.8)$$

où c_r et τ_r sont donnés respectivement par (2.11) et (2.12) (*cf.* chapitre 2, p.31), amenant :

$$D_r = 2\beta_s \frac{g}{c_r} \left(\frac{0,9}{2} \frac{\rho H^2 c_r^2}{\lambda} \right) = 2\beta_s \frac{g}{c_r} E_r \quad (3.9)$$

où E_r est donnée par (2.10). Finalement la dissipation énergétique liée au *roller* est :

$$D_r = 2\beta_{su} \frac{g}{C_g} E_r \quad (3.10)$$

avec $\beta_{su} = \beta_s \beta_u$ un coefficient de l'ordre de 0,1 (Reniers et Battjes, 1997 [161]). L'équation d'équilibre de l'énergie du *roller* est ensuite résolue, de la même manière que pour la densité d'action des vagues, mais en utilisant le terme de dissipation des vagues comme un terme source et le terme de dissipation du *roller* comme un terme puits :

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{\partial c_{rx} E_r}{\partial x} + \frac{\partial c_{ry} E_r}{\partial y} + \frac{\partial c_{r\theta} E_r}{\partial \theta} = -D_r + D_w \quad (3.11)$$

avec :

$$D_w = -Q = -Q_{br} - Q_{fw} \quad (3.12)$$

Les contraintes de radiation induites par le *roller* sont données par :

$$\begin{cases} S_{xx,r} = E_r \cos^2 \theta \\ S_{yy,r} = E_r \sin^2 \theta \\ S_{xy,r} = E_r \cos \theta \sin \theta \end{cases} \quad (3.13)$$

L'efficacité du modèle de *roller* dans la dissipation énergétique sur les plages en pente douce a été illustrée dans un rapport d'étude d'application du code XBeach sur la plage de Pentrez (Saint-Nic, Finistère) (Quilfen et Chapalain, 2016 [162]).

Ondes d'infragravité

L'enveloppe des vagues G est obtenue par transformée de Hilbert de la surface libre $G(x, y, t) = |H(\eta(x, y, t))|$. Les séries temporelles de la surface libre sont obtenues en sommant un grand nombre de composantes sinusoïdales d'amplitude $\widehat{\eta}_j$ (Miles et Funke, 1989 [163]) et en utilisant un modèle de phase aléatoire :

$$\eta(x, y, t) = \Re \left(\sum_{j=1}^n \widehat{\eta}_j \exp(i(\omega_j t - k_{x,j} x - k_{y,j} y + \Phi_j)) \right) \quad (3.14)$$

La relation de dispersion linéaire est utilisée pour relier le nombre d'onde \vec{k}_j à la fréquence angulaire ω_j . L'angle d'incidence d'une composante de vague est obtenu à l'aide de la fonction de distribution $D_i(\theta) = K_m \cos(\theta - \theta_p)^m$ où K_m est un facteur de proportionnalité et θ_p la direction au pic de fréquence. L'énergie associée à l'onde longue liée est alors donnée par $E_{lw}(x, y, t) = \frac{1}{2} \rho g G^2(x, y, t)$. Dans la formule du déferlement de Roelvink (1993) [159], cette énergie est prise en compte (Roelvink et Reniers, 2011 [164]). Nous donnons un exemple de génération d'ondes longues dans le cas de l'interaction entre deux composantes (ω_1, k_1) et (ω_2, k_2) de vagues bichromatiques en se restreignant à l'axe transversal. L'évolution spatio-temporelle de la surface libre s'écrit :

$$\eta(x, t) = a \sin(\omega_1 t - k_1 x) + a \sin(\omega_2 t - k_2 x) \quad (3.15)$$

Nous réécrivons (3.15) sous la forme d'une fluctuation d'un groupe de vagues d'amplitude G variant lentement :

$$\eta(x, t) = 2a \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \sin\left(\frac{\Sigma\omega}{2}t - \frac{\Sigma k}{2}x\right) = G(x, t) \sin\left(\frac{\Sigma\omega}{2}t - \frac{\Sigma k}{2}x\right) \quad (3.16)$$

avec :

$$\begin{cases} \frac{\Sigma\omega}{2} &= \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \\ \frac{\Sigma k}{2} &= \frac{k_1 + k_2}{2} \\ \Delta\omega &= \omega_2 - \omega_1 \\ \Delta k &= k_2 - k_1 \end{cases}$$

Cette solution ensuite intégrée dans les équations de circulation donne la propagation d'une onde longue liée aux groupes de vagues dont la direction est donnée par $\theta_{lw} = \arctan(\Delta k_y / \Delta k_x)$. La direction de l'onde d'infragravité libérée au déferlement des vagues sera $\theta_f = \arctan(\Delta k_y / k_{f,x})$ avec $k_{f,x} = \sqrt{\omega^2 / (gh) - \Delta k_y^2}$ calculé à partir de la relation de dispersion associée à l'onde longue. Selon la valeur de θ_f , l'onde libérée sera réfléchiée vers le large ("leaky wave") ou bien piégée par réfraction au bord de la plage ("edge wave").

3.2.1.2 Courants induits par les vagues

Approche de Phillips modifiée proposée dans XBeach

De manière générale, dans les équations caractérisant les circulations côtières, la vitesse peut être décomposée en trois composantes : un courant moyen, un mouvement oscillant lié aux vagues et une fluctuation turbulente. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le mouvement oscillant lié aux vagues possède lui-même une composante résiduelle moyenne appelée dérive de Stokes. Ainsi, dans la composante moyenne du courant, il est possible d'ajouter ce courant de dérive ("correction de Stokes"), lequel, à l'inverse de la composante fluctuante des vagues, ne disparaît pas après avoir été moyenné sur une période des vagues. Afin de bien comprendre l'origine des différents termes, le développement des équations de Phillips (1977) [165] à partir de celle de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds intégrées sur la verticale (RANS) a été détaillé en Annexe B (p. 250) sur la base du livre de Svendsen (2006) [166] et du travail de thèse de Mathias Delpey (2012) [167]. Les équations

de Phillips sont formulées ci-dessous (équations (3.17)).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial t} + \frac{\partial du_{\alpha}^{tot}}{\partial x_{\alpha}} &= 0 \\ \frac{\partial \rho du_{\alpha}^{tot}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} (\rho du_{\alpha}^{tot} u_{\beta}^{tot}) &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_{\beta}} (\rho \mathbf{d}u_{\alpha}^w u_{\beta}^w) - \frac{\partial \mathbf{S}_{\alpha\beta}}{\partial \mathbf{x}_{\beta}} - \rho g d \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial x_{\alpha}} \\ &+ \frac{\partial R_{\alpha\beta}}{\partial x_{\beta}} + \langle p^a \rangle \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial x_{\alpha}} + \tau_{\alpha}^a - \tau_{\alpha}^b \end{aligned} \quad (3.17)$$

$\langle \rangle$ désigne la moyenne temporelle eulérienne des équations RANS de la forme suivante :

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \Phi(\vec{x}, t + t') dt' = \Phi - \Phi' \quad (3.18)$$

(α, β) prennent leur valeur dans $(1, 2)$ et font référence aux directions horizontales (x, y) . p^a désigne la pression atmosphérique en surface. $d = -h + \langle \eta \rangle$ est la profondeur d'eau. u_{α}^{tot} est la moyenne de la vitesse barotrope totale u_{α} et peut se décomposer en une composante de courant barotrope moyen U_{α} et une composante liée aux vagues u_{α}^w simplifiée par l'hypothèse d'un cisaillement vertical nul du courant moyen (Phillips, 1977 [165]) :

$$u_{\alpha}^{tot} = \frac{1}{d} \left\langle \int_{-h}^{\eta} u_{\alpha} dz \right\rangle = U_{\alpha} + u_{\alpha}^w \quad (3.19)$$

$$U_{\alpha} = \frac{1}{d} \int_{-h}^{\langle \eta \rangle} u_{\alpha} dz \quad (3.20)$$

$$u_{\alpha}^w = \frac{1}{d} \left\langle \int_{\langle \eta \rangle}^{\eta} u_{\alpha} dz \right\rangle \xrightarrow[\text{Phillips}]{\text{hypothèse}} u_{\alpha}^w = \frac{1}{d} \left\langle \int_{-h}^{\eta} u'_{\alpha} dz \right\rangle \quad (3.21)$$

La vitesse u_{α}^w correspond donc au résiduel de la vitesse barotrope associée aux vagues, qui est en fait la **“moyenne verticale de la dérive de Stokes”** ou “dérive de Stokes barotrope”. $\partial R_{\alpha\beta} / \partial x_{\beta}$ est le terme contributif au tenseur des contraintes visqueuses $\epsilon_{\alpha\beta}$:

$$\frac{\partial R_{\alpha\beta}}{\partial x_{\beta}} = \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \left(\left\langle \int_{-h}^{\eta} \epsilon_{\alpha\beta} dz \right\rangle \right) \quad (3.22)$$

Les flux de quantité de mouvement liés aux vagues sont représentés par les termes en gras dans (3.17). **Ici, seul le second terme en gras est pris en compte.** La question est de savoir si cette “simplification” est justifiée ou non. En réalité, le terme $\frac{\partial}{\partial x_{\beta}} (\rho du_{\alpha}^w u_{\beta}^w)$ est d'ordre $O(H/\lambda)^4$ qui est donc normalement très petit. Néanmoins, d'après Svendsen (2006) [166] ou Bonneton (2003) [168], ce n'est pas nécessairement vrai pour des vagues qui déferlent ou qui sont proches du déferlement, c'est-à-dire aux abords de la zone de *surf* externe.

Les équations résolues sont donc celles de Phillips à une approximation $O(H/\lambda)^4$. La vitesse totale utilisée est la somme du courant moyen “eulérien” (\vec{u}^E) et de la **“moyenne verticale de la dérive de Stokes”** (\vec{u}^S) :

$$\vec{u}^{tot} = \vec{u}^E + \vec{u}^S \quad (3.23)$$

La dérive de Stokes est calculée selon la théorie linéaire :

$$\vec{u}^S = \left(\frac{E_w \cos \theta}{\rho h C}; \frac{E_w \sin \theta}{\rho h C} \right) \quad (3.24)$$

En revanche, pour le calcul du cisaillement sur le fond, c'est la vitesse du courant moyen "eulérien" qui est utilisée. Finalement, les équations (3.25) sont résolues pour calculer les courants induits par les vagues.

$$\begin{cases} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial h u^{tot}}{\partial x} + \frac{\partial h v^{tot}}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u^{tot}}{\partial t} + u^{tot} \frac{\partial u^{tot}}{\partial x} + v^{tot} \frac{\partial u^{tot}}{\partial y} - D_h \left(\frac{\partial^2 u^{tot}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u^{tot}}{\partial y^2} \right) = -\frac{\tau_{bx}^E}{\rho h} - g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{F_x}{\rho h} \\ \frac{\partial v^{tot}}{\partial t} + u^{tot} \frac{\partial v^{tot}}{\partial x} + v^{tot} \frac{\partial v^{tot}}{\partial y} - D_h \left(\frac{\partial^2 v^{tot}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^{tot}}{\partial y^2} \right) = -\frac{\tau_{by}^E}{\rho h} - g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{F_y}{\rho h} \end{cases} \quad (3.25)$$

Dans le module de transport sédimentaire, c'est la composante "eulérienne" du courant qui est utilisée (sans la dérive de Stokes), de sorte qu'un contre-courant de retour uniforme sur la verticale est modélisé : $\vec{u}^E = \vec{u}^{tot} - \vec{u}^S \implies (\vec{u}^{tot} = \vec{0} \iff \vec{u}^E = -\vec{u}^S)$. La génération de ce courant par le code XBeach sur une plage en pente douce (Pentrez, Saint-Nic) a été illustrée dans un rapport d'étude (Quilfen et Chapalain, 2016 [162]). Les résultats sont en bon accord avec les mesures réalisées par Morellato (2009) [169].

Le cisaillement du courant sur le fond est paramétré par la formule de Feddersen *et al.* (2000) [170] (voir Ruessink *et al.*, 2001 [171]) issue de Wright et Thompson (1983) [172] :

$$\begin{cases} \tau_{bx}^E = \rho C_D u^E \sqrt{1, 16u_{orb}^2 + (u^E)^2 + (v^E)^2} \\ \tau_{by}^E = \rho C_D v^E \sqrt{1, 16u_{orb}^2 + (u^E)^2 + (v^E)^2} \end{cases} \quad (3.26)$$

avec C_D le coefficient de frottement calculé suivant une loi de Chézy :

$$C_D = g/C_h^2 \quad (3.27)$$

où C_h le coefficient de Chézy en $m^{1/2}/s$.

La viscosité horizontale donnée par $D_h = \nu_t + \nu_r$ inclut une composante liée au *roller* exprimée par $\nu_r = \nu_{fac} h (D_r/\rho)^{1/3}$ où ν_{fac} est un facteur à calibrer et D_r est le taux de dissipation énergétique issu du modèle du *roller* (Battjes, 1975 [173]). ν_t est la viscosité turbulente horizontale liée aux vagues de l'ordre de 0,15.

Les termes F_x et F_y dans (3.25) sont les termes de forçage des vagues :

$$\begin{cases} -F_x = \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \\ -F_y = \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} \end{cases} \quad (3.28)$$

où S_{xx} , S_{yy} , S_{xy} et S_{yx} sont les composantes des contraintes de radiation exprimées ainsi :

$$\begin{cases} S_{xx} = S_{xx,w} + S_{xx,r} = E_w \left(\frac{C_g}{C} \cos^2 \theta + \left(\frac{C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) \right) + E_r \cos^2 \theta \\ S_{yy} = S_{yy,w} + S_{yy,r} = E_w \left(\frac{C_g}{C} \sin^2 \theta + \left(\frac{C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) \right) + E_r \sin^2 \theta \\ S_{xy} = S_{xy,w} + S_{xy,r} = E_w \left(\frac{C_g}{C} \cos \theta \sin \theta \right) + E_r \cos \theta \sin \theta \end{cases} \quad (3.29)$$

Le forçage du courant de dérive longitudinal (“dérive littorale”) peut alors être calculé d’après le gradient de la composante S_{xy} des contraintes de radiation :

$$\begin{aligned}
F_{dl} &= -\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{C_g}{C} (E_w \cos(\theta) \sin(\theta)) + E_r \cos(\theta) \sin(\theta) \right) \\
&= -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sin(\theta)}{C} (E_w C_g \cos(\theta) + E_r C \cos(\theta)) \right) \\
&= -\left(E_w C_g \cos(\theta) + E_r C \cos(\theta) \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sin(\theta)}{C} \right) \\
&\quad - \frac{\sin(\theta)}{C} \frac{\partial}{\partial x} \left(E_w C_g \cos(\theta) + E_r C \cos(\theta) \right)
\end{aligned} \tag{3.30}$$

Sur une plage longitudinalement uniforme, le premier terme de droite dans (3.30) est nul (loi de Snell-Descartes). Le second terme se réécrit en fonction des termes de dissipation d’énergie, donnant ainsi :

$$F_{dl} = \frac{\sin(\theta)}{C} \left(D_w + (-D_w + D_r) \right) = \frac{D_r \sin(\theta)}{C} \tag{3.31}$$

3.2.1.3 Transport sédimentaire

Le transport total, incluant le charriage et la suspension, est calculé. Deux formules de transport sont implémentées, celle de Van Thiel de Vries – Van Rijn (Van Rijn, 2007a [121], 2007b [119]; Van Thiel de Vries, 2009 [174]) et celle de Soulsby – Van Rijn (Soulsby, 1997 [110]). Pour la suspension, une équation d’advection – diffusion est calculée, incluant une paramétrisation du transport des sédiments vers la côte par asymétrie des vagues intégrée suivant la méthode de Ruessink - Van Rijn (Van Rijn *et al.*, 2011 [175]). Le calcul de la vitesse orbitale intègre une paramétrisation de la turbulence liée au *roller* et aux ondes longue :

$$u_{orb,2} = \sqrt{u_{orb}^2 + 1,45(k_b + k_{lw})} \tag{3.32}$$

où u_{orb} est la vitesse orbitale donnée par (2.5) (*cf.* chapitre 2, p.28), $k_b = K\nu_{fac}T/T_{bore} (D_r/\rho)^{2/3}$ est l’énergie turbulente moyenne près du fond liée au *roller* avec K un coefficient fonction de la longueur de mélange et T_{bore} une paramétrisation de la période des rouleaux et k_{lw} est l’énergie turbulente liée aux ondes longues. Il est possible de ne pas prendre en compte la turbulence des rouleaux à l’aide du mot clé “turb=0”, car celle-ci peut s’avérer importante et donner lieu à une surestimation de la concentration d’équilibre.

Calcul des concentrations d’équilibre en charriage et suspension

La concentration d’équilibre en charriage $c_{eq,b}$ et en suspension $c_{eq,s}$ peut être calculée suivant deux formules, Soulsby - Van Rijn (Soulsby, 1997 [110]) ou Van Thiel de Vries - Van Rijn (Van Rijn, 2007a [121], 2007b [119]; Van Thiel de Vries, 2009 [174]).

La formulation empirique de Soulsby – Van Rijn calcule le charriage et la suspension à l’aide de deux facteurs multiplicatifs distincts. La concentration d’équilibre de sédiment en charriage est

donnée par :

$$\begin{cases} c_{eq,b} = \frac{A_b}{h} \left(\left((u^E)^2 + 0,018 \frac{u_{orb,2}^2}{C_T} \right)^{0,5} - u_{cr,b} \right)^{2,4} \\ A_b = \frac{0,005h}{(gh(s-1))^{1,2}} \end{cases} \quad (3.33)$$

La concentration d'équilibre de sédiment en suspension est donnée par :

$$\begin{cases} c_{eq,s} = \frac{A_s}{h} \left(\left((u^E)^2 + 0,018 \frac{u_{orb,2}^2}{C_D} \right)^{0,5} - u_{cr,s} \right)^{2,4} \\ A_s = \frac{0,012D_{50}D_*^{-0,6}}{(g(s-1)D_{50})^{1,2}} \end{cases} \quad (3.34)$$

$u_{cr,b}$ et $u_{cr,s}$ sont les vitesses critiques de mise en mouvement en conditions de courant dominant calculées respectivement d'après Van Rijn (1984a) [176] et Van Rijn (1984b) [118], $C_T = \left(0,40/\log(h/z_0)\right)^2$ est un coefficient de traînée en conditions de courant dominant avec z_0 la longueur de rugosité qui est ici une valeur fixe, mais nous avons vu au chapitre 2 qu'elle peut aussi être exprimée en fonction de la rugosité de Nikuradse k_s .

La formulation de Van Thiel de Vries – Van Rijn est proche de celle de Soulsby - Van Rijn avec cependant deux différences majeures : le coefficient de traînée C_D n'apparaît plus et la vitesse critique liée aux vagues est différente de celle liée au courant.

La concentration d'équilibre de sédiment en charriage est donnée par :

$$\begin{cases} c_{eq,b} = \frac{A_b}{h} \left((u^{E2} + 0,64u_{orb,2}^2)^{0,5} - u_{cr,b} \right)^{1,5} \\ A_b = 0,015h \frac{(D_{50}/h)^{1,2}}{(g(s-1)D_{50})^{0,75}} \end{cases} \quad (3.35)$$

La concentration d'équilibre de sédiment en suspension est donnée par :

$$\begin{cases} c_{eq,s} = \frac{A_s}{h} \left((u^{E2} + 0,64u_{orb,2}^2)^{0,5} - u_{cr,s} \right)^{2,4} \\ A_s = 0,012D_{50} \frac{D_*^{-0,6}}{(g(s-1)D_{50})^{1,2}} \end{cases} \quad (3.36)$$

Les vitesses critiques $u_{cr,b}$ ou $u_{cr,s}$ sont exprimées ainsi :

$$u_{cr} = \frac{u^E}{u^E + u_{orb,2}} u_{cr,c} + \left(1 - \frac{u^E}{u^E + u_{orb,2}} \right) u_{cr,w} \quad (3.37)$$

où $u_{cr,c}$ est la vitesse critique liée au courant (Komar et Miller, 1975 [177]) et $u_{cr,w}$ celle liée aux vagues (Shields, 1936 [178]).

Transport en charriage

Le taux de transport des sédiments en charriage est donné par :

$$\begin{cases} q_{x,b} &= hc_b u^E \\ q_{y,b} &= hc_b v^E \end{cases} \quad (3.38)$$

Transport en suspension

Pour le transport en suspension, une équation d'advection – diffusion du matériel sédimentaire en suspension dans la colonne d'eau est résolue :

$$\frac{\partial hc}{\partial t} + \frac{\partial hcu^E}{\partial x} + \frac{\partial hcv^E}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_h h \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_h h \frac{\partial c}{\partial y} \right) = E - D \quad (3.39)$$

où c est la concentration de sédiment en suspension moyennée sur la colonne d'eau et $D_h = \nu_t + \nu_r$ le coefficient de diffusion (voir plus haut). Le terme D représentant le dépôt est défini comme le produit entre la vitesse de chute des sédiments w_s , calculée d'après la formule de Ahrens (2000) [179] et la concentration de sédiment en suspension dans la colonne d'eau disponible : $D = w_s c$. Le terme E représentant l'érosion est basé sur l'approximation de Celik et Rodi (1988) [180] qui suppose que le flux érosif est celui d'un courant permanent pouvant éroder autant de particules qu'il y aurait en suspension dans des conditions d'équilibre, *i.e.* lorsque $E_{eq} - D_{eq} = 0$. Nous avons alors $E = w_s c_{eq,s}$. L'entraînement du sédiment est en plus caractérisé par un temps d'adaptation T_s pour atteindre les conditions d'équilibre (Galappatti, 1983 [181]; Galappatti et Vreugdenhil, 1985 [182]), ce qui donne pour le terme de droite de (3.39) :

$$E - D = \zeta (c_{eq,s} - c) \quad (3.40)$$

avec $\zeta = h/T_s$ un coefficient inversement proportionnel au temps d'adaptation défini par $T_s = \max(T_{s,d} h/w_s; T_{s,min})$ où $T_{s,d}$ peut être estimé à 0,1 pour l'action combinée des vagues et du courant (Reniers *et al.*, 2004a [183]) et $T_{s,min}$ pris égal à 0,5 s. Finalement, l'équation d'advection – diffusion calculée est formulée ainsi :

$$\frac{\partial hc}{\partial t} + \frac{\partial hcu^E}{\partial x} + \frac{\partial hcv^E}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_h h \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_h h \frac{\partial c}{\partial y} \right) = \frac{h}{T_s} (c_{eq,s} - c) \quad (3.41)$$

Le taux de transport des sédiments en suspension, dérivé de l'équation d'advection-diffusion, est alors donné par :

$$\begin{cases} q_{x,s} &= hcu^E - D_h h \frac{\partial c}{\partial x} \\ q_{y,s} &= hcv^E - D_h h \frac{\partial c}{\partial y} \end{cases} \quad (3.42)$$

Effet des asymétries des vagues

Le transport sédimentaire vers la côte lié à la non-linéarité des vagues est paramétré en remplaçant les vitesses u^E et v^E respectivement par u^A et v^A , définies ainsi :

$$\begin{cases} u^A &= u^E + V_W \cos \theta_m \\ v^A &= v^E + V_W \sin \theta_m \end{cases} \quad (3.43)$$

où θ_m est la direction moyenne des vagues et $V_W = \gamma_{ua} u_{orb}(S_k - A_s)$ une vitesse calculée suivant les coefficients d'asymétrie et de dissymétrie (“*skewness*”) par la méthode de Ruessink - Van Rijn (*e.g.* Van Rijn *et al.*, 2011 [175]). Prenons l'exemple d'un transport purement transversal avec $\theta_m = 0$: $v^A = v^E$ et $u^A = u^E + V_W$. Donc, même si $u^E < 0$ (“*undertow*”), nous pouvons avoir $u^A > 0$ si V_W est suffisamment grand. Or, le terme γ_{ua} est un facteur à calibrer qui permet de donner de l'importance à V_W de manière à prendre en compte le transport par asymétrie des vagues. La valeur par défaut est $\gamma_{ua} \approx 0,1$.

Effet de pente du fond

La correction liée à l'effet de pente utilise la vitesse totale (et non eulérienne) du courant, et le transport est localement modifié sans tenir compte de la direction du vecteur vitesse *i.e.* si le courant est purement transversal, la composante selon l'axe y du transport sera également modifiée (De Vet, 2014 [184]) :

$$\begin{cases} q_{x,slope} &= q_x - \chi h C \sqrt{(u^{tot})^2 + (v^{tot})^2} \frac{\partial z_b}{\partial x} \\ q_{y,slope} &= q_y - \chi h C \sqrt{(u^{tot})^2 + (v^{tot})^2} \frac{\partial z_b}{\partial y} \end{cases} \quad (3.44)$$

où χ est un coefficient à définir compris entre 0 et 1,6.

3.2.1.4 Evolution morphologique

Une fois le flux net total de sédiment calculé ($q_t = q_b + q_s$), l'évolution spatio-temporelle de la cote du fond sableux est déduite grâce à l'équation d'Exner :

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \nabla \cdot \vec{q}_t = 0 \quad (3.45)$$

Des substrats rocheux peuvent être présents dans la bathymétrie et sont alors traités comme des zones non-érodables, même si du sédiment peut y être déposé et ensuite érodé.

Traitement du cordon dunaire

L'érosion du cordon dunaire est traitée grâce à un mécanisme d'avalanche morphologique. Le sable saturé en eau s'érodant plus facilement que le sable sec, deux pentes critiques sont introduites (modifiables par l'utilisateur), la plus forte étant appliquée au sable sec. La “pente critique sèche” (par défaut égale à 1) est conforme au profil d'équilibre de Vellinga (1986) [132] et aux observations de pans verticaux de dune sèche après un épisode de tempête. La “pente critique mouillée” (par défaut égale à 0,3) est approximée d'après des expériences en bassin. Le mécanisme d'avalanche morphologique se met en route lorsque la pente du front de dune $\partial z_b / \partial x$ excède, selon si le sable est sec ou mouillé, l'une ou l'autre de ces pentes critiques. Typiquement, cela arrive lorsqu'une onde d'infragravité atteint le front de dune et l'inonde partiellement. La “pente critique mouillée” est alors subitement dépassée, et le matériel sédimentaire de la cellule inondée est transféré vers le large à la cellule voisine la plus proche. En conséquence, la différence de niveau du fond entre la dernière cellule mouillée atteinte par l'onde et la première cellule sèche est accrue, faisant intervenir la “pente critique sèche”. Une réaction en chaîne se met en place, et le sédiment est progressivement

rejeté vers le large. Ce mécanisme nécessite une bonne résolution des “bancs découvrants” dans la zone du jet de rive et du processus associé de “*drying/flooding*”.

3.2.2 Résolution numérique

Le code XBeach est un modèle aux différences finies et utilise donc des mailles rectangulaires. Le schéma principal utilisé est le schéma décentré amont de premier ordre (“*first order upwind*”), avec la possibilité d’utiliser un schéma de type Lax-Wendroff limitant la dissipation numérique pour résoudre l’équation des vagues et celle du *roller*. Pour le détail de l’implémentation numérique, le lecteur pourra se référer au manuel d’utilisation (Roelvink *et al.*, 2010 [155]). Le pas de temps de calcul des équations de la circulation est automatique, sur la base d’un nombre de Courant – Friedrichs – Lewy (CFL) fixé par l’utilisateur, et recommandé à une valeur de 0,7. Les conditions aux limites imposables aux frontières latérales, du large ou côtières sont multiples (voir là aussi Roelvink *et al.*, 2010 [155]). En particulier à la frontière du large, une condition de radiation “faiblement réfléchissante” est appliquée pour les courants (Van Dongeren et Svendsen, 1997 [185]; Verboom *et al.*, 1981 [186]) de manière à laisser se propager les ondes d’infragravité en dehors du domaine avec un minimum de réflexion. Aux frontières latérales, des conditions de Neumann (flux nuls) ou de “mur” (vitesses nulles) peuvent être appliquées. Les bancs découvrants (“*drying/flooding*”) sont résolus à l’aide de l’algorithme de Stelling et Duinmeijer (2003) [187].

3.3 Description de la chaîne de modélisation TELEMAC

3.3.1 Formulation mathématique

La chaîne TELEMAC est composée de trois modules couplés : TOMAWAC pour le calcul des vagues (Benoit *et al.*, 1996 [138]), TELEMAC-2D pour le calcul des courants (Hervouet, 2007 [49]) et SISYPHE pour le calcul des flux sédimentaires et de l’évolution morphologique (Villaret, 2004 [156]). Plusieurs choix de couplage entre ces différents modules sont offerts : (i) double couplage TOMAWAC - TELEMAC-2D, le module SISYPHE étant ensuite lancé seul sur la base des résultats hydrodynamiques; (ii) double couplage TELEMAC-2D - SISYPHE, le module TOMAWAC étant lancé seul au préalable pour calculer les forçages induits par les vagues (contraintes de radiation); (iii) triple couplage TOMAWAC - TELEMAC-2D - SISYPHE.

3.3.1.1 Vagues

Propagation et dissipation

La propagation et la dissipation des vagues sont modélisées par une équation d’évolution de la

densité d'action, avec une discrétisation directionnelle et fréquentielle :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial C_x A}{\partial x} + \frac{\partial C_y A}{\partial y} + \frac{\partial C_\theta A}{\partial \theta} + \frac{\partial C_\omega A}{\partial \omega} = \frac{Q}{\omega} \quad (3.46)$$

avec :

$$\begin{cases} C_\omega &= \frac{\partial \omega}{\partial h} \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} h \right) - c_g \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial s} \\ C_g &= \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\omega}{2k} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \end{cases} \quad (3.47)$$

Le terme Q regroupe les termes de dissipation par déferlement bathymétrique et frottement sur le fond. Le déferlement peut être calculé par les formules de Battjes et Janssen (1978) [158], Thornton et Guza (1983) [79], Izumiya et Horikawa (1984) [188] ou Roelvink (1993) [159]. Le frottement des vagues sur le fond est calculé par une expression issue de la campagne JONSWAP en Mer du Nord (Hasselmann *et al.*, 1973 [80]) :

$$Q_{fw} = \frac{-2k f_w E_w(\omega, \theta)}{g \sinh(2kh)} \quad (3.48)$$

TOMAWAC donne aussi la possibilité de prendre en compte les interactions non-linéaires vague-vague par triplets de fréquence selon un modèle LTA ("*Lumped Triad Approximation*") (Elderberky et Battjes, 1995 [189]) ou SPB ("*Stochastic Parametric Boussinesq*") (Becq-Girard *et al.*, 1999 [190]). En revanche, le code n'intègre pas de modèle de *roller* ou de génération d'ondes d'infragravité.

3.3.1.2 Courants induits par les vagues

TELEMAC-2D résout les équations de Saint Venant moyennées sur la verticale :

$$\begin{cases} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial h u^{tot}}{\partial x} + \frac{\partial h v^{tot}}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial u^{tot}}{\partial t} + u^{tot} \frac{\partial u^{tot}}{\partial x} + v^{tot} \frac{\partial u^{tot}}{\partial y} - \frac{1}{h} \operatorname{div} \left(h \nu_t \vec{\nabla} u^{tot} \right) &= -\frac{\tau_{bx}}{\rho h} - g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{F_x}{\rho h} \\ \frac{\partial v^{tot}}{\partial t} + u^{tot} \frac{\partial v^{tot}}{\partial x} + v^{tot} \frac{\partial v^{tot}}{\partial y} - \frac{1}{h} \operatorname{div} \left(h \nu_t \vec{\nabla} v^{tot} \right) &= -\frac{\tau_{by}}{\rho h} - g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{F_y}{\rho h} \end{cases} \quad (3.49)$$

Le cisaillement du courant sur le fond est formulé ainsi :

$$\begin{cases} \tau_{bx} = \rho C_D u^{tot} \sqrt{(u^{tot})^2 + (v^{tot})^2} \\ \tau_{by} = \rho C_D v^{tot} \sqrt{(u^{tot})^2 + (v^{tot})^2} \end{cases} \quad (3.50)$$

Le coefficient de frottement C_D peut être calculé suivant une loi de Chézy (équation (3.27)) ou une loi de Strickler variable en espace selon la hauteur d'eau :

$$C_D = \frac{g}{S_t^2 h^{4/3}} \quad (3.51)$$

avec S_t le coefficient de Strickler en $m^{1/3}/s$.

La viscosité horizontale turbulente ν_t dans (3.49) peut être modélisée par un coefficient constant, par un modèle de Elder (1959) [191] qui distingue la viscosité longitudinale $K_l = 6 u^* h$ de la viscosité transversale $K_t = 0,6 u^* h$ avec $u^* = \sqrt{\tau/\rho}$ la vitesse de frottement, ou par un modèle $k - \epsilon$.

De plus, la diffusion des vitesses est traitée par le terme $1/h \operatorname{div}(h\nu_t \vec{\nabla} u)$ plutôt que par le terme $\operatorname{div}(\nu_t \vec{\nabla} u)$.

Les termes F_x et F_y dans (3.49) sont les termes de forçage des vagues calculés d’après les gradients des contraintes de radiation (*cf.* équations (3.28)), avec seulement les composantes liées aux vagues (pas de modèle de *roller*).

3.3.1.3 Transport sédimentaire

SISYPHE résout le transport par charriage et par suspension. De nombreuses formules sont possibles pour le calcul de la concentration d’équilibre, selon si l’on tient compte des vagues ou seulement du courant, et selon si l’on ne considère qu’un seul type de transport (charriage ou suspension). En conditions de “vagues + courant”, et en s’intéressant au transport total (charriage + suspension), les formules de Bailard (1981) [192], Soulsby – Van Rijn (1997) [110] ou Dibajnia et Watanabe (1992) [124] sont implémentées. L’équation d’advection – diffusion (3.52) est résolue pour le transport en suspension, avec un profil de Rouse (3.53) pour la concentration de sédiment dans la colonne d’eau :

$$\frac{\partial hc}{\partial t} + \frac{\partial hcu^{tot}}{\partial x} + \frac{\partial hcv^{tot}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_s h \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon_s h \frac{\partial c}{\partial y} \right) = w_s (c_{eq} - c_a) \quad (3.52)$$

$$c(z) = c_a \left(\frac{z-h}{z} \frac{a}{a-h} \right)^R \quad (3.53)$$

où w_s est la vitesse de chute estimée d’après la formule de Van Rijn (1993) [193], c_a la concentration au niveau de référence a et R le nombre de Rouse défini par $R = \frac{w_s}{\kappa u^*}$ où $\kappa = 0,4$ est la constante de von Karman et u^* la vitesse de frottement.

Le flux net total est ensuite calculé ($q_t = q_b + q_s$) où q_b est le transport par charriage dans la couche confinée entre le fond et le niveau de référence a et q_s est le transport en suspension au-dessus du niveau de référence a .

Effet de pente du fond

L’effet de la pente du fond peut être pris en compte *via* un facteur de correction suivant la méthode de Soulsby (1997) [110] ou suivant celle de Koch et Flokstra (1981) [194] :

$$q_{b,slope} = q_b \left(1 - \chi \frac{\partial z_b}{\partial x_c} \right) \quad (3.54)$$

où x_c est la coordonnée dans la direction du courant et χ un coefficient.

Effet des rides de sable

Le fond peut être considéré plat ($z_0 = k'_s/30$ avec $k'_s = 3D_{50}$) ou couvert de rides ($z_0 = k_s/30$) avec k_s calculé ainsi :

$$\begin{cases} k_r = \max(k'_s, \eta_r) \\ k_s = k'_s + k_r \end{cases} \quad (3.55)$$

où η_r est la hauteur des rides estimée d'après Wiberg et Harris (1994) [195].

3.3.1.4 Evolution morphologique

La conservation de la masse est exprimée à l'aide de l'équation d'Exner sous la forme suivante :

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p} (\nabla \cdot \vec{q}_b + (E - D)_{z=a}) = 0 \quad (3.56)$$

Les zones non-érodables sont traitées par SISYPHE, en revanche le code n'intègre pas de mécanisme d'avalanche morphologique, la zone du pied de dune n'est donc pas résolue.

3.3.2 Résolution numérique

La chaîne TELEMAC utilise une grille en éléments finis, avec des mailles triangulaires. Le grand avantage de l'approche aux éléments finis réside dans la flexibilité du maillage, qui peut être raffiné dans des zones de bathymétrie complexe, de forts gradients de pente (caps, îles, barres, chenaux *etc.*) ou tout simplement des zones d'intérêt pour l'étude. La résolution des équations de la circulation se fait sur la base de la méthode des caractéristiques, en deux étapes à l'aide des pas fractionnaires (Hervouet, 2007 [49]). Le pas de temps est fixé par l'utilisateur pour chaque module, avec différents modes de couplage proposés. Les conditions aux limites de Dirichlet sont imposées aux frontières par l'utilisateur (vitesses, niveau d'eau), mais peuvent être recalculées et réajustées par la méthode de Thompson (Hervouet, 2007 [49]).

Les éléments découvrants peuvent être traités de plusieurs manières : soit ils sont "gelés" en fixant une valeur minimale de hauteur d'eau en-deçà de laquelle ils sont retirés du calcul ("*clipping*"), soit les flux pour chaque élément découvrant sont localement corrigés (voir Hervouet, 2007 [49] pour plus de détails).

3.4 Etude comparative XBeach - TELEMAC sur une plage ouverte rectiligne uniforme

3.4.1 Configuration

La plage schématique rectiligne est modélisée par un plan incliné uniforme de pente 2 %, de profondeur au large -15 m et de longueur 1 km. Aucune contrainte latérale ne vient perturber la plage qui peut être considérée comme "ouverte" et "quasi-infinie". Dans les deux modèles, la taille des mailles est fixée égale à 20 m et le maillage est régulier. La seule différence est l'utilisation des différences finies pour XBeach (mailles rectangulaires) et des éléments finis pour TELEMAC

(mailles triangulaires).

Les vagues incidentes sont modélisées par un spectre JONSWAP de hauteur significative $H_{m0} = 1$ m, de période pic $T_p = 8$ s et de direction $\theta_0 = 270^\circ \text{N}$ (vagues normales à la côte) ou 260°N (vagues obliques d’incidence 10°). Les autres caractéristiques du spectre (“*peak enhancement factor*” avec une valeur de 3,3 ; “*directional spreading*” avec une valeur de 10 et fréquence de Nyquist avec une valeur de 0,3) sont laissés à leur valeur par défaut, comme du reste tout au long de cette thèse. Le niveau d’eau est statique (pas de marée). Le transport sédimentaire et l’évolution morphologique ne sont pas calculés. La configuration des modèles est récapitulée au Tableau 3.2. Pour la dissipation de l’énergie des vagues, nous ne tenons pas compte du frottement sur le fond. Le déferlement est modélisé par la formule de Roelvink (1993) [159] avec un indice de déferlement γ_b égal à 0,55. Le *roller*, la dérive de Stokes et l’onde longue liée aux groupes de vagues sont tour à tour activés et désactivés dans XBeach afin d’étudier leur impact sur l’hydrodynamique. Pour les courants, une loi de frottement sur le fond de Chézy est paramétrée pour les deux modèles, avec un coefficient $C_h = 57 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$. Nous rappelons toutefois que les formules de calcul du cisaillement sont légèrement différentes. Une viscosité turbulente constante est imposée pour modéliser le mélange turbulent horizontal. Les bancs découvrants sont “gelés” dans TELEMAC, et différentes valeurs de hauteur d’eau limite (“*clipping*”) sont testées. Pour XBeach, l’algorithme de *drying/flooding* de Stelling et Duijnmeijer (2003) [187] permet de prendre une hauteur d’eau limite très petite et égale à 5 mm. Aux frontières latérales, des conditions de Neumann sont imposées dans XBeach, alors que des conditions de Dirichlet sont imposées dans TELEMAC.

Processus physique	TELEMAC	XBEACH
<i>Vagues</i>		
Déferlement	☒ (Roelvink, 1993)	☒ (Roelvink, 1993)
Frottement sur le fond	☐	☐
<i>Roller</i>	☐	☒/☐
Dérive de Stokes	☐	☒/☐
Onde longue liée	☐	☒/☐
<i>Courants</i>		
Frottement sur le fond	☒ (loi de Chézy $C_h = 57 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$)	☒ (loi de Chézy $C_h = 57 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$)
Mélange turbulent horizontal	☒ (viscosité constante)	☒ (viscosité constante)
Bancs découvrants	☒ (gel des cellules)	☒ (Stelling et Duijnmeijer, 2003)

TABLEAU 3.2: Processus hydrodynamiques inclus dans les codes XBeach et TELEMAC pour le cas test de la plage schématisée en plan incliné uniforme.

3.4.2 Résultats

Dans les “résultats XBeach”, les vitesses totale $u^{tot} = u^E + u^S$, notée u_{tot} , et eulérienne u^E , notée u_e , du courant, la dérive de Stokes u^S , le niveau de la surface libre et la hauteur des vagues

sont extraits toutes les 10 s. Dans les “résultats TELEMAC”, la vitesse totale u^{tot} , notée u_{tot} , du courant, le niveau de la surface libre et la hauteur des vagues sont extraits toutes les 10 s et comparés aux “résultats XBeach” avec infragravité mais sans *roller* ni correction de Stokes.

Les Figures 3.2, 3.3 et 3.4 illustrent les résultats dans l’axe transversal en milieu de plage du niveau de surface libre et des courants pour le modèle XBeach avec des paramétrisations différentes. La Figure 3.2a montre le *set-up* lorsqu’aucun des trois paramètres n’est activé, la Figure 3.2b lorsque seule l’infragravité est activée (onde longue liée aux groupes de vagues), la Figure 3.2c lorsque seul le *roller* est activé et enfin la Figure 3.2d lorsque seule la dérive de Stokes est activée. La Figure 3.3a montre le profil des courants *cross-shore* lorsqu’aucun des trois paramètres est activé, la Figure 3.3b lorsque seule l’infragravité est activée, la Figure 3.3c lorsque seul le *roller* est activé et enfin la Figure 3.3d lorsque seule la dérive de Stokes est activée. La Figure 3.4 montre le profil des courants *cross-shore* lorsque les trois paramètres sont activés. La Figure 3.5 illustre les résultats comparés du modèle TELEMAC et du modèle XBeach avec uniquement l’infragravité activée (*i.e.* sans courant de retour), pour le niveau de la surface libre (Figure 3.5a) et la hauteur des vagues (Figure 3.5b). La Figure 3.6 illustre les résultats comparés du modèle TELEMAC et du modèle XBeach avec uniquement l’infragravité activée, pour le courant total c’est-à-dire calculé par les équations de conservation de la quantité de mouvement. L’influence du *clipping* de la hauteur d’eau dans TELEMAC est illustrée. La Figure 3.7 illustre les résultats comparés du modèle TELEMAC et du modèle XBeach avec uniquement l’infragravité activée, pour le courant total dans le cas de vagues d’incidence 10° .

Les résultats du modèle XBeach varient nettement selon les différentes paramétrisations testées, ce qui justifie l’étude de sensibilité du code aux trois processus (*roller*, onde longue liée, dérive de Stokes). Le *set-up/set-down* est nul dans tous les cas sauf en présence de l’onde longue liée, le *set-down* est alors de $-1,5$ cm et le *set-up* de $+13$ cm (Figure 3.2b). Le contre-courant de retour “*undertow*” a une intensité nulle lorsqu’aucun paramètre n’est activé ou lorsque seule l’onde longue liée est activée. Lorsque le *roller* est activé, son intensité est de $-0,03$ m/s et lorsque la dérive de Stokes est activée, son intensité est de $-0,13$ m/s.

Les résultats comparés des deux modèles sont assez éloignés, en particulier concernant les vagues où le point de déferlement prédit par TELEMAC est situé à une distance de 200 m du rivage, plus au large que celui prédit par XBeach à une distance de 100 m (Figure 3.5a).

La hauteur des vagues au point de déferlement diffère également : 1,24 m pour TELEMAC contre 1,16 m pour XBeach (Figure 3.5a).

Le *set-up* prédit par XBeach est de 0,13 m contre 0,03 m pour TELEMAC avec un *clipping* de la hauteur d’eau à 0,1 (Figure 3.5b). Le *set-down* prédit par XBeach est de $-0,015$ m contre $-0,007$ m pour TELEMAC.

L’allure des profils du courant total est assez semblable lorsqu’on ne tient compte ni du *roller* ni de la dérive de Stokes dans XBeach, avec un courant non nul en bord de plage dans la zone de jet de rive pour les deux modèles (Figure 3.6). L’influence du *clipping* de la hauteur d’eau pour le traitement du *drying/flooding* dans TELEMAC est grande en zone de jet de rive et peut donner lieu à des vitesses trop importantes et irréalistes si la hauteur d’eau limite est prise trop petite.

Dans le cas des vagues d'incidence oblique, l'allure de la dérive littorale prédite par les deux codes n'est pas la même non plus. Dans XBeach, elle est étroite, confinée en bord de plage avec un pic d'intensité à 0,26 m/s alors que pour TELEMAC elle est plus large, mais moins intense avec un pic d'intensité à 0,16 m/s (Figure 3.7).

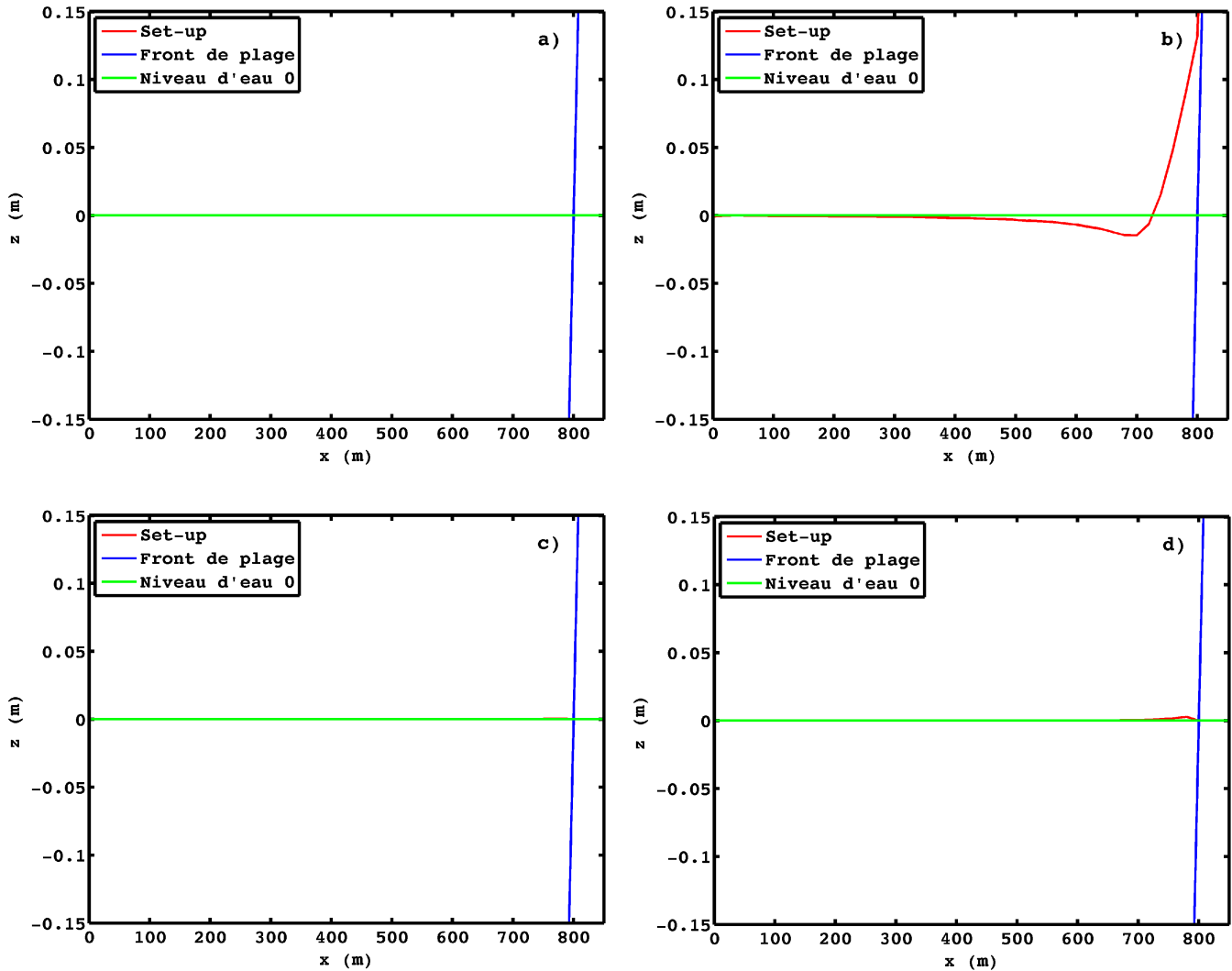


FIGURE 3.2: *Set-up* prédit par le modèle XBeach. a) *Roller* = OFF ; Infragravité = OFF ; Stokes = OFF ; b) *Roller* = OFF ; Infragravité = ON ; Stokes = OFF ; c) *Roller* = ON ; Infragravité = OFF ; Stokes = OFF ; d) *Roller* = OFF ; Infragravité = OFF ; Stokes = ON.

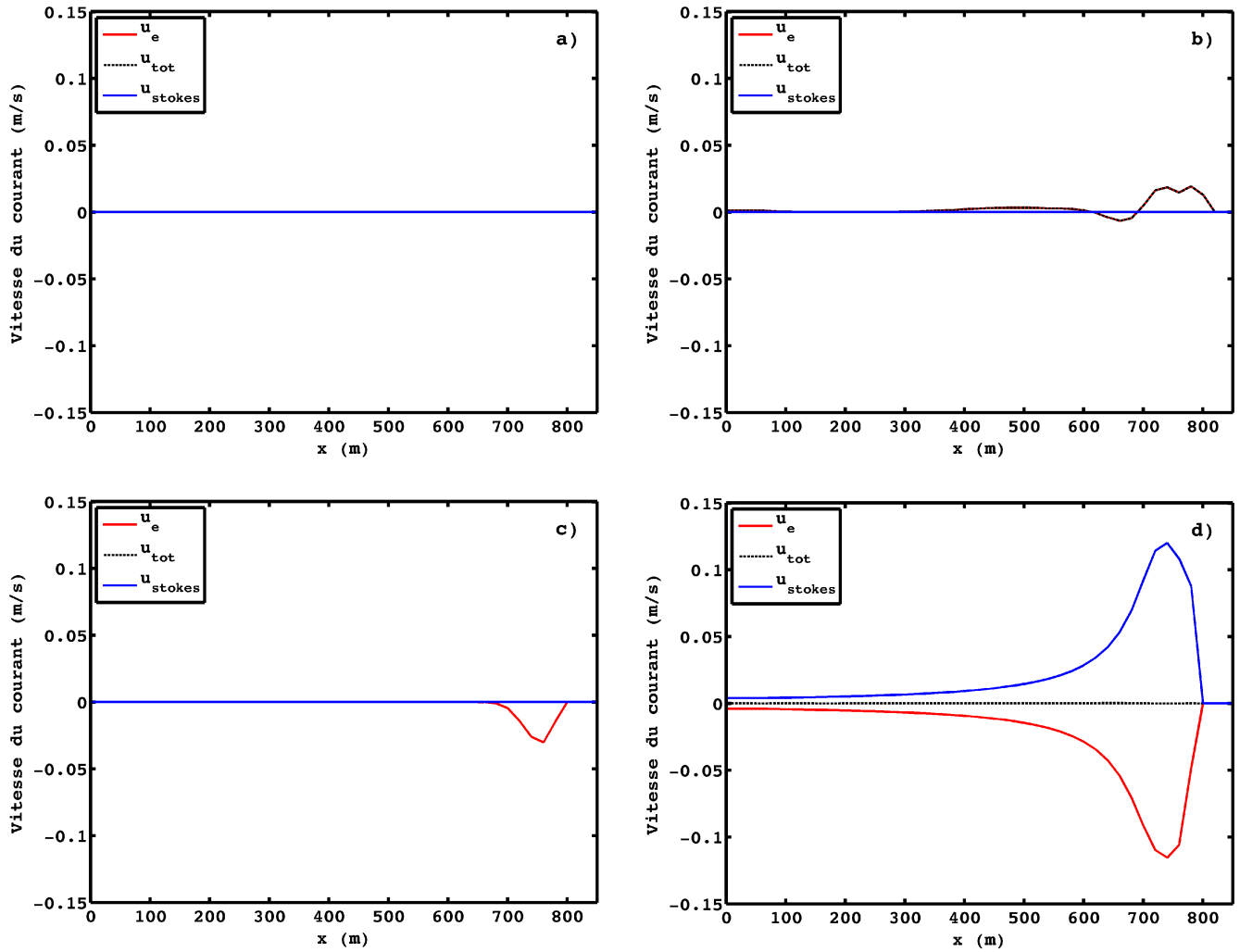


FIGURE 3.3: Vitesses *cross-shore* prédites par le modèle XBeach. a) *Roller* = OFF ; Infragravité = OFF ; Stokes = OFF ; b) *Roller* = OFF ; Infragravité = ON ; Stokes = OFF ; c) *Roller* = ON ; Infragravité = OFF ; Stokes = OFF ; d) *Roller* = OFF ; Infragravité = OFF ; Stokes = ON.

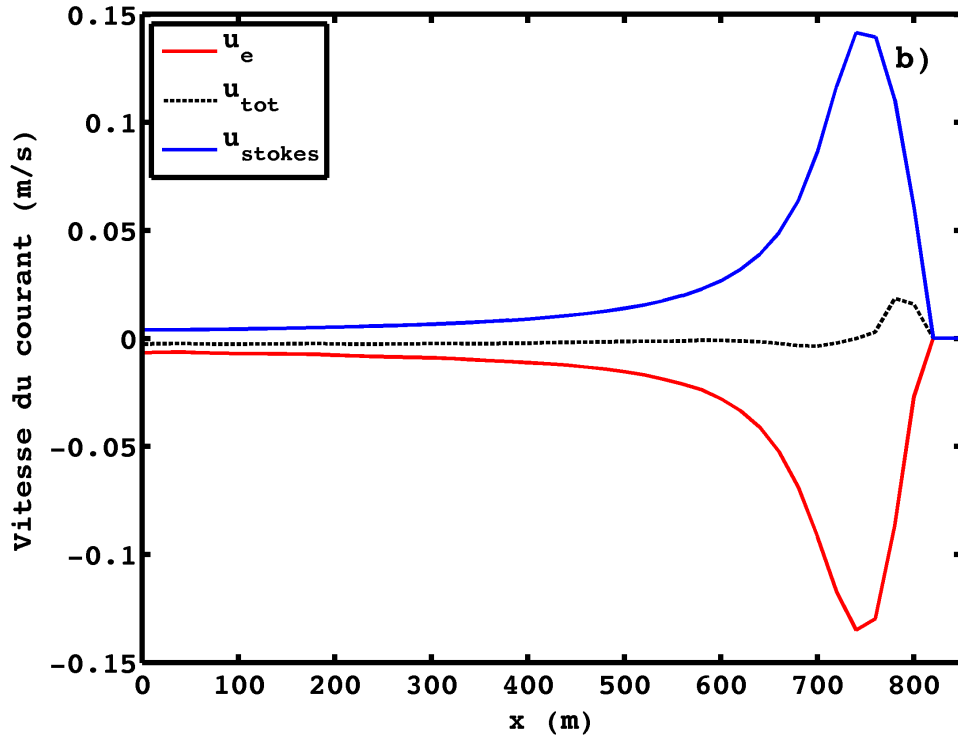


FIGURE 3.4: Vitesses *cross-shore* prédites par le modèle XBeach. *Roller* = ON ; Infragravité = ON ; Stokes = ON.

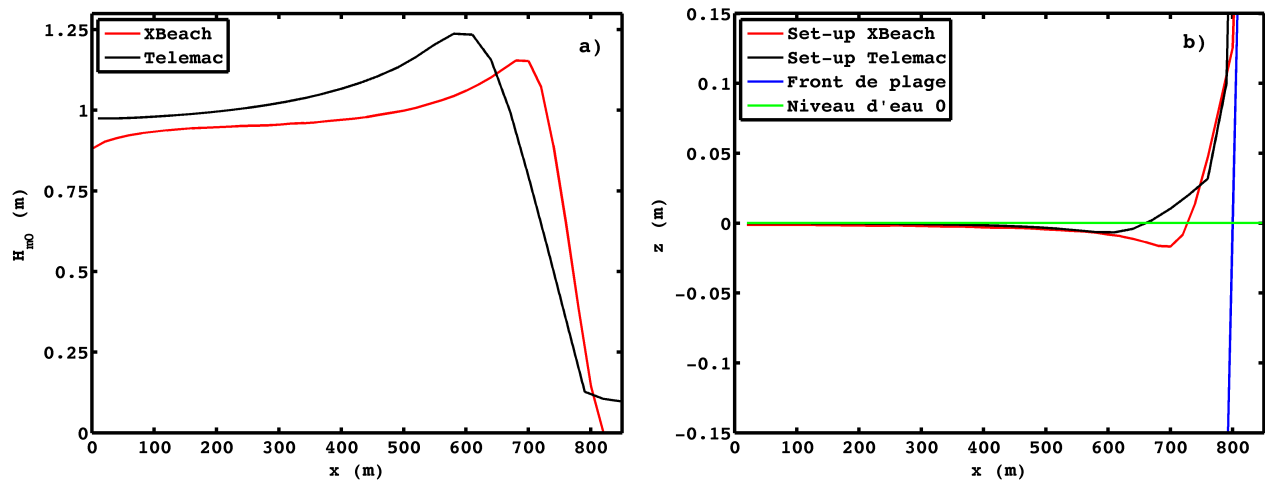


FIGURE 3.5: Résultats comparés des modèles XBeach et TELEMAC. a) Hauteur significative des vagues ; b) *Set-up*.

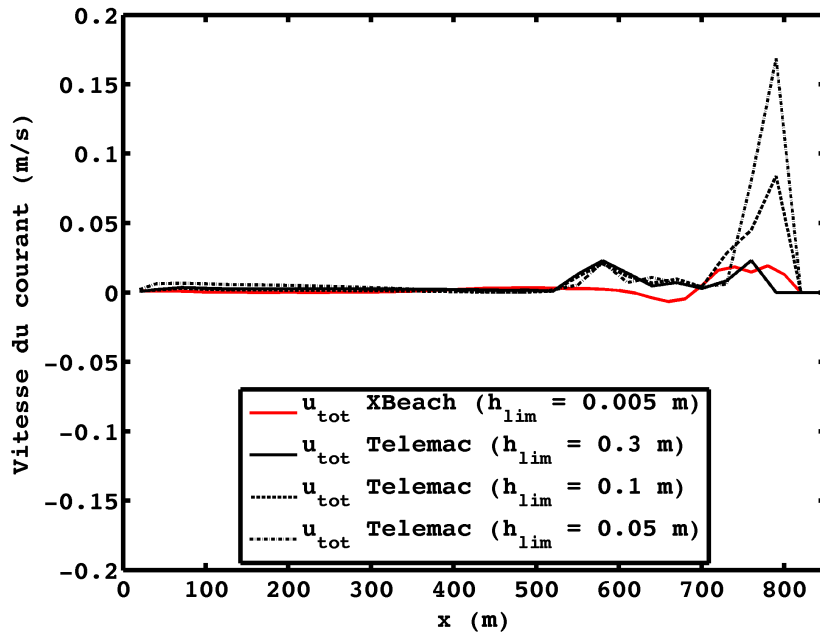


FIGURE 3.6: Résultats comparés des modèles XBeach et TELEMAC : courant total pour des vagues d'incidence normale.

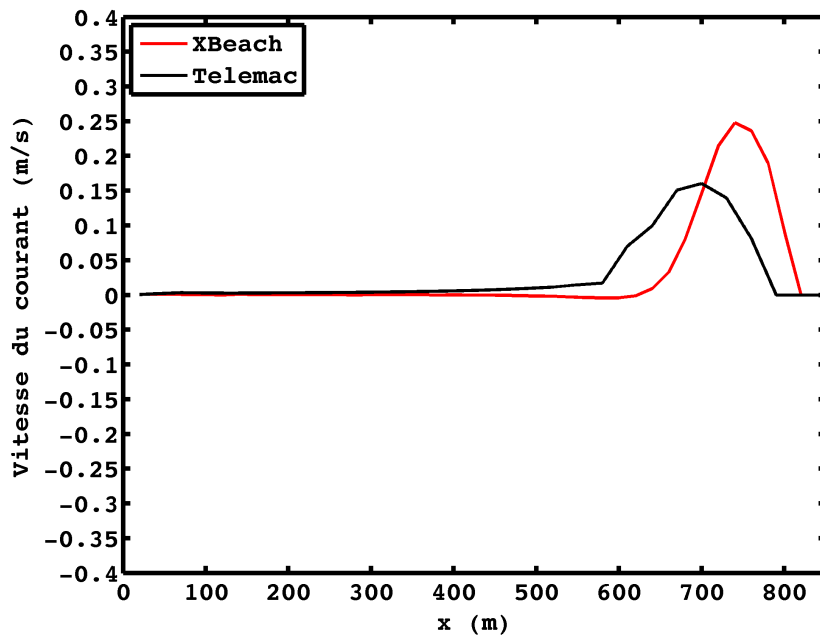


FIGURE 3.7: Résultats comparés des modèles XBeach et TELEMAC : courant total pour des vagues d'incidence 10° .

3.4.3 Discussion

L'étude de sensibilité du code XBeach aux processus de *roller*, d'onde longue liée, et de dérive de Stokes montre deux choses importantes :

- c'est clairement l'apport d'une dérive de Stokes qui est responsable de la modélisation d'un contre-courant de retour de type "*undertow*" avec ici une intensité égale à $-0,13$ m/s. Le *roller* apporte certes une contribution, mais très faible ($-0,03$ m/s).
- c'est l'onde longue liée aux groupes de vagues qui est responsable de la quasi-totalité du *set-up* prédit par XBeach.

Sur la base des formules présentées au chapitre 2, il est possible de calculer la valeur théorique de la hauteur des vagues au point de déferlement et de la distance du point de déferlement. La longueur d'onde des vagues au large est donnée par $\lambda_0 = gT^2/2\pi = 100$ m. Pour le calcul de H_b , le résultat diffère légèrement selon la formule utilisée : $H_b = 1,41$ m pour Komar et Gaughan (équation (A.4) en Annexe A, p. 248) ; $H_b = 1,37$ m pour Le Méhauté et Koh (équation (A.3)) et $H_b = 1,45$ m pour Sunamura (équation (A.5)). En moyenne, nous avons théoriquement $H_b = 1,41$ m. La profondeur au point de déferlement est donnée par la formule de Miche (équation (2.6) du chapitre 2, p. 29) ou celle d'Ostenford et Madsen (équation (2.7)) avec la longueur d'onde λ_b des vagues en eau peu profonde donnée par $\lambda_b = CT = \sqrt{gh_b}T$, la période se conservant. En remplaçant la longueur d'onde par son expression nous obtenons pour l'équation de Miche $H_b = 0,142T\sqrt{gh_b} \tanh(2\pi h_b/T\sqrt{gh_b})$ et pour celle d'Ostenford et Madsen $H_b = 0,14T\sqrt{gh_b} \tanh(2\pi h_b(0,8 + 5 \tan \beta)/T\sqrt{gh_b})$. Nous obtenons donc une équation de la forme suivante :

$$x \tanh(K_1 x) - K_2 = 0 \quad (3.57)$$

avec $x = \sqrt{h_b}$, $K_1 = 2\pi/T\sqrt{g} = 0,2508$ et $K_2 = H_b/0,142T\sqrt{g} = 0,3967$ pour la formule de Miche et $K_1 = 2\pi(0,8 + 5 \tan \beta)/T\sqrt{g} = 0,2257$ et $K_2 = H_b/0,14T\sqrt{g} = 0,4023$ pour la formule d'Ostenford et Madsen. La résolution numérique de l'équation (3.57) à l'aide d'une routine MATLAB donne $h_b = 1,64$ m et $x_b = 82$ m pour la formule de Miche contre $h_b = 1,84$ m et $x_b = 92$ m pour la formule d'Ostenford et Madsen.

Les deux modèles sous-estiment la hauteur des vagues au point de déferlement, en particulier XBeach pour lequel nous observons un déficit énergétique. Notons que ce déficit n'est pas fonction du paramétrage, puisqu'il apparaît pour les différentes configurations testées. Notons aussi que ce déficit disparaît lorsque le code est forcé par des vagues monochromatiques ($\text{stat} = 0$). En revanche le code reproduit bien la distance du point de déferlement en particulier si nous comparons les résultats à la formule d'Ostenford et Madsen.

Toujours en utilisant les formules décrites au chapitre 2, le calcul théorique du *set-down* et du *set-up* donne $\bar{\eta}_{sd} = -H_b^2/16h_b = -0,076$ m et $\bar{\eta}_{su} = h_b/(1 + 8/3\gamma_b^2) - H_b^2/16h_b = 0,49$ m pour la formule de Miche et $\bar{\eta}_{sd} = -0,068$ m et $\bar{\eta}_{su} = 0,65$ m pour la formule d'Ostenford et Madsen.

Le *set-up* et le *set-down* sont assez largement sous-estimés par les deux codes si nous comparons les résultats aux valeurs théoriques. Néanmoins, Guza et Thornton (1981) [196] ont réalisé des mesures *in situ* du *set-up* liés aux vagues sur une plage naturelle de pente 2 %, pour des vagues de hauteur comprise entre 0,6 et 1,6 m. Ils en ont déduits la formule suivante : $\bar{\eta} = 0,17H_s$. Avec des vagues de hauteur $H_s = 1$ m comme dans notre simulation, nous aurions donc un *set-up* de

l'ordre de 17 cm, ce qui se rapproche nettement plus de nos résultats.

En ce qui concerne la vitesse de l'*undertow*, la formule de Svendsen (1984b) [197] (équation (A.6) en Annexe A, p. 249) donne 0,17 m/s, celle de Stive et Wind (1986) [198] (équation (A.7)) donne 0,24 m/s et celle de Van Rijn (1990) [199] (équation (A.8)) donne aussi 0,24 m/s. Le modèle XBeach sous-estime légèrement la vitesse d'*undertow*, mais le résultat est proche de celui donné par la formule de Svendsen. La vitesse de la dérive littorale donnée par la formule de Komar et Inman (1970) [102] (équation (2.22)), l'angle au point de déferlement étant donné par la loi de Snell-Descartes (équation (2.2)), est de 0,18 m/s. La prédiction de TELEMAC est plus proche de ce résultat que celle de XBeach.

Le Tableau 3.3 résume les résultats des deux codes comparés aux formules théoriques.

Processus induits	TELEMAC	XBEACH	Théorie
Vague normale			
Hauteur de vague au point de déferlement (m)	1,16	1,24	1,41
<i>Set-up</i> (cm)	+3	+13	49 (Miche) ou 65 (Ostenford et Madsen) ou 17 (Guza et Thornton)
<i>Set-down</i> (cm)	-0,7	-1,5	-7,6 (Miche) ou -6,8 (Ostenford et Madsen)
Vitesse d' <i>undertow</i> (m/s)	x	-0,13	-0,17 (Svendsen)
Vague oblique			
Dérive littorale (m/s)	0,26	0,16	0,18 (Komar et Inman)

TABLEAU 3.3: Résultats comparés des codes XBeach et TELEMAC pour le cas test de la plage rectiligne en plan incliné uniforme.

3.5 Synthèse du chapitre 3

Le littoral et en particulier les plages sont des zones complexes où de nombreux processus hydrodynamiques, hydro-sédimentaires et morphodynamiques interagissent. Le développement de modèles déterministes intégrant une formulation mathématique 2DH permettent néanmoins d'approcher la représentation numérique de ces phénomènes, et donc de prédire l'évolution morphologique d'une plage. Deux de ces modèles ont été présentés en détail, l'un utilisant les différences finies et intégrant certains processus 3D (XBeach) et l'autre utilisant les éléments finis offrant plus de flexibilité (TELEMAC). Le Tableau 3.4 résume un comparatif des processus physiques intégrés dans les deux modèles. Une première étude comparative a été conduite sur une plage schématique en plan incliné uniforme (uniquement sur le plan hydrodynamique). Nous retenons que pour modéliser un contre-courant de retour "*undertow*" uniforme sur la verticale dans un modèle 2DH, nous pouvons classer par ordre d'importance décroissante les trois processus suivants : (i) la dérive de Stokes dans les équations *shallow water*, (ii) le modèle du *roller* dans le module de vague, (iii) les

ondes d'infragravité qui elles sont importantes pour la modélisation du jet de rive et celle de la dynamique instationnaire des courants sagittaux.

	TELEMAC	XBeach
<i>Processus liés aux vagues</i>		
vagues irrégulières	☒ (JONSWAP)	☒ (JONSWAP)
Frottement sur le fond	☒ (quadratique)	☒ (campagne JONSWAP)
Interactions non-linéaires	☒ (quadruplets et triplets de fréquence)	☐
Déferlement bathymétrique	☒ (<i>e.g.</i> Roelvink, 1993)	☒ (<i>e.g.</i> Roelvink, 1993)
Moutonnement	☒ (<i>e.g.</i> Westhuysen, 2008)	☐
Rouleau d'écume	☐	☒ (Svendsen, 1984a; Deigaard, 1993)
Asymétrie/dissymétrie	☐	☐
Génération d'ondes longues	☐	☒ (Van Dongeren <i>et al.</i> , 2003)
<i>Processus liés aux courants</i>		
Frottement sur le fond	☒ (lois de Chézy ou Strickler)	☒ (loi de Chézy)
Mélange turbulent horizontal	☒ (Modèles de Elder, 1959, $k - \epsilon$ ou de viscosité constante)	☒ (Viscosité constante plus une composante liée au roller)
Bancs découvrants	☒ (flux corrigés ou gel des éléments, <i>e.g.</i> Hervouet, 2007)	☒ (Stelling et Duinmeijer, 2003)
<i>Processus liés au transport sédimentaire</i>		
Transport total	☒ (<i>e.g.</i> Soulsby - Van Rijn, 1997; Bailard, 1981)	☒ (Soulsby - Van Rijn, 1997; Van Thiel de Vries - Van Rijn, 2009)
Advection - diffusion pour la suspension	☒ (profil de Rouse)	☒ (Galappatti et Vreugdenhil, 1985)
Effet des rides de sable	☒ (Wiberg et Harris, 1994)	☐
Effet d'asymétrie des vagues	☐	☒ (<i>e.g.</i> Van Rijn <i>et al.</i> , 2011)
Effet de pente du fond	☒ (<i>e.g.</i> méthode de Soulsby)	☒ (<i>e.g.</i> méthode de Soulsby)
<i>Processus liés à l'évolution morphologique</i>		
Evolution du fond	☒ (Exner)	☒ (Exner)
Avalanche morphologique	☐	☒ (Roelvink <i>et al.</i> , 2010)
Substrats rocheux	☒	☒
<i>Aspects numériques</i>		
Grille	Maillage rectangulaire (différences finies)	Maillage triangulaire (éléments finis)
Pas de temps	Automatique basé sur le CFL	Fixe avec une période de couplage entre les trois modules (V6P3)

TABLEAU 3.4: Synthèse des processus physiques intégrés dans les codes XBeach et TELEMAC.

Chapitre 4

Caractérisation et observation du site-atelier de La Palue et de Lostmarc'h

Dans ce chapitre, nous présentons le site-atelier des plages sableuses complexes adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h retenu dans cette étude. Dans un premier temps, nous détaillons sa caractérisation en termes de bathymétrie/topographie, de granulométrie et de forçage des vagues. Dans un deuxième temps nous présentons les résultats d'une année d'observations et de mesures qui y ont été effectuées au cours des différentes campagnes de terrain, avec le double objectif de mieux comprendre le fonctionnement hydrodynamique et morphodynamique, et de valider la modélisation numérique.

4.1 Description générale du site

Les plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h, situées en Presqu'île de Crozon (Finistère, France) dans l'alignement de la face ouest du cap de la Chèvre (Figures 1.1b et 4.3), sont enclavées dans une échancrure rocheuse de périmètre 3500 m de long interrompue par une avancée rocheuse de 110 m (pointe de Kerdra d'altitude 25 m) positionnée à environ 600 m de la pointe nord (pointe de Lostmarc'h d'altitude 30 m,) et 1700 m de la pointe sud (pointe de C'houbez d'altitude 50 m) (Figures 1.10 du chapitre 1, p. 21, et 4.1).

La plage de La Palue, longue de 1390 m et de pente moyenne 1,7 %, est adossée à un cordon dunaire. Elle a un profil quasi-rectiligne, perturbé au sud par un saillant, amorce de tombolo créée par la convergence de matériel sableux dans l'axe de l'îlot rocheux de Guénéron, situé à 700 m du rivage et à 800 au nord de la pointe de C'houbez. La plage de Lostmarc'h, longue de 590 m et de pente moyenne 1,9 %, est elle aussi adossée à un cordon dunaire. Elle a un profil parabolique, incurvé sous la pointe de Lostmarc'h qui est infléchie vers l'intérieur de l'échancrure.

La variation du niveau d'eau induite par la marée est importante, découvrant un large estran (350 m). En revanche, les courants de marée restent très faibles ($< 0,15$ m/s) au large et *a fortiori* dans le domaine subtidal proche et sur l'estran, y compris lors des marées de vive-eau (Figure 4.2). Le caractère exposé du site aux vagues énergétiques se retranscrit sur la bathymétrie du fond par la présence de baïnes relativement creuses, certaines jusqu'à plus de 2 m de profondeur, et de

systèmes de barres plus ou moins amples.



FIGURE 4.1: Vue aérienne des plages de La Palue et de Lostmarc'h. Source : <http://www.google.fr/maps/>

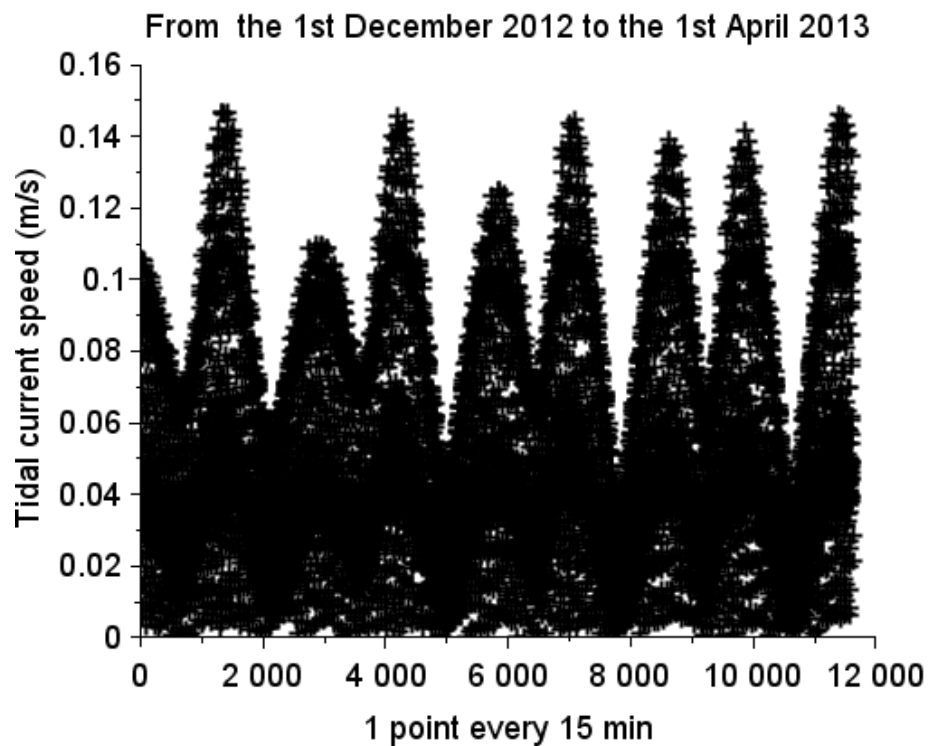


FIGURE 4.2: Intensité des courants de marée au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h (point rouge localisé sur la Figure 4.3). Source : communication personnelle de N. Guillou.

4.2 Caractérisation des régimes de vagues incidentes

Pour bien appréhender le forçage de vagues au large du site-atelier, une analyse statistique a été entreprise sur la base de données numériques produites par le modèle SWAN (Booij *et al.*, 1999 [137]) appliqué à la Mer d'Iroise (Guillou et Chapalain, 2015 [23]) et forcé par les prédictions du modèle WW3 (*e.g.* Tolman, 2014 [200]) appliqué à l'Atlantique Nord-Est (*cf.* Figure 1.1a du chapitre 1, p. 12). Un point d'extraction des données situé à une profondeur d'environ 20 m à basse mer de vive-eau a été sélectionné au large de la Presqu'île de Crozon (Figure 4.3), de coordonnées $(X; Y) = (87142,70 \text{ m}; Y = 2378364,60 \text{ m})$.

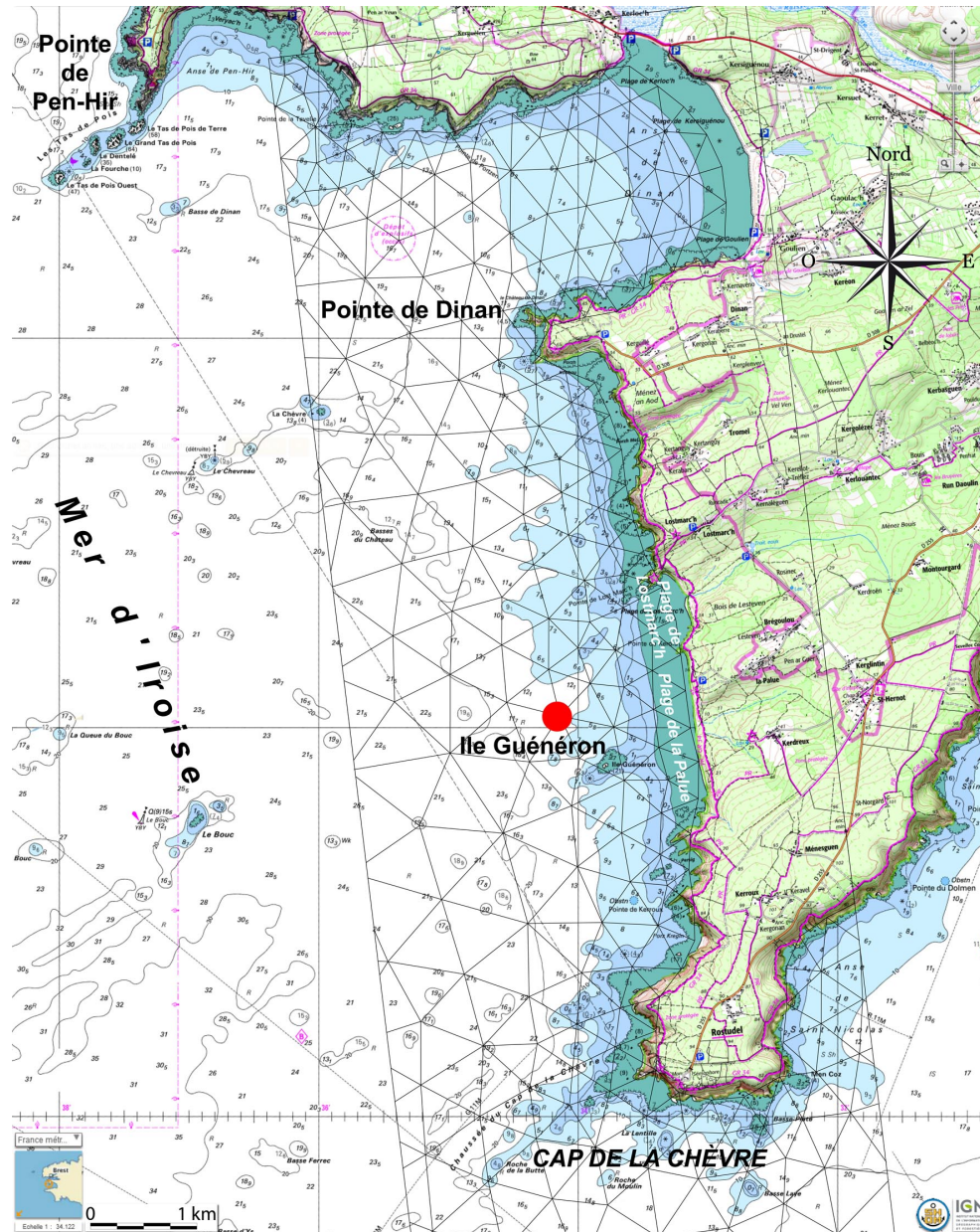


FIGURE 4.3: Localisation au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h du point d'extraction (en rouge) des données issues du modèle SWAN appliqué à la Mer d'Iroise (Guillou et Chapalain, 2015 [23]).

Une série de données tri-horaires d'une durée de sept ans soit 2923 jours, du 01 janvier 2004 à 00h00 au 01 janvier 2011 à 00h00, a été étudiée. Les variables analysées sont :

- la hauteur significative $H_{m0} = 4\sqrt{m_0}$ (désignée après par " H_s "), exprimée en mètres, avec $m_0 = \int_{f_b}^{f_h} S_w(f)df$ où f_b et f_h sont les fréquences la plus basse et la plus haute autorisées par l'utilisateur de SWAN, respectivement égales à 0,04 Hz et 1 Hz, et S_w est le spectre de densité ;
- la période pic "lissée" T_p , exprimée en secondes et bornée entre 0 s et 20 s, déduite d'un ajustement parabolique sur le spectre discrétisé et donnant une meilleure estimation de la période pic réelle en comparaison à la période pic absolue ;
- la direction de provenance des vagues au pic θ_p , exprimée en N .

Nous commençons par définir deux types d'état de mer : les "coups de mer" et les "inter-coups de mer". Ensuite nous présentons les statistiques globales, les statistiques durant les coups de mer et les statistiques durant les inter-coups de mer. Dans chaque cas, nous réalisons : (i) un traitement d'ensemble ; (ii) un traitement saisonnier. Enfin, nous analysons l'évolution temporelle des données à laquelle nous tentons de trouver une schématisation.

4.2.1 Définition des coups de mer et des inter-coups de mer

Un "coup de mer" est défini comme étant un événement franchissant le quantile 0,90 à 2,73 m au moins une fois (critère d'amplitude) et étant au-dessus du quantile 0,85 à 2,38 m pendant au minimum 24 h (critère de durée) (Figure 4.4).

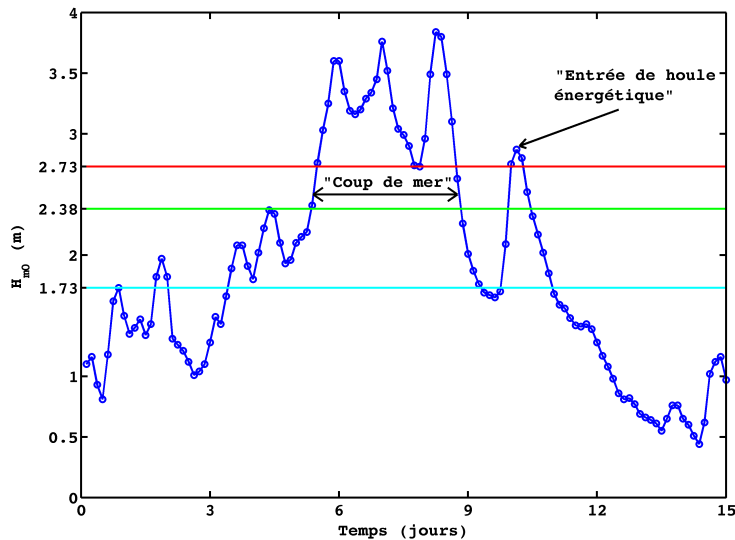


FIGURE 4.4: Hauteurs des vagues H_{m0} (m) prédites par SWAN du 23/03/08 à 12h TU au 05/04/08 à 12h TU et définition des seuils critiques pour caractériser les coups de mer et les entrées de houle énergétique.

Par opposition, nous définissons les “inter-coups de mer” comme étant des événements ne répondant pas aux critères d’un coup de mer. Ce sont généralement des périodes de mer belle, peu agitée. Cependant, l’état de mer peut quand même être perturbé de manière conséquente par des entrées de houle énergétiques mais ne répondant pas aux critères d’un coup de mer. Nous définissons donc également les “entrées de houle énergétiques” comme étant des événements présentant un pic supérieur au quantile 0,70 à 1,73 m pendant au moins 24 h, et n’étant pas déjà classés en tant que coup de mer. Ces événements représentent un apport d’énergie sur la plage de courte durée, entre 1 et 3 jours, et correspondent aux fenêtres météorologiques typiquement attendues par les *surfers*.

4.2.2 Statistiques globales

Statistiques d’ensemble

Les caractéristiques des vagues au large des plages de La Palue et de Lostmarc’h sont très variables dans le temps, tant en amplitude (de 0,11 m à 7,61 m) qu’en période (de 2 s à 20 s). La hauteur significative moyenne des vagues est de 1,5 m (“*standard deviation*” [s.d.] = 0,89 m), la période pic moyenne est de 10,92 s (s.d. = 2,72 s), enfin la direction de provenance moyenne au pic est de 262 N (s.d. = 31 N), ce qui correspond à des vagues de secteur ouest-sud-ouest (Tableau 4.1). Une estimation des vagues extrêmes par une loi de Weibull a été effectuée. Nous obtenons une houle annuelle de 5,9 m, décennale de 8,2 m, cinquantennale de 9,8 m et centennale de 10,5 m (Tableau 4.2 et Figure 4.5).

La Planche 1 en Annexe C illustre les histogrammes de hauteur, de période et de direction des vagues significatives, ainsi que la corrélation hauteur/période sous la forme d’un diagramme “en huitre” et une estimation des vagues extrêmes.

	H_s (m)	T_p (s)	θ_p (N)
Moyenne	1,50	10,92	262
Ecart-type	0,89	2,72	31

TABLEAU 4.1: Moyenne et écart-type des caractéristiques majeures des vagues, du 01/01/04 au 01/01/11.

	H_s des vagues extrêmes (m)	Intervalle de confiance à 70 % (m)
Houle annuelle	5,9	5,4 à 6,3
Houle décennale	8,2	7,2 à 8,9
Houle cinquantennale	9,8	8,5 à 10,7
Houle centennale	10,5	9 à 11,5

TABLEAU 4.2: Estimation des vagues extrêmes par une loi de Weibull.

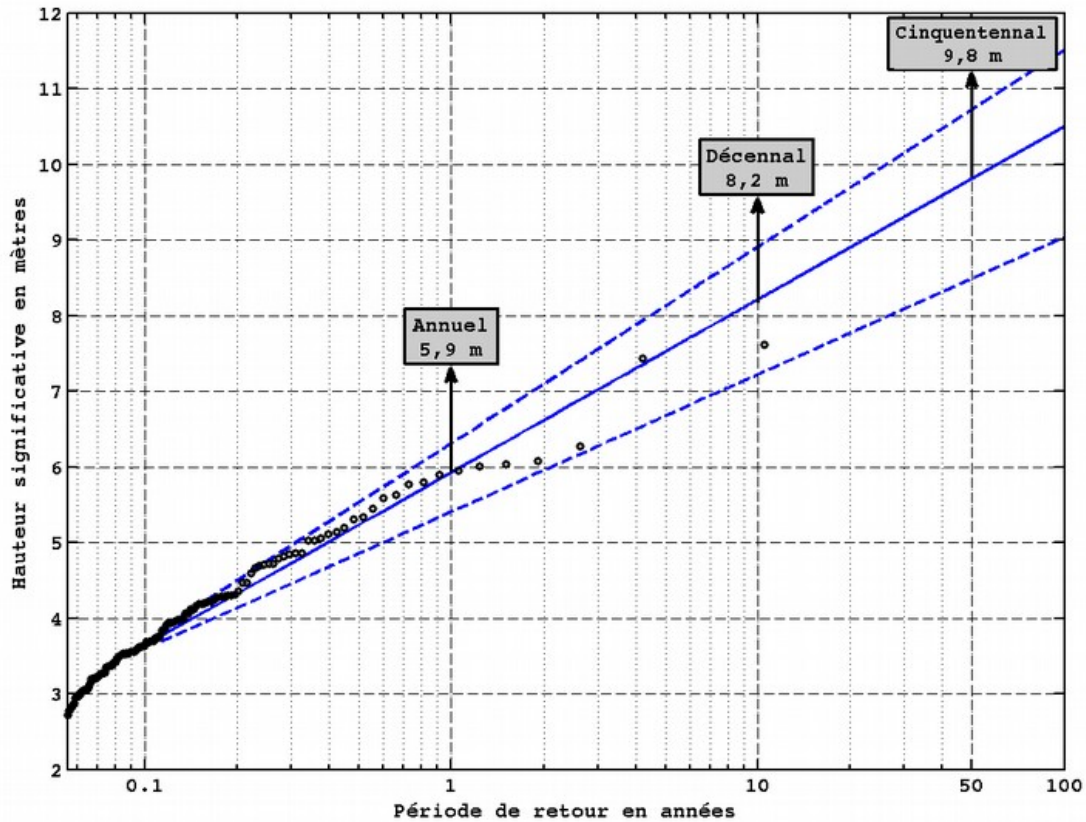


FIGURE 4.5: Estimation des vagues extrêmes par une loi de Weibull.

Statistiques saisonnières

Nous réduisons notre échantillon à la période s'étalant du début du printemps 2004 (le 20/03/04 à 00h00) à la fin de l'automne 2010 (le 22/12/10 à 00h00) de manière à ne garder que des saisons complètes. Nous avons donc 7 printemps, 7 étés, 7 automnes et 6 hivers. Nous regroupons au Tableau 4.3 les moyennes et écart-types des variables pour chaque saison.

Saison	Printemps		Eté		Automne		Hiver	
Variable	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type
H_s (m)	1,22	0,66	1,13	0,51	1,68	0,99	1,98	1,09
T_p (s)	10,22	2,26	9,39	2,14	11,38	2,63	12,64	2,77
θ_p (N)	261	38	265	29	263	25	260	35

TABLEAU 4.3: Moyennes et écart-types saisonniers des caractéristiques des vagues.

Les caractéristiques des vagues présentent clairement une variabilité saisonnière. La hauteur significative moyenne la plus faible est celle d'été à 1,13 m, vient ensuite celle de printemps à 1,22 m, celle d'automne à 1,68 m et enfin celle d'hiver à 1,98 m. La période pic moyenne suit la même

tendance avec 9,39 s en été, 10,22 s au printemps, 11,38 s en automne et 12,64 s en hiver. En revanche, la direction de provenance au pic n'a pas vraiment de tendance saisonnière puisque celle d'été est très proche de celle d'hiver.

Les nombres de coups de mer, notés CDM, et d'entrées de houle énergétiques, notées EHE, sont également fortement variables selon les saisons (Tableau 4.4). En été, nous comptons en moyenne 1 CDM et 3 EHE, au printemps 2 CDM et 5 EHE, en automne 5 CDM et 6 EHE, en hiver 9 CDM et 7 EHE. Il y a davantage d'entrées de vagues énergétiques en automne et en hiver à cause des dépressions situées en Atlantique Nord qui génèrent de très longues houles se propageant jusqu'à la côte.

Saison	Nombre de coups de mer		Nombre d'entrées de houle énergétiques	
	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type
Printemps	2	1,7	5	2,5
Eté	1	1,4	3	2,2
Automne	5	2,0	6	2,5
Hiver	9	2,1	7	3,7

TABLEAU 4.4: Moyennes et écart-types saisonniers des nombres de coups de mer et d'entrées de houle énergétiques.

Les Planches 2, 3, 4 et 5 en Annexe C illustrent les histogrammes de hauteur, de période et de direction ainsi que la corrélation hauteur période pour les quatre saisons, réciproquement le printemps, l'été, l'automne et l'hiver.

4.2.3 Statistiques durant les coups de mer

Statistiques d'ensemble

Nous dénombrons au total 126 coups de mer. La hauteur significative moyenne des vagues lors d'un coup de mer est de 3,29 m (s.d. = 0,75 m), la période pic moyenne de 13,85 s (s.d. = 1,79 s) et la direction moyenne au pic de 262° N (s.d. = 5° N). La durée moyenne d'un coup de mer est de 68 h (s.d. = 47 h). Au pic maximal d'un coup de mer, la hauteur moyenne est de 3,71 m (s.d. = 0,87 m), la période moyenne de 13,93 s (s.d. = 2,11 s) et la direction moyenne de 262° N (s.d. = 5° N) (Tableau 4.5).

	H_s (m)	T_p (s)	θ_p (°N)
Moyenne sur un coup de mer	3,29	13,85	262
Ecart-type sur un coup de mer	0,75	1,79	5
Moyenne au pic du coup de mer	3,71	13,93	262
Ecart-type au pic du coup de mer	0,87	2,11	5

TABLEAU 4.5: Moyennes et écart-types des caractéristiques des vagues durant les coups de mer.

Par ailleurs, nous répertorions au Tableau 4.6 les dix valeurs de hauteur des vagues les plus extrêmes prédites sur la période de 7 ans, ainsi que leurs périodes et directions associées.

Valeurs les plus extrêmes	H_s (m)	T_p (s)	θ_p (N)
N1	7,61	18,39	266
N2	7,43	20,00	266
N3	7,15	16,75	263
N4	6,95	20,00	266
N5	6,93	17,96	264
N6	6,52	18,69	265
N7	6,27	15,70	262
N8	6,24	16,19	263
N9	6,22	15,02	264
N10	6,12	18,21	265

TABLEAU 4.6: Les dix vagues les plus extrêmes prédites sur une période de 7 ans.

La Planche 6 en Annexe C illustre les histogrammes de hauteur, de période et de direction des vagues significatives durant les coups de mer, ainsi que la corrélation hauteur/période et l'histogramme de la durée des coups de mer.

Statistiques saisonnières

Au total, nous dénombrons 114 coups de mer entre le printemps 2004 et l'hiver 2009/2010. Certaines saisons exceptionnelles se démarquent, par exemple l'été 2008 où nous relevons 4 coups de mer, le printemps 2006 avec 5 coups de mer, l'automne 2009 avec 8 coups de mer dont un avec un pic à 6,01 m, l'automne 2007 avec un coup de mer extrême à 7,43 m, l'hiver 2006/2007 avec 12 coups de mer dont un à 6,27 m ou encore l'hiver 2007/2008 avec 10 coups de mer dont un extrême à 7,61 m. Les moyennes et écarts-types saisonniers des variables sont regroupés au Tableau 4.7. La hauteur moyenne des vagues au pic du coup de mer est plus importante en automne qu'en hiver à cause des nombreux petits coups de mer hivernaux qui se succèdent, mais dont la hauteur maximale reste modérée (autour de 3 m). Ceci est également vrai pour la période au pic du coup de mer.

Pour ce qui est de la durée moyenne des coups de mer (Tableau 4.8), nous avons logiquement une durée qui augmente en fonction de l'énergie associée à chaque saison. La moyenne hivernale se situe à 3 jours, ce qui semble cohérent.

Les planches 7, 8, 9 et 10 en Annexe C illustrent les statistiques saisonnières des vagues significatives durant les coups de mer, réciproquement pour le printemps, l'été, l'automne et l'hiver. Les histogrammes de la hauteur, la période, la direction et la durée, ainsi qu'un diagramme de corrélation hauteur/période sont présentés.

Saison	Printemps			Eté			Automne			Hiver		
Variable	H_s	T_p	θ_p	H_s	T_p	θ_p	H_s	T_p	θ_p	H_s	T_p	θ_p
Unité	m	s	°N	m	s	°N	m	s	°N	m	s	°N
Moyenne sur l'ensemble des vagues du coup de mer	3,09	12,64	261	2,87	12,73	262	3,40	13,67	262	3,30	14,09	262
Ecart-type sur l'ensemble des vagues du coup de mer	0,51	1,48	6	0,38	1,43	3	0,79	1,94	6	0,79	1,69	4
Moyenne au pic du coup de mer	3,73	13,50	262	3,36	13,48	261	4,22	15,27	262	4,10	14,92	263
Ecart-type au pic du coup de mer	0,50	1,34	6	0,29	1,37	2	1,05	1,84	5	1,04	1,47	4

TABLEAU 4.7: Statistiques saisonnières des vagues significatives durant les coups de mer.

Saison	Printemps	Eté	Automne	Hiver
Durée moyenne (h)	46	27	65	72
Ecart-type (h)	21	3	41	54

TABLEAU 4.8: Statistiques saisonnières sur la durée des coups de mer.

4.2.4 Statistiques durant les inter-coups de mer

Statistiques d'ensemble

Nous avons déjà mentionné que les inter-coups de mer étaient généralement des périodes de calme qui pouvaient toutefois être momentanément perturbées par une entrée d'énergie conséquente sous la forme de pics de houle marqués différenciés des coups de mer. Nous nous sommes posés la question de l'influence de ces pics de houle sur la hauteur moyenne des vagues significatives durant les inter-coups de mer. Nous distinguons donc deux cas, avec et sans prise en compte de ces pics de houle. Les résultats statistiques sont présentés au Tableau 4.9.

La Planche 11 en Annexe C illustre les histogrammes de hauteur, de période et de direction des vagues significatives durant les inter-coups de mer, ainsi que la corrélation hauteur/période et l'histogramme de la durée des inter-coups de mer.

	H_s (m)	T_p (s)	θ_p (°N)
Moyenne avec les entrées de houle énergétiques	1,25	10,52	262
Ecart-type avec les entrées de houle énergétiques	0,57	2,58	33
Moyenne sans les entrées de houle énergétiques	1,04	10,34	262
Ecart-type sans les entrées de houle énergétiques	0,10	1,01	7

TABLEAU 4.9: Statistiques d'ensemble des vagues significatives durant les inter-coups de mer.

Statistiques saisonnières

La hauteur moyenne des vagues significatives durant les inter-coups de mer varie beaucoup d'une saison à l'autre si nous tenons compte des entrées de houle énergétiques (Tableau 4.10).

Saison	Printemps			Eté			Automne			Hiver		
Variable	H_s	T_p	θ_p	H_s	T_p	θ_p	H_s	T_p	θ_p	H_s	T_p	θ_p
Unité	m	s	°N	m	s	°N	m	s	°N	m	s	°N
Moyenne avec les entrées de houle énergétiques	1,14	10,12	261	1,10	9,35	265	1,33	10,92	263	1,42	12,03	260
Ecart-type avec les entrées de houle énergétiques	0,53	2,23	39	0,47	2,11	29	0,57	2,51	27	0,60	3,91	42
Moyenne sans les entrées de houle énergétiques	0,99	9,96	260	1,00	9,21	265	1,07	10,64	263	1,11	11,75	260
Ecart-type sans les entrées de houle énergétiques	0,07	0,29	5	0,08	0,32	4	0,05	0,32	5	0,14	0,70	12

TABLEAU 4.10: Statistiques saisonnières des vagues significatives durant les inter-coups de mer.

En revanche, si nous n'en tenons pas compte, nous trouvons un niveau moyen de la hauteur significative des vagues qui varie peu d'une saison à l'autre et reste très proche de 1 m. La tendance est différente pour la période moyenne. Elle est aussi plus grande si nous prenons en compte les entrées de houle énergétiques, qui sont souvent associées à de longues houles, mais dans le cas contraire la variabilité saisonnière reste importante. La direction moyenne des vagues durant les inter-coups de mer varie peu d'une saison à l'autre, et les entrées de houle énergétiques n'ont pas d'influence sur les résultats. Nous retenons qu'au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h, entre les événements marquants de houle et les coups de mer, la hauteur statistique moyenne des vagues se situe aux alentours de 1 m, la période pic statistique moyenne entre 9 s et 12 s selon la saison, et la direction statistique moyenne entre 260 N et 265 N.

Les Planches 12, 13, 14 et 15 en Annexe C illustrent les statistiques saisonnières des vagues significatives durant les inter-coups de mer, réciproquement pour le printemps, l'été, l'automne et l'hiver. Les histogrammes de la hauteur, la période, la direction et la durée, ainsi qu'un diagramme de corrélation hauteur/période sont présentés.

4.2.5 Evolution temporelle schématisée

Analyse

L'évolution temporelle des caractéristiques des vagues significatives est différente d'une variable à l'autre. Si la hauteur et la période sont assez fortement corrélées, avec un coefficient de Bravais – Pearson égal à 0,59 sur l'ensemble de la chronologie des vagues, la direction, elle, suit sa propre évolution au cours du temps. Durant les gros coups de mer, la corrélation hauteur/période a tendance à croître, et l'évolution dans un sens de la hauteur provoque généralement une évolution dans le même sens de la période (Figure 4.6a). Ceci est moins vrai pour les petits coups de mer (Figure 4.6b) ou les inter-coups de mer, à moins d'une entrée de houle énergétique. A l'échelle du coup de mer, la direction, elle, varie assez peu et est généralement ouest-sud-ouest.

Schématisation

Dans un premier temps, nous cherchons à caractériser la chronique de la hauteur des vagues significatives comme une perturbation d'un niveau moyen par des apports d'énergie plus ou moins importants (entrées de houle énergétiques, coups de mer) sur une certaine durée. Sur la base des statistiques exposées précédemment, nous réalisons une schématisation de cette chronologie en imposant un niveau constant de la hauteur significative à 1 m en dehors des entrées de houle énergétiques et des coups de mer, corrigé localement par des gaussiennes adaptées aux entrées de houle énergétiques et aux coups de mer. La fonction de Gauss utilisée pour approximer les pics est exprimée ainsi :

$$f_G(t) = H_{pic} e^{-\frac{(t-c_{pic})^2}{2\vartheta^2}} \quad (4.1)$$

avec t le temps, c_{pic} la position centrale du pic de houle, H_{pic} la hauteur maximale du pic et ϑ un paramètre d'étalement du pic calculé automatiquement par une méthode des moindres carrés. Les gaussiennes peuvent être isolées ou successives si les coups de mer ou les entrées de houle

énergétiques se chevauchent. Dans ce dernier cas, nous choisissons de superposer une deuxième gaussienne qui vient interrompre la première, plutôt que d'adapter un modèle différent.

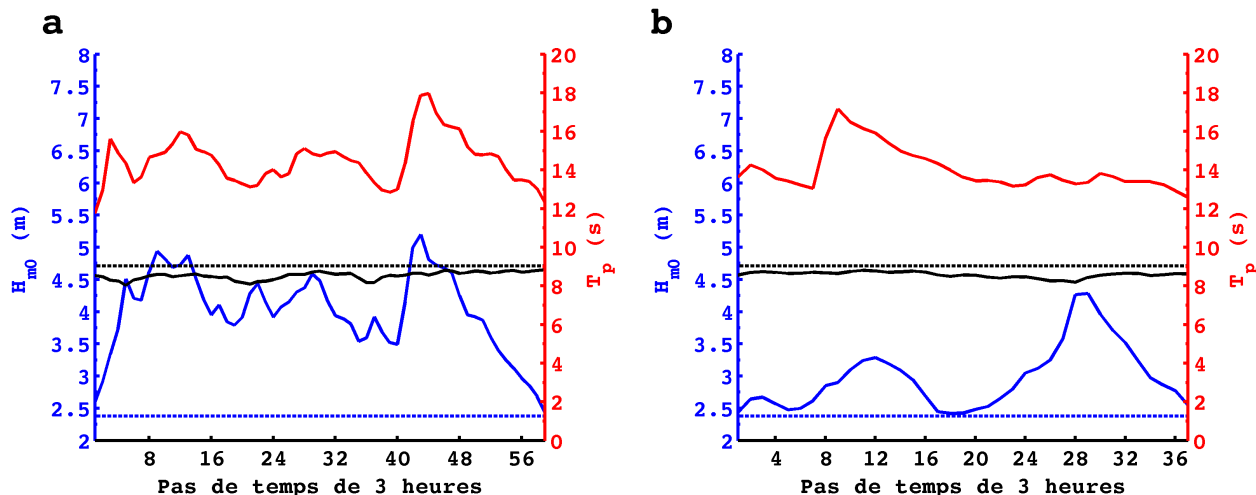


FIGURE 4.6: Evolution de la hauteur (courbe bleue, trait plein), de la période (courbe rouge, trait plein) et de la direction (courbe noire, trait plein) des vagues significatives au cours d'un coup de mer au-dessus du seuil à 2,38 m (courbe bleue en pointillés). Le trait noir en pointillés indique la limite ouest en direction. a) Evolutions de H_s et T_p très semblables ; b) Evolutions de H_s et T_p différentes.

Nous donnons à la Figure 4.7 l'exemple d'une entrée de houle énergétique relativement symétrique par rapport au pic (Figure 4.7a), et d'un gros coup de mer dissymétrique par rapport au pic maximal (Figure 4.7b). Nous illustrons à la Figure 4.8 le modèle gaussien à l'aide de deux exemples pour chaque saison. Les entrées de houle énergétiques ainsi que les coups de mer sont donc approximés par des gaussiennes tandis que les inter-coups de mer sont fixés à une hauteur moyenne statistique de 1 m.

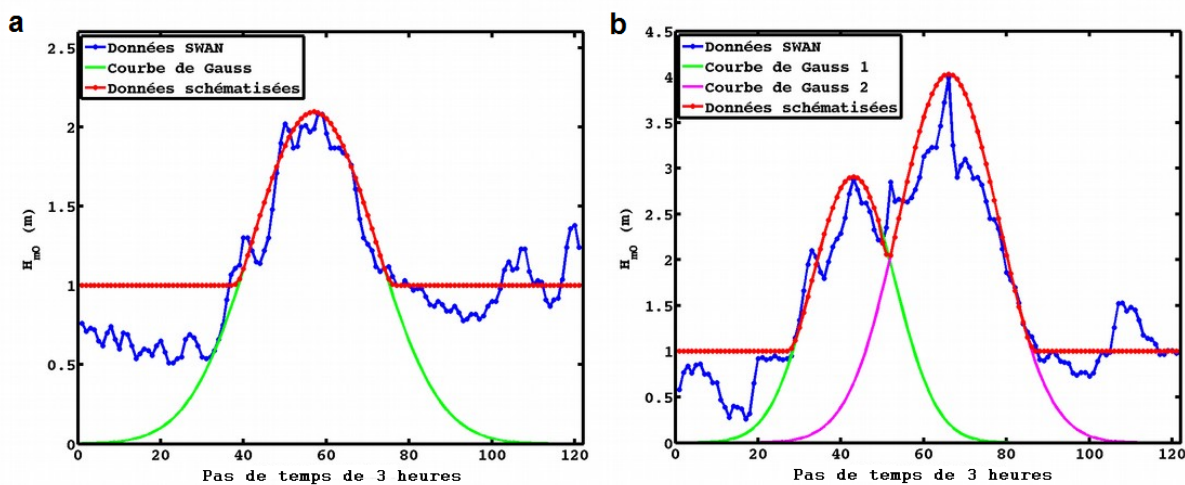


FIGURE 4.7: Exemples d'approximation des données de hauteur de houle par le modèle gaussien. a) Entrée de houle énergétique ; b) Coup de mer.

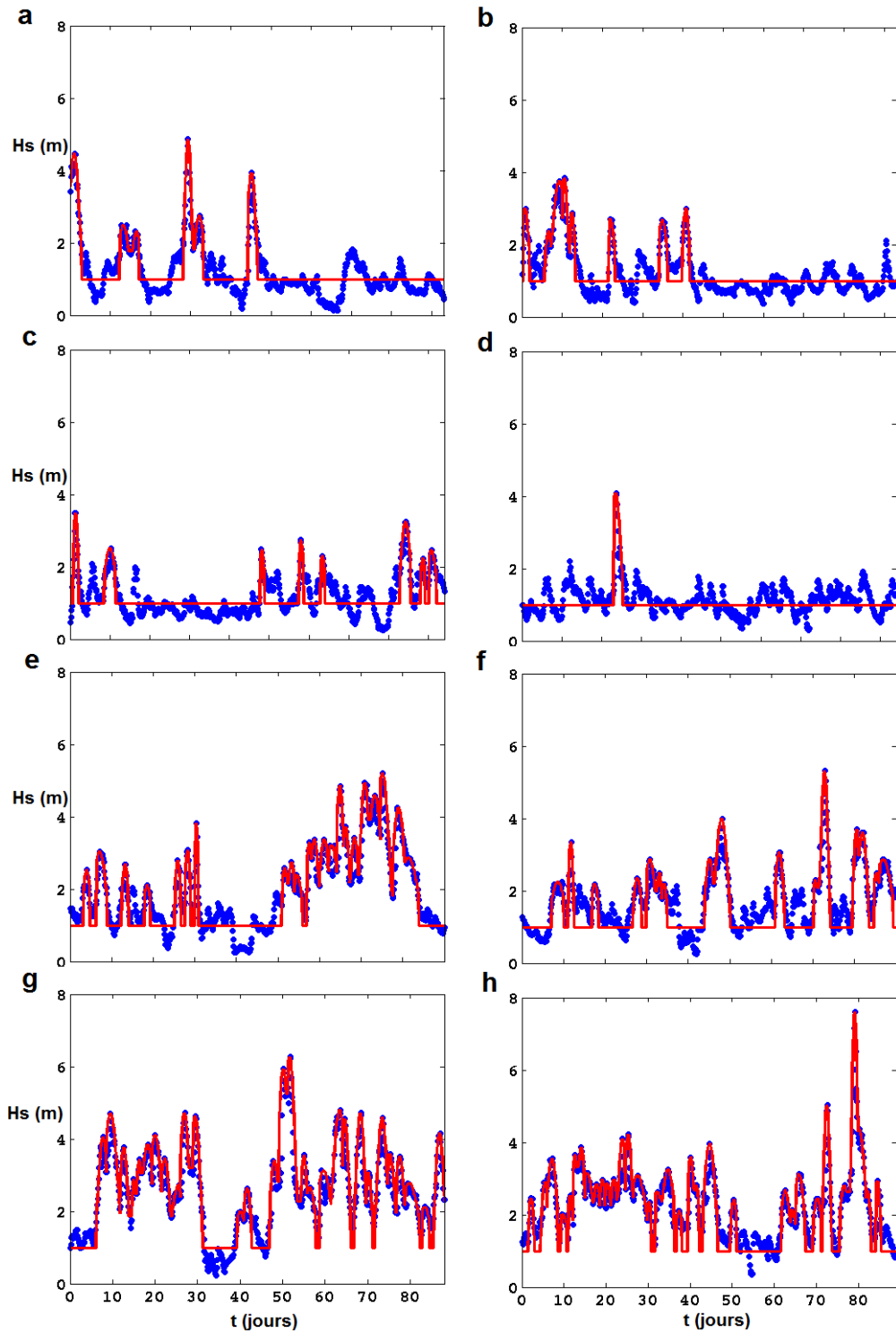


FIGURE 4.8: Evolution temporelle de la hauteur significative des vagues produite par SWAN (courbe bleue) et schématisée par le modèle gaussien (courbe rouge). a) printemps 2004 (6 gaussiennes); b) printemps 2008 (8 gaussiennes); c) été 2004 (8 gaussiennes); d) été 2010 (1 gaussienne); e) automne 2006 (22 gaussiennes); f) automne 2008 (16 gaussiennes); g) hiver 2006 (29 gaussiennes); h) hiver 2007 (33 gaussiennes).

4.2.6 Synthèse

Les états de mer au large des plages de La Palue et de Lostmar'ch sont très variables. Entre 2004 et 2011, la hauteur moyenne des vagues significatives est de 1,5 m mais varie entre 0,11 m et 7,61 m, tandis que la période moyenne des vagues significatives est de 10,92 s mais varie entre 2 s et 20 s. La direction moyenne des vagues est de 262°N, et varie peu, le secteur ouest-sud-ouest étant largement prédominant. A titre de comparaison, les hauteur et période moyennes des vagues significatives sont de 1,5 - 2 m et 9 - 13 s sur la côte sud-ouest du Portugal (Loureiro *et al.*, 2012 [36]), de 0,7 m et 4,3 s sur les plages de Barcelone en Espagne (Ojeda *et al.*, 2011 [32]), de 1,57 m et 10 s au large de la plage de Biarritz en France (Enjalbert *et al.*, 2011 [33]), et de 0,56 m et 5,8 s au large de la plage de Tairua en Nouvelle-Zélande (Gallop *et al.*, 2011 [34]). Les plages de La Palue et de Lostmar'ch ont donc des hauteur et périodes moyennes relativement élevées.

En effet, la Mer d'Iroise, au large de la pointe du Finistère, est un environnement énergétique exposé aux coups de mer et aux longues houles océaniques générées par les dépressions lointaines d'Atlantique Nord. Par conséquent, les épisodes de coups de mer sont fréquents, notamment en automne (5 en moyenne) et en hiver (9 en moyenne). Au total, 126 coups de mer ont été dénombrés sur une période de 7 ans. La hauteur significative moyenne au pic d'un coup de mer est d'environ 4 m (4,22 m en automne et 4,10 m en hiver).

Elle est supérieure en automne car typiquement à cette saison les coups de mer sont isolés mais puissants, tandis qu'en hiver la mer est quasi-perpétuellement agitée et les coups de mer intenses et isolés se mélangent aux petits coups de mer de hauteur significative maximale modérée. De même, la période moyenne des vagues significatives au pic d'un coup de mer est plus élevée en automne, avec une valeur de 15,27 s contre 14,92 s en hiver. Les coups de mer sont moins nombreux au printemps et en été, avec réciproquement une moyenne de 2 et 1. La hauteur significative moyenne au pic d'un coup de mer est de 3,73 m au printemps contre 3,36 m en été et la période moyenne des vagues significatives de 13,50 s au printemps contre 13,48 s en été. La durée moyenne d'un coup de mer est très variable selon la saison, elle est de 27 h en été, de 46 h au printemps, de 65 h en automne et de 72 h en hiver.

Entre les coups de mer, la mer peut être calme ou bien perturbée par des entrées de houle énergétiques de courte durée, entre 1 et 3 jours. En moyenne, nous en comptons 3 en été, 5 au printemps, 6 en automne et 7 en hiver. Si nous (ne) tenons (pas) compte de ces entrées de houle énergétiques, la hauteur significative moyenne inter-coups de mer en été est de 1,10 m (1,00 m), au printemps de 1,14 m (0,99 m), en automne de 1,33 m (1,07 m) et en hiver de 1,42 m (1,11 m).

Nous remarquons que si nous ne tenons pas compte de ces entrées de houle énergétiques, nous parvenons à dégager une hauteur significative moyenne inter-coups de mer qui varie peu d'une saison à l'autre et est très proche de 1 m. Les entrées de houle énergétiques ont tendance à élever cette moyenne à 1,24 m, mais aussi à induire de la variabilité saisonnière, les valeurs étant assez différentes d'une saison à l'autre. La période ne suit pas tout à fait la même tendance. Les entrées de houle énergétiques ont certes pour effet d'élever la période moyenne inter-coups de mer de 10,34 s à 10,56 s, mais la variabilité saisonnière est présente dans les deux cas, avec et sans les entrées de houle énergétiques.

L'évolution temporelle des variables H_s et T_p est généralement corrélée, en particulier durant les coups de mer. En effet, durant un coup de mer, le coefficient de corrélation moyen de H_s et T_p est de 0,52 contre 0,45 durant les inter-coups de mer. Mais même sur l'ensemble des coups de mer, la variabilité de la corrélation $H_s - T_p$ est importante. Nous remarquons cependant que les coups de mer extrêmes ont tendance à avoir une évolution de H_s et T_p très corrélée. En effet, sur les 21 coups de mer dont la hauteur significative au pic maximal dépasse 5 m, seuls 4 ont un coefficient de corrélation inférieur à 0,6 et en moyenne, le coefficient de corrélation est de 0,73 (s.d. = 0,18). Ceci confirme l'idée bien connue que les vagues de tempête sont associées à de grandes périodes, c'est-à-dire que lorsqu'un pic de hauteur significative se forme, il se forme aussi un pic de période à un déphasage près souvent proche de 0.

Cette étude statistique des états de mer au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h est utile à des fins de modélisation schématique des coups de mer et des entrées de houle énergétiques, perçus comme des perturbations locales d'un niveau moyen statistique de la hauteur des vagues significatives. Il est par exemple possible d'imposer une hauteur significative des vagues constante et proche de 1 m durant les inter-coups de mer, que l'on vient corriger localement par des gaussiennes, au niveau des coups de mer et des entrées de houle énergétiques (modèle gaussien).

4.3 Une année d'observations et de mesures *in situ*

4.3.1 Observations et mesures topographiques

En juillet 2012, dans le cadre du projet LITTO3D à la pointe Finistère, le partenariat IGN - SHOM a réalisé un levé topographique du site par LIDAR aéroporté s'étendant de l'isobathe -20 m jusqu'à $+10$ m d'altitude dans les terres et au moins 2 km à partir du trait de côte. La précision verticale est de l'ordre de 20 cm sur terre et 40 cm en mer, et la résolution horizontale est métrique sur terre et de 5 m en mer. Les Figures 4.9 et 4.10 illustrent les résultats de l'interpolation du semi de points LITTO3D pour les plages de La Palue et de Lostmarc'h.

Les tempêtes exceptionnelles de l'hiver 2013/2014 ont profondément affecté les fonds en provoquant un transfert de matériel sédimentaire de l'estran vers le domaine subtidal, le creusement de profondes baïnes de même que l'érosion d'une partie du cordon dunaire. Notre premier objectif est donc de compléter les données LITTO3D par de nouveaux levés topographiques avant de réaliser une étude de modélisation. Notre deuxième objectif est de cerner l'évolution morphologique du site sur différentes échelles de temps, de l'année (saisons) au cycle morte-eau vive-eau (14 jours), et ainsi d'appréhender (i) l'influence d'une modulation de la hauteur d'eau (ii) le cas échéant l'impact d'un ou plusieurs événement(s) de houle sur la dynamique générale et particulière du système barres/baïnes (iii) la transition entre un "profil d'été" et un "profil d'hiver".

Méthodologie

Huit campagnes de terrain (levés topographiques, granulométriques, mesures hydrodynamiques) ont été entreprises entre septembre 2014 et septembre 2015 (Tableau 4.11).

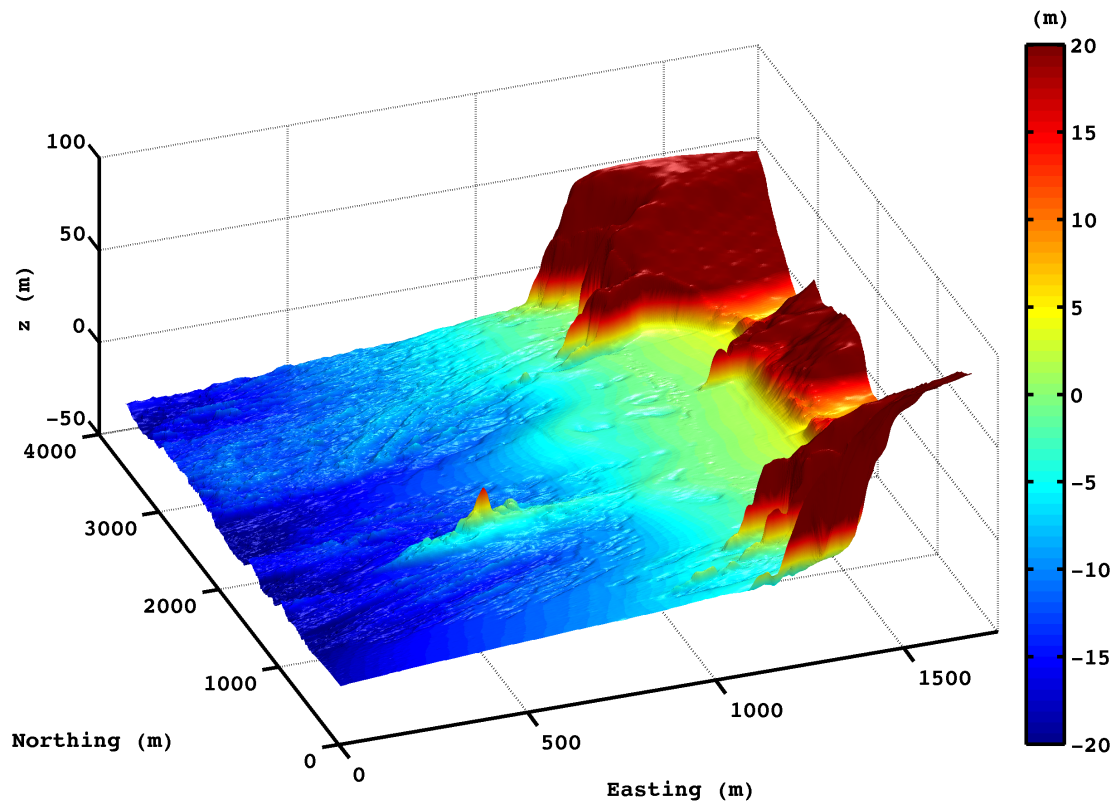


FIGURE 4.9: Vue 3D de la topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h issue du semi de points LITTO3D du partenariat IGN/SHOM (juillet 2012).

Les levés topographiques sont réalisés à l'aide d'un GPS-RTK différentiel de marque TRIMBLE. L'ensemble est constitué de deux antennes, la première servant de base (station fixe) et la seconde de mobile. La précision de positionnement est de l'ordre de 1 cm dans le plan horizontal, et de 1,5 cm dans le plan vertical en conditions optimales. La base est implantée sur l'éperon rocheux de Kerdra qui sépare les deux plages (Figures 4.1 et 4.11), cette position dégagée et en hauteur permettant une bonne couverture radio de la zone. Le point de base implanté n'étant pas géo-référencé, une position WAAS (*Wide Area Augmentation System*) a été utilisée les premiers jours de mesure, puis la position réelle du point a été post-traitée à partir des fichiers enregistrés par la station. L'écart entre la position estimée WAAS et la position réelle du point dans le référentiel RGF93 constitue donc un biais constant (*offset*) facilement corrigible. Quatre sessions sont effectuées pour permettre d'obtenir un positionnement précis du point en effectuant une moyenne, de l'ordre de 3 mm en horizontal et 10 mm en vertical. Un point de contrôle est implanté sur un blockhaus en contrebas de l'éperon rocheux côté La Palue, permettant de vérifier la répétabilité des mesures et le bon positionnement de la base. Les erreurs liées à l'opérateur sont la principale source d'incertitude, en particulier la mesure de la hauteur d'antenne lors de la mise en station. L'écart-type calculé sur cinq mesures effectuées au cours de quatre implantations différentes est de l'ordre de 7 mm en horizontal et seulement 4 mm en vertical, ce qui est négligeable étant donné la précision des mesures recherchées et données par le mobile GPS.

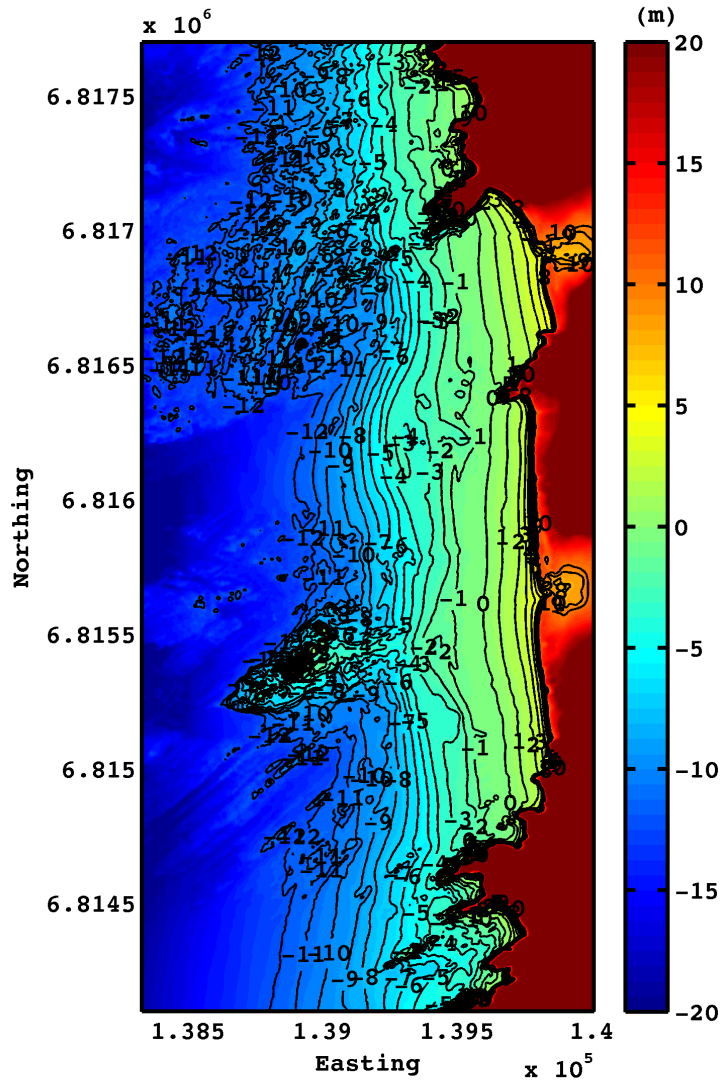


FIGURE 4.10: Vue 2D de la topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h issue du semi de points LITTO3D du partenariat IGN/SHOM (juillet 2012).



FIGURE 4.11: Base du GPS-RTK Trimble sur l'éperon rocheux de Kerdra séparant les plages de La Palue et de Lostmarc'h. En arrière-plan, plage de La Palue.

Campagne	Dates	Coeff. max. de marée	Diagnostique morphologique
TOPO-Sept14	08-11/09/14	115	Plages fortement érodées par les tempêtes de l'hiver 2013/2014. Cordon dunaire détérioré. Présence de baïnes très creuses.
TOPO-Janv15 HYDRO-Janv15	21-23/01/15	109	Disparition des formes sédimentaires 3D, profil de plage très lisse. Chenal de dérive longitudinal à La Palue. Comblement de la baïne face à Kerdra.
TOPO-Fevr15 HYDRO-Fevr15	18-19/02/15	118	Peu d'évolution de l'estran à La Palue sauf au niveau du saillant. A Lostmarc'h, creusement d'un chenal dans l'axe transversal.
TOPO-Mars15 HYDRO-Mars15	18-20/03/15	115	Changement d'orientation des baïnes, de SE-NO à NE-SO. Creusement d'une nouvelle baïne près de Kerdra avec une orientation NE-SO.
TOPO-Juil15	30-31/07/15	106	Large rechargement de l'estran, recouvrement des galets au nord de La Palue et formation d'une berme au sud. A Lostmarc'h, dépôt de sable en milieu et bas d'estran altéré par le creusement de "piscines". Barre intertidale sur les deux plages.
TOPO1-Sept15 SEDI-Sept15	31/08/15- 03/09/15	114	Progression du sable vers le haut de plage sous la forme de barres intertidales et creusement de chenaux de vidange. Berme très formée au sud de La Palue.
TOPO2-Sept15	15-16/09/15	86	Formation d'une barre en face de Kerdra. Le bas du saillant a également évolué, de même que le milieu d'estran à Lostmarc'h.
TOPO3-Sept15 HYDRO-Sept15	28-30/09/15	117	A Lostmarc'h, creusement d'une baïne profonde de 1 m en milieu d'estran. Dans le même axe sur l'estran inférieur, accumulation importante de sable (environ 1 m) autour de l'affleurement rocheux. Au nord près de la pointe de Lostmarc'h, formation de deux barres parallèles l'une sur l'estran inférieur l'autre en milieu d'estran, de hauteur 60-70 cm.

TABLEAU 4.11: Différentes campagnes de terrain.

Campagne TOPO-Sept14

Une météo clémente et un fort coefficient de marée (115) a permis un levé topographique très complet. Au total, 4516 points ont été levés en quatre jours sur une zone couvrant environ 2300 m x 400 m, soit 92 ha. La nomenclature des points affecte un "code" caractérisant la nature du point : "s" pour sable, "g" pour galet, "d" pour dune (Figure 4.12a). La partie nord de La Palue où sont localisées les baïnes a été largement raffinée afin de reproduire au mieux les formes complexes du fond (Figure 4.12b).

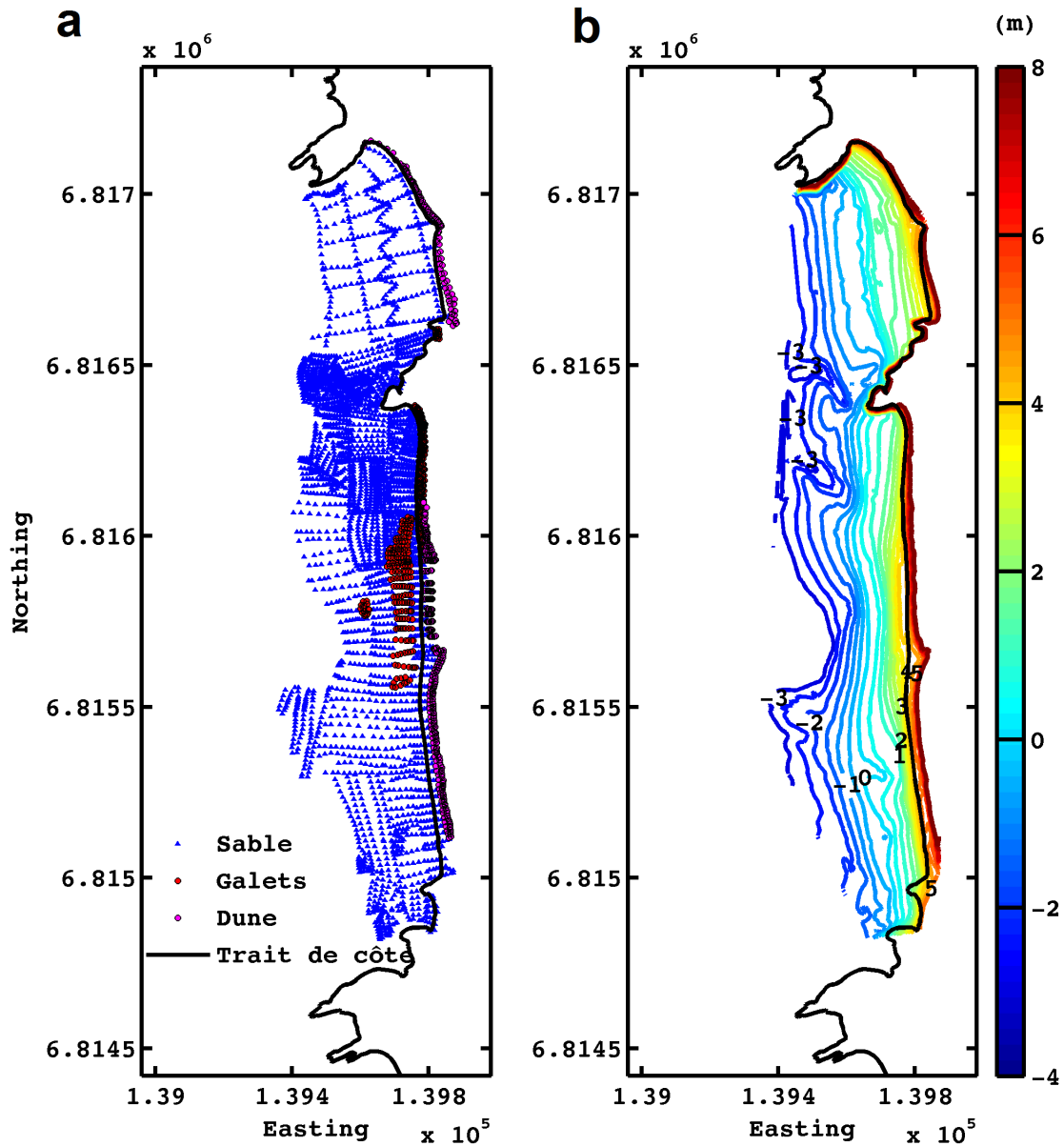


FIGURE 4.12: a) Levé topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h le 11/09/14 (4516 points); b) Isobathes obtenues après interpolation des données sous MATLAB.

La Figure 4.13a illustre les isobathes de la bathymétrie complétée aux endroits où il manque des points (falaises, zone subtidale...) par le semi de points LITTO3D, les deux jeux de données étant interpolés sous SURFER. La Figure 4.13b illustre le différentiel entre les deux modèles numériques de terrain (MNT) juillet 2012 *vs* septembre 2014.

Les plages sont en déficit sédimentaire pour une saison post-estivale à cause des tempêtes extrêmes successives de l'hiver 2013/2014 qui ont fortement érodé la dune et l'estran. Au sud de la plage de La Palue (Figure 4.17a), de nombreuses roches habituellement recouvertes de sable émergent à plus de 1 m d'altitude au-dessus du fond aux abords de la pointe de C'houbez. Nous

observons également au nord comme au sud des tétraèdres anti-débarquement datant de la seconde guerre mondiale qui sont habituellement partiellement voire entièrement recouverts (Figure 4.17b). D'autre part, nous n'observons pas de berme significative, seulement un bourrelet en pied de dune. Au nord de la plage, les baïnes sont exceptionnellement creuses (Figure 4.17c), et des galets, habituellement recouverts de sable au cours de l'été, sont présents le long du pied de dune et dans la partie centrale de la plage. Par ailleurs, nous notons la présence d'un chenal très profond au niveau du saillant entre l'îlot Guénéron et l'estran inférieur. La plage de Lostmarc'h est plus homogène avec toutefois la présence d'une barre intertidale marquée, constituée de sédiments fraîchement mobilisés signe d'une récente accrétion (Figure 4.17d). Malgré le rechargement estival par les houles de beau temps, les plages ne sont donc pas dans une configuration de "profil d'été" (*e.g.* Sonu et Van Beek, 1971 [201]) à cause du caractère exceptionnel de l'hiver 2013/2014. La présence de barres intertidales d'engraissement montre cependant qu'elles tendent vers un état plus réfléchif.

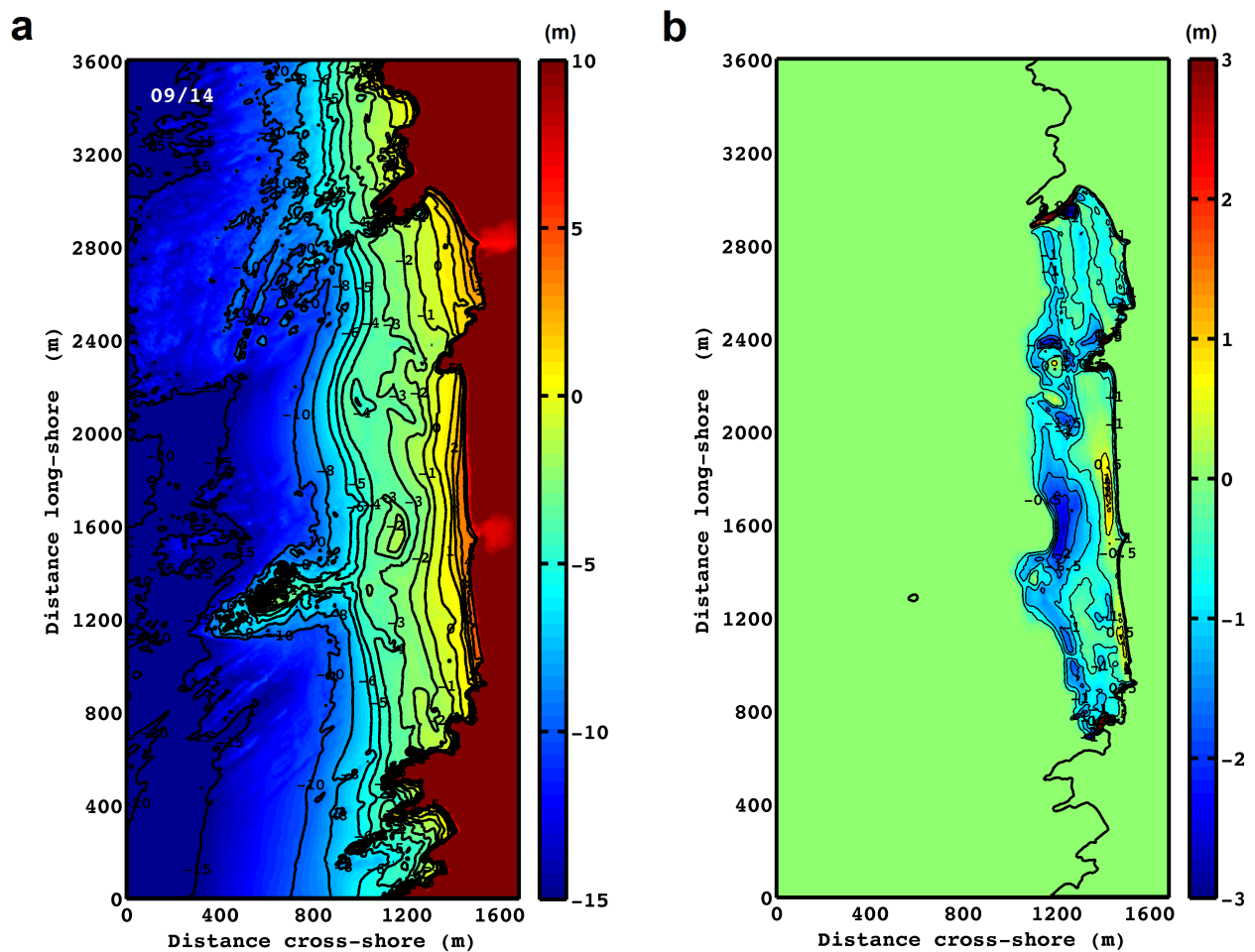


FIGURE 4.13: a) Topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h combinant les données LITTO3D (juillet 2012) pour les zones subtidale, terrestre au-delà de la dune et les roches et falaises et les données recueillies lors de la campagne TOPO-Sept14 ; b) Différentiel topographique de l'estran entre juillet 2012 et septembre 2014.

Le mauvais temps et en particulier les fortes vagues ($H_{s0} = 3, 5$ m) induisaient un *set-up* limitant l'accès au système barre/baïne de basse mer malgré un fort coefficient de marée (109). 2444 points ont tout de même été levés (Figure 4.14a), suffisamment pour l'interpolation des données, le fond étant relativement plat (Figure 4.14b).

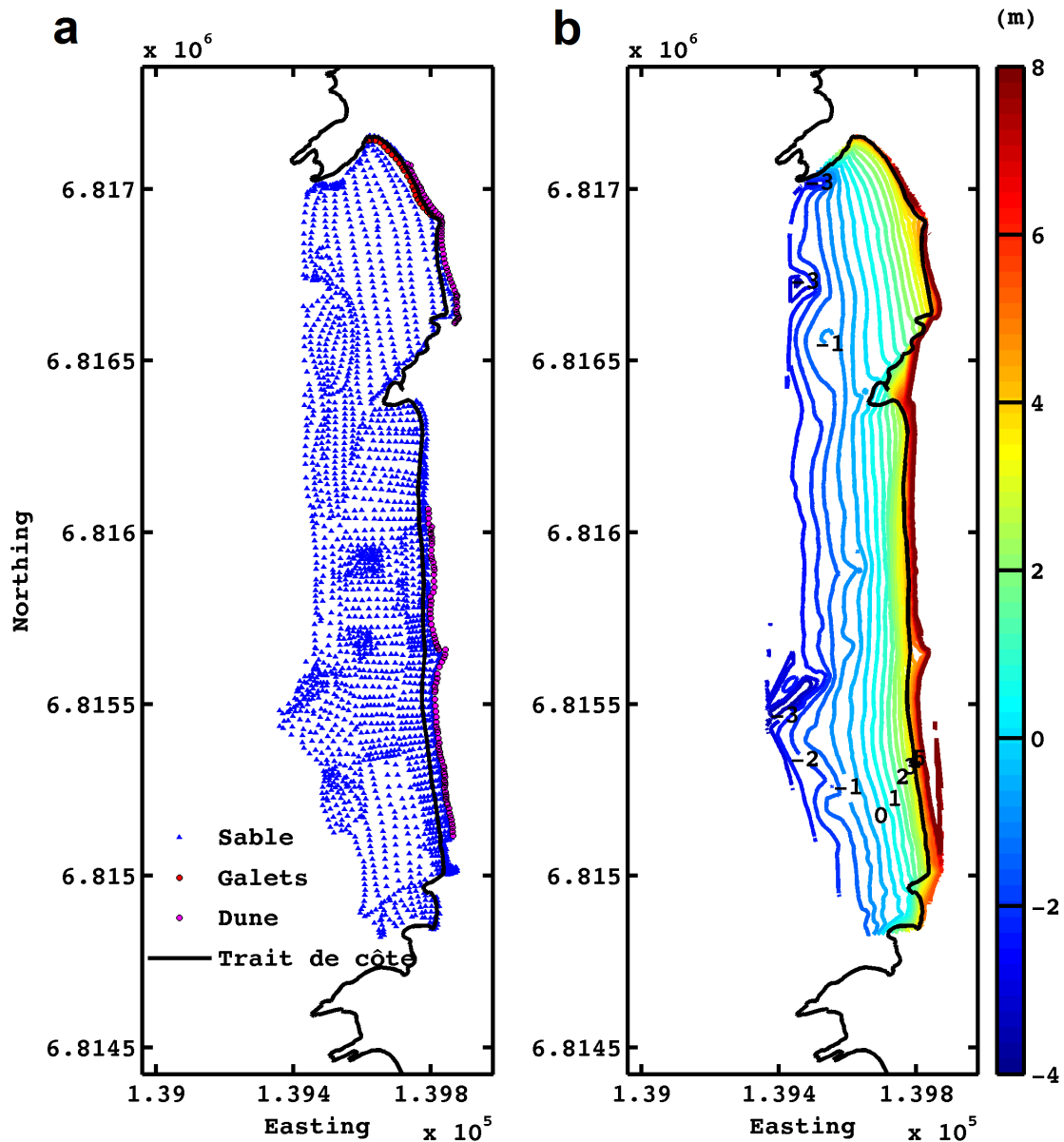


FIGURE 4.14: a) Levé topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h le 23/01/15 (2444 points); b) Isobathes obtenues après interpolation des données sous MATLAB.

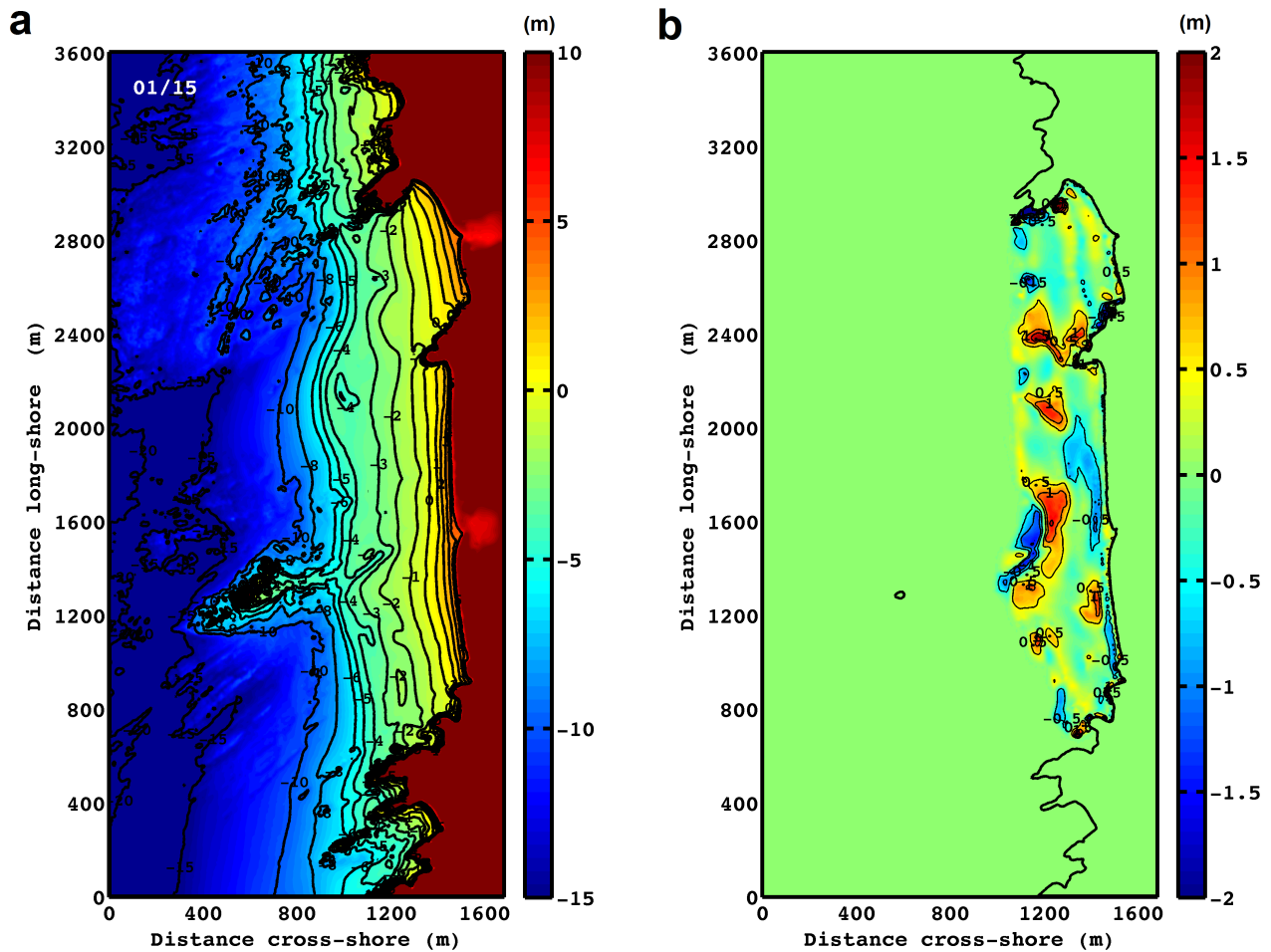


FIGURE 4.15: a) Topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h combinant les données LITTO3D (juillet 2012) pour les zones subtidale, terrestre au-delà de la dune et les roches et falaises et les données recueillies lors de la campagne TOPO-Janv15 ; b) Différentiel topographique de l'estran entre septembre 2014 et janvier 2015.

En effet, au 21 janvier 2015, les nombreuses structures sédimentaires tridimensionnelles qui marquaient le fond au début du mois de septembre 2014 ont disparu pour laisser place à un profil de plage très lisse suite aux nombreux coups de mer (Figures 4.17e et 4.17f). Cela se vérifie bien au niveau des isobathes à la Figure 4.16a. Le différentiel topographique de la Figure 4.16b montre clairement le comblement des deux baïnes orientées SE-NO aux alentours de la pointe de Kerdra, dont celle très creuse qui connectait la plage de La Palue à celle de Lostmarc'h. En contre-partie, un imposant système barre/baïne s'est développé au niveau du saillant, avec un creux profond de $-1,5$ m et une crête s'élevant à $+1,5$ m, témoignant d'une forte agitation des vagues et des courants dans ce secteur. La barre longitudinale de déferlement a reculé, et n'a pu être atteinte lors de la campagne. Plus haut sur l'estran, nous remarquons l'érosion du bourrelet en pied de dune à La Palue et le creusement d'un chenal longitudinal de dérive littorale le long de la plage de La Palue d'une profondeur comprise entre $-0,5$ et -1 m. La plage a vraisemblablement atteint une configuration de "profil d'hiver" (*e.g.* Sonu et Van Beek, 1971 [201]), avec une barre subtidale de déferlement, une pente relativement uniforme, un fond plutôt lisse et pas de berme en pied de dune.

Un nouveau levé topographique est réalisé comptant 1534 points (Figure 4.16a). Certaines zones de l'estran inférieur n'étaient pas accessibles à cause du *set-up* lié à des vagues énergétiques et ce malgré un coefficient de marée exceptionnel à 118. Néanmoins la majeure partie de l'estran a pu être couverte (Figure 4.16b). Nous observons une réapparition de structures tridimensionnelles, encore peu marquées, ainsi que le creusement d'une baie au nord de l'estran inférieur à La Palue (Figure 4.17g) et d'un chenal dans l'axe central de la plage (Figure 4.17h).

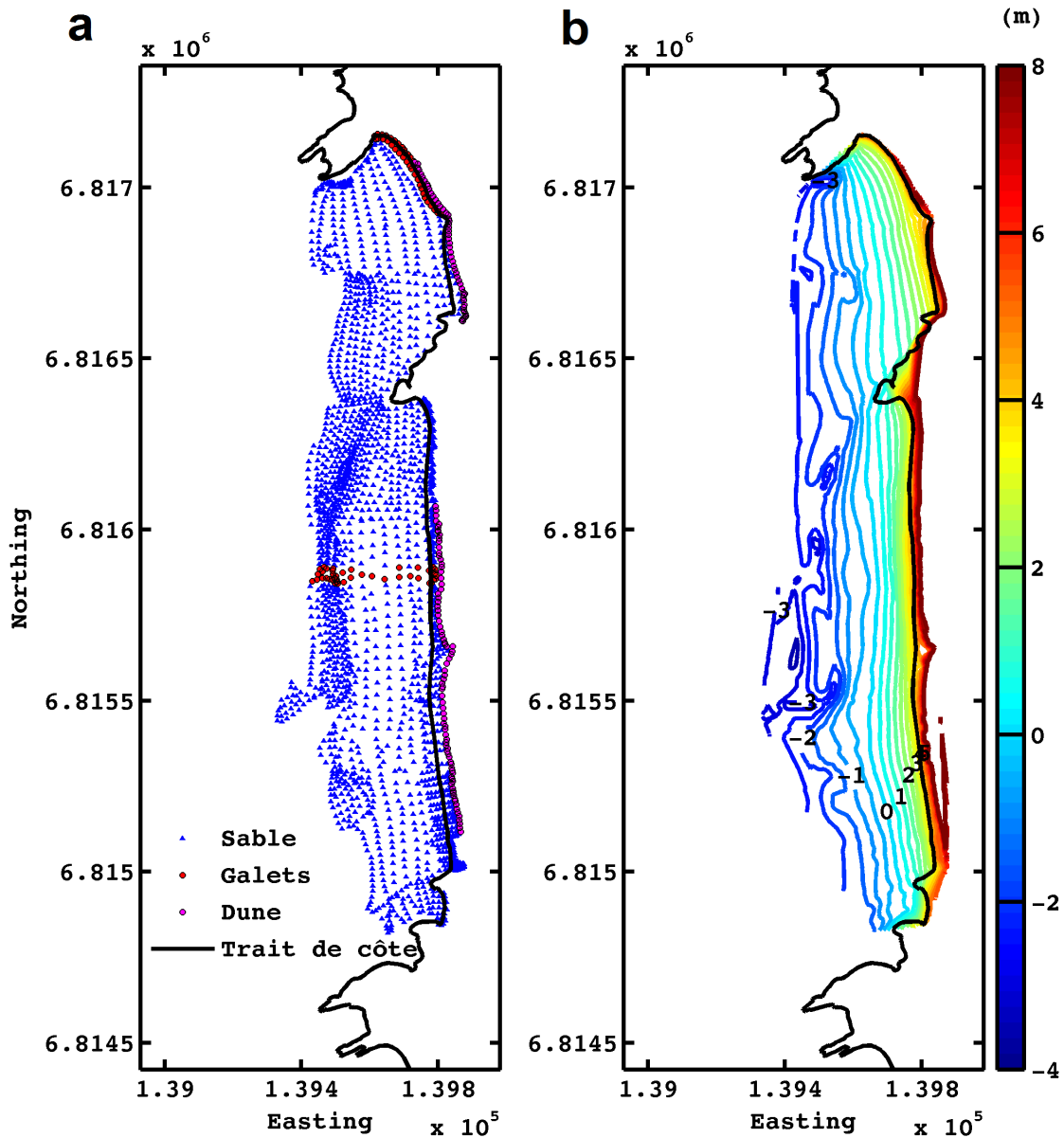


FIGURE 4.16: a) Levé topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h le 19/02/15 (1534 points); b) Isobathes obtenues après interpolation des données sous MATLAB.



FIGURE 4.17: a) Plage de La Palue vue de la pointe de Kerdra (sept. 2014) ; b) Tétraèdres anti-débarquement témoins de l'érosion sur la plage de La Palue (sept. 2014) ; c) Système barre/baïne sur la plage de La Palue (sept. 2014) ; d) Barre intertidale sur la plage de Lostmarc'h (sept. 2014) ; e) Estran de La Palue (janv. 2015) ; f) Estran de Lostmarc'h (janv. 2015) ; g) Estran de La Palue (févr. 2015) ; h) Estran de Lostmarc'h (févr. 2015).

Campagne TOPO-Mars15

Le levé topographique effectué comptabilise 1898 points (Figure 4.19a). Le coefficient de marée maximal était de 115 mais le système barre/baïne au niveau du saillant n'était pas accessible. Les isobathes après interpolation des points sont illustrées à la Figure 4.19b.



FIGURE 4.18: a) Système barre/baïne à La Palue (mars 2015) ; b) Estran de La Palue (mars 2015) ; c) Estran de La Palue (début sept. 2015) ; d) Estran de Lostmarc'h (début sept. 2015) ; e) Plage de La Palue vue de Kerdra (début sept. 2015) ; f) Plage de Lostmarc'h vue de Kerdra (fin sept. 2015) ; g) Berme au sud de La Palue (mi sept. 2015) ; h) Berme au sud de La Palue (fin sept. 2015).

Entre le 21 janvier 2015 et le 20 mars 2015, les vagues énergétiques proviennent essentiellement

du secteur ouest-nord-ouest. Nous observons donc une transition de l'orientation des baïnes, de sud-est/nord-ouest à nord-est/sud-ouest. La baie au nord de la plage de La Palue qui avait commencé à se creuser en février s'est agrandie suivant une orientation nord-est/sud-ouest confirmant la transition. Un nouveau système barre/baïne s'est donc mis en place (Figure 4.18a). Par ailleurs, une large barre très plate s'est formée sur l'estran intermédiaire de La Palue (Figure 4.18b) et la rythmicité 3D augmente, deux signes d'une tendance vers une accretion du haut de plage et un passage progressif d'un "profil d'hiver" à un "profil d'été".

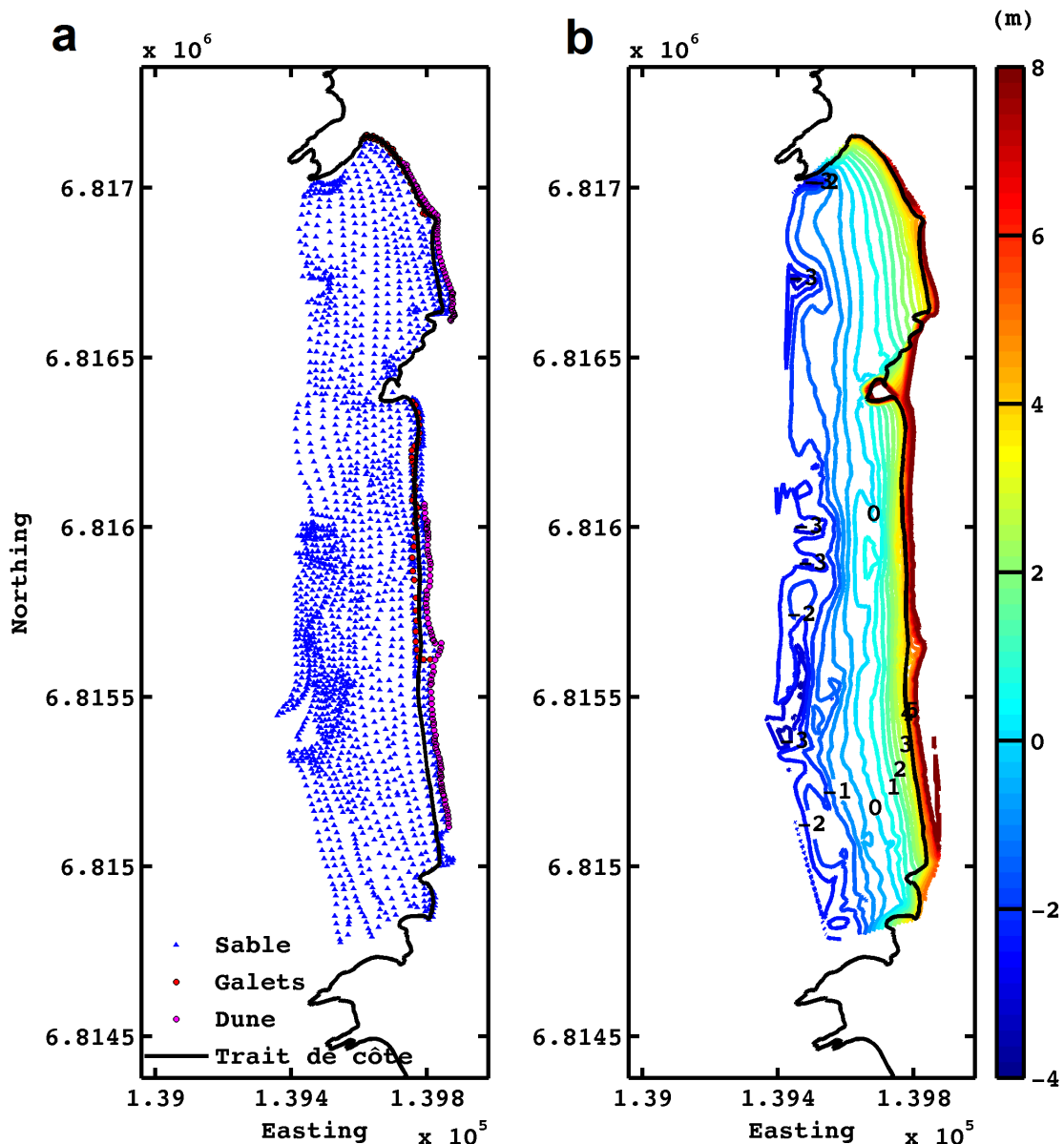


FIGURE 4.19: a) Levé topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h le 20/03/15 (1898 points); b) Isobathes obtenues après interpolation des données sous MATLAB.

Les conditions météorologiques propices (beau temps et coefficient de marée de 106) ont permis de compléter le levé topographique de l'estran réalisé au GPS RTK (1449 points) par un levé bathymétrique de la zone subtidale jusqu'à l'isobathe -15 m réalisé à l'aide d'un sondeur embarqué (3736 points). Au total donc, 5185 points ont été enregistrés (Figure 4.20a), et les isobathes de la zone subtidale proche et de l'estran ont pu être tracées par interpolation (Figure 4.20b).

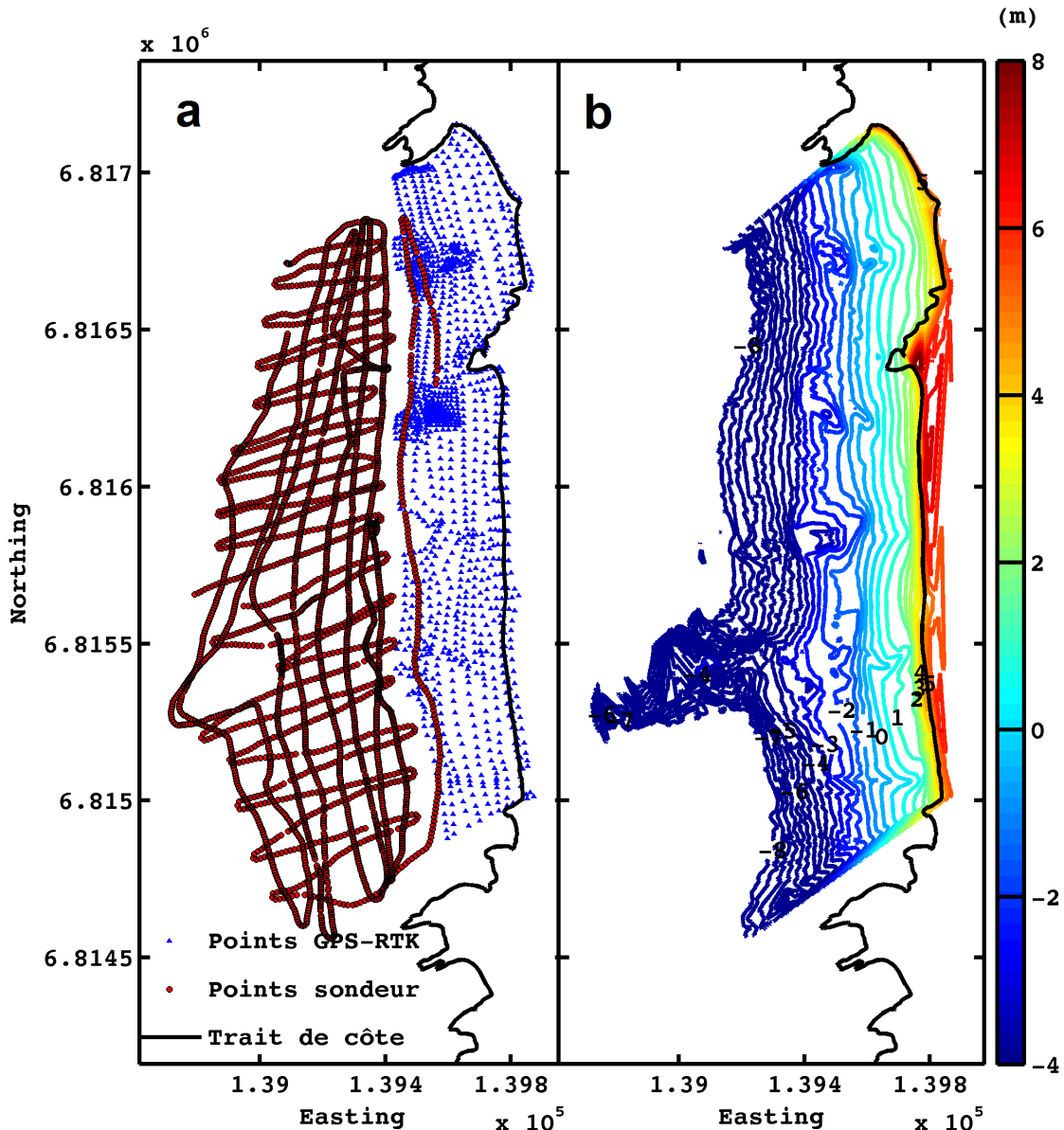


FIGURE 4.20: a) Levé topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h le 31/07/15 (5185 points); b) Isobathes obtenues après interpolation des données sous MATLAB.

De mars à fin juillet, l'estran supérieur a été renfloué par la progression de barres intertidales entrecoupées en certains endroits par des chenaux de drainage qui perturbent les isobathes (Figure 4.21a). La quasi-totalité des plages s'est rechargée en sable (Figure 4.21b).

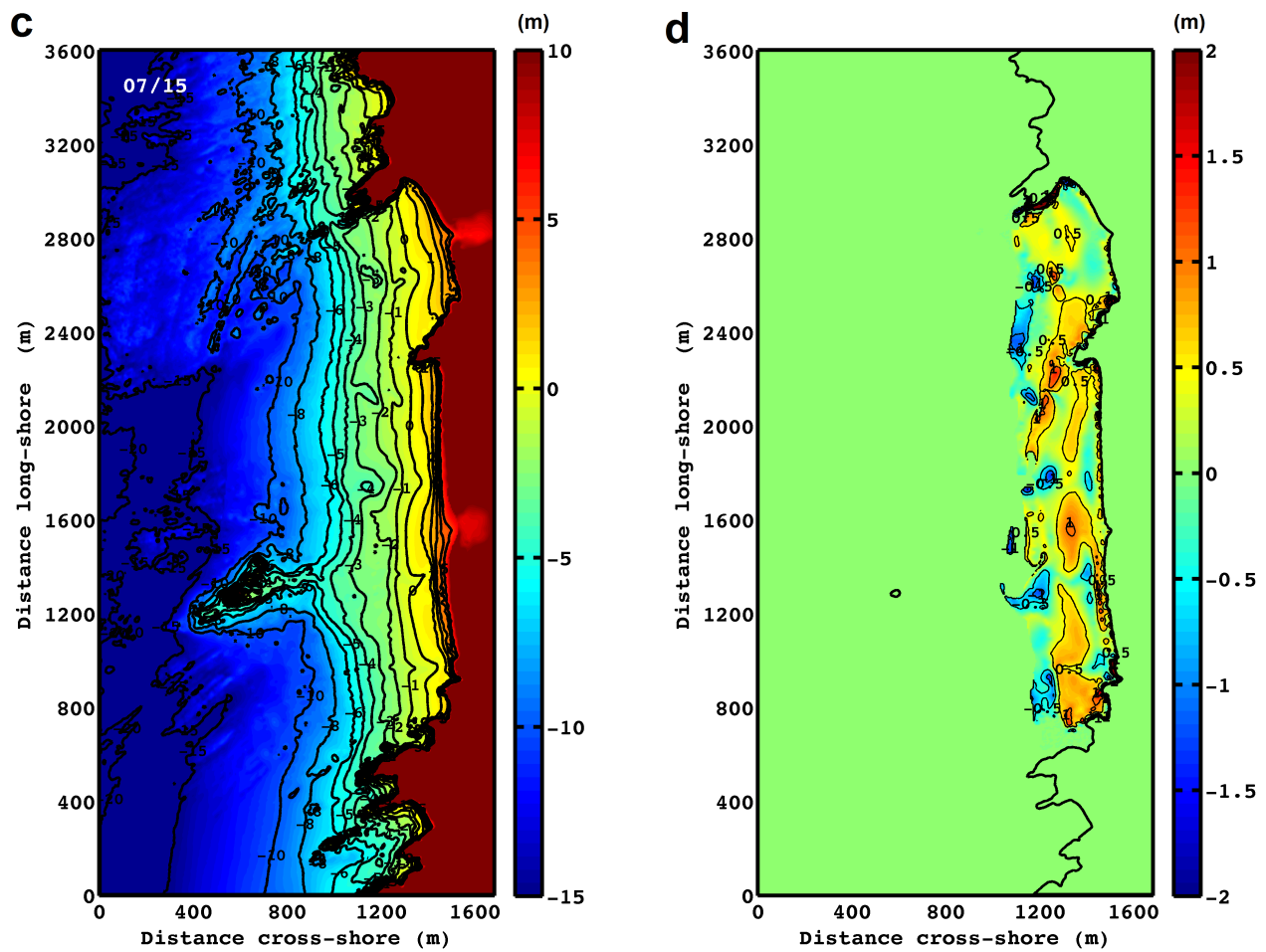


FIGURE 4.21: Topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h combinant les données LITTO3D (juillet 2012) pour les zones subtidale, terrestre au-delà de la dune et les roches et falaises et les données recueillies lors de la campagne TOPO-Juil15. Différentiel topographique de l'estran entre le 18 mars 2015 et le 30 juillet 2015.

La vitesse à laquelle le sable est revenu témoigne d'un hiver relativement calme et d'un stock subtidal important. Une partie de ce stock provient de l'érosion massive de la plage lors de l'hiver 2013/2014. Les galets de la partie nord de La Palue sont presque entièrement recouverts, et le sable s'est déposé tout autour de la pointe de Kerdra. Au sud de la plage de La Palue, une berme s'est formée devant le pied de dune, dont la crête montre une certaine rythmicité (succession de creux et de bosses). Plusieurs chenaux de vidange se sont creusés sur l'estran, en particulier dans le sud de la plage. A Lostmarc'h, le sud de la plage s'est engraisé, notamment le long de la pointe de Kerdra. Un chenal de drainage évacuant l'eau par le milieu de plage s'est creusé et des barres intertidales d'amplitude proche de 50 cm se sont formées au nord de la plage, perpendiculairement à la pointe de Lostmarc'h. De manière globale, sur les deux plages, il s'est formé une barre intertidale entrecoupée de mini-courants sagittaux qui rappelle la configuration "*Low Tide Bar and Rips*" de la classification de Masselink et Short(1993) [202], dont les caractéristiques morphologiques sont

(i) un estran supérieur pentu (avec éventuellement une berme), (ii) un estran intermédiaire peu pentu avec éventuellement la présence de barres intertidales de *swash*, (iii) un système barre/baine au niveau des basses mers.

Campagne TOPO1-Sept15

Fin août/début septembre, 2886 points ont été levés au bénéfice d'un climat de beau temps et d'un coefficient de marée de 114 (Figure 4.22a). Les isobathes sont illustrées à la Figure 4.22b.

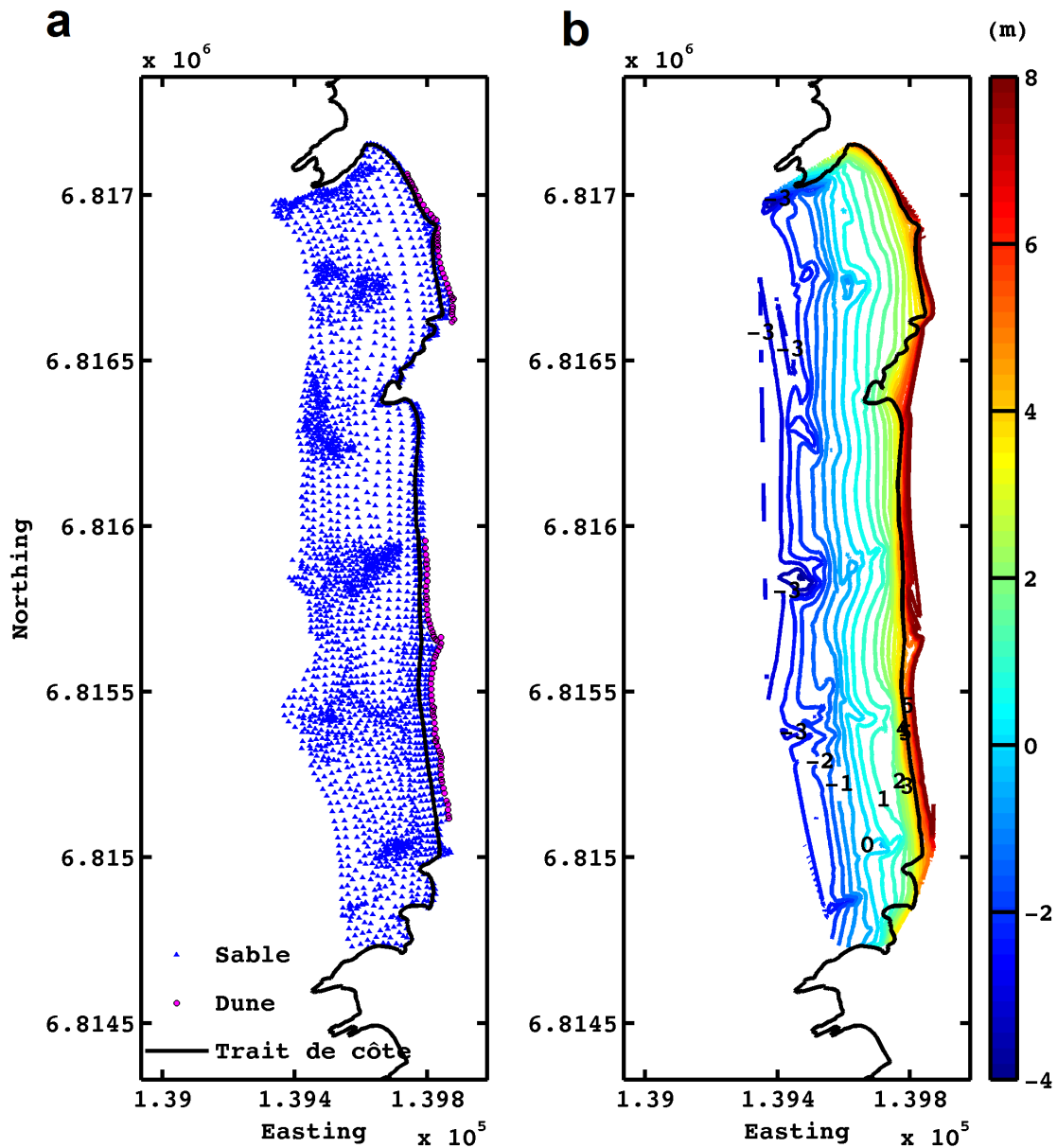


FIGURE 4.22: a) Levé topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h le 03/09/15 (2886 points) ; b) Isobathes obtenues après interpolation des données sous MATLAB.

Le sable a encore progressé vers le haut de plage et les barres intertidales de *swash* ont presque disparu (Figure 4.18c), tandis que les chenaux intertidaux se sont creusés (Figure 4.18d). Les plages de La Palue (Figure 4.18e) et de Lostmarc'h (Figure 4.18f) sont en configuration de “profil d’été”.

Campagne TOPO2-Sept15

Au milieu du mois de septembre 2015, 2043 points ont été levés pour un coefficient de marée maximal de 86 (Figure 4.23a). Les isobathes sont illustrées à la Figure 4.23b. La Figure 4.18g illustre la berme au sud de La Palue.

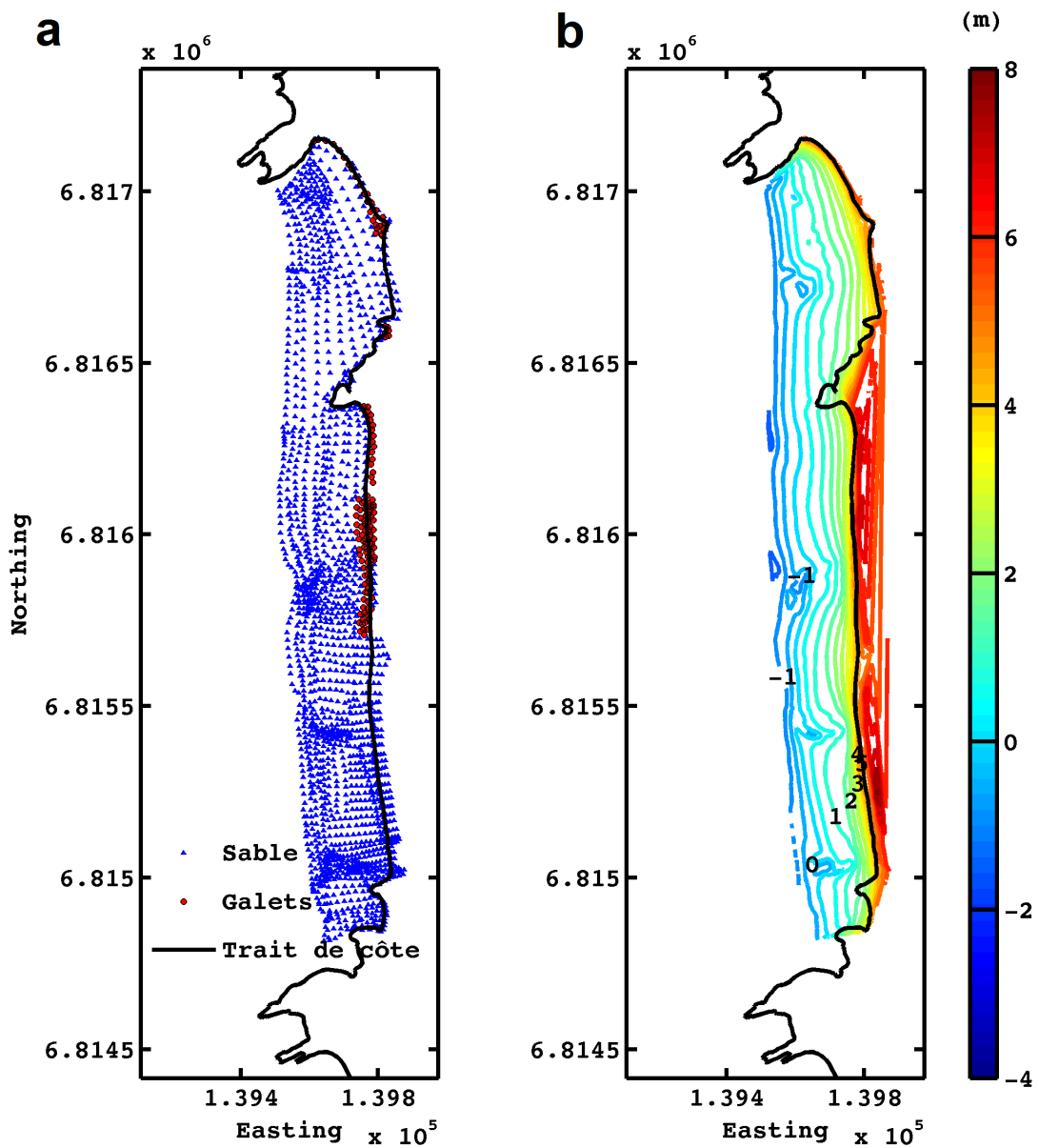


FIGURE 4.23: a) Levé topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h le 16/09/15 (2043 points) ; b) Isobathes obtenues après interpolation des données sous MATLAB.

A la fin du mois de septembre 2015, 2818 points ont été levés pour un coefficient de marée exceptionnel de 117 (Figure 4.24a). Les isobathes sont illustrées à la Figure 4.24b.

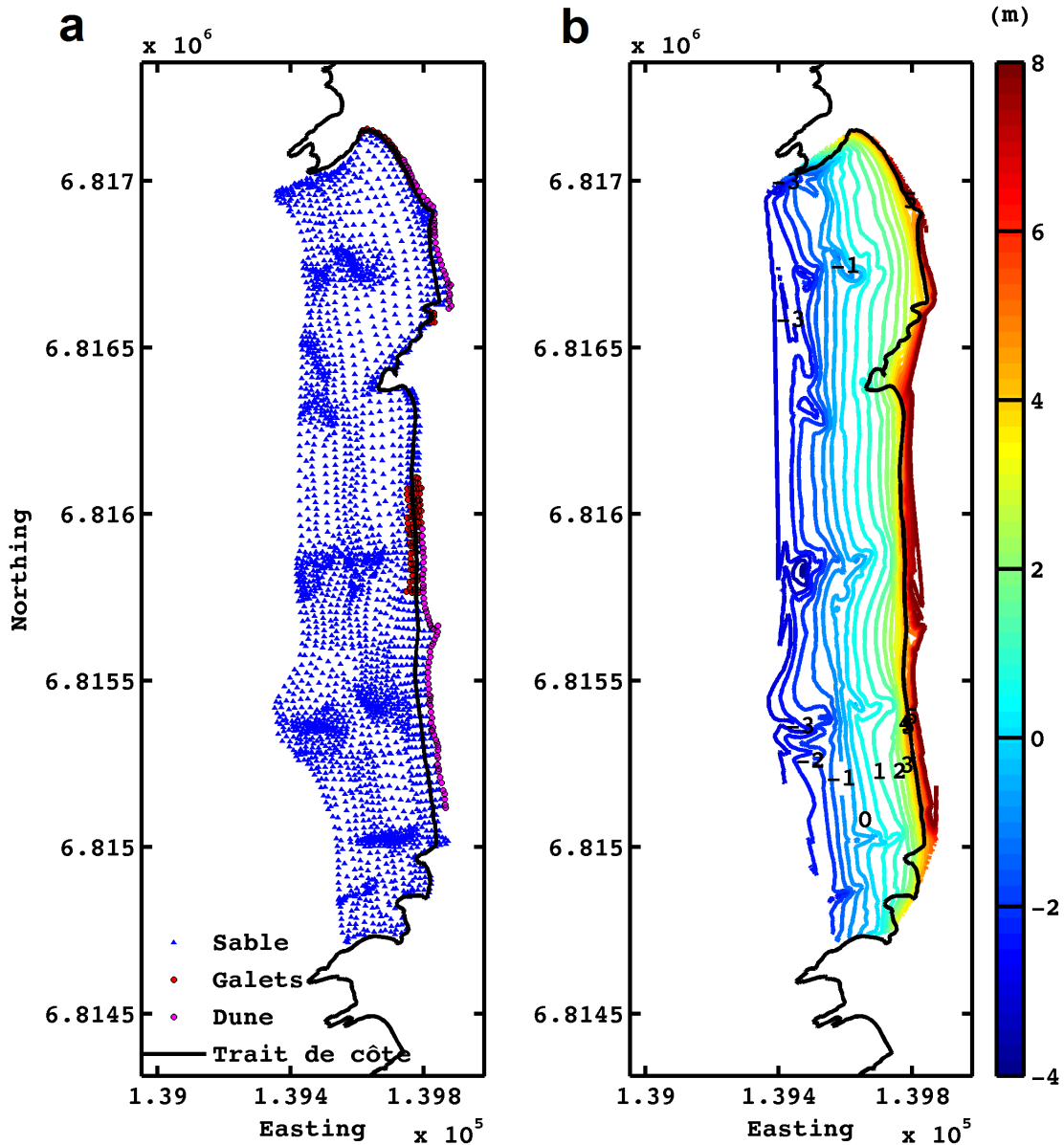


FIGURE 4.24: a) Levé topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h le 30/09/15 (2818 points); b) Isobathes obtenues après interpolation des données sous MATLAB.

A la faveur d'un coup de mer de hauteur significative au pic $H_s = 4,3$ m suivi de vagues modérément énergétiques, le chenal de drainage en milieu de plage à Lostmarc'h s'est approfondi, avec un creux de -1 m à l'endroit le plus profond (Figure 4.25b).

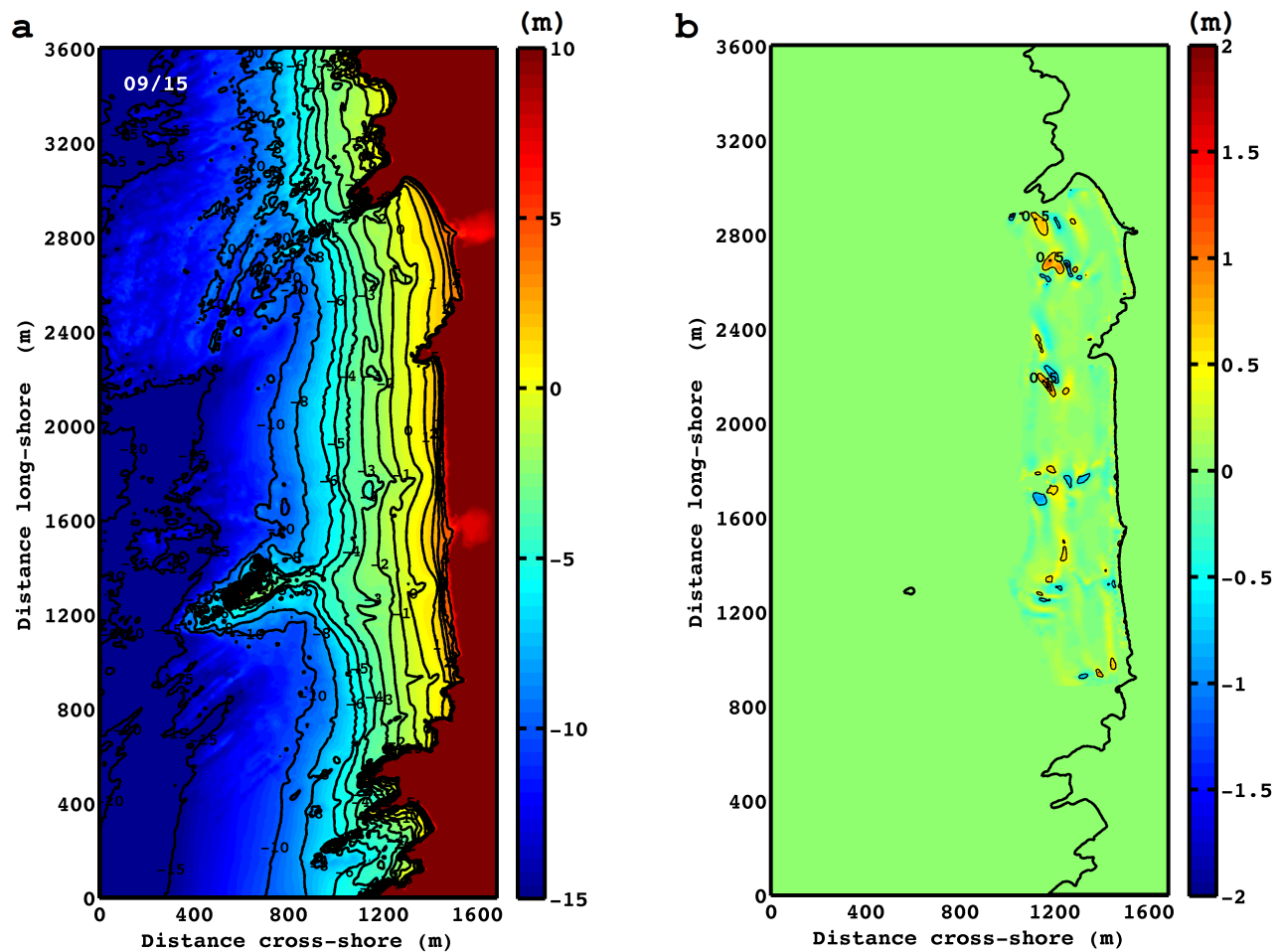


FIGURE 4.25: a) Topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h combinant les données LITTO3D (juillet 2012) pour les zones subtidale, terrestre au-delà de la dune et les roches et falaises et les données recueillies lors de la campagne TOPO3-Sept15 ; b) Différentiel topographique de l'estran entre le début et la fin du mois de septembre 2015.

Juste en dessous, un stock de sable important, environ +1 m d'accumulation, s'est déposé autour de l'affleurement rocheux près de la ligne de basse mer de vive-eau. Deux barres se sont formées au nord de la plage, près de la pointe de Lostmarc'h, l'une sur l'estran inférieur d'amplitude 70 cm, l'autre sur l'estran intermédiaire d'amplitude 60 cm. Ces barres s'étendent vers le centre de la plage jusqu'au chenal de drainage. Entre les deux barres, un chenal peu profond d'environ -50 cm de creux, mais assez large, s'est creusé et draine l'eau jusqu'à l'extrémité de la pointe de Lostmarc'h. Au pied de la pointe de Lostmarc'h, dans le prolongement de la barre intertidale du milieu, nous observons une accumulation importante de sable d'environ +1,30 m, qui résulte du creusement du chenal lié au courant de cap. Le haut de plage est moins dynamique, même si un dépôt irrégulier de sable, dont l'amplitude varie entre +20 et +40 cm, est observé le long du pied de dune. Aux abords de la pointe de Kerdra, les deux baines se sont décalées du sud-ouest vers le nord-est. Ce comportement résulte d'une prédominance des vagues de secteur sud-ouest lors du principal pic de houle entre le 01/09/15 et le 28/09/15. Au nord de la plage de La Palue, comme à Lostmarc'h, nous remarquons une bande de dépôt de sable le long du pied de dune, ainsi que tout autour de la pointe de Kerdra. Dans la partie sud de la plage de La Palue, nous observons également une dynamique longitudinale, mais nettement plus complexe qu'au nord de la plage, en

particulier dans l'axe du saillant à cause de la présence de vagues croisées. La berme s'est aplatie et étendue vers le large (Figure 4.18h). A l'extrémité nord de la berme, un chenal traverse la plage dans toute sa largeur. Encore un peu plus au nord, une barre s'est formée sur l'estran inférieur qui relie l'extrémité d'un deuxième chenal coupant l'estran dans sa largeur. A l'extrémité sud de la berme, le chenal de drainage s'est légèrement creusé et élargi. Globalement, la plage semble se maintenir à la configuration "Low Tide Bar and Rips" de la classification de Masselink et Short (1993) [202].

Bilan du suivi topographique

Nous illustrons à la Figure 4.26 un résumé des isobathes au niveau de la zone subtidale proche et de l'estran pour les MNT des différentes campagnes de terrain afin de mieux observer l'évolution du système barres/bânes. Nous montrons également la configuration 3D du fond à la Figure 4.27. Nous définissons à la Figure 4.28 neuf transects transversaux et trois transects longitudinaux. L'évolution morphologique des plages entre juillet 2012 et septembre 2015 est illustrée aux Figures 4.29 pour six transects transversaux (C1, C3, C5, C6, C7 et C8) et 4.30 pour les trois transects longitudinaux (L1, L2 et L3).

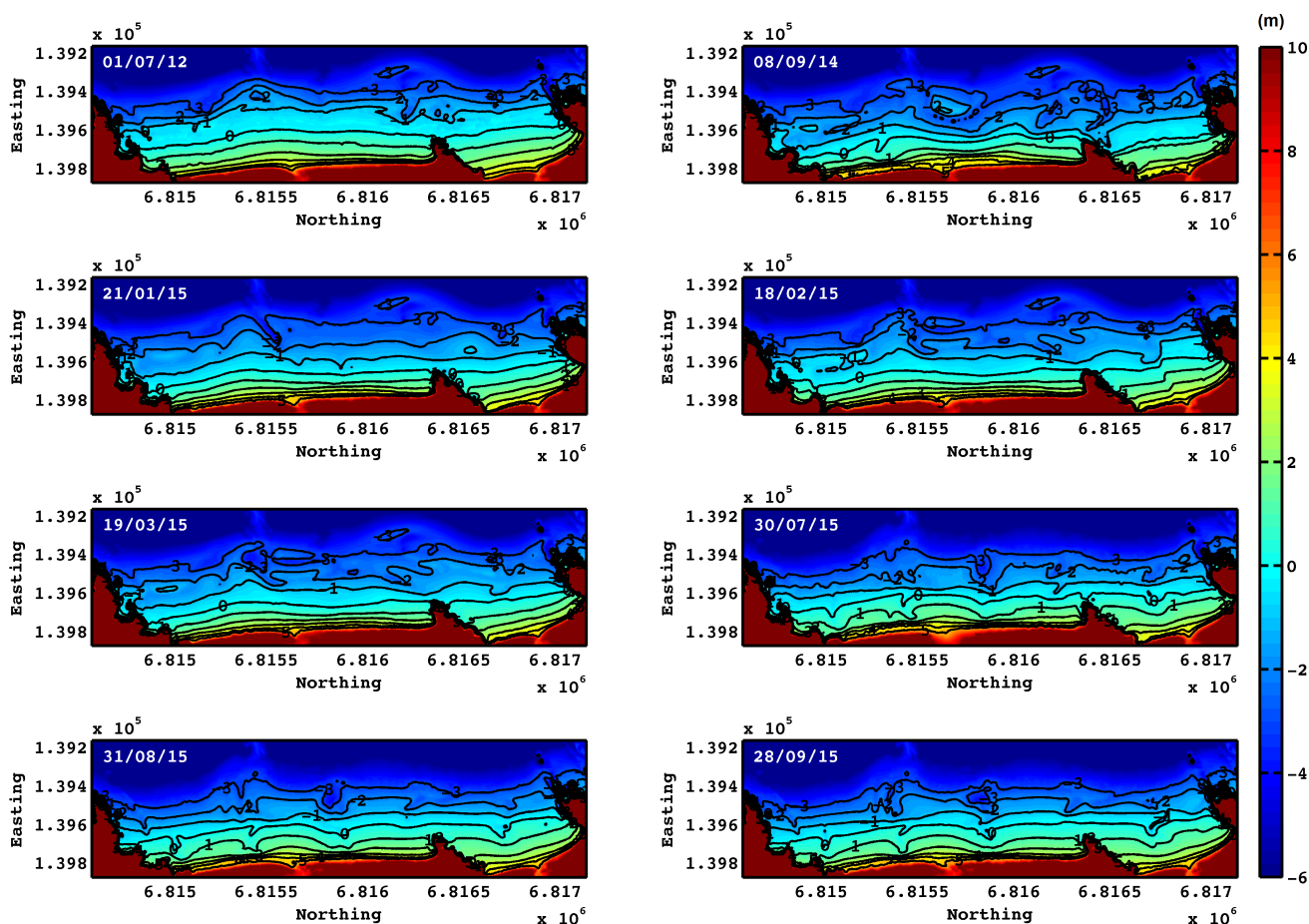


FIGURE 4.26: Isobathes associées aux différents MNT.

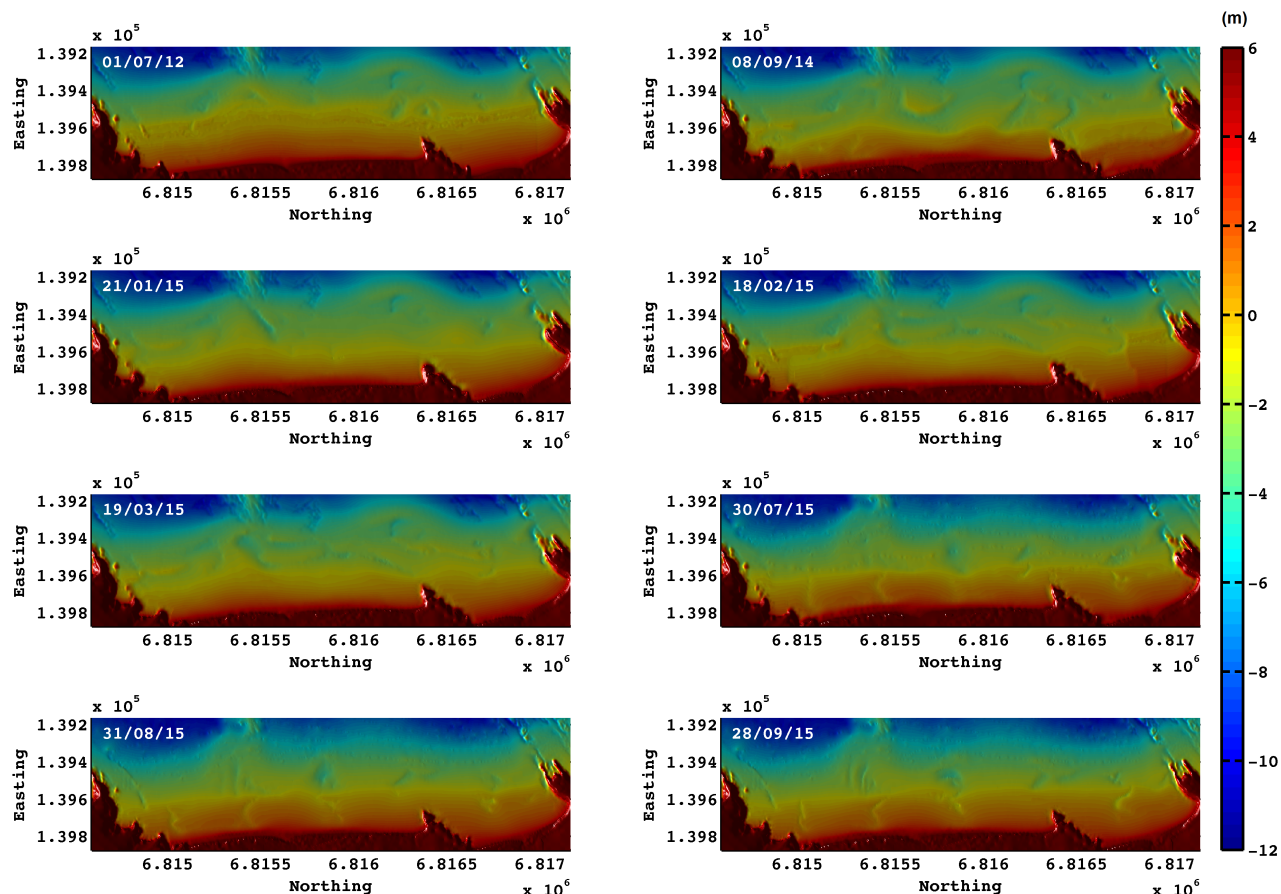


FIGURE 4.27: Différentes configurations du fond et des systèmes barres/bâines observées.

Les différents levés topographiques réalisés sur les plages de La Palue et de Lostmarc’h nous ont permis de dégager une dynamique saisonnière du stock sédimentaire. Au début du mois de septembre 2014, les plages sont marquées par une barre de déferlement au niveau des basses mers de vive-eau, entrecoupée de bâines, et d’une barre intertidale. Les plages sont dans une configuration classique “*Low Tide Bar and Rips*” (LTBR) de la classification de Masselink et Short (1993) [202] [MS93] (Figure 4.31). Les bâines sont très creuses à cause des tempêtes exceptionnelles de l’hiver 2013/2014, et l’absence d’une berme prononcée montre que les plages n’ont pas entièrement atteint le “profil d’été” (Figure 4.34). Fin janvier 2015, soit cinq mois plus tard, les structures 3D barre/bâine ont disparu et l’ensemble du profil de plage a été lissé suite aux coups de mer successifs. A La Palue, un chenal longitudinal de dérive littorale s’est creusé sur l’estran. Les plages ont donc migré vers l’état “*Longshore Bar and Trough*” (LBT) de la classification de Wright et Short (1984) [94] [WS84] (Figure 4.32) ou “*Barred*” dans la classification MS93. Une bâine s’est quand même creusée au sud de la plage au niveau du saillant, signe de la perturbation locale de la dynamique par l’îlot Guénéron. Les plages ont atteint le “profil d’hiver” (Figure 4.34). Aux mois de février et mars 2015, les deux bâines dans la zone proche de la pointe de Kerdra sont réapparues, la plage revient au type “*Rhythmic Bar and Beach*” de la classification WS84. Mais les bâines, orientées selon un axe sud-est/nord-ouest en septembre 2014, sont cette fois orientées suivant l’axe nord-est/sud-ouest car les coups de mer dominants fin janvier/début février étaient de secteur ouest-nord-ouest.

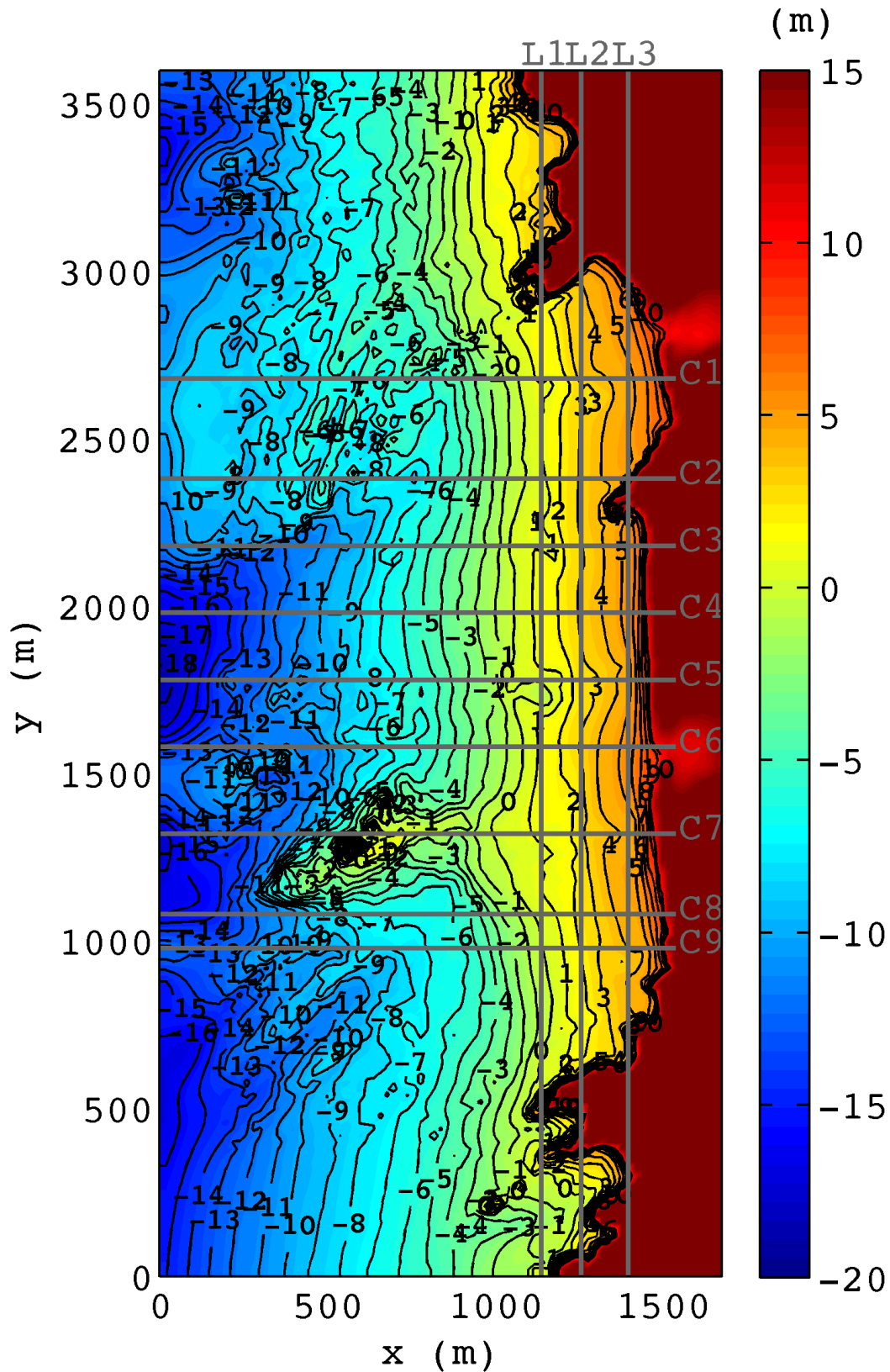


FIGURE 4.28: Topographie et isobathes (traits pleins en noir) des plages de La Palue et de Lostmarc’h au 01/09/15 (campagne TOPO1-Sept15). Les traits pleins en gris représentent neuf transects transversaux (“*cross-shore*”) C1 à C9 et trois transects longitudinaux (“*longshore*”) L1 à L3.

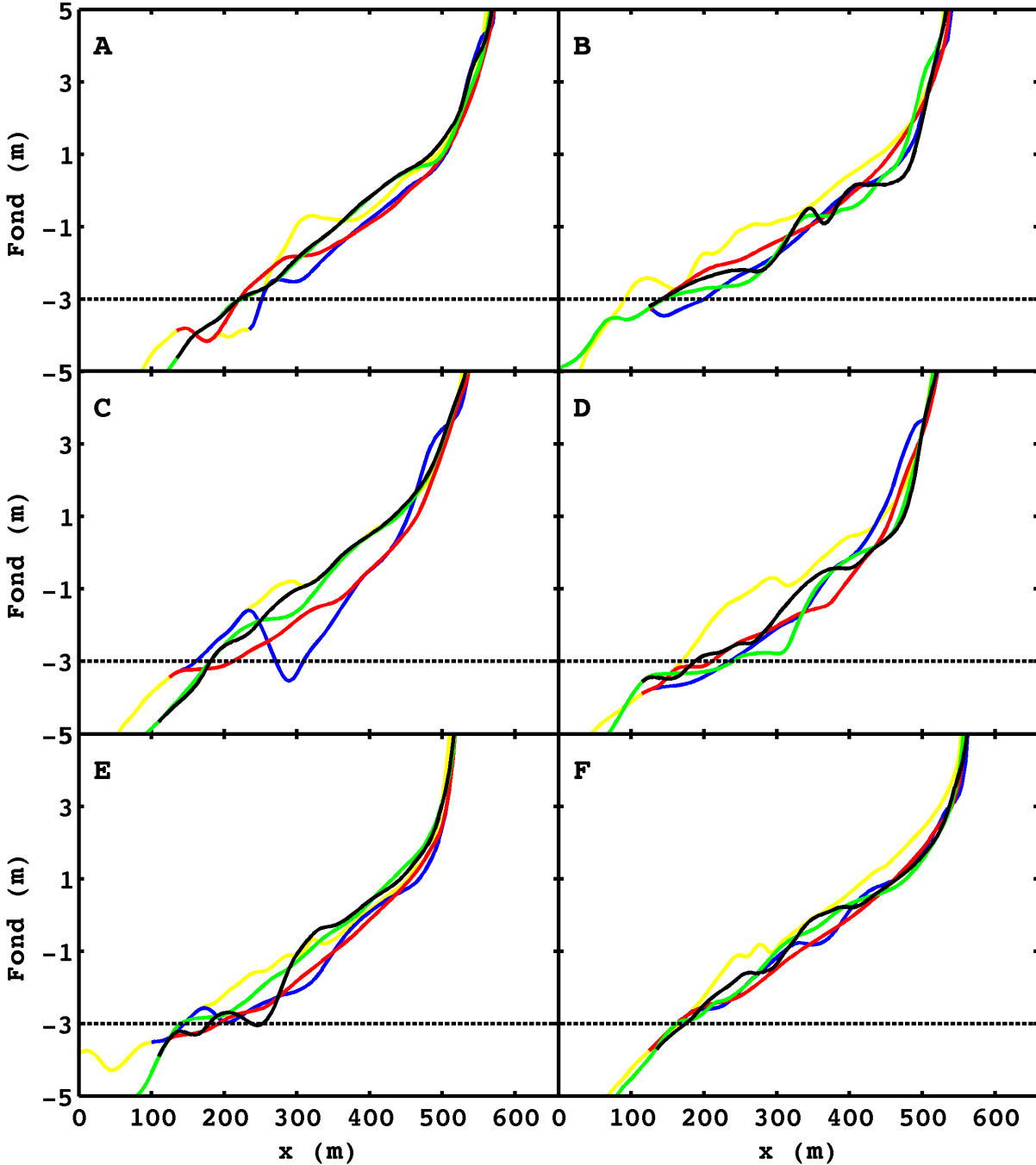


FIGURE 4.29: Profils *cross-shore* du fond au cours de différentes campagnes (TOPO-Juil12 en jaune, TOPO-Sept14 en bleu, TOPO-Janv15 en rouge, TOPO-Juil15 en vert et TOPO-Sept15 en noir) le long de six transects : A) C8 ; B) C7 ; C) C6 ; D) C5 ; E) C3 et F) C1.

A l'inverse de ce qui est observé sur les plages ouvertes "quasi-infinies", la réapparition de structures 3D est donc rapide, la présence des caps rocheux accentuant le gradient longitudinal des iso-H, favorisant ainsi la transition vers les états 3D. Entre février 2015 et août 2015, l'estran s'est très largement rechargé en sable, et une berme s'est formée dans le sud de la plage de La Palue, confirmant la transition d'un "profil d'hiver" vers un "profil d'été" (Figure 4.34) également observé sur les plages ouvertes "quasi-infinies".

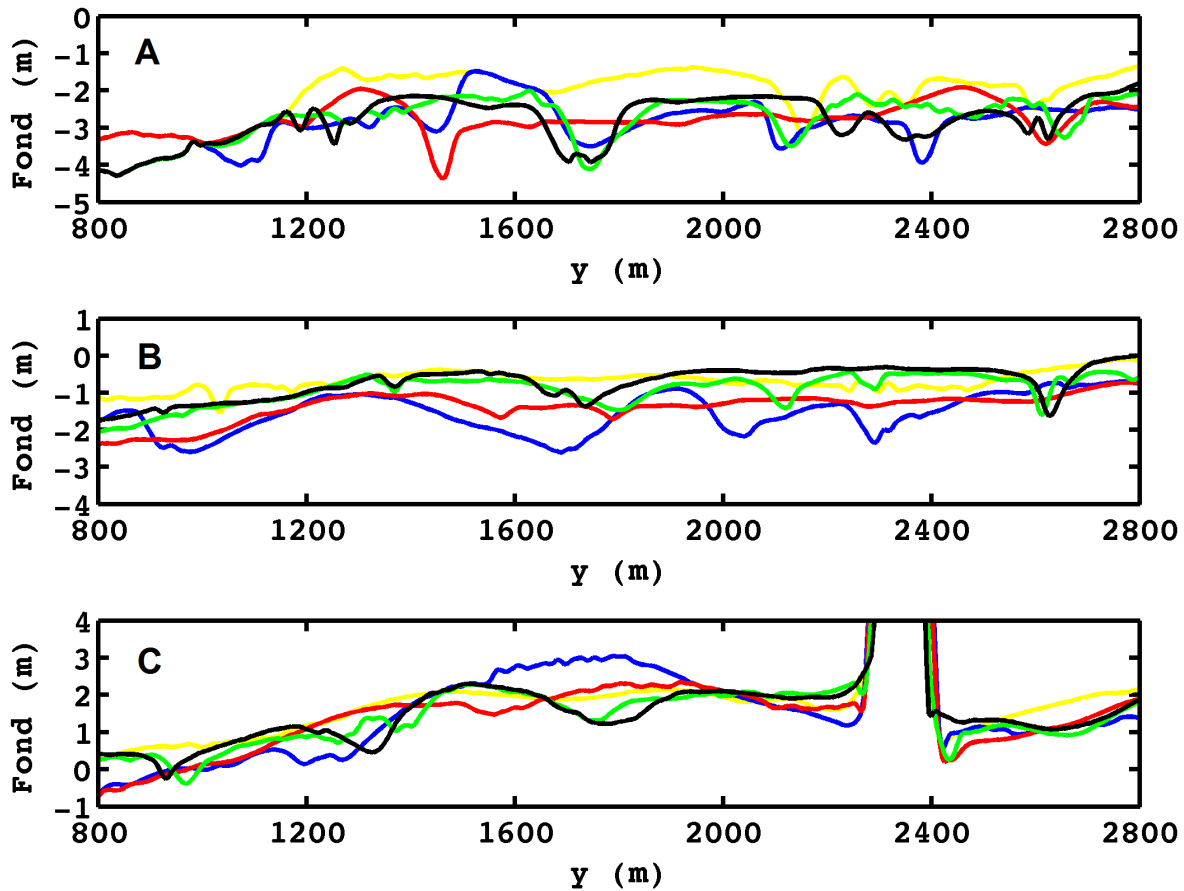


FIGURE 4.30: Profils *longshore* du fond au cours de différentes campagnes (TOPO-Juil12 en jaune, TOPO-Sept14 en bleu, TOPO-Janv15 en rouge, TOPO-Juil15 en vert et TOPO-Sept15 en noir) le long de trois transects : A) L1 ; B) L2 ; C) L3.

Le cordon de galets en pied de dune au nord de la plage de La Palue est presque intégralement recouvert de sable. Des chenaux intertidaux associés à des mini-courants sagittaux sont réapparus, entrecoupant des barres intertidales, alors que les baïnes se sont déplacées et leur orientation est pratiquement perpendiculaire à la côte. Il n’y a plus qu’une baïne face à Kerdra, mais une plus large s’est creusée au nord de La Palue, et une autre en bas de plage à Lostmarc’h. Les plages ont retrouvé leur état principal LTBR. A titre de comparaison, sur les plages ouvertes “quasi-infinies”, après un retour à un profil de plage uniformément barré LBT (“*reset post-storm*”), il faut parfois longtemps pour que le système retrouve son état principal, *e.g.* 4 ans à Palm Beach (Sydney, Australie) (Ranasinghe *et al.*, 2004 [203]) et 2 ans à Duck (USA) (Lippmann et Holman, 1990 [204]). L’évolution du système de barre sur les plages de La Palue et de Lostmarc’h suit donc la même loi saisonnière que celle s’appliquant aux plages ouvertes “quasi-infinies”, c’est-à-dire qu’en conditions hivernales les barres sont aplaties et les creux comblés alors qu’en conditions estivales les barres se construisent et migrent vers la côte (Wright, 1976 [205]; Mulrennan, 1992 [206]). Cependant, la vitesse de transition d’un état morphologique à l’autre n’est pas la même, elle semble plus rapide sur les plages enclavées de La Palue et de Lostmarc’h que sur les plages ouvertes “quasi-infinies”.

Sur plusieurs années, le stock sédimentaire va être conservé si aucun évènement extrême (tempête décennale, centennale *etc.*) ne vient impacter le système morphodynamique. En effet, dans ces conditions, le matériel sédimentaire est évacué suffisamment loin vers le large pour déstabiliser le système sur plusieurs années. C'est ce qui est arrivé entre juillet 2012 et juillet 2015. Les topographies levées durant la même saison devraient avoir des niveaux de sable proches voire équivalents. Mais les coups de mer successifs exceptionnels de l'hiver 2013/2014 ont nettement appauvri le stock sédimentaire, comme en témoigne le différentiel topographique à la Figure 4.33. En particulier, le sable constituant la large barre subtidale en face de la pointe de Kerdra a été rejeté vers le large, vraisemblablement par un méga-courant de cap (*e.g.* Short, 1985 [42]), laissant par endroit des creux de 3 mètres.

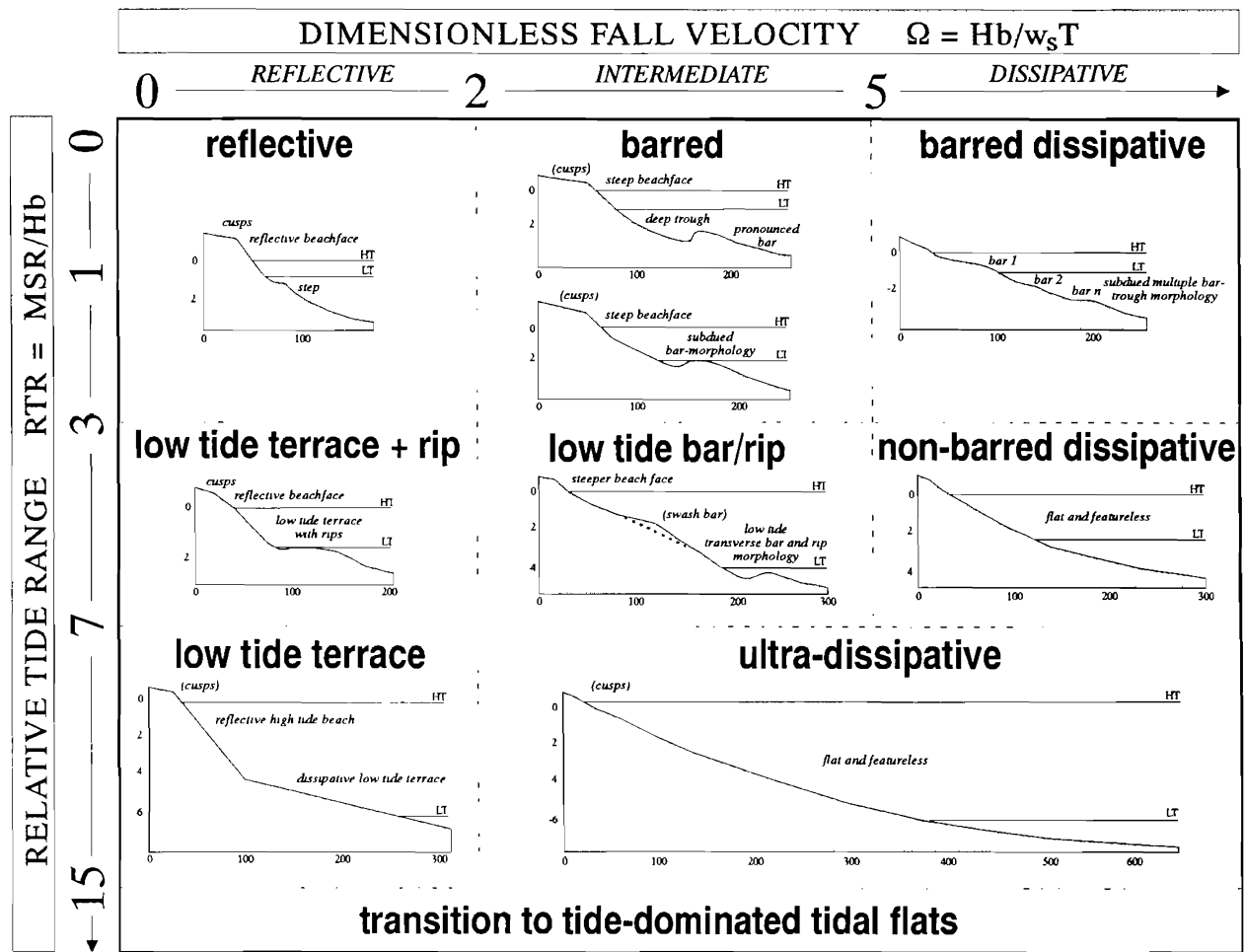


FIGURE 4.31: Différents arrangements morphologiques des plages : classification de Masselink et Short, 1993 [202] (dans Short, 2006 [207]).

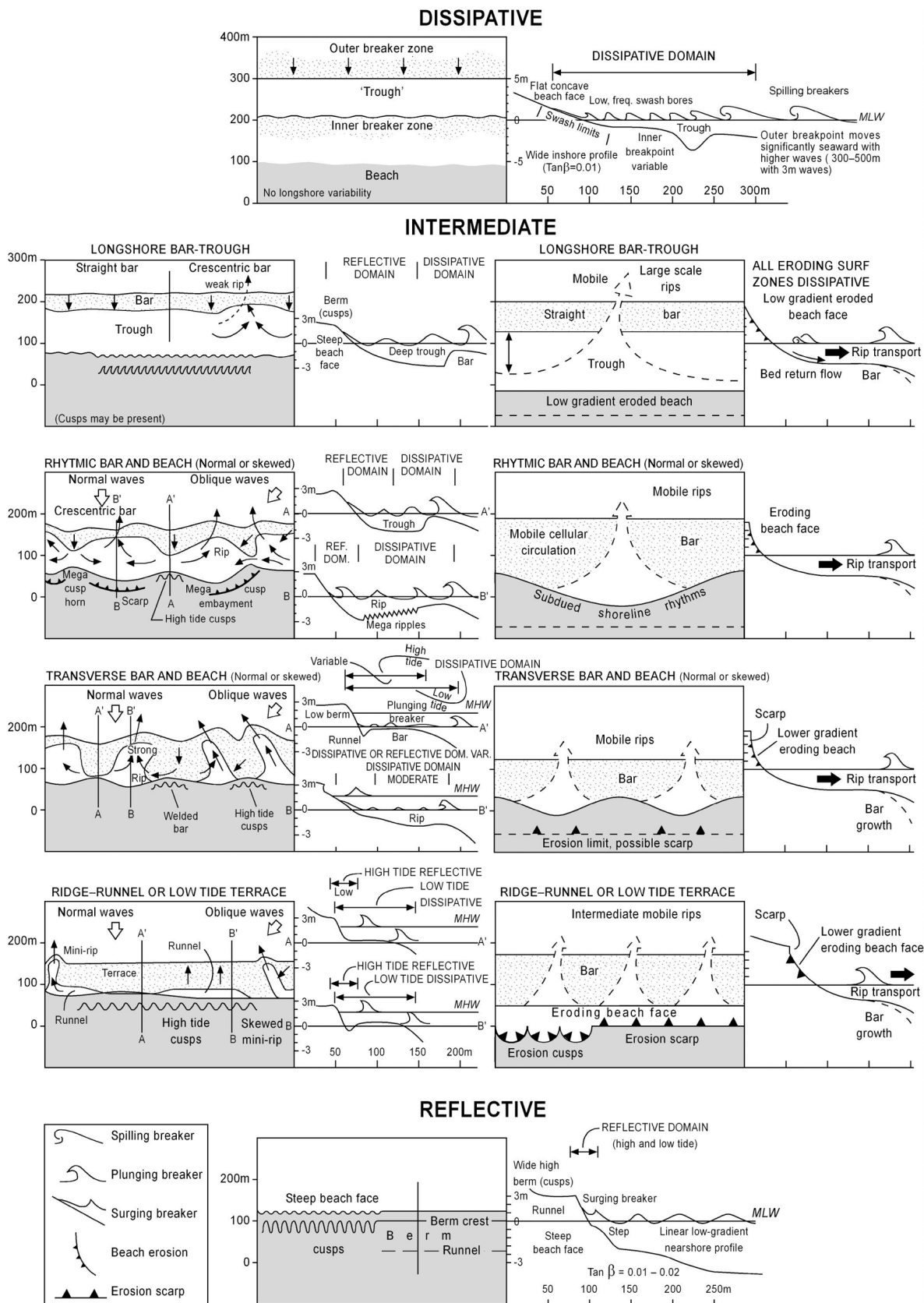


FIGURE 4.32: Différents arrangements morphologiques des plages : classification de Wright et Short, 1984 [94] (dans Short, 2006 [207]).

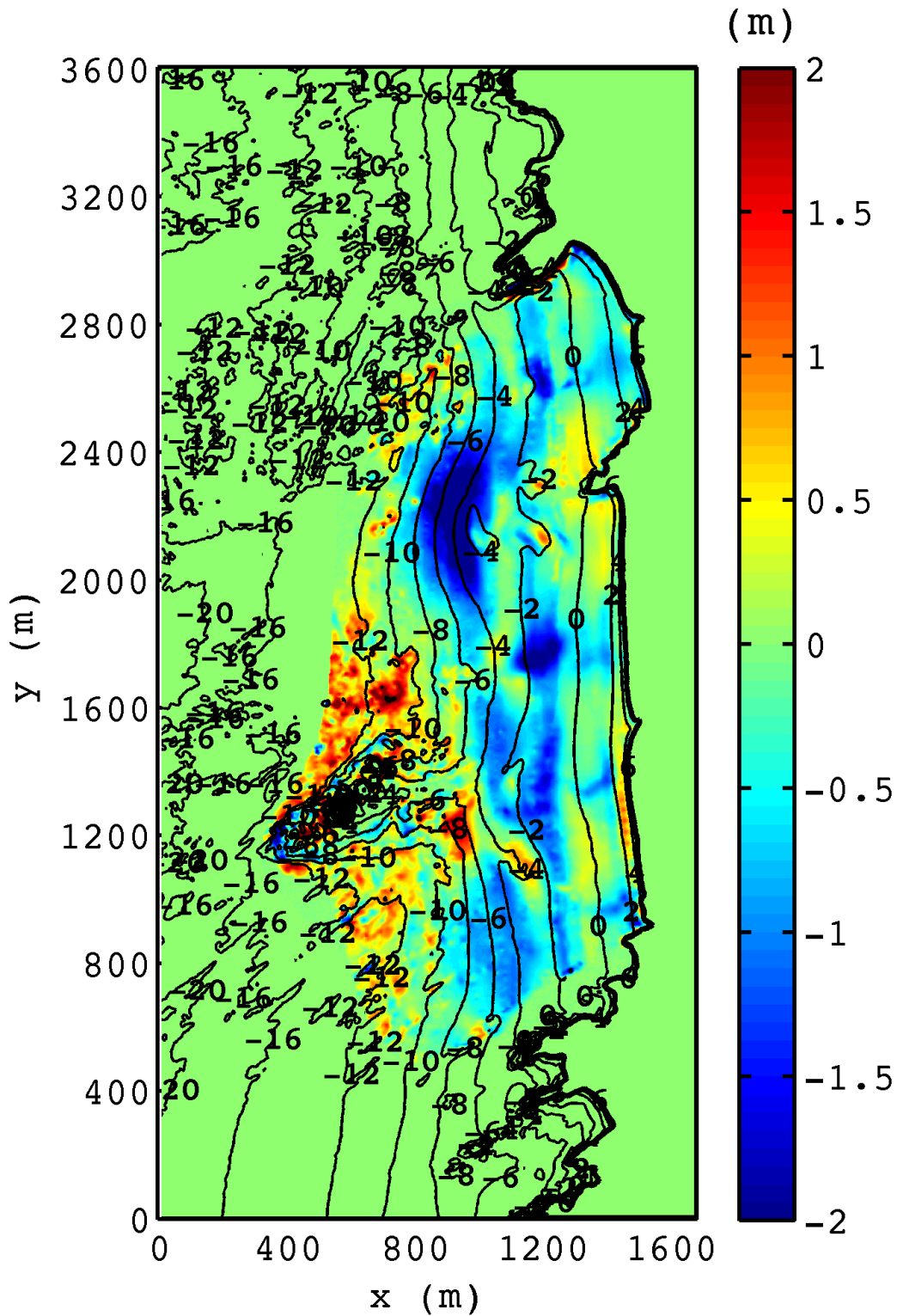


FIGURE 4.33: Différentiel topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h entre le levé LITTO3D de juillet 2012 et celui de la campagne TOPO-Juil15. Les isobathes sont celles de juillet 2012.

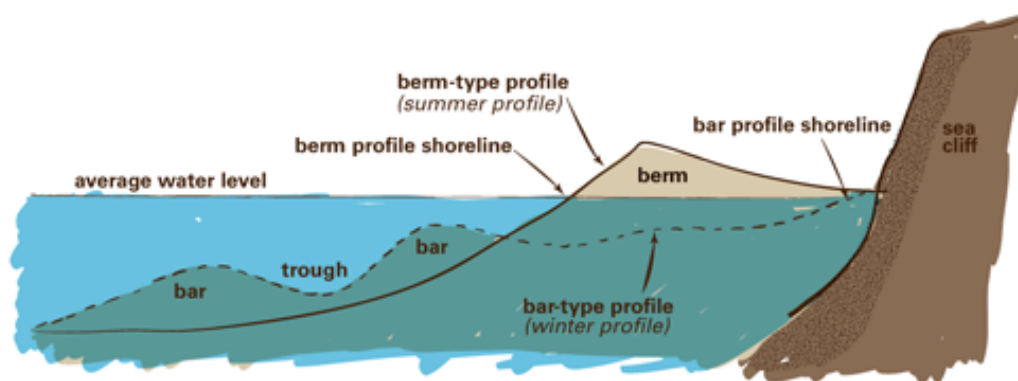


FIGURE 4.34: Configurations *cross-shore* basiques d'été ("profil d'été") et d'hiver ("profil d'hiver") d'une plage sableuse (source : <http://fcit.usf.edu/florida/>).

4.3.2 Levé granulométrique des sédiments de fonds

Au total, 53 échantillons de sédiments superficiels sont prélevés sur l'estran des plages de La Palue et de Lostmarc'h lors de la campagne SEDI-Sept15 (Figure 4.35). Après rinçage pour éliminer le sel, les échantillons sont tamisés à sec sur une colonne de tamis dont les tailles de mailles suivent une progression de type AFNOR (63, 90, 125, 180, 250, 355, 500, 710, 1000, 2000, 4000 et 8000 μm). Pour chaque distribution granulométrique obtenue, les paramètres de position, notamment le 1^{er} décile D_{10} , le diamètre médian D_{50} et le 9^e décile D_{90} , définis comme les diamètres en deçà desquels sont rassemblés respectivement 10, 50 et 90 % de la masse totale de sédiments tamisée, sont déduits de la courbe cumulative interpolée linéairement (voir Tableau en Annexe D p. 270). Une sélection en divers lieux particuliers (points gris pleins à la Figure 4.35) de ces paramètres et de leurs distributions granulométriques cumulatives correspondantes est présentée à la Figure 4.36. Sur l'ensemble du site, l'indice de Trask ("*Sorting-index*") est compris entre 0,56 (échantillon n° 38) et 0,89 (échantillon n° 8), signifiant un sédiment très bien classé. La cartographie du diamètre médian illustrée à la Figure 4.35 révèle des sédiments fins à grossiers ($213 \mu m < D_{50} < 573 \mu m$). En moyenne, sur l'ensemble du site, le D_{50} est de 291 μm et le D_{90} de 506 μm (Tableau 4.12).

<i>Zone considérée</i>	$D_{50}(\mu m)$	$D_{90}(\mu m)$
Ensemble du site-atelier	291	506
Ensemble du site-atelier sans les baïnes ni les chenaux intertidaux	252	399
Baïnes et chenaux intertidaux	366	653
La Palue	302	546
Lostmarc'h	260	393
Estran inférieur	261	455
Estran intermédiaire	300	496
Estran supérieur	318	599

TABLEAU 4.12: Répartition zonale des grains sédimentaires sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h.

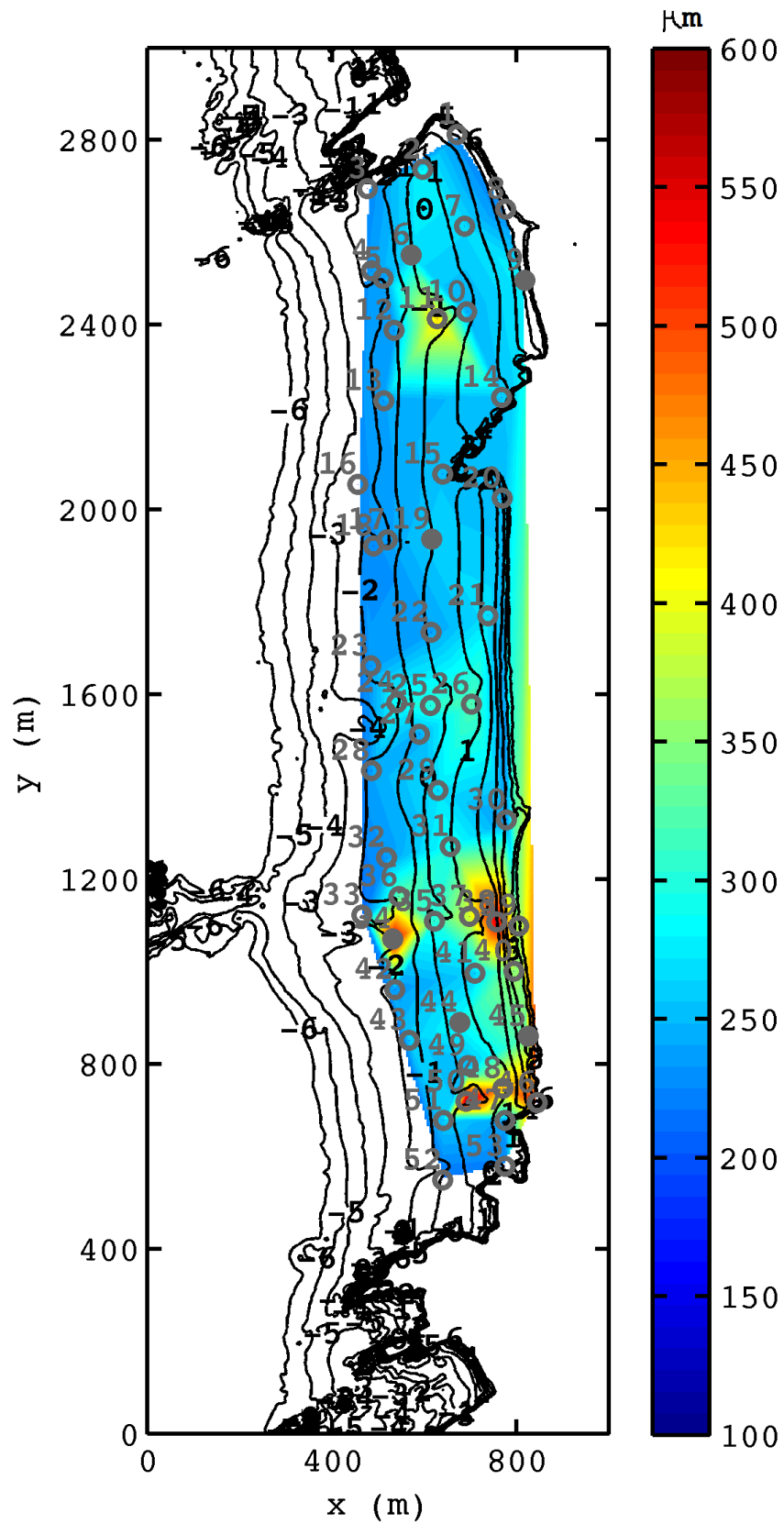


FIGURE 4.35: Cartographie du diamètre médian D_{50} des grains sédimentaires sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h par interpolation de 53 échantillons prélevés en divers endroits indiqués par des points gris.

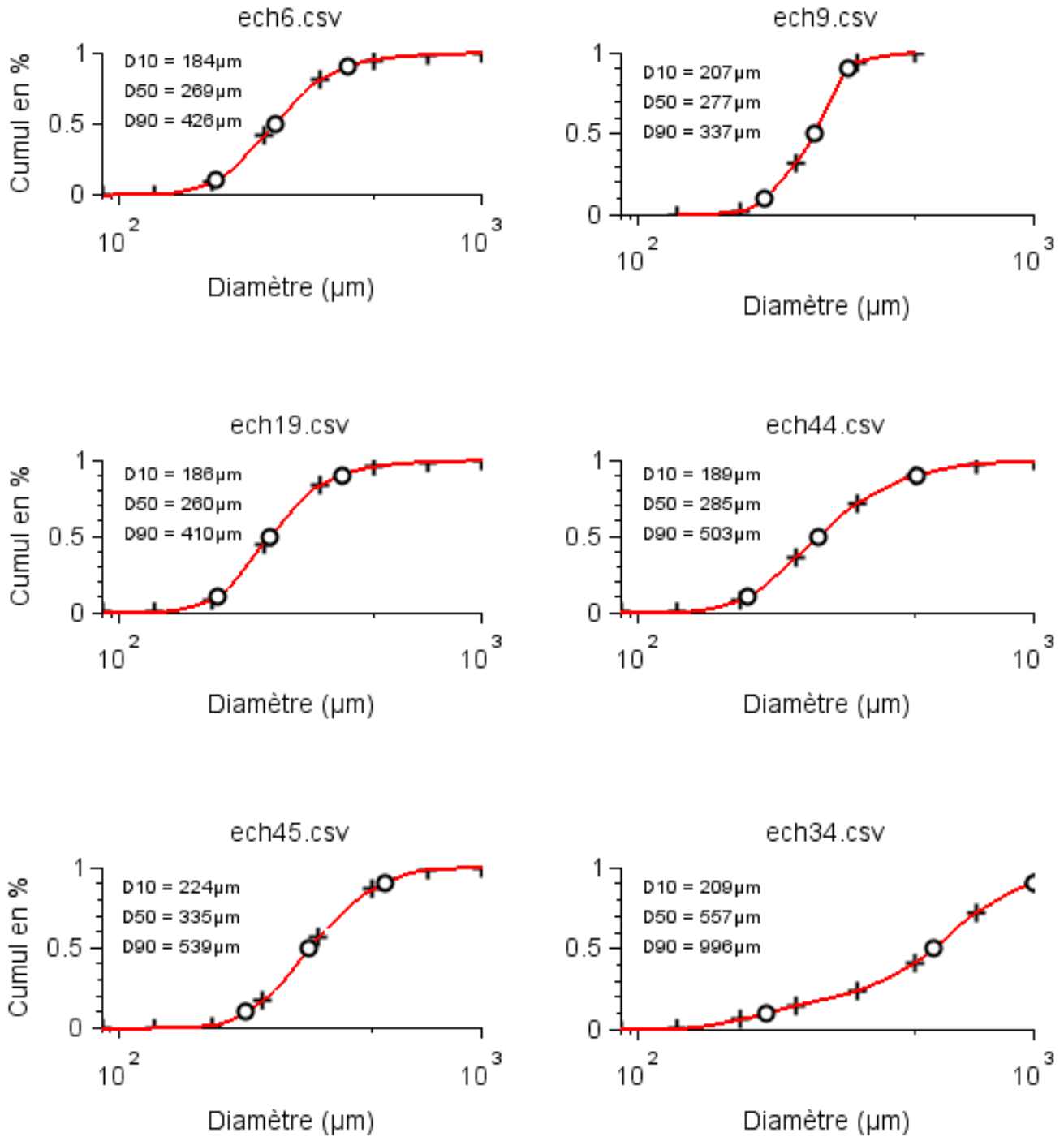


FIGURE 4.36: Courbes granulométriques cumulatives illustrant le calcul des percentiles D_{10} , D_{50} (“diamètre médian”) et D_{90} pour 6 échantillons : n° 6 sur l’estran intermédiaire à Lostmarc’h ; n° 9 en pied de dune au sud de Lostmarc’h ; n° 19 sur l’estran intermédiaire au nord de La Palue ; n° 44 sur l’estran intermédiaire au sud de La Palue ; n° 45 en pied de dune au sud de La Palue ; n° 34 dans la baie au niveau du saillant.

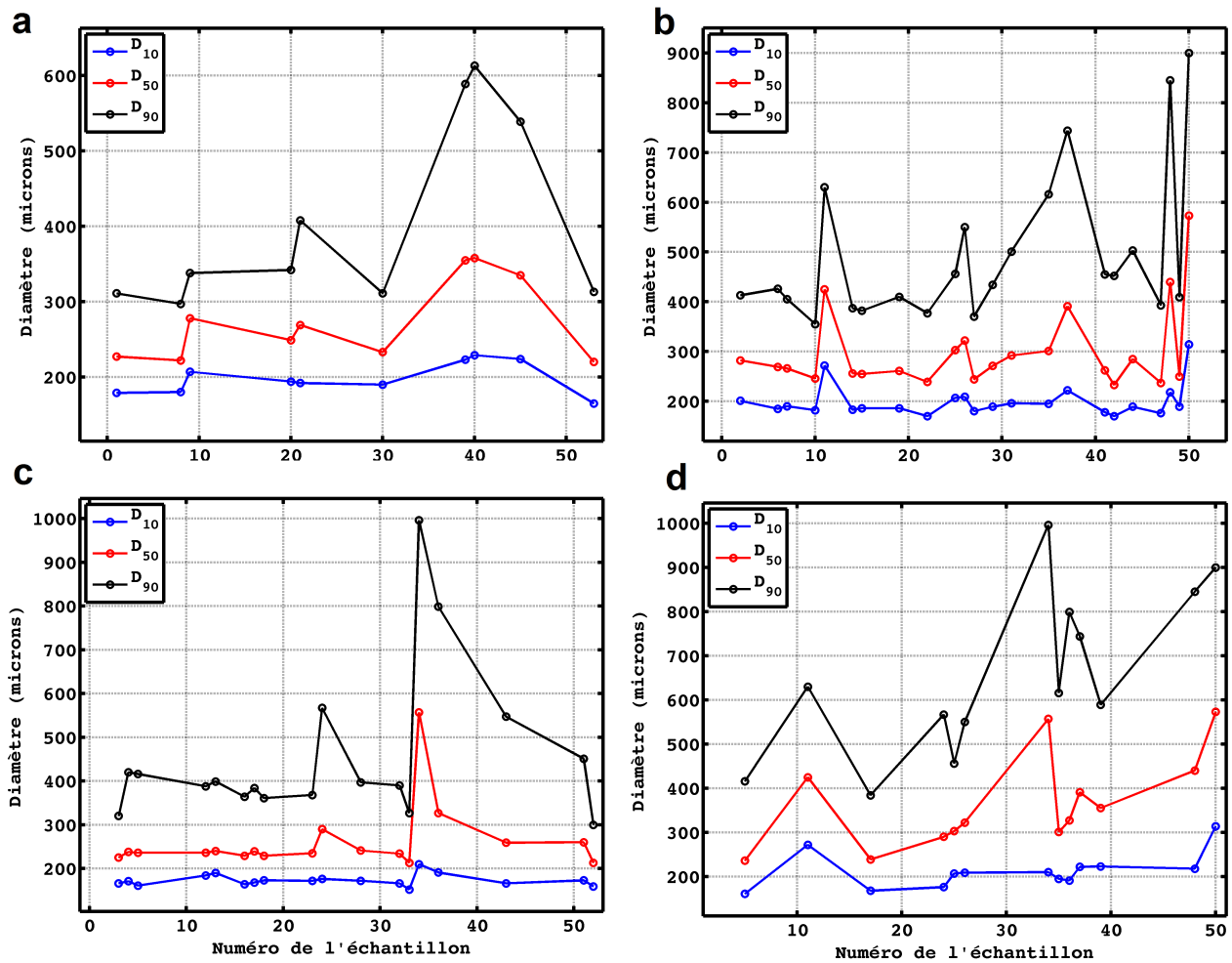


FIGURE 4.37: Percentiles D_{10} , D_{50} et D_{90} (en μm) sur les plages de La Palue et Lostmarc'h pour : a) l'estran supérieur ; b) l'estran intermédiaire ; c) l'estran inférieur ; d) les baïnes et les chenaux intertidaux.

Le D_{50} moyen des plages sans les baïnes ni les chenaux intertidaux est de $252 \mu m$ et le D_{90} de $399 \mu m$. Le D_{50} de la plage uniquement dans les baïnes et les chenaux intertidaux est de $366 \mu m$ et le D_{90} de $653 \mu m$. Il est ainsi clair que le sable est réparti selon l'agitation et l'énergie locales liées aux vagues et aux courants induits par leur déferlement (*cf.* Figure 4.35). Si nous distinguons les deux plages, La Palue a un D_{50} moyen de $302 \mu m$ et un D_{90} de $546 \mu m$ tandis que Lostmarc'h a un D_{50} moyen de $260 \mu m$ et un D_{90} de $393 \mu m$. Le sable est donc un peu plus fin sur la plage de Lostmarc'h. Si nous nous intéressons à la répartition des grains en fonction de leur situation sur les différentes zones de la plage, à savoir l'estran inférieur, intermédiaire ou supérieur, nous observons qu'en moyenne le sable le plus grossier est situé en haut de plage ($D_{50} = 318 \mu m$; $D_{90} = 599 \mu m$) et le plus fin en bas de plage ($D_{50} = 261 \mu m$; $D_{90} = 455 \mu m$). Sur l'estran intermédiaire, nous trouvons du sable fin à grossier ($D_{50} = 300 \mu m$; $D_{90} = 496 \mu m$). La Figure 4.37 illustre les percentiles D_{10} , D_{50} et D_{90} pour l'estran supérieur (Figure 4.37a), l'estran intermédiaire (Figure 4.37b), l'estran inférieur (Figure 4.37c) ainsi que pour les baïnes et les chenaux intertidaux (Figure 4.37d).

4.3.3 Mesures hydrodynamiques

4.3.3.1 Méthodologie

Instrumentation

Nous utilisons des courantomètres acoustiques Doppler (ADV pour “*Acoustic Doppler Velocimeter*”) tri-composantes (modèle Vector de Nortek) (Figure 4.38). Un ADV est constitué de deux parties : le corps cylindrique incorporant le module électronique, la batterie et les capteurs de pression, de température et d’orientation (compas et inclinomètre) ; la tête de mesure avec un transducteur émetteur et trois transducteurs récepteurs. L’instrument permet de mesurer les trois composantes de la vitesse instantanée à haute fréquence grâce à l’effet Doppler.

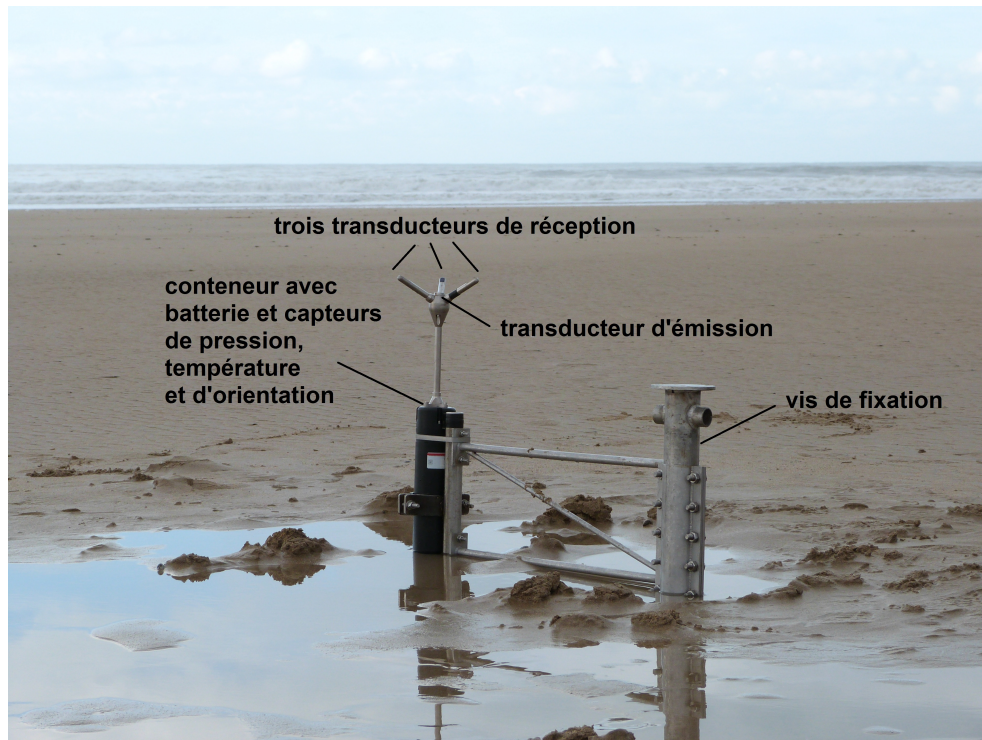


FIGURE 4.38: Courantomètre acoustique Doppler (ADV Vector de Nortek).

Le système émet de courtes pulsations acoustiques à une fréquence de 6 MHz qui sont réfléchies par les particules en suspension (sédiments fins, petits organismes, phytoplancton. . .) et est capable d’enregistrer les données jusqu’à une fréquence d’acquisition maximale de 64 Hz. La fréquence d’acquisition est ici fixée à 8 Hz, ce qui est suffisant pour mesurer les courants et les caractéristiques des vagues (hauteur, période). Le mode d’acquisition peut être “continu” (campagne HYDRO-Janv15) ou “par bursts”, par exemple 20 minutes toutes les 30 minutes (campagnes HYDRO-Fevr15, HYDRO-Mars15 et HYDRO-Sept15). L’ADV est solidement fixé au sol par l’intermédiaire d’une branche métallique elle-même soudée à la perpendiculaire d’une vis à sable enfoncée à une profondeur supérieure à 1 mètre.

Traitement des données

Seules les données représentatives sont conservées, c'est-à dire celles ayant un SNR (*“Signal-to-Noise Ratio”*) supérieur à un seuil critique dépendant des conditions énergétiques (turbulence, forts courants) lors de la campagne de mesures. Les courants eulériens transversal u^E noté u_e , longitudinal v^E noté v_e et total $U_e = \sqrt{u_e^2 + v_e^2}$ sont tracés sur chaque cycle de marée flot/jusant après avoir filtré le courant orbital lié aux vagues, mais en gardant la composante liée aux ondes longues. Les hauteur et période significatives des vagues sont calculées par la méthode d'analyse vague par vague *“zero down-crossing”* après avoir décomposé le signal de pression en deux composantes, l'une liée aux vagues l'autre aux variations du niveau d'eau induites par la marée et les ondes longues (Figure 4.39). Le spectre de densité d'énergie représentatif de l'état de mer sur une durée de 1 heure est estimé pour quelques exemples à partir d'une moyenne de cinq spectres de 20 min tous pris dans le même intervalle de temps (1 heure) mais statistiquement indépendants (méthode des *“fenêtre glissantes”*, cf. Sénéchal, 2002 [208]). Les fenêtres en question se recouvrent à 50 % (au-delà de 75 %, deux fenêtres consécutives ne peuvent plus être considérées comme statistiquement indépendantes). Une comparaison du calcul de H_s par la méthode spectrale à celui obtenu par l'analyse vague par vague est effectuée.

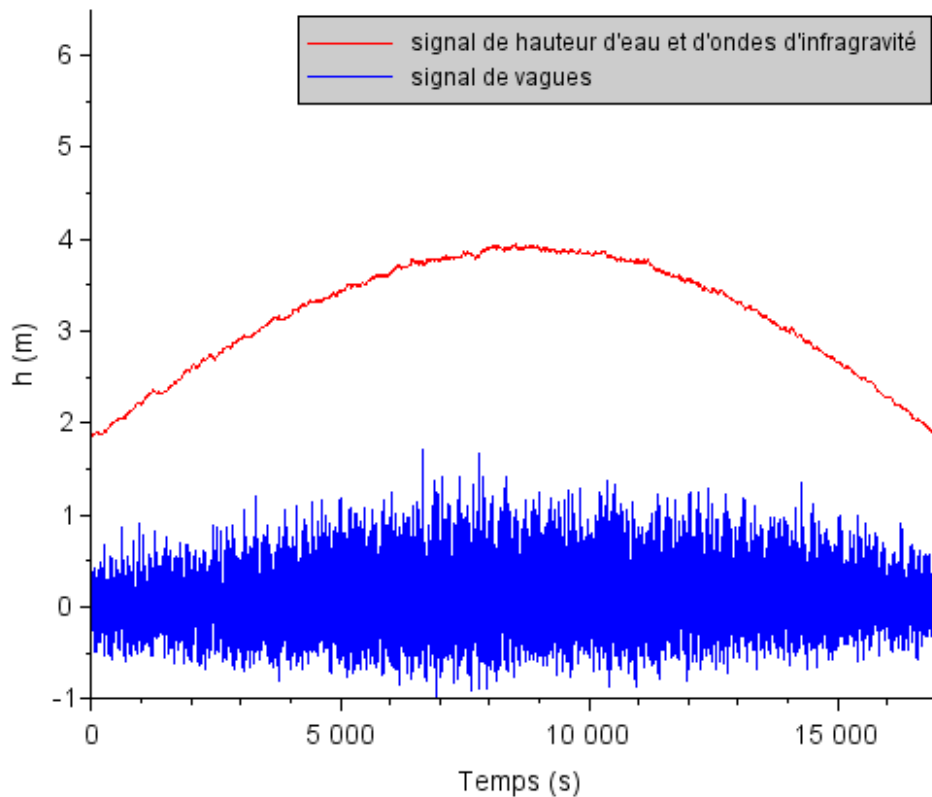


FIGURE 4.39: Décomposition du signal de pression en deux composantes, l'une liée aux vagues (courbe bleue) l'autre aux variations du niveau d'eau induites par la marée et les ondes longues (courbe rouge).

4.3.3.2 Diverses campagnes de mesure

Nous exposons ci-dessous les résultats des campagnes hivernales HYDRO-Janv15, HYDRO-Fevr15 et HYDRO-Mars15. Nous ne montrons pas les résultats de la campagne HYDRO-Sept15 car les vagues étaient faibles à très faibles et les courants associés non significatifs. Deux zones clés ont été ciblées : sur les estrans intermédiaire et inférieur dans le sud de la plage de La Palue, derrière l'îlot Guénéron, et autour de la pointe de Kerdra (Figure 4.40).

Campagne HYDRO-Janv15

Deux ADV ont été déployés sur trois jours, les 21, 22 et 23 janvier (*cf.* triangles noirs à la Figure 4.40). Le 21/01, la hauteur significative des vagues au large dépassait 3 m et la période significative était supérieure à 15 s. Le courantomètre JK n'a donc été fixé que le 22/01, la hauteur significative des vagues au large ayant chuté entre 2,3 m et 1,5 m puis entre 1,5 m et 1 m le 23/01. Le marnage maximal était de 6,7 m et les pleines mers tombaient à 16h34 TU le 21/01, à 04h56 TU et 17h19 TU le 22/01 et à 05h41 TU le 23/01. Pour le courantomètre JG, les mesures ont été réalisées sur un cycle flot/jusant le 21/01 et le 23/01 et sur deux cycles flot/jusant le 22/01. Pour le courantomètre JK, les mesures ont été réalisées sur un cycle flot/jusant le 22/01 et le 23/01.

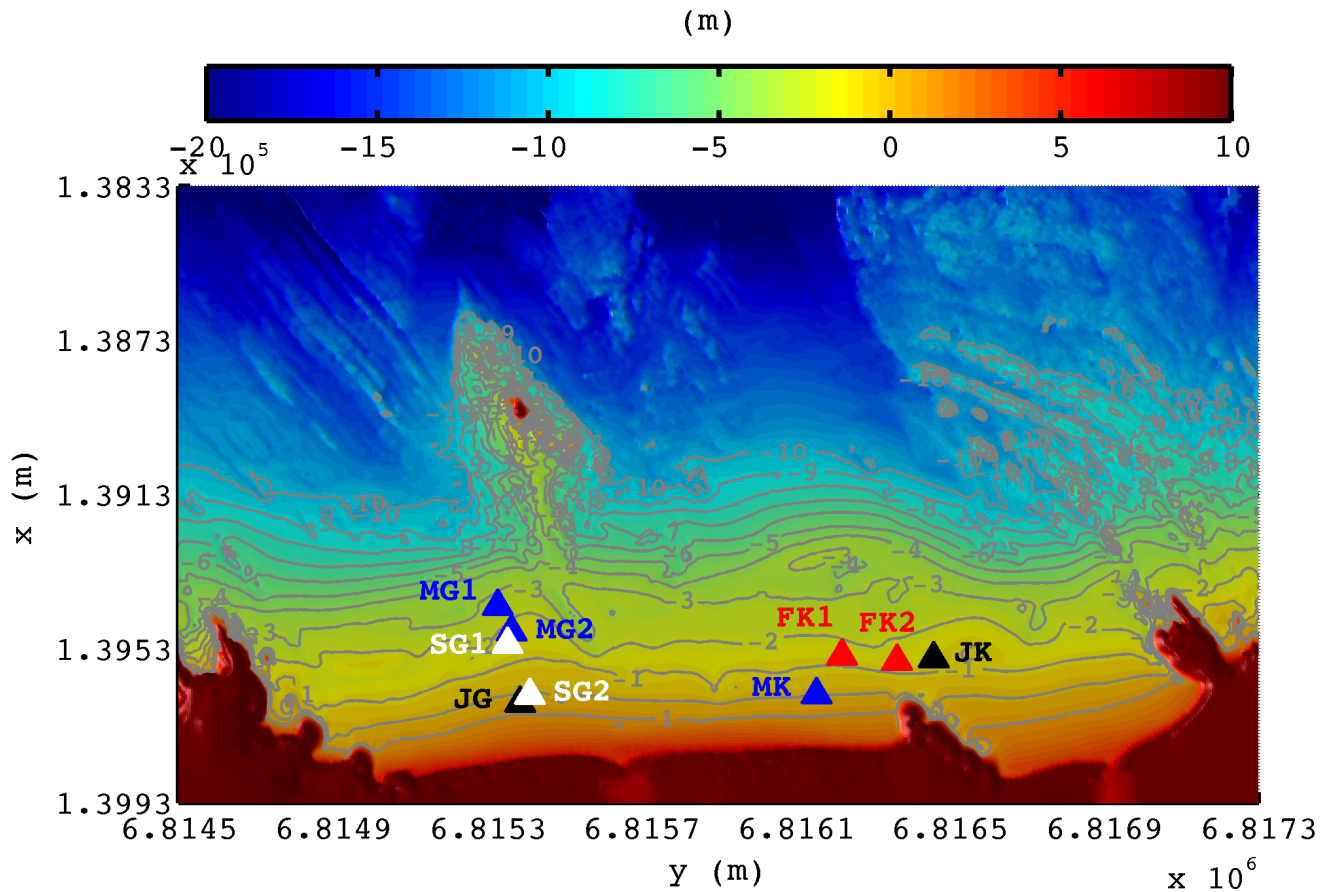


FIGURE 4.40: Positions des capteurs ADV Vector (triangles) lors des campagnes de mesures HYDRO-Janv15 (noir), HYDRO-Fevr15 (rouge), HYDRO-mars15 (bleu) et HYDRO-Sept15 (blanc). Le fond bathymétrique est issu de la campagne TOPO-Janv15.

Le 21/01 de 14h36 TU à 18h37 TU, le courantomètre JG a enregistré des intensités du courant moyen allant jusqu'à 0,6 m/s avec une forte composante transversale dirigée vers le large à -0,55 m/s liée au contre-courant de retour "undertow" (Figure 4.41). D'autre part, ce qui s'observait naturellement sur le terrain, nous remarquons que la zone de déferlement est saturée le 21/01 dans le sud de la plage, avec une moyenne de la hauteur significative des vagues sur un cycle de marée égale à 1,15 m. La période significative des vagues était très élevée avec une moyenne de 17,92 s contre 11,69 s pour la période moyenne.

Le 22/01 de 02h30 TU à 07h20 TU, la hauteur moyenne des vagues significatives est de 1,07 m, avec une période significative qui a chuté à une valeur de 15,57 s contre 10,25 s pour la période moyenne (Figure 4.42). Le courant moyen mesuré par l'ADV est difficile à interpréter, avec des oscillations récurrentes pouvant être liées à la position du capteur derrière l'îlot (trains de houle déphasés par exemple) ou à des phénomènes non linéaires (interactions houle-courant). Le spectre de densité d'énergie des vagues représentatif de l'état de mer le 22/01 entre 04h TU et 05h TU est illustré à la Figure 4.43. Il montre un pic de fréquence dominant à 0,06 Hz caractérisant la houle, un pic secondaire à 0,02 Hz caractérisant les ondes d'infragravité (période = 50 s) et un troisième pic à 0,1 Hz caractéristique d'une houle résiduelle. Le calcul de la hauteur significative des vagues sur la base du moment d'ordre 0 à partir du spectre de densité d'énergie donne $H_{m0} = 1,27$ m. Pour la période pic, nous obtenons $T_p = 16,44$ s. L'analyse vague par vague donne en moyenne sur cette tranche horaire $H_{1/3} = 1,28$ m et $T_{1/3} = 15,93$ s) avec un ratio $H_{1/3}/H_{m0}$ égal à 1,01 très proche des valeurs obtenues par Thompson et Vincent (1985) [209] en eau peu profonde.

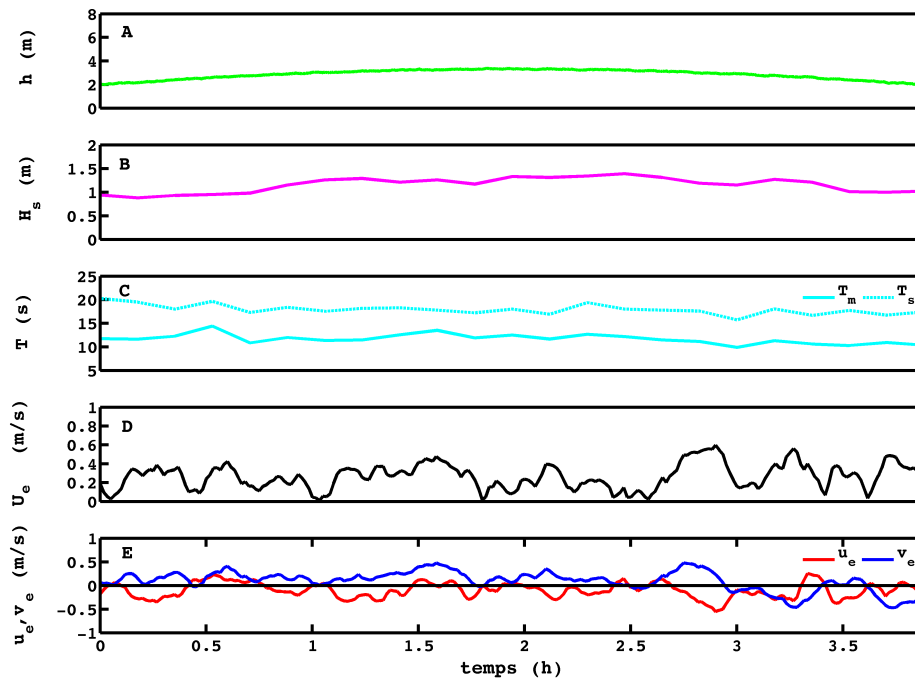


FIGURE 4.41: Niveau d'eau (A), hauteur significative des vagues (B), périodes moyennes et significatives des vagues (C), courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre JG le 21/01/15 de 14h36 TU à 18h37 TU.

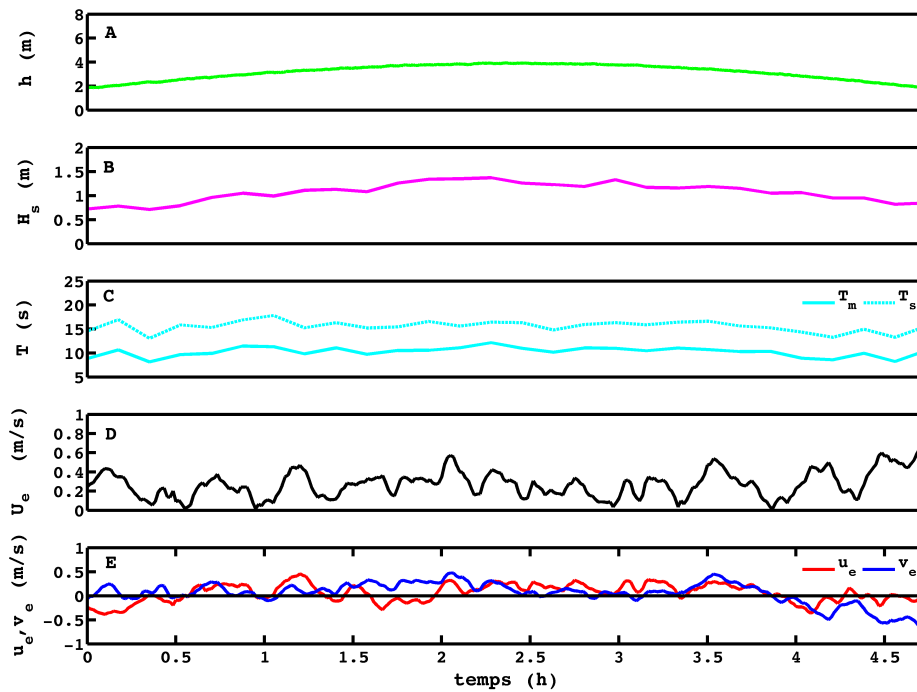


FIGURE 4.42: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre JG le 22/01/15 de 02h30 TU à 07h20 TU.

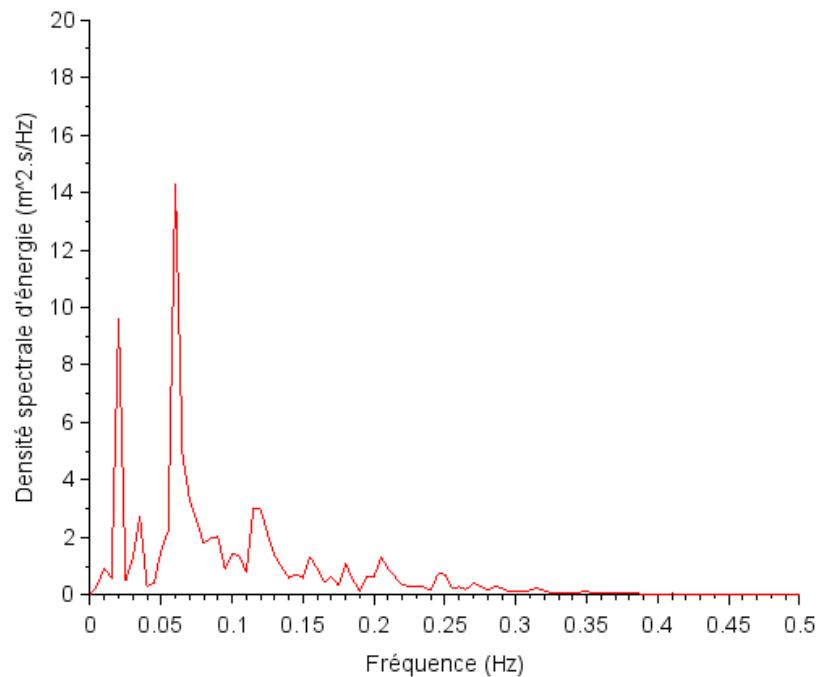


FIGURE 4.43: Densité spectrale d'énergie des vagues au sud de La Palue le 22/01/15 entre 04h TU et 05h TU.

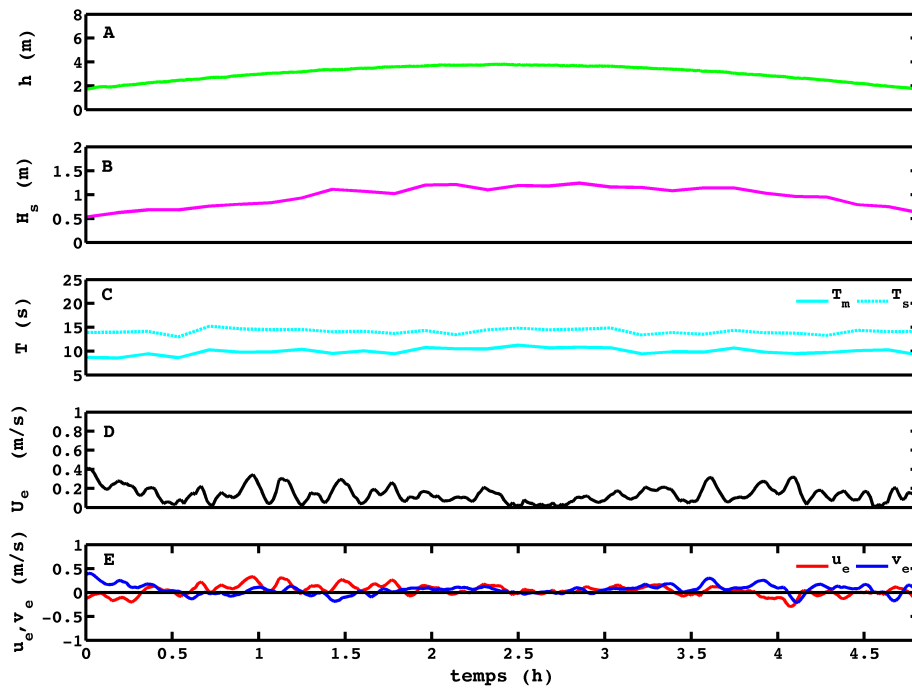


FIGURE 4.44: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre JG le 22/01/15 de 14h53 TU à 19h51 TU.

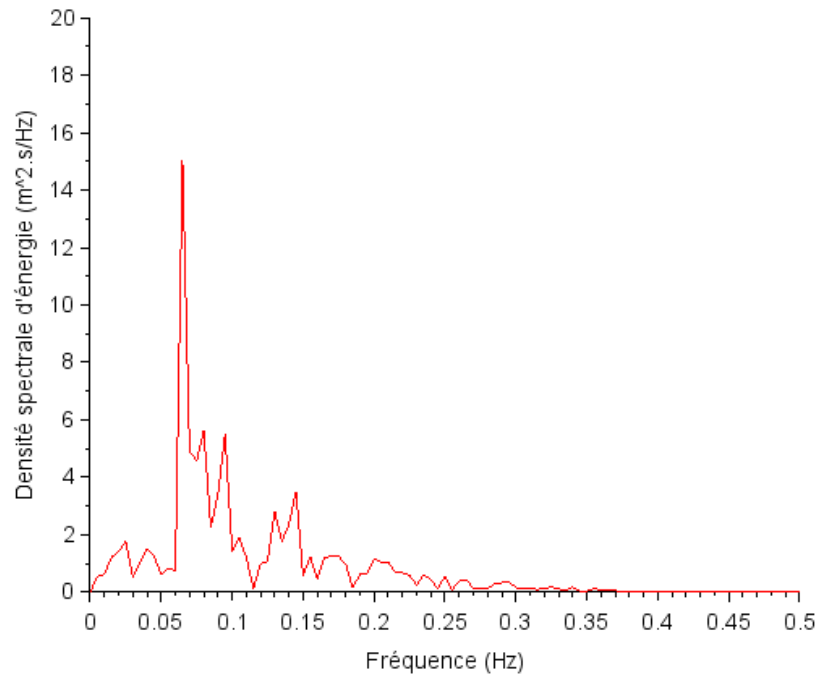


FIGURE 4.45: Densité spectrale d'énergie des vagues au sud de La Palue le 22/01/15 entre 17h TU et 18h TU.

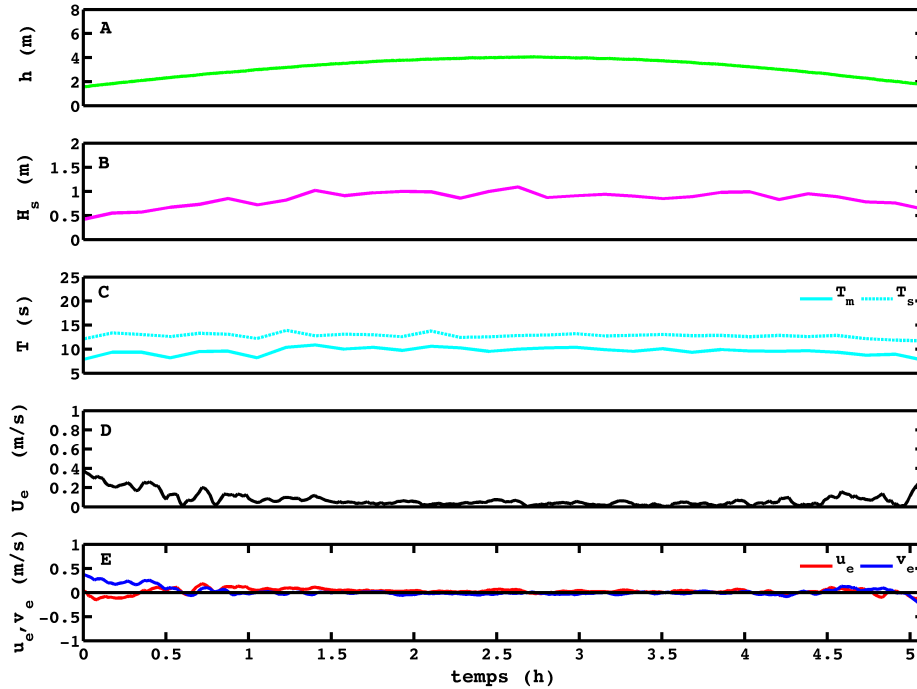


FIGURE 4.46: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre JG le 23/01/15 de 03h01 TU à 08h14 TU.

Le 22/01 de 14h53 TU à 19h51 TU, la hauteur significative moyenne est de 0,96 m, la période significative moyenne de 14,13 s et la période moyenne de 9,93 s (Figure 4.44). Le courant moyen est oscillant au flot et au jusant et quasi-nul à l'étale de pleine mer. Sur le spectre de densité d'énergie représentatif de l'état de mer entre 17h TU et 18 h TU, le pic d'infragravité a disparu (Figure 4.45), signe d'une diminution du "groupage" des vagues. Les hauteur et période significatives calculées à l'aide du spectre sont $H_{m0} = 1,24$ m et $T_p = 14,63$ s contre $H_{1/3} = 1,17$ m et $T_{1/3} = 14,04$ s pour l'analyse vague par vague, ce qui donne un ratio $H_{1/3}/H_{m0}$ égal à 0,94.

Le 23/01 de 03h01 TU à 08h14 TU, la hauteur significative moyenne est de 0,84 m, la période significative moyenne de 12,80 s et la période moyenne de 9,57 s (Figure 4.46). Le courant moyen est quasi-nul sur l'ensemble du cycle de marée, sauf lorsque la couche d'eau est peu épaisse, c'est-à-dire en début de flot et en fin de jusant.

La Figure 4.47 montre les vagues et les courants mesurés le 22/01 au niveau du courantomètre JK. La hauteur significative moyenne des vagues au cours du cycle de marée est de 1,10 m, la période significative moyenne de 14,43 s et la période moyenne de 10,40 s. Les mesures montrent une forte composante longitudinale du courant moyen, en particulier en début et en fin de cycle. Ce résultat est associé à l'activité d'un courant de cap, le courantomètre JK étant situé dans un chenal peu profond. L'intensité maximale mesurée est de 0,8 m/s à mi-marée. A la pleine mer, le courant moyen est moins intense mais atteint quand même une valeur de 0,4 m/s. Le spectre de densité d'énergie représentatif de l'état de mer entre 17h TU et 18h TU montre un pic étroit mais intense à 0,068 Hz (Figure 4.48).

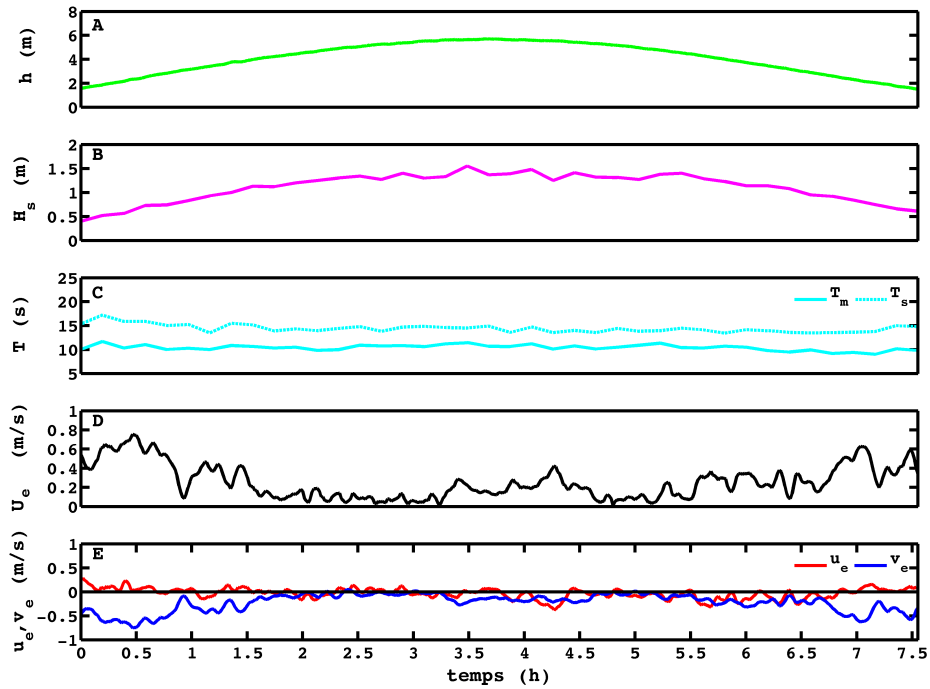


FIGURE 4.47: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre JK le 22/01/15 de 13h36 TU à 21h19 TU.

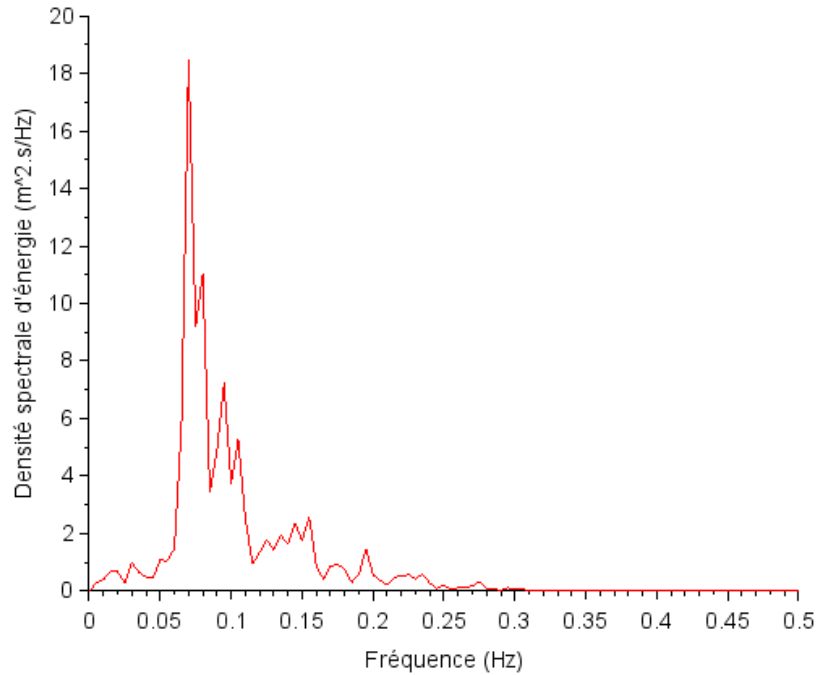


FIGURE 4.48: Densité spectrale d'énergie des vagues face à la pointe de Kerdra le 22/01/15 entre 17h TU et 18h TU.

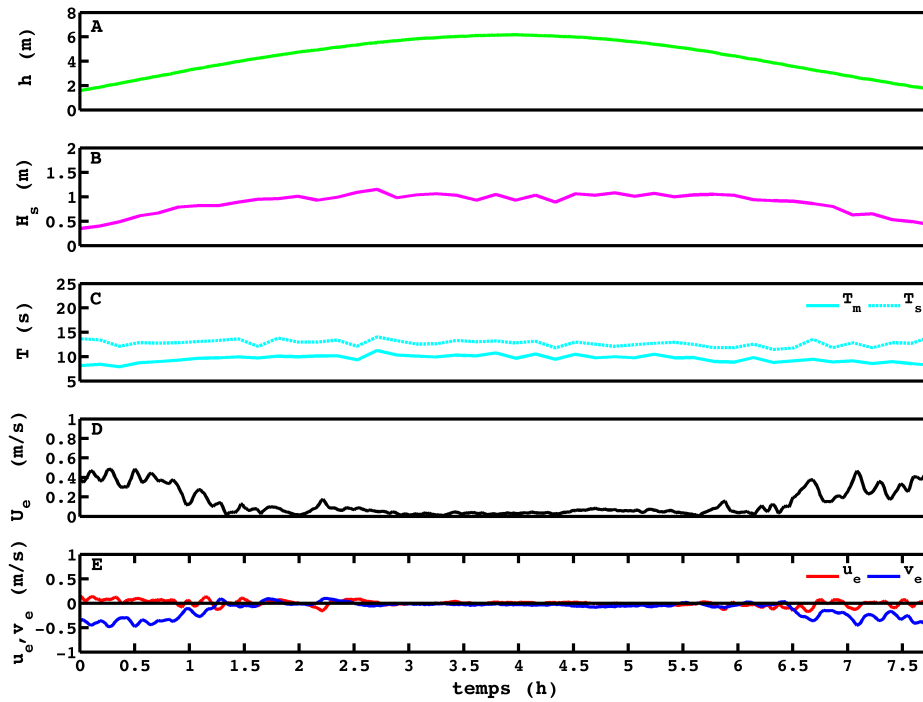


FIGURE 4.49: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre JK le 23/01/15 de 01h46 TU à 09h40 TU.

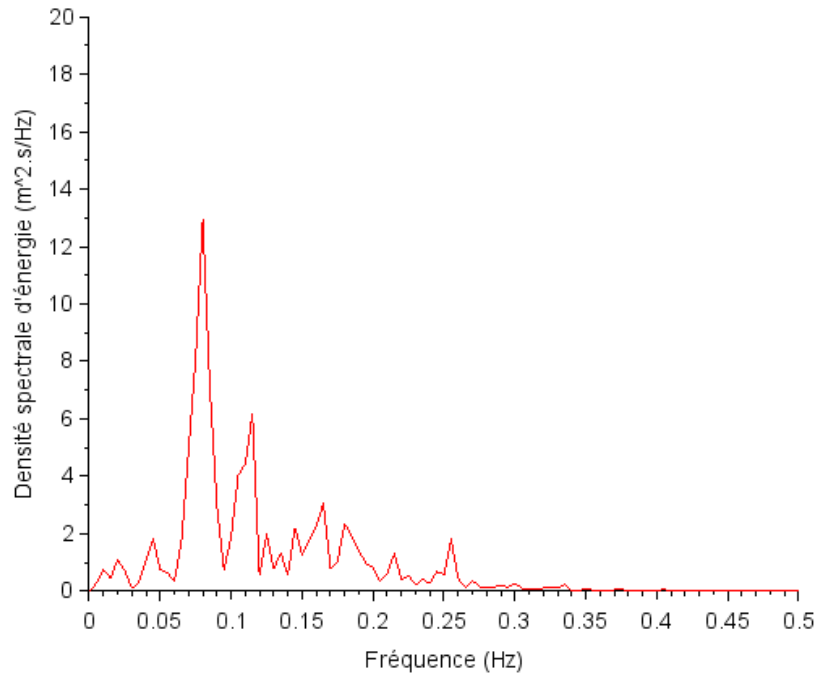


FIGURE 4.50: Densité spectrale d'énergie des vagues face à la pointe de Kerdra le 23/01/15 entre 03h TU et 04h TU.

Les hauteur et période significatives des vagues calculées à partir du spectre de densité d'énergie sont $H_{m0} = 1,25$ m et $T_p = 14,29$ s contre $H_{1/3} = 1,37$ m et $T_{1/3} = 14,05$ s par l'analyse vague par vague, ce qui donne un ratio $H_{1/3}/H_{m0}$ égal à 1,10. La zone est clairement plus énergétique que derrière l'îlot Guénéron au sud de La Palue. Le 23/01 de 01h46 TU à 09h40 TU, la hauteur significative moyenne des vagues sur un cycle de marée a chuté à 0,87 m, la période significative moyenne à 12,79 s et la période moyenne à 9,55 s. Le courant moyen atteint une valeur maximale de 0,5 m/s à mi-marée et est quasi-nul à la pleine mer (Figure 4.49). La densité spectrale d'énergie illustrée à la Figure 4.50 montre deux pics de houle, un principal à 0,08 Hz et un secondaire à 0,115 Hz. Alors que l'intensité du premier pic a diminué, celle du second a augmenté, se rapprochant d'un spectre caractéristique des vagues "bichromatiques". Les hauteur et période significatives des vagues calculées à partir du spectre de densité d'énergie sont $H_{m0} = 1,48$ m et $T_p = 10,91$ s contre $H_{1/3} = 0,91$ m et $T_{1/3} = 13,16$ s par l'analyse vague par vague, ce qui donne un ratio $H_{1/3}/H_{m0}$ égal à 0,61. Nous supposons que ce faible ratio est causé par le double pic de houle du spectre (vagues bichromatiques) qui fausse le calcul de la hauteur significative spectrale. En effet, la forme des vagues s'éloigne de la sinusoïde alors que la variance de la surface libre reste la même.

Campagne HYDRO-Fevr15

Deux ADV ont été déployés sur deux jours (triangles en rouge à la Figure 4.40), l'un en entrée de baie au nord de la plage de La Palue (FK1), l'autre sur une zone plate face à la pointe de Kerdra (FK2). Le 18/02, la pleine mer était à 15h32 TU avec un coefficient de marée de 103 et un marnage maximal de 6 m. Les vagues étaient modérées, avec une hauteur significative au large de 2 m et une période pic de 12 s. Le 19/02, la pleine mer était à 03h54 TU avec un coefficient de marée de 109 et un marnage maximal de 6,7 m. Les vagues étaient légèrement plus grosses avec une hauteur significative au large de 2,2 m et une période de 12 s.

Le 18/02, de 11h31 TU à 19h46 TU, au niveau du courantomètre FK1, le courant moyen est fort avec une intensité maximale 0,9 m/s à mi-marée (Figure 4.51). A l'étale de pleine mer, le courant moyen est quasi-nul. Au cours de ce cycle flot/jusant, la hauteur significative moyenne des vagues est de 0,98 m, la période significative moyenne de 14,12 s et la période moyenne de 9,79 s. Du 18/02/15 à 23h20 TU au 19/02 à 07h48 TU, le courant moyen atteint une valeur maximale de 0,6 m/s au flot à mi-marée et de 0,8 m/s au jusant à mi-marée (Figure 4.52). Il est donc moins intense que le jour précédent malgré une hauteur significative des vagues au large légèrement supérieure. La cause est donnée par l'analyse vague par vague qui donne une hauteur significative assez similaire de 0,95 m mais une période significative nettement inférieure de 12,43 s et une période moyenne de 8,97 s. La période des vagues joue donc un rôle dans l'intensité des courants de cap.

Le 18/02, de 12h01 TU à 17h59 TU, au niveau du courantomètre FK2, le courant moyen a une intensité maximale de 0,7 m/s avec une importance grandissante de la composante transversale au jusant (Figure 4.53). Sur un cycle flot/jusant, la hauteur significative moyenne des vagues est de 1,01 m, la période significative moyenne de 14,01 s et la période moyenne de 9,93 s. Le 19 /02, de 00h01 TU à 07h45 TU, le courant moyen a une valeur maximale de 0,6 m/s, avec toujours une importance grandissante de la composante transversale au jusant (Figure 4.54). Sur un cycle flot/jusant, la hauteur significative moyenne des vagues est de 0,97 m, la période significative moyenne de 12,46 s et la période moyenne de 8,93 s. Là-aussi, la période significative a nettement diminué, expliquant en grande partie un courant moyen moins intense.

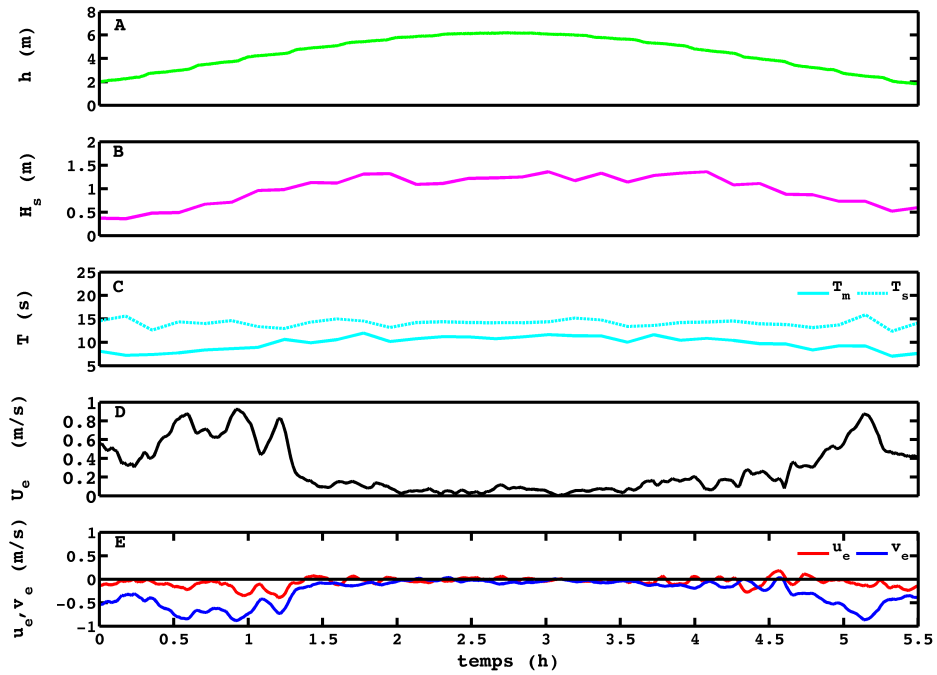


FIGURE 4.51: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au courantomètre FK1 le 18/02/15 de 11h31 TU à 19h46 TU.

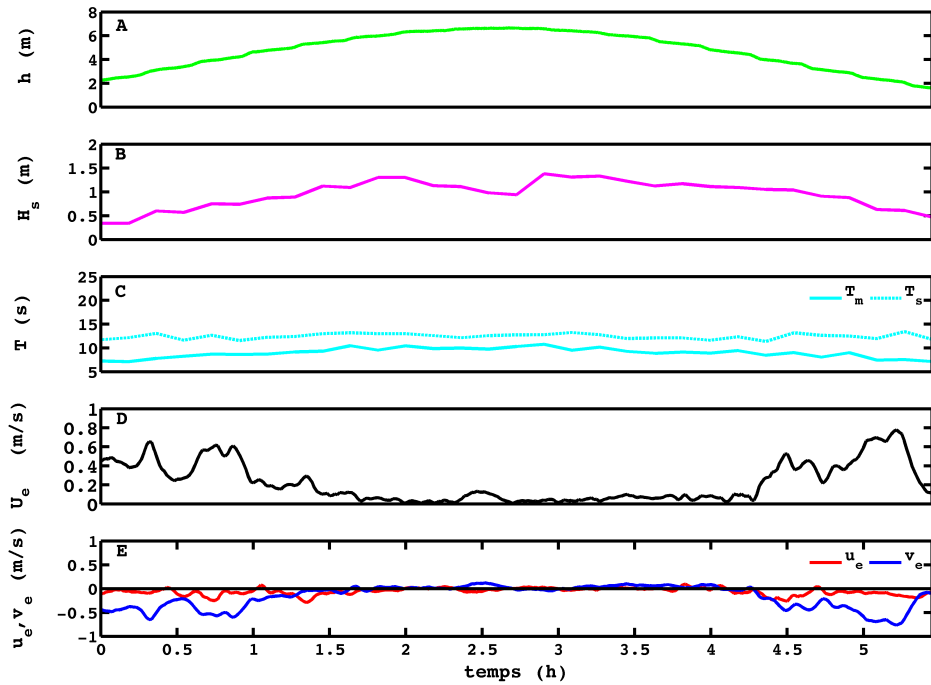


FIGURE 4.52: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au courantomètre FK1 du 18/02/15 à 23h20 TU au 19/02/15 à 07h48 TU.

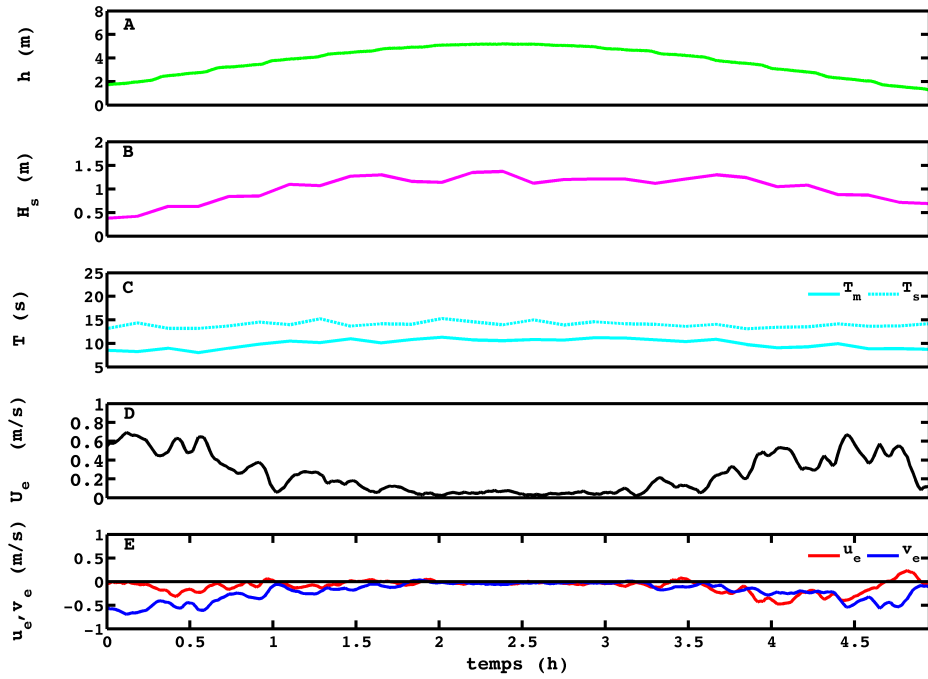


FIGURE 4.53: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au courantomètre FK2 le 18/02/15 de 12h01 TU à 17h59 TU.

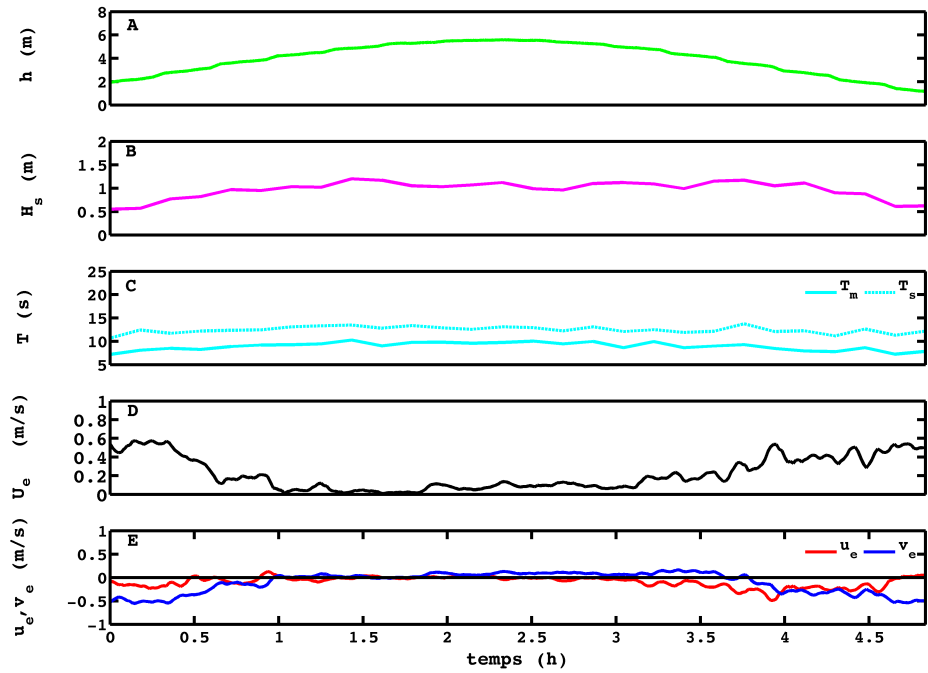


FIGURE 4.54: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au courantomètre FK2 le 19/02/15 de 00h01 TU à 07h45 TU.

Trois ADV ont été déployés sur deux jours (triangles en bleu à la Figure 4.40), deux près du saillant reliant l'îlot Guénéron (MG1 et MG2), un dans un chenal orienté ouest-nord-ouest sur l'estran intermédiaire au nord de La Palue (MK). Les deux ADV près du saillant sont situés l'un dans un chenal (MG1), l'autre sur un banc de sable (MG2). Le 19/03, la pleine mer était à 15h13 TU avec un coefficient de marée de 105 et un marnage maximal de 6,15 m. Les vagues étaient modérées de secteur nord-ouest, avec une hauteur significative au large de 1,4 m et une période pic de 7 s. Le 20/03, la pleine mer était à 03h34 TU avec un coefficient de marée de 110 et un marnage maximal de 6,75 m. Les vagues étaient de secteur ouest, légèrement plus grosses avec une hauteur significative au large de 1,7 m et une période pic de 15 s. Au cours de cette campagne, nous avons observé une transition d'un régime de vagues modérées de secteur nord-ouest avec des périodes courtes à un régime de vagues plus énergétiques et plus longues de secteur ouest.

Le 19/03, de 11h01 TU à 19h18 TU, au niveau du courantomètre MG1, le courant moyen est pratiquement égal à 0,1 m/s dirigé vers le sud sur tout le cycle de marée (Figure 4.55). Il est un peu plus intense à mi-marée mais sa valeur maximale ne dépasse pas 0,25 m/s. L'orientation nord-ouest des vagues explique ce résultat. La hauteur significative moyenne des vagues est de 0,28 m, la période significative moyenne de 12,65 s et la période moyenne de 10,08 s. Du 19/03/15 à 23h31 TU au 20/03/15 à 07h48 TU, le courant moyen est quasi-nul à l'étale de pleine mer, malgré une hauteur significative moyenne de 0,73 m, une période significative moyenne de 15,07 s et une période moyenne de 12,48 s (Figure 4.56). Mais l'orientation plein ouest des vagues fait que cette zone est protégée par l'îlot Guénéron. A mi-marée, le courant moyen atteint quand même une intensité maximale de 0,4 m/s.

Le 19/03 de 11h01 TU à 19h18 TU, au niveau du courantomètre MG2, le courant moyen est d'environ 0,15 m/s dirigé vers le sud, avec une valeur maximale au flot à mi-marée de 0,3 m/s (Figure 4.57). La hauteur significative moyenne des vagues est de 0,35 m, la période significative moyenne de 13,11 s et la période moyenne de 10,68 s. Du 19/03/15 à 23h31 TU au 20/03 à 07h48 TU, le courant moyen est quasi-nul à la pleine mer mais atteint des valeurs maximales de 0,5 m/s au flot à mi-marée et de 0,7 m/s au jusant à mi-marée (Figure 4.58). La hauteur significative moyenne des vagues est de 0,86 m, la période significative de 15,23 s et la période moyenne de 12,92 s.

Le 19/03, de 12h01 TU à 18h15 TU, au niveau du courantomètre MK, le courant moyen est très faible voire nul à la pleine mer et plus fort à mi-marée orienté ouest-nord-ouest avec une intensité maximale de 0,5 m/s (Figure 4.59). La hauteur significative moyenne des vagues est de 0,44 m, la période significative de 12,39 s et la période moyenne de 9,70 s. Le 20/03, de 00h31 TU à 06h43 TU, le courant moyen n'est plus nul à pleine mer, vraisemblablement à cause du changement d'orientation des vagues du secteur nord-ouest au secteur ouest. Il est d'environ 0,3 m/s à mi-marée contre 0,15 m/s à pleine mer (Figure 4.60). Le courant longitudinal a changé de sens, c'est particulièrement bien visible en phase de jusant à mi-marée où il était plutôt dirigé vers le nord le 19/03 alors qu'il est clairement dirigé vers le sud le 20/03. La hauteur significative moyenne des vagues est de 0,78 m, la période significative de 14,40 s et la période moyenne de 11,12 s.

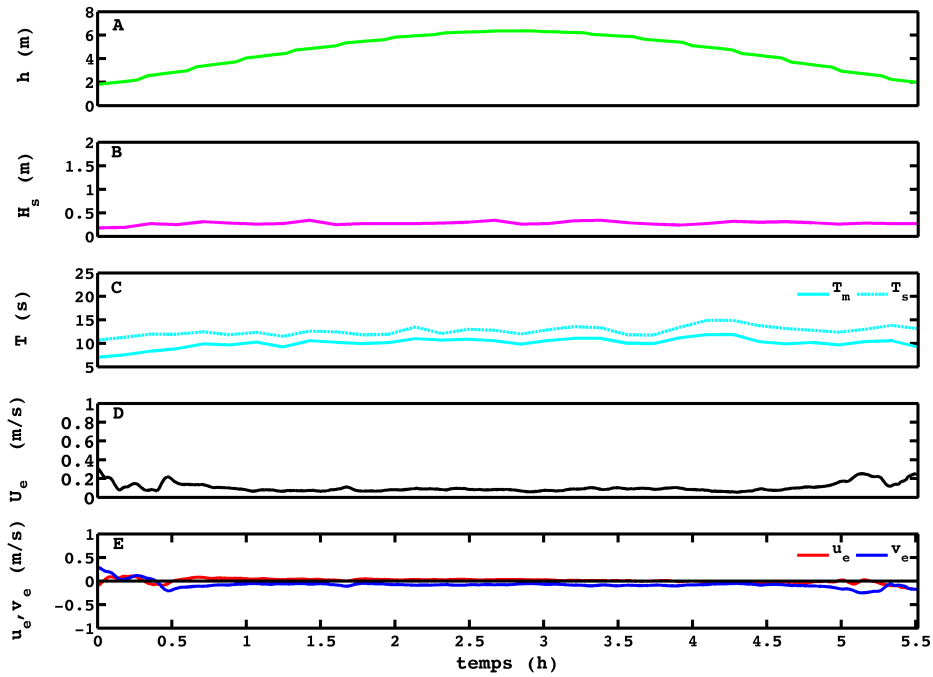


FIGURE 4.55: Niveau d'eau (A), hauteur significative des vagues (B), périodes moyennes et significatives des vagues (C), courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre MG1 le 19/03/15 de 11h01 TU à 19h18 TU.

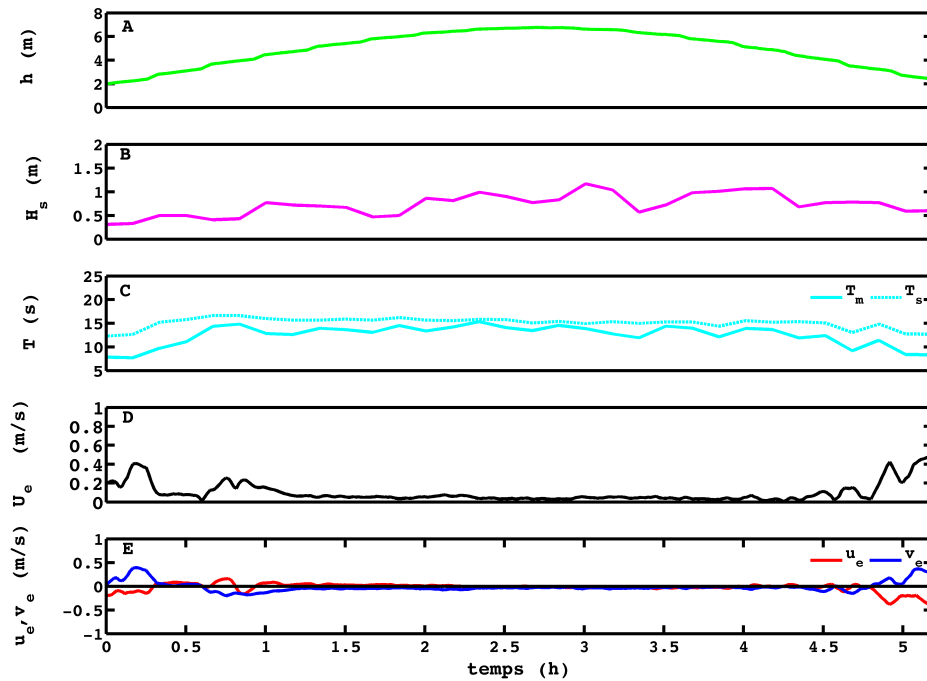


FIGURE 4.56: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre MG1 du 19/03/15 à 23h31 TU au 20/03/15 à 07h48 TU.

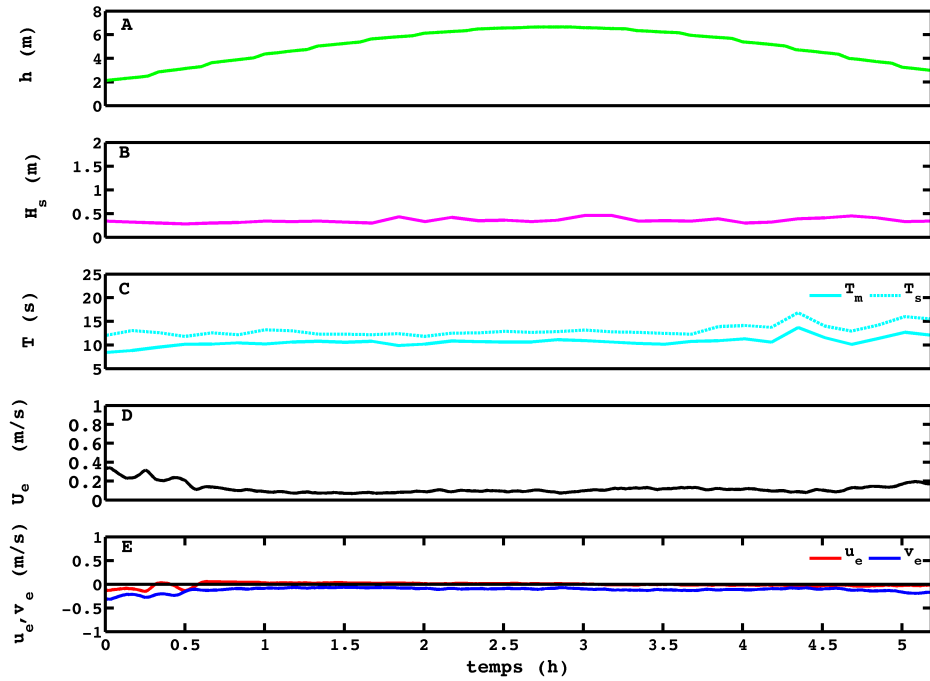


FIGURE 4.57: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre MG2 le 19/03/15 de 11h01 TU à 19h18 TU.

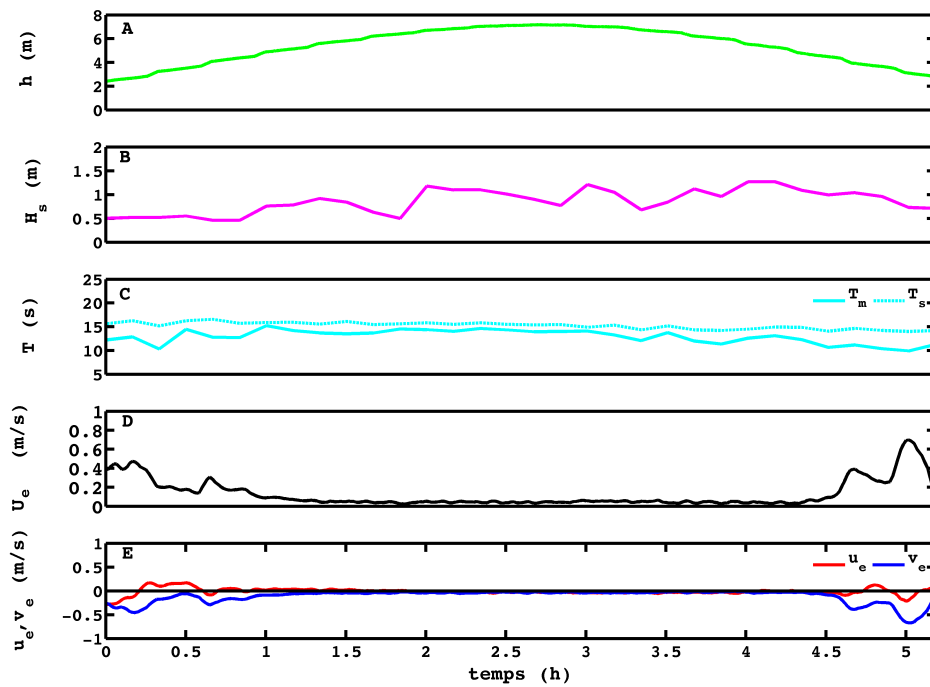


FIGURE 4.58: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre MG2 du 19/03/15 à 23h31 TU au 20/03/15 à 07h48 TU.

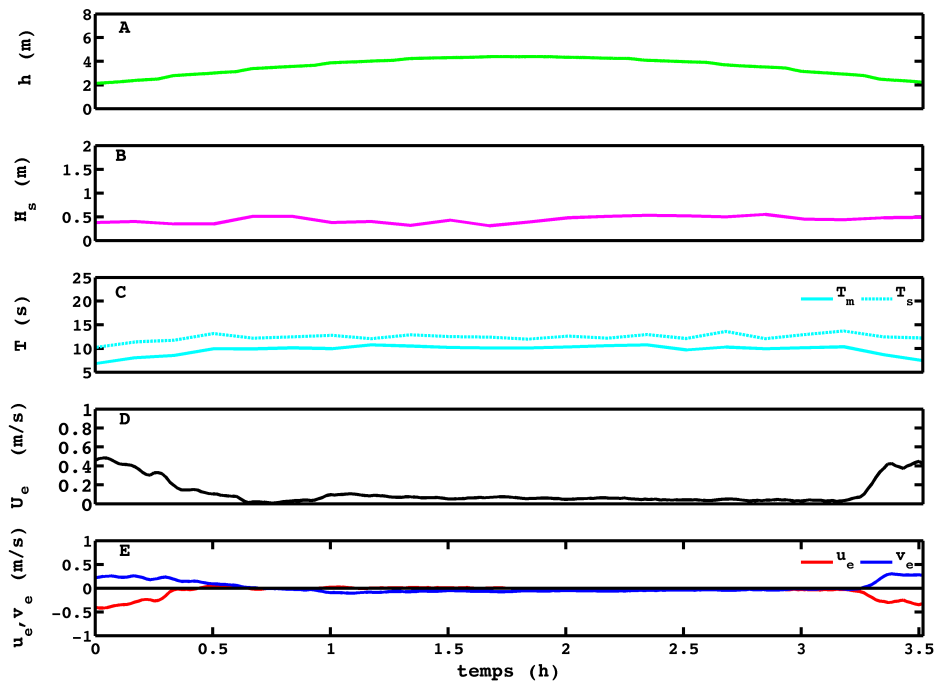


FIGURE 4.59: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre MK le 19/03/15 de 12h01 TU à 18h15 TU.

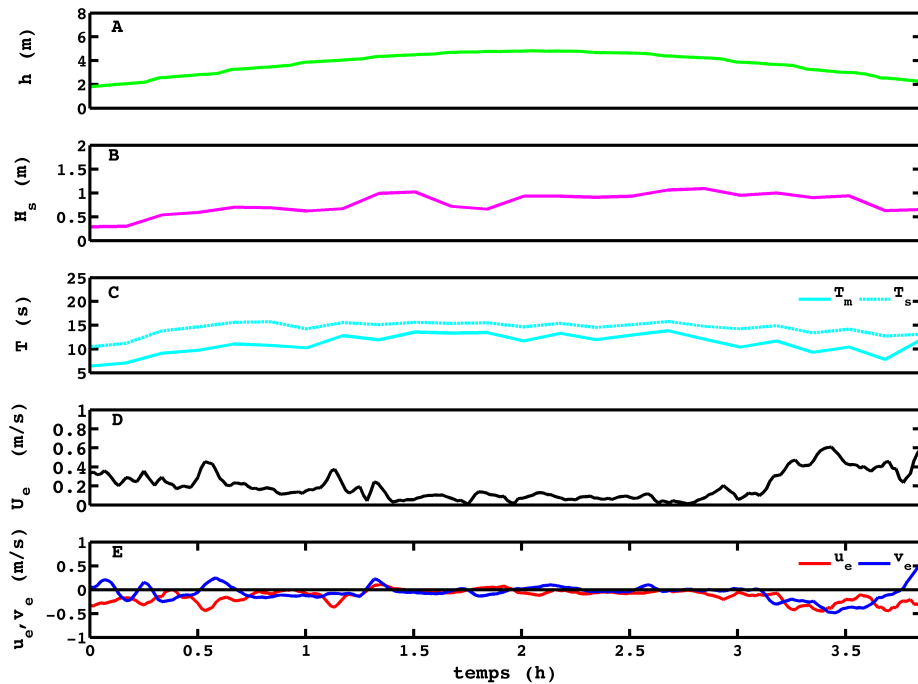


FIGURE 4.60: Niveau d'eau (A), hauteur (B) et période (C) significatives des vagues, courant moyen total (D) et composantes transversale et longitudinale du courant moyen (E) mesurés au niveau du courantomètre MK le 20/03/15 de 00h31 TU à 06h43 TU.

4.4 Synthèse

Un nouveau site-atelier de mesures de topographie, niveaux d'eau et courants a été expérimenté, celui des plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h en Presqu'île de Crozon (Finistère) très exposées aux vagues d'ouest associées au régime dominant des tempêtes. Elles présentent une géométrie/topographie complexes du fait d'une côte rocheuse découpée (caps, éperons, îlots) et d'une bathymétrie marquée par la présence de chenaux de baïnes et d'une amorce de saillant reliant un îlot. L'arrière-plage est marqué par un massif dunaire.

Une étude statistique sur 7 ans des vagues en zone côtière de la Mer d'Iroise (Presqu'île de Crozon, Finistère) a été conduite sur la base de résultats numériques du modèle de vagues SWAN (Guillou et Chapalain, 2015 [23]). Les résultats ont montré une grande variabilité de la hauteur, qui s'étale entre 0,11 m et 7,61 m, et de la période, qui s'étale entre 2 s et 20 s. Les hauteur, période et direction moyennes des vagues significatives sont réciproquement de 1,5 m, de 10,92 s et de 262 N. Les épisodes de coups de mer sont fréquents en automne (5 en moyenne) et en hiver (9 en moyenne). Les coups de mer sont moins nombreux au printemps et en été, avec réciproquement une moyenne de 2 et de 1. En hiver, les hauteur et période moyennes des vagues significatives au pic d'un coup de mer sont réciproquement de 4,10 m et 14,92 s contre 3,36 m et 13,48 s en été. La durée moyenne d'un coup de mer est très variable selon la saison, elle est de 27 h en été, de 46 h au printemps, de 65 h en automne et de 72 h en hiver. Par ailleurs, les coups de mer extrêmes ont tendance à avoir une évolution de H_s et T_p très corrélée, ce qui confirme l'idée que les vagues de tempête sont associées à de grandes périodes. Entre les coups de mer, la mer peut être calme mais perturbée par des "entrées de houle énergétiques" de courte durée (1 à 3 jours). Sans tenir compte de ces entrées de houle énergétiques, la hauteur significative moyenne inter-coups de mer varie peu d'une saison à l'autre et est très proche de 1 m. Les entrées de houle énergétiques ont tendance à élever cette moyenne à 1,24 m, mais aussi à induire de la variabilité saisonnière, les valeurs étant assez différentes d'une saison à l'autre. Les entrées de houle énergétiques accentuent aussi la période moyenne inter-coups de mer de 10,34 s à 10,56 s, mais la variabilité saisonnière est présente dans les deux cas. Cette étude statistique des états de mer au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h nous a permis de construire des schémas de coups de mer, perçus comme des perturbations locales de forme gaussienne, suivant notre modèle, d'un niveau moyen de la hauteur des vagues. Ce travail va se révéler utile au chapitre 5 afin de modéliser numériquement l'impact d'un coup de mer sur la dynamique des plages enclavées.

Le suivi topographique réalisé au GPS-RTK sur une période d'un an entre septembre 2014 et septembre 2015 a montré de fortes variations morphologiques des plages aux échelles événementielle (coup de mer) et saisonnière. Les chenaux des baïnes sont particulièrement mobiles, changeant d'orientation suivant la direction des vagues, et se creusant ou se comblant selon l'énergie des vagues. La plupart du temps, ils ne se reforment pas exactement aux mêmes endroits (*cf.* Figures 4.26 et 4.27), conformément aux observations de Ranasinghe *et al.* (2000) [210], et ne se réajustent pas forcément après une variation du climat de houle, ce qui sous-entend un contrôle topographique. Le site étant un environnement fortement énergétique, il n'est pas rare d'avoir des zones d'accumulation ou d'érosion d'amplitude de l'ordre du mètre d'une semaine ou d'un mois à l'autre. Notre campagne a révélé la transition des plages d'une topographie perturbée suite aux coups de mer exceptionnels de l'hiver 2013/2014, vers une topographie typique de conditions estivales ("profil d'été") avec la présence d'une berme et de barres intertidales entrecoupées de chenaux

peu profonds, en passant par une topographie typique de conditions hivernales (“profil d’hiver”) avec un estran très lisse et une large barre subtidale.

Les mesures hydrodynamiques (courantomètres ADV Vector) ont mis en évidence la dynamique cellulaire des courants sagittaux naturels liée la bathymétrie du fond (chenaux) et transversale avec la présence de courants de cap contrôlés par la géométrie de l’échancrure rocheuse et la présence d’un contre-courant de retour près du fond (“*undertow*”) par fortes vagues. Au cours des différentes campagnes de mesures, des conditions énergétiques diverses ont été rencontrées, allant des houles de beau temps ($H_s < 1$ m) au coup de mer ($H_s > 3$ m) et donnant lieu à des vitesses du courant moyen allant de 0 à 0,9 m/s. Les valeurs les plus élevées ont été enregistrées lors de la campagne de février 2015, au niveau du courantomètre situé en entrée de baie au nord de La Palue, à mi-marée et pour des conditions de vagues relativement énergétiques ($H_s = 2$ m et $T_p = 12$ s). Les mesures ont montré une dynamique des courants sagittaux très sensible au niveau d’eau et donc au stade de la marée. Le courant moyen y est assez faible à pleine mer et intense lorsqu’on s’approche de la mi-marée. L’allure de la courbe d’évolution du courant moyen dans une baie au cours d’un cycle de marée est très semblable à celle obtenue par Thorpe *et al.* (2013) [211] sur la plage macrotidale de Perranporth en Cornouailles (Angleterre) (*cf.* Figure 1.1a du chapitre 1, p. 12, pour sa localisation), dont la géométrie, la topographie et la morphologie sont assez proches de celles de la plage de La Palue (*e.g.* Austin *et al.*, 2010 [31], 2014 [38]; Masselink *et al.*, 2014 [47]). D’autre part, l’îlot Guénéron perturbe la dynamique du site, et en particulier protège la partie centrale de la plage de La Palue, car l’intensité maximale du courant moyen enregistrée derrière l’îlot en période de coup de mer ($H_s > 3$ m et $T_p > 15$ s) n’était “que” de 0,6 m/s, soit moins que l’intensité maximale (0,8 m/s) enregistrée le lendemain une fois le coup de mer passé au niveau du courantomètre situé dans la zone de la pointe de Kerdra. Enfin, l’infragravité révélée par l’analyse spectrale est abondante sur le site par fortes vagues, en accord avec Raubenheimer et Guza (1996) [87].

Afin de faciliter les discussions sur le fonctionnement global et zonal de ce site-atelier tout au long de ce manuscrit, nous le morcelons en cinq secteurs typologiques remarquables pour la campagne TOPO1-Sept15 (Figure 4.61 et Tableau 4.13).

	$D_{50,moy} (\mu m)$	Gamme de $D_{50} (\mu m)$	$D_{10,moy} (\mu m)$	$D_{90,moy} (\mu m)$
Secteur 1	246	222 à 282	179	376
Secteur 2	262	229 à 425	191	395
Secteur 3	268	235 à 322	185	436
Secteur 4	308	213 à 557	194	648
Secteur 5	327	213 à 573	205	549

TABLEAU 4.13: Caractéristiques des grains sédimentaires par secteur sur les plages de La Palue et de Lostmarc’h.

Le secteur 1 d’emprise 490 m englobe le nord de la plage de Lostmarc’h. Un chenal de courant de cap borde la pointe de Lostmarc’h alors que des bancs de sable occupent l’estran. Ce secteur est composé de sédiments fins à moyens.

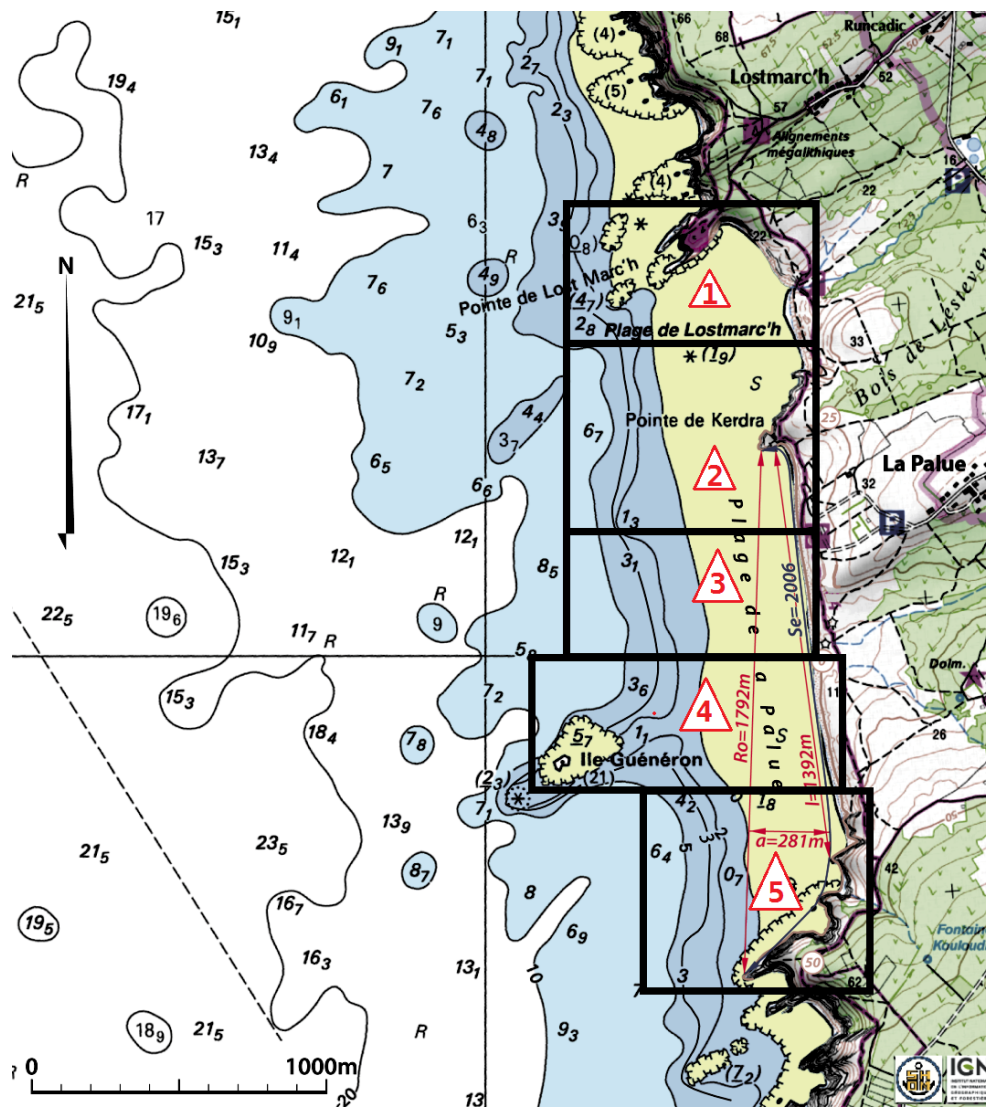


FIGURE 4.61: Découpage des plages de La Palue et de Lostmarc'h en cinq secteurs : 1 - “Nord Lostmarc'h” ; 2 - “Zone Kerdra” ; 3 - “Nord La Palue” ; 4 - “Zone Saillant” ; 5 - “Sud La Palue”.

Le secteur 2 d'emprise 640 m englobe le sud de la plage de Lostmarc'h et l'extrême nord de la plage de La Palue. La jonction des deux plages est la zone de la pointe de Kerdra. Côté Lostmarc'h, le front de dune est très pentu. Un chenal intertidal central coupe la plage de Lostmarc'h au nord, alors que sur l'estran inférieur côté La Palue se trouve une baie. Ce secteur est composé de sédiments fins à moyens.

Le secteur 3 d'emprise 440 m englobe la deuxième moitié nord de la plage de La Palue. L'estran intermédiaire est marqué par des chenaux transversaux et l'estran inférieur par la présence d'une baie. Ce secteur est composé de sédiments fins à moyens.

Le secteur 4 d'emprise 440 m englobe la zone du saillant. La plage supratidale et l'estran supérieur sont sableux, avec un front de dune de plus en plus pentu. C'est également le début de la berme qui se prolonge jusqu'à l'extrémité sud de La Palue. L'estran intermédiaire est marqué par la présence de chenaux transversaux, et le saillant est largement perturbé par une alternance de chenaux et de bancs de sable. Ce secteur est composé de sédiments fins à grossiers. En particulier,

dans les chenaux et sur le saillant, les sédiments ont un diamètre médian élevé.

Le secteur 5 d'emprise 670 m englobe l'extrême sud de la plage de La Palue. La plage supratidale et l'estran supérieur sont marqués par la présence d'une berme très formée, caractéristique d'un profil d'été, et un front de dune très pentu. Un chenal intertidal très marqué traverse la zone de haut en bas. Le bas de plage à l'extrême sud est parsemé de roches affleurantes. Ce secteur est composé de sédiments fins à grossiers.

Chapitre 5

Applications des modèles 2DH

Ce chapitre est consacré à la modélisation 2DH de la dynamique des plages sableuses enclavées. En premier lieu, la stratégie de modélisation adoptée est présentée. Dans un deuxième temps nous nous intéressons au cas de plages enclavées idéalisées par des bathymétries schématiques (échancrure rectangulaire). Enfin dans un troisième temps nous étudions le cas réel des plages-ateliers de La Palue et de Lostmarc’h en Presqu’île de Crozon (Finistère).

5.1 Stratégie de simulation

Nous choisissons une double approche complémentaire de modélisation combinant l’étude de plages enclavées schématiques idéalisées par une échancrure rectangulaire et celle des plages enclavées réelles de La Palue et de Lostmarc’h. Les plages schématiques offrent l’avantage de la flexibilité dans le choix des géométries/bathymétries des plages étudiées et d’une configuration initiale non perturbée d’un point de vue morphodynamique. Le double forçage combinant les vagues et la marée est étudié dans les deux cas. Le forçage des vagues s’inspire de l’analyse statistique et du modèle gaussien présentés au chapitre 4. Il est composé soit d’un seul spectre JONSWAP représentatif d’un seul état de mer, soit de fichiers JONSWAP successifs représentatifs de l’évolution de l’état de mer au cours d’une certaine durée (quelques jours à un mois). La marée peut-être soit forcée de manière schématique par des sinusoïdes successives d’amplitudes différentes afin de simuler un cycle morte-eau vive-eau comme il sera décrit plus loin dans le cas des plages schématiques, soit par le biais de données issues du SHOM couvrant une certaine période d’étude comme il sera décrit plus loin dans le cas des plages réelles.

Dans l’étude des plages schématiques, nous nous intéressons en particulier à la genèse d’une barre de déferlement sous l’influence du double forçage combinant les vagues et un cycle morte eau vive-eau. Le code XBeach est retenu pour sa capacité à modéliser un contre-courant de retour de type “*undertow*” et à former les barres.

Dans l’étude des plages réelles de La Palue et de Lostmarc’h, le code XBeach est validé sur le plan hydrodynamique par une confrontation des résultats prédits aux mesures *in situ* de la campagne HYDRO-Janv15. La dynamique hydro-sédimentaire du site est modélisée et expliquée en attachant de l’importance au rôle joué par l’échancrure rocheuse (plus l’îlot) et la marée. Une

ouverture à la modélisation numérique par les éléments finis à l'aide du code TELEMAC est proposée, avec une comparaison des résultats à ceux obtenus par l'approche aux différences finies du code XBeach. Enfin, l'évolution morphologique des plages sur une lunaison (deux cycles morte-eau vive-eau) est prédite et comparée aux mesures *in situ* des campagnes TOPO1-Sept15 (début de simulation) et TOPO3-Sept15 (fin de simulation).

5.2 Plages schématiques

5.2.1 Configuration

Deux plages enclavées schématiques de pente uniforme (pas de barre à l'état initial) sont étudiées, l'une "assez peu enclavée" d'indice de confinement $IC = 2$ (Plage A) l'autre "moyennement enclavée" d'indice de confinement $IC = 3$ (Plage B) (Tableau 5.1 et Figure 5.1).

		Plage A	Plage B
Bathymétrie et topographie	longueur (m)	1460	860
	périmètre (m)	2380	1940
	longueur des caps (m)	460	540
	taux de confinement a/C_l	0,32	0,63
	indice de confinement IC	2	3
	pente (%)	2	2
	profondeur aux extrémités des caps (m)	-5,5	-7,5
	profondeur maximale (m)	-10	-10
	D_{50} (mm)	0,2	0,2
Types de forçage	Vagues	irrégulières (JONSWAP) d'incidence normale ou oblique (5°)	
	Marée	cycle morte-eau vive-eau	

TABLEAU 5.1: Configurations des plages enclavées schématiques et types de forçages.

Le maillage est régulier avec des mailles uniformes de longueur 20 m, suffisamment fines pour résoudre la formation et l'évolution des barres tout en gardant un temps de calcul raisonnable. La configuration complète du code XBeach est résumée au Tableau 5.2. Les paramètres qui n'apparaissent pas sont laissés à leur valeur par défaut. L'énergie des vagues est dissipée uniquement par déferlement bathymétrique (formule de Roelvink, 1993 [159]), le frottement sur le fond n'est pas pris en compte. Le *roller* et l'onde longue liée aux groupes de vagues sont considérés. La formule

de Van Thiel - Van Rijn est choisie pour le calcul du transport sédimentaire. L'effet de l'asymétrie des vagues est inclus mais pas celui de la pente du fond. L'évolution du fond est calculée en tenant compte des substrats rocheux au niveau des caps représentés par des zones non érodables. L'avalanche morphologique est incluse afin de modéliser l'érosion du haut de plage en période de vagues fortement énergétiques combinées à une marée de vive-eau.

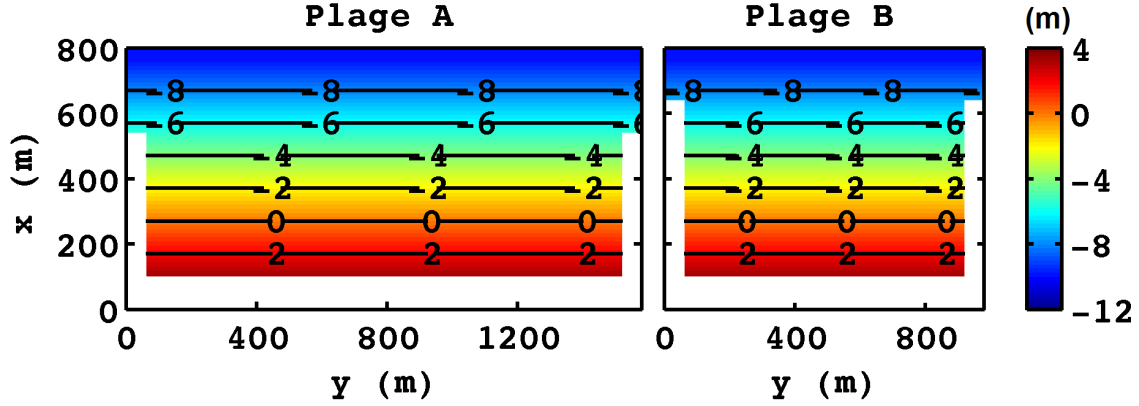


FIGURE 5.1: Bathymétries schématiques de deux plages enclavées de longueur S_2 et de périmètre d'échancrure S_1 . Plage A : $S_2 = 1460$ m, $S_1 = 2380$ m ; Plage B : $S_2 = 860$ m, $S_1 = 1940$ m.

Processus physiques	Paramètres	Valeurs
Vagues		
Déferlement bathymétrique	γ_b	0,5
<i>Roller</i>	$\nu_{fac}; \beta_s$	1 ; 0,1
Courants		
Frottement sur le fond	c_f	0,003
Mélange turbulent horizontal	ν_h	0,15
Transport sédimentaire		
Formule	<i>form</i>	2
Effet de pente du fond	<i>facsl</i>	0
Effet d'asymétrie des vagues	γ_{ua}	0,1
Cisaillement lié aux ondes longues	<i>lws</i>	1
Morphodynamique		
Avalanche morphologique	<i>dryslp ; wetslp</i>	0,3 ; 1

TABLEAU 5.2: Configuration du modèle XBeach pour l'étude des plages enclavées schématiques.

Le forçage du climat de vagues est basé sur le modèle gaussien issu de l'analyse statistique des données SWAN présentée au chapitre 4. Dans un premier temps, les bathymétries sont initialisées par un climat de vagues constant représenté par un spectre JONSWAP dont les caractéristiques correspondent au climat "moyen" : $H_{m0} = 1,5$ m, $T_p = 11$ s, $\theta_0 = 270$ N ou 265 N (Figure 5.2). Les nombres d'Iribarren ξ_0 et de Gourlay $\Omega = H_b/w_s T$ associés au climat constant sont égaux à 0,05 et 5,7 respectivement, caractérisant un déferlement "glissant" et des conditions dissipatives.

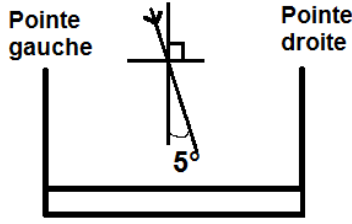


FIGURE 5.2: Angle de 5° pour des vagues d'incidence oblique.

Une variation du niveau d'eau de type cycle morte-eau vive-eau est superposée au climat de vagues (*cf.* équation (2.23) au chapitre 2, p. 38) avec $\eta_0 = 0$, $a_m = 2$ et $a_s = 1$ de sorte que nous obtenons un marnage minimum égal à 2 m et un marnage maximum égal à 6 m (Figure 5.3a).

Une fois les bathymétries initialisées, nous étudions l'impact d'un événement de houle modérément énergétique (superposé au cycle morte-eau vive-eau), de forme gaussienne dont les caractéristiques au pic sont $H_{m0} = 2,1$ m et $T_p = 13$ s contre $H_{m0} = 0,8$ m et $T_p = 9$ s en dehors de l'événement. De même au pic de houle $\xi_0 = 0,05$ et $\Omega = 6,7$, caractérisant là-aussi un déferlement "glissant" et des conditions dissipatives. En dehors du pic de houle, $\xi_0 = 0,07$ et $\Omega = 3,7$, caractérisant un déferlement "glissant" et des conditions intermédiaires. Trois différents scénarii sont envisagés : l'événement de houle tombe aux premières marées de vive-eau (Figure 5.3b), aux marées de morte-eau (Figure 5.3c) ou aux deuxièmes marées de vive-eau (Figure 5.3d). Ces événements de houles sont représentés par la succession de plusieurs spectres JONSWAP.

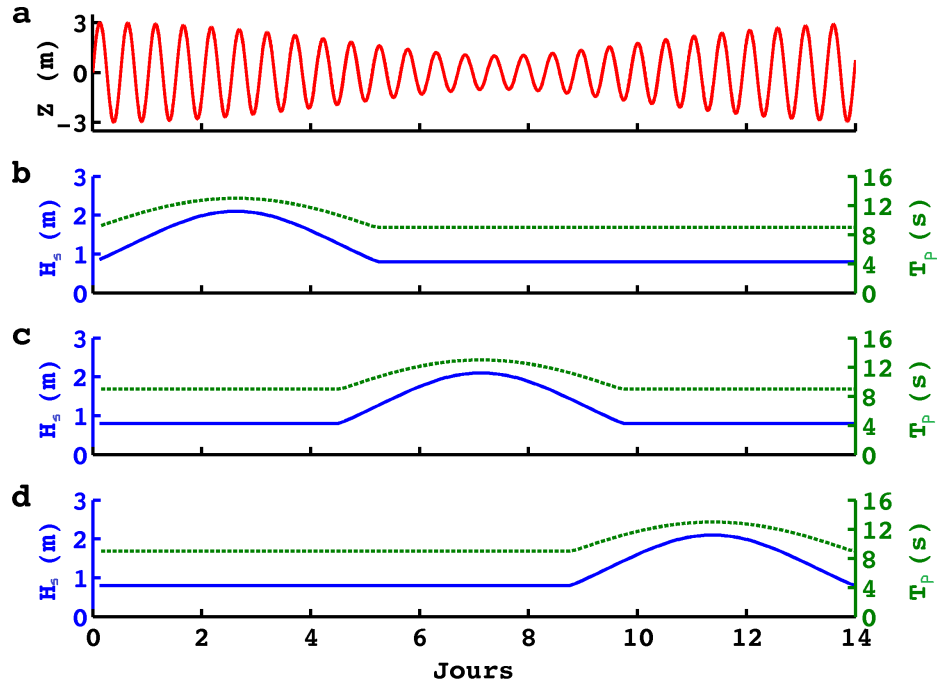


FIGURE 5.3: Variation du niveau d'eau représentative d'un cycle morte-eau vive-eau (a) et climats de vagues variables idéalisés par un modèle Gaussien représentant une entrée de houle modérément énergétique tombant aux premières marées de vive-eau (scénario S1) (b), aux marées de morte-eau (scénario S2) (c) et aux deuxièmes marées de vive-eau (scénario S3) (d).

5.2.2 Résultats

5.2.2.1 Climat de vagues constant (initialisation)

Les courants (eulériens) moyens (\vec{U}_e) sont extraits du code toutes les 5 minutes. Les circulations à basse mer, mi-marée et pleine mer en fin d'initialisation sont illustrées à la Figure 5.4.

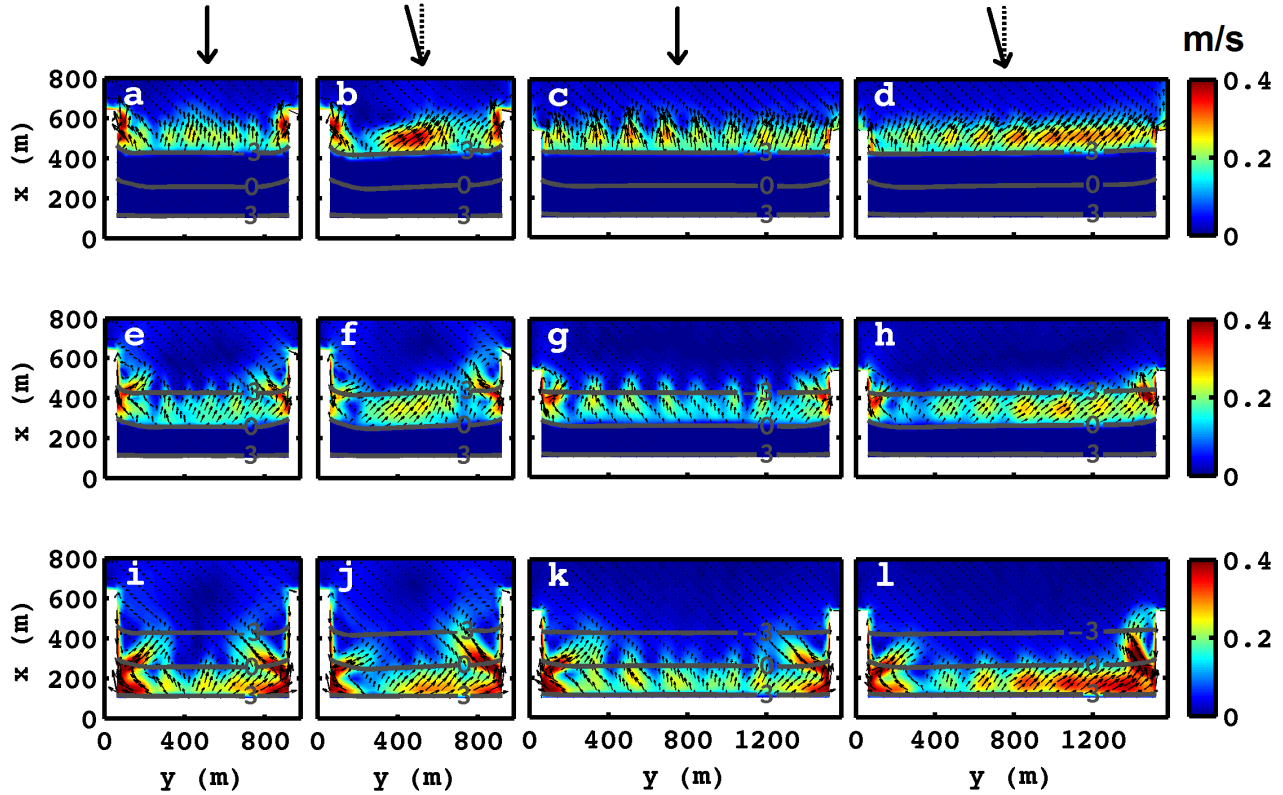


FIGURE 5.4: Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédites (en m/s) à basse mer (a - d), mi-marée (e - h) et pleine mer (i - l) en fin d'initialisation par un climat de vagues constant. Les colonnes 1 et 2 sont pour la plage B (pour une incidence normale et oblique, respectivement), les colonnes 3 et 4 pour la plage A (pour une incidence normale et oblique, respectivement).

Des courants sagittaux non établis (*i.e.* indépendants de la morphologie du fond) dits “éphémères” (*e.g.* Dalrymple *et al.*, 2011 [212]) se développent, en particulier le long de la plage A (*e.g.* Figure 5.4c et 5.4g). Ils sont régulièrement espacés et forcés par les ondes de coin, non par des processus d’auto-organisation morphodynamique qui requièrent la présence de perturbations aléatoires sur le fond (*e.g.* Garnier *et al.*, 2008 [213]; Castelle et Coco, 2012 [37]). Des courants de cap sont également visibles dans chaque cas de simulation. Ils sont plus intenses sur la plage B que sur la plage A. Pour les deux plages, ils sont particulièrement intenses à pleine mer (Figures 5.4i et 5.4k) où ils peuvent atteindre des vitesses de l’ordre de 0,5 m/s. L’indice de confinement, et donc la longueur des caps ainsi que celle de la plage, a clairement une influence considérable sur l’organisation des courants sagittaux. Pour des vagues d’incidence normale, la plage A a un plus grand nombre de courants sagittaux que la plage B. En tenant compte des deux courants de cap, nous en dénombrons 9 à basse mer, 8 à mi-marée et 7 à pleine mer pour la plage A alors que pour

la plage B il est plus difficile de les distinguer, nous en comptons entre 3 et 5 indépendamment du stade de la marée. Une circulation “normale” est donc prédite sur la plage A contre une circulation “transitoire” sur la plage B. Pour des vagues d’incidence oblique, nous observons une forte asymétrie entre les deux courants de cap, en particulier à mi-marée et à pleine mer (Figures 5.4f, 5.4j, 5.4h et 5.4l). Pour la plage B, c’est une circulation à 3 courants sagittaux qui domine, avec le courant central plus intense à basse mer, où il atteint jusqu’à 0,35 m/s, qu’à mi-marée ou à pleine mer où il ne dépasse pas 0,26 m/s. Un intense courant de dérive littorale prédomine sur la partie droite de la plage A, qui se rattache au courant de cap à mi-marée et à pleine mer. A pleine mer, ce courant de dérive est particulièrement fort, jusqu’à 0,42 m/s. Les courants sagittaux sont toujours présents mais moins visibles que dans le cas d’une incidence normale des vagues, en particulier à basse mer où l’influence des caps sur la circulation diminue nettement.

L’évolution morphologique du système montre, après un cycle morte-eau vive-eau complet, une érosion globale de l’estran supérieur et la formation d’une barre subtidale (Figure 5.5).

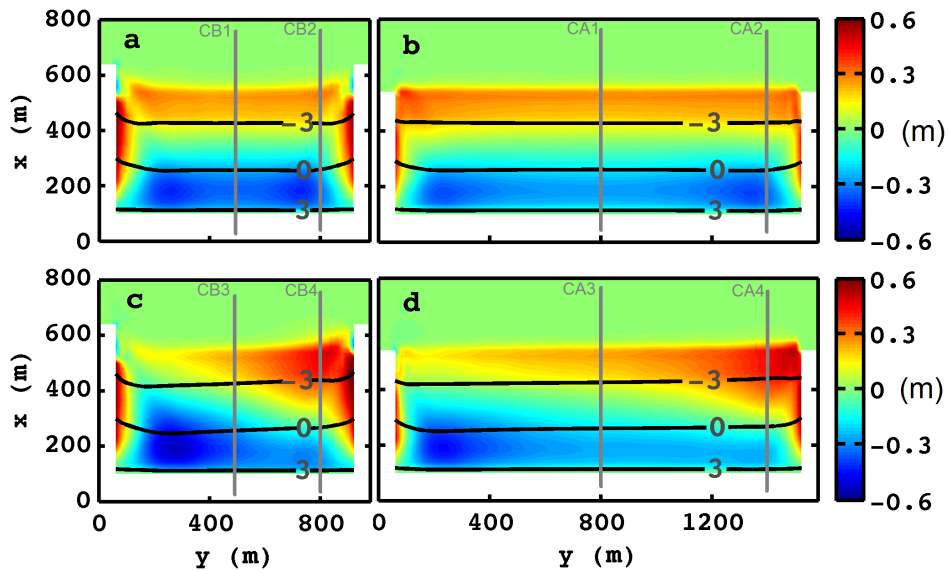


FIGURE 5.5: Evolution morphologique après un cycle morte-eau vive-eau et un climat de vagues constant ($H_{m0} = 1,5\text{ m}$, $T_p = 11\text{ s}$) : d’incidence normale pour la Plage B (a) et la Plage A (b) ; d’incidence oblique pour la Plage B (c) et la Plage A (d).

Ce résultat avait également été obtenu par Masselink (2004) [214] dans une étude numérique 1D *cross-shore* et par Watts et Dearduff (1954) [215] dans une expérience en laboratoire. Pour des vagues d’incidence normale, la barre est linéaire pour la plage A et incurvée pour la plage B. Dans l’ensemble, les isobathes de la plage B sont plus incurvées que celles de la plage A. Sur les deux plages, la barre a une hauteur de crête (h_c) de 30 cm, avec une pente côté large plus raide que côté plage (Figures 5.6a et 5.6c). Pour des vagues d’incidence oblique, la barre est très asymétrique sur les deux plages avec une accumulation importante de sable au niveau de la pointe droite où h_c atteint 55 cm (Figures 5.6b et 5.6d). En revanche, de l’autre côté de la plage, la barre est moins large et h_c ne dépasse pas 15 cm. Par ailleurs, la migration transversale de la ligne d’eau induit un dépôt de sable le long des pointes par les courants de cap, incurvant les isobathes. Environ 40 à 50 cm de sable s’est accumulé avec une extension vers le milieu de plage plus importante pour la plage B, laissant présager des courants de cap plus larges que pour la plage A.

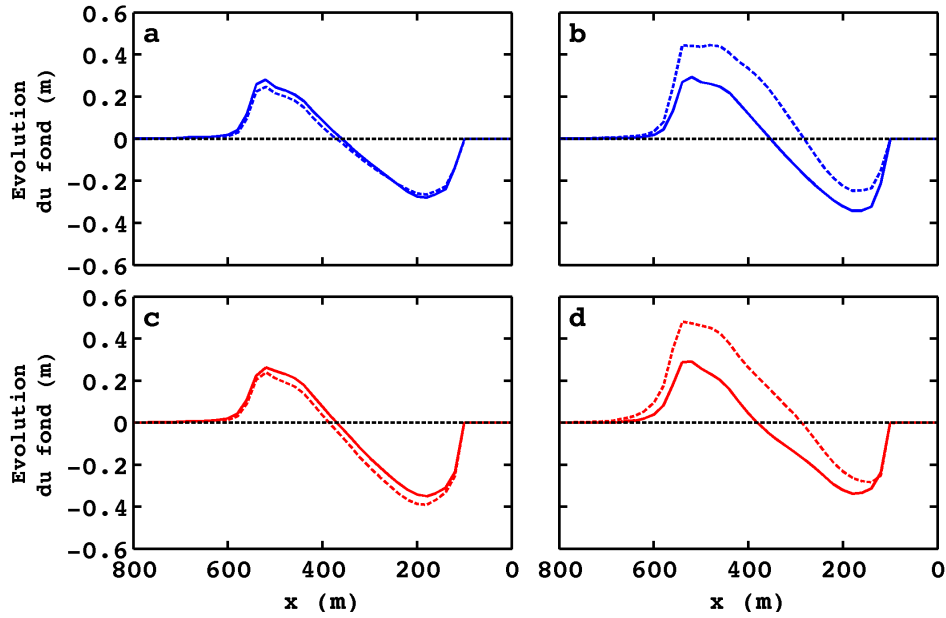


FIGURE 5.6: Evolution morphologique après un climat de vagues constant et un cycle morte-eau vive-eau sur la plage A le long du transect transversal CA1 (a, trait plein), CA2 (b, trait plein), CA3 (a, trait pointillé), CA4 (b, trait pointillé) et sur la plage B le long du transect CB1 (c, trait plein), CB2(d, trait plein), CB3 (c, trait pointillé), CB4 (d, trait pointillé).

5.2.2.2 Climat de vagues variable après initialisation

Les circulations à pleine mer, mi-marée et basse mer pendant le pic de houle ($H_{m0} = 2,1$ m et $T_p = 13$ s) sont illustrées aux Figures 5.7, 5.8 et 5.9 et les résultats résumés au Tableau 5.3. A pleine mer, d'intenses courants de cap se développent sur les deux plages. Pour la plage B, ils sont particulièrement larges et intenses pour les scénarii S1 et S3 (Figures 5.7a, 5.7b, 5.7c et 5.7d). Pour des vagues d'incidence normale, ils atteignent des vitesses de l'ordre de 0,5 m/s et s'étendent vers le large jusqu'à l'extrémité des caps. Pour le scénario S2, les courants de cap sont davantage orientés vers l'intérieur de l'échancrure avec une allure de vortex plus prononcée que pour les scénarii S1 et S3. Pour des vagues d'incidence oblique, le courant de cap de droite est particulièrement intense (jusqu'à 0,6 m/s) pour le scénario S3 (Figure 5.7j). Pour la plage A et des vagues d'incidence normale, nous observons 5 à 6 courants sagittaux "naturels" (CSN) en plus des deux courants de cap (Figures 5.7c, 5.7g et 5.7k). Les courants sont un peu moins forts que sur la plage B. Les courants de cap atteignent des vitesses de l'ordre de 0,4 à 0,5 m/s alors que les CSN atteignent des vitesses de l'ordre de 0,3 à 0,4 m/s. En ce qui concerne les vagues d'incidence oblique, un courant de dérive longitudinale se développe, qui peut être intense en particulier pour le scénario S2 (Figure 5.7h). Les CSN disparaissent ou sont mélangés à la dérive littorale alors que le courant de cap le long de la pointe droite est plus intense que pour des vagues d'incidence normale. A mi-marée, les courants de cap sont moins développés et moins intenses qu'à pleine mer (Figure 5.8). Les CSN sont moins visibles, en particulier sur la plage A (Figures 5.28c, 5.8g et 5.8k) et pour le scénario S3 (Figure 5.8k). Nous comptons 6 CSN et 2 courants de cap pour les scénarii S1 et S2. Sur la plage B, nous notons la présence d'un courant sagittal central assez marqué en cas d'incidence oblique des vagues qui atteint une vitesse de l'ordre de 0,4 m/s. A basse mer, les courants sont globalement moins intenses (Figure 5.9). Sur la plage A, les CSN sont moins visibles.

Scénario	Plage	θ (°)	Courants sagittaux “naturels”						Courants de cap						
			Nombre			Intensité			Nombre			Intensité (m/s)			
			BM	MM	PM	BM	MM	PM	BM	MM	PM	BM	MM	PM	
S1	A	0	6 à 8	6	5	5	0,3			2			0,4		
		5	7	5	4	4	0,3 à 0,4			2			0,4 à 0,5		
	B	0	3 (?)	1 (?)	0 à 1	0,3	0,25	0,2	2			0,4			
		5	1	2	2	0,3	0,4	0,3	2			0,4 à 0,5			
	S2	A	0	6	5 à 6	0,25	0,25 à 0,3			2			0,3 à 0,4		
5			3 (?)	6	4 à 5	0,4	0,3			2			0,3		
B		0	3 (?)	1	0,3	0,25 à 0,3	0,3	2			0,3				
		5	1	1 à 2	2	0,35	0,25 à 0,3			2			0,3		
S3		A	0	8	(?)	5	0,3	0,2 à 0,25			2			0,4	
	5		6 à 7	(?)	3 (?)	0,3	0,4	2			0,4				
	B	0	4 (?)	1	0 à 1	0,3	0,2			2			0,4 à 0,5		
		5	1 à 3 (?)	1	0 à 1	0,3	0,2			2			0,4 à 0,5		

TABLEAU 5.3: Nombre et intensité des courants sagittaux “naturels” et des courants de cap prédits sur les plages A et B pour les différents scénarii de vagues et de marée. Des (?) sont marqués lorsque les résultats sont difficiles à interpréter.

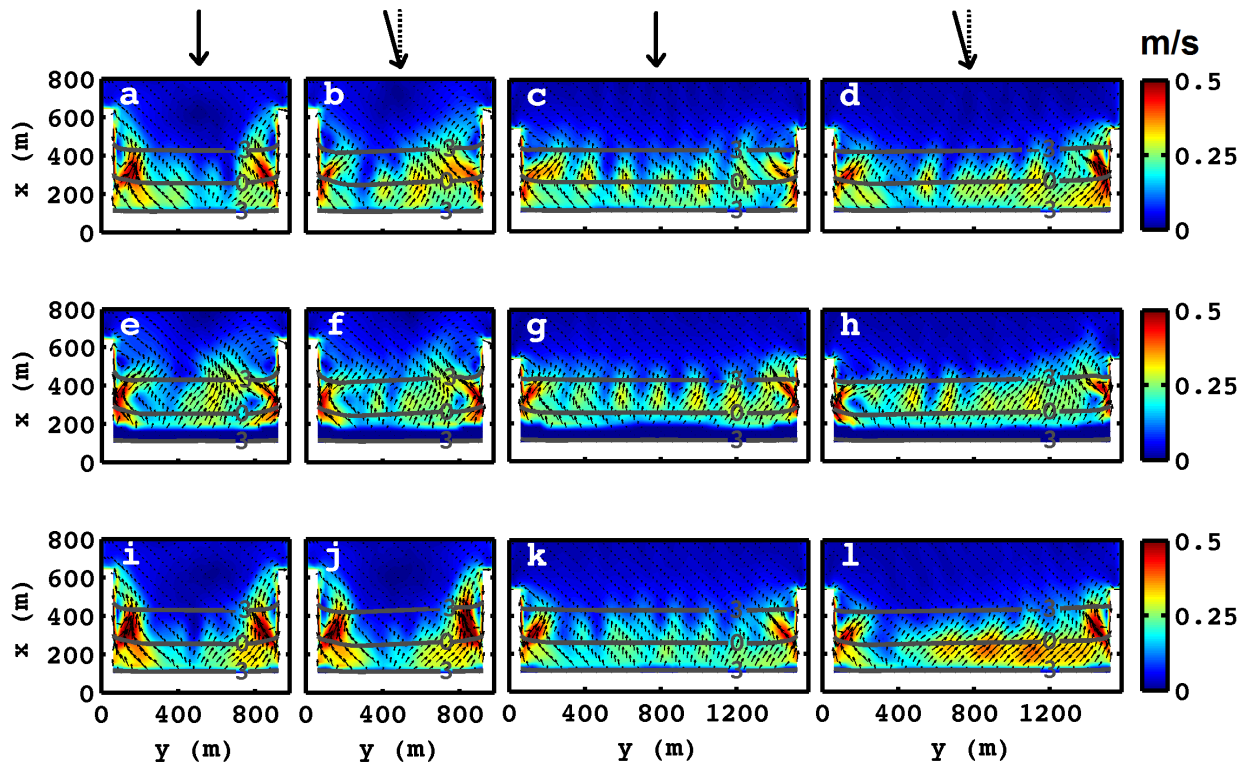


FIGURE 5.7: Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits au pic de houle pour des vagues d'incidence normale ou oblique pour le scénario S1 (a - d), S2 (e - h) et S3 (i - l).

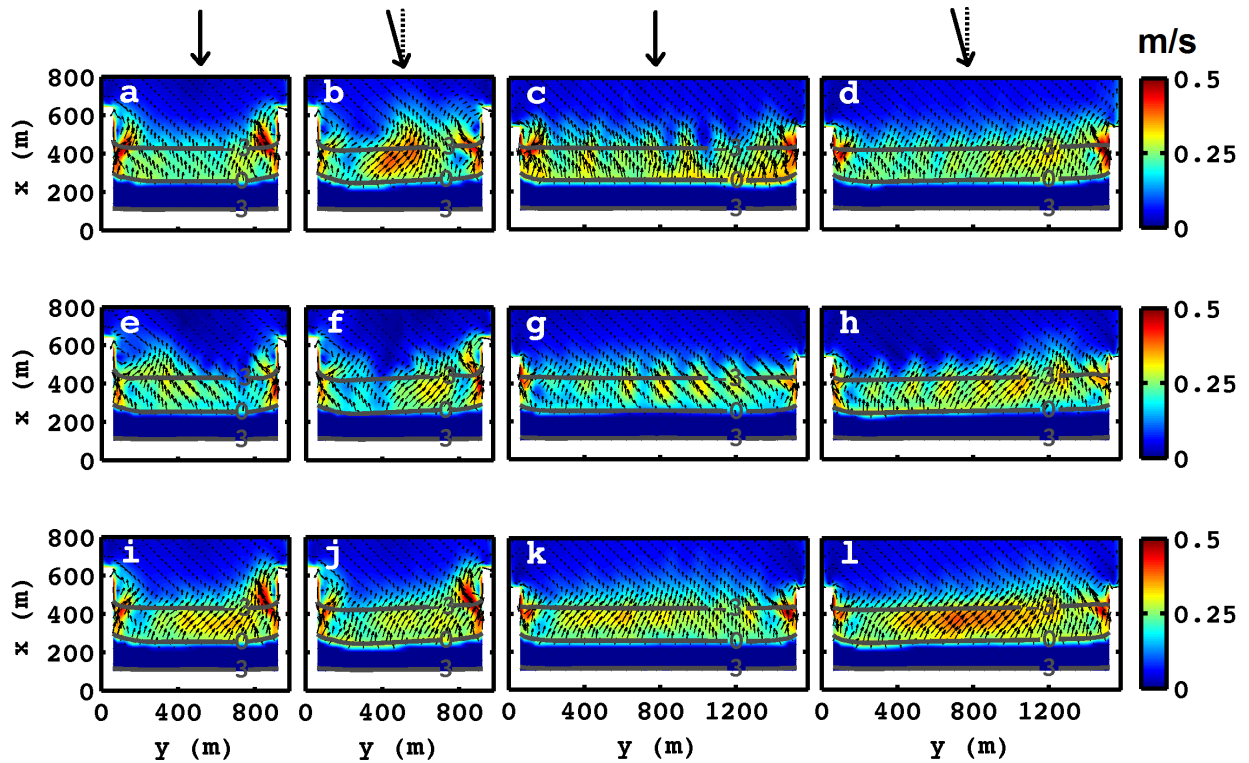


FIGURE 5.8: Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits au pic de houle pour des vagues d'incidence normale ou oblique pour le scénario S1 (a - d), S2 (e - h) et S3 (i - l).

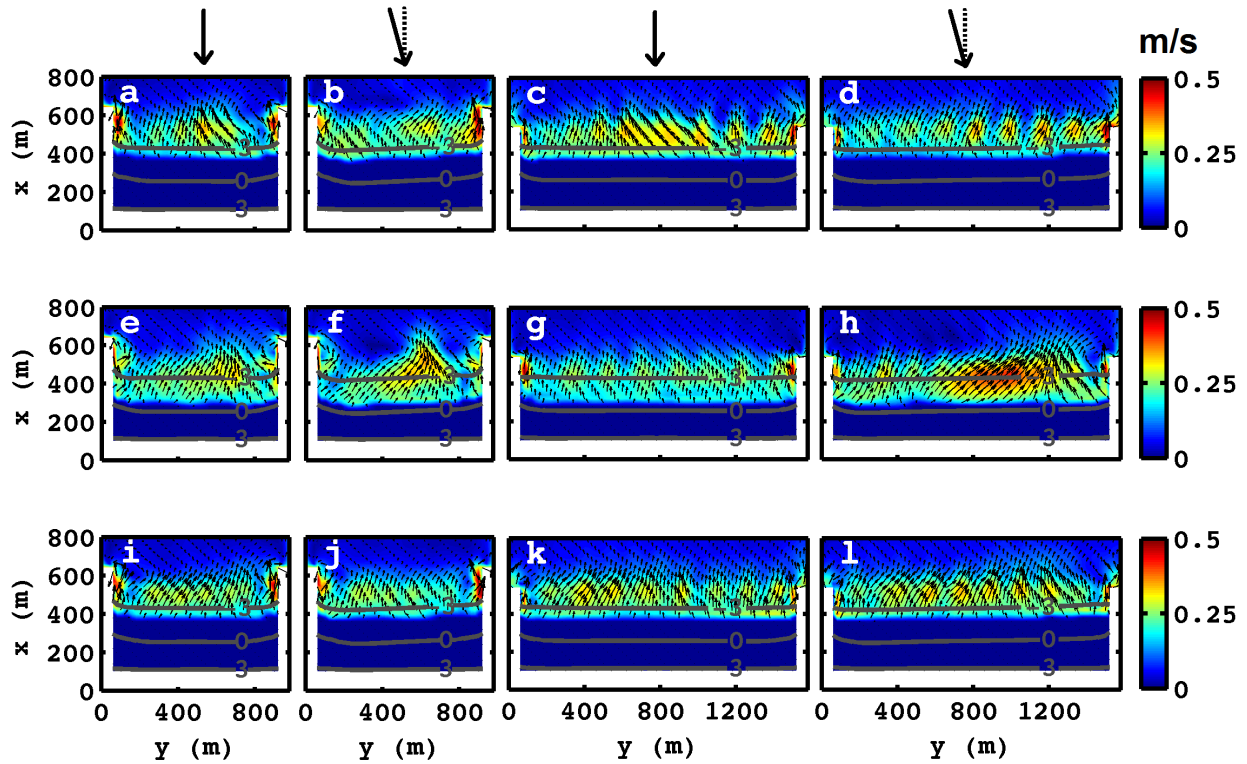


FIGURE 5.9: Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits à basse mer au pic de houle pour des vagues d’incidence normale ou oblique pour le scénario S1 (a - d), S2 (e - h) et S3 (i - l).

L’évolution morphologique des plages A et B après un cycle morte-eau vive-eau est résumée à la Figure 5.10 et au Tableau 5.4.

Evolution morphologique pour le scénario S1

Pour des vagues d’incidence normale, le sable s’accumule sous la forme d’une barre ($h_c = 15$ cm) en zone subtidale, assez loin au large de l’isobathe -3 m. La barre est rectiligne pour la plage A (Figure 5.10c) et incurvée pour la plage B (Figure 5.10a). Nous observons une deuxième zone d’accumulation juste en dessous de l’isobathe -3 m, sans doute induite par le déferlement des faibles houles sur la barre au large après l’événement de houle. De plus, une quantité importante de sable s’est déposé le long des pointes sur la plage B, sous l’effet d’intenses courants de cap pendant l’événement de houle. Pour des vagues d’incidence oblique, la barre formée au large est très asymétrique sur les deux plages (Figures 5.10b et 5.10d), et le phénomène de “contournement de pointe” est observé sur la plage A dont les caps sont moins longs que ceux de la plage B.

Evolution morphologique pour le scénario S2

Pour des vagues d’incidence normale ou oblique, nous observons une accumulation de sable d’environ $+20$ cm au niveau de l’isobathe -3 m (zone subtidale proche et estran inférieur) sur les deux plages. La barre est incurvée pour la plage B. Pour des vagues d’incidence oblique, la barre est très asymétrique sur les deux plages et une quantité importante de sable ($+30$ à $+40$ cm) s’est accumulée près de la pointe de droite, au-dessus de l’isobathe -3 m. Le phénomène de contournement de pointe n’est observé sur aucune des deux plages.

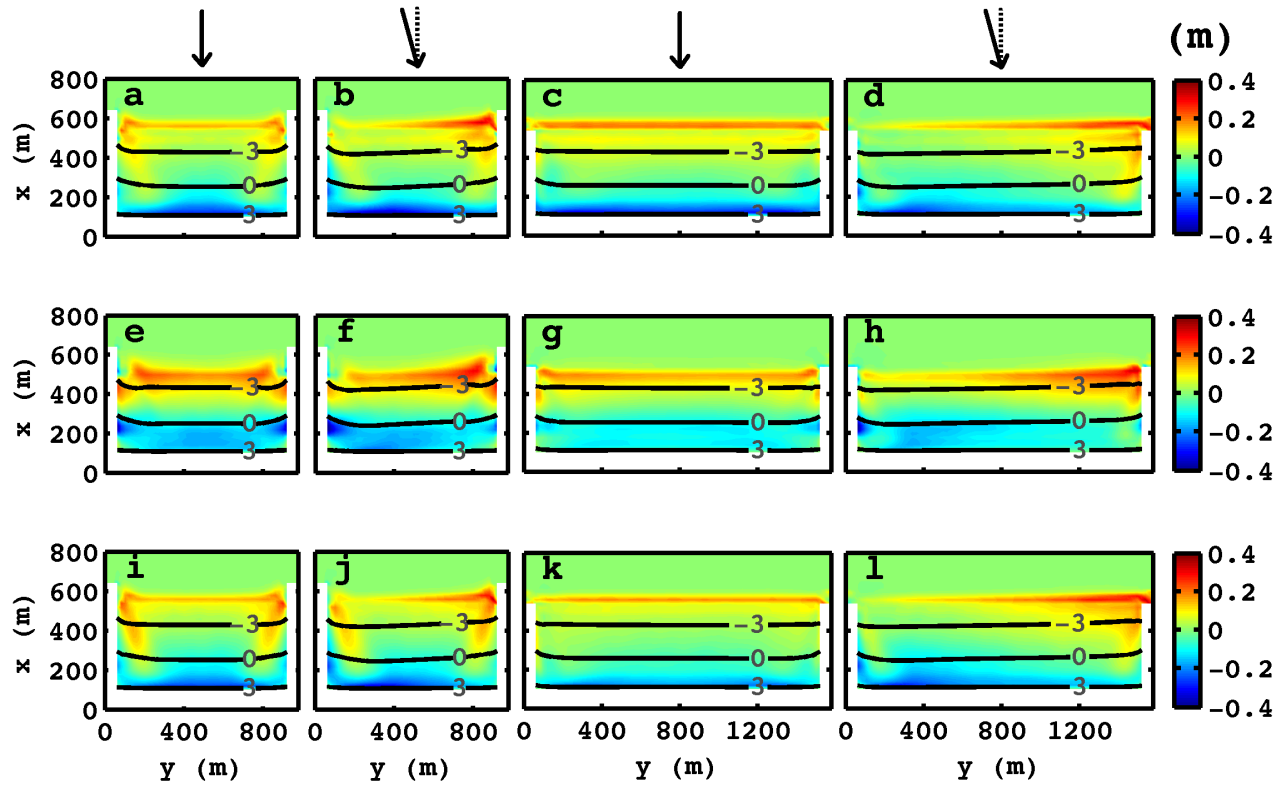


FIGURE 5.10: Evolution morphologique après un cycle morte-eau vive-eau et un climat de vagues variable d'incidence normale ou oblique pour le scénario S1 (a - d), S2 (e - h) et S3 (i - l).

Scénario	Plage	θ (°)	Barre linéaire	Barre incurvée	Barre asymétrique	contournement de pointe
S1	A	0	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		5	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
	B	0	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		5	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
S2	A	0	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		5	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
	B	0	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		5	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
S3	A	0	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		5	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
	B	0	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		5	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>

TABLEAU 5.4: Caractéristique de la barre formée après un événement de houle au cours d'un cycle morte-eau vive-eau.

Evolution morphologique pour le scénario S3

Pour des vagues d'incidence normale, l'évolution morphologique des deux plages est assez similaire à celle observée pour le scénario S1. La barre formée sur la plage A est quand même légèrement plus fine et une deuxième zone d'accumulation n'est observée sur aucune des deux plages. Pour des

vagues d'incidence oblique, l'évolution morphologique est également très proche de celle observée pour le scénario S1, néanmoins avec une asymétrie de la barre moins prononcée sur la plage B. Le phénomène de contournement de pointe est toujours observé sur la plage A et absent sur la plage B.

5.2.3 Discussion

Sur les plages macrotidales contraintes par des caps rocheux, une barre subtidale est couramment observée en-dessous ou au niveau de l'isobathe de basse mer de vive-eau, par exemple sur la plage de Nine Mile en Australie par Masselink et Hegge (1995) [216], sur la plage de Porsmilin en France par Dehouck *et al.* (2009) [35] ou encore sur la plage de La Palue au cours de cette thèse (voir chapitre 4). Nous avons montré que la formation de cette barre est bien prédite par le modèle XBeach. En effet, après un climat de vagues constant ($H_{m0} = 1,5$ m et $T_p = 11$ s), une barre de hauteur de crête 50 cm et d'épaisseur 150 m est créée au niveau des basses mers de vive-eau. Ce résultat coïncide avec les observations de Clarke *et al.* (1984) [217] et les travaux numériques de Masselink (2004) [214]. Ce système de barre correspond au type de plage "*Low Tide Bar and Rips*" de la classification de Masselink et Short (1993) [202] (*cf.* Figure 4.31 du chapitre 4, p. 108), même si ici la formation de chenaux traversant la barre n'est pas modélisée. En théorie l'état morphologique "*Low Tide Bar and Rips*" apparaît pour un nombre de Gourlay Ω compris entre 2 et 5 et un marnage relatif RTR ("*Relative Tidal Range*") compris entre 3 et 7. Ici, nous avons $D_{50} = 0,2$ mm, ce qui donne $\Omega = 5,2$. En ce qui concerne le forçage des vagues et la nature des sédiments, nous sommes donc à la limite entre un état intermédiaire et un état dissipatif. Néanmoins, le calcul du marnage relatif $RTR = MSR/H_b$ à pleine mer donne $RTR = 6/1,1 = 5,5$ pour la plage A et $RTR = 6/1,3 = 4,6$ pour la plage B. Nous avons donc approximativement $RTR \approx 5$, ce qui rentre parfaitement dans l'intervalle de formation du type de plage "*Low Tide Bar and Rips*".

Influence de la taille de l'échancrure rocheuse — La longueur du périmètre d'échancrure influence la géométrie de la barre formée : elle est rectiligne pour la plage A et incurvée pour la plage B. Elle influence également le dépôt de sédiment le long des caps rocheux par les courants de cap et donc l'incurvation des lignes bathymétriques. Comme dans notre classification établie au chapitre 1 (Figure 1.4, p.14), nous retrouvons le fait que plus une plage est contrainte (indice de confinement supérieur ou égal à 3), plus elle a de chance d'être elliptique.

Influence de l'angle d'incidence des vagues — L'angle d'incidence des vagues a un impact important sur la géométrie de la barre formée. Dans le cas d'une incidence oblique, le modèle prédit un transport sédimentaire le long de la plage vers la pointe située dans la direction de la dérive littorale ("*updrift headland*"). Par conséquent, l'accumulation de sable se fait de manière privilégiée d'un côté de la plage menant à la formation d'une barre asymétrique. Si une même incidence oblique des vagues persiste pendant suffisamment longtemps, les phénomènes de rotation de la plage ("*beach rotation*") et de contournement de pointe par une partie du matériel sableux ("*headland sand bypassing*") peuvent se produire.

Influence du cycle morte-eau vive-eau — L'accroissement du marnage provoque l'advection de matériel sédimentaire de l'estran vers la plage subtidale. En effet, en accord avec les résultats de Masselink (2004) [214], si des barres intertidales (*i.e.* des zones d'engraissement au-dessus de

l'isobathe -3 m) se forment en période de morte-eau sur l'estran inférieur ou intermédiaire (Figures 5.11c et 5.11d), elles sont rejetées vers le large en zone subtidale lors des prochaines marées de vive-eau (Figure 5.11e et 5.11f).

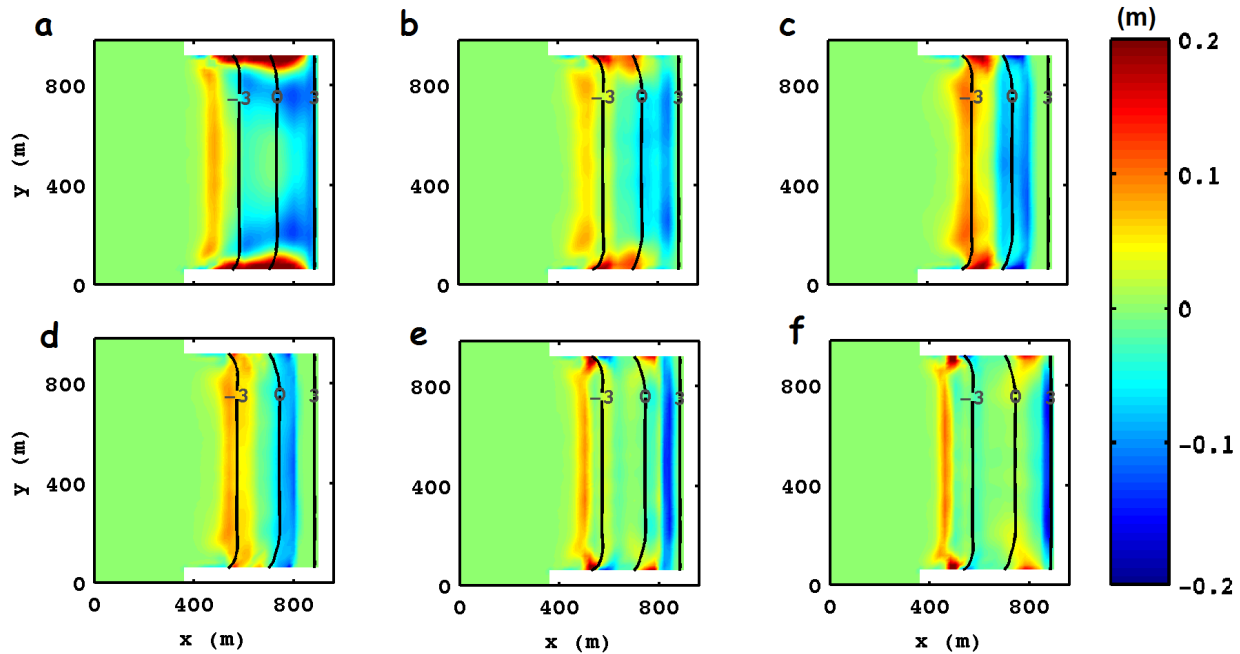


FIGURE 5.11: Evolution morphologique de la plage B lors de l'initialisation par un climat de vagues constant et un cycle morte-eau vive-eau : a) de 0 à 56 h ; b) de 56 à 112 h ; c) de 168 à 224 h ; d) de 224 à 280 h ; e) de 280 à 336 h.

Par ailleurs, un accroissement du marnage favorise un lissage de la zone de déferlement (Peters *et al.*, 1996 [218]) et l'aplatissement des formes de fond (Wright *et al.*, 1987 [219]). En effet, ici la barre formée a une hauteur de crête de l'ordre de 30 à 60 cm alors qu'en environnement microtidal l'ordre de grandeur se situe autour de 1 m et il n'est pas rare d'observer des barres de plusieurs mètres d'amplitude (*e.g.* Wijnberg et Kroon, 2002 [128]). La variation du marnage influence également l'évolution morphologique de la plage durant un événement de houle, qui va dépendre de la position du pic dans le cycle morte-eau vive-eau. Ici, nous avons testé trois cas différents : (i) le pic de houle tombe aux marées de vive-eau en début de cycle ; (ii) le pic de houle tombe aux marées de morte-eau en milieu de cycle ; (iii) le pic de houle tombe aux marées de vive-eau en fin de cycle. Les résultats montrent clairement que la position du pic de houle dans le cycle morte-eau vive-eau est un facteur clé qui contrôle l'évolution morphologique de la plage et de son système de barre (*cf.* Figure 5.10). Positionné durant les vives-eaux, l'événement de houle rejette la barre plus loin vers le large que lorsqu'il est positionné durant les mortes-eaux. De plus, les intenses courants de cap entraînent un dépôt conséquent de matériel sableux sur toute la largeur de l'estran, ce qui n'est pas le cas lorsque l'événement de houle tombe aux mortes-eaux, l'accumulation de sable se concentrant alors autour de l'isobathe -3 m. D'autre part, nous observons une érosion du haut de plage plus marquée lorsque l'événement de houle tombe aux vives-eaux. Lorsqu'il tombe aux mortes-eaux, nous observons que la barre formée est plus épaisse. Ceci s'explique par une vitesse de variation de la ligne d'eau plus lente aux mortes-eaux ce qui laisse plus de temps pour agir aux différents processus hydrodynamiques liés au déferlement des vagues. La position du pic de houle aux 1^{res} ou aux 2^{es} marées de vive-eau (*i.e.* en début ou en fin

de cycle) est aussi importante. En effet, nous pouvons voir à la Figure 5.10 que lorsqu'il est placé en début de cycle, deux zones d'accumulation distinctes sont visibles en zone subtidale contre une seule lorsqu'il est placé en fin de cycle. Ceci s'explique par le fait qu'aux deuxièmes vives-eaux, le sédiment déposé lors du pic de houle aux premières vives-eaux est remobilisé par les houles faibles de beau temps. Enfin, un résultat important est que la conjugaison d'une marée de vive-eau et d'un événement de houle favorise les chances d'observer le phénomène de contournement de pointe, comme aux Figures 5.10d et 5.10l.

5.3 Plages de La Palue et de Lostmarc'h

Le système hydro-sédimentaire et la morphodynamique des plages de La Palue et de Lostmarc'h soumises au forçage combinant les vagues et la marée sont étudiés. Dans un premier temps, après validation du code XBeach sur la base des mesures recueillies lors de la campagne HYDRO-Janv15, les prédictions en terme d'hydrodynamique sont illustrées et nous discutons l'influence de la topographie, du climat de vagues et du cycle morte-eau vive-eau. L'approche aux différences finies proposée dans le code XBeach est ensuite comparée à celle des éléments finis proposée dans le code TELEMAC. Dans un deuxième temps, les prédictions hydro-sédimentaires du code XBeach sont illustrées. Enfin dans un troisième temps les prédictions d'évolution des fonds en termes de dépôt et d'érosion après une lunaison (29,5 jours) sont montrées et comparées aux mesures *in situ* réalisés lors des campagnes TOPO1-Sept15 et TOPO3-Sept15.

5.3.1 Prédictions et validation hydrodynamiques

5.3.1.1 Prédictions XBeach

Sensibilité des prédictions à divers paramètres et validation du code

Les prédictions de la hauteur des vagues et des courants moyens eulériens transversal u^E noté u_e , longitudinal v^E noté v_e et total $U_e = \sqrt{u_e^2 + v_e^2}$ sont confrontées aux mesures *in situ* de la campagne HYDRO-Janv15. Le modèle est forcé sur une durée de 56 heures par une variation du niveau d'eau correspondant à un cycle morte-eau vive-eau (données issues des prédictions du SHOM) et une succession de climats de vagues définis par différents spectres JONSWAP dont les caractéristiques principales H_{m0} et T_p sont tracées à la Figure 5.12. N'ayant pas de données houlo-métriques au large des plages, nous nous basons sur les prédictions du modèle WAVEWATCH III (*e.g.* Tolman, 2014 [200]) de PREVIMER. La direction des vagues est normale à la côte ($\theta_0 = 270$ N) tout au long de la simulation.

Nous comparons les prédictions aux mesures *in situ* pour le courantomètre JK, face à la pointe de Kerdra (*cf.* Figure 4.40 du chapitre 4, p. 117). Rappelons que le courantomètre JK n'a été installé que le 2^e jour de mesures. Les données mesurées ont été extraites et filtrées sur une fenêtre de 240 s (3 min) de manière à éliminer les vitesses orbitales liées aux vagues tout en conservant celles liées aux ondes longues. Les vitesses des courants ont ensuite été moyennées sur 10 min puis

comparées aux courants eulériens moyens extraits du code. Les hauteurs de vagues ont été calculées sur la base d'une analyse vague par vague réalisée à partir du signal de pression puis comparées aux hauteurs H_{rms} prédites par le modèle. Les différents cas de simulation sont regroupés au Tableau 5.5. La sensibilité des prédictions au *roller*, à l'onde longue liée aux groupes de vagues, à la dérive de Stokes, au rapport maximal de la hauteur des vagues sur la hauteur d'eau (γ_{max}) et à la formulation du frottement des courants sur le fond (Chézy ou Strickler) est étudiée.

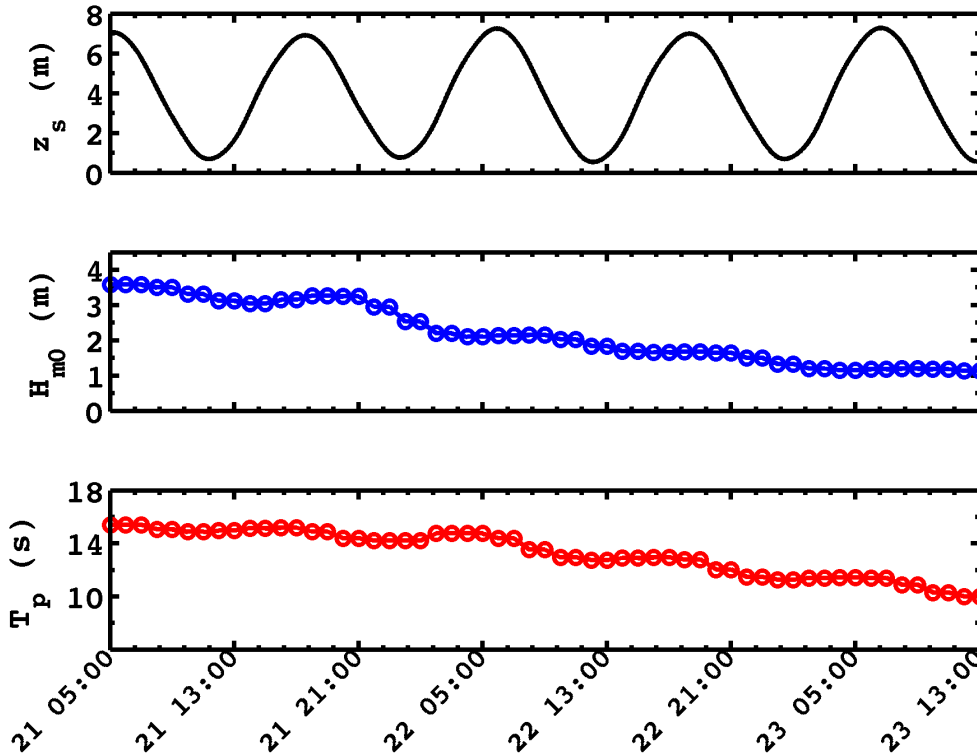


FIGURE 5.12: Climat de vagues et de marée du 21/01/15 à 05h TU au 23/01/15 à 13h TU (56 heures).

	Dérive de Stokes	Ondes longues	<i>Roller</i>	γ_{max}	Coefficient de frottement
Cas 1	1	1	1	2	Chézy
Cas 2	1	1	0	2	Chézy
Cas 3	1	0	1	2	Chézy
Cas 4	0	1	1	2	Chézy
Cas 5	1	1	1	0,8	Chézy
Cas 6	1	1	1	0,8	Strickler

TABLEAU 5.5: Différentes paramétrisations du code XBeach pour la comparaison modèle/mesures.

Pour le cas 1, le code est laissé dans sa configuration de base avec les différents paramètres laissés à leurs valeurs par défaut. Pour le cas 2, nous supprimons le *roller*. Pour le cas 3, nous supprimons l'onde longue liée aux groupes de vagues. Pour le cas 4, nous retirons la composante de

dérive de Stokes et donc la composante du contre-courant de retour “*undertow*” qui lui est associée. Pour le cas 5, nous modifions la valeur du γ_{max} et nous illustrons son influence notamment sur la prédiction de la hauteur des vagues. Enfin, pour le cas 6, nous testons l’influence d’une loi de frottement de Strickler (cf. équation (3.51) au chapitre 3, p. 59) avec $S_t = 57 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$ par rapport à une la loi de Chézy (cf. équation (3.27) au chapitre 3, p. 53) avec $C_h = 57 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$. Pour les cas 1 à 4, les prédictions sur trois jours extraites au point de localisation du courantomètre JK (nous illustrons également en Annexe E p. 272 la comparaison modèle/mesures au niveau du courantomètre JG situé dans l’axe de l’îlot Guénéron) sont comparées aux mesures *in situ* alors que pour les cas 5 et 6, seules les prédictions au troisième jour extraites du point de localisation du courantomètre JK sont comparées aux mesures *in situ*.

Cas 1 — Le 22/01 entre 13h40 TU et 21h10 TU, le modèle prédit bien un courant moyen (CM) plus intense au remplissage et à la vidange de la baie, toutefois avec une légère surestimation. C’est en particulier flagrant pour la composante transversale du courant vers le large que le modèle prédit trop intense. Le courant longitudinal est en revanche globalement bien modélisé, avec quand même une légère sous-estimation à pleine mer. C’est le 23/01 que les prédictions sont les meilleures. Si la composante transversale est toujours légèrement surestimée au remplissage et à la vidange de la baie, elle ne l’est quasiment plus à pleine mer. La prédiction du courant longitudinal est assez bonne. La comparaison entre les mesures et les prédictions de la hauteur des vagues est illustrée au Tableau 5.6. A pleine mer, les prédictions sont très correctes le 22/01, avec une surestimation moyenne des hauteurs de vagues de 6 % entre 16h TU et 18h TU. En revanche, les prédictions autour de la mi-marée sont nettement moins bonnes, avec une surestimation oscillant entre 50 et 173 %. Le jour 3, les prédictions sont bonnes à pleine mer, avec cette fois-ci une sous-estimation moyenne de 7 % entre 05h et 08h. En revanche le modèle surestime toujours la hauteur des vagues à mi-marée avec une erreur moyenne de 57 % entre 03h et 05h (0,73 m en moyenne mesuré contre 1,00 m en moyenne prédit) et de 39 % entre 08h et 10h (0,79 m en moyenne mesuré contre 1,00 m en moyenne prédit).

Cas 2 — Le 22/01, les prédictions sont légèrement moins bonnes, en particulier pour la composante longitudinale. Le 23/01, elles sont équivalentes au cas 1.

Cas 3 — Les prédictions du courant sont nettement moins bonnes. Ce résultat illustre l’importance de l’infragravité pour la dynamique des courants de baie.

Cas 4 — Les prédictions sont équivalentes au cas 1. Le 23/01, la surestimation du CM à pleine mer prédite au cas 1 est légèrement diminuée.

Cas 5 — Les prédictions du courant sont légèrement améliorées le 23/01, en particulier à mi-marée. Les prédictions des hauteurs de vagues sont meilleures à mi-marée avec une erreur moyenne de 53 % entre 02h TU et 04h TU (0,73 m en moyenne mesuré contre 0,98 m en moyenne prédit) et de 38 % entre 07h TU et 09h TU (0,79 m en moyenne mesuré contre 0,97 m en moyenne prédit) mais moins bonnes à pleine mer avec un écart moyen de 9 % entre 04h TU et 07h TU (1,02 m en moyenne mesuré contre 0,96 m en moyenne prédit) (Tableau 5.7).

Cas 6 — L’intégration d’une loi de Strickler avec un coefficient de frottement fonction de la profondeur d’eau à la place d’une loi de Chézy n’améliore pas les prédictions du courant.

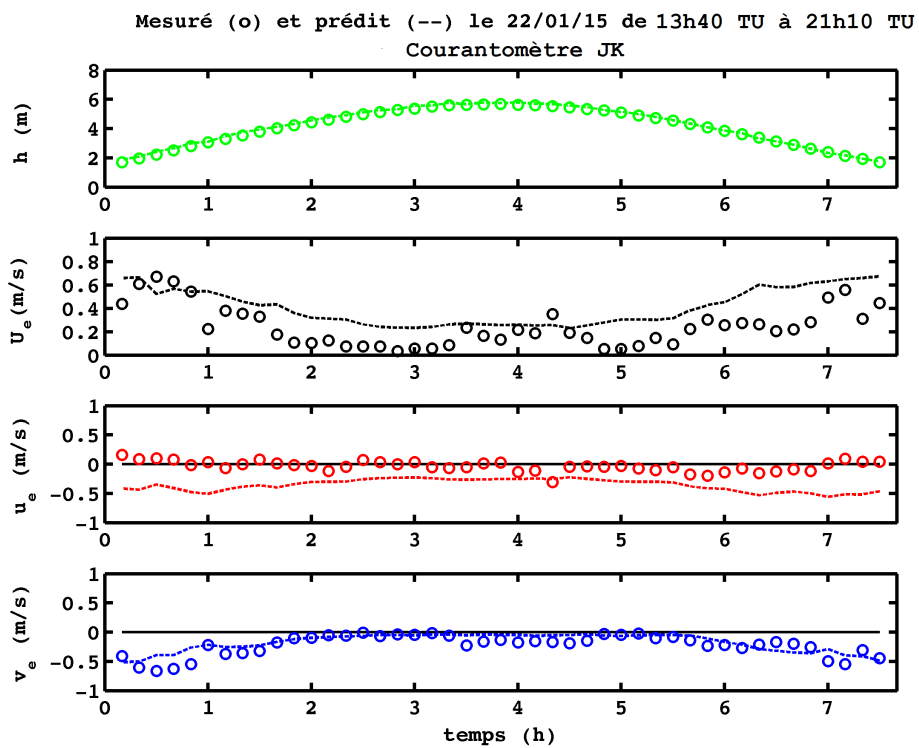


FIGURE 5.13: CAS 1 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

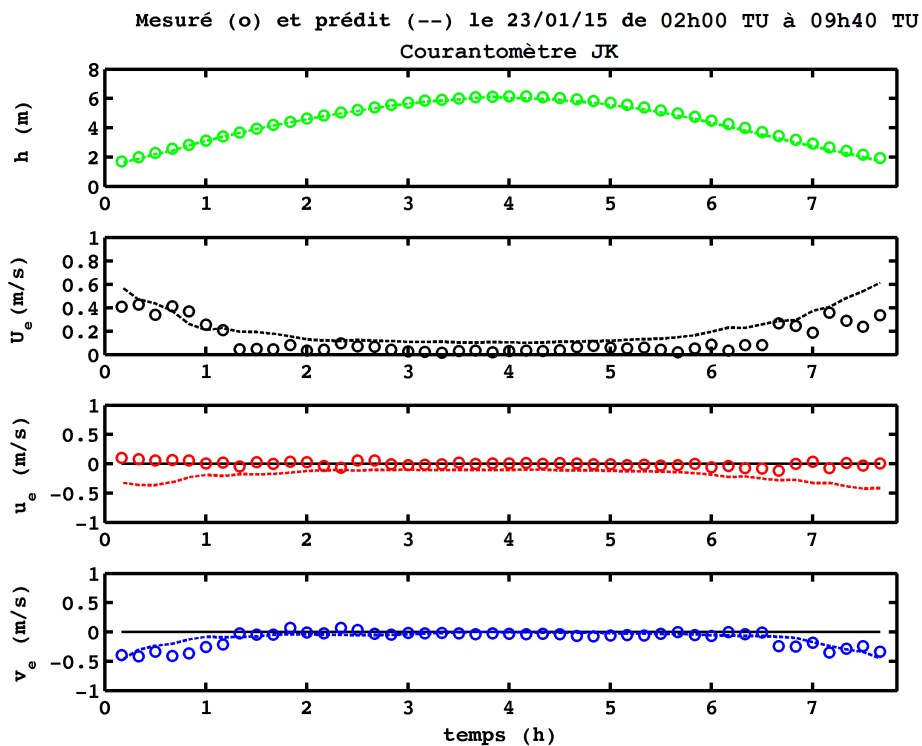


FIGURE 5.14: CAS 1 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

Courantomètre JK												
22/01	13h50	14h00	14h10	14h20	14h30	14h40	14h50	15h00	15h10	15h20	15h30	15h40
Mesuré	0,40	0,52	0,56	0,73	0,74	0,83	0,93	1,00	1,13	1,12	1,20	1,25
Prédit	1,09	1,11	1,25	1,30	1,40	1,42	1,47	1,49	1,44	1,44	1,42	1,51
Erreur (%)	173	113	123	78	89	71	58	49	27	29	18	21
22/01	15h50	16h00	16h10	16h20	16h30	16h40	16h50	17h00	17h10	17h20	17h30	17h40
Mesuré	1,30	1,34	1,27	1,40	1,30	1,33	1,55	1,37	1,39	1,48	1,25	1,41
Prédit	1,51	1,19	1,50	1,47	1,38	1,39	1,41	1,42	1,40	1,40	1,38	1,42
Erreur (%)	16	11	18	5	6	5	9	4	1	5	10	1
22/01	17h50	18h00	18h10	18h20	18h30	18h40	18h50	19h00	19h10	19h20	19h30	19h40
Mesuré	1,32	1,31	1,27	1,38	1,40	1,29	1,23	1,14	1,14	1,08	0,95	0,92
Prédit	1,41	1,35	1,34	1,36	1,44	1,43	1,41	1,44	1,40	1,38	1,46	1,38
Erreur (%)	7	3	6	1	3	11	15	26	23	28	54	50
22/01	19h50	20h00	20h10	20h20								
Mesuré	0,84	0,75	0,66	0,61								
Prédit	1,37	1,15	1,26	1,23								
Erreur (%)	63	53	91	102								
23/01	02h00	02h10	02h20	02h30	02h40	02h50	03h00	03h10	03h20	03h30	03h40	03h50
Mesuré	0,35	0,40	0,49	0,61	0,67	0,79	0,82	0,82	0,89	0,95	0,96	1,01
Prédit	0,98	0,99	1,05	1,07	1,02	1,01	1,09	1,00	0,99	0,97	0,97	0,81
Erreur (%)	180	148	114	75	52	28	33	22	11	2	1	20
23/01	04h00	04h10	04h20	04h30	04h40	04h50	05h00	05h10	05h20	05h30	05h40	05h50
Mesuré	0,93	0,99	1,09	1,15	0,98	1,04	1,06	1,03	0,93	1,05	0,93	1,03
Prédit	0,96	0,94	0,98	1,05	0,94	0,99	0,97	0,96	0,96	0,94	1,02	0,81
Erreur (%)	3	5	10	9	4	5	8	7	3	10	10	21
23/01	06h00	06h10	06h20	06h30	06h40	06h50	07h00	07h10	07h20	07h30	07h40	07h50
Mesuré	0,89	1,06	1,03	1,08	1,01	1,07	1,00	1,04	1,05	1,03	0,94	0,92
Prédit	1,02	0,98	0,99	0,96	0,99	0,98	0,98	1,03	1,02	1,04	1,01	0,84
Erreur (%)	15	8	4	11	2	8	2	1	3	1	7	9
23/01	08h00	08h10	08h20	08h30	08h40	08h50	9h00	9h10				
Mesuré	0,91	0,86	0,80	0,63	0,65	0,53	0,49	0,42				
Prédit	1,02	1,08	1,03	1,01	1,03	1,02	0,96	0,90				
Erreur (%)	12	26	29	60	58	92	96	114				

TABLEAU 5.6: Mesures, prédictions (CAS 1) et pourcentage d'erreur pour la hauteur des vagues au niveau du courantomètre JK du 22/01 à 13h50 TU au 23/01 à 09h10 TU.

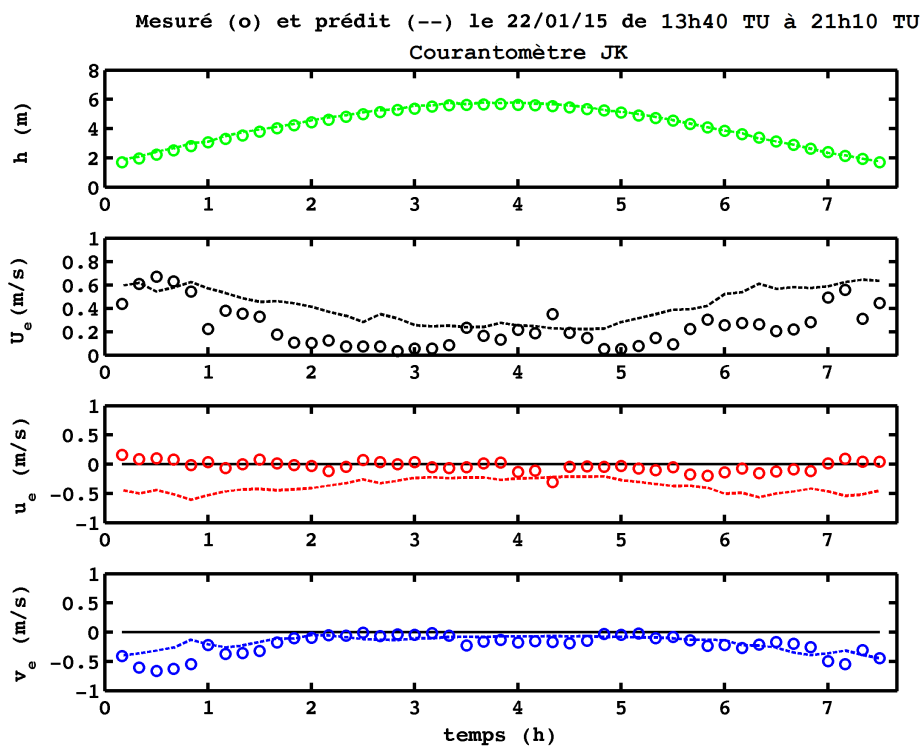


FIGURE 5.15: CAS 2 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

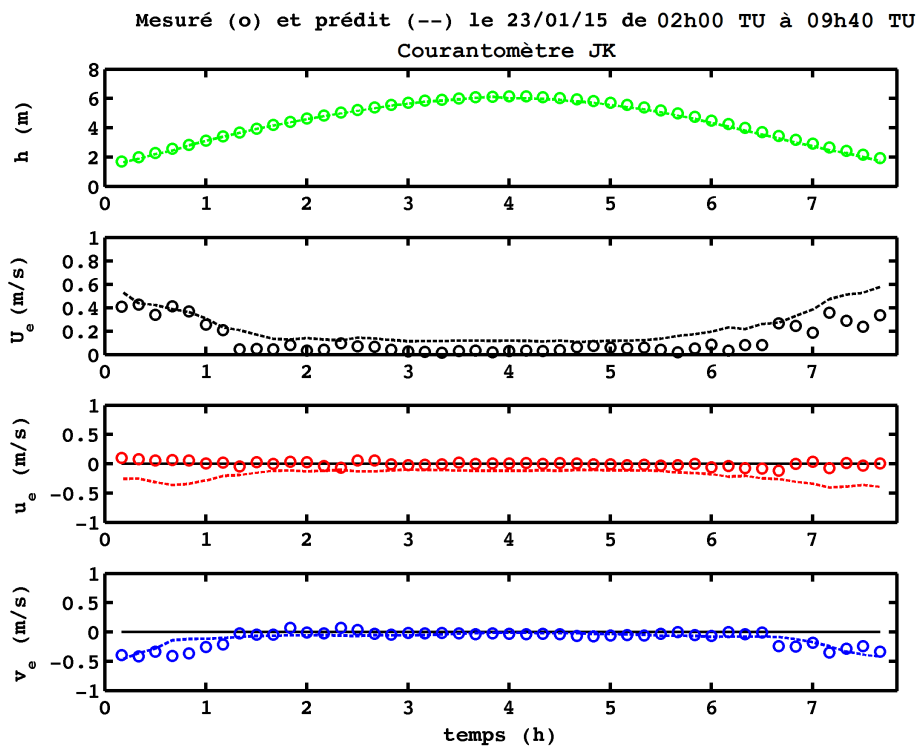


FIGURE 5.16: CAS 2 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

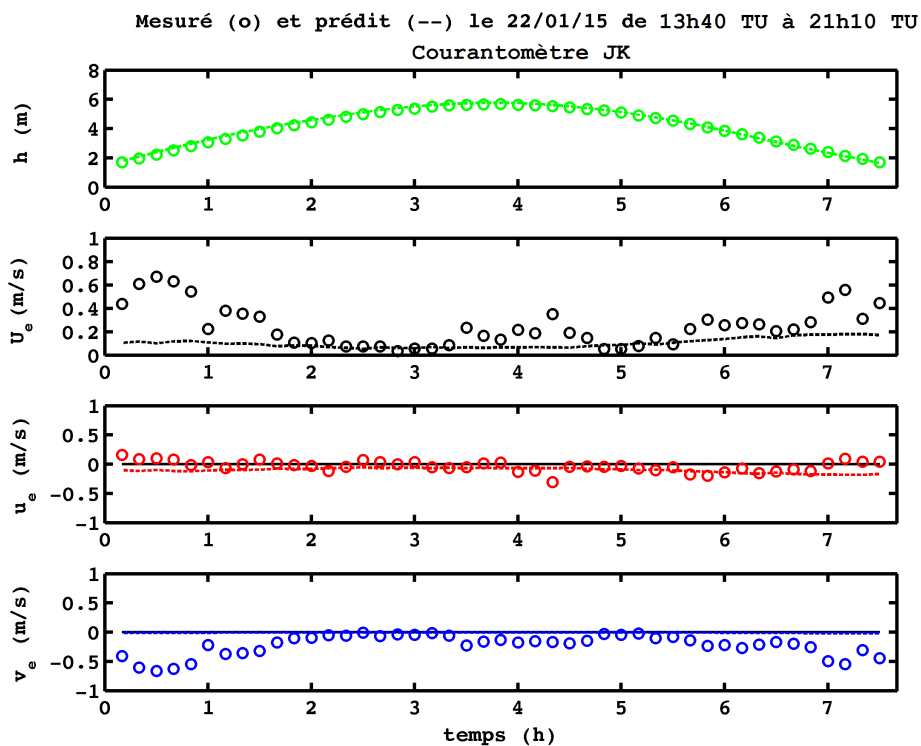


FIGURE 5.17: CAS 3 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

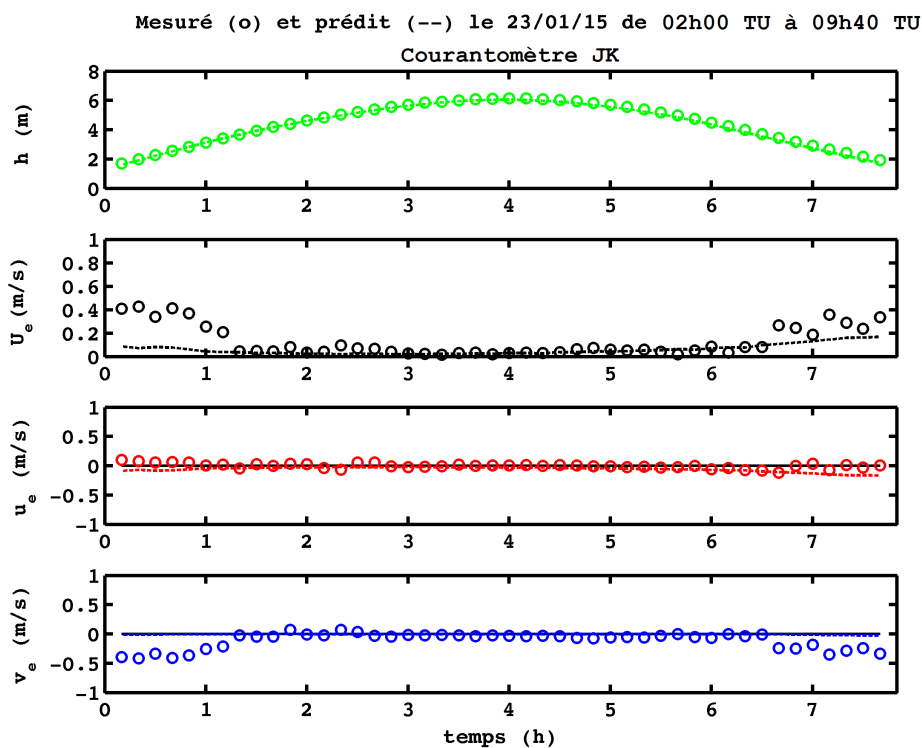


FIGURE 5.18: CAS 3 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

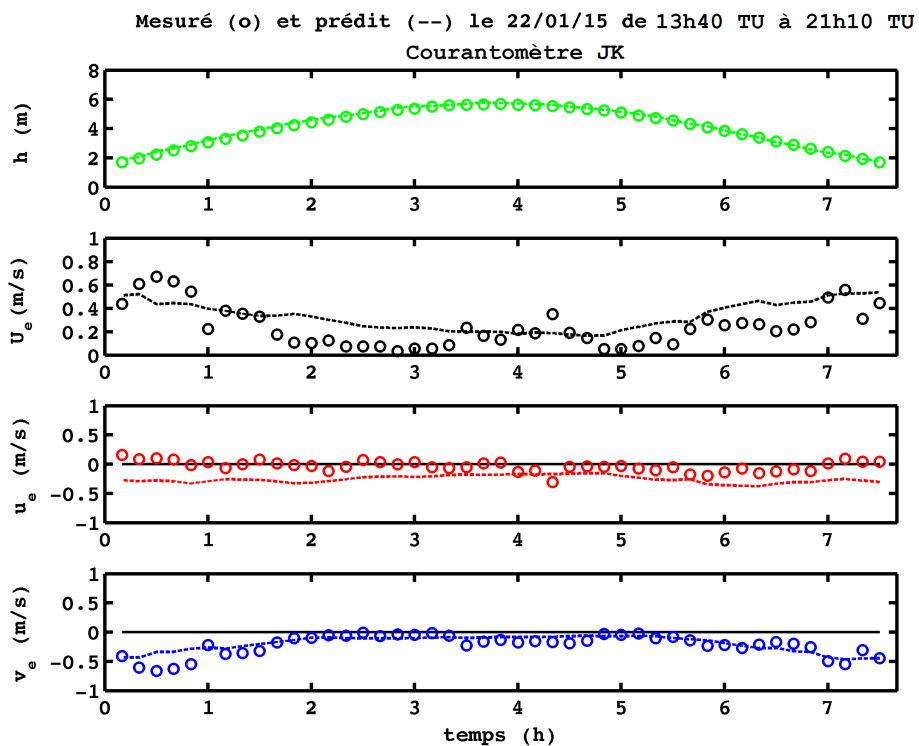


FIGURE 5.19: CAS 4 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

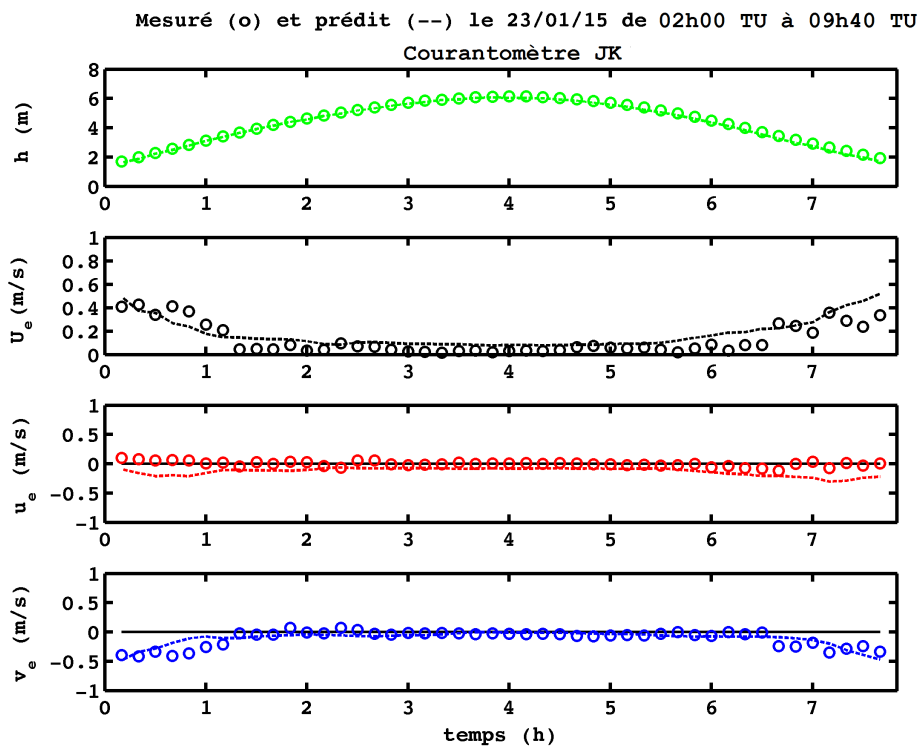


FIGURE 5.20: CAS 4 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

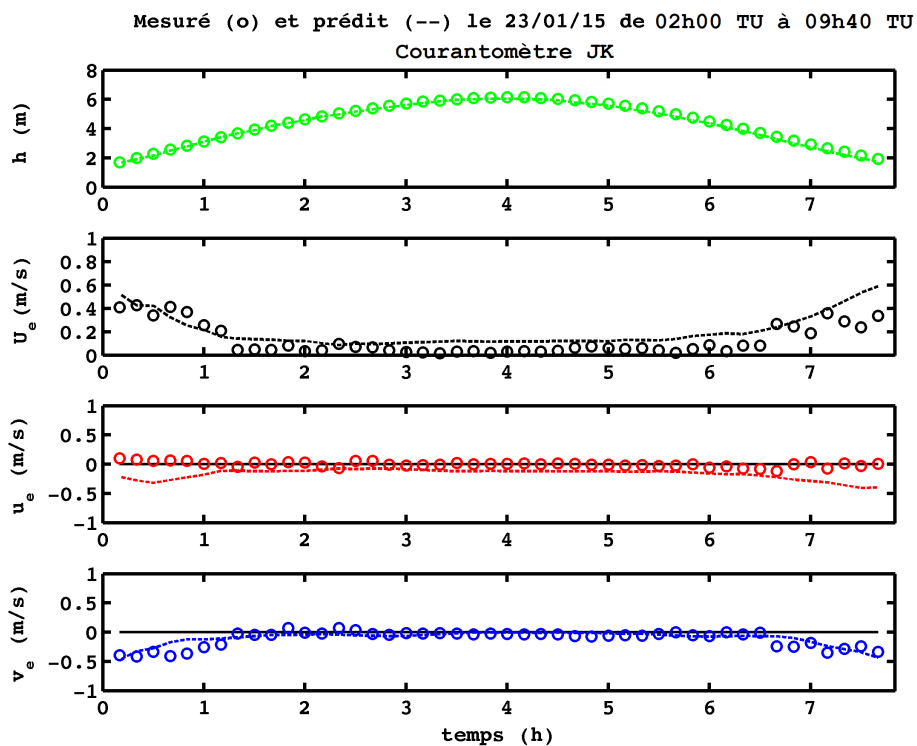


FIGURE 5.21: CAS 5 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

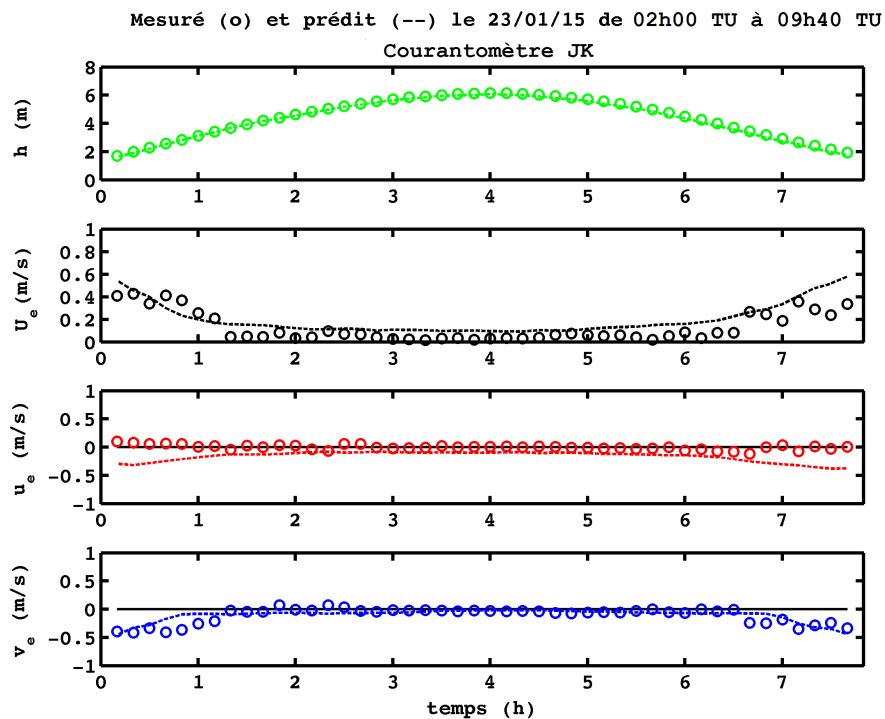


FIGURE 5.22: CAS 6 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra.

Courantomètre JK												
23/01	02h00	02h10	02h20	02h30	02h40	02h50	03h00	03h10	03h20	03h30	03h40	03h50
Mesuré	0,35	0,40	0,49	0,61	0,67	0,79	0,82	0,82	0,89	0,95	0,96	1,01
Prédit	0,97	1,00	0,99	1,03	1,02	1,00	1,01	0,93	0,98	0,98	0,95	0,90
Erreur (%)	177	150	102	69	52	27	23	13	10	3	1	11
23/01	04h00	04h10	04h20	04h30	04h40	04h50	05h00	05h10	05h20	05h30	05h40	05h50
Mesuré	0,93	0,99	1,09	1,15	0,98	1,04	1,06	1,03	0,93	1,05	0,93	1,03
Prédit	1,03	0,97	0,98	0,91	0,98	0,93	0,92	0,90	0,93	0,95	1,00	0,88
Erreur (%)	11	2	10	21	0	11	13	13	0	10	8	15
23/01	06h00	06h10	06h20	06h30	06h40	06h50	07h00	07h10	07h20	07h30	07h40	07h50
Mesuré	0,89	1,06	1,03	1,08	1,01	1,07	1,00	1,04	1,05	1,03	0,94	0,92
Prédit	0,95	0,97	0,99	0,89	0,96	0,96	1,06	0,97	0,96	0,90	0,98	0,94
Erreur (%)	7	8	4	18	5	10	6	7	9	13	4	2
23/01	08h00	08h10	08h20	08h30	08h40	08h50	09h00	09h10				
Mesuré	0,91	0,86	0,80	0,63	0,65	0,53	0,49	0,42				
Prédit	1,03	1,02	1,01	1,00	1,01	0,97	0,94	0,89				
Erreur (%)	13	19	26	59	55	83	92	112				

TABLEAU 5.7: Mesures, prédictions (CAS 5) et pourcentage d'erreur pour la hauteur des vagues (en m) au niveau du courantomètre JK du 23/01 à 02h00 TU au 23/01 à 09h10 TU.

Bilan :

La comparaison des prédictions du modèle XBeach aux mesures *in situ* de vagues et de courants réalisées lors de la campagne HYDRO-Janv15 montre que le code se comporte assez bien en conditions de vagues modérées, avec une tendance à surestimer la hauteur des vagues à mi-marée. Cette surestimation peut être diminuée en jouant sur le rapport maximal de hauteur des vagues sur la profondeur d'eau γ_{max} . Par défaut, il est égal à 2, mais une valeur de 0,8 améliore à la fois la prédiction des vagues et celle des courants à mi-marée tandis qu'une valeur minimale de 0,4 améliore la prédiction des vagues à mi-marée et pleine mer ainsi que celle des courants à mi-marée mais surestime les courants à pleine mer. Globalement, la composante transversale du courant (dirigée vers le large) au niveau du courantomètre JK est légèrement surestimée par le modèle. L'influence de la dérive de Stokes intégrée dans XBeach sur la prédiction des courants est difficile à évaluer car elle semble améliorer les résultats en conditions de vagues fortes et les détériorer en conditions de vagues faibles à modérées. Le *roller* a une influence moindre, cependant les prédictions concernant la composante longitudinale du courant semblent légèrement meilleures lorsqu'il est présent. L'infragravité est quant à elle essentielle pour la prédiction des courants dans une zone où le fond est marqué par des chenaux de baines.

Les chenaux de baie creusés sur l'estran et en zone subtidale proche canalisent les courants, de même que l'échancrure rocheuse (caps et îlots) modifie la circulation globale des courants. Nous illustrons à la Figure 5.24 les circulations prédites à mi-marée (période où les courants sagittaux sont les plus actifs) pour quatre configurations différentes du fond : juillet 2012 (LITTO3D), septembre 2014 (campagne TOPO-Sept14), mars 2015 (campagne TOPO-Mars15) et juillet 2015 (campagne TOPO-Juill15). Les vagues sont forcées par un spectre JONSWAP avec $H_{m0} = 1$ m, $T_p = 10$ s et une incidence normale à la côte ($\theta_0 = 270$ N).

Nous observons que certains courants sagittaux sont permanents et entièrement contrôlés par les caps ("courants de cap") alors que d'autres sont intermittents ("courants sagittaux naturels" noté "CSN"). Concernant les courants de cap, nous en dénombrons 2 à Lostmarc'h et 2 à La Palue. Les courants de cap de part et d'autre de la pointe de Kerdra, côté Lostmarc'h et côté La Palue, ont tendance à fusionner pour n'en former qu'un, plus large. Selon la géométrie de la pointe le long de laquelle ils se déploient, les courants de cap peuvent prendre deux allures différentes : un vortex, de sens horaire ou anti-horaire, si la pointe est infléchiée vers l'intérieur de l'échancrure, un courant de type "jet" si la pointe est infléchiée vers l'extérieur de l'échancrure. La plage de Lostmarc'h offre un bon exemple de ces deux types de courants de cap, avec un vortex sous la pointe de Lostmarc'h au nord et un courant de *jet* le long de la pointe de Kerdra (Figure 5.23).

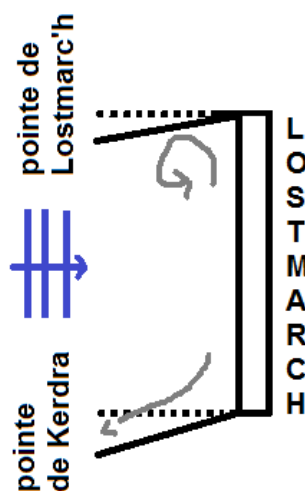


FIGURE 5.23: Deux types de courants de caps induits par des inclinaisons différentes des pointes rocheuses. Exemple sur la plage de Lostmarc'h schématisée.

Les CSN sont au nombre de 3 à La Palue les mois de juillet 2012 et septembre 2014 (1 au nord de la plage, 1 au niveau du saillant et 1 au sud de la plage) contre 4 les mois de mars 2015 et juillet 2015 (2 au nord de la plage, 1 au niveau du saillant et 1 au sud de la plage). La circulation est donc "normale" selon la caractérisation de Short et Masselink (1999) [43] même si l'îlot Guénéron perturbe l'espacement des courants sagittaux. Sur la plage de Lostmarc'h, aucun CSN n'est présent les mois de juillet 2012 et septembre 2014 contre 1 au centre les mois de mars 2015 et juillet 2015. La circulation est donc passée de "cellulaire" à "transitoire" entre septembre 2014 et mars 2015 avec le creusement d'un chenal en milieu de plage.

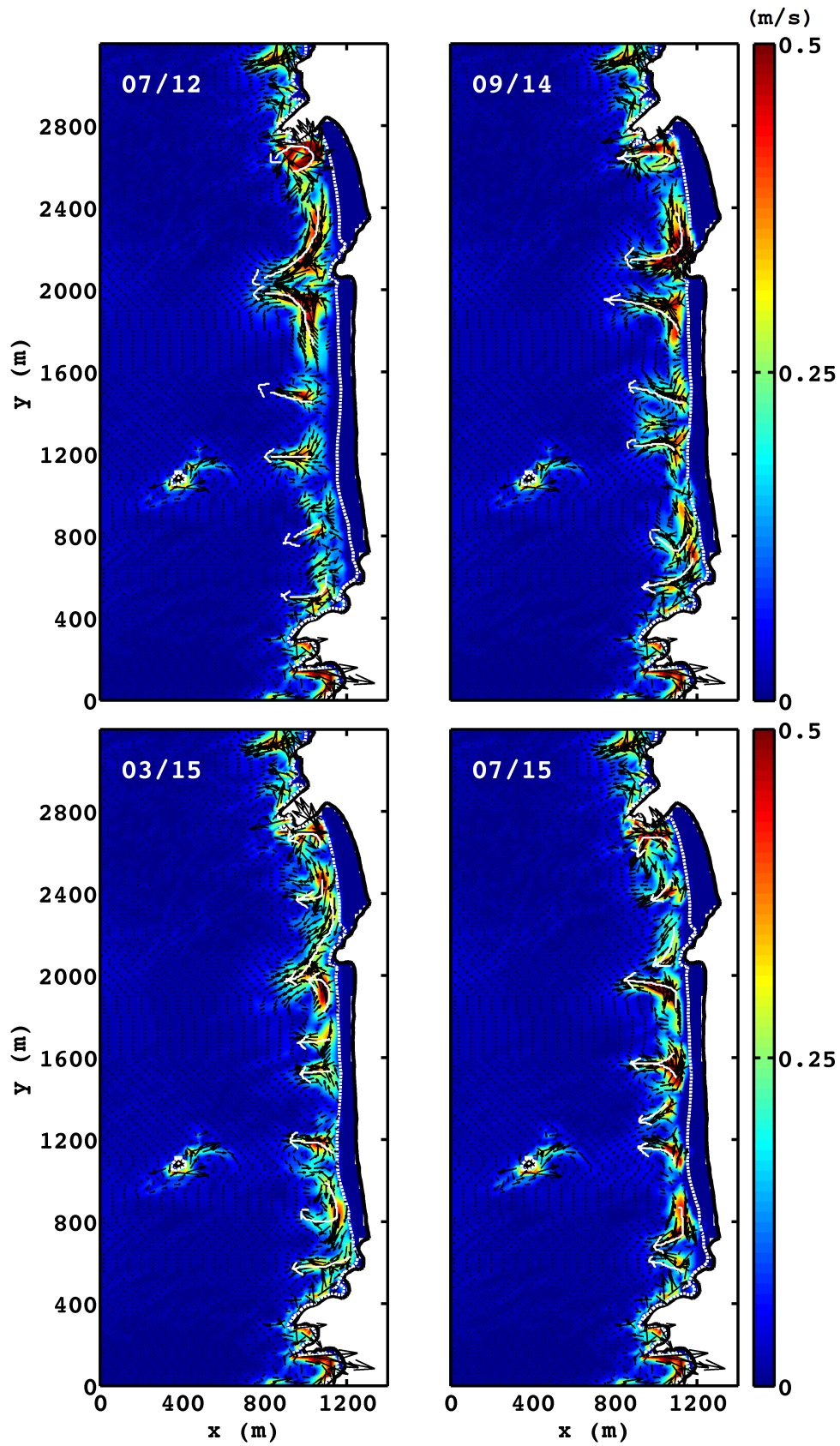


FIGURE 5.24: Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits pour différentes configurations du fond. Le niveau “0” est indiqué par le trait en pointillés blanc. Les flèches blanches indiquent les courants dominants.

L'intensité des courants de cap et des CSN dépend de la profondeur des chenaux creusés dans la bathymétrie. En juillet 2012 et septembre 2014, les courants de cap autour de la pointe de Kerdra et de la pointe de Lostmarc'h sont plus intenses (0,5 à 0,6 m/s) qu'aux mois de mars 2015 et juillet 2015 (0,3 à 0,5 m/s) où le fond est plus plat (*cf.* chapitre 4). L'intensité des CSN varie aussi mais dans des proportions moindres. Le courant de baine central à Lostmarc'h est par exemple plus intense en juillet 2015 (0,4 m/s) qu'en mars 2015 (0,3 m/s) car le chenal s'est progressivement creusé.

Les résultats sont résumés au Tableau 5.8.

Date	Courants sagittaux naturels			Courants de cap					
	nombre		intensité (m/s)	nombre	intensité (m/s)	formes			
	La Palue	Lostmarc'h				Lostmarc'h	Kerdra (Lost.)	Kerdra (L.P.)	C'houbez
07/12	3	0	0,3 à 0,4	4	0,3 à 0,6	vortex clos	<i>jet</i>	<i>jet</i>	<i>jet</i>
09/14	3	0	0,3 à 0,4	4	0,3 à 0,6	vortex clos	<i>jet</i>	<i>jet</i>	<i>jet</i>
03/15	4	1	0,3 à 0,4	4	0,3 à 0,4	vortex mi-clos	<i>jet</i>	<i>jet</i>	<i>jet</i>
07/15	4	1	0,3 à 0,5	4	0,3 à 0,4	vortex mi-clos	<i>jet</i>	<i>jet</i>	<i>jet</i>

TABLEAU 5.8: Courants sagittaux naturels et de cap pour différentes configurations du fond.

Sensibilité des prédictions au forçage de vagues et de marée

Les circulations prédites autour de la pleine mer pour des vagues fortes (le 21/01 à 16h TU), modérées (le 22/01 à 17h TU) et faibles (le 23/01 à 05h TU) sont illustrées à la Figure 5.25. Le 21/01 à 16h TU, la hauteur de marée est de +6,77 m pour une hauteur maximale de +6,91 m (coefficient de 106) prévue à la pleine mer. Les conditions sont fortement énergétiques, avec une hauteur et une période significatives des vagues égales à 3,15 m et 15,17 s respectivement. L'intensité des courants moyens atteint des valeurs remarquables, en particulier les courants de cap de Kerdra côté Lostmarc'h (0,9 m/s) et de C'houbez (1 m/s), lesquels ont par ailleurs une extension vers le large très prononcée (jusqu'à l'isobathe -10 m). Le contre-courant de retour "*undertow*" est surtout actif au niveau de l'estran supérieur, avec par exemple une gamme longitudinale de valeurs prédite par XBeach de $-0,6$ à $-0,8$ m/s pour une hauteur d'eau de +2,5 m au nord de la plage de La Palue, très proche de celle obtenue à l'aide des formules théoriques (*cf.* Annexe A, p. 250) de Svendsen (1984b) [197] ($-0,79$ m/s), Stive et Wind (1986) [198] ($-0,62$ m/s) et Van Rijn (1990) [199] ($-0,72$ m/s). Le 22/01 à 17h TU, la hauteur de marée est égale à +6,94 m pour une hauteur maximale de +6,95 m (coefficient de 109) prévue à la pleine mer. Les courants moyens sont nettement moins intenses, l'énergie des vagues ayant largement diminué ($H_{m0} = 1,66$ m et $T_p = 12,95$ s). Le 23/01 à 05h TU, la hauteur de marée est égale à +7,05 m pour une hauteur maximale de +7,28 m (coefficient de 109) prévue à la pleine mer. Les courants sont encore plus faibles, les hauteur et période significatives des vagues ayant chuté à 1,16 m et 11,45 s respectivement.

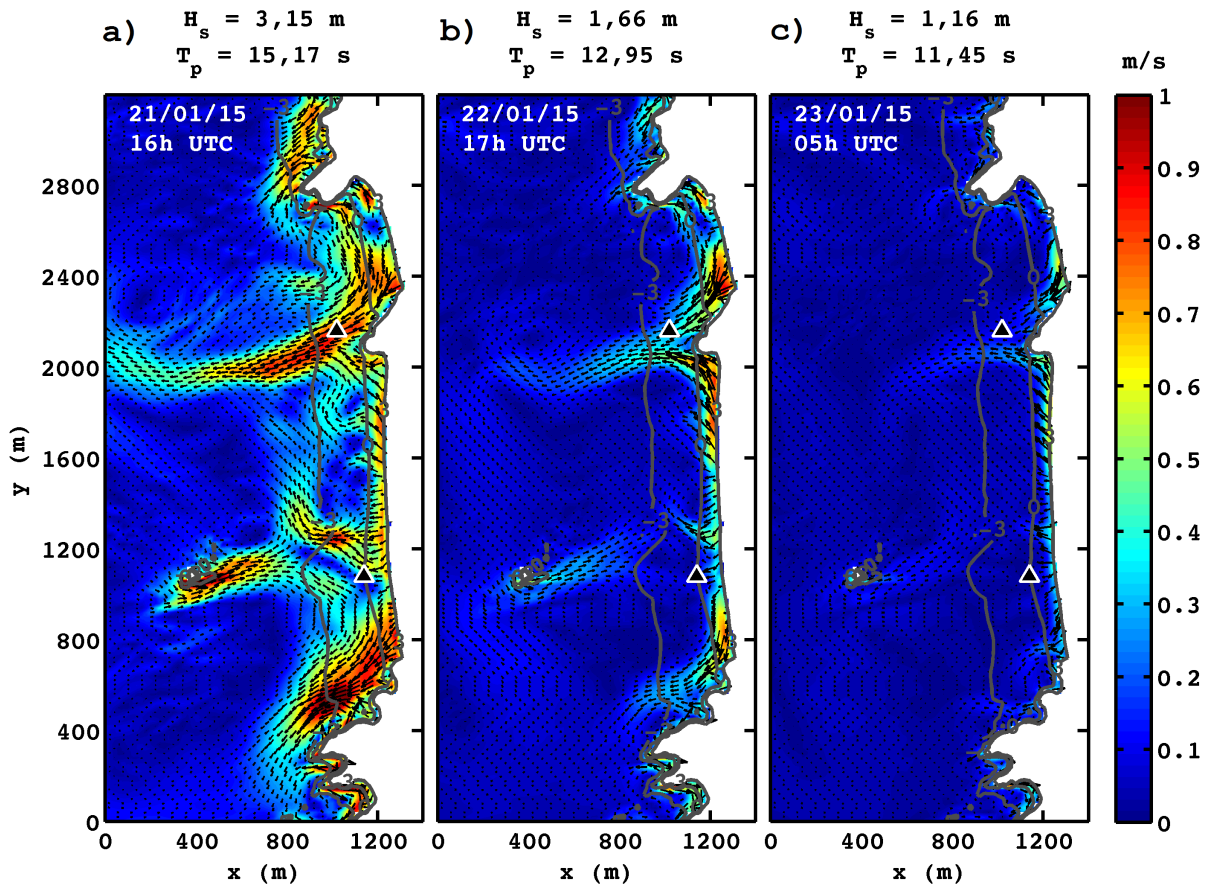


FIGURE 5.25: Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues normales à la côte prédits autour de la pleine mer. Les triangles en noir représentent la position des courantomètres ADV lors de la campagne HYDRO-Janv15. Les lignes en gris représentent les isobathes “+3 m”, “0 m” et “-3 m”.

La direction des vagues a une grande sur influence sur l’orientation des CSN et celle des courants de cap. Les Figures 5.26, 5.27 et 5.28 illustrent les courants induits par les vagues prédits à basse mer, mi-marée et pleine mer sur la bathymétrie de la campagne TOPO-Sept14 pour un climat de vagues modérées ($H_{m0} = 1,5$ m et $Tp = 11$ s, *cf.* statistiques du chapitre 4, p. 76) d’incidence oblique 262°N (Figure 5.26), d’incidence normale 270°N (Figure 5.27) et d’incidence oblique 278°N (Figure 5.28). A mi-marée, le courant de cap de Kerdra côté Lostmarc’h est orienté vers le nord-ouest pour des vagues d’incidence 262°N et perpendiculairement au trait de côte pour des vagues d’incidence 270°N ou 278°N , signifiant une configuration des chenaux selon un axe sud-est/nord-ouest. A pleine mer, à cause du fort contrôle topographique, ce courant est toujours orienté vers le sud-ouest, suivant l’axe de la pointe de Kerdra. Le courant de cap de Kerdra côté La Palue suit le même comportement à mi-marée, mais pas à pleine mer où il est encore orienté nord-ouest pour des vagues obliques d’incidence 262°N , alimenté par la dérive littorale et peu contraint par la pointe de Kerdra moins longue côté La Palue que côté Lostmarc’h. A basse mer, seul le courant de cap de C’houbez est encore actif, la ligne d’eau sortant largement de l’échancrure associée aux pointes de Lostmarc’h et de Kerdra. En revanche, nous remarquons l’importance grandissante du courant de *jet* induit par la présence des hauts fonds autour de l’îlot Guénéron.

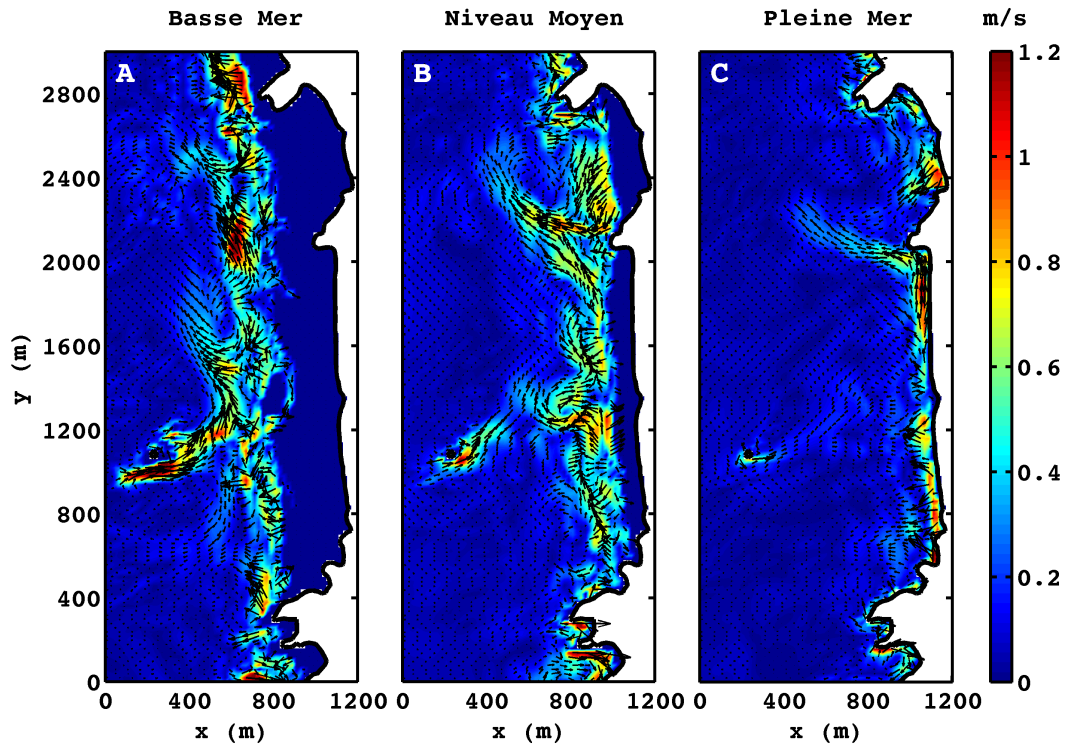


FIGURE 5.26: Courants (\vec{U}_e) prédits induits par des vagues modérées ($H_{m0} = 1,5$ m et $Tp = 11$ s) de direction $\theta_0 = 262$ N.

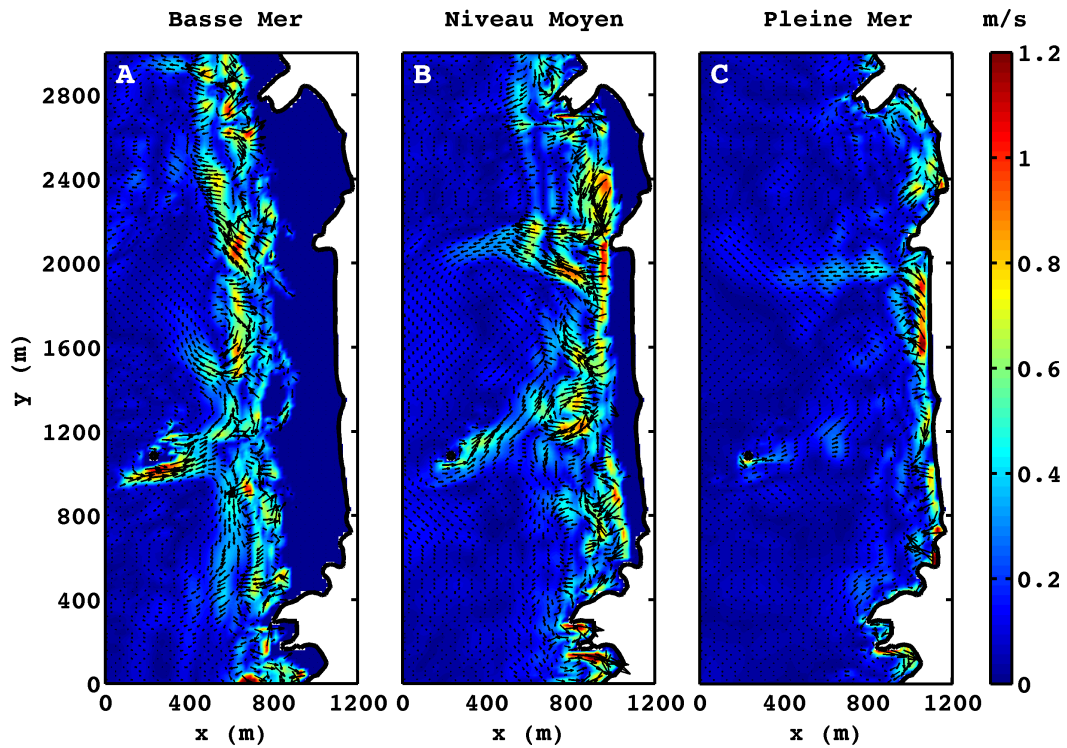


FIGURE 5.27: Courants (\vec{U}_e) prédits induits par des vagues modérées ($H_{m0} = 1,5$ m et $Tp = 11$ s) de direction $\theta_0 = 270$ N.

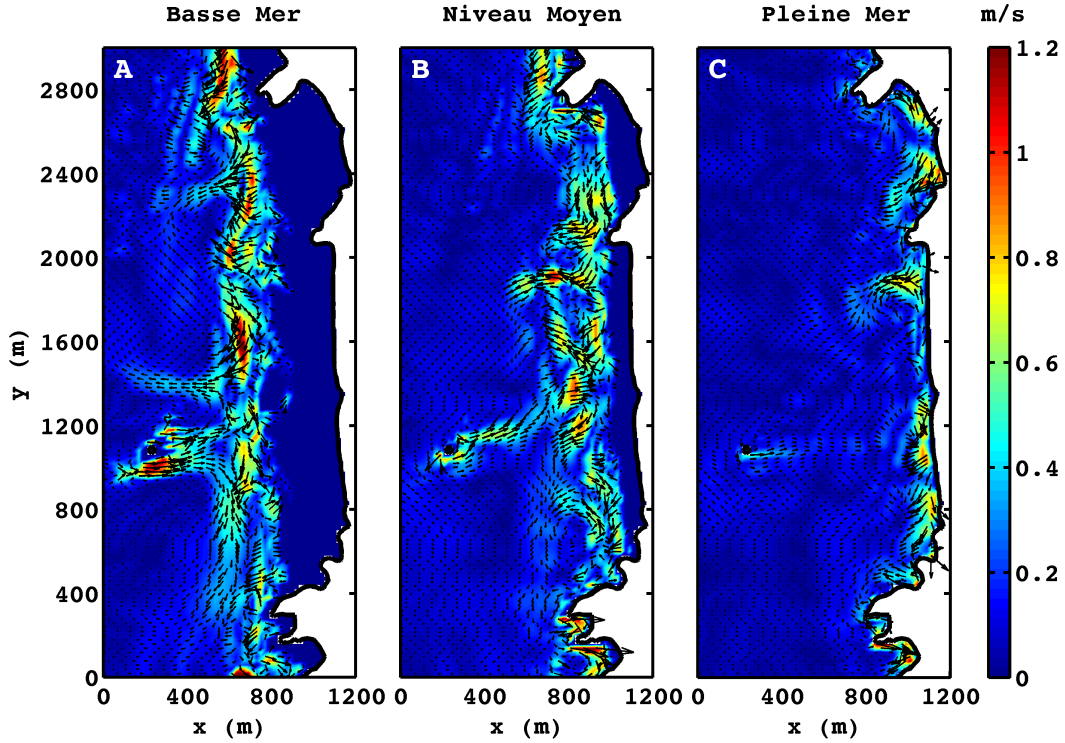


FIGURE 5.28: Courants (\vec{U}_e) prédits induits par des vagues modérées ($H_{m0} = 1,5$ m et $Tp = 11$ s) de direction $\theta_0 = 278$ N.

Prédictions durant la lunaison du 1^{er} au 29 septembre 2015

La bathymétrie de départ est issue de la campagne TOPO1-Sept15 (*cf.* Figure 4.28 du chapitre 4, p. 105). Le *set-up/set-down* le long de cinq transects transversaux définis à la Figure 4.28, trois au nord (C4, C5 et C6) et deux au sud (C8 et C9) et les courants moyens sont calculés sur une lunaison, soit deux cycles morte-eau vive-eau successifs, du 01/09/15 à 0h TU au 29/09/15 à 0h TU. La marée est forcée par l'interpolation des hauteurs d'eau prédites par le SHOM (Figure 5.29a) et les vagues par les prédictions du modèle WW3 (Figures 5.29b, 5.29c et 5.29d), les bouées houlométriques côtières étant en maintenance durant cette période. Nous choisissons de borner la direction des vagues à 260 N au sud et 280 N au nord. Nous distinguons cinq climats de vagues différents au cours de cette lunaison, répertoriés au Tableau 5.9. Du 01/09 au 08/09, les vagues sont très faibles, de courtes périodes et de secteur ouest-nord-ouest. Du 08/09 au 13/09, nous observons un changement de conditions avec deux pics de houle modérée et une accentuation de la période. Du 13/09 au 18/09, les vagues sont passées du secteur ouest-nord-ouest au secteur ouest-sud-ouest avec l'arrivée de fortes vagues suivies de vagues modérées. Du 18/09 au 23/09, les vagues sont modérées. Enfin, du 23/09 au 30/09 nous observons le retour d'un climat de beau temps avec des vagues faibles de secteur ouest-nord-ouest.

- Set-up induit par les vagues

La hauteur d'eau est filtrée des ondes longues, c'est-à-dire que le niveau d'eau est moyenné sur dix périodes de l'onde longue.

Climat	Dates	H_{moy} (m)	T_{moy} (s)	θ_{moy} (°N)	Caractérisation
1	du 01/09 au 08/09	0,63	5,38	278	beau temps, vagues faibles de courte période de secteur ouest-nord-ouest, $H_{s,max} < 1$ m.
2	du 08/09 au 13/09	1,33	11,85	274	changement de temps, arrivée de houles longues modérées de secteur ouest, $H_{s,max} = 2,2$ m et $T_{s,max} = 18$ s.
3	du 13/09 au 18/09	2,32	9,76	266	arrivée de fortes vagues de secteur ouest-sud-ouest, $H_{s,max} = 3,8$ m .
4	du 18/09 au 23/09	1,34	9,91	273	houles longues modérées, $H_{s,max} = 2,2$ m et $T_{s,max} = 16$ s.
5	du 23/09 au 30/09	0,80	10,73	275	beau temps, vagues faibles de secteur ouest-nord-ouest, $H_{s,max} < 1,5$ m.

TABLEAU 5.9: Différents climats de vagues au cours du mois de septembre 2015.

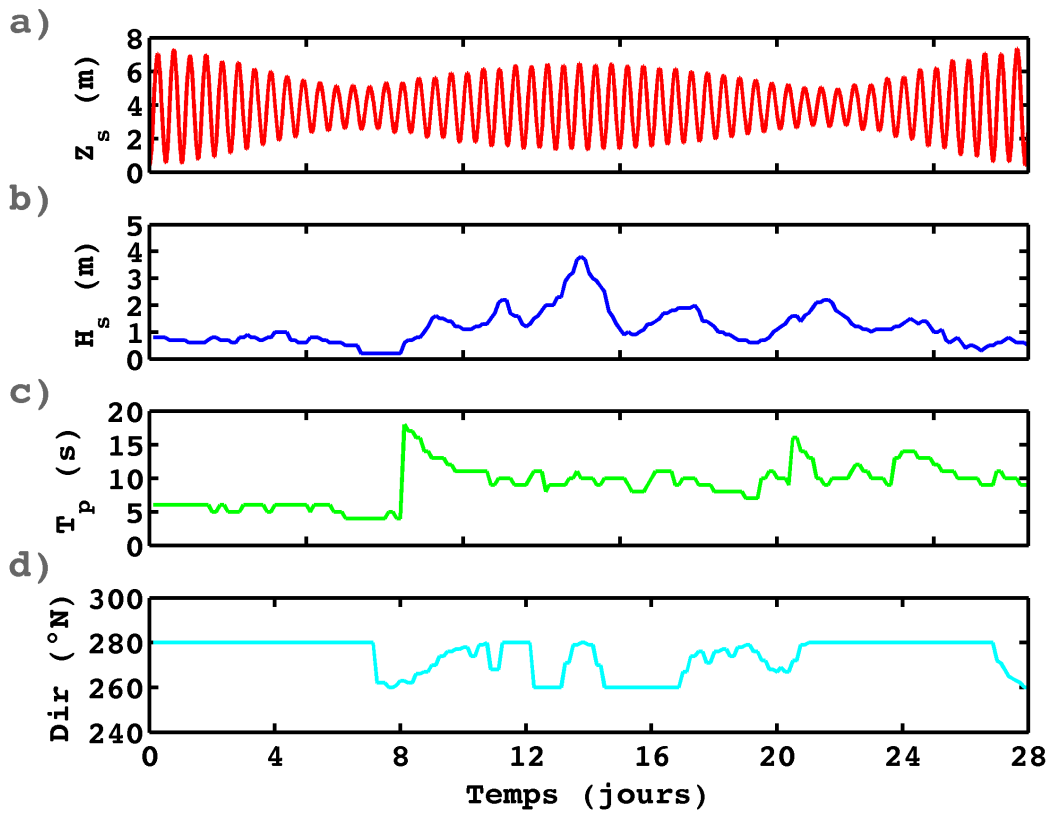


FIGURE 5.29: Forçage météo-marin sur une lunaison, du 01/09/15 à 00h00 TU au 29/09/15 à 00h00 TU. a) marée; b) hauteur significative des vagues; c) période significative des vagues; d) direction au pic.

En se restreignant à l'interaction de deux fréquences proches f_1 et f_2 avec $f_2 > f_1$, nous pouvons approximer la période de l'onde longue T_{lw} par (*e.g.* Herbers *et al.*, 1995 [84] ; Ruessink, 1998 [88]) :

$$T_{lw} = \frac{1}{f_2 - f_1}$$

Prenons l'exemple de vagues de période $T_p = 9$ s. En prenant $f_1 = 1/9,5 = 0,105$ Hz et $f_2 = 1/9 = 0,111$ Hz, nous avons :

$$T_{lw} = \frac{1}{0,111 - 0,105} \approx 166 \text{ s}$$

Par conséquent, nous filtrons le signal de niveau d'eau sur 1 660 s soit environ 28 minutes.

Lorsque la hauteur des vagues reste faible ($H_s < 1$ m) *i.e.* entre pour le climat n° 1, le *set-up* est inférieur à +1,6 cm (Figures F.1 à F.3 et Tableau F.1 en Annexe F, p. 284) sauf si la période des vagues est grande (Figures F.4 à F.6 et Tableau F.2 en Annexe F, p. 286), il atteint alors un maximum de +3,7 cm au niveau du transect C4 à mi-marée. L'arrivée de vagues modérées après le 08/09 augmente le *set-up* de manière conséquente. Les Figures 5.30, 5.31 et 5.32 illustrent le *set-up* pour $H_{m0} = 2,3$ m, $T_p = 9$ s et $\theta_0 = 260$ N, à basse mer, mi-marée et pleine mer, respectivement. Les résultats récapitulés au Tableau 5.10 montrent une variabilité à la fois transversale en fonction du stade de la marée et longitudinale en fonction du transect considéré. Le *set-down* reste assez faible et compris entre $-0,6$ et $-0,1$ cm.

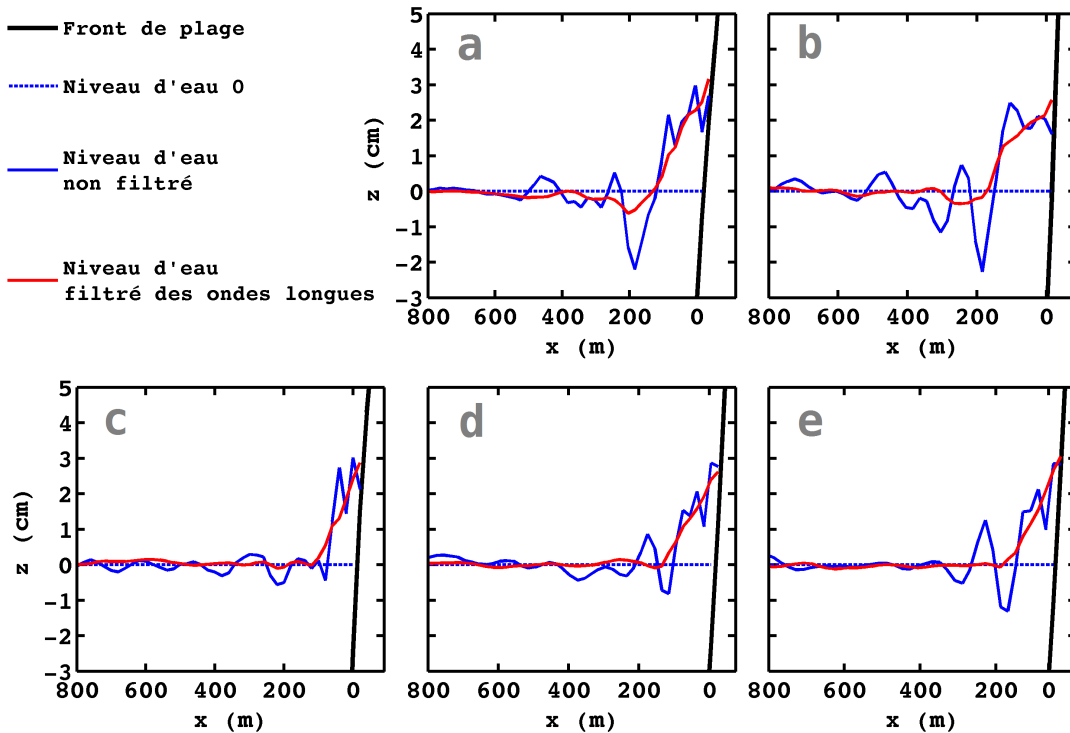


FIGURE 5.30: *Set-up* prédit à basse mer pour $H_{m0} = 2,3$ m, $T_p = 9$ s et $\theta_0 = 260$ N le long de cinq transects : a) C4 ; b) C5 ; c) C6 ; d) C8 ; e) C9.

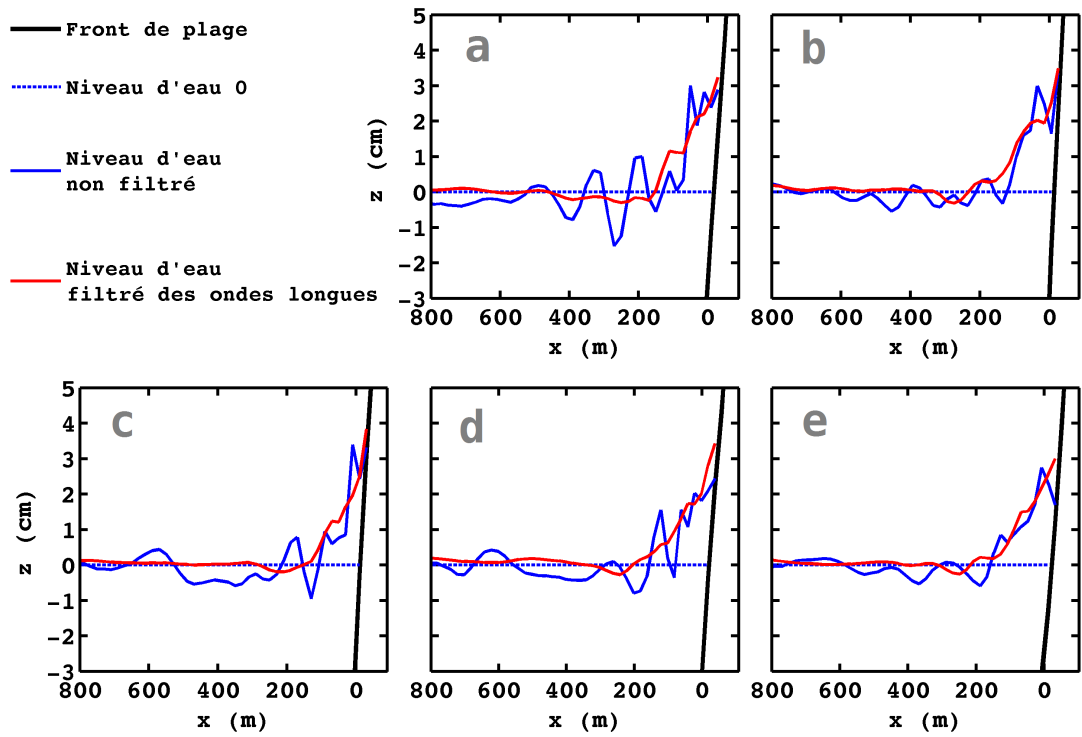


FIGURE 5.31: *Set-up* prédit à mi-marée pour $H_{m0} = 2,3$ m, $T_p = 9$ s et $\theta_0 = 260^\circ$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

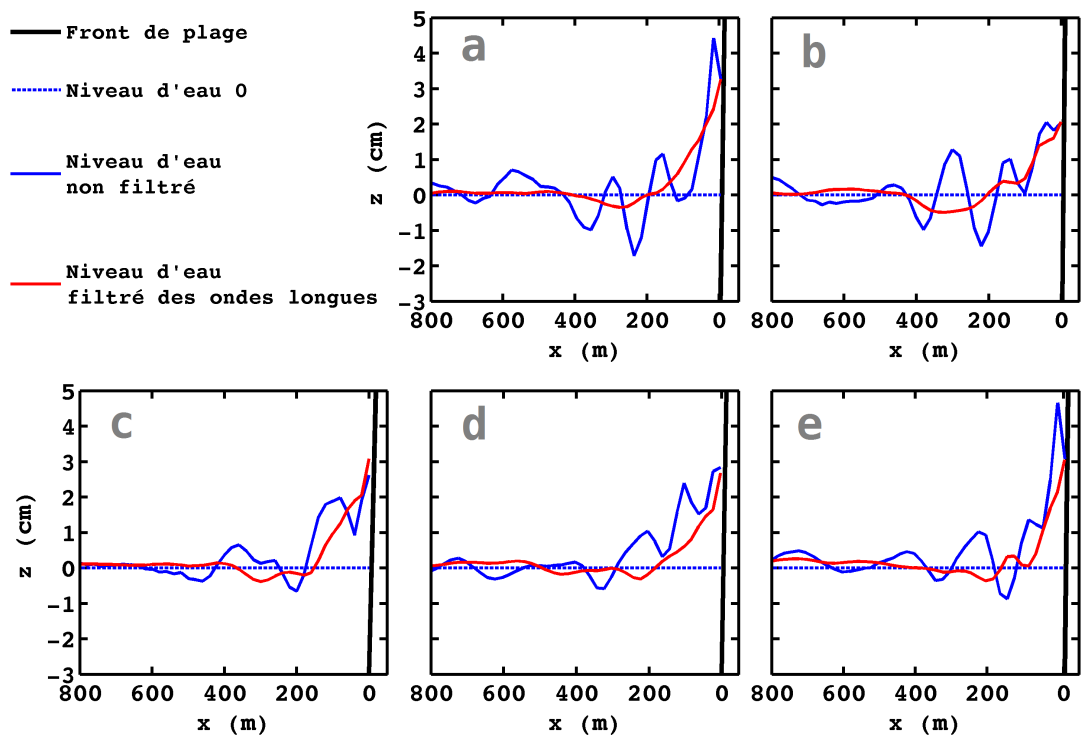


FIGURE 5.32: *Set-up* prédit à pleine mer pour $H_{m0} = 2,3$ m, $T_p = 9$ s et $\theta_0 = 260^\circ$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

	Basse mer		Mi-marée		Pleine mer	
	$zs_0 = +1,3 m$		$zs_0 = +3,8 m$		$zs_0 = +6,4 m$	
	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)
Transect C4	-0,63	+3,2	-0,30	+3,2	-0,35	+3,3
Transect C5	-0,35	+2,6	-0,32	+3,5	-0,49	+2,1
Transect C6	-0,10	+2,9	-0,19	+3,8	-0,39	+3,1
Transect C8	-0,09	+2,6	-0,28	+3,4	-0,31	+2,7
Transect C9	-0,07	+3,1	-0,26	+3,0	-0,37	+3,1

TABLEAU 5.10: *Set-down* et *set-up* prédits le long de cinq transects transversaux pour $H_{m0} = 2,3$ m, $T_p = 9$ s et $\theta_0 = 260$ N.

En moyenne, le *set-up* est plus élevé à mi-marée ($\bar{\eta}_{moy} = +3,4$ cm) qu'à basse mer ($\bar{\eta}_{moy} = +2,9$ cm) ou à pleine mer ($\bar{\eta}_{moy} = +2,8$ cm). Le *set-up* maximal $\bar{\eta}_{max} = +3,8$ cm est obtenu à mi-marée pour le transect C6 et le *set-up* minimal $\bar{\eta}_{min} = +2,1$ cm est obtenu à pleine mer pour le transect C5. Le *set-up* est en moyenne plus élevé au niveau du transect C6 ($\bar{\eta}_{moy} = 3,3$ cm) et moins élevé au niveau du transect C5 ($\bar{\eta}_{moy} = 2,7$ cm). Dans le nord de la plage, il y a une variabilité longitudinale conséquente : $\bar{\eta}_{moy} = 3,2$ cm pour le transect C4, $\bar{\eta}_{moy} = 2,7$ cm pour le transect C5 et $\bar{\eta}_{moy} = 3,3$ cm pour le transect C6. Dans le sud de la plage, cette variabilité est moins prononcée même si à cause de la présence de la berme en haut de plage, qui présente des sinuosités longitudinales, elle tend à être accentuée à pleine mer ($\bar{\eta}_{PM} = 2,7$ cm pour le transect C8 et $\bar{\eta}_{PM} = 3,1$ cm pour le transect C9). Globalement, la variabilité longitudinale est plus forte à basse mer et à pleine mer à cause des irrégularités bathymétriques plus prononcées au niveau des estrans inférieur et supérieur qu'au niveau de l'estran intermédiaire, plus plat. Les vagues ressentent davantage pour ainsi dire le système barres/bâines à basse mer et les sinuosités longitudinales en haut de plage à pleine mer. Enfin, au pic du coup de mer (Figures F.7 à F.9 et Tableau F.3 en Annexe F, p. 288), le *set-up* atteint un maximum de $\bar{\eta}_{max} = +6,8$ cm au niveau du transect C4 à mi-marée.

- Courants

En plus d'une planche des champs de vitesses eulériens pour quatre circulations typiques modélisées au cours de cette lunaison (Figure 5.33), nous illustrons l'évolution temporelle des courants moyens transversal u_e et longitudinal v_e en fonction du climat de vagues H_{m0} et de la hauteur d'eau h_0 au large ($x = 400$ m ; $y = 2000$ m) en quatre points #1, #2, #3 et #4, localisés dans des chenaux de courants sagittaux (Figure 5.34), sur une lunaison complète (Figures 5.35, 5.36, 5.37 et 5.38). Les planches G.1 à G.20 en Annexe G (p. 292) résument l'évolution temporelle de u_e , v_e et de la hauteur d'eau locale h aux quatre points #1, #2, #3 et #4 en fonction du climat de vagues et de l'amplitude de la marée au cours des cinq climats de vagues définis au Tableau 5.9. Le Tableau 5.11 résume les valeurs remarquables prédites des variables hydrodynamiques (h , u_e et v_e) selon le climat de vagues et le point d'extraction (#1, #2, #3 ou #4).

Du 01/09 au 08/09 (climat n° 1), les courants sont faibles ($\leq 0,5$ m/s, Figure 5.33c). A Lostmarc'h, nous observons trois pics de courant, deux courants de cap et un courant sagittal naturel. A La Palue, nous observons quatre pics de courant, deux courants de cap et deux courants sagittaux naturels. Au point #1, le courant moyen est orienté vers le large (vitesses transversales négatives) et vers le sud (vitesses longitudinales négatives), *i.e.* sud-ouest.

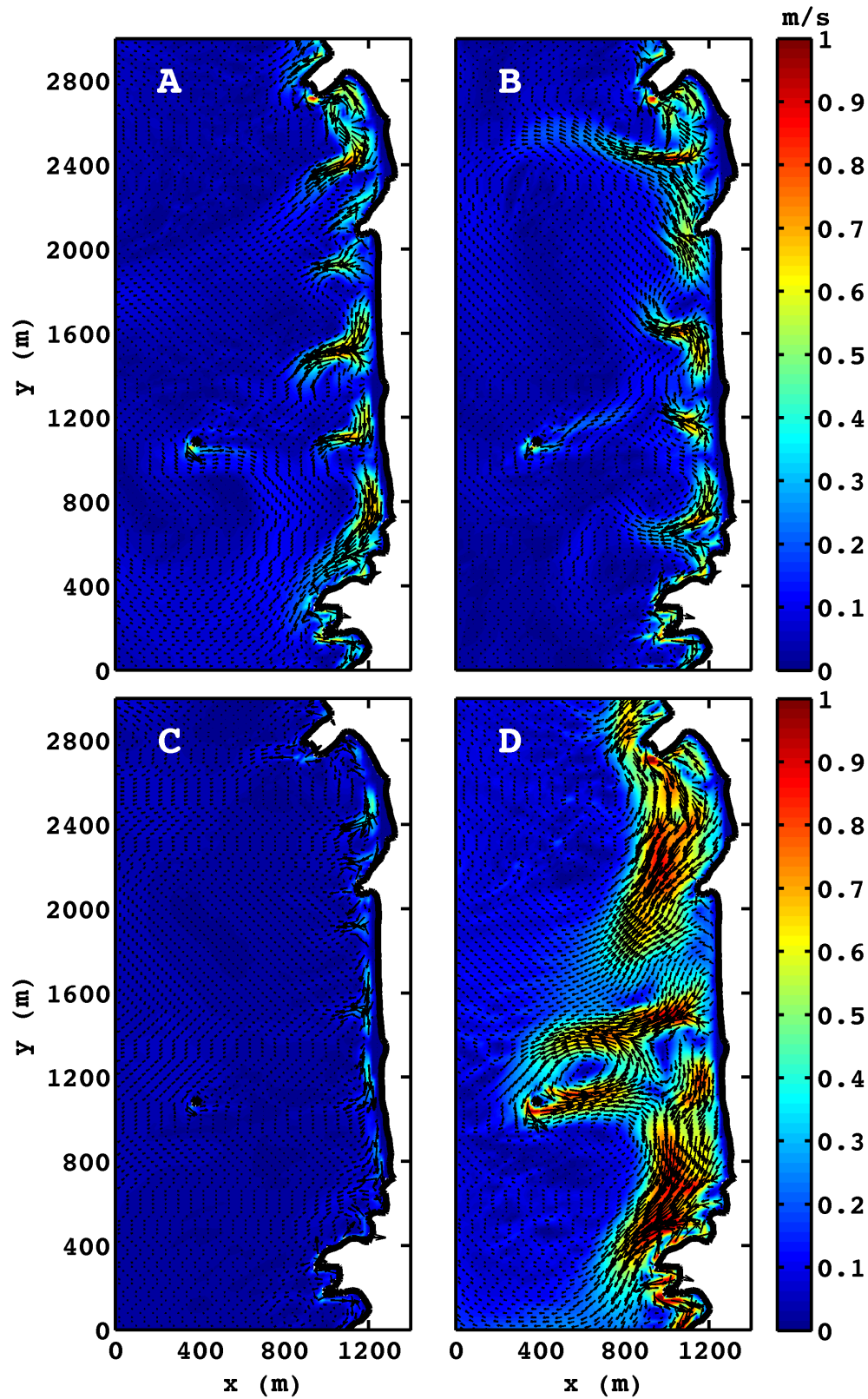


FIGURE 5.33: Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits pour un niveau d'eau $z_s = +5,6$ m : (a) le 12/09   13h55 TU ($H_{m0} = 1,6$ m, $T_p = 9$ s et $\theta_0 = 280^\circ$ N) ; (b) le 13/09   05h15 TU ($H_{m0} = 1,5$ m, $T_p = 11$ s et $\theta_0 = 260^\circ$ N) ; (c) le 03/09   05h05 TU ($H_{m0} = 0,7$ m, $T_p = 6$ s et $\theta_0 = 280^\circ$ N) ; (d) le 13/09   14h20 TU ($H_{m0} = 3,7$ m, $T_p = 11$ s et $\theta_0 = 279^\circ$ N).

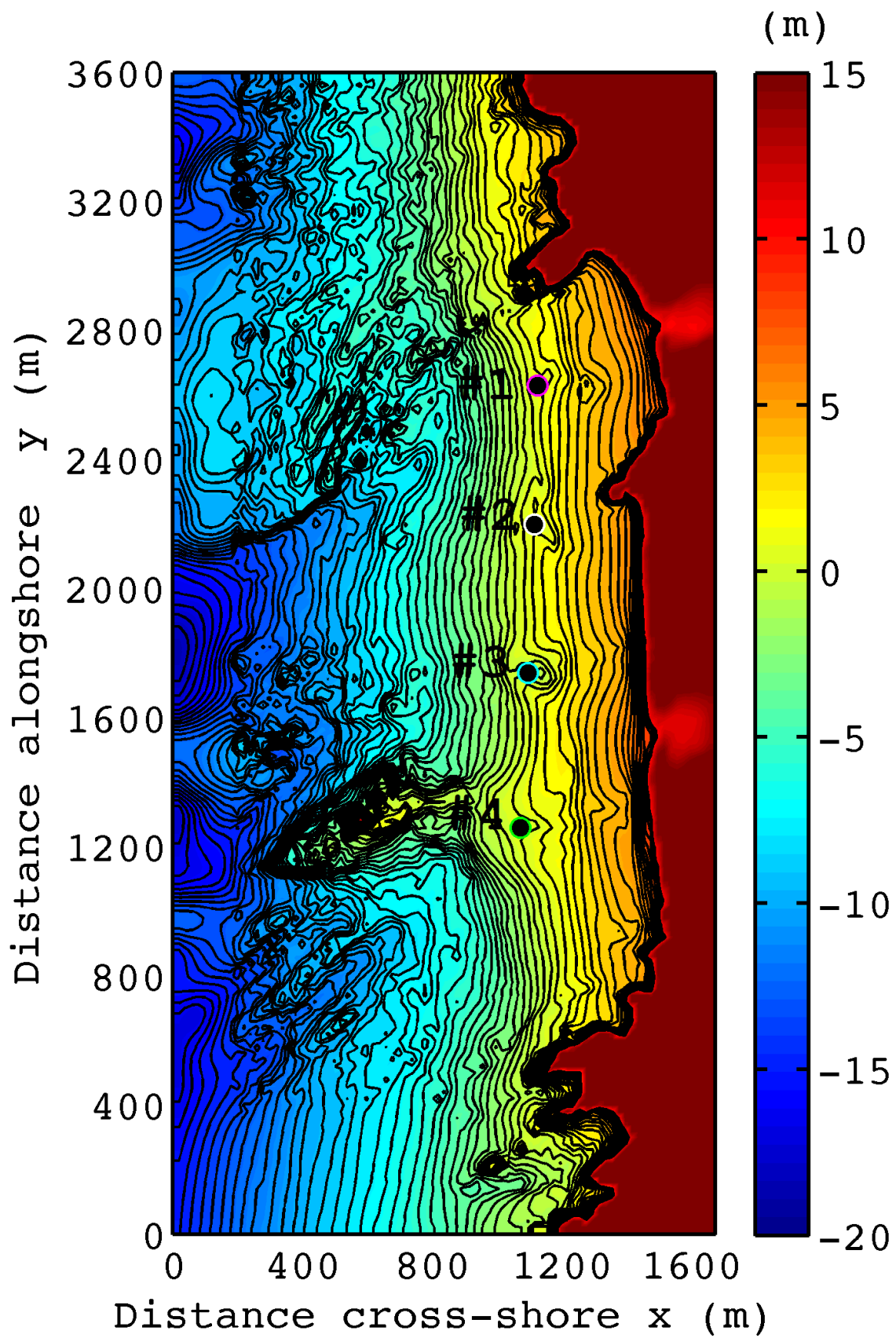


FIGURE 5.34: Isobathes (pas de 0,5 m) au 1^{er} septembre 2015 et points d'extraction des résultats.

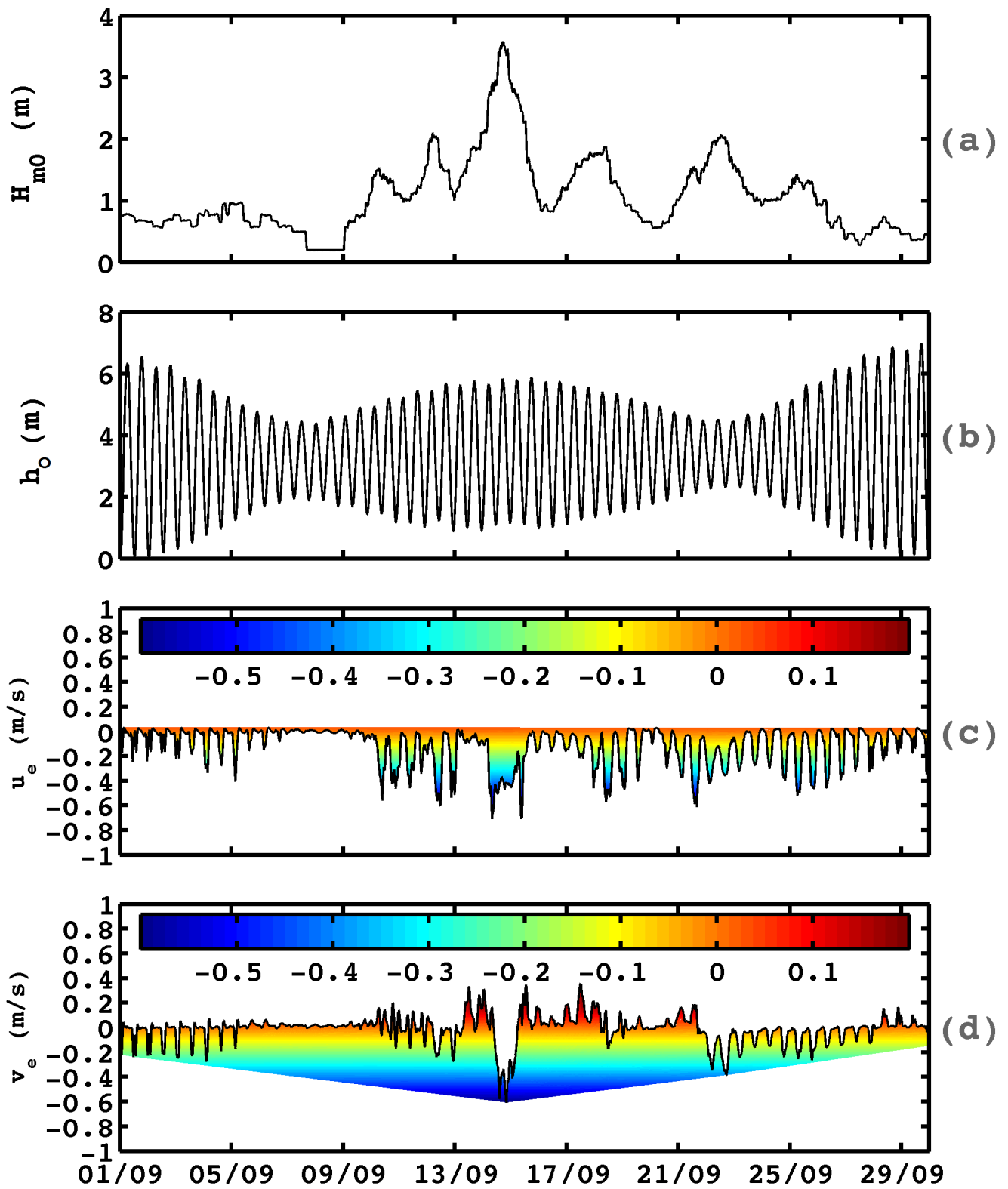


FIGURE 5.35: Evolution temporelle au cours d'une lunaison des courants moyens eulériens transversaux et longitudinaux prédits au point #1.

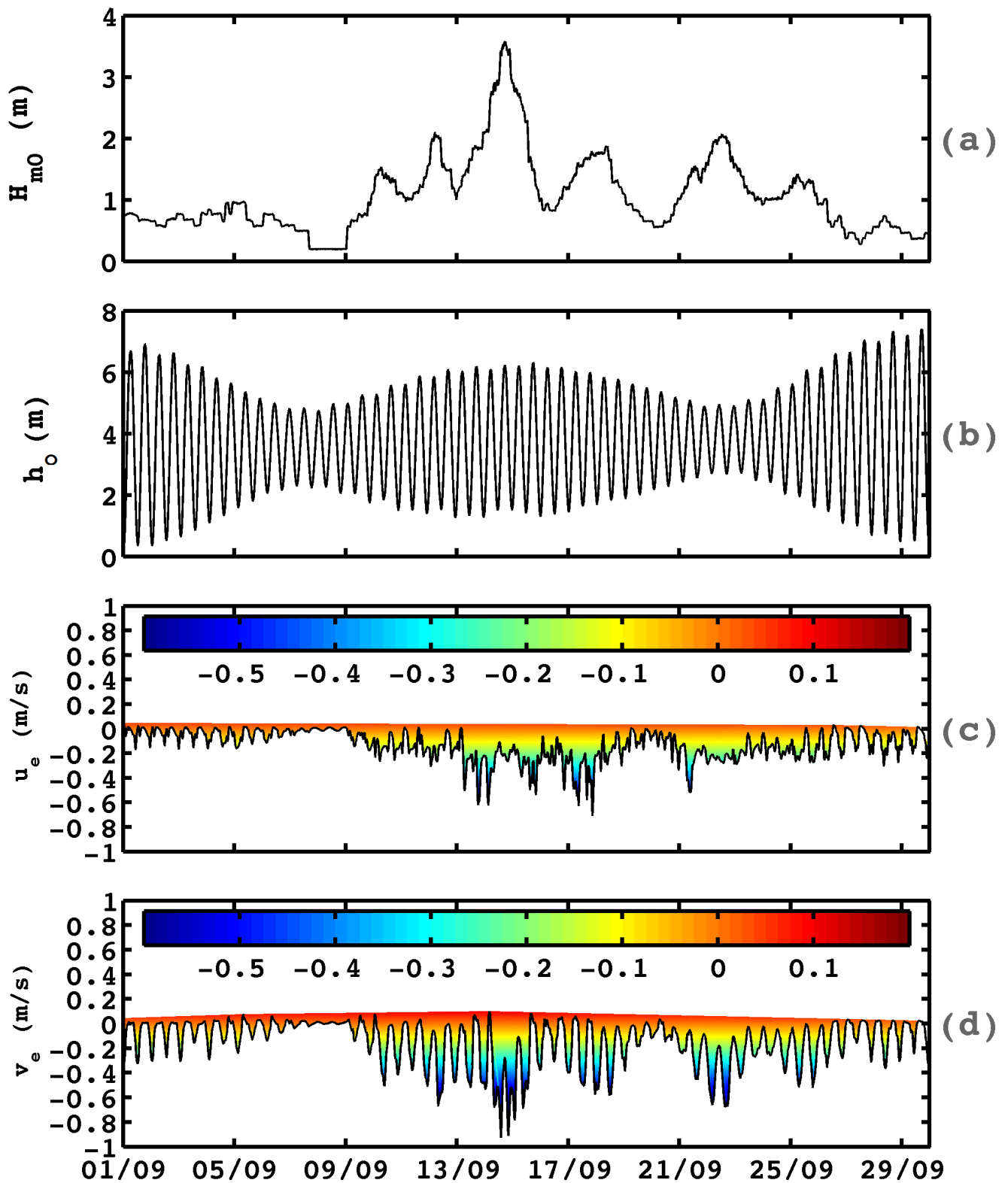


FIGURE 5.36: Evolution temporelle au cours d'une lunaison des courants moyens eulériens transversaux et longitudinaux prédits au point #2.

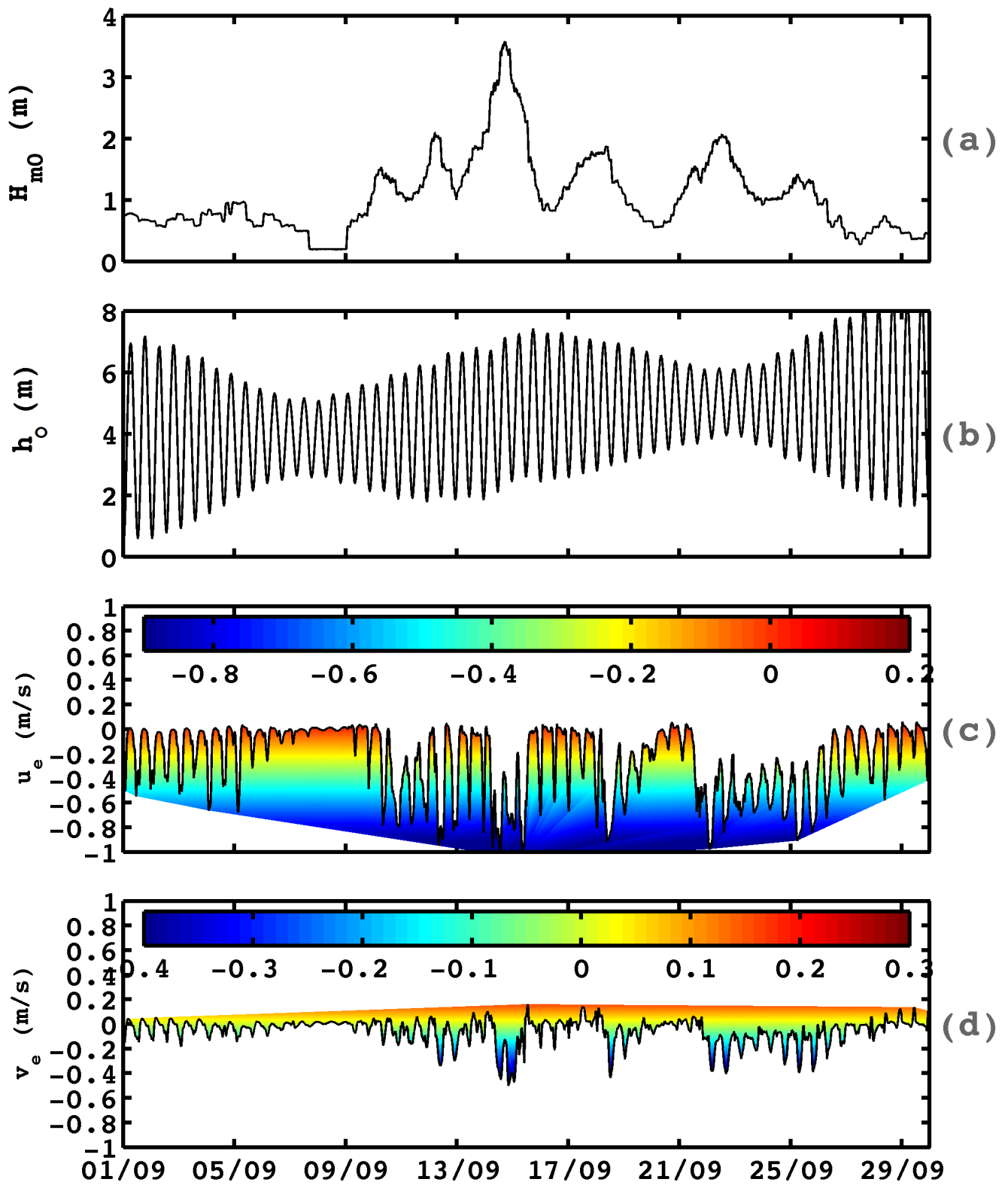


FIGURE 5.37: Evolution temporelle au cours d'une lunaison des courants moyens eulériens transversaux et longitudinaux prédits au point #3.

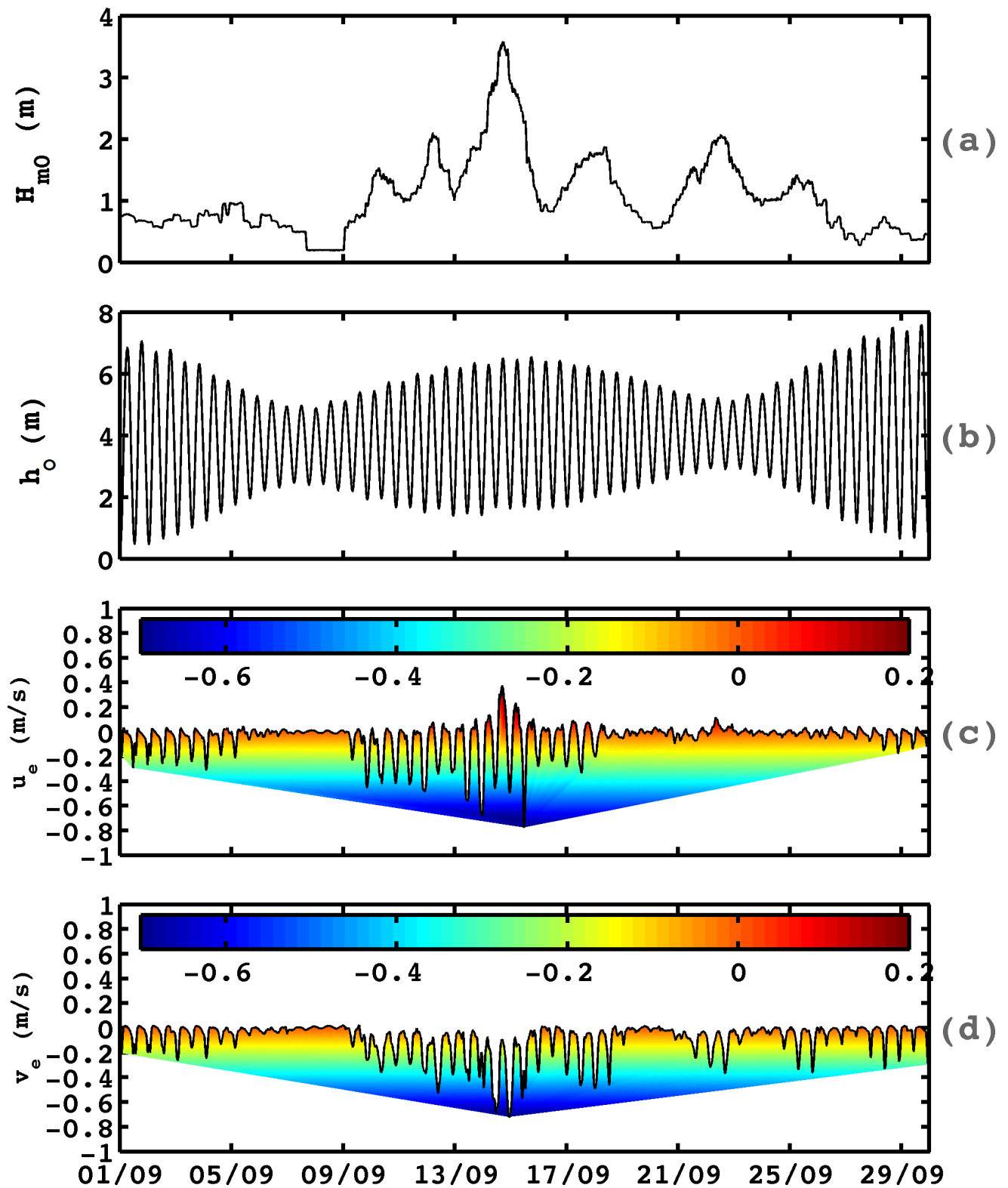


FIGURE 5.38: Evolution temporelle au cours d'une lunaison des courants moyens eulériens transversaux et longitudinaux prédits au point #4.

		$H_{m0,min}$ (m)	$H_{m0,max}$ (m)	h_{min} (m)	h_{max} (m)	$u_{e,max}$ (m/s)	$v_{e,max}$ (m/s)
Climat n° 1	Point #1	0,19	0,97	0,01	6,56	-0,41	-0,27
	Point #2			0,01	6,92	-0,17	-0,32
	Point #3			0,22	7,19	-0,68	-0,18
	Point #4			0,01	7,07	-0,31	-0,26
Climat n° 2	Point #1	0,20	2,10	0,88	5,68	-0,60	-0,27
	Point #2			1,27	6,08	-0,31	-0,67
	Point #3			1,85	6,64	-0,95	-0,34
	Point #4			1,38	6,25	-0,48	-0,53
Climat n° 3	Point #1	0,82	3,59	0,88	5,87	-0,71	-0,61
	Point #2			1,27	6,31	-0,71	-0,93
	Point #3			1,85	7,42	-1,05	-0,47
	Point #4			1,40	6,55	-0,76	-0,72
Climat n° 4	Point #1	0,55	2,07	1,33	5,41	-0,61	-0,36
	Point #2			1,69	5,83	-0,52	-0,67
	Point #3			2,80	6,99	-0,98	-0,44
	Point #4			1,99	6,10	-0,20	-0,49
Climat n° 5	Point #1	0,28	1,60	0,09	6,97	-0,52	-0,26
	Point #2			0,48	7,41	-0,31	-0,52
	Point #3			1,60	8,55	-0,91	-0,39
	Point #4			0,61	7,59	-0,17	-0,36

TABLEAU 5.11: Valeurs remarquables des variables hydrodynamiques (h , u_e et v_e) prédites aux points #1, #2, #3 et #4 pour différents climats de vagues entre le 01/09/15 et le 30/09/15.

Les vagues étant de direction ouest-nord-ouest, ce résultat est cohérent. L'intensité maximale du courant transversal est de $-0,41$ m/s le 05/09 pour $H_{m0} = 0,94$ m et $h = +1,2$ m. Le courant longitudinal reste inférieur à $-0,3$ m/s. Au point #2, le courant longitudinal est dominant, avec un pic à $-0,32$ m/s le 01/09 pour $H_{m0} = 0,73$ m et $h = +0,4$ m. La vitesse du courant transversal reste inférieure à $-0,17$ m/s. L'activité de cette baie est faible car les vagues sont faibles et de secteur ouest-nord-ouest alors que le chenal a une configuration associée au régime dominant de secteur ouest-sud-ouest, comme nous l'avons vu au chapitre 4. Au point #3, la baie est plus dynamique car elle est axée est-ouest (*cf.* Figure 5.34). L'intensité maximale du courant transversal est de $-0,68$ m/s le 05/09 pour $H_{m0} = 0,94$ m et $h = +1,9$ m. Au point #4, entre le 01/09 et le 05/09, les courants transversal et longitudinal ont une intensité assez proche, entre $-0,2$ m/s et $-0,3$ m/s, signifiant une orientation du courant dominant vers le sud-ouest. A partir du 05/09, les courants transversal et longitudinal sont quasi-nuls.

Du 08/09 au 13/09 (climat n° 2), l'intensité des courants reste inférieure à 1 m/s. Lorsque les vagues sont de secteur ouest-nord-ouest, nous observons toujours trois pics de courant à Lostmarc'h, avec un courant de cap sous la pointe de Lostmarc'h en forme de vortex qui relie partiellement le courant sagittal naturel central (Figure 5.33a). A La Palue, quatre pics de courant sont toujours visibles. Lorsque les vagues sont de secteur ouest-sud-ouest, les deux courants de cap de part et d'autre de la pointe de Kerdra fusionnent en un courant quasi parallèle à la plage et dirigé vers le nord (Figure 5.33b). Le vortex sous la pointe de Lostmarc'h est toujours présent. Au point #1, les courants transversal et longitudinal sont quasi-nuls tant que la hauteur des vagues au large reste

inférieure à 1 m. L'arrivée d'un pic de houle modérée ($H_{m0} \approx 1,5$ m) immédiatement suivi d'un autre ($H_{m0} \approx 2$ m) induit une activation du courant transversal avec des valeurs proche de $-0,4$ m/s. Le pic maximal à $-0,60$ m/s est atteint le 12/09 pour $H_{m0} = 1,55$ m et $h = +1,4$ m. Le courant longitudinal ne s'établit vers le sud qu'à partir du 12/09, quand les vagues se maintiennent au secteur ouest-nord-ouest. Il atteint un pic maximal à $-0,27$ m/s pour $H_{m0} = 1,10$ m et $h = +0,9$ m. Au point #2, le courant transversal est faible, avec une valeur qui oscille entre $-0,1$ m/s et $-0,3$ m/s. Le pic maximal atteint le 12/09 est de $-0,31$ m/s pour $H_{m0} = 1,90$ m et $h = +4,2$ m. Les vitesses du courant longitudinal sont nettement plus intenses, globalement supérieures à $-0,3$ m/s, avec un pic maximal à $-0,67$ m/s pour $H_{m0} = 2,01$ m et $h = +2,8$ m. Lorsque la hauteur des vagues est inférieure à $0,5$ m, les courants transversal et longitudinal sont quasi-nuls. Au point #3, le courant transversal est dominant et atteint des vitesses très intenses généralement supérieures à $-0,5$ m/s et dépassant souvent $-0,7$ m/s. Le pic maximal à $-0,95$ m/s est atteint le 12/09 pour $H_{m0} = 2,02$ m et $h = +3$ m. Le courant longitudinal est plus faible, atteignant un maximal de $-0,34$ m/s le 12/09 pour $H_{m0} = 2,00$ m et $h = +2$ m. Au point #4, les courants transversal et longitudinal ont une intensité assez proche, généralement de $-0,2$ m/s à $-0,5$ m/s, signifiant une orientation du courant dominant vers le sud-ouest. Le courant transversal atteint un maximum de $-0,48$ m/s le 11/09 pour $H_{m0} = 1,46$ m et $h = +1,5$ m. Le courant longitudinal atteint un maximum de $-0,53$ m/s le 12/09 pour $H_{m0} = 2,01$ m et $h = +1,7$ m.

Du 13/09 au 18/09 (climat n°3), durant le coup de mer, les courants de cap dépassent 1 m/s (jusqu'à 1,2 m/s) et les courants sagittaux naturels ont une intensité proche de 0,8 - 0,9 m/s (Figure 5.33d). A Lostmarc'h, nous n'observons plus qu'un seul mais très large courant sagittal affectant toute la plage. A La Palue, le courant de cap de Kerdra relie le courant de Lostmarc'h et l'emprise du courant de cap de C'houbez porte jusqu'en dehors de l'échancrure rocheuse. Il est en partie alimenté par un courant de dérive littorale dirigé vers le sud, prenant naissance sur l'estran intermédiaire, dans l'axe de l'îlot Guénéron. Un seul courant sagittal naturel est prédit en milieu de plage à La Palue. Au point #1, le courant transversal atteint un maximum de $-0,71$ m/s avant le pic du coup de mer pour $H_{m0} = 2,91$ m et $h = +3,5$ m et après le coup de mer pour $H_{m0} = 2,46$ m et $h = +2,8$ m. Au pic du coup de mer, il n'atteint que $-0,4$ m/s alors que le courant longitudinal atteint un maximum de $-0,61$ m/s. L'augmentation progressive du courant longitudinal vient du changement d'orientation des vagues, qui sont ouest-sud-ouest jusqu'au 14/09 et tournent progressivement ouest-nord-ouest. Après le coup de mer, les courants moyens ont une intensité proche de $-0,1$ m/s. Au point #2, le coup de mer a peu d'influence sur le courant transversal, dont l'intensité est limitée à $-0,2$ m/s, car les vagues sont ouest-nord-ouest alors que le chenal est orienté sud-est/nord-ouest. En revanche, avant le 14/09, les vagues sont ouest-sud-ouest et le courant transversal est plus intense avec 3 pics à $-0,51$ m/s ($H_{m0} = 1,40$ m et $h = +4,7$ m), $-0,61$ m/s ($H_{m0} = 1,81$ m et $h = +5,7$ m) et $-0,62$ m/s ($H_{m0} = 2,11$ m et $h = +4,9$ m). Au contraire, le courant longitudinal est largement accentué pendant le coup de mer avec un 1^{er} pic à $-0,93$ m/s ($H_{m0} = 3,40$ m et $h = +3,6$ m), et un 2^e pic à $-0,91$ m/s ($H_{m0} = 3,37$ m et $h = +3,8$ m). Après le passage du coup de mer, l'intensité des courants transversal et longitudinal diminue logiquement ($< -0,4$ m/s) puis réaugmente avec l'arrivée d'un pic de houle modérée ($H_{m0} = 1,79$ m) de secteur ouest-sud-ouest où le courant transversal atteint $-0,71$ m/s. Au point #3, le chenal de baie étant orienté selon un axe est-ouest, le courant transversal est très intense, avec un pic à $-1,02$ m/s pour $H_{m0} = 3,36$ m et $h = +3,9$ m et un autre à $-1,05$ m/s pour $H_{m0} = 2,52$ m et $h = +4,7$ m. Le courant longitudinal atteint un pic à $-0,47$ m/s pour $H_{m0} = 2,79$ m et $h = +3,3$ m. Après le passage du coup de mer, le courant de baie est moins intense mais toujours actif avec une intensité du courant transversal tournant autour de $-0,6$ m/s alors que celle du courant

longitudinal avoisine $-0,1$ m/s. Au point #4, le courant longitudinal domine durant le coup de mer (vagues de secteur ouest-nord-ouest) avec un pic maximal à $-0,72$ m/s pour $H_{m0} = 2,96$ m et $h = +1,7$ m, alors que de part et d'autre du coup de mer, quand les vagues sont de secteur ouest-sud-ouest, l'intensité du courant transversal est globalement plus forte, avec un pic maximal à $-0,76$ m/s pour $H_{m0} = 2,29$ m et $h = +1,7$ m. Après le passage du coup de mer, l'intensité des courants transversal et longitudinal diminue, elle est entre $-0,2$ et $-0,3$ m/s pour le premier et entre $-0,2$ et $-0,4$ m/s pour le second.

Du 18/09 au 23/09 (climat n° 4), au point #1, le courant transversal atteint des vitesses jusqu'à $-0,61$ m/s le 21/09 pour des vagues de grande période ($T_p = 16$ s, $H_{m0} = 1,42$ m et $h = +2,2$ m). Une comparaison de la prédiction des courants pour des vagues courtes ($T_p = 9$ s) et pour des houles longues ($T_p = 14$ s) pour une même hauteur significative des vagues ($H_{m0} = 1,6$ m) et une même direction ($\theta_0 = 280^\circ$ N) est illustrée à la Figure 5.39.

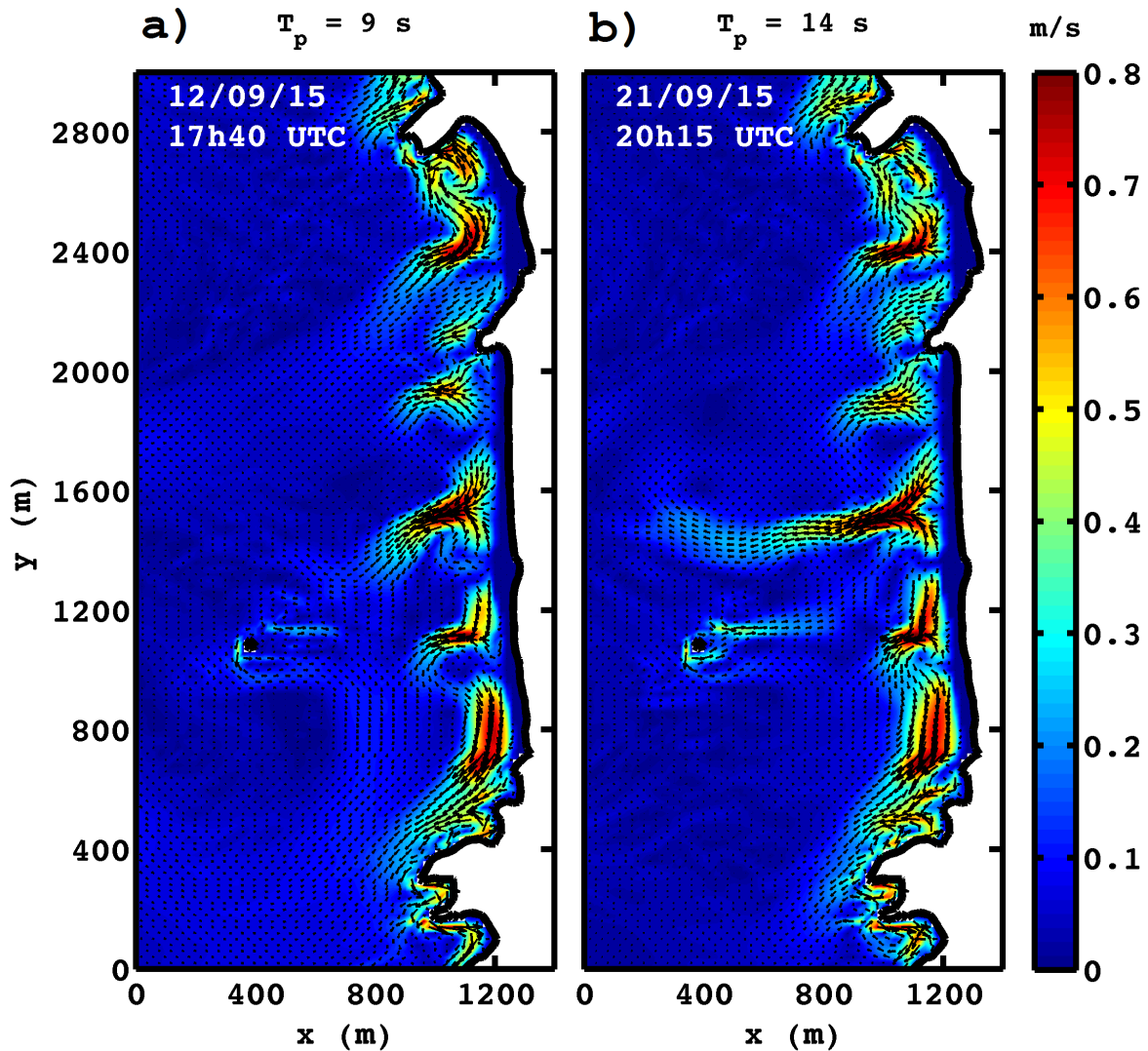


FIGURE 5.39: Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits pour $z_s = +5$ m, $H_{m0} = 1,6$ m et $\theta_0 = 280^\circ$ N : (a) le 12/09 à 17h40 TU ($T_p = 9$ s); (b) le 21/09 à 20h15 TU ($T_p = 14$ s).

Les courants sagittaux naturels associés aux vagues de grande période sont un peu plus intenses, mais surtout ont une emprise vers le large accentuée (*cf.* baïne au nord de la plage de La Palue). Les courants de cap semblent peu influencés par la période ; ils sont toutefois un peu plus larges de part et d'autre de la pointe de Kerdra. Le courant longitudinal est plus faible, avec une intensité inférieure à $-0,17$ m/s entre le 18/09 et le 22/09. A partir du 22/09, l'arrivée de vagues modérées de secteur ouest-nord-ouest active le courant de dérive longitudinal, qui atteint un maximum de $-0,36$ m/s pour $H_{m0} = 2,03$ m et $h = +2,4$ m. Au point #2, le courant transversal est globalement assez faible entre le 18/09 et le 21/09, avec une intensité qui reste inférieure à $-0,35$ m/s. Là-aussi l'arrivée de vagues modérées de grande période accentue fortement ce courant qui atteint un maximum de $-0,52$ m/s. Le 18/09, le courant longitudinal atteint un pic d'intensité maximale $-0,58$ m/s pour $H_{m0} = 1,65$ m et $h = +2,4$ m. Entre le 19/09 et le 21/09, le courant longitudinal est quasi-nul. L'arrivée de vagues modérées le 21/09 accentue ce courant jusqu'à un maximum de $-0,67$ m/s. Au point #3, le courant transversal est très intense le 18/09 avec un pic à $-0,92$ m/s pour $H_{m0} = 1,87$ m et $h = +5$ m et le 22/09 avec un pic à $-0,98$ m/s pour $H_{m0} = 1,73$ m et $h = +4,3$ m. Le courant longitudinal suit la même tendance avec un pic le 18/09 à $-0,44$ m/s pour $H_{m0} = 1,65$ m et $h = +3,1$ m et un pic le 22/09 à $-0,40$ m/s pour $H_{m0} = 2,03$ m et $h = +4$ m. Au point #4, le courant transversal est quasi-nul entre le 18/09 et le 23/09. Le pic maximal du courant longitudinal est à $-0,49$ m/s pour $H_{m0} = 1,75$ m et $h = +2$ m. Il est actif entre le 18/09 et le 18/09 et entre le 21/09 et le 23/09.

Du 23/09 au 30/09 (climat n°5), au point #1, le courant transversal atteint un maximum de $-0,52$ m/s le 25/09 pour $H_{m0} = 1,39$ m et $h = +2$ m. A partir du 27/09, il diminue nettement et reste inférieur à $-0,3$ m/s. Le courant longitudinal est faible, avec un pic maximal à $-0,26$ m/s pour $H_{m0} = 1,31$ m et $h = +1,6$ m. Du 23/09 au 28/09, les vagues sont de secteur ouest-nord-ouest, générant un courant longitudinal négatif *i.e.* dirigé vers le sud. A partir du 29/09, les vagues sont de secteur ouest-sud-ouest, induisant un courant longitudinal positif *i.e.* dirigé vers le nord. Au point #2, le courant transversal reste faible et inférieur à $0,3$ m/s sans pic maximal distinctif. En revanche, le courant longitudinal est plus intense avec deux pics maxima le 25/09, le premier à $-0,51$ m/s pour $H_{m0} = 1,38$ m et $h = +2$ m, le deuxième à $-0,52$ m/s pour $H_{m0} = 1,30$ m et $h = +1,9$ m. Malgré le changement d'orientation des vagues, le courant longitudinal reste toujours négatif *i.e.* dirigé vers le sud. Au point #3, le courant transversal est relativement intense entre le 23/09 et le 27/09 et plus modéré ensuite. La valeur maximale de $-0,91$ m/s est atteinte le 25/09 pour $H_{m0} = 1,42$ m et $h = +4,1$ m. Le courant longitudinal atteint un maximum de $-0,39$ m/s le 25/09 pour $H_{m0} = 1,38$ m et $h = +3,2$ m, mais sinon est assez faible ($< 0,3$ m/s). Comme pour le point #1, il est dirigé vers le sud du 23/09 au 28/09, puis vers le nord à partir du 29/09. Au point #4, le courant transversal est quasi-nul jusqu'au 28/09 et très faible ensuite avec une intensité maximale de $-0,17$ m/s. Entre le 23/09 et le 28/09, le courant longitudinal est assez faible ($< -0,2$ m/s) avec toutefois la présence de deux pics le 25/09 à $-0,34$ m/s pour $H_{m0} = 1,35$ m et $h = +2,3$ m, et à $-0,36$ m/s pour $H_{m0} = 1,28$ m et $h = +2$ m. A partir du 28/09 il s'intensifie de manière modérée ($\approx -0,2$ m/s) sans dépasser $-0,3$ m/s.

5.3.1.2 Prédictions TELEMAC vs prédictions XBeach

La bathymétrie utilisée comme support pour cette étude comparative est issue pour partie des données LITTO3D (zone subtidale), pour partie du levé topographique de la campagne TOPO-

Sept14 (estran) (*cf.* Figure 4.13a du chapitre 4, p. 91), ce dernier choisi pour les perturbations prononcées du fond (bâines très creuses). Le domaine à modéliser fait 3600 m en longitudinal et 1700 m en transversal, soit 612 ha. Le maillage du modèle XBeach est régulier avec des mailles rectangulaires de 20 m, comptabilisant 15 300 éléments. Le maillage du modèle TELEMAC est irrégulier, raffiné aux endroits où la bathymétrie est complexe *i.e.* sur l'estran et la zone subtidale proche au niveau du système barre/baïne et près des caps rocheux (Figure 5.40a), avec des mailles triangulaires de taille moyenne 23 m, minimale 9 m et maximale 56 m, comptabilisant 18 380 éléments.

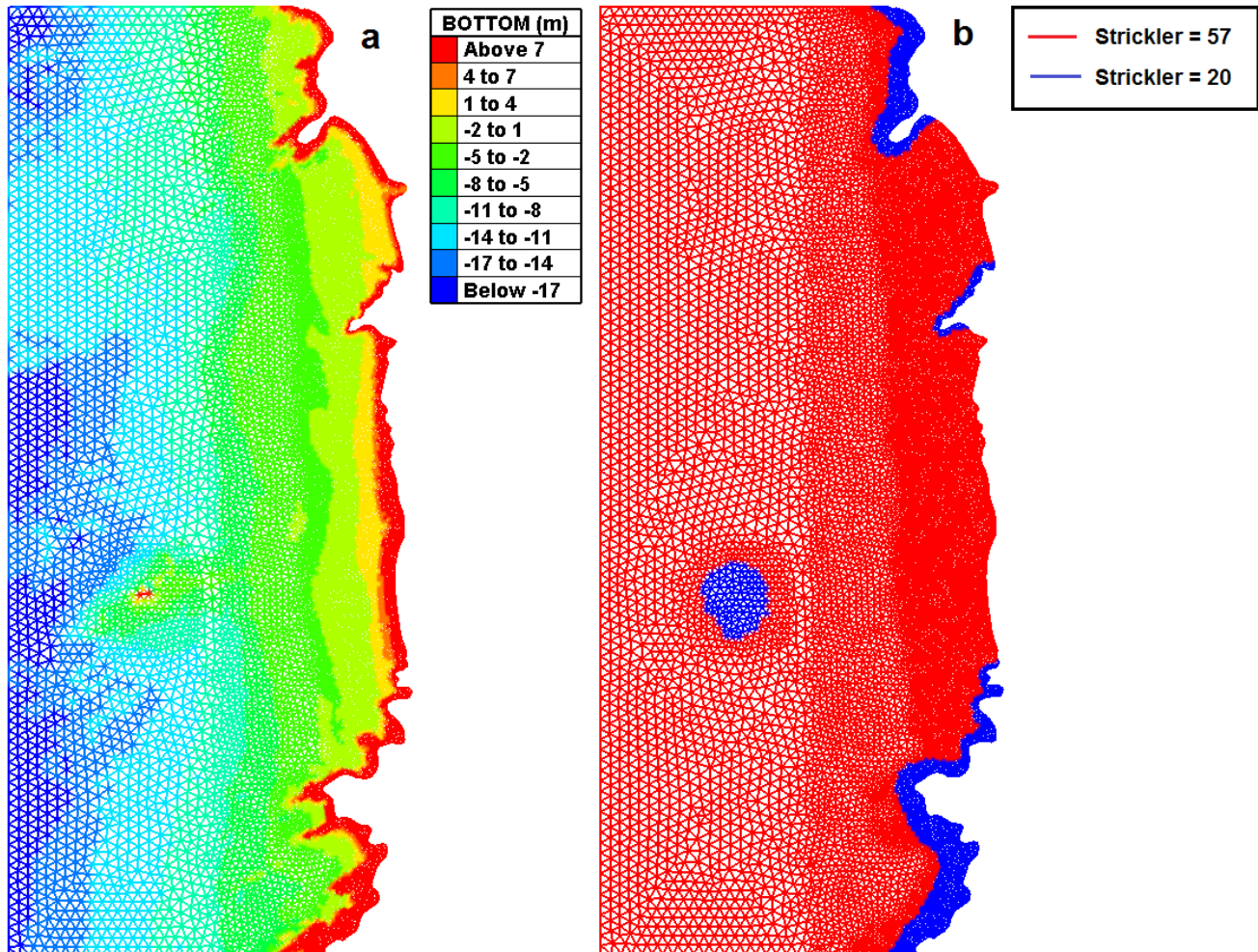


FIGURE 5.40: Maillage en éléments finis des plages de La Palue et de Lostmarc'h. a) Bathymétrie; b) Coefficient de frottement de variable en espace (en $m^{1/3}/s$).

Les vagues sont forcées par un spectre JONSWAP de caractéristiques $H_{m0} = 1,5$ m, $T_p = 12$ s et $\theta_0 = 270^\circ$ (vagues normales à la côte). Le niveau d'eau est variable : nous modélisons cinq cycles de marée, soit 61 h ou 219 600 s, le marnage oscillant entre 6,2 m et 5,8 m, ce qui représente une période de vive – eau. La configuration complète des codes XBeach et TELEMAC est résumée au Tableau 5.12. Tant que possible, nous paramétrons les principaux processus physiques à l'identique dans les deux modèles, mais les spécificités de chacun sont conservées. Dans XBeach, le *roller*,

l'onde longue liée aux groupes de vagues et la dérive de Stokes sont activés. Le frottement des courants sur le fond est paramétré par une loi de Chézy avec un coefficient constant et égal à $57 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$. Le mélange turbulent horizontal est modélisé par une viscosité constante et égale à 0,15. Dans TELEMAC, le frottement des courants sur le fond est variable en espace suivant une loi de Strickler. Le coefficient de frottement est diminué aux abords des substrats rocheux, avec une valeur de $20 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$ contre $57 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$ partout ailleurs (Figure 5.40b). Le mélange turbulent horizontal est résolu par un modèle de Elder et la méthode du “gel” des cellules est utilisée pour le calcul des courants sur les bancs découvrants avec une hauteur d’eau limite fixée à 0,01 m.

Processus physique	TELEMAC	XBeach
<i>Vagues</i>		
Déferlement	☒ (Roelvink)	☒ (Roelvink)
Frottement sur le fond	☐	☐
<i>Roller</i>	☐	☒
Dérive de Stokes	☐	☒
Onde longue liée	☐	☒
<i>Courants</i>		
Frottement sur le fond	☒ (Strickler variable en espace)	☒ (Chézy constant)
Mélange turbulent horizontal	☒ (modèle de Elder)	☒ (viscosité constante)
Bancs découvrants	☒ (gel des cellules)	☒ (Stelling et Duinmeijer)

TABLEAU 5.12: Physique incluse dans les codes XBeach et TELEMAC.

Les résultats en termes de courants induits par le déferlement des vagues sont illustrés sous forme de planches à l’aide du logiciel MERMAID permettant de comparer les fichiers de sortie “serafin” de TELEMAC aux fichiers de sortie binaires de XBeach. Pour XBeach, nous sortons à la fois le courant total moyenné sur la colonne d’eau \vec{U}_{tot} et le courant de fond eulérien \vec{U}_e (“courant total – dérive de Stokes”) utilisé dans le module de transport sédimentaire (*cf.* chapitre 3). Nous nous intéressons aux circulations à pleine mer, mi-marée et basse mer.

Pleine mer (Figures 5.41 et 5.42)

Les deux modèles prédisent la formation du vortex sous la pointe de Lostmarc’h, plus prononcé pour TELEMAC et prolongé par un courant de baine qui s’échappe vers le milieu de plage. Au sud de la plage, les deux modèles prédisent un courant de cap, d’intensité 0,4 à 0,5 m/s, transversal à la pointe de Kerdra pour TELEMAC et dirigé vers le large pour XBeach.

Au sud de la plage de La Palue, derrière l’îlot Guénéron, les deux modèles prédisent un courant de dérive littorale, d’intensité maximale 0,6 m/s pour TELEMAC contre 0,8 m/s pour XBeach. Le long de la pointe de C’houbez, les deux modèles prédisent un courant de cap vers le large, d’intensité $-0,4 \text{ m/s}$ pour TELEMAC contre $-0,1$ à $-0,2 \text{ m/s}$ pour XBeach.

C’est au nord de la plage de La Palue que les résultats divergent le plus. XBeach prédit un courant de retour en haut de plage, d’intensité 0,4 à 0,5 m/s, induit par le *roller* (ici nous nous

intéressons à \vec{U}_{tot} donc la composante du courant de retour induite par la dérive de Stokes n'est pas prise en compte), et un jet de rive infragravitaire lié à l'onde longue liée aux groupes de vagues. TELEMAC prédit un vortex et un courant sinueux d'intensité 0,4 m/s qui s'échappe vers le large.

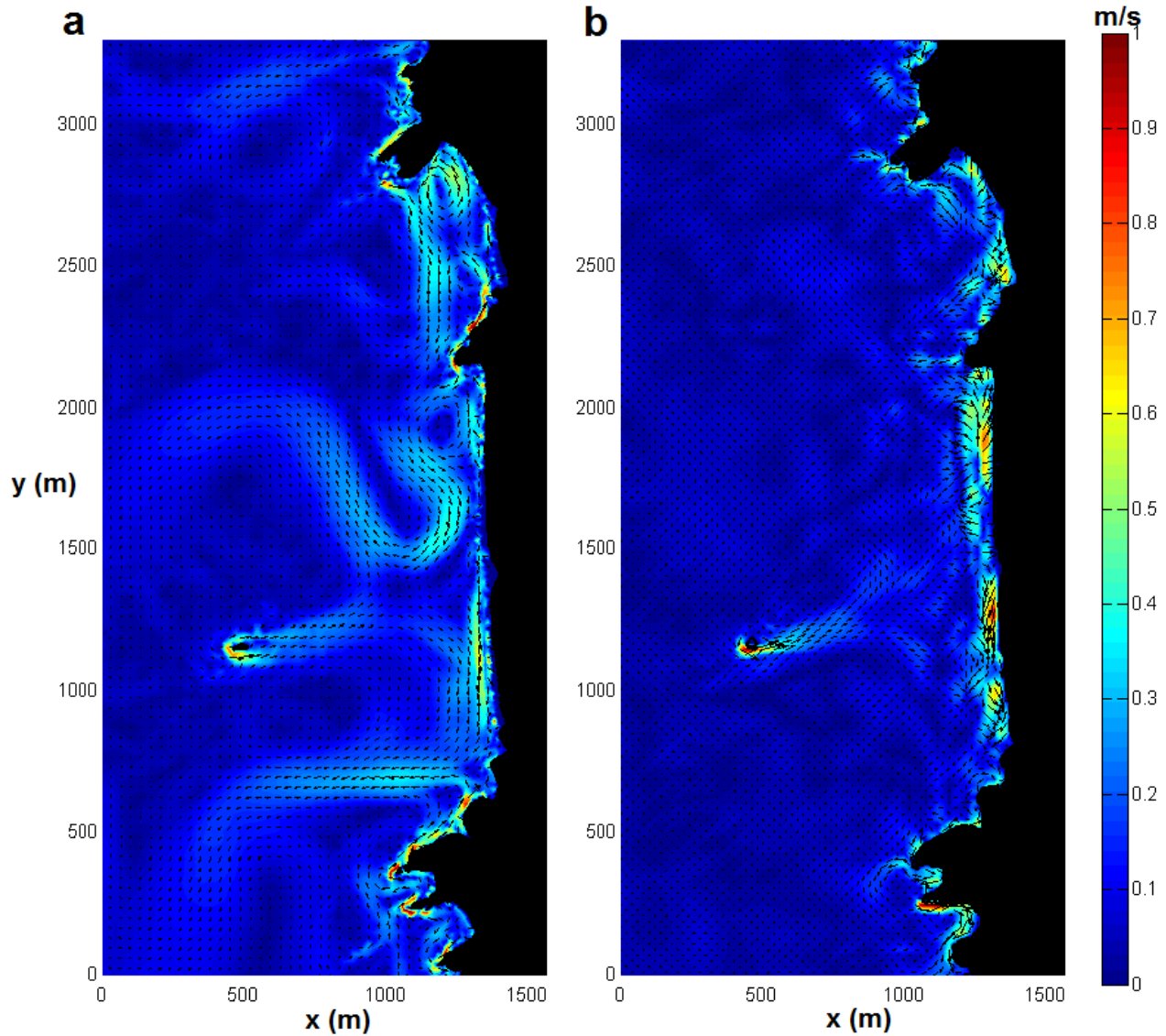


FIGURE 5.41: Courants induits par les vagues à pleine mer : a) TELEMAC ; b) XBeach (\vec{U}_{tot}).

Si nous comparons le courant total de TELEMAC et le courant de fond U_e de XBeach, les résultats sont plus éloignés (Figure 5.42). En effet, la composante du courant de retour liée à la dérive de Stokes fait que XBeach prédit un *undertow* quasiment tout le long de la plage de La Palue. En revanche, sur la plage de Lostmarc'h, XBeach prédit toujours un courant de cap le long de la pointe de Kerdra et un vortex sous la pointe de Lostmarc'h, signe que la plage de Lostmarc'h est plus contrainte par la géométrie de l'échancrure que celle de La Palue.

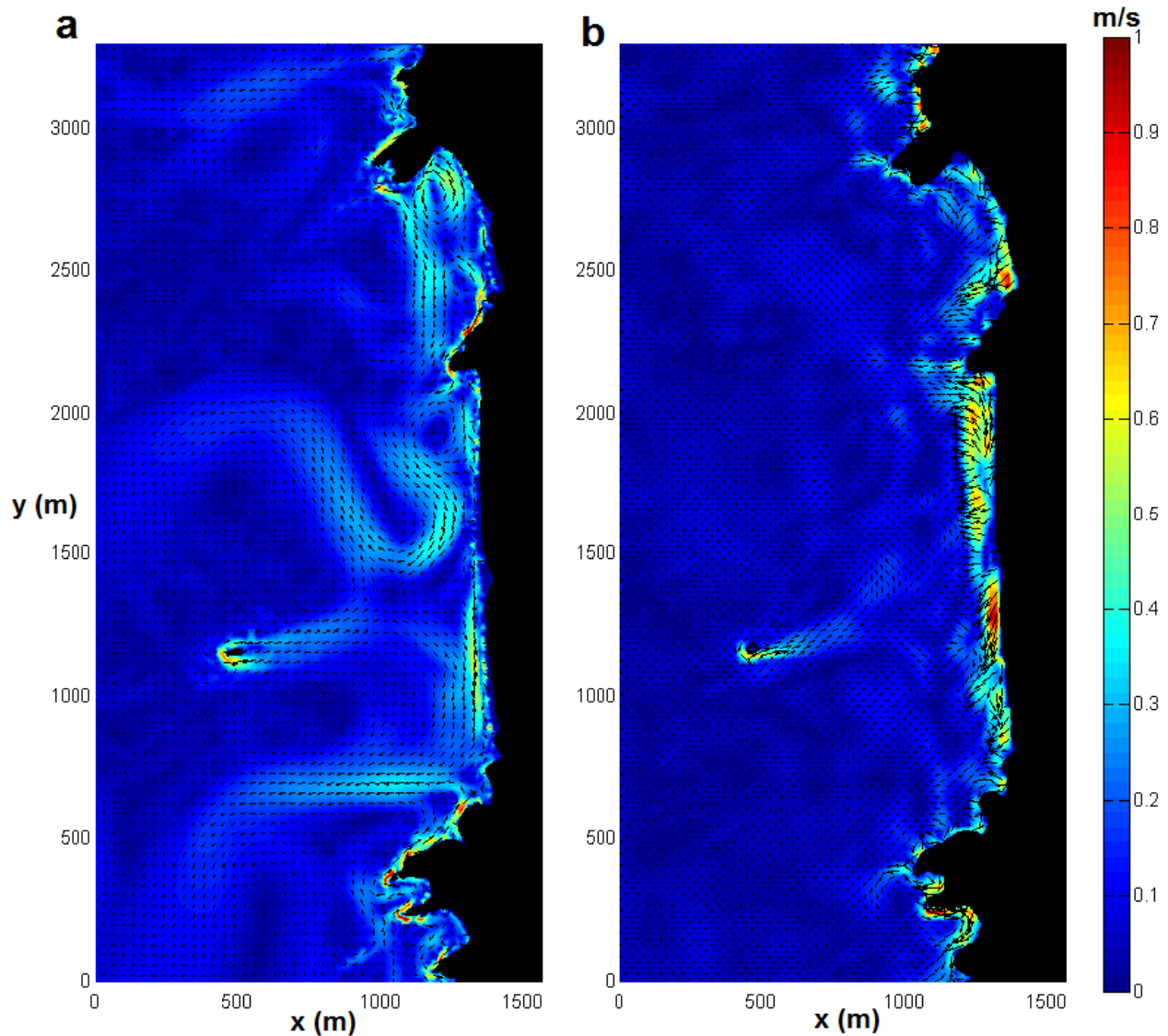


FIGURE 5.42: Courants induits par les vagues à pleine mer : a) TELEMAC ; b) XBeach (\vec{U}_e).

Mi-marée (Figures 5.43 et 5.44)

A mi-marée, les deux modèles prédisent une activation des baïnes qui dominent la circulation sur les deux plages. Par conséquent, les circulations prédites par les deux modèles sont plus semblables avec les mêmes zones impactées (Figure 5.43). Les deux modèles prédisent au total 5 courants sagittaux, avec des vortex toujours plus prononcés et fermés pour TELEMAC. Les courants sagittaux prédits par XBeach ont une intensité maximale plus élevée (0,8 m/s) que ceux prédits par TELEMAC (0,5 m/s) à cause des effets combinés du *roller* et de l'onde longue liée aux groupes de vagues. La circulation au niveau du saillant diffère quelque peu, avec la génération d'un courant dirigé vers le large entre l'îlot Guénéron et la pointe de C'houbez prédit par TELEMAC mais pas par XBeach.

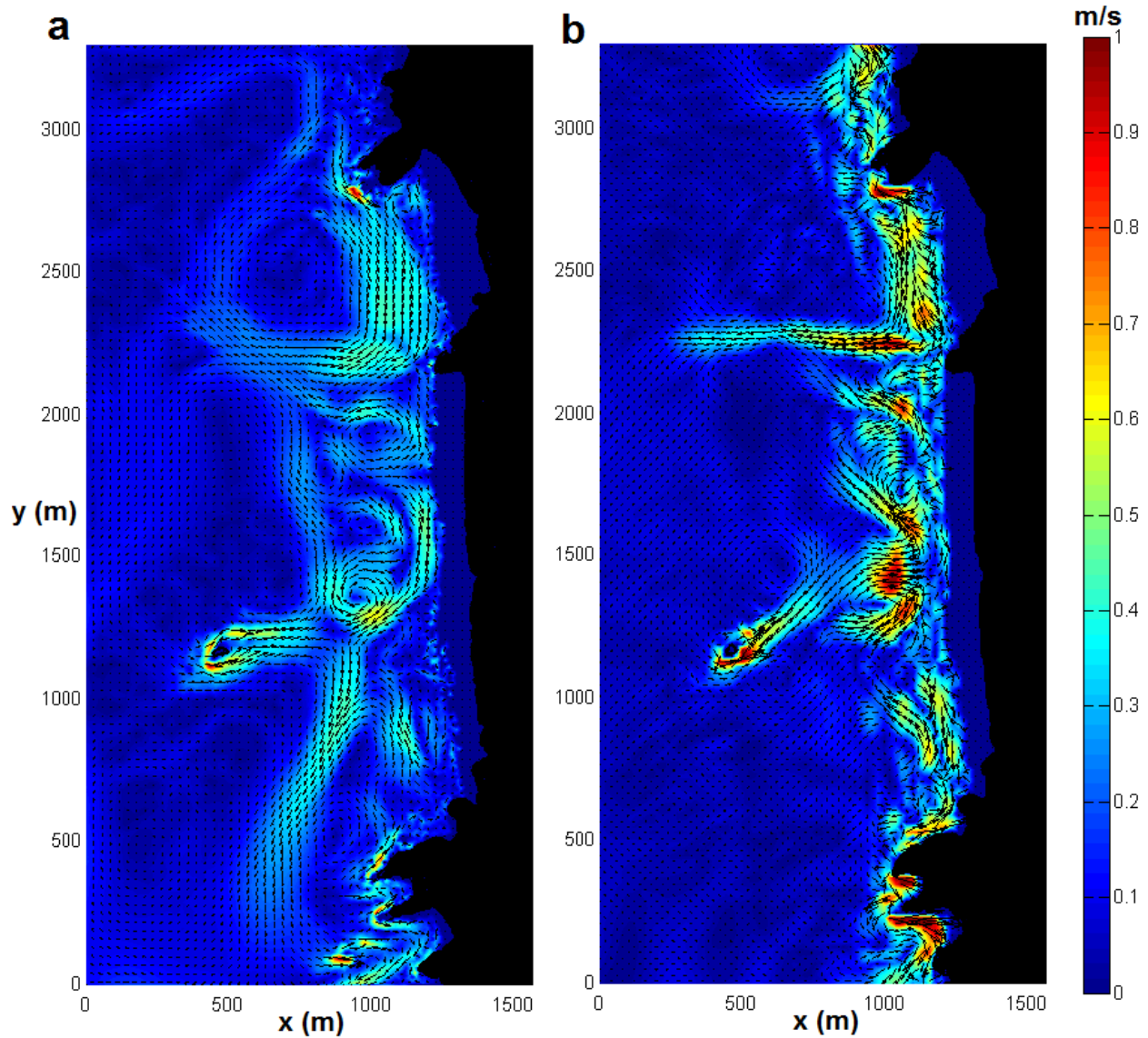


FIGURE 5.43: Courants induits par les vagues à mi-marée : a) TELEMAC ; b) XBeach (\vec{U}_{tot}).

Si nous comparons le courant total de TELEMAC et le courant de fond \vec{U}_e de XBeach, les résultats sont très proches de ceux où nous considérons le courant \vec{U}_{tot} de XBeach (Figures 5.43b et Figure 5.44b). Les différences par rapport à une pleine mer sont nettement moins prononcées car les courants sagittaux liés aux circulations cellulaires et “guidés” par la bathymétrie du fond dominant plutôt qu’un contre-courant de retour de type “*undertow*”. Nous notons quand même que les vortex ne sont plus apparents pour la circulation liée à \vec{U}_e et que les courants sont légèrement plus intenses dans le sud de la plage où le système barre/baine est moins prononcé et où l’*undertow* a donc plus d’importance.

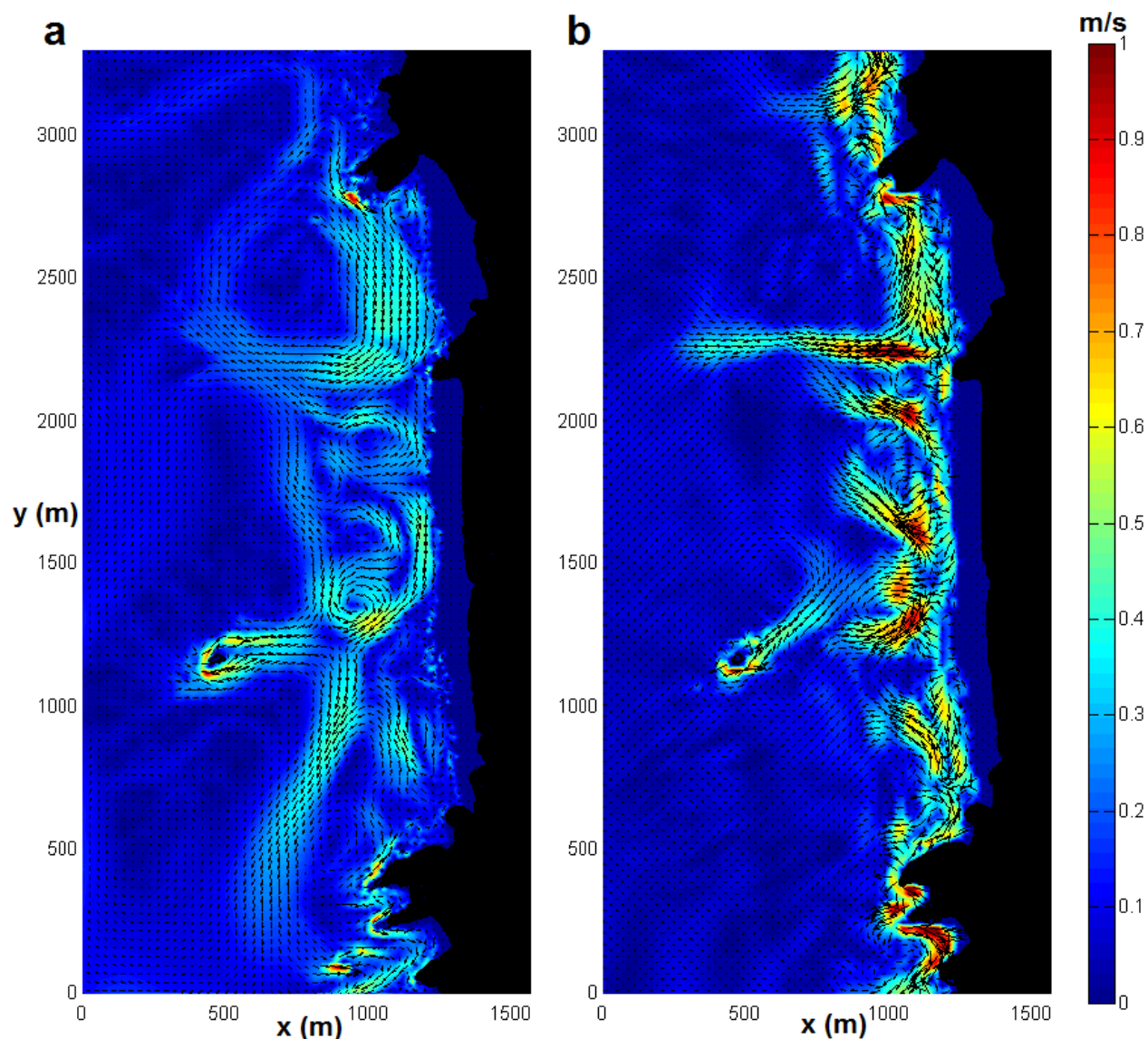


FIGURE 5.44: Courants induits par les vagues à mi-marée : a) TELEMAC ; b) XBeach (\vec{U}_e).

Basse mer (Figures 5.45 et 5.46)

Les circulations prédites par les deux modèles impactent encore les mêmes zones, avec toujours une différence d'intensité liée au *roller* et à l'onde longue liée (Figure 5.45). Les baïnes sont encore partiellement remplies et un peu actives. XBeach prédit une activité supérieure de la baïne longitudinale “en arc” située au centre de la plage de La Palue derrière un banc de sable. Ce résultat est lié au jet de rive infragravitaire inclus dans XBeach, qui “propulse” l’eau dans le chenal. Les deux modèles prédisent la formation d’un vortex clos au nord de l’îlot Guénéron, un courant de retour à Lostmarc’h d’intensité 0,4 à 0,5 m/s, prédit plus étendu vers le large pour TELEMAC, un courant vers la côte lié au déferlement des vagues sur la barre au nord de la plage de La Palue, d’intensité 0,4 à 0,5 m/s pour TELEMAC contre 0,7 à 0,8 m/s pour XBeach, et un courant vers la côte en bordure sud de l’îlot Guénéron, plus intense pour XBeach (≈ 1 m/s) que pour TELEMAC ($\approx 0,6$ m/s).

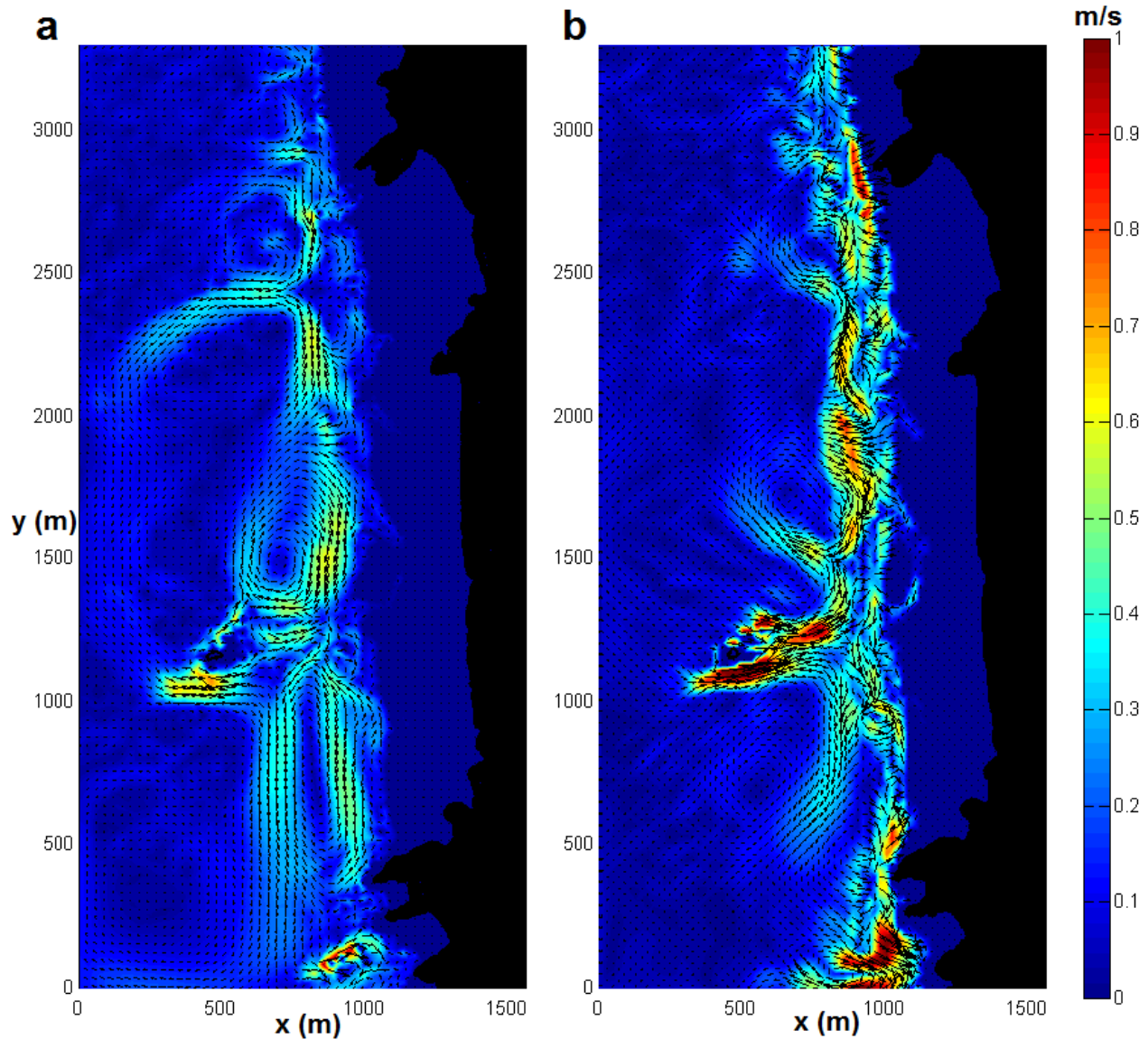


FIGURE 5.45: Courants induits par les vagues à basse mer : a) TELEMAC ; b) XBeach (\vec{U}_{tot}).

Comme à mi-marée, la différence entre les circulations liées à \vec{U}_{tot} et \vec{U}_e prédites par XBeach est faible (Figure 5.45b et 5.46b), les courants étant toujours conduits par les reliefs du fond (barres et chenaux).

Les différences de prédiction des circulations aux différents stades de la marée semblent principalement imputables aux points suivants : (i) le maillage raffiné autour des baïnes dans TELEMAC est susceptible de mieux conduire les courants dans les chenaux des baïnes ; (ii) la modélisation différente du mélange turbulent horizontal, le modèle de Elder de TELEMAC accentue la formation des vortex liés aux circulations cellulaires ; (iii) la dérive de Stokes principalement et le *roller* dans une moindre mesure inclus dans XBeach génèrent un courant de retour de type “*undertow*” dans les zones peu ou pas perturbées par un système barre/baïne (fond relativement plat) ; (iv) le *roller* et l’onde longue liée aux groupes de vagues inclus dans XBeach jouent un rôle majeur dans la prédiction de l’alimentation, l’intensité des courants sagittaux.

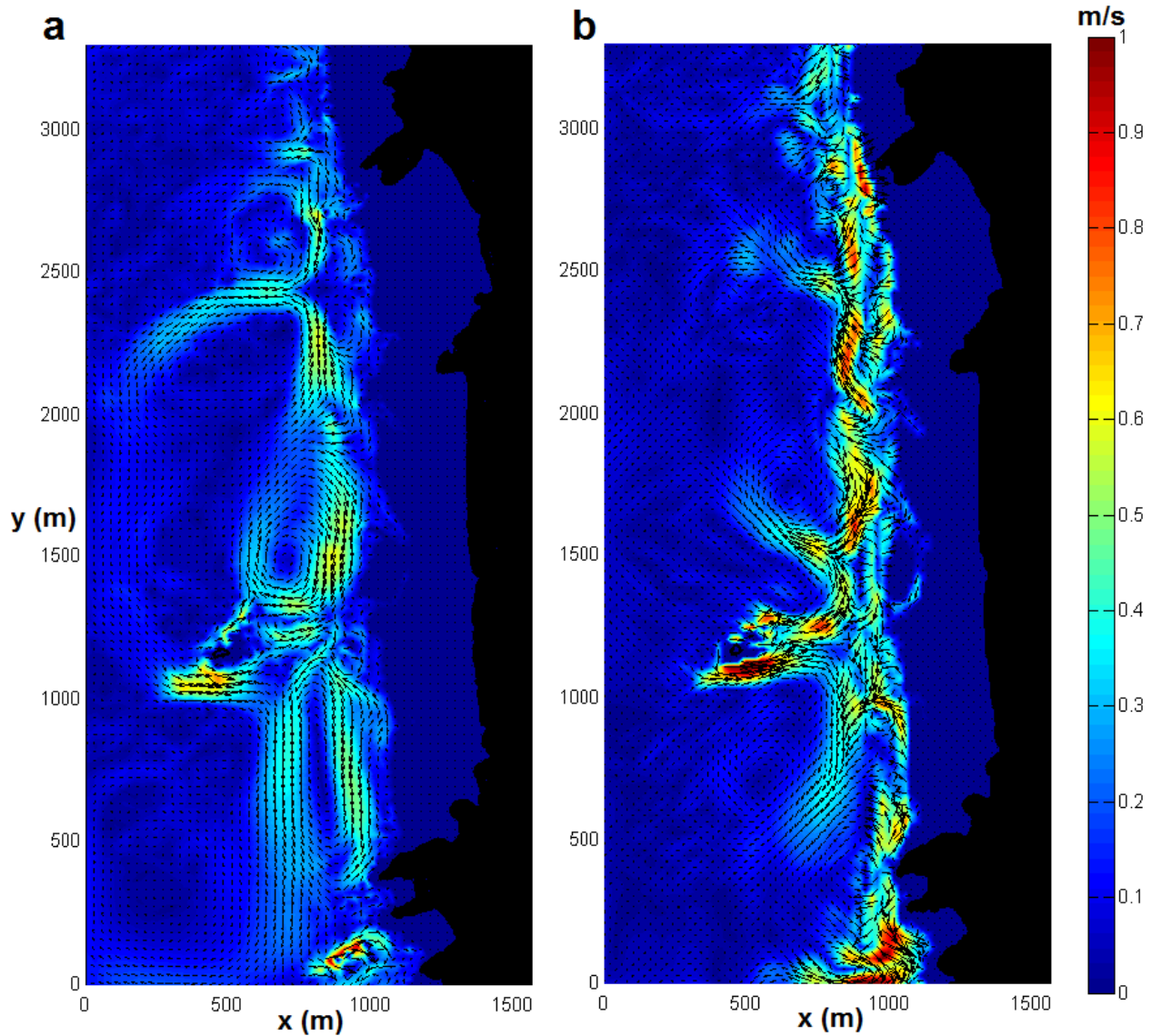


FIGURE 5.46: Courants induits par les vagues à basse mer : a) TELEMAC ; b) XBeach (\vec{U}_e).

Il apparaît clairement que les processus de *roller* et d'onde longue liée aux groupes de vagues et libérée au déferlement sont essentiels pour modéliser la dynamique des courants d'arrachement, alors que la dérive de Stokes est essentielle pour modéliser l'*undertow*. Ainsi, à basse mer et mi-marée, lorsque les circulations cellulaires sont dominantes, ce sont le *roller* et l'infragravité qui s'expriment alors qu'à pleine mer, c'est plutôt la dérive de Stokes à travers l'*undertow*. Cependant, un modèle 2DH en formulation eulérienne classique, mais permettant d'affiner le maillage aux abords des chenaux (éléments fins), permet déjà de bien modéliser les circulations cellulaires qui sont actives en particulier à mi-marée, et en phase de flot ou de jusant.

5.3.1.3 Discussion

Il ressort clairement de ces diverses études hydrodynamiques que les circulations sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h sont partiellement, voire entièrement près des caps, contrôlées par la

géométrie de l'échancrure et la bathymétrie du fond. Les circulations cellulaires liées aux courants sagittaux sont dominantes. La formation d'un vortex sous la pointe de Lostmarc'h est liée à son inclinaison vers l'intérieur de l'échancrure alors que la formation du courant de cap de type "jet" le long de la pointe de Kerdra est liée à son inclinaison vers l'extérieur de l'échancrure. L'îlot Guénéron a un impact sur la circulation qui grandit au fur et à mesure que le niveau d'eau baisse. A pleine mer, son influence principale est l'effet d'ombre qu'il génère en milieu de plage responsable de la formation d'une dérive littorale.

Le nombre et l'intensité des courants sagittaux sur les plages naturelles est un sujet depuis longtemps étudié, en particulier aux Etats-Unis sur les plages de La Jolla, Santa Barbara et Sand City en Californie, de Duck en Caroline du Nord ou encore sur les plages de Floride où ils représentent un danger de noyade (*e.g.* Leatherman et Fletemeyer, 2011 [220]). Les différentes études de mesures *in situ* (*e.g.* Shepard *et al.*, 1941 [108]; Dette *et al.*, 1995 [221]; Aagaard *et al.*, 1997 [222]; Brander, 1999 [223]) ont démontré un certain nombre de vérités à leur propos :

- (i) ils sont peu nombreux par fortes vagues, et au contraire nombreux pour des vagues faibles à modérées (*e.g.* MacKenzie, 1958) [109]); sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h, nous avons effectivement modélisé cette diminution du nombre de courants sagittaux avec l'accentuation de la hauteur des vagues. En effet, pour $H_{m0} = 1,6$ m, nous dénombrons 7 courants sagittaux (3 à Lostmarc'h et 4 à La Palue) alors que pour $H_{m0} = 3,7$ m, nous dénombrons 3 courants sagittaux (1 à Lostmarc'h et 2 à La Palue). Plus les vagues sont hautes, plus les courants sagittaux sont larges et par conséquent finissent par fusionner entre eux.
- (ii) leur intensité, mais surtout leur extension vers le large augmentent avec la hauteur des vagues (Shepard *et al.* (1941) [108]); les résultats illustrés à la Figure 5.33 le confirment.
- (iii) un doute subsiste sur le rôle de la période des vagues, qui peut avoir un effet crucial (*e.g.* Lunshine, 1991 [224]; Lascody, 1998 [225]) ou ne pas en avoir du tout (Dusek et Seim, 2013a [226]); nous avons montré ici que plus la période est grande, plus l'emprise vers le large du courant sagittal est grande (Figure 5.39).
- (iv) il s'orientent suivant l'angle d'incidence des vagues (Figures 5.33a et 5.33b); de plus, leur nombre est différent et généralement plus petit pour des vagues d'incidence oblique que pour des vagues d'incidence normale (*e.g.* MacMahan *et al.*, 2005 [227]; Dusek et Seim, 2013a [226]).
- (v) leur intensité maximale n'est pas toujours corrélée au pic maximal de hauteur des vagues (*e.g.* Figures G.10d et G.11c en Annexe G, p. 302) qui peut tomber autour de la pleine mer où ils se désactivent, à l'instar des observations d'Austin *et al.* (2014) [38] sur la plage de Perranporth en Angleterre (*cf.* Figure 1.1a du chapitre 1, p. 12).
- (vi) durant les mortes-eaux, la différence d'intensité du courant sagittal entre une pleine mer et une basse mer est moins importante qu'aux vives-eaux où les grandes variations de niveau d'eau induisent une allure de courbe en pics marqués successifs, avec un courant sagittal souvent nul entre chaque pic à la pleine mer car les baïnes sont "désactivées" (*e.g.* Figure G.19 en Annexe G, p. 311).

- (vii) ils pulsent à la fréquence des ondes longues (*e.g.* Sonu, 1972 [228]; MacMahan *et al.*, 2004 [229]). La Figure 5.47 est un exemple illustrant la modulation de l’intensité du courant par les groupes de vagues (prédictions XBeach) dans une baine.

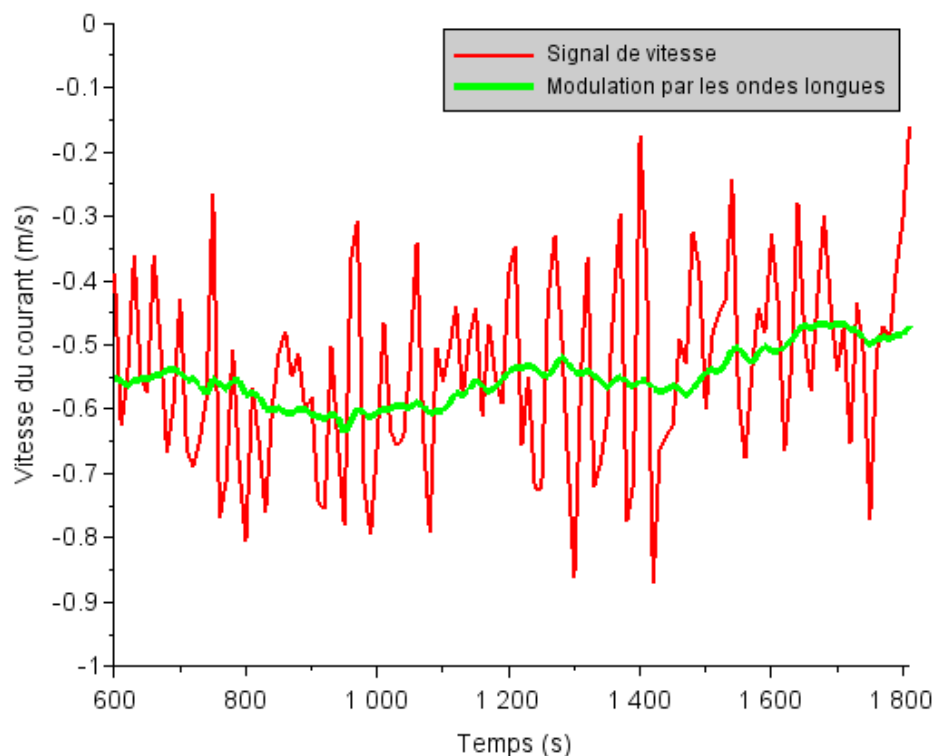


FIGURE 5.47: Modulation du courant de baine par l’onde longue liée aux groupes de vagues (prédictions XBeach) pour un climat de vagues constant ($H_{m0} = 1$ m, $T_p = 10$ s et $\theta_0 = 270^\circ$ N). L’intensité du courant est extraite toutes les 10 s. Le point d’extraction est situé dans la baine très creuse de la bathymétrie de septembre 2014 (*cf.* Figure 4.13a du chapitre 4, p. 91)

Le propos (ii) est valable pour les courants de cap. En revanche, la période a moins d’influence sur les courants de cap que sur les courants sagittaux naturels. L’angle d’incidence des vagues a un effet sur les courants de cap, mais différent de celui qui agit sur les courants sagittaux naturels. Le courant de cap qui se développe dans la direction opposée à la dérive littorale (induite par l’oblicité des vagues) n’est forcé que par effet d’ombre du cap (“*shadow zone*”) et le gradient de hauteur de vague associé tandis que celui qui se développe le long du cap situé dans la direction de la dérive littorale est forcé à la fois par effet d’ombre du cap, à la fois par la recirculation vers le large de la dérive littorale interrompue par le cap. Ce résultat avait déjà été souligné dans le cas des plages schématisées (*e.g.* Figures 5.4l et 5.7l, p. 141). Enfin, le courant de dérive littorale est plus faible aux mortes-eaux qu’aux vives-eaux car l’eau se retire moins loin, et les caps rocheux jouent un rôle de protection contre les vagues. Comme c’est illustré à la Figure G.13d en Annexe G (p. 305), il faut des vagues relativement énergétiques pour activer ce courant de dérive.

5.3.2 Prédiction hydro-sédimentaires

5.3.2.1 Résultats

Les flux sédimentaires prédits par le modèle XBeach et associés aux diverses circulations typiques modélisées au cours de la lunaison entre le 01/09/2015 et le 29/09/2016 illustrées à la Figure 5.33, sont montrés à la Figure 5.48. Les concentrations de sédiment en suspension au cours des différents climats de vagues sont présentées sur les planches G.1 à G.20 en Annexe G (p. 292). Le Tableau 5.13 résume les valeurs remarquables prédites de hauteur d'eau et de concentration de sédiment selon le climat de vagues H_{m0} aux quatre points d'extraction #1, #2, #3 et #4 (cf. Figure 5.34 p. 170).

Du 01/09 au 08/09 (climat n°1), les concentrations sont inférieures à 0,5 g/L (entre 0,2 et 0,4 g/L dans la zone de déferlement). Les flux sédimentaires associés sont inférieurs à $0,1 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'ensemble du site (Figure 5.48c). Au point #1, la concentration moyenne de sédiment dans la colonne d'eau est de 0,17 g/L. Après le 06/09, la hauteur significative des vagues au large chute sous les 0,6 m et les concentrations sont quasi-nulles. Au point #2, un pic de concentration de sédiment à $c = 0,23 \text{ g/L}$ est associé à un pic de courant longitudinal. Là aussi quand la hauteur significative des vagues au large descend sous les 0,6 m la concentration est quasi-nulle. Au point #3, la concentration de sédiment associée au pic du courant sagittal le 05/09 ($-0,68 \text{ m/s}$) est de 0,20 g/L, ce qui n'est en réalité pas le maximum atteint au cours du climat n°1. En effet, la concentration maximale est de 0,27 g/L atteinte le 04/09 pour $H_{m0} = 0,84 \text{ m}$, une profondeur d'eau locale $h = +1,42 \text{ m}$ et un courant moyen transversal égal à $-0,65 \text{ m/s}$. Après le 06/09, les concentrations sont nulles. Au point #4, la concentration maximale de sédiment est de 0,12 g/L pour un courant moyen transversal de $-0,25 \text{ m/s}$ et longitudinal de $-0,26 \text{ m/s}$. A partir du 05/09, les concentrations de sédiment sont nulles.

Du 08/09 au 13/09 (climat n°2), les concentrations sont inférieures à 0,6 g/L (proches de 0,5 g/L en zone de déferlement). Durant le premier pic de houle à 1,6 m ($0,8 \leq H_{m0} \leq 1,6 \text{ m}$), les flux sédimentaires sont globalement inférieurs à $0,5 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ avec un maximum atteint dans la baie au nord de La Palue et au niveau du courant de dérive au sud de La Palue. Le courant longitudinal associé au courant sagittal à Lostmarc'h induit un flux sédimentaire autour de $0,4 - 0,45 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$. Durant le deuxième pic de houle à 2,2 m ($1,2 \leq H_{m0} \leq 2,2 \text{ m}$), les flux sédimentaires sont globalement inférieurs à $1 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ avec un maximum de $0,95 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$. Le changement d'orientation des courants de baie illustré aux Figures 5.33a et 5.33b induit un changement d'orientation des flux sédimentaires dominants. La Figure 5.48a montre une orientation des flux dominants selon un axe nord-est/sud-ouest alors que la Figure 5.48b montre une orientation des flux dominants selon un axe sud-est/nord-ouest. Au point #1, la concentration de sédiment est quasi-nulle tant que la hauteur significative des vagues au large reste inférieure à 1 m. La concentration maximale de sédiment de 0,33 g/L est atteinte le 12/09. Au point #2, la concentration de sédiment atteint un maximum de 0,39 g/L en corrélation avec le pic maximal du courant longitudinal ($-0,67 \text{ m/s}$). Au point #3, la concentration de sédiment atteint un maximum de 0,49 g/L le 12/09. Au point #4, la concentration de sédiment est proche de 0,2 g/L aux pics du courant moyen avant le 12/09 et atteint un maximum de 0,31 g/L le 12/09.

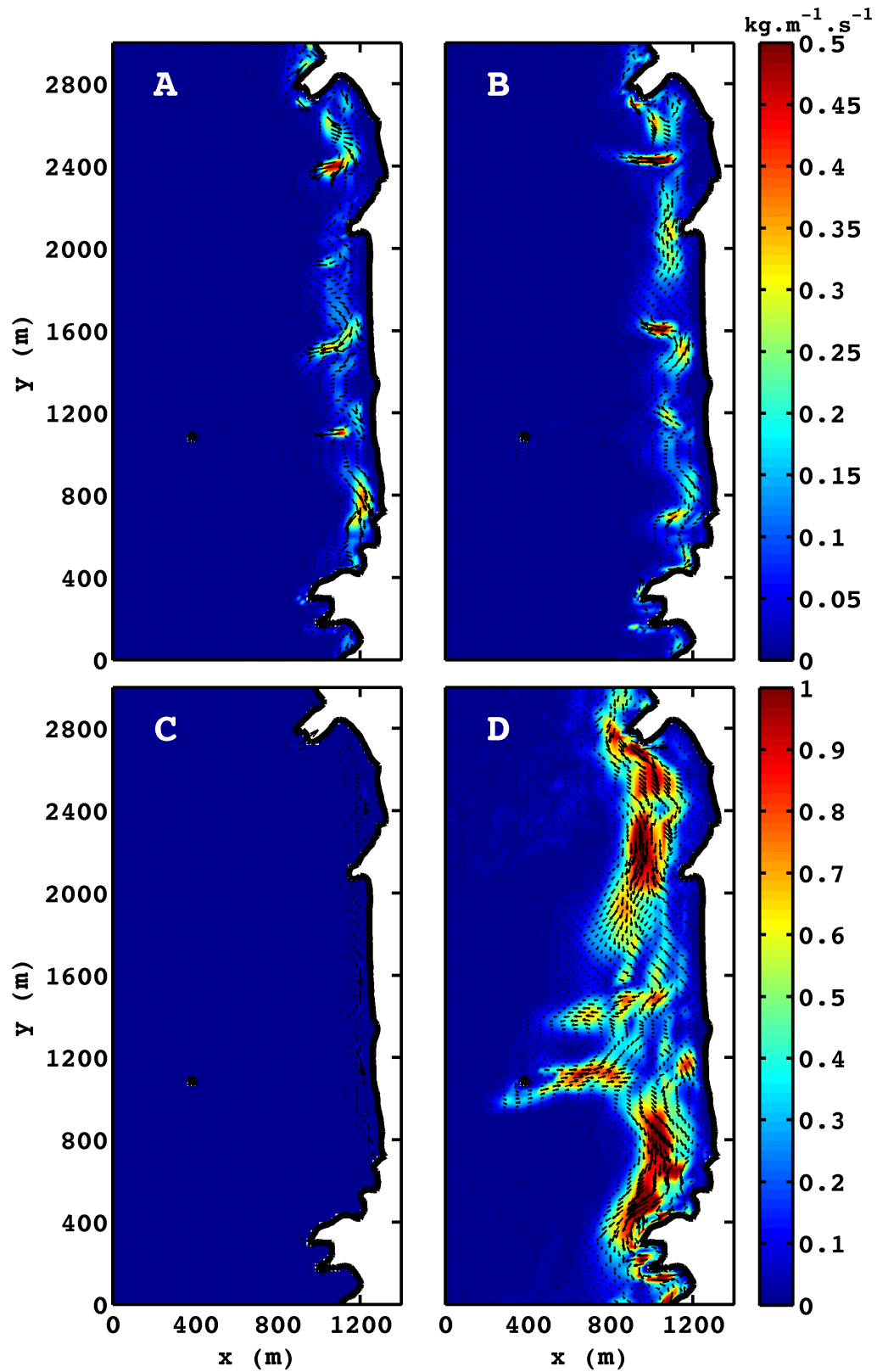


FIGURE 5.48: Flux sédimentaires pour un niveau d'eau $z_s = +5,6$ m : (a) le 12/09 à 13h55 TU ($H_{m0} = 1,6$ m, $T_p = 9$ s et $\theta_0 = 280$ N); (b) le 13/09 à 05h15 TU ($H_{m0} = 1,5$ m, $T_p = 11$ s et $\theta_0 = 260$ N); (c) le 3/09 à 05h05 TU ($H_{m0} = 0,7$ m, $T_p = 6$ s et $\theta_0 = 280$ N); (d) le 13/09 à 14h20 TU ($H_{m0} = 3,7$ m, $T_p = 11$ s et $\theta_0 = 279$ N).

Du 13/09 au 18/09 (climat n° 3), les concentrations de sédiment sont élevées. Durant le coup de mer, la concentration maximale prédite est de 0,8 g/L au niveau de la berme au sud de la plage de La Palue. Elle est proche de 0,5 g/L au niveau du courant de cap à Lostmarc'h. Les flux sédimentaires atteignent jusqu'à $3 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ à basse mer sous l'effet du courant de dérive longitudinal, et aux abords de l'îlot Guénéron sous l'effet des jets (Figure 5.48d). Durant le pic de houle modérée les flux sédimentaires sont inférieurs à $0,5 - 0,6 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$, le maximum étant atteint dans le chenal central sur la plage de Lostmarc'h. Au point #1, les concentrations de sédiment sont de 0,3 g/L aux pics de courant lors du coup de mer. Après le coup de mer, les concentrations oscillent entre 0,08 g/L et 0,19 g/L. Au point #2, au pic du coup de mer, nous observons deux pics de concentration de sédiment à 0,51 g/L et à 0,50 g/L. Au point #3, la concentration de sédiment maximale atteinte est de 0,44 g/L. Au point #4, la concentration de sédiment est maximale pendant le coup de mer, avec notamment trois pics à 0,52 g/L, 0,55 g/L et 0,51 g/L.

Du 18/09 au 23/09 (climat n° 4), les flux sédimentaires sont inférieurs à $0,6 - 0,7 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$. La période pouvant être assez grande, les concentrations sont plus élevées (jusqu'à 0,8 g/L) que pour les conditions modérées du climat n° 2 pour une même hauteur et une même direction (Figure 5.49). Par conséquent, les flux sédimentaires sont aussi plus intenses et comme pour les courants, leur emprise vers le large au niveau des baïnes est accentuée (Figure 5.50).

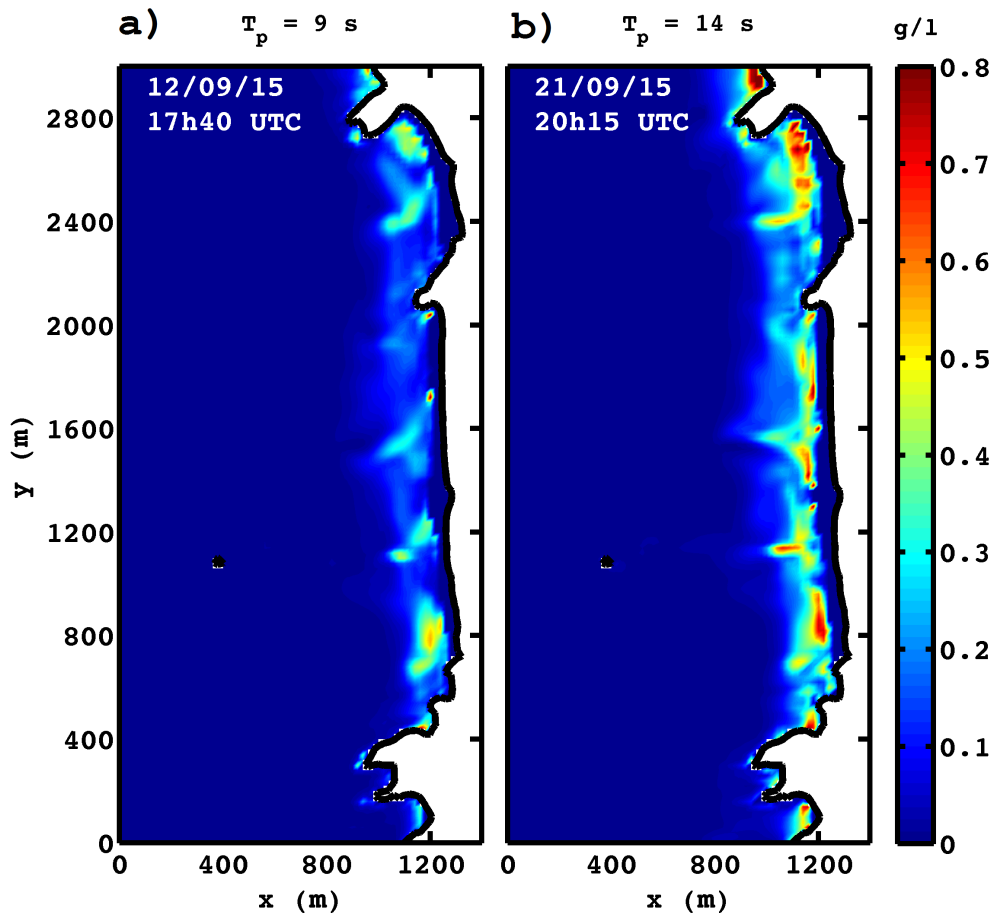


FIGURE 5.49: Concentrations de sédiment prédites pour $z_s = +5 \text{ m}$, $H_{m0} = 1,6 \text{ m}$ et $\theta_0 = 280 \text{ N}$: (a) le 12/09 à 17h40 TU ($T_p = 9 \text{ s}$); (b) le 21/09 à 20h15 TU ($T_p = 14 \text{ s}$).

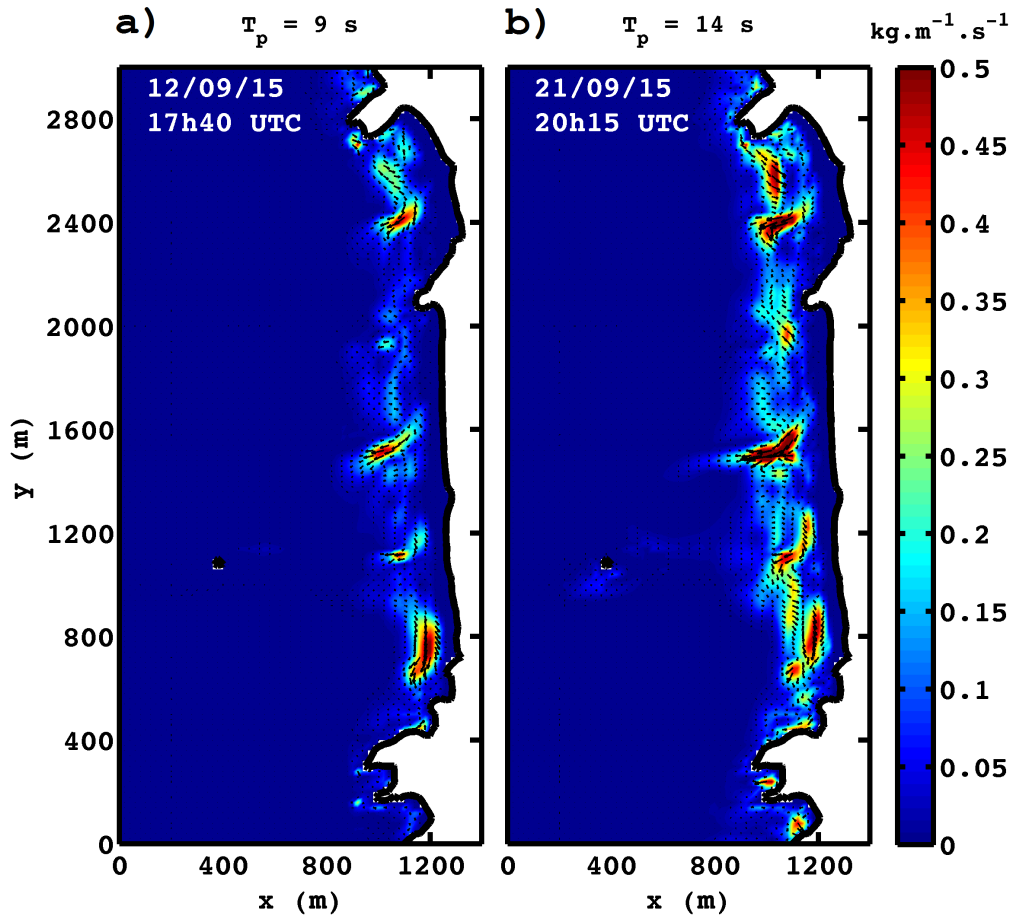


FIGURE 5.50: Flux sédimentaires prédits pour $z_s = +5$ m, $H_{m0} = 1,6$ m et $\theta_0 = 280^\circ \text{N}$: (a) le 12/09 à 17h40 TU ($T_p = 9$ s) ; (b) le 21/09 à 20h15 TU ($T_p = 14$ s).

Au point #1, la concentration de sédiment maximale de 0,28 g/L coïncide avec l'arrivée des vagues de grande période le 21/09. Au point #2, le pic de concentration $c_{max} = 0,34$ g/L est atteint le 22/09. Au point #3, nous observons deux pics de concentration, le premier le 18/09 à 0,31 g/L et le deuxième le 22/09 à 0,33 g/L. Au point #4, entre le 18/09 et le 19/09 et entre le 21/09 et le 23/09, la concentration de sédiment reste relativement faible, avec un pic maximal à 0,21 g/L. En dehors de ces périodes, les courants moyens sont quasi-nuls, par conséquent la concentration de sédiment est nulle.

Du 23/09 au 30/09 (climat n° 5), les conditions énergétiques sont de nouveau faibles très faibles. Mis à part un petit pic de houle à $H_{m0} = 1,5$ m avec un flux associé à $0,5 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$, les flux sédimentaires diminuent en intensité et sont globalement inférieurs à $0,1 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Nous illustrons à la Figure 5.50 les flux sédimentaires au pic de houle modéré à basse mer, mi-marée et pleine mer. A basse mer, nous observons à Lostmarc'h et au sud de La Palue la présence d'un flux longitudinal vers le sud d'intensité 0,4 à $0,5 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Au niveau du saillant, un flux vers la côte d'intensité 0,3 à $0,35 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ est prédit et au nord de La Palue, le transport est dominé par un flux vers le large dans la baie d'intensité 0,4 à $0,5 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$. A mi-marée, le flux maximal prédit à $0,35 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ est associé au chenal central de la plage de Lostmarc'h. Le modèle prédit un flux longitudinal à $0,2 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ au sud de La Palue. A pleine mer, le flux prédit dans le

chenal à Lostmarc'h a une intensité de $0,3 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$. Au nord de La Palue, le modèle prédit un flux vers la côte d'intensité $0,15$ à $0,2 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ et au sud un flux longitudinal d'intensité $0,3$ à $0,35 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$. Au point #1, les concentrations de sédiment sont faibles ($< 0,3 \text{ g/L}$), avec un maximum de $0,27 \text{ g/L}$ le 25/09. Au point #2, les concentrations de sédiment sont faibles à modérées, avec deux maxima le 25/09 à $0,31 \text{ g/L}$ et $0,33 \text{ g/L}$. Au point #3, les concentrations de sédiment sont faibles ($< 0,15 - 0,2 \text{ g/L}$) sauf le 25/09 où deux pics à $0,31 \text{ g/L}$ et $0,30 \text{ g/L}$ sont prédits. Au point #4, les concentrations de sédiment sont très faibles et ne dépassent pas $0,13 \text{ g/L}$.

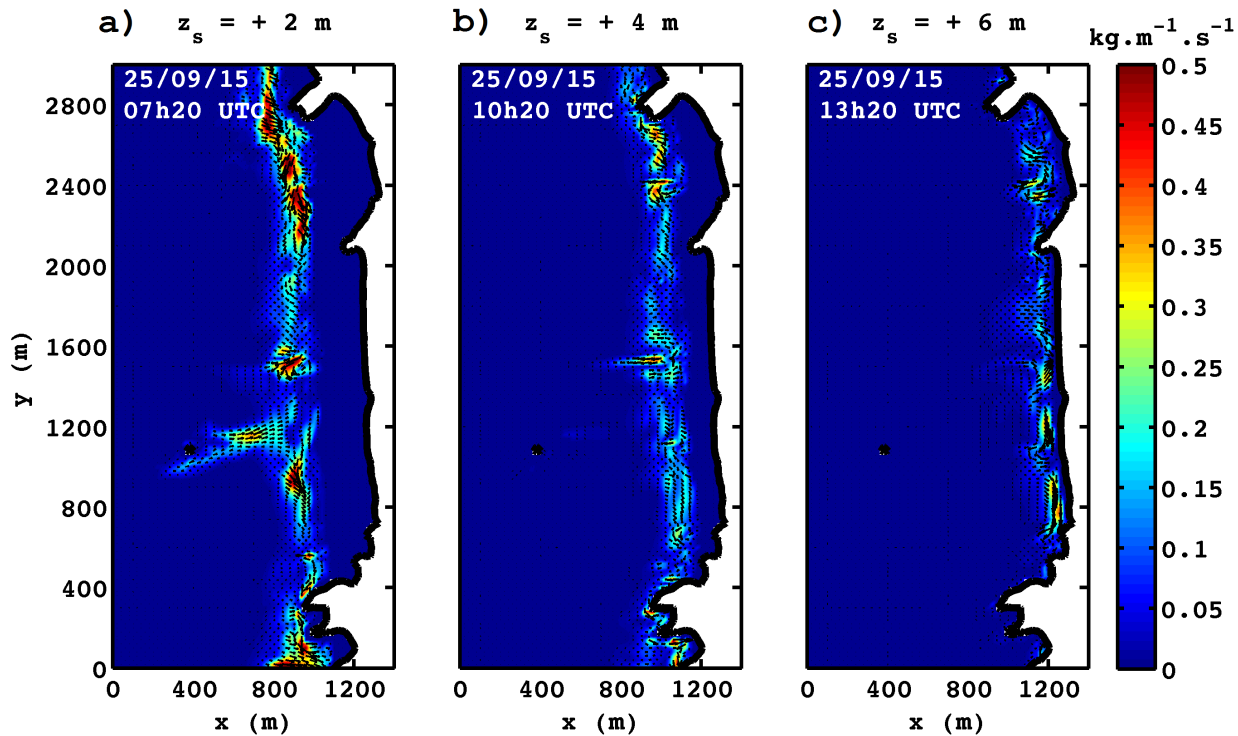


FIGURE 5.51: Flux sédimentaires prédits : (a) à basse mer le 25/09 à 07h20 TU ($H_{m0} = 1,4 \text{ m}$, $T_p = 14 \text{ s}$ et $Dir_0 = 280^\circ \text{ N}$); (b) à mi-marée le 25/09 à 10h20 TU ($H_{m0} = 1,3 \text{ m}$, $T_p = 13 \text{ s}$ et $Dir_0 = 280^\circ \text{ N}$); (c) à pleine mer le 03/09 à 13h20 TU ($H_{m0} = 1,4 \text{ m}$, $T_p = 13 \text{ s}$ et $Dir_0 = 280^\circ \text{ N}$).

5.3.2.2 Discussion

Sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h, nous avons modélisé différents climats de vagues. Les hauteurs s'étalent entre $0,2$ et $3,8 \text{ m}$ et les périodes de 5 s à 18 s . Nous avons vu que l'intensité des flux sédimentaires est corrélée à la hauteur de vague, et que les longues houles amplifient cette intensité. En effet, nos résultats ont montré que pour une même hauteur de vague et une même direction, les concentrations sont nettement plus élevées et les flux nettement plus intenses dans le cas des vagues de grande période. Par ailleurs, une incidence oblique de sud-ouest ou de nord-ouest des vagues n'a pas la même influence sur les flux sédimentaires. Si le passage de l'une à l'autre induit une réorientation des baïnes et donc des flux transversaux, comme cela est illustré aux Figures 5.33 (a et b) et 5.48 (a et b), le secteur sud-ouest favorise également un flux d'échange

de matériel sédimentaire entre les deux plages au niveau de la pointe de Kerdra (Figures 5.33b et 5.48b), ce que ne fait pas le secteur nord-ouest. Une tempête de sud-ouest ne provoquera donc pas les mêmes flux érosifs qu’une tempête de nord-ouest.

La variation du marnage engendrée par l’alternance de mortes-eaux (faibles marnages) et de vives-eaux (forts marnages) participe à “zonaliser” les flux sédimentaires. Aux mortes-eaux, les flux impactant l’estran supérieur sont limités par le niveau d’eau qui ne monte pas suffisamment haut. La plage subtidale proche est également moins touchée car le niveau d’eau ne descend pas suffisamment bas. Les Figures G.1 à G.20 en Annexe G (p. 292) montrent que dans les chenaux des baines, les concentrations de sédiment en suspension sont maximales autour de la basse mer et minimales autour de la pleine mer. Aux vives-eaux, nous observons dans le chenal central sur la plage de Lostmarc’h deux pics de concentration, un au flot à mi-marée et un au jusant à mi-marée, contre un seul pic aux mortes-eaux (Figure G.1e). De plus, si le pic de houle tombe aux mortes-eaux, comme c’est le cas lors du climat n° 1, les concentrations de sédiment en suspension demeurent plus faibles qu’aux vives-eaux car la profondeur d’eau locale atteint des valeurs très petites.

		$H_{m0,min}$ (m)	$H_{m0,max}$ (m)	h_{min} (m)	h_{max} (m)	c_{max} (g/L)
Climat n° 1	Point #1	0,19	0,97	0,01	6,56	0,18
	Point #2			0,01	6,92	0,26
	Point #3			0,22	7,19	0,27
	Point #4			0,01	7,07	0,12
Climat n° 2	Point #1	0,20	2,10	0,88	5,68	0,33
	Point #2			1,27	6,08	0,39
	Point #3			1,85	6,64	0,49
	Point #4			1,38	6,25	0,31
Climat n° 3	Point #1	0,82	3,59	0,88	5,87	0,34
	Point #2			1,27	6,31	0,51
	Point #3			1,85	7,42	0,44
	Point #4			1,40	6,55	0,55
Climat n° 4	Point #1	0,55	2,07	1,33	5,41	0,28
	Point #2			1,69	5,83	0,34
	Point #3			2,80	6,99	0,33
	Point #4			1,99	6,10	0,21
Climat n° 5	Point #1	0,28	1,60	0,09	6,97	0,27
	Point #2			0,48	7,41	0,33
	Point #3			1,60	8,55	0,31
	Point #4			0,61	7,59	0,13

TABLEAU 5.13: Valeurs remarquables des variables hydro-sédimentaires H_{m0} , h et c prédites aux points #1, #2, #3 et #4 pour différents climats de vagues entre le 01/09/15 et le 30/09/15.

5.3.3 Prédiction et validation morphodynamiques

Cinq configurations du code XBeach sont testées afin d’améliorer la prédiction de l’amplitude des zones d’accumulation et d’érosion. En effet, certains paramètres ont une grande influence sur les résultats. Les cinq configurations testées sont résumées au Tableau 5.14. Le cas 1 correspond à une configuration “par défaut” où le D_{50} et le D_{90} moyens des sédiments sur l’ensemble du site-atelier sont utilisés (voir la section “Levé granulométrique des sédiments de fonds” du chapitre 4, p. 111). Pour le cas 2, nous désactivons l’avalanche morphologique, le mélange lié aux ondes longues (“*long wave stirring*” [lws]), la turbulence accentuée par le *roller* et les ondes longues (*turb*). Pour le cas 3, nous modifions le D_{50} et le D_{90} . Comme nous comparons les prédictions du modèle aux mesures uniquement sur l’estran, nous faisons une moyenne des D_{50}/D_{90} correspondant aux estrans inférieur, intermédiaire, supérieur et aux chenaux intertidaux (voir la section “Levé granulométrique des sédiments de fonds” du chapitre 4) :

$$\begin{aligned} (D_{50})_{moy} &= (261 + 300 + 318 + 366)/4 = 311 \mu m \\ (D_{90})_{moy} &= (455 + 496 + 599 + 653)/4 = 551 \mu m \end{aligned}$$

Nous élevons également la valeur du γ_{ua} (voire la section “Transport sédimentaire” dans la présentation du code XBeach au chapitre 3, p. 54) pour accentuer le transport vers la côte par les vagues faibles et nous ajoutons également le terme de dissipation énergétique par frottement des vagues sur le fond ($f_w \neq 0$). Enfin, nous abaissons la valeur du γ_{max} ce qui, comme nous l’avons vu à la section “Prédiction et validation hydrodynamiques” de ce chapitre, améliore les prédictions de la hauteur des vagues et du courant, en particulier dans les baïnes. Pour les cas 4 et 5, nous testons la sensibilité du modèle à ce rapport critique.

Cas	D_{50}/D_{90}	<i>Avalanching</i>	f_w	<i>turb</i>	<i>lws</i>	γ_{ua}	γ_{max}
1	291/506	1	0	2	1	0,1	5
2	291/506	0	0	0	0	0,1	5
3	311/551	0	0,15	0	0	0,2	0,8
4	311/551	0	0,15	0	0	0,2	0,6
5	311/551	0	0,15	0	0	0,2	0,4

TABLEAU 5.14: Différentes configurations du modèle XBeach pour la prédiction de l’évolution morphologique sur une lunaison (29,5 jours).

5.3.3.1 Prédiction globales 2DH

Le différentiel bathymétrique au niveau de l’estran et sur une lunaison est illustré à la Figure 5.52. La Figure 5.52a montre le différentiel lié aux mesures *in situ* et les Figures 5.52b, 5.52c, 5.52d, 5.52e et 5.52f les résultats des prédictions, respectivement pour les cas 1, 2, 3, 4 et 5. Une comparaison au cas par cas est détaillée en Annexe H (p. 314), avec la superposition des isobathes pour mieux cerner les zones impactées. Pour les différentes figures, seule les variations au-dessus

de l'isobathe -3 m sont montrées (là où il y eu des mesures topographiques).

Pour le cas 1, le modèle surestime l'amplitude des zones d'érosion et de dépôt. C'est également vrai pour le cas 2, où l'avalanche morphologique a été désactivée, mais dans une moindre mesure. En dehors des zones de chenaux et du saillant, le modèle prédit une érosion de la plage de La Palue qui n'est pas observée sur le terrain. Le fait de modifier le D_{50} au cas 3 pallie à ce problème, bien que le modèle surestime toujours l'érosion, notamment au niveau du saillant. Cette surestimation de l'amplitude des zones d'érosion est amoindrie en modifiant le γ_{max} , c'est-à-dire en empêchant une trop grande hauteur des vagues dans les faibles profondeurs. Si le cas 4 où $\gamma_{max} = 0,6$ montre peu de différences par rapport au cas 3 où $\gamma_{max} = 0,8$, le cas 5 où $\gamma_{max} = 0,4$ montre des amplitudes nettement diminuées. Dans ce dernier cas, si $h = 2$ m, alors $H_{max} = 0,4 * 2 = 0,8$ m. Certaines zones sont mieux reproduites comme le saillant et le sud de la plage de La Palue, d'autres en revanche le sont moins bien, par exemple le nord de la plage de La Palue et une partie de la plage de Lostmarc'h.

Pour la suite de l'étude, nous nous intéressons au cas 3. Les différentiels bathymétriques prédits au cours des cinq climats de vagues définis au Tableau 5.9 (p. 165) sont illustrés à la Figure 5.53. Le Tableau 5.15 récapitule si le système morphodynamique considéré (barre de déferlement, chenal de baie, berme *etc.*) a été engraisé ou érodé. Nous notons “+” pour du dépôt, “-” pour de l'érosion et “0” pour une variation du fond nulle.

Le pied de dune est toujours en accrétion jamais en érosion car les fortes vagues ne sont pas tombées pendant les marées de vive-eau extrême (climat n° 3). Cela est plutôt confirmé par les mesures (voir Figure H.1 en Annexe H, p. 315), nettement pour la plage de Lostmarc'h et le nord de la plage de La Palue. Le milieu et le sud de la plage de La Palue étant plus perturbés d'un point de vue morphologique (saillant, décrochage au niveau de la dune, berme), les mesures montrent une alternance de zones d'érosion et de dépôt en pied de dune. Le modèle prédit l'érosion de la berme au sud de la plage de La Palue lors des trois premiers climats de vagues, et son engraissement lors deux derniers. Mais le sable est déposé entre la berme et le pied de dune, alors que les mesures montrent bien un aplatissement de la berme, mais aussi son étalement vers le large suite au coup de mer. Il est évident ici qu'un maillage plus fin près de la dune avec des mailles de 2 à 5 m serait nécessaire pour bien reproduire la dynamique transversale de la berme.

L'estran supérieur de la plage de Lostmarc'h est engraisé lors des climats de vagues faibles et érodé lors des climats de vagues modérées à fortes. Les mesures montrent une faible évolution sur l'ensemble du mois pouvant corroborer cette alternance de dépôt et d'érosion. Sur l'estran supérieur au nord de la plage de La Palue, le modèle prédit du dépôt invariablement du climat de vagues alors que dans l'ensemble les mesures montrent plutôt une légère érosion. L'estran supérieur au sud de la plage de La Palue intègre la berme et suit donc les mêmes tendances d'évolution morphologique. Sur l'estran intermédiaire de la plage de Lostmarc'h, les mesures montrent la formation d'une barre intertidale de *swash*, perpendiculairement à la pointe de Lostmarc'h, semblable à celle discutée par Masselink *et al.* (2006) [76]. Cette barre n'est pas prédite par le modèle pour le cas 3, en revanche elle l'est pour le cas 5, *i.e.* pour un ratio $H_{rms,max}/h$ minimal égal à 0,4 (*cf.* Figure 5.52 et Annexe H). En revanche, dans l'axe central de la plage de Lostmarc'h, le modèle prédit bien une domination de l'érosion comme les mesures (creusement d'un chenal). Le modèle prédit un engraissement de l'estran intermédiaire au nord de la plage de La Palue lors des climats n° 1, n° 4 et n° 5 et un démaigrissement lors des climats n° 2 et n° 3.

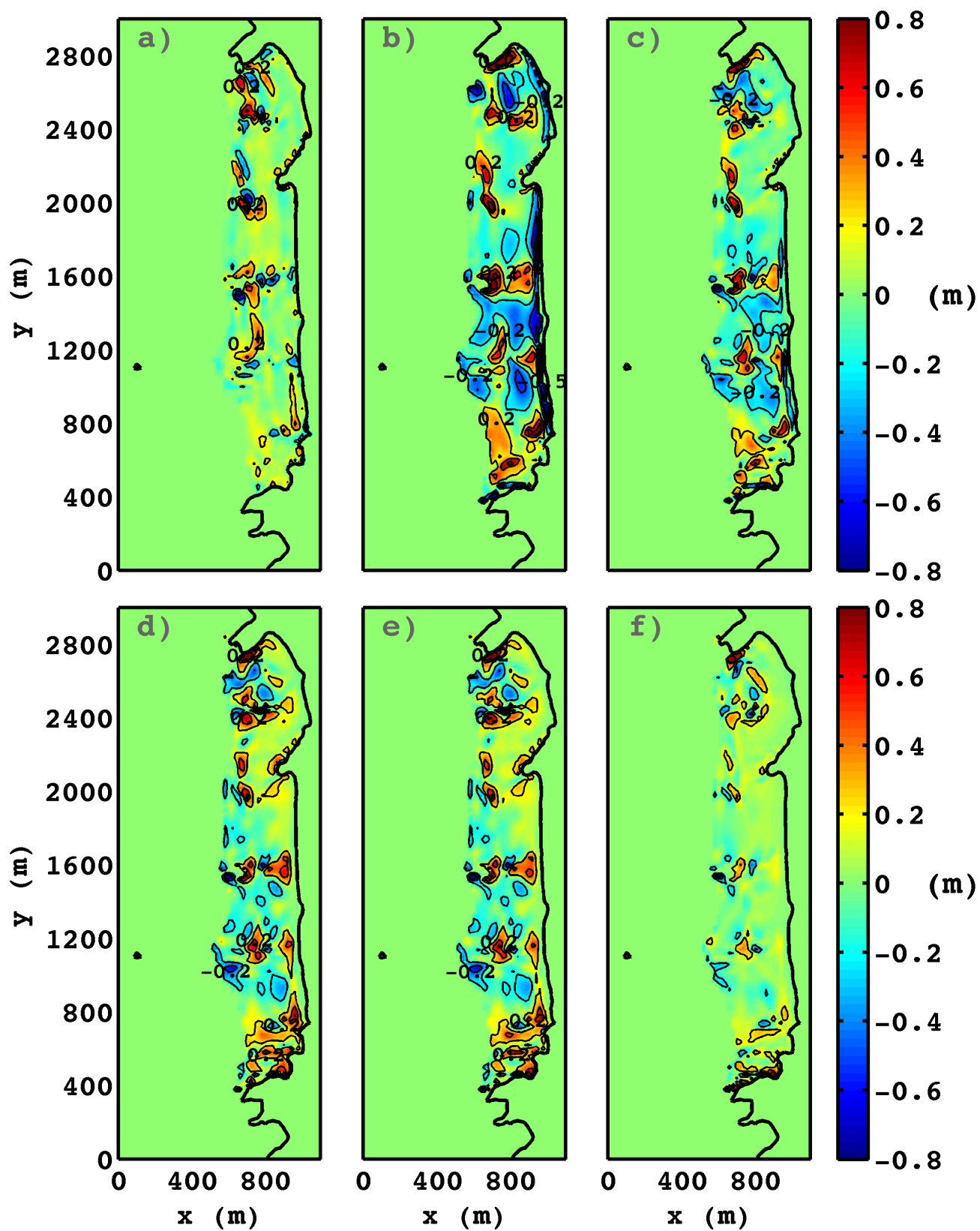


FIGURE 5.52: Différentiel topographique de l'estran après une lunaison entre le 01/09/15 et le 29/09/15 : a) mesuré ; b) prédit (Cas 1) ; c) prédit (Cas 2) ; d) prédit (Cas 3) ; e) prédit (Cas 4) ; f) prédit (Cas 5).

Vagues et hauteur d'eau
du 01/09/15 au 30/09/15

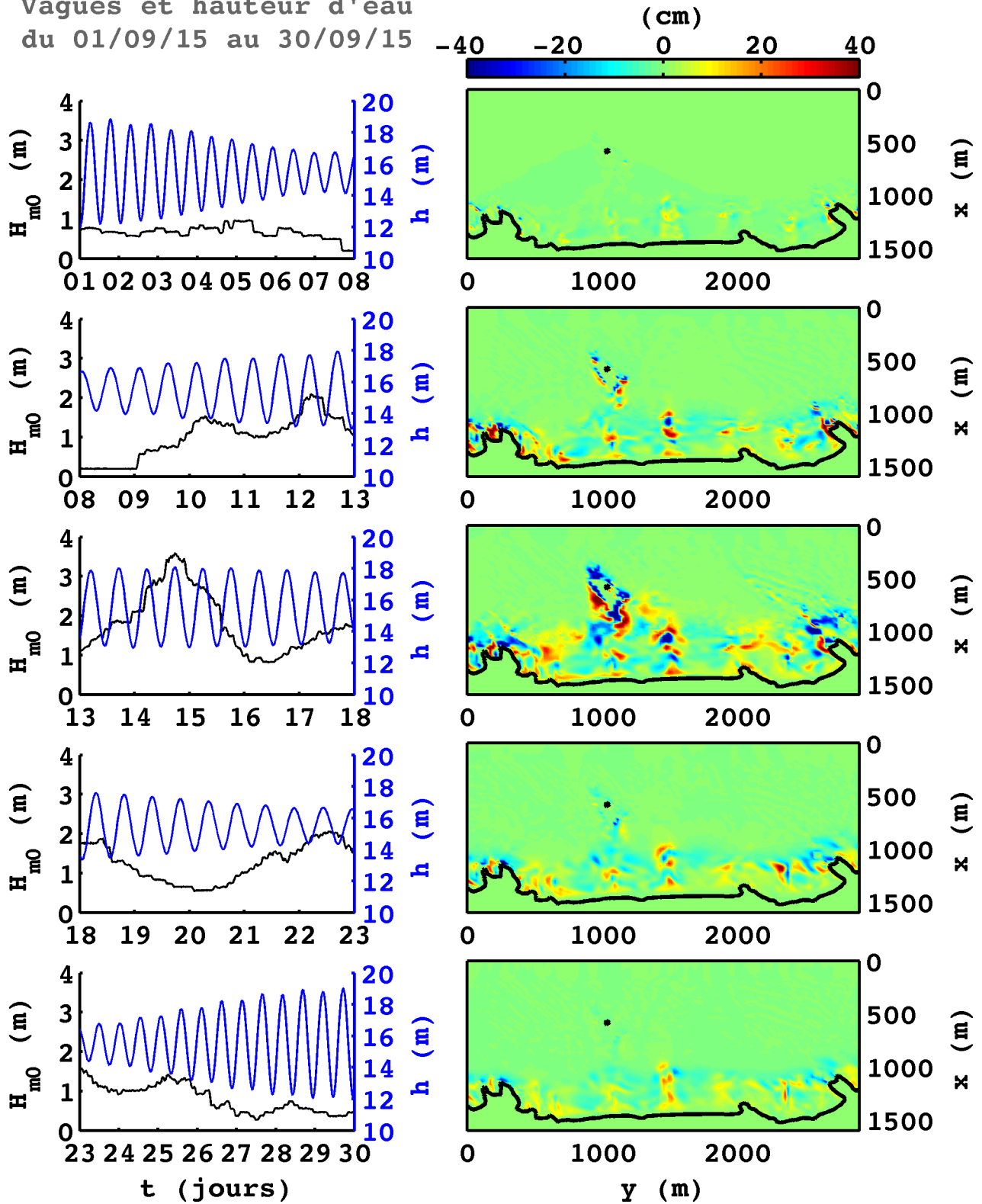


FIGURE 5.53: Evolution morphologique prédite (Figures de droite) pour cinq climats de vagues et de marée (Figures de gauche) entre le 01/09/15 0h TU et le 30/09/15 0h TU. Le trait plein noir sur les Figures de droite représente l'isobathe +9 m.

	Climat n° 1	Climat n° 2	Climat n° 3	Climat n° 4	Climat n° 5
Pied de dune Lostmarc'h	+	+	+	+	+
Pied de dune nord La Palue	0	+	+	0	+
Pied de dune sud La Palue	+	+	+	+	+
Berme sud La Palue	-	-	-	+	+
Estran supérieur Lostmarc'h	+	-	-	0	+
Estran intermédiaire Lostmarc'h	-	-	0	-	-
Estran inférieur Lostmarc'h	+	+	+	+	+
Estran supérieur nord La Palue	+	+	+	+	+
Estran intermédiaire nord La Palue	+	-	-	+	+
Estran inférieur nord La Palue	+	-	-	-	-
Estran supérieur sud La Palue	-	-	-	+	+
Estran intermédiaire sud La Palue	-	-	-	-	-
Estran inférieur sud La Palue	0	0	+	-	-
Barre intertidale Lostmarc'h	-	-	-	-	-
Barre intertidale nord La Palue	-	-	-	-	+
Barre intertidale sud La Palue	+	-	-	-	-
Barre de déferlement Lostmarc'h	0	+	+	+	0
Barre de déferlement face Kerdra	+	-	+	-	-
Barre de déferlement nord La Palue	0	+	-	-	-
Barre subtidale tombolo	0	-	-	-	0
Baïne Lostmarc'h	+	+	+	+	+
Baïne face Kerdra	0	+	+	+	+
Baïne nord/milieu La Palue	+	+	+	+	+
Baïne tombolo	0	0	+	0	0
Plage subtidale Lostmarc'h	0	-	-	-	-
Plage subtidale nord La Palue	0	0	+	0	0
Plage subtidale sud La Palue	0	0	+	0	0

TABLEAU 5.15: Dépôt (+), érosion (-) et évolution nulle (0) dans les principales zones morphodynamiques au cours des différents climats de vagues rencontrés entre le 01/09/2015 et le 29/09/2015.

Les mesures montrent un engraissement modéré après une lunaïson. Au sud de la plage de La Palue, le modèle prédit une érosion de l'estran intermédiaire sur l'ensemble de la lunaïson, ce qui se retrouve dans les mesures à l'exception de certaines zones, notamment sur les bords du chenal transversal traversant la zone. En effet, les mesures montrent un creusement du chenal tandis que le modèle prédit son comblement.

Dans l'ensemble, le modèle prédit l'érosion des barres intertidales. L'estran inférieur de la plage de Lostmarc'h est en accrétion d'après les prédictions du modèle, ce qui est confirmé par les mesures. Au nord de La Palue, le modèle prédit plutôt une érosion de l'estran inférieur alors que les mesures montrent un léger engraissement. Au sud de La Palue, le modèle prédit aucune évolution morphologique de l'estran inférieur au cours des climats n° 1 et n° 2, un engraissement lors du climat n° 3 suivi d'une érosion lors des climats n° 4 et n° 5. Les mesures montrent plutôt une légère érosion. Au niveau de la barre de déferlement au sud de Lostmarc'h, le modèle prédit la

prédominance de dépôt, ce qui est confirmé par les mesures. La barre de déferlement dans la zone face à la pointe de Kerdra a globalement reculé d'après les mesures. Le modèle prédit une érosion de la barre pendant les climats de vagues modérée et un engraissement pour le climat de vagues fortes. La barre de déferlement au nord de La Palue et la barre subtidale du saillant ont plutôt tendance à être érodées. Le modèle prédit de l'accumulation dans les baines pour l'ensemble des climats de vagues. Ce résultat n'est pas corroboré par les mesures.

5.3.3.2 Evolution du fond sur des profils transversaux et longitudinaux

Nous illustrons les variations morphologiques après une lunaison le long des neuf transects transversaux définis à la Figure 4.28 du chapitre 4 (p. 105), pour les mesures et pour chacun des cinq cas de configuration du modèle. Les profils transversaux du fond le long des différents transects sont illustrés à la Figure 5.54. Les transects C1, C3 et C5 ont un profil avec une barre subtidale et une barre intertidale. Les transects C2, C4, C6, C8 et C9 ont un profil typique d'été, plutôt en pente uniforme avec une berme en haut de plage pour les transects C8 et C9. Le transect C7 plus particulier est celui du saillant avec un profil doté d'une barre subtidale et d'une barre intertidale.

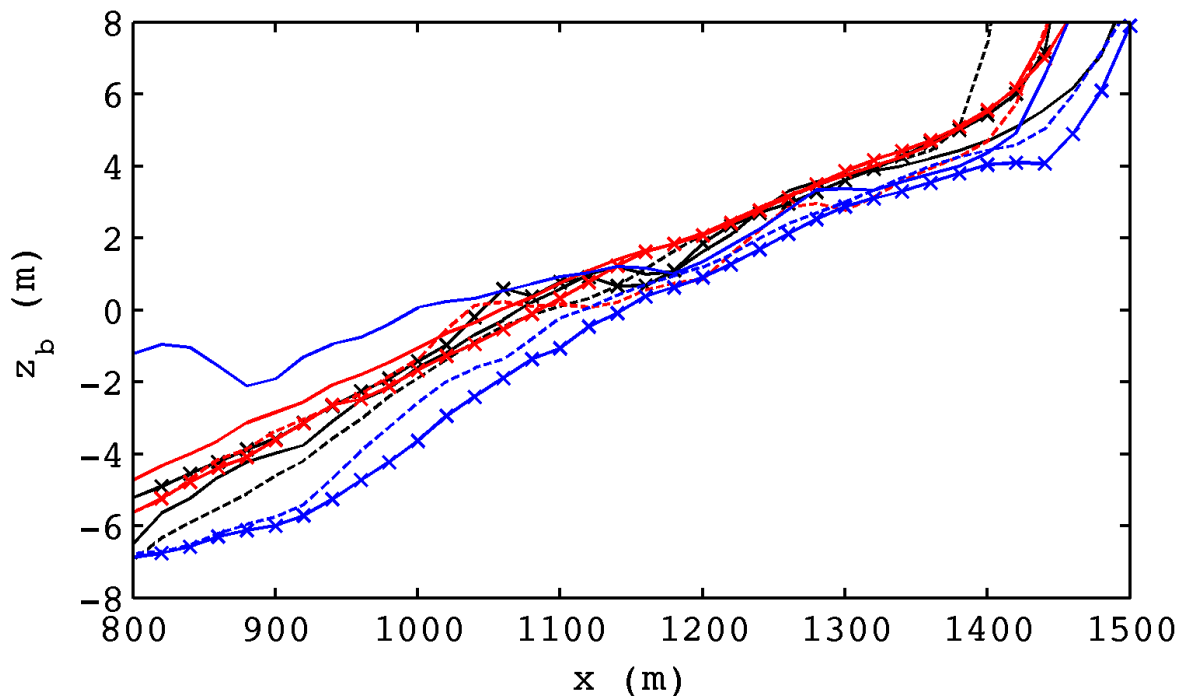


FIGURE 5.54: Profils *cross-shore* du fond le long des transects : C1 (trait plein noir) ; C2 (trait pointillé noir) ; C3 (trait croix noir) ; C4 (trait plein rouge) ; C5 (trait pointillé rouge) ; C6 (trait croix rouge) ; C7 (trait plein bleu) ; C8 (trait pointillé bleu) ; C9 (trait croix bleu).

Les meilleures prédictions sont obtenues pour les transects C1 (Figure 5.55a) et C9 (Figure 5.55i), c'est à dire dans l'axe central de la plage de Lostmarc'h et à l'extrême sud de la plage de La Palue. Au niveau des transects C4, C6 et C8, le modèle surestime assez largement l'érosion. Les Figures 5.56 à 5.64 illustrent les profils des neuf transects transversaux en début et en fin de

simulation, ainsi que leur évolution progressive toutes les 48 h. Les profils mesurés *in situ* à la fin du mois de septembre sont en plus superposés. Les Figures I.1 à I.10 en Annexe I (p. 322) illustrent les variations de niveau du fond le long des neuf transects transversaux et des trois transects longitudinaux (estrans inférieur, intermédiaire et supérieur) définis à la Figure 4.28, en fonction du climat de vagues et selon les différents secteurs définis à la Figure 4.61 (p. 133). Comme pour les courants et les concentrations, la hauteur significative des vagues au large H_{m0} est extraite au point ($x = 400$ m ; $y = 2000$ m). Nous extrayons également la profondeur d'eau au large h_0 à ce même point. Les variations morphologiques sont discutées pour le cas de simulation 3.

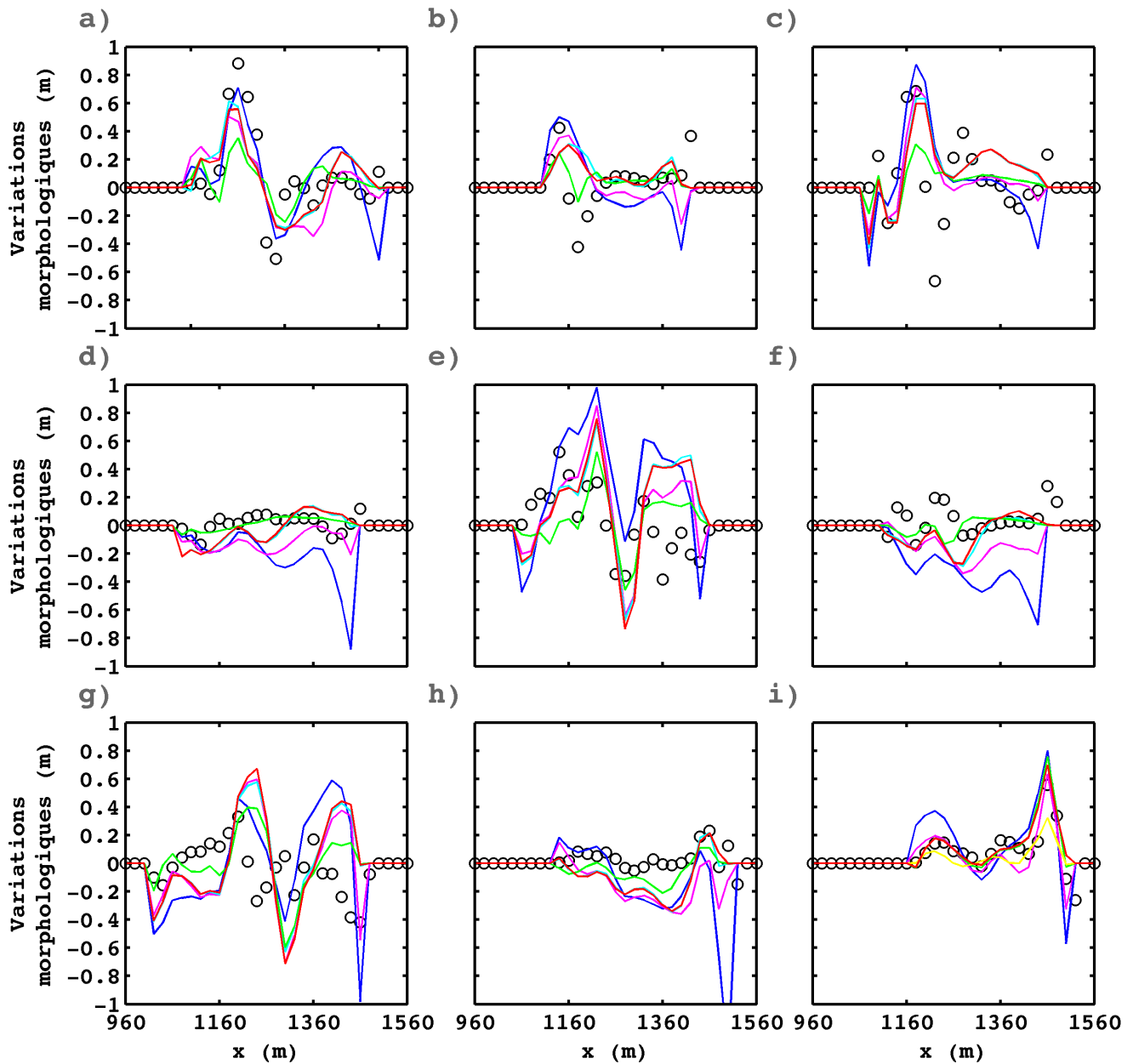


FIGURE 5.55: Evolution morphologique prédite (cas 1 en bleu, cas 2 en magenta, cas 3 en cyan, cas 4 en rouge et cas 5 en vert) et mesurée (ronds noirs) le long des transects : a) C1; b) C2; c) C3; d) C4; e) C5; f) C6; g) C7; h) C8; i) C9.

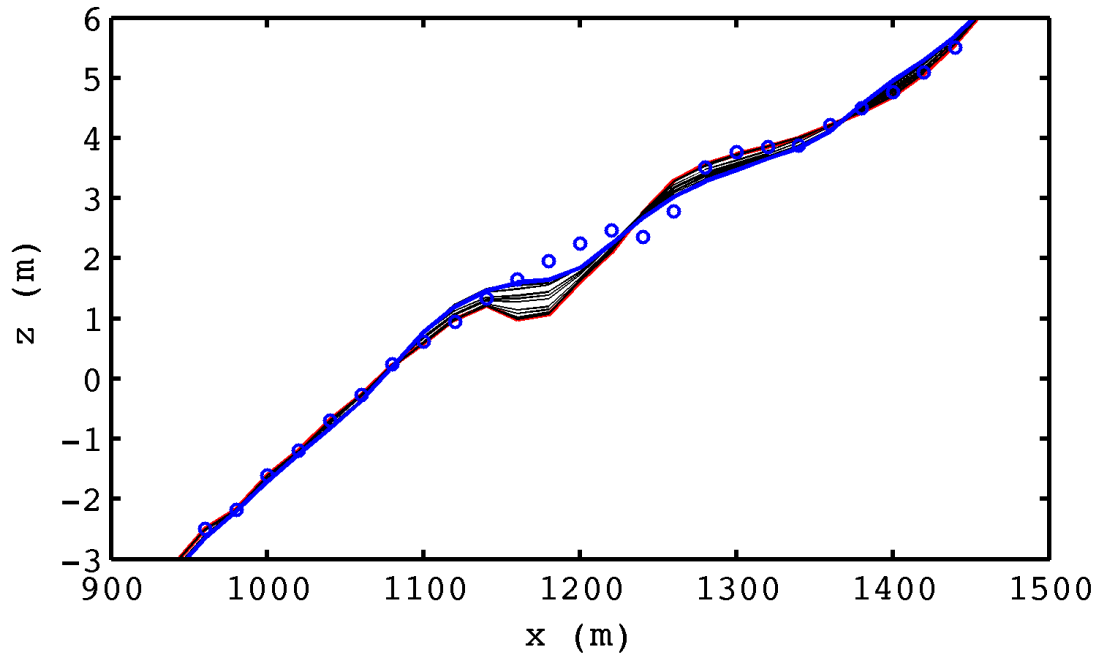


FIGURE 5.56: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C1 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

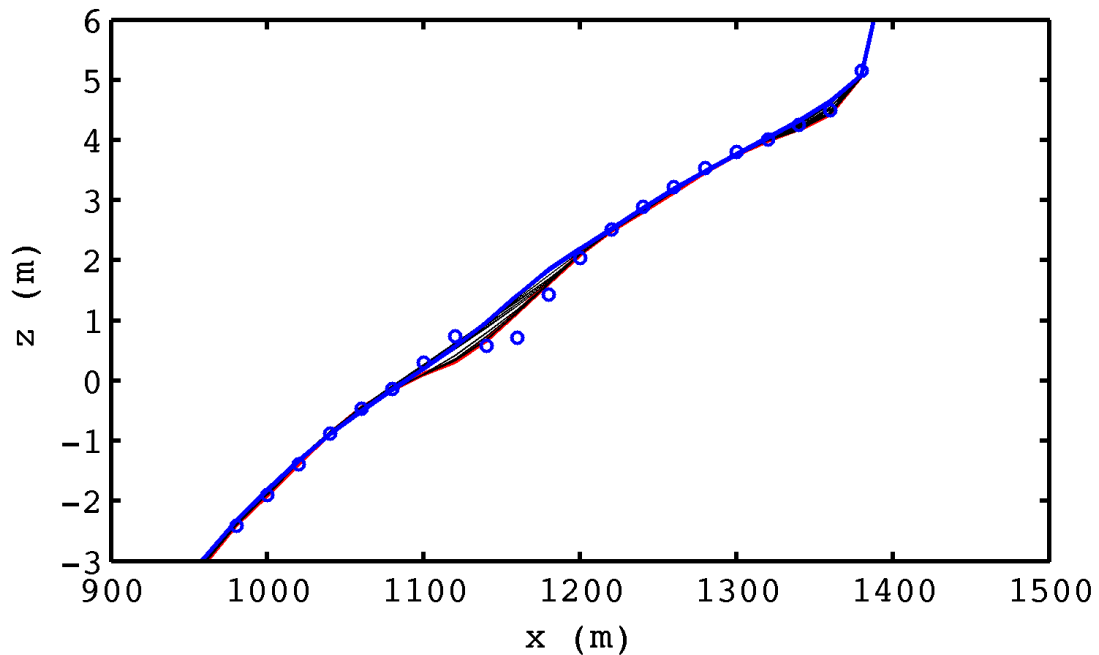


FIGURE 5.57: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C2 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

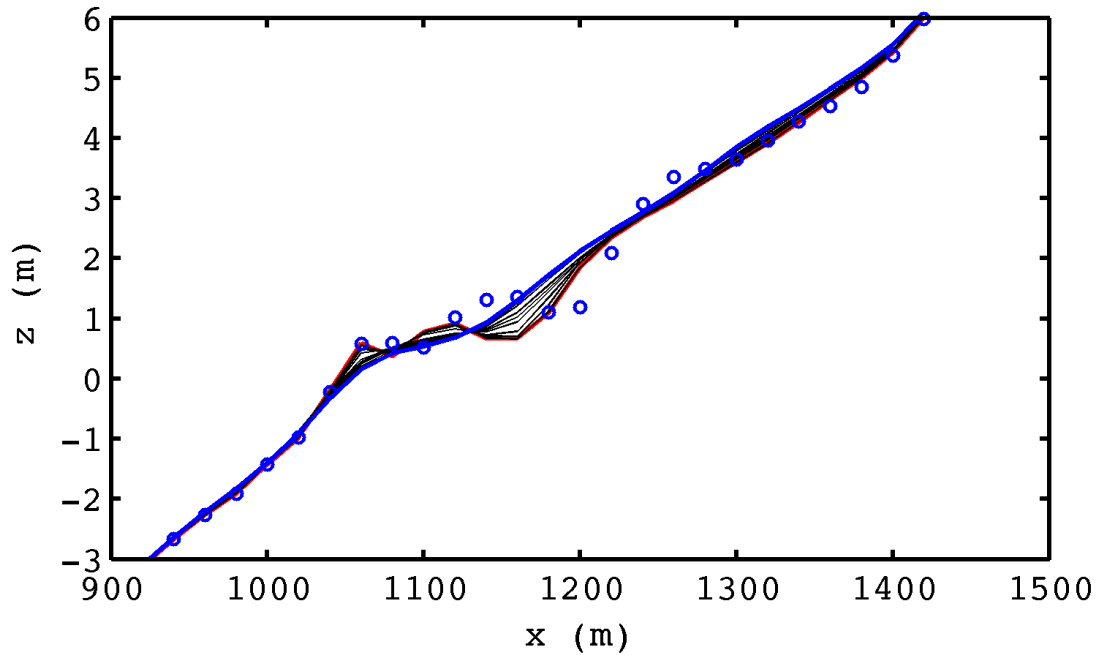


FIGURE 5.58: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C3 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

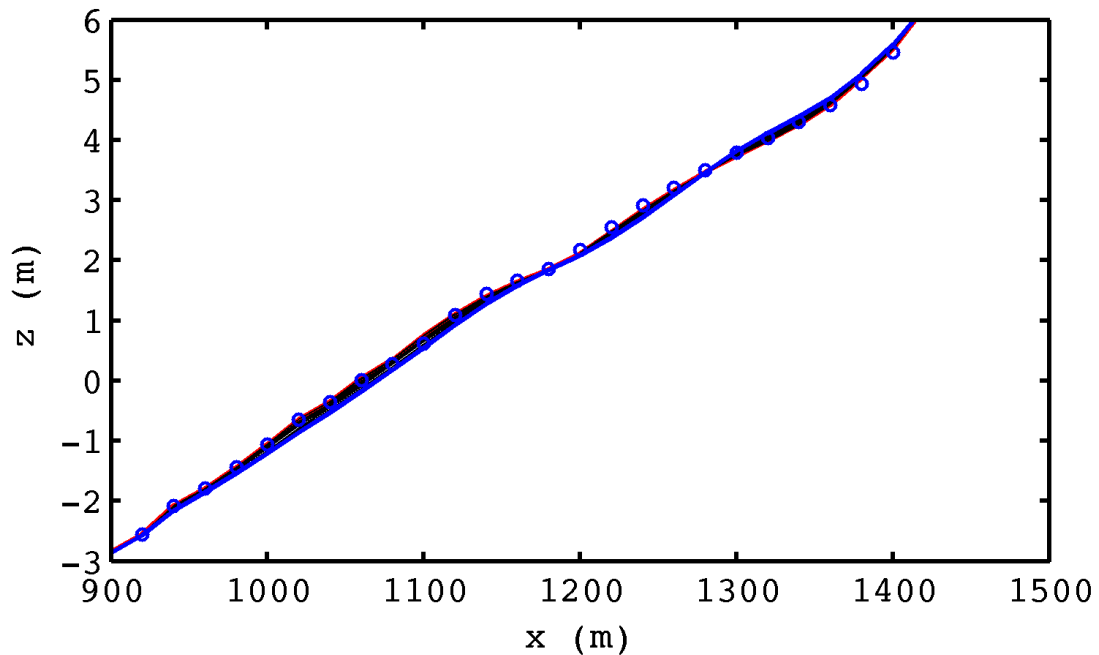


FIGURE 5.59: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C4 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

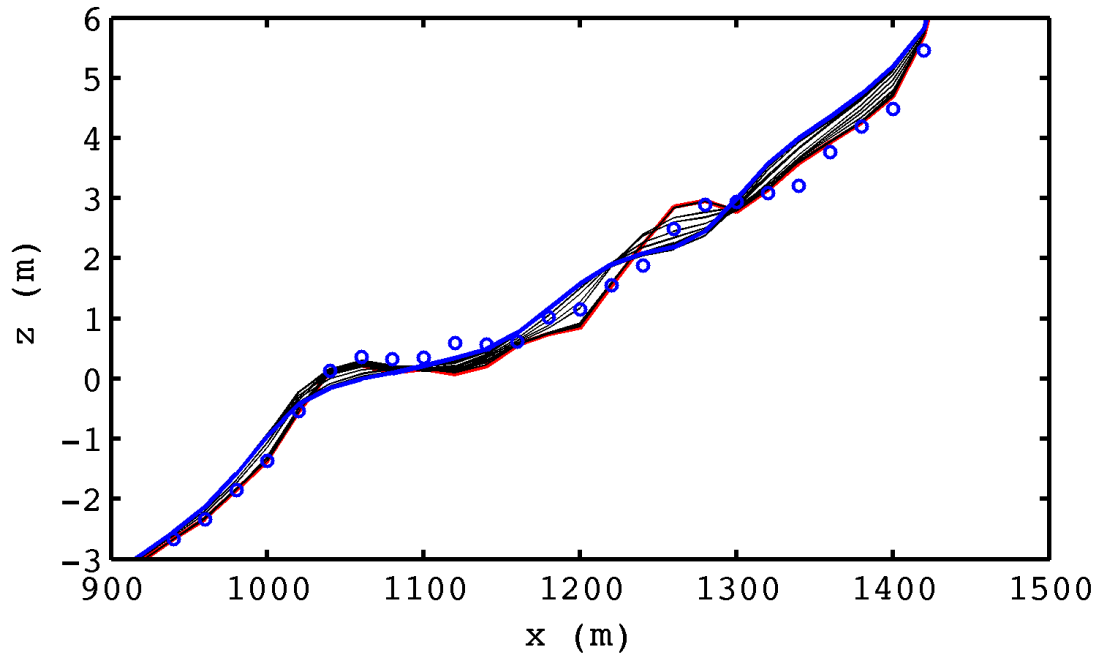


FIGURE 5.60: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C5 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

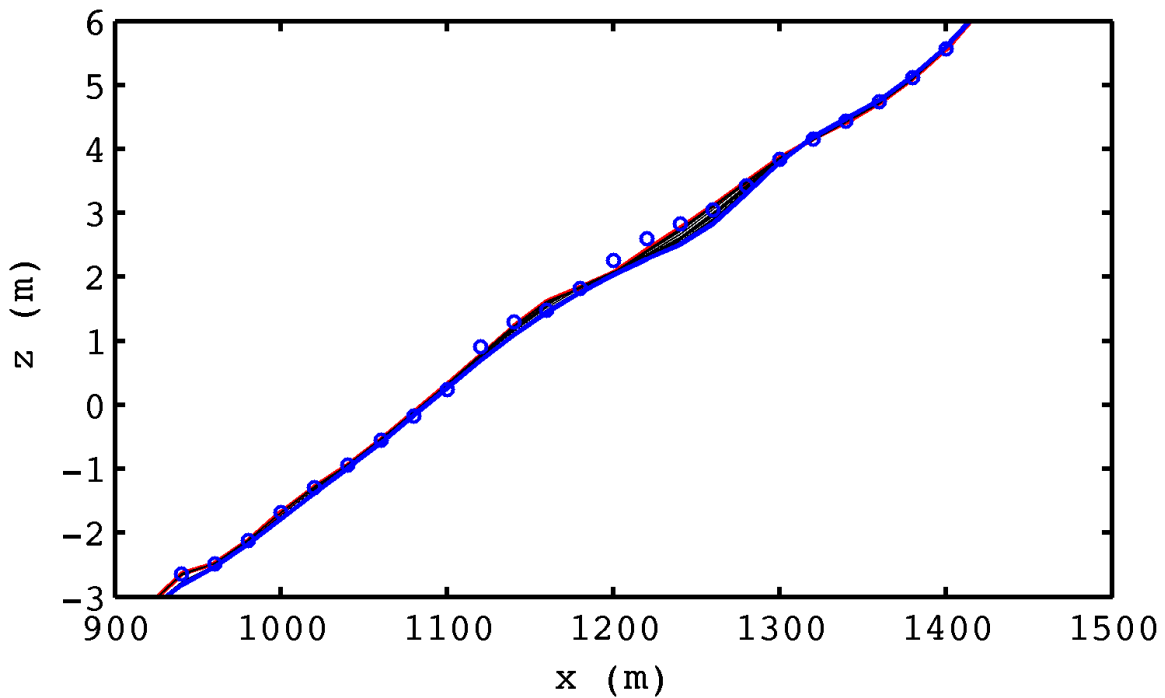


FIGURE 5.61: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C6 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

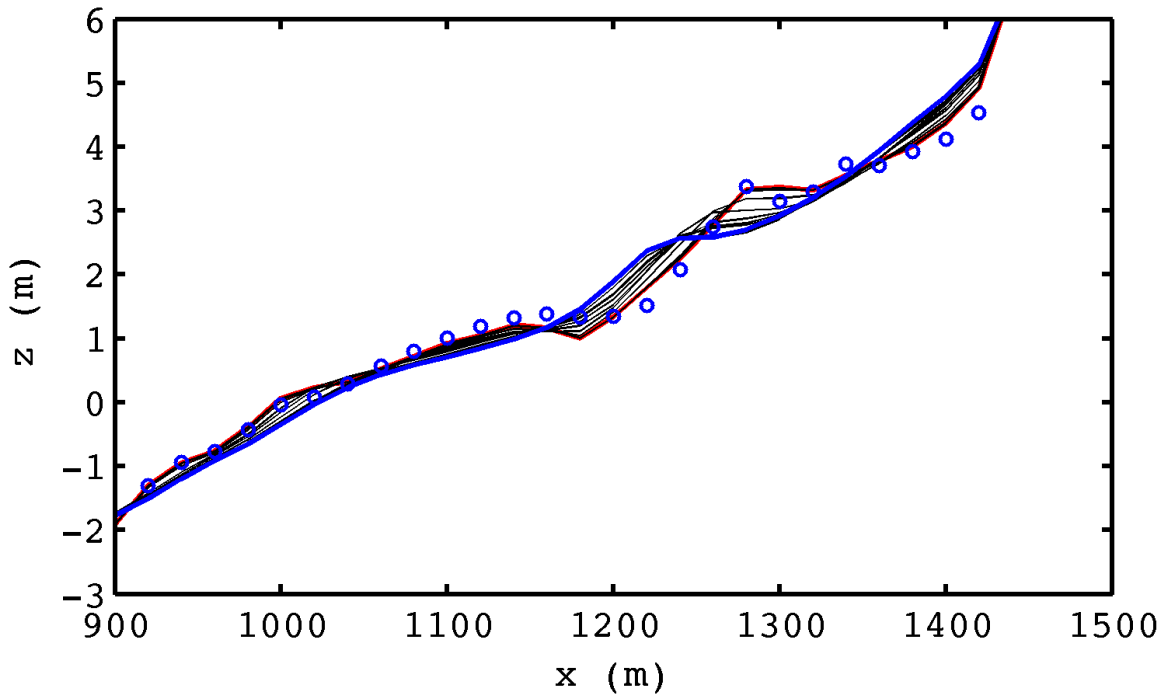


FIGURE 5.62: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C7 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

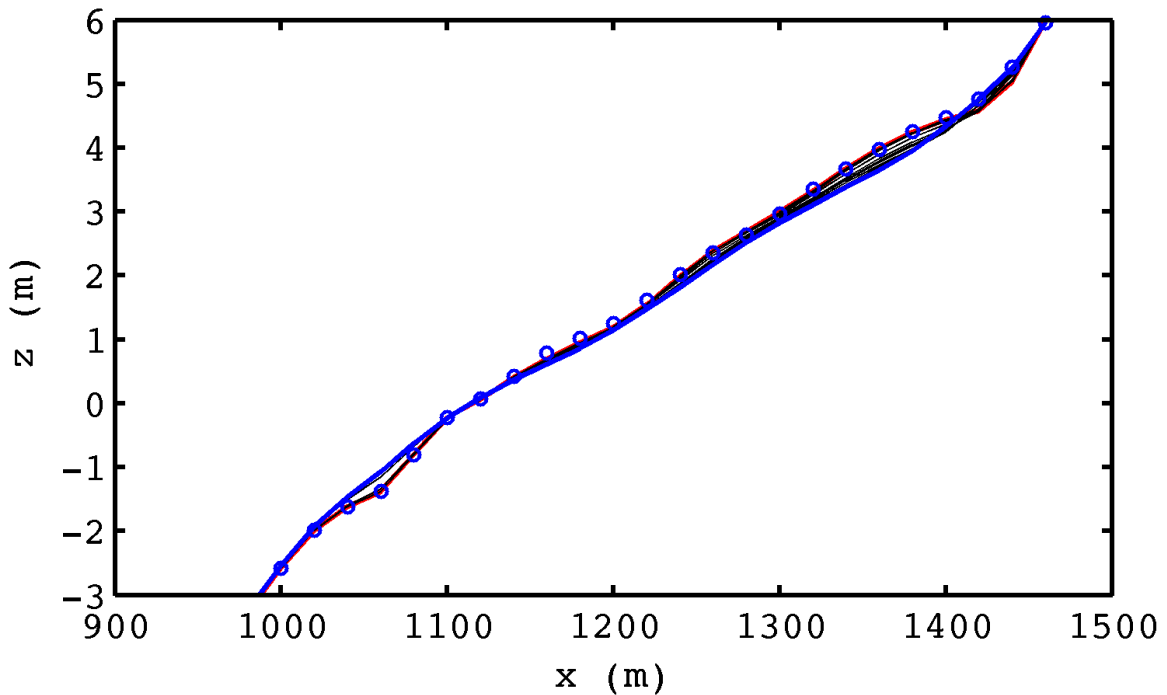


FIGURE 5.63: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C8 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

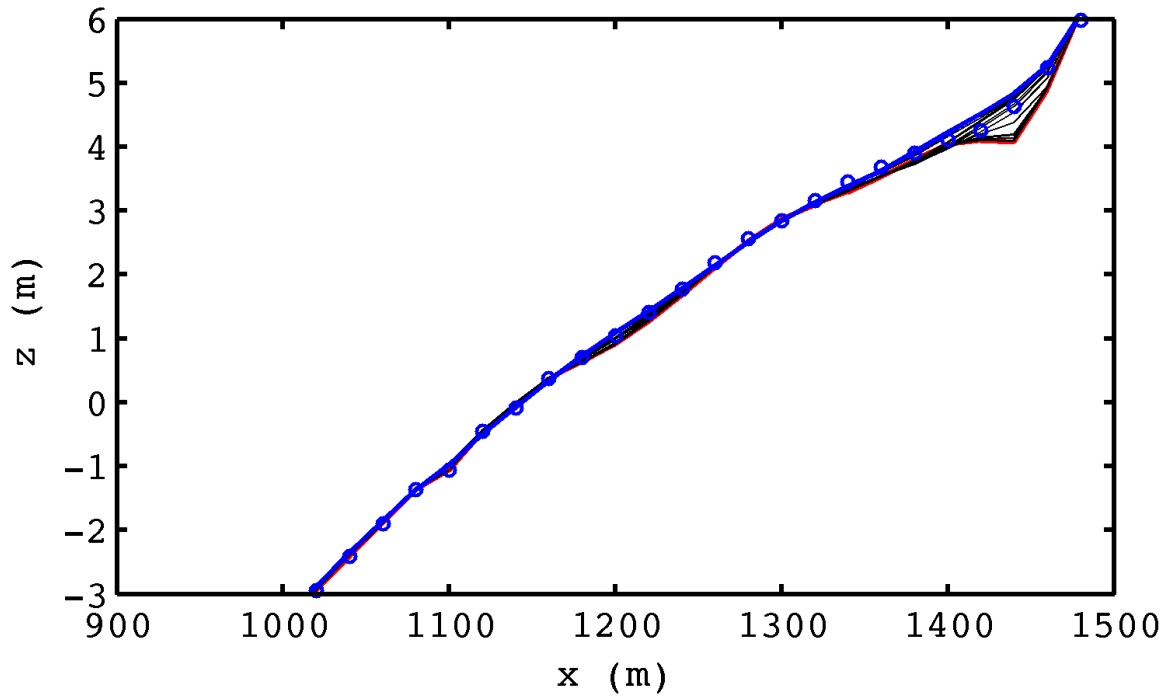


FIGURE 5.64: Profil *cross-shore* du fond le long du transect C9 le 01/09 (trait rouge), le 29/09 prédit (trait bleu) et mesuré (points bleus). Les traits noirs représentent l'évolution du profil prédite toutes les 48 h.

Transect	Type de profil	Dépôt max. (cm)	Zone concernée	Erosion max. (cm)	Zone concernée
C1	barré	+4	baïne Lostmarc'h	-4	estran supérieur
C2	uniforme	+2	estran inférieur	-3	estran intermédiaire
C3	barré	+4	barre de déferlement	-3	barre de déferlement
C4	uniforme	< +1	X	-1	estran inférieur
C5	barré	+7	baïne milieu La Palue	-4	barre de déferlement
C6	uniforme	< +1	X	-4	estran intermédiaire
C7	barré	+10	barre intertidale	-4	estran supérieur
C8	uniforme + berme	+1	pied de dune	-4	crête berme
C9	uniforme + berme	+12	pied de dune	-2	crête berme

TABLEAU 5.16: Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites au cours du climat de vagues n° 1 pour les 9 transects transversaux.

Du 01/09 au 08/09 (climat n° 1), les variations morphologiques sont globalement faibles (Figure I.1 et Tableau 5.16). Dans le secteur 2 (Figure I.1c), l'évolution du niveau du fond reste inférieure à 5 cm pour les trois transects (C1, C2 et C3). Le modèle prédit une légère accrétion de l'estran supérieur à Lostmarc'h (transect C1). Dans le secteur 3 (Figure I.1d), l'évolution morphologique est contrastée selon les transects. Au niveau du transect C4, les variations morphologiques sont très faibles (< 1 cm). Au niveau du transect C5, le modèle prédit une accumulation assez marquée sur une grande partie du profil, atteignant localement +7 cm. Au niveau du transect C6, le modèle prédit une légère érosion de l'estran, jusqu'à -4 cm. Dans le secteur 4 (Figure I.1e), le modèle prédit une zone d'accumulation (+10 cm) au niveau de la barre intertidale du transect C7 (x = 1280 m). Dans le secteur 5 (Figure I.1e), au niveau du transect C8 le modèle prédit une érosion de la berme alors qu'au niveau du transect C9 le modèle prédit plutôt une zone d'accumulation (+12 cm) au niveau du pied de dune. La Figure I.2 montre que l'estran inférieur subit peu d'évolution au sud et au nord du site (< 5 cm), le pic d'évolution se trouvant entre y = 1600 m et y = 2000 m, soit au nord de la plage de La Palue. A l'inverse, l'estran intermédiaire est plus impacté au sud au niveau du saillant avec un pic d'accumulation à +10 cm en y = 1300 m et au nord du site avec un pic d'érosion à -10 cm qu'au milieu où l'évolution reste inférieure à ±5 cm. L'estran supérieur est globalement en accrétion sur tout le long du site, avec en particulier trois pics à l'extrême sud de la plage de La Palue (+6 cm), au niveau du saillant (+7 cm) et au nord de la plage de La Palue (+8 cm).

Du 08/09 au 13/09 (climat n° 2), les variations morphologiques sont plus importantes (Figure I.3 et Tableau 5.17).

Transect	Type de profil	Dépôt max. (cm)	Zone concernée	Erosion max. (cm)	Zone concernée
C1	barré	+12	baïne Lostmarc'h	-13	estran supérieur
C2	uniforme	+11	estran intermédiaire	-2	estran inférieur
C3	barré	+21	baïne nord La Palue	-13	barre de déferlement
C4	uniforme	+4	estran supérieur	-7	estran inférieur
C5	barré	+35	baïne milieu La Palue	-26	barre intertidale
C6	uniforme	+5	plage intertidale supérieure	-10	estran intermédiaire
C7	barré	+34	baïne saillant	-31	barre intertidale
C8	uniforme + berme	+4	estran inférieur	-12	crête berme
C9	uniforme + berme	+34	pied de dune	-5	crête berme

TABLEAU 5.17: Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites au cours du climat de vagues n° 2 pour les 9 transects transversaux.

Dans le secteur 2 (Figure I.3c), du dépôt est prédit dans les baïnes de Lostmarc'h (+10 cm) et de Kerdra (+10 cm), sur l'estran inférieur face à la pointe de Kerdra (+20 cm), sur l'estran intermédiaire (+3 cm), au pied de la pointe de Kerdra (+8 cm) et au pied de la dune (+5 cm), et de l'érosion sur l'estran supérieur (-13 cm). Dans le secteur 3 (Figure I.3d), l'estran est légèrement

érodé (≈ -5 cm) et le pied de dune légèrement engraisé (+3 cm) au nord et au sud du secteur, alors qu'en milieu de secteur, les variations morphologiques sont conséquentes, avec une érosion du banc de sable (-25 cm) et une accumulation de sable dans la baie nord/milieu La Palue (+35 cm) et au pied de la dune (+10 cm). Dans le secteur 4 (Figure I.3e), le saillant est impacté sur toute sa longueur. Deux zones de progression du sable sont prédites côté large et côté plage de l'îlot. Du dépôt est prédit dans la baie (+30 cm) alors que la barre intertidale est érodée (-30 cm). Dans le secteur 5 (Figure I.3e), l'estran au nord du secteur est érodé, jusqu'à -12 cm au niveau de la berme, alors qu'une succession de zones d'érosion et d'accumulation d'amplitude modérée ($\approx \pm 5$ cm) est prédite au sud du secteur sur la largeur de l'estran avec un pic d'accumulation à +35 cm au pied de la dune. L'estran inférieur est très impacté au nord de l'îlot, avec un dépôt important de sable dans la baie nord/milieu La Palue (+26 cm) et dans la zone face à la pointe de Kerdra (+16 cm) (Figure I.4). Ailleurs, c'est plutôt une érosion modérée qui domine. L'estran intermédiaire est principalement marqué par un dépôt de sable dans l'axe du saillant (+25 cm), et deux zones d'érosion dans l'axe de la baie nord/milieu La Palue (-26 cm) et dans l'axe de la baie de Lostmarc'h (-26 cm). L'estran supérieur a tendance à être engraisé (en particulier dans l'extrême sud de la plage de La Palue, dans l'axe du saillant et de la baie nord/milieu La Palue) sauf au sud de la plage de La Palue où la berme est érodée (-12 cm).

Du 13/09 au 18/09 (climat n° 3), le coup de mer induit des variations morphologiques conséquentes (Figure I.5 et Tableau 5.18).

Transect	Type de profil	Dépôt max. (cm)	Zone concernée	Erosion max. (cm)	Zone concernée
C1	barré	+22	baie Lostmarc'h	-11	plage subtidale
C2	uniforme	+19	estran inférieur	-6	estran supérieur
C3	barré	+26	baie nord La Palue	-17	barre de déferlement
C4	uniforme	+4	estran supérieur	-7	estran inférieur
C5	barré	+34	plage subtidale	-35	barre intertidale
C6	uniforme	+16	plage subtidale	-15	plage subtidale
C7	barré	+21	plage subtidale	-109	barre subtidale
C8	uniforme + berme	+25	plage subtidale	-9	crête berme
C9	uniforme + berme	+16	pied de dune	-2	estran intermédiaire

TABLEAU 5.18: Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites au cours du climat de vagues n° 3 pour les 9 transects transversaux.

Dans le secteur 2 (Figure I.5c) côté Lostmarc'h, la plage subtidale est érodée (-10 cm) alors que du dépôt est prédit dans la baie (+20 cm). L'estran supérieur est érodé (-10 cm) et le pied de dune engraisé (+10 cm). Dans l'axe de la pointe de Kerdra, le dépôt domine notamment sur la plage subtidale (+7 cm) et sur l'estran inférieur (+17 cm) et au pied de la pointe (+7 cm). A l'extrême nord de la plage de La Palue, la barre de déferlement est érodée (-15 cm) et du dépôt est prédit dans la baie de Kerdra (+25 cm) et sur l'estran supérieur (+10 cm). Le secteur 2 semble protégé d'une érosion massive par la présence du système barre/baie. Au nord du secteur

3 (Figure I.5d), les variations morphologiques sont faibles, avec une érosion maximale sur la plage subtidale (-7 cm). Dans l'axe central du secteur, un dépôt important est prédit sur la barre de déferlement ($+38$ cm) et au large de la barre intertidale ($+25$ cm) qui est érodée (-38 cm) et a reculé tandis que la barre de déferlement s'est engraisée. L'estran supérieur est dominé par le dépôt ($\approx +20$ cm). Au sud du secteur, les variations morphologiques sont faibles sur l'estran et plus fortes sur la plage subtidale (jusqu'à $+19$ cm). Dans le secteur 4 sur le saillant (Figure I.5e), les variations morphologiques sont très importantes, en particulier de part et d'autre de l'îlot (-45 cm côté large et -109 cm côté plage au niveau d'une barre subtidale. Sur l'estran, l'érosion et le dépôt se succèdent, avec des amplitudes de ± 30 cm. Au nord du secteur 5 (Figure I.5e), du dépôt est observé sur les estrans inférieur ($+25$ cm) et supérieur ($+13$ cm). Sur l'estran intermédiaire, c'est l'érosion qui domine (≈ -10 cm). A l'extrême sud de la plage de La Palue, le dépôt est privilégié, au pied de la dune ($+16$ cm) et sur l'estran inférieur ($+14$ cm). Globalement sur l'estran inférieur, le dépôt est favorisé dans le sud de la plage de La Palue, dans la baie nord/milieu La Palue et sur la plage de Lostmarc'h, tandis que l'érosion domine au niveau du saillant, dans la baie de Kerdra et dans l'axe de la pointe de Lostmarc'h (Figure I.6). Sur l'estran intermédiaire, le dépôt est présent au sud de la plage de La Palue, dans l'axe du saillant et au sud de la plage de Lostmarc'h alors que l'érosion domine partout ailleurs en particulier dans l'axe de la baie nord/milieu La Palue et dans l'axe du chenal le long de la pointe de Lostmarc'h. Malgré le coup de mer, le dépôt domine tout le long de l'estran supérieur car ce ne sont pas des marées de vive-eau extrême.

Du 18/09 au 23/09 (climat n° 4), les variations morphologiques sont modérées (Figure I.7 et Tableau 5.19).

Transect	Type de profil	Dépôt max. (cm)	Zone concernée	Erosion max. (cm)	Zone concernée
C1	barré	+14	baïne Lostmarc'h	-7	estran intermédiaire
C2	uniforme	+8	estran intermédiaire	-4	plage subtidale
C3	barré	+17	baïne nord La Palue	-5	barre de déferlement
C4	uniforme	+4	estran supérieur	-7	estran inférieur
C5	barré	+13	estran supérieur	-15	barre de déferlement
C6	uniforme	+2	estran supérieur	-6	estran inférieur
C7	barré	+19	baïne saillant	-16	barre intertidale
C8	uniforme + berme	+6	pied de dune	-6	crête berme
C9	uniforme + berme	+12	pied de dune	-4	estran inférieur

TABLEAU 5.19: Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites au cours du climat de vagues n° 4 pour les 9 transects transversaux.

Dans le secteur 2 (Figure I.7c), du dépôt est prédit dans la baie de Lostmarc'h ($+16$ cm) et de l'érosion de part et d'autre (-8 cm). De l'accumulation est prédite sur l'estran supérieur ($+5$ cm). Sur l'estran intermédiaire face à la pointe de Kerdra, de l'accumulation est prédite (entre $+3$ et $+8$ cm), et de l'érosion sur l'estran inférieur (-5 cm). Du dépôt est observé dans la baie de Kerdra ($+18$ cm) et sur l'estran supérieur côté La Palue ($+8$ cm). Au nord du secteur 3 (Figure

I.7d), de l'érosion est prédite sur la plage subtidale et l'estran inférieur avec un maximum de -8 cm, et de l'accumulation sur les estrans intermédiaire et supérieur. Les variations morphologiques sont plus importantes dans l'axe central du secteur, avec notamment l'érosion de la face "côté plage" des barres subtidale (-15 cm) et intertidale (-11 cm) et l'accrétion de la face "côté large" de la barre subtidale ($+6$ cm) et des estrans inférieur ($+8$ cm) et supérieur ($+15$ cm). Au sud du secteur, le modèle prédit une érosion modérée (-5 cm) sur toute la largeur de l'estran. Dans le secteur 4 sur le saillant (Figure I.7e), de l'accumulation est prédite juste après la baie sur l'estran inférieur ($+20$ cm). De part et d'autre, le modèle prédit des zones d'érosion à -10 cm et -18 cm. Sur l'estran supérieur, du sable s'est accumulé ($\approx +10$ cm). Au nord du secteur 5 (Figure I.7e), le modèle prédit une légère érosion de l'estran (≈ -5 cm) avec un pic à -8 cm au niveau de la berme. Entre celle-ci et le pied de dune, du sable s'est déposé ($\approx +8$ cm). A l'extrême sud de la plage de La Palue, une accumulation sur l'estran inférieur ($+5$ cm) et sur la berme ($+12$ cm) est prédite. Globalement sur l'estran inférieur, l'accumulation est concentrée dans la baie nord/milieu La Palue et à Lostmarc'h alors que l'érosion impacte le saillant, le nord de la plage de Lostmarc'h et plus modérément la partie nord de la plage de La Palue (sauf la baie) (Figure I.8). L'estran intermédiaire est en accrétion au sud de la plage de La Palue, sur le saillant, tout au nord de la plage de La Palue et au sud de la plage de Lostmarc'h, et en érosion dans les parties centrales des plages de La Palue et de Lostmarc'h. L'estran supérieur est en accrétion sur quasiment tout le long du site.

Du 23/09 au 30/09 (climat n° 5), les variations morphologiques sont globalement faibles (Figure I.9 et Tableau 5.20).

Transect	Type de profil	Dépôt max. (cm)	Zone concernée	Erosion max. (cm)	Zone concernée
C1	barré	+11	baïne Lostmarc'h	-6	barre intertidale
C2	uniforme	+9	estran inférieur	-3	plage subtidale
C3	barré	+9	baïne nord La Palue	-6	barre de déferlement
C4	uniforme	+3	estran supérieur	-5	estran inférieur
C5	barré	+12	estran supérieur	-21	barre de déferlement
C6	uniforme	< +1	X	-4	estran intermédiaire
C7	barré	+9	baïne saillant	-7	estran inférieur
C8	uniforme + berme	+6	pied de dune	-5	crête berme
C9	uniforme + berme	+6	pied de dune	-2	estran inférieur

TABLEAU 5.20: Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites au cours du climat de vagues n° 5 pour les 9 transects transversaux.

Dans le secteur 2 (Figure I.9c), côté Lostmarc'h, du dépôt est prédit dans la baie ($+10$ cm) avec de l'érosion de part et d'autre (-3 cm côté large et -6 cm côté plage), et l'estran supérieur est engraisé. Aux abords de la pointe de Kerdra, le modèle prédit du dépôt au pied de la pointe ($+4$ cm) et sur l'estran inférieur ($+10$ cm). Côté La Palue, il y a deux zones d'accumulation dans la baie de Kerdra ($+9$ cm) et sur l'estran intermédiaire ($+6$ cm), et une zone d'érosion au niveau de la barre de déferlement (-5 cm). Au nord du secteur 3 (Figure I.9d), les estrans inférieur et

intermédiaire sont érodés (≈ -5 cm) alors que du dépôt est observé sur l'estran supérieur ($\approx +4$ cm). La zone centrale du secteur subit davantage de variations morphologiques, avec notamment l'érosion de la barre de déferlement (-20 cm) et l'accumulation de l'estran supérieur (jusqu'à $+10$ cm). Dans le sud du secteur, nous observons une légère érosion de l'estran (≈ -3 cm). Dans le secteur 4 (Figure I.9e), le saillant est érodé au niveau de la plage subtidale et de l'estran inférieur (jusqu'à -7 cm) alors que les estrans intermédiaire et supérieur sont engraisés (jusqu'à $+9$ cm). Au nord du secteur 5 (Figure I.9e), l'estran est légèrement érodé (jusqu'à -5 cm) et le pied de dune est engraisé ($+5$ cm). Dans l'extrême sud de la plage de La Palue, l'estran est engraisé en particulier l'estran inférieur ($+4$ cm) et la berme ($+6$ cm). Globalement sur l'estran inférieur, l'accumulation est concentrée dans la baie nord/milieu La Palue, autour de la pointe de Kerdra et au nord de la plage de Lostmarc'h alors que l'érosion impacte le sud de la plage de La Palue, le saillant, le nord de la plage de La Palue et le sud de la plage de Lostmarc'h (Figure I.10). L'estran intermédiaire est en accrétion sur le saillant, dans l'axe de la baie nord/milieu La Palue, tout au nord de la plage de La Palue et dans la partie centrale de la plage de Lostmarc'h ; ailleurs, les variations morphologiques sont faibles sauf de part et d'autre de la baie nord/milieu La Palue où l'érosion domine. A part dans l'axe de la partie sud du saillant, l'estran supérieur est en accrétion partout.

5.3.3.3 Discussion

La plage de type "*Low Tide Bar/Rip*" de la classification de Masselink et Short (1993) [202] (cf. Figure 4.31 du chapitre 4, p. 108) peut être découpée en six systèmes morphodynamiques le long de l'axe transversal, avec de bas en haut : la plage subtidale, le système barre/baïne, l'estran inférieur, l'estran intermédiaire (avec ou sans barre intertidale), l'estran supérieur avec ou sans berme et le pied de dune. Nous résumons au Tableau 5.21 les zones les plus impactées par l'érosion et le dépôt prédites par le modèle pour les deux types de profil transversal "barré" (transects C1, C3, C5 et C7) et "uniforme" (transects C2, C4, C6, C8 et C9) au cours des différents climats de vagues.

Pour des vagues faibles (climats n° 1 et n° 5), dans les zones en plan incliné uniforme dépourvues de formes de fond, c'est au niveau du pied de dune que l'accumulation est la plus concentrée, et au niveau des estrans inférieur et intermédiaire que l'érosion est la plus marquée. Dans les zones où le profil transversal est marqué par la présence d'un système barre/baïne au niveau des basses mers de vive-eau, c'est au niveau de ce système que le dépôt est maximal. L'érosion se concentre à la fois au niveau du système barre/baïne, à la fois sur l'estran supérieur. Pour des vagues modérées (climats n° 2 et n° 4), dans les portions de plage en pente douce uniforme, le dépôt et l'érosion sont favorisés sur l'estran inférieur ; pour les zones de profil barré, le dépôt est favorisé au niveau du système barre/baïne et l'érosion sur l'estran intermédiaire. Enfin, pour des fortes vagues (climat n° 3), au niveau des portions de plage en pente douce uniforme, le dépôt est favorisé sur la plage subtidale et l'érosion sur l'ensemble de l'estran ; pour les zones de profil barré, le dépôt maximal est concentré sur la plage subtidale et au niveau du système barre/baïne, tandis que l'érosion la plus forte affecte la plage subtidale.

Type de profil	Zone de dépôt privilégiée		Zone d'érosion privilégiée	
	“uniforme”	“barré”	“uniforme”	“barré”
Climat n° 1	pied de dune	système barre/baïne	estran intermédiaire	système barre/baïne et estran supérieur
Climat n° 2	estran supérieur	système barre/baïne	estran inférieur et berme	estran intermédiaire
Climat n° 3	plage subtidale	plage subtidale et système barre/baïne	l'ensemble de l'estran	plage subtidale
Climat n° 4	estran supérieur et pied de dune	système barre/baïne	estran inférieur	système barre/baïne et estran intermédiaire
Climat n° 5	pied de dune	système barre/baïne	estran inférieur	système barre/baïne

TABLEAU 5.21: Zones de dépôt et d'érosion privilégiées prédites (XBeach) selon le climat de vagues et le type de profil *cross-shore*.

5.4 Synthèse

La modélisation numérique de la dynamique des plages enclavées à géométrie et bathymétrie complexes a été abordée dans ce chapitre, à travers l'étude de cas schématiques (“plages rectangulaires”) et de cas réels (“plages adjacentes de La Palue et de Lostmarc’h”).

Modélisation numérique : cas schématiques

La dynamique des plages enclavées dans une échancrure rectangulaire a été modélisée dans le cas d'un environnement macrotidal (cycle morte-eau vive-eau). Les résultats montrent la formation d'une barre subtidale sous la ligne des basses mers de vive-eau liée à l'advection des sédiments de l'estran vers la zone subtidale. La morphodynamique est très différente selon le climat de vagues (hauteur, période et direction), et en particulier le “phasage” d'un coup de mer au sein du cycle morte-eau vive-eau. La taille de l'échancrure rocheuse joue aussi un rôle important sur la dynamique cellulaire des courants et l'évolution morphologique.

Modélisation numérique : cas réels

La dynamique des plages adjacentes de La Palue et de Lostmarc’h enclavées dans une échancrure à géométrie complexe a été modélisée. Les circulations eulériennes prédites par XBeach à niveau moyen de la marée pour différentes saisons et configurations du fond ont montré la permanence de courants de caps. Une circulation “normale” est prédite sur la plage de La Palue quelle que soit la saison. A Lostmarc’h, le modèle prédit une circulation “cellulaire” en septembre 2014 et

“transitoire” en septembre 2015, indiquant d’après le critère θ' de Short et Masselink (1999) [43] que la hauteur modale des vagues au printemps/été 2014 était plus élevée que celle au printemps/été 2015. Le modèle XBeach a été validé sur le plan hydrodynamique grâce au jeu de données de la campagne HYDRO-Janv15. La comparaison des prédictions aux mesures de vagues et de courants ont montré un bon comportement du code par conditions énergétiques modérées, avec cependant une tendance à surestimer la hauteur des vagues à mi-marée. Un γ_{max} (rapport maximal de hauteur des vagues sur la profondeur d’eau) égal à 0,8 améliore à la fois la prédiction des vagues et celle des courants à mi-marée. L’infragravité est quant à elle essentielle pour la prédiction des courants dans une zone où le fond est marqué par des chenaux de baines. Les prédictions hydrodynamiques du code XBeach (différences finies) ont été comparées à celles du code TELEMAC (éléments finis). Les processus supplémentaires intégrés dans XBeach (“roller”, onde longue liée aux groupes de vagues et dérive de Stokes) ont un impact sur la dynamique des courants. La dérive de Stokes est essentielle pour modéliser le contre-courant de retour “*undertow*” en particulier à pleine mer quand les courants de baine ne sont plus actifs. A basse mer et à mi-marée, les circulations cellulaires associées à ces courants sont dominantes et donc les prédictions des deux codes sont plus proches. La différence est au niveau de l’intensité des courants sagittaux prédite qui est plus élevée pour XBeach. Les éléments finis permettent d’affiner le maillage aux abords des chenaux de baine et des caps, et ainsi de bien modéliser les recirculations des courants sagittaux, à la fois près des caps (vortex) et au niveau du système barre/baine.

Les différents climats de vagues et la variation du niveau d’eau induite par le cycle morte-eau vive-eau tendent à moduler le *set-up*, les courants, les concentrations et les flux sédimentaires sur les plages de La Palue et de Lostmarc’h. Pour des vagues faibles, le *set-up* est faible et inférieur à 2 cm. Les vitesses des courants sont inférieures à 0,5 m/s, les concentrations dans la zone de déferlement inférieures à 0,4 g/L et les flux inférieurs à 0,1 $kg.m^{-1}.s^{-1}$. Pour des vagues modérées, les concentrations restent inférieures à 0,6 g/L et les flux atteignent un maximum de 1 $kg.m^{-1}.s^{-1}$. Pour des vagues fortes, le *set-up* atteint un maximum de 7 cm, les courants de cap atteignent 1,2 m/s et les courants sagittaux naturels 0,8 à 0,9 m/s. La concentration maximale est de 0,8 g/L et le flux maximal atteint 3 $kg.m^{-1}.s^{-1}$. La période des vagues a une grande influence sur l’intensité des flux sédimentaire (plus elle est élevée, plus les flux sont intenses), ainsi que sur leur emprise vers le large.

Nous avons comparé les prédictions d’évolution des fonds sableux de XBeach entre le 01/09/15 et le 29/09/15 au différentiel topographique *in situ* des campagnes TOPO1-Sept15 et TOPO3-Sept15 pour cinq paramétrisations différentes du code. Les résultats montrent une forte influence du D_{50}/D_{90} et du rapport critique de hauteur des vagues sur la profondeur d’eau locale γ_{max} . Dans l’ensemble, le modèle impacte les bonnes zones, mais tend à surestimer l’érosion dans la partie sud de la plage de La Palue, au niveau du saillant en particulier. L’évolution morphologique autour des chenaux de baine est également assez éloignée des mesures pour deux raisons, la première étant une taille uniforme des mailles (20 m) sans doute trop importante, la deuxième la présence de sédiments grossiers dans les chenaux nécessitant l’intégration de sédiments multi-classes au détriment du coût de calcul.

Chapitre 6

Discussion générale

Le système littoral des plages sableuses enclavées de la Palue et de Lostmarc'h se caractérise par un ensemble de barres et de chenaux dont la dynamique s'inscrit dans différentes échelles spatio-temporelles comme le montre Almar (2009) [230] à la Figure 6.1.

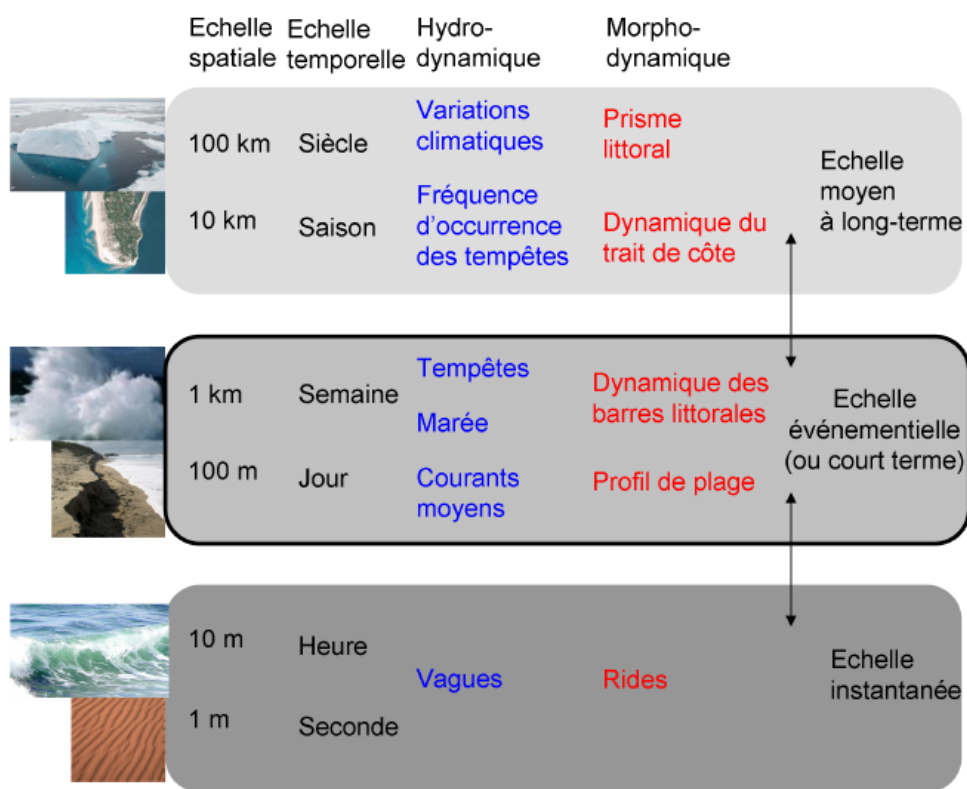


FIGURE 6.1: Différentes échelles spatiales et temporelles associées à la zone littorale (Almar, 2009 [230]).

Dans un premier temps, les modalités de formation, voire de disparition, des barres et des chenaux sont discutées. Dans un deuxième temps, nous discutons les réponses instantanées d'ordres hydrodynamique et hydro-sédimentaire (flux sédimentaires). Les flux sédimentaires résiduels/intégrés sont explicités à l'échelle de temps événementielle (correspondant aux divers climats identifiés au Tableau 5.9 du chapitre 5, p. 165) et spatialement, sur les diverses sous-entités (zone subtidale, estran inférieur, estran intermédiaire, estran supérieur, zone supratidale) des secteurs définis à la

Figure 4.61 du chapitre 4 (p. 133), et le long de segments de frontière entre ces entités ou entre celles d’entre-elles périphériques et le large ou l’environnement latéral (méridional et septentrional). Dans un troisième et dernier temps, nous examinons l’impact morphologique instantané après une heure d’action de vagues (moyennes, extrêmes annuelles, extrêmes décennales et extrêmes cinquanteennes) avec un niveau moyen de la mer significativement rehaussé suite au changement climatique.

6.1 Systèmes de barres et chenaux

Le nombre de barres augmente dans les environnements soumis à des climats de fortes vagues (*e.g.* Wright *et al.*, 1982a [90]) et pour des plages de faible pente (*e.g.* Dolan et Dean, 1985 [236]; Davidson-Arnott, 1988 [237]). Les barres peuvent être perçues comme des systèmes forcés de manière déterministe dont la réaction à un forçage est prévisible (*e.g.* leur recul vers le large par tempête) ou au contraire avoir la capacité de “s’auto-organiser” (*e.g.* Stive et Reniers, 2003 [238]; Coco *et al.*, 1999 [239]). De plus, elles ne réagissent pas de la même manière suivant leurs caractéristiques géométriques : une barre intertidale de faible amplitude (“*swash bar*”) sera vraisemblablement détruite lors d’une tempête alors qu’une barre subtidale de plus grande amplitude pourra y survivre. Enfin, elles peuvent être des structures permanentes ou bien disparaître en été.

6.1.1 Barre de déferlement

Sur la base d’observations et d’expériences en laboratoire en conditions de vagues régulières, différents auteurs ont défini des nombres adimensionnels pour caractériser les seuils de formation des barres de déferlement. Gourlay (1968) [46] a introduit le nombre $\Omega = H_b/w_s T$ où w_s est la vitesse de chute du sédiment, fonction du diamètre médian D_{50} (*e.g.* Soulsby, 1997 [110]; Ahrens, 2000 [179]). La formation d’une barre est possible pour $\Omega > 1$ selon Gourlay (1968) [46], et pour $\Omega > 2 - 2,5$ selon Kriebel *et al.* (1986) [240]. Dalrymple (1992) [241] préconise le nombre $P_0 = gH_0^2/(w_s^3 T)$ avec formation d’une barre si $P_0 > 9000$. Plus tard Short et Aagaard (1993) [242] ont introduit le nombre $B_0 = x_s/(gT^2 \tan \beta)$ incluant la pente de la plage $\tan \beta$ et une distance limite x_s au-delà de laquelle la profondeur est considérée constante. Ils en ont déduit qu’il y a formation d’une ou plusieurs barre(s) si $B_0 > 20$ et ont également avancé le nombre de barres suivant la valeur de B_0 : 1 barre si $20 < B_0 < 50$, 2 barres si $50 < B_0 < 100$, 3 barres si $100 < B_0 < 400$ et 4 barres si $B_0 > 400$.

Sur la base de notre étude statistique des vagues au large des plages de La Palue et de Lostmarc’h (*cf.* chapitre 4, p. 74), nous avons calculé les différents nombres adimensionnels utiles pour caractériser l’hydrodynamique et l’occurrence associée des barres sableuses (Tableau 6.1). La vitesse de chute des particules sédimentaires de diamètre médian $D_{50} = 291 \mu\text{m}$ calculée par la formule de Ahrens (2000) [179] est égale à 0,038 m/s.

Nombre adimensionnel		Iribarren	Guza	Sunamura	Dalrymple	Short	Gourlay
Paramètre		ξ_0	ϵ_0	K_0	P_0	B_0	Ω
Définition		$\frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{2\pi H_0}{gT_0^2}}}$	$\frac{2\pi^2 H_0}{gT_0^2 \tan^2 \beta}$	$\frac{H_0^2}{gD_{50}T_0^2}$	$\frac{gH_0^2}{T_0 w_s^3}$	$\frac{x_s}{gT_0^2 \tan \beta}$	$\frac{H_0}{T_0 w_s}$
Houle moyenne globale	$H_0 = 1,50$ m $T_0 = 10,92$ s	0,63	28	6,6	37129	50	3,6
Houle moyenne d'hiver	$H_0 = 1,98$ m $T_0 = 12,64$ s	0,68	27	8,6	55890	38	4,1
Houle moyenne d'automne	$H_0 = 1,68$ m $T_0 = 11,38$ s	0,63	29	7,6	44692	46	3,9
Houle moyenne de printemps	$H_0 = 1,22$ m $T_0 = 10,22$ s	0,63	26	5,0	26243	57	3,1
Houle moyenne d'été	$H_0 = 1,13$ m $T_0 = 9,39$ s	0,58	28	5,1	24504	68	3,2
Houle au pic d'une tempête moyenne	$H_0 = 3,71$ m $T_0 = 13,93$ s	0,57	42	24,8	178053	31	7,0
Houle au pic d'une tempête annuelle	$H_0 = 5,90$ m $T_0 = 13,93$ s	0,45	67	62,8	450302	31	11,2

TABLEAU 6.1: Valeurs des différents nombres adimensionnels caractérisant l'hydrodynamique dominante et l'occurrence associée des barres sableuses sur la plage de La Palue pour quelques valeurs typiques de la hauteur et de la période des vagues au large.

Climat moyen — Le nombre d'Iribarren ξ_0 est en moyenne compris entre 0,58 et 0,68 selon la saison, *i.e.* $0,5 < \xi_0 < 3,3$ ce qui correspond à un déferlement de type “plongeant” mais proche de la limite du “glissant”, ce qui est effectivement observé *in situ*. Le nombre de Guza et Inman ϵ_0 est compris entre 26 et 29 *i.e.* $\epsilon_0 > 20$. D'après Guza et Inman (1975) [243], nous avons donc une prédominance des conditions dissipatives et des mouvements infragravitaires. Les mesures effectuées sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h montrent en effet la présence dans le spectre des vagues d'un pic de densité aux basses fréquences. L'observation de rouleaux d'écume post-déferlement confirme les conditions dissipatives. Le nombre de Sunamura K_0 est compris entre 5 et 8,6 *i.e.* $3,5 < K_0 < 10$ ce qui signifie selon Sunamura (1988) [244] que le profil transversal “moyen” sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h est un profil “barré” mais en accrétion avec éventuellement une berme en haut de plage. Le nombre de Dalrymple P_0 est compris entre 25504 et 55890, *i.e.* $P_0 > 9000$ ce qui signifie que la barre de déferlement est une structure permanente. Le nombre de Short B_0 est compris entre 38 et 68. D'après Short et Aagaard (1993) [242], si $20 \leq B_0 \leq 50$, il y a présence d'une seule barre tandis que si $50 \leq B_0 \leq 100$, il y a présence de deux barres. La plage de La Palue est donc à la limite entre un système à une barre (*e.g.* Sonu et Van Beek, 1971 [201]; Sonu,

1973 [127]) et un système à deux barres (*e.g.* Ruessink, 1998 [88]; *Castelle et al.*, 2007 [27]; Price et Ruessink, 2011 [245]). A notre connaissance, sans tenir compte de la présence éventuelle de barres intertidales, le système à 2 barres n’est jamais observé sur les plages de La Palue et de Lostmarc’h. Nous en déduisons que la topographie du site et la géométrie de l’échancrure ont une forte influence sur la configuration du système de barre. Enfin, le nombre de Gourlay Ω est compris entre 3,1 et 4,1 *i.e.* $2 < \Omega < 5$. Or, nous avons $RTR_{moy} = MSR/H_{moy} = 6/1,5 = 4,0$. De même, en hiver $RTR_{h,moy} = 3,0$, en automne $RTR_{a,moy} = 3,6$, au printemps $RTR_{p,moy} = 4,9$ et en été $RTR_{e,moy} = 5,3$, *i.e.* $3 \leq RTR \leq 7$. D’après la classification de Masselink et Short (1993) (*cf.* Figure 4.31 du chapitre 4, p. 108), nous avons donc la prédominance d’un système “*Low Tide Bar and Rips*” (LTBR), ce qui est effectivement observé *in situ* (Figure 6.2).

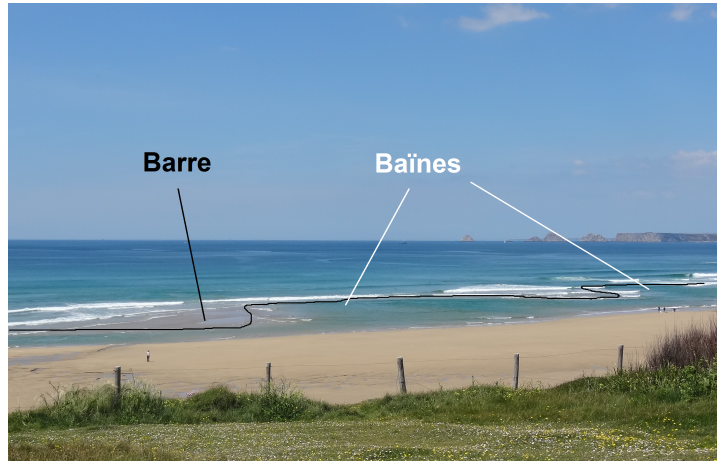


FIGURE 6.2: Système barre/bâines au niveau des basses mers de vive-eau sur la plage de La Palue. Cliché du 14/05/14.

Impact d’une tempête moyenne — Le nombre d’Iribarren ξ_0 est égal à 0,57 *i.e.* $\xi_0 > 0,5$ ce qui correspond à des conditions de déferlement plongeant. Le nombre de Guza ϵ_0 est égal à 42 donc toujours supérieur à 20 avec des conditions dissipatives et de l’infragravité dominante. Le nombre de Sunamura K_0 est égal à 24,8 *i.e.* $K_0 > 20$ ce qui marque le passage à un profil érosif. Le nombre de Dalrymple P_0 égal à 178053 et le nombre de Short B_0 égal à 31 indiquent la présence d’une seule barre. Le nombre de Gourlay Ω est égal à 7,0 et $RTR_{moy} = 6/3,71 = 1,6$. Nous avons donc une transition vers le type “*Barred Dissipative*” de la classification de Masselink et Short (1993) [202] (*cf.* Figure 4.31 du chapitre 4, p. 108).

Impact d’une tempête annuelle — Le nombre d’Iribarren ξ_0 est égal à 0,45 *i.e.* $\xi_0 < 0,5$ ce qui correspond à des conditions de déferlement glissant. Le nombre de Sunamura “explose”, indiquant la migration de la barre vers le large et le recul de la ligne de côte.

6.1.2 Barre intertidale de *swash*

Lorsque des conditions de faibles vagues persistent, les plages se rechargent en matériel sableux par l’intermédiaire de bancs de sable définis comme des barres intertidales de *swash* (*e.g.* Masselink *et al.*, 2006 [76]). Une telle structure a par exemple été observée sur la plage de Lostmarc’h le

08/09/2014 (Figure 6.3). Ces barres intertidales remontent progressivement l'estran jusqu'en haut de plage où le matériel sableux peut éventuellement s'organiser sous la forme d'une berme comme c'est le cas en été au sud de la plage de La Palue.



FIGURE 6.3: Barre intertidale de *swash* sur l'estran intermédiaire de la plage de Lostmarc'h. Cliché du 08/09/14.

6.1.3 Chenaux associés aux courants de déferlement

Les courants sagittaux naturels et de cap modèlent les fonds sableux, creusant des chenaux transversaux larges et profonds. Par fortes vagues d'incidence oblique, nous pouvons également observer le creusement de chenaux longitudinaux, comme ceux photographiés le 05 avril 2014 sur la plage de La Palue, entre l'îlot Guénéron et le haut de plage, suite aux tempêtes intenses et successives de l'hiver 2013/2014 (Figure 6.4a) et le 14 mai 2014 entre les deux plages face à la pointe de Kerdra (Figure 6.4b). Les courants de cap de type vortex tel celui qui se développe sous la pointe de Lostmarc'h tend à piéger le matériel sableux, d'où l'observation *in situ* de bancs de sable intertidaux aux abords de la pointe de Lostmarc'h.



FIGURE 6.4: a) Chenal longitudinal de dérive littorale sur la plage de La Palue, cliché du 05/04/14 ; b) Chenal de courant sagittal en face de la pointe de Kerdra, cliché du 14/05/14.

6.2 Réponses hydrodynamique et hydro-sédimentaire instantanées

6.2.1 Circulation hydrodynamique

Sur les plages de La Palue et de Lostmarc’h, les circulations cellulaires associées aux courants sagittaux naturels et aux courants de cap dominant. Les courants sagittaux naturels (CSN) sont “établis” (Garnier *et al.*, 2012 [231]) et liés au système barre/baïne présent à la frontière entre l’estran inférieur et la plage subtidale (Figure 6.2). Pour des vagues faibles à modérées ($0\text{ m} \leq H_s \leq 2\text{ m}$), nous dénombrons 3 courants sagittaux sur la plage de Lostmarc’h (2 courants de cap + 1 CSN) contre 4 à 5 courants sagittaux sur la plage de La Palue (2 courants de cap + 2 à 3 CSN) (Figure 6.5), caractérisant des circulations “normale” et “transitoire”, respectivement (*e.g.* Short et Masselink, 1999 [43]; Castelle et Coco, 2012 [37]). Il est cependant clair que les CSN sont aussi partiellement contrôlé par les caps, la forme de la plage ou l’îlot Guénéron. Le CSN au nord de la plage de La Palue, qui se développe parfois quasiment dans l’axe de la pointe de Kerdra, subit l’influence des courants de cap de part et d’autre de Kerdra. Le CSN en milieu de plage de La Palue, qui se développe à proximité voire sur le saillant, est contrôlé en partie par l’îlot Guénéron. Le CSN au sud de La Palue n’est pas toujours présent, et sa localisation est également variable, il peut se former plus au niveau du saillant. Les courants de cap sont de deux types : sous forme de vortex si l’inclinaison du cap par rapport à l’axe perpendiculaire à la plage est vers l’intérieur de l’échancrure (pointe de Lostmarc’h, *e.g.* Figures 5.24, 5.25, 5.33a,b, 5.41a et 5.42a) ou sous forme de “jet” si elle est vers l’extérieur de l’échancrure (pointe de C’houbez et pointe de Kerdra côté Lostmarc’h, *e.g.* Figures 5.25 et 5.33a). Ils sont permanents, et au nombre de 4 sur le site. Pour des fortes vagues, leur emprise vers le large et leur intensité deviennent importantes, et un méga-courant de cap se développe sur la plage de Lostmarc’h (Figure 6.6). Par ailleurs, nous n’observons plus qu’un seul CSN, localisé dans la partie centrale de la plage de La Palue.

Le contre-courant de retour “*undertow*” n’est pas dominant. Néanmoins, il peut devenir important par fortes vagues dans les zones à fond plat, en particulier sur la plage de La Palue, plus ouverte et moins pentue que la plage de Lostmarc’h (Figure 6.6).

Les courants longitudinaux de dérive littorale sont très peu développés sur la plage de Lostmarc’h, dont l’indice de confinement est égal à 3 (*cf.* chapitre 1, p. 11 et p. 20), même lorsque les vagues sont d’incidence oblique. Par contre, l’emprise de la plage de La Palue ($\approx 1,5\text{ km}$) est suffisamment grande pour permettre le développement de ces courants de dérive, en particulier pour des fortes vagues d’incidence oblique. La zone la plus concernée est l’estran intermédiaire derrière l’îlot Guénéron (Figure 6.4a).

Influence de la marée

La marée, en faisant varier le niveau d’eau le long de l’axe transversal de la plage, module le déferlement des vagues et donc les courants induits. En particulier, l’intensité des courants sagittaux dépend largement du stade de la marée. Les vitesses des courants sagittaux sont accrues quand le niveau d’eau baisse et sont donc maximales entre la mi-marée et la basse mer (*e.g.* Sonu, 1972 [228]; Brander et Short, 2000 [232]; Castelle *et al.*, 2006b [233]; Austin *et al.*, 2014 [38]). Sur

la plage macrotidale de Perranporth en Cornouailles anglaise (cf. Figure 1.1a du chapitre 1, p. 12), Austin *et al.* (2014) [38] ont observé une vitesse maximale des courants sagittaux naturels 1,5 h avant et après la basse mer ainsi que leur désactivation à pleine mer avec une circulation dominée par des courants longitudinaux sinueux et par l'*undertow*.

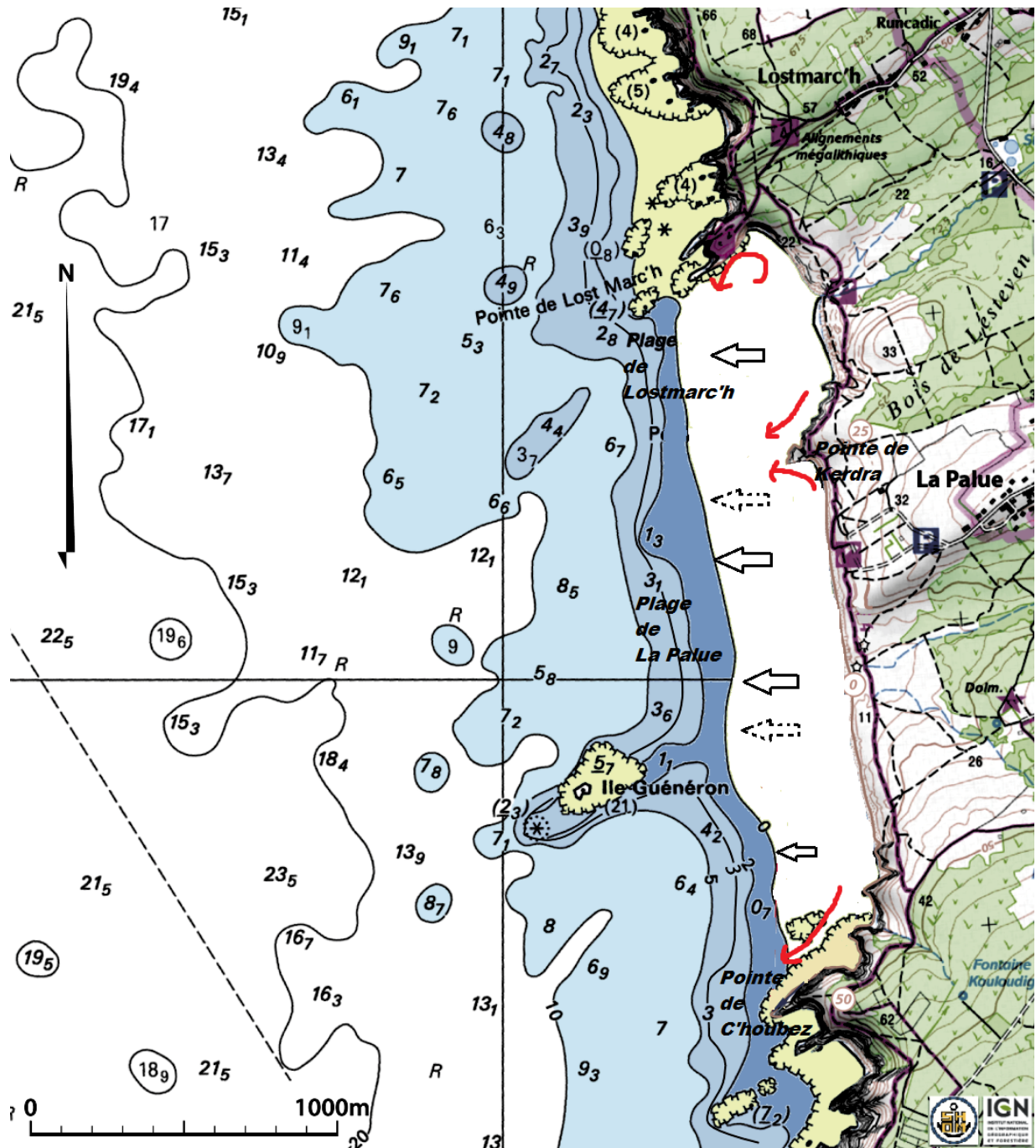


FIGURE 6.5: Circulations dominantes sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues faibles à modérées (beau temps). Les flèches rouges représentent les courants de cap et les grandes flèches noires non pleines les courants sagittaux naturels (les pointillés indiquant que la localisation du courant sagittal peut varier longitudinalement).

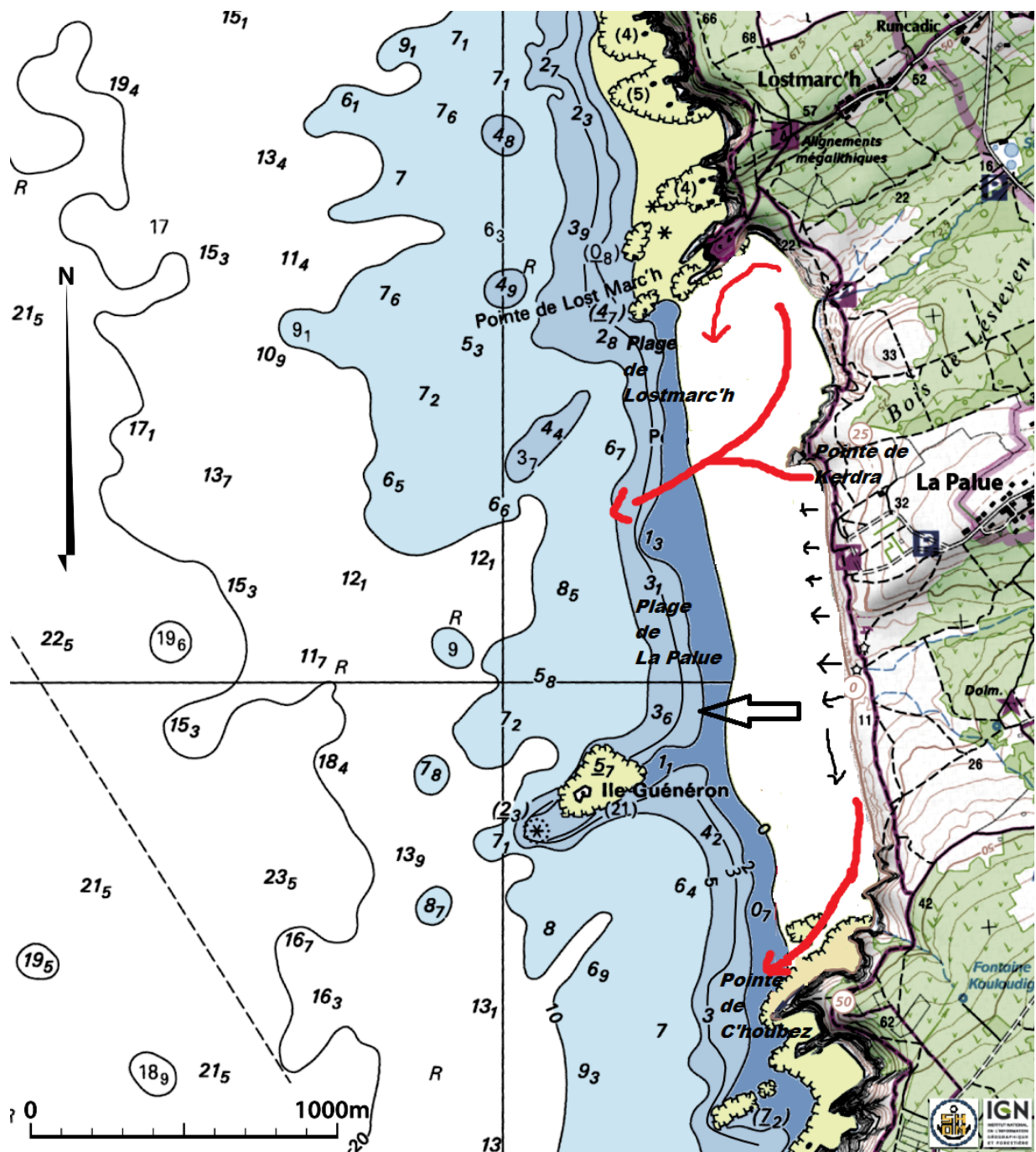


FIGURE 6.6: Circulations dominantes sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues fortes (coup de mer). Les flèches rouges représentent les courants de cap, les grandes flèches noires non pleines les courants sagittaux naturels et les petites flèches noires les courants transversal d'undertow et longitudinal de dérive littorale.

Sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h, nous observons également cette désactivation des courants sagittaux à pleine mer. En revanche les courants de cap sont toujours actifs avec des vitesses de l'ordre de 0,4 à 0,5 m/s. A mi-marée et par fortes vagues, ils sont particulièrement intenses, nous avons par exemple mesuré des vitesses maximales du courant de cap de Kerdra (côté Lostmarc'h) autour de 0,8 à 0,9 m/s entre 3 et 4 h avant et après la basse mer (cf. Figures 4.47 et 4.51 du chapitre 4, p. 122 et p. 125). A pleine mer, moins d'énergie est disponible pour

l'*undertow* que sur les plages ouvertes car une partie est dissipée par frottement sur les caps rocheux et une autre partie est transmise aux courants de cap. A basse mer, si le niveau d'eau descend suffisamment bas, la ligne d'eau "sort" de l'échancrure (les caps n'exercent plus d'influence sur les vagues), une dérive littorale peut se développer en cas de vagues d'incidence oblique.

6.2.2 Flux sédimentaires

Les flux sédimentaires dominants sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h, dont l'intensité varie entre $0,01 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ par faibles vagues et $3 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ par fortes vagues, sont principalement associés aux circulations cellulaires, et par conséquent sont orientés vers le large dans les baïnes et vers la côte au-dessus des barres (*cf.* Figure 5.48a du chapitre 5, p. 190). La majeure partie du transport sédimentaire s'effectue donc dans l'axe transversal de la plage, ce qui est souvent le cas sur les plages enclavées. Cependant, ce transport vers le large ne signifie pas que le matériel sableux sort de la zone de déferlement (*e.g.* Castelle et Coco, 2013 [234]; Brander *et al.*, 2013 [235]). Nous avons vu que les circulations associées aux courants sagittaux peuvent être des vortex clos ou mi-clos qui emprisonnent le matériel sableux. En revanche, les courants de cap sous forme de *jet* sont très efficaces pour expulser le matériel sableux. Par exemple en conditions de fortes vagues d'incidence oblique, le courant de cap de Kerdra côté Lostmarc'h (Figure 6.6) devient très puissant (Figures 5.25a et 5.33d du chapitre 5, p. 162 et p. 169) et induit un flux sédimentaire intense et de forte emprise vers le large (*e.g.* Figure 5.48d du chapitre 5, p. 190). Ceci pourrait être l'une des raisons expliquant que les plages enclavées dont l'indice de confinement est faible (inférieur ou égal à 2) et l'emprise suffisamment grande pour permettre la formation de vortex sont moins menacées par l'érosion lors des tempêtes extrêmes que les petites plages de poche sur lesquelles des méga-courants de cap se développent et expulsent très loin vers le large le matériel sableux (Short, 1985 [42]). En cela, la longueur de la plage ainsi que celle des caps jouent un rôle primordial sur l'organisation des flux sédimentaires. Si le cap n'est pas suffisamment long pour contenir le matériel sableux, le phénomène de "contournement de pointe" par une partie du stock ("*headland sand bypassing*") peut survenir. Un exemple s'est produit lors des tempêtes extrêmes de l'hiver 2013/2014 sur la plage du Minou (Plouzané, Finistère), qui a perdu un stock de sable important à cause de la formation de méga-courants de cap qui l'ont expulsé en dehors de l'échancrure. Le sable est progressivement revenu au cours des années suivantes, mais la majeure partie s'est déposée de l'autre côté du cap rocheux plutôt que dans l'échancrure abritant la plage.

Influence de la marée

La variation du niveau d'eau induite par la marée module les flux sédimentaires le long de l'axe transversal. L'alternance de faibles et de forts marnages au cours du cycle morte-eau vive-eau fait que deux tempêtes d'égale intensité mais tombant à deux moments différents du cycle, par exemple l'une aux mortes-eaux et l'autre aux vives-eaux, n'induisent pas les mêmes flux sédimentaires érosifs. Le coup de mer arrivant en période de vives-eaux est plus érosif car il attaque la dune à pleine mer et participe à l'expulsion de matériel sableux hors de l'échancrure rocheuse à basse mer.

De plus, à basse mer, si la ligne d'eau sort de l'échancrure, les vagues ne ressentent plus l'effet des caps. Par conséquent des vagues d'incidence oblique pourront induire une dérive littorale et donc des flux sédimentaires longitudinaux. Par exemple à basse mer ($z_s = +2 \text{ m}$) et pour des

vagues de hauteur $H_{m0} = 1,4$ m, de période $T_p = 14$ s et de direction $\theta_0 = 273$ °N cent mètres au large du point de déferlement, le modèle prédit dans la zone de déferlement un flux sédimentaire longitudinal dirigé vers le sud d'intensité 0,4 à 0,5 $kg.m^{-1}.s^{-1}$ (Figure 5.51a du chapitre 5, p. 193).

6.3 Flux sédimentaires résiduels à échelle événementielle

Les plages de La Palue et de Lostmarc'h sont un système de deux plages enclavées adjacentes partageant une même pointe centrale (Kerdra). En plus des échanges “classiques” de matériel sableux entre les différentes sous-entités de la plage (plage subtidale proche, estran inférieur, estran intermédiaire, estran supérieur et pied de dune), des échanges “particuliers” se produisent entre les deux plages, par exemple à mi-marée par l'intermédiaire de la baie longitudinale illustrée à la Figure 6.4b, entre la plage de Lostmarc'h et la zone se trouvant au-delà de la pointe de Lostmarc'h et entre la plage de La Palue et la zone se trouvant au-delà de la pointe de C'houbez.

Afin d'estimer ces échanges de matériel sableux au cours des différents climats de vagues, définis au Tableau 5.9 du chapitre 5 (p. 165), pendant la lunaison du 1^{er} septembre 2015 au 29 septembre 2015, nous avons calculé les flux sédimentaires résiduels moyennés sur les différentes sous-entités de la plage des cinq secteurs définis à la Figure 4.61 du chapitre 4, les flux sédimentaires résiduels à travers les frontières de différentes “boîtes” choisies composant la plage subtidale proche et l'estran, et les flux sédimentaires résiduels de contournement de pointe.

6.3.1 Flux sédimentaires résiduels moyennés sur les différentes sous-entités

Les flux sédimentaires résiduels moyennés sur les différentes sous-entités de la plage sont résumés aux Tableaux 6.2 et 6.3 et illustrés à la Figure 6.7.

Différents climats de vagues

Vagues faibles de courte période (climat n° 1) — Sur la plage subtidale, les flux sédimentaires résiduels moyennés transversal et longitudinal sont très faibles $\approx 10^{-4} - 10^{-5} kg.m^{-1}.s^{-1}$ voire nuls dans tous les secteurs. Sur l'estran inférieur, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est faible à très faible ($< 10^{-3} kg.m^{-1}.s^{-1}$) et dirigé vers la côte (“*onshore*”) dans tous les secteurs sauf dans le milieu de la plage de La Palue où il est dirigé vers le large (“*offshore*”). Sur les estrans intermédiaire et supérieur, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore* et globalement compris entre $1.10^{-3} kg.m^{-1}.s^{-1}$ et $5,5.10^{-3} kg.m^{-1}.s^{-1}$. Au pied de la dune, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est également *onshore* et plus accentué dans les secteurs du sud de la plage de La Palue (berme). Le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le sud dans tous les secteurs, de l'estran inférieur jusqu'au pied de la dune. Il est particulièrement faible au sud de la plage de La Palue ($< 10^{-5} kg.m^{-1}.s^{-1}$) et atteint un maximum de $-6,4.10^{-3} kg.m^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran intermédiaire dans le milieu de la plage de La Palue.

Plage/Estran		Subtidale		Inférieure		Intermédiaire		Supérieure		Supratidale	
Flux (kg/m/s)		su	sv	su	sv	su	sv	su	sv	su	sv
Climat n° 1	Secteur 1	$< 10^{-5}$	-4.10^{-4}	9.10^{-4}	-0,0031	0,0032	-0,0044	0,0051	-0,0056	0,0017	-0,0045
	Secteur 2	$< 10^{-5}$	0	10^{-4}	-0,001	0,0015	-0,004	x	x	x	x
	Secteur 3	-2.10^{-5}	-3.10^{-5}	-4.10^{-4}	-0,0022	0,0055	-0,0064	0,0027	-9.10^{-4}	3.10^{-4}	-0,0021
	Secteur 4	x	x	5.10^{-4}	-7.10^{-4}	0,0023	-0,0054	0,0049	-0,0054	0,0021	-0,0054
	Secteur 5	$< 10^{-5}$	-4.10^{-5}	$< 10^{-5}$	-10^{-5}	0,001	-0,0029	0,0034	-0,014	0,0045	-0,018
Climat n° 2	Secteur 1	0,0018	-0,0036	0,039	-0,074	0,04	-0,072	0,033	-0,061	0,0048	0,0055
	Secteur 2	-0,0026	-0,0012	0,0015	-0,0081	0,021	-0,012	x	x	x	x
	Secteur 3	-0,0029	0,0083	0,0097	0,014	0,016	-0,0028	0,016	0,0047	0,0025	0,0029
	Secteur 4	x	x	0,03	-0,019	0,036	-0,034	0,038	-0,025	0,011	-0,02
	Secteur 5	-4.10^{-4}	-6.10^{-4}	-0,0015	-0,014	0,019	-0,035	0,028	-0,093	0,026	-0,112
Climat n° 3	Secteur 1	0,014	-0,078	0,099	-0,419	0,04	-0,215	0,034	-0,071	0,0069	0,025
	Secteur 2	-0,037	-0,052	-0,041	-0,178	0,012	-0,09	x	x	x	x
	Secteur 3	-0,072	0,014	-0,018	-0,018	0,031	0,015	0,019	0,009	0,0036	-0,052
	Secteur 4	x	x	0,15	-0,046	0,061	-0,098	0,044	-0,059	0,011	-0,026
	Secteur 5	-0,0086	-0,038	-0,03	-0,17	0,0039	-0,16	0,0015	-0,121	0,014	-0,08
Climat n° 4	Secteur 1	7.10^{-4}	-0,0011	0,024	-0,063	0,05	-0,153	0,028	-0,038	0,0014	0,0028
	Secteur 2	-0,005	-0,0019	0,0014	-0,035	0,035	-0,114	x	x	x	x
	Secteur 3	-0,0073	-4.10^{-4}	-0,0039	-0,024	0,041	-0,032	0,014	0,0018	7.10^{-4}	0,0014
	Secteur 4	x	x	0,04	-0,0082	0,061	-0,072	0,04	-0,054	0,0065	-0,015
	Secteur 5	-5.10^{-5}	-10^{-5}	6.10^{-4}	-0,0056	0,025	-0,085	0,02	-0,144	0,012	-0,072
Climat n° 5	Secteur 1	5.10^{-4}	-2.10^{-4}	0,011	-0,02	0,018	-0,034	0,016	-0,0081	0,0026	0,005
	Secteur 2	10^{-4}	-3.10^{-4}	0,0051	-0,01	0,0096	-0,027	x	x	x	x
	Secteur 3	-8.10^{-4}	-2.10^{-4}	0,0075	-0,0066	0,016	-0,0055	0,0075	0,0013	0,0014	0,0016
	Secteur 4	x	x	0,014	-0,0031	0,016	-0,017	0,012	-0,017	0,0038	-0,013
	Secteur 5	0	-2.10^{-5}	9.10^{-4}	-0,0017	0,0084	-0,024	0,0071	-0,038	0,0061	-0,043

TABLEAU 6.2: Flux sédimentaires résiduels transversaux (su) et longitudinaux (sv) moyennés sur les différentes sous-entités dans les cinq secteurs pour différents climats de vagues.

Plage/Estran	Subtidale		Inférieure		Intermédiaire		Supérieure		Supratidale	
	su	sv	su	sv	su	sv	su	sv	su	sv
Secteur 1	0,017	-0,083	0,174	-0,579	0,151	-0,478	0,116	-0,184	0,017	0,034
Secteur 2	-0,039	-0,055	-0,033	-0,232	0,079	-0,245	x	x	x	x
Secteur 3	-0,083	0,022	-0,005	-0,037	0,109	-0,031	0,06	0,016	0,009	-0,041
Secteur 4	x	x	-0,234	-0,077	0,067	-0,226	0,139	-0,16	0,034	-0,124
Secteur 5	-0,009	-0,039	-0,033	-0,192	0,057	-0,263	0,059	-0,41	0,062	-0,253

TABLEAU 6.3: Flux sédimentaires résiduels transversaux (su) et longitudinaux (sv) moyennés sur les différentes sous-entités constitutives des plages de La Palue et de Lostmarc'h dans les cinq secteurs au bout d'une lunaison.

Vagues modérées de périodes élevées (climats n° 2 et n° 4) — Sur la plage subtidale, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore* dans la zone de la moitié nord de la plage de Lostmarc'h (maximum de $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et *offshore* dans les autres secteurs (maximum de $-7,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ dans le milieu de la plage de La Palue). Le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le sud dans tous les secteurs sauf dans le milieu de la plage de La Palue où il est dirigé vers le nord au cours du climat n° 2 ($8,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et vers le sud au cours du climat n° 4 ($-4 \cdot 10^{-4} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$). Sur l'estran et jusqu'au pied de la dune de la moitié nord de la plage de Lostmarc'h et sur l'estran dans la zone de la pointe de Kerdra, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore* et atteint un maximum de $0,05 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran intermédiaire. Sur l'estran et jusqu'au pied de la dune du milieu de la plage de La Palue et de la zone du saillant, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est tout le temps *onshore* sauf sur l'estran inférieur en milieu de plage de La Palue au cours du climat n° 4 ($-3,9 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$). En milieu de plage de La Palue, le maximum est atteint sur l'estran intermédiaire au climat n° 4 ($0,041 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ contre $0,016 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ au climat n° 2). Dans la zone du saillant, le maximum est atteint sur les estrans supérieur au climat n° 2 ($0,038 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et intermédiaire au climat n° 4 ($0,061 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$). Dans le sud de la plage de La Palue, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore*, sauf sur l'estran inférieur au climat n° 2 ($-1,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$), avec un maximum de $0,028 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran supérieur au climat n° 2. Dans les zones de la moitié nord de la plage de Lostmarc'h, de la pointe de Kerdra, du saillant et du sud de la plage de La Palue, le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal sur l'estran est dirigé vers le sud, avec un maximum de $-0,153 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran intermédiaire de la moitié nord de la plage de Lostmarc'h, de $-0,014 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran intermédiaire de la zone de la pointe de Kerdra, de $-0,072 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran intermédiaire de la zone du saillant et de $-0,144 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran supérieur du sud de la plage de La Palue. Dans le milieu de la plage de La Palue, sur l'estran le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le nord au cours du climat n° 2 (valeur maximale de $0,014 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran inférieur) sauf sur l'estran intermédiaire ($-0,0028 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$), et vers le sud au cours du climat n° 4 (valeur maximale de $-0,032 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran intermédiaire). Au pied de la dune, dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h ainsi que dans le milieu de la plage de La Palue, le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le nord et inférieur à $5,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Au niveau du saillant et dans le sud de la plage de La Palue, il est dirigé vers le sud et est particulièrement important dans le sud de la plage ($-0,112 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) à cause de la présence de la berme.

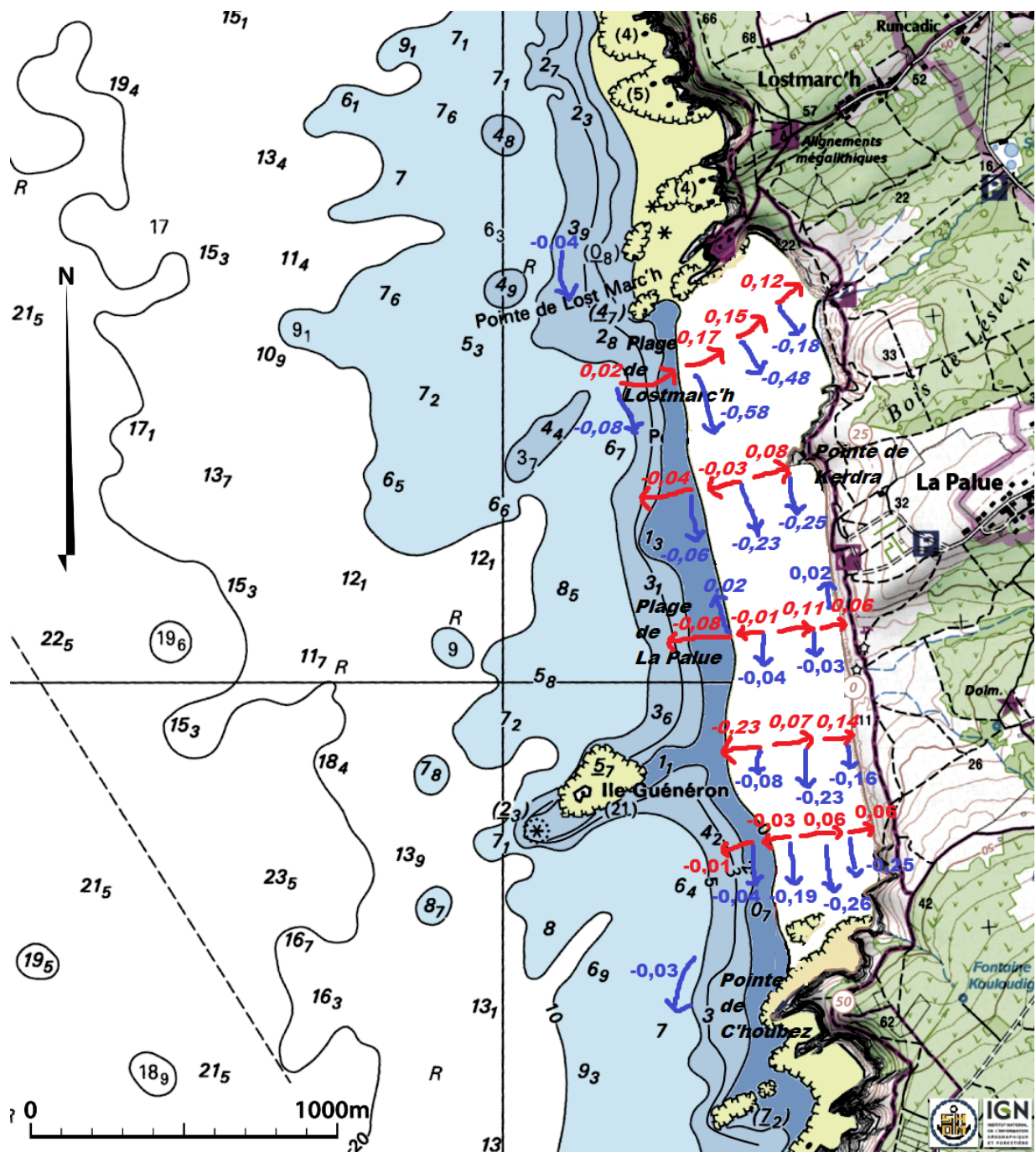


FIGURE 6.7: Bilan des flux sédimentaires résiduels moyennés (en $kg.m^{-1}.s^{-1}$) sur les différentes sous-entités et par contournement de pointe après la lunaison du 01/09/2015 au 29/09/2015.

Vagues modérées à fortes de périodes modérées (climat n° 3) — Sur la plage subtidale, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore* dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h ($0,014 kg.m^{-1}.s^{-1}$) et *offshore* dans les autres secteurs avec un minimum de $-0,0086 kg.m^{-1}.s^{-1}$ au sud de la plage de La Palue et un maximum de $-0,07 kg.m^{-1}.s^{-1}$ dans le milieu de la plage de La Palue. Le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal sur la plage subtidale est dirigé vers le sud dans tous les secteurs, avec un minimum de $-0,038 kg.m^{-1}.s^{-1}$ au sud de la plage de La Palue et un maximum de $-0,078 kg.m^{-1}.s^{-1}$ au nord de la plage de Lostmarc'h, sauf en milieu de plage de La Palue où il est dirigé vers le nord ($0,014 kg.m^{-1}.s^{-1}$). Sur l'estran inférieur, le flux sé-

dimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore* dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h ($0,099 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$) et dans la zone du saillant ($0,15 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$), et *offshore* dans les autres secteurs, entre $-0,02 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ et $-0,04 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$. Sur les estrans intermédiaire et supérieur, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore* dans tous les secteurs ($0,1 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran supérieur de la moitié nord de la plage de Lostmarc'h ; $0,01 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran intermédiaire de la zone de la pointe de Kerdra). Sur l'estran inférieur, le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le sud dans tous les secteurs, avec une valeur particulièrement élevée dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h ($-0,42 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$) en comparaison à celle du milieu de la plage de La Palue ($-0,018 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$). Sur les estrans intermédiaire et supérieur, le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le sud dans tous les secteurs, avec des valeurs particulièrement élevée de $-0,215 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran intermédiaire du nord de la plage de Lostmarc'h et de $-0,16 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran intermédiaire du sud de la plage de La Palue, sauf dans le secteur du milieu de la plage de La Palue où il est dirigé vers le nord ($0,015 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran intermédiaire et $9.10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran supérieur). Au pied de la dune, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore* dans tous les secteurs, avec un maximum de $0,014 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ dans le sud de la plage de La Palue. Le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le sud sur la plage de La Palue, avec un maximum de $-0,08 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ dans le sud de la plage, et vers le nord sur la plage de Lostmarc'h ($0,052 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$).

Vagues faibles à modérées de périodes modérées (climat n° 5) — Sur la plage subtidale, les flux sédimentaires résiduels moyenné transversal et longitudinal sont très faibles dans tous les secteurs ($< \pm 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$). Sur l'estran et jusqu'au pied de la dune, le flux sédimentaire résiduel moyenné transversal est *onshore* dans tous les secteurs, avec globalement les valeurs les plus élevées sur l'estran intermédiaire ($0,018 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h ; $0,016 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ dans le milieu de la plage de La Palue et dans la zone du saillant). Le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le sud sur l'ensemble de l'estran, avec une valeur minimale de $-1,7.10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran inférieur au sud de la plage de La Palue et sur l'estran supérieur au niveau du saillant et une valeur maximale de $-0,038 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ sur l'estran supérieur au sud de la plage de La Palue, sauf sur l'estran supérieur au milieu de la plage de La Palue où il est dirigé vers le nord ($1,3.10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$). Au pied de la dune, le flux sédimentaire résiduel moyenné longitudinal est dirigé vers le nord dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h ($5.10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$) et dans le milieu de la plage de La Palue ($1,6.10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$), et vers le sud dans les autres secteurs, avec un maximum de $-0,043 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ dans le sud de la plage de La Palue.

Synthèse

Flux sédimentaires résiduels moyennés longitudinaux — Durant la lunaison du 01/09/2015 au 29/09/2015, les vagues de secteur ouest-nord-ouest étaient dominantes. Elles ne sont passées au secteur ouest-sud-ouest qu'en de rares occasions lors de l'arrivée de houles longues le 08/09 et des houles pre- et post-coup de mer, respectivement le 13/09 et le 15/09, et sans jamais s'y maintenir longtemps (cf. Figure 5.29 du chapitre 5, p. 165). Pour cette raison, les flux sédimentaires résiduels longitudinaux sont très largement dirigés vers le sud sur les différentes entités de la plage. Nous discutons ci-après leur intensité sans distinction de signe. Pour des vagues faibles et de courtes périodes, les flux sédimentaires résiduels longitudinaux sont très faibles sur la plage subtidale proche ($< 4.10^{-4} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$) et faibles sur l'estran ($< 6,3.10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$). Pour des vagues modérées,

ils s'élèvent jusqu'à $8,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur la plage subtidale proche (milieu de plage de La Palue) et jusqu'à $0,153 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran (plage de Lostmarc'h). Pour des vagues fortes, ils s'élèvent jusqu'à $0,078 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur la plage subtidale proche (plage de Lostmarc'h) et jusqu'à $0,42 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ sur l'estran (plage de Lostmarc'h). Il est évident que le courant de cap de Kerdra qui se développe sous forme de "jet" sur la plage de Lostmarc'h joue un rôle crucial sur les flux sédimentaires résiduels longitudinaux et donc les échanges sédimentaires.

Flux sédimentaires résiduels moyennés transversaux — Pour des vagues faibles de courtes périodes, les flux sédimentaires résiduels transversaux sont très faibles sur la plage subtidale ($< 10^{-4} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et faibles sur l'estran ($< 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$), et globalement vers la côte. Pour des vagues modérées, ils sont accentués sur la plage subtidale où ils sont plutôt vers le large jusqu'à $-7,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ (milieu de plage de La Palue), et sur l'estran où ils sont globalement vers la côte, jusqu'à $0,061 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ (saillant). Pour des vagues fortes, ils sont plutôt vers le large sur la plage subtidale (sauf à Lostmarc'h) jusqu'à $-0,072 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ (milieu de plage de La Palue), ainsi que sur l'estran inférieur (sauf à Lostmarc'h et sur le saillant), jusqu'à $-0,041 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ (zone de la pointe de Kerdra), et vers la côte dans tous les secteurs sur les estrans intermédiaire et supérieur, jusqu'à $0,061 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ (saillant). Le courant de cap de Kerdra joue un rôle évident dans l'évacuation vers le large du matériel sableux.

6.3.2 Flux sédimentaires résiduels au travers des frontières des différentes sous-entités

Les flux sédimentaires résiduels à travers les frontières transversales des différentes sous-entités pour différents climats de vagues et sur l'ensemble de la lunaison sont résumés au Tableau 6.4. Les flux sédimentaires résiduels à travers les frontières longitudinales des différentes sous-entités pour différents climats de vagues et sur l'ensemble de la lunaison sont résumés au Tableau 6.5. Enfin, la Figure 6.8 résume les zones de dépôt et d'érosion après une lunaison déduites des flux sédimentaires résiduels à travers les frontières des différentes sous-entités.

Les zones où l'érosion domine se concentrent dans la partie nord de la plage de Lostmarc'h, sur l'estran inférieur de la partie nord de la plage de Lostmarc'h, sur les estrans intermédiaire et supérieur de la partie centrale de la plage de La Palue et dans la zone subtidale et sur l'estran inférieur de la partie sud de la plage de La Palue. Partout ailleurs, le dépôt domine.

Flux sédimentaires résiduels transversaux

Les flux sédimentaires résiduels entre le large et la plage subtidale proche dépendent fortement de la sous-entité considérée. Ils sont globalement négatifs *i.e.* vers le large dans la moitié sud de la plage de Lostmarc'h et dans la moitié nord de la plage de La Palue, et positifs *i.e.* vers la côte dans les autres boîtes. Pour des vagues fortes, les flux sédimentaires résiduels sont élevés en particulier au milieu ($0,084 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et au sud ($0,072 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) de la plage de La Palue. Pour des vagues faibles, ils sont faibles à très faibles ($< 10^{-2}$) voire quasi-nuls. Le signe des flux sédimentaires résiduels entre la plage subtidale proche et l'estran inférieur suit globalement celui entre le large et la plage subtidale proche. En revanche l'intensité diffère, ils sont globalement plus élevés, par exemple jusqu'à $0,221 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h pour

des vagues fortes.

Echanges entre sous-entités	large \rightleftharpoons zone subtidale proche	zone subtidale proche \rightleftharpoons estran inférieur	estran inférieur \rightleftharpoons estran intermédiaire	estran intermédiaire \rightleftharpoons estran supérieur	estran supérieur \rightleftharpoons pied de dune
	su (kg/m/s) boîte 1 (nord Lostmarc'h)				
Climat n° 1	$< -10^{-5}$	$1,71 \cdot 10^{-3}$	$2,73 \cdot 10^{-3}$	$8,77 \cdot 10^{-3}$	$3,61 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 2	$2 \cdot 10^{-3}$	0,069	0,093	0,073	0,014
Climat n° 3	0,024	0,221	0,188	0,084	0,015
Climat n° 4	$5,3 \cdot 10^{-4}$	0,062	0,128	0,052	$5,4 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 5	$1,9 \cdot 10^{-4}$	0,023	0,031	0,02	$6,18 \cdot 10^{-3}$
Sur la lunaison	0,027	0,377	0,443	0,238	0,044
	su (kg/m/s) boîte 2 (sud Lostmarc'h)				
Climat n° 1	$< -10^{-5}$	$-6 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-4}$
Climat n° 2	$-1,1 \cdot 10^{-3}$	$-6,09 \cdot 10^{-3}$	0,027	$2,79 \cdot 10^{-3}$	$7,88 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 3	$-8,08 \cdot 10^{-3}$	-0,035	0,021	$-6,65 \cdot 10^{-3}$	0,011
Climat n° 4	$-2 \cdot 10^{-5}$	$-7 \cdot 10^{-5}$	0,035	0,012	$4,44 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 5	$2 \cdot 10^{-5}$	$1,18 \cdot 10^{-3}$	0,019	$8,41 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$
Sur la lunaison	$-9,18 \cdot 10^{-3}$	-0,042	0,102	0,017	0,029
	su (kg/m/s) boîte 3 (nord La Palue)				
Climat n° 1	$< -10^{-5}$	$-1,3 \cdot 10^{-4}$	$9,6 \cdot 10^{-4}$	$3,32 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 2	$-1,81 \cdot 10^{-3}$	$1,69 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	0,021	$9,75 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 3	-0,023	-0,024	$3,78 \cdot 10^{-3}$	0,018	0,012
Climat n° 4	$-1,28 \cdot 10^{-3}$	-0,011	$9,68 \cdot 10^{-3}$	0,028	$2,56 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 5	$-1,9 \cdot 10^{-4}$	$-9,6 \cdot 10^{-4}$	0,015	0,011	$4,37 \cdot 10^{-3}$
Sur la lunaison	-0,026	-0,034	0,031	0,081	0,03
	su (kg/m/s) boîte 4 (milieu La Palue)				
Climat n° 1	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$< -10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$5,21 \cdot 10^{-3}$	$5,25 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 2	0,04	0,011	0,045	0,046	0,022
Climat n° 3	0,084	0,069	0,075	0,041	0,022
Climat n° 4	0,014	$5,63 \cdot 10^{-3}$	0,038	0,057	0,014
Climat n° 5	$2,82 \cdot 10^{-3}$	$4,43 \cdot 10^{-3}$	0,024	0,02	$8,78 \cdot 10^{-3}$
Sur la lunaison	0,141	0,09	0,184	0,169	0,072
	su (kg/m/s) boîte 5 (sud La Palue)				
Climat n° 1	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$-1,7 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$3,82 \cdot 10^{-3}$
Climat n° 2	$9,65 \cdot 10^{-3}$	$6,12 \cdot 10^{-3}$	0,015	0,018	0,025
Climat n° 3	0,072	0,03	0,025	0,013	0,023
Climat n° 4	$4,71 \cdot 10^{-3}$	$5,74 \cdot 10^{-3}$	0,019	0,026	0,02
Climat n° 5	$1,21 \cdot 10^{-3}$	$1,93 \cdot 10^{-3}$	$8,36 \cdot 10^{-3}$	$6,66 \cdot 10^{-3}$	$7,69 \cdot 10^{-3}$
Sur la lunaison	0,088	0,044	0,067	0,064	0,08

TABLEAU 6.4: Flux sédimentaires résiduels à travers les frontières transversales des différentes sous-entités constitutives des plages de La Palue et de Lostmarc'h suivant le climat de vagues.

	zone subtidale proche	estran inférieur	estran intermédiaire	estran supérieur
	sv (kg/m/s) boîte 1 (nord Lostmarc'h) \rightleftharpoons boîte 2 (sud Lostmarc'h)			
Climat n° 1	$< -10^{-5}$	$-3,83 \cdot 10^{-3}$	-0,01	-0,024
Climat n° 2	$-4,1 \cdot 10^{-3}$	-0,088	-0,059	-0,123
Climat n° 3	-0,089	-0,457	-0,185	-0,122
Climat n° 4	$-1,71 \cdot 10^{-3}$	-0,085	-0,135	-0,103
Climat n° 5	$-4 \cdot 10^{-4}$	-0,03	-0,025	-0,03
Sur la lunaison	-0,095	-0,664	-0,414	-0,402
	sv (kg/m/s) boîte 2 (sud Lostmarc'h) \rightleftharpoons boîte 3 (nord La Palue)			
Climat n° 1	$< 10^{-5}$	$7,1 \cdot 10^{-4}$	$-4,2 \cdot 10^{-4}$	X
Climat n° 2	$-1,93 \cdot 10^{-3}$	$3,29 \cdot 10^{-3}$	$-7,68 \cdot 10^{-3}$	X
Climat n° 3	-0,063	-0,158	-0,062	X
Climat n° 4	$-1,64 \cdot 10^{-3}$	-0,038	-0,121	X
Climat n° 5	$-2,8 \cdot 10^{-4}$	-0,011	-0,024	X
Sur la lunaison	-0,067	-0,203	-0,215	X
	sv (kg/m/s) boîte 3 (nord La Palue) \rightleftharpoons boîte 4 (milieu La Palue)			
Climat n° 1	$< -10^{-5}$	$-3,17 \cdot 10^{-3}$	0,019	0,028
Climat n° 2	0,015	-0,026	0,034	0,098
Climat n° 3	0,042	-0,151	-0,026	0,115
Climat n° 4	$-9,4 \cdot 10^{-4}$	-0,1	-0,031	0,126
Climat n° 5	$-6,3 \cdot 10^{-4}$	-0,028	0,023	0,041
Sur la lunaison	0,055	-0,308	0,019	0,408
	sv (kg/m/s) boîte 4 (milieu La Palue) \rightleftharpoons boîte 5 (sud La Palue)			
Climat n° 1	$3 \cdot 10^{-4}$	$-5,9 \cdot 10^{-4}$	$-5,88 \cdot 10^{-3}$	-0,01
Climat n° 2	0,038	$1,7 \cdot 10^{-3}$	-0,032	-0,042
Climat n° 3	0,223	0,028	-0,036	-0,05
Climat n° 4	0,02	$-3,68 \cdot 10^{-3}$	-0,052	-0,09
Climat n° 5	$4,23 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$	-0,012	-0,025
Sur la lunaison	0,286	0,025	-0,138	-0,217

TABLEAU 6.5: Flux sédimentaires résiduels à travers les frontières longitudinales internes des différentes sous-entités constitutives des plages de La Palue et de Lostmarc'h suivant différents climat de vagues.

Les flux sédimentaires résiduels entre l'estran inférieur et l'estran intermédiaire sont positifs donc vers la côte, avec des valeurs particulièrement élevées pour des vagues fortes, jusqu'à $0,188 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h, sauf au nord de la plage de La Palue où ils restent faibles ($< 10^{-2} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$) et sont plus élevés pour des vagues plus faibles. Les flux sédimentaires résiduels entre l'estran intermédiaire et l'estran supérieur sont également positifs donc vers la côte, mais restent inférieurs à $0,084 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$, valeur maximale atteinte dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h. Les flux sédimentaires résiduels entre l'estran supérieur et le pied de dune sont toujours positifs donc vers la côte, les valeurs les plus élevées se trouvant dans le milieu ($0,022 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ par vagues modérées à fortes) et dans le sud ($0,025 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ par vagues modérées à fortes) de la plage de La Palue.

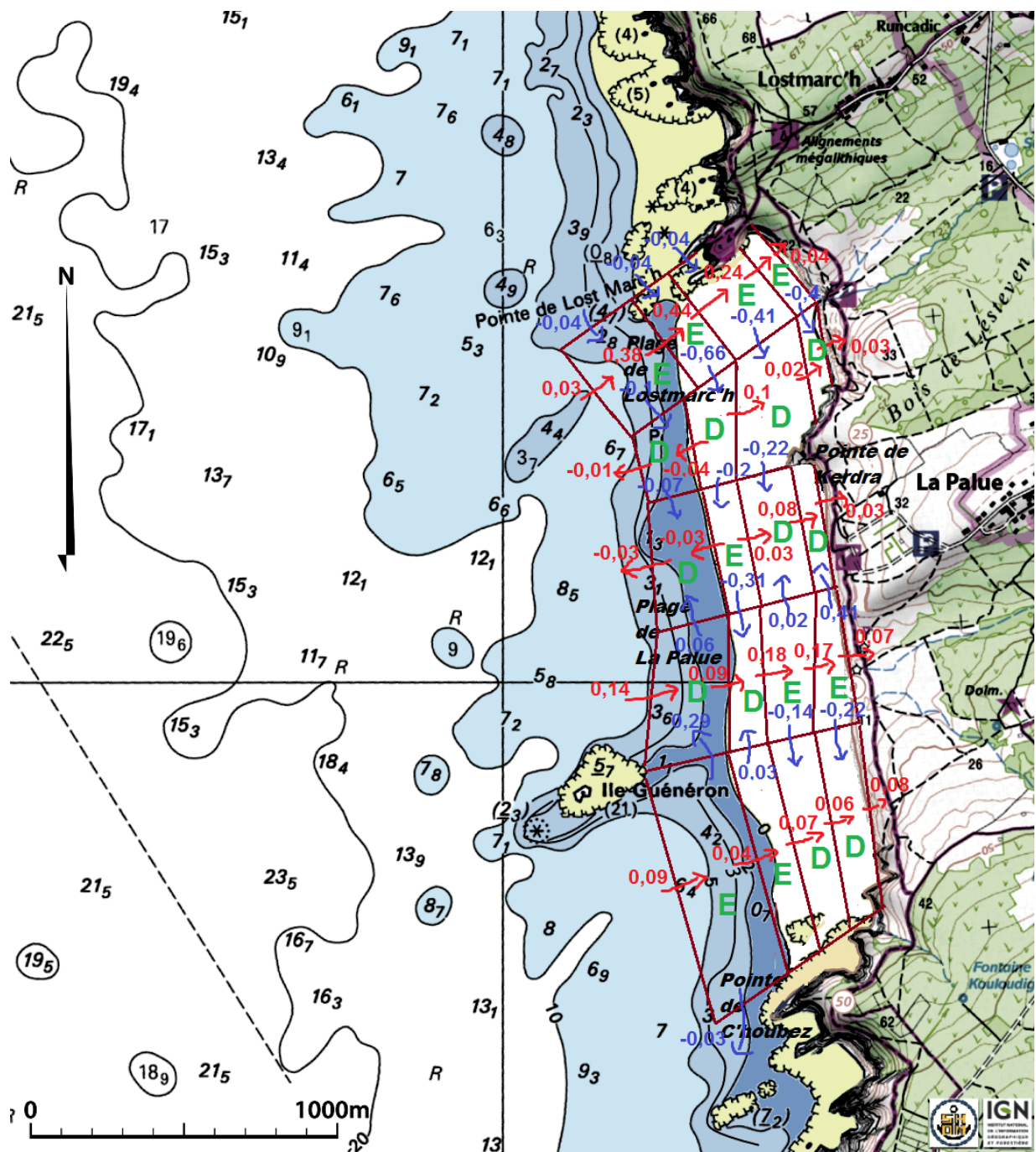


FIGURE 6.8: Bilan des flux résiduels prédits (en $kg.m^{-1}.s^{-1}$) à travers les frontières de différentes sous-entités choisies après une lunaison (du 01/09/2015 au 29/09/2015).

Flux sédimentaires résiduels longitudinaux

Les flux sédimentaires résiduels longitudinaux sont très largement dirigés vers le sud sous l'effet des vagues de secteur ouest-nord-ouest. Le maximum est atteint dans la moitié nord de la plage de Lostmarc'h pour des vagues fortes ($-0,158 kg.m^{-1}.s^{-1}$). Il y a cependant des secteurs où ils sont positifs *i.e.* dirigés vers le nord, en zone subtidale proche entre le milieu et le sud de la plage de La Palue (jusqu'à $0,223 kg.m^{-1}.s^{-1}$ pour des vagues fortes) et entre le nord et le milieu de la plage de La Palue (jusqu'à $0,042 kg.m^{-1}.s^{-1}$ pour des vagues fortes), et sur les estrans intermédiaire et

supérieur entre le nord et le milieu de la plage de La Palue (jusqu'à $0,126 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$).

Flux sédimentaires résiduels de contournement de pointe

Les flux sédimentaires résiduels totaux de contournement des pointes de Lostmarc'h (nord), de Kerdra et de C'houbez (sud) sont montrés à la Figure 6.8. Les flux sédimentaires résiduels de contournement des pointes rocheuses de Lostmarc'h (nord), de Kerdra et de C'houbez (sud) durant les différents climats de vagues observés et sur la lunaison sont synthétisés au Tableau 6.6.

Le flux sédimentaire résiduel de contournement de pointe total est toujours dirigé vers le sud, en raison de la prédominance des vagues de secteur ouest-nord-ouest. Au cours du climat n° 1, pour des vagues faibles de périodes courtes, le flux sédimentaire résiduel de contournement de pointe au devant des pointes de Lostmarc'h et de Kerdra est dirigé vers le sud et très faible ($< -10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$), celui au-devant de la pointe (plus longue) de C'houbez est nul. Au cours du climat n° 2, pour des vagues modérées pouvant atteindre des périodes jusqu'à 18 s, le flux sédimentaire résiduel de contournement de la pointe de Kerdra est dirigé vers le sud et maximal ($-7,8.10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$). Au cours du climat n° 3, pour des vagues modérées à fortes, le flux sédimentaire résiduel de contournement de pointe est maximal au-devant de la pointe de Kerdra ($-0,033 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$) et minimal au-devant de la pointe de C'houbez ($-0,021 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$). Au cours du climat n° 4, les vagues redeviennent modérées et le flux sédimentaire résiduel de contournement de pointe devient faible au-devant des pointes de Lostmarc'h et de C'houbez, mais reste conséquent au-devant de la pointe de Kerdra ($-0,081 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$). Au cours du climat n° 5, les vagues sont de plus en plus faibles et le flux sédimentaire résiduel de contournement de pointe de plus en plus petit au-devant des pointes de Lostmarc'h et de C'houbez. Il reste modéré ($-0,017 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$) au-devant de la pointe de Kerdra.

Sur l'ensemble de la lunaison, le flux sédimentaire résiduel de contournement de pointe est de $-0,124 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ au-devant de la pointe de Kerdra (longue de 110 m), de $-0,041 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ au-devant de la pointe de Lostmarc'h (longue de 250 m) et de $-0,025 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ au-devant de la pointe de C'houbez (longue de 460 m). Il apparaît donc clairement que la longueur des caps est primordiale pour estimer les échanges de matériel sableux par contournement de pointe et par conséquent la vulnérabilité d'une plage enclavée face à une érosion massive par tempête. Cela démontre l'intérêt et l'importance d'une analyse statistique poussée de la géométrie des plages (voir p. 11 du chapitre 1 et Bowman *et al.*, 2009 [15]).

Pointe rocheuse	Lostmarc'h (250 m)	Kerdra (110 m)	C'houbez (460 m)
Climat n° 1	$-5.10^{-4} \text{ kg/m/s}$	$-8.10^{-4} \text{ kg/m/s}$	0 kg/m/s
Climat n° 2	$-0,0056 \text{ kg/m/s}$	$-0,0078 \text{ kg/m/s}$	$-0,0017 \text{ kg/m/s}$
Climat n° 3	$-0,026 \text{ kg/m/s}$	$-0,033 \text{ kg/m/s}$	$-0,021 \text{ kg/m/s}$
Climat n° 4	$-0,0077 \text{ kg/m/s}$	$-0,081 \text{ kg/m/s}$	$-0,0022 \text{ kg/m/s}$
Climat n° 5	$-0,0017 \text{ kg/m/s}$	$-0,017 \text{ kg/m/s}$	$-4.10^{-4} \text{ kg/m/s}$
Sur la lunaison	$-0,041 \text{ kg/m/s}$	$-0,124 \text{ kg/m/s}$	$-0,025 \text{ kg/m/s}$

TABLEAU 6.6: Flux sédimentaires résiduels totaux de contournement de pointe durant les différents climats de vagues observés et sur la lunaison.

6.4 Impact morphologique de la remontée du niveau de la mer pour des conditions de vagues moyennes et extrêmes

Nous étudions de manière exploratoire la prédiction par le modèle XBeach de l'impact d'une remontée "brusque" du niveau moyen de la mer (+80 cm, caractérisant un scénario représentatif des prédictions du GIEC (2014) [4], *cf.* chapitre 1, p. 10) pour diverses conditions de vagues moyenne et extrêmes (annuelle, décennale et cinquantennale déduites d'une loi de Weibull, *cf.* Tableaux 4.1, 4.2 et Figure 4.5 du chapitre 4, p. 76 et 77) sur l'évolution morphologique d'un profil de plage transversal (nous ignorons donc toute variabilité latérale) à une courte échelle de temps d'une heure. Le profil de fond considéré correspond au transect C8 situé dans le sud de la plage de La Palue (*cf.* Figure 4.28 du chapitre 4, p. 105), zone fortement touchée (large érosion du cordon dunaire) lors des tempêtes extrêmes.

L'impact d'une houle moyenne ($H_s = 1,5$ m et $T_p = 11$ s) et celui des tempêtes annuelle ($H_s = 5,9$ m et $T_p = 14$ s), décennale ($H_s = 8,2$ m et $T_p = 14$ s) et cinquantennale ($H_s = 9,8$ m et $T_p = 14$ s) est donc étudié, pour deux niveaux marins : "actuel" *i.e.* sans surélévation ($z_s^+ = 0$ cm) et "surélevé de 80 cm" ($z_s^+ = 80$ cm). Pour chaque condition de vagues (moyennes ou extrêmes) et de niveaux marins (actuel ou surélevé), nous considérons cinq situations de marée : morte-eau extrême, morte-eau moyenne, marée moyenne, vive-eau moyenne ou vive-eau extrême. Les Figures 6.9, 6.10, 6.11 et 6.12 illustrent les résultats obtenus respectivement pour des vagues moyenne, annuelle, décennale et cinquantennale.

L'évolution morphologique du profil transversal, composé de la zone subtidale, de l'estran et de la dune (*cf.* Figure 2.1 du chapitre 2, p. 25), est différente d'un scénario à l'autre.

Pour une houle moyenne, la remontée du niveau de la mer a peu d'influence. Les variations morphologiques le long du profil demeurent faibles, avec toutefois une accentuation en période de vives-eaux où l'on peut observer la formation d'un bourrelet en pied de dune.

Pour une houle annuelle, nous observons déjà des différences significatives d'évolution morphologique entre le scénario du niveau de la mer actuel et celui d'une remontée du niveau de la mer. En période de morte-eau, les différences restent faibles, cependant dès les marées moyennes, la barre d'estran générée par le rejet vers le large du matériel sédimentaire érodé au niveau de la dune est plus ample et plus épaisse pour le scénario d'une remontée du niveau de la mer. C'est en particulier vrai en période de vive-eau extrême, où la dune est érodée jusqu'à une altitude de +14 m contre +10 m en vive-eau moyenne.

Pour des houles décennale et cinquantennale, le constat est identique au scénario de la houle annuelle, avec un creusement encore plus prononcé au niveau du pied de dune.

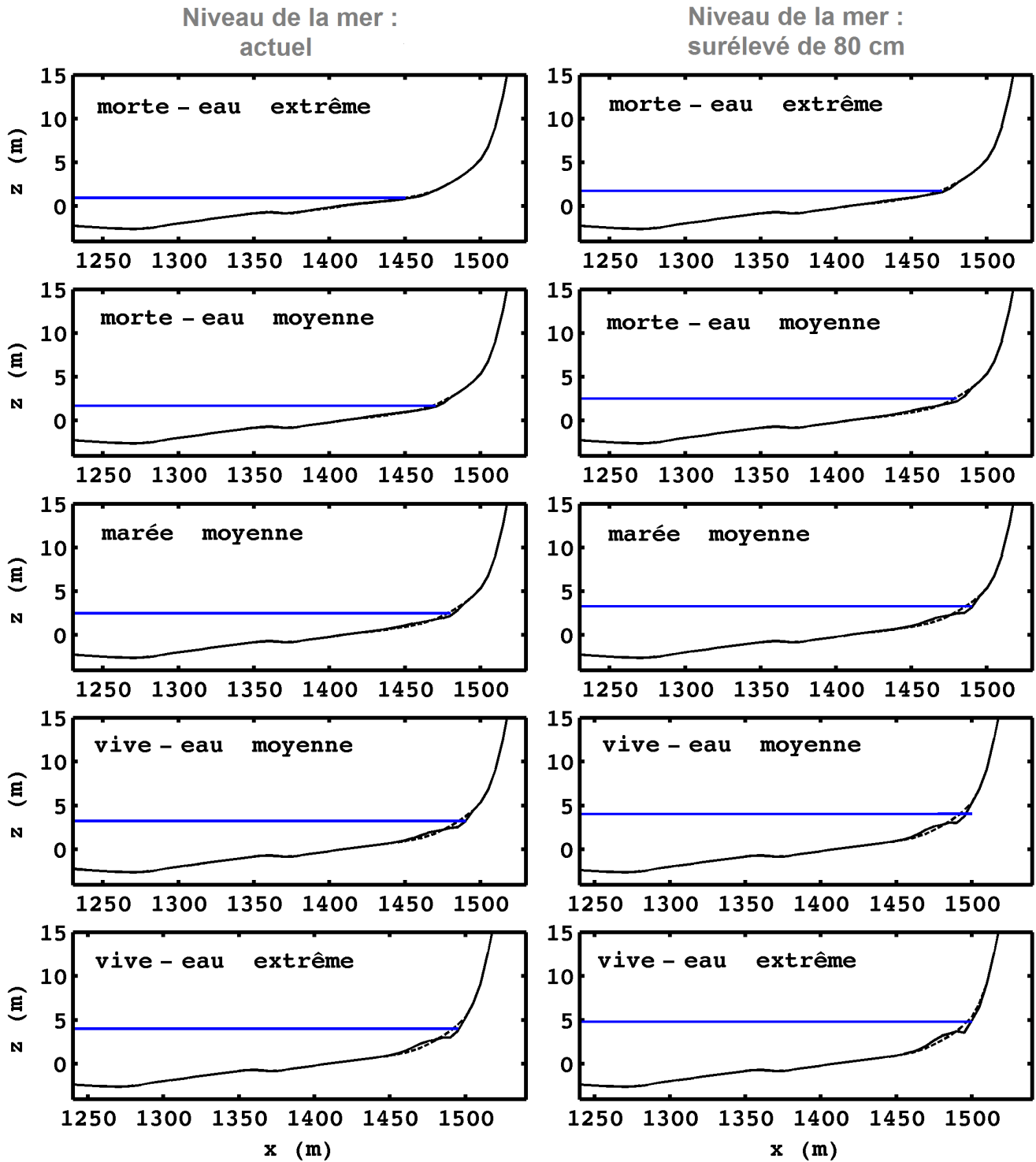


FIGURE 6.9: Impact morphologique d'une heure d'action d'une houle moyenne ($H_s = 1,5$ m et $T_p = 11$ s) et d'une remontée du niveau de la mer de 80 cm. Le trait noir en pointillés (plein) représentent le profil de fond en début (fin) de simulation. Le trait bleu est le niveau d'eau de pleine mer considéré.

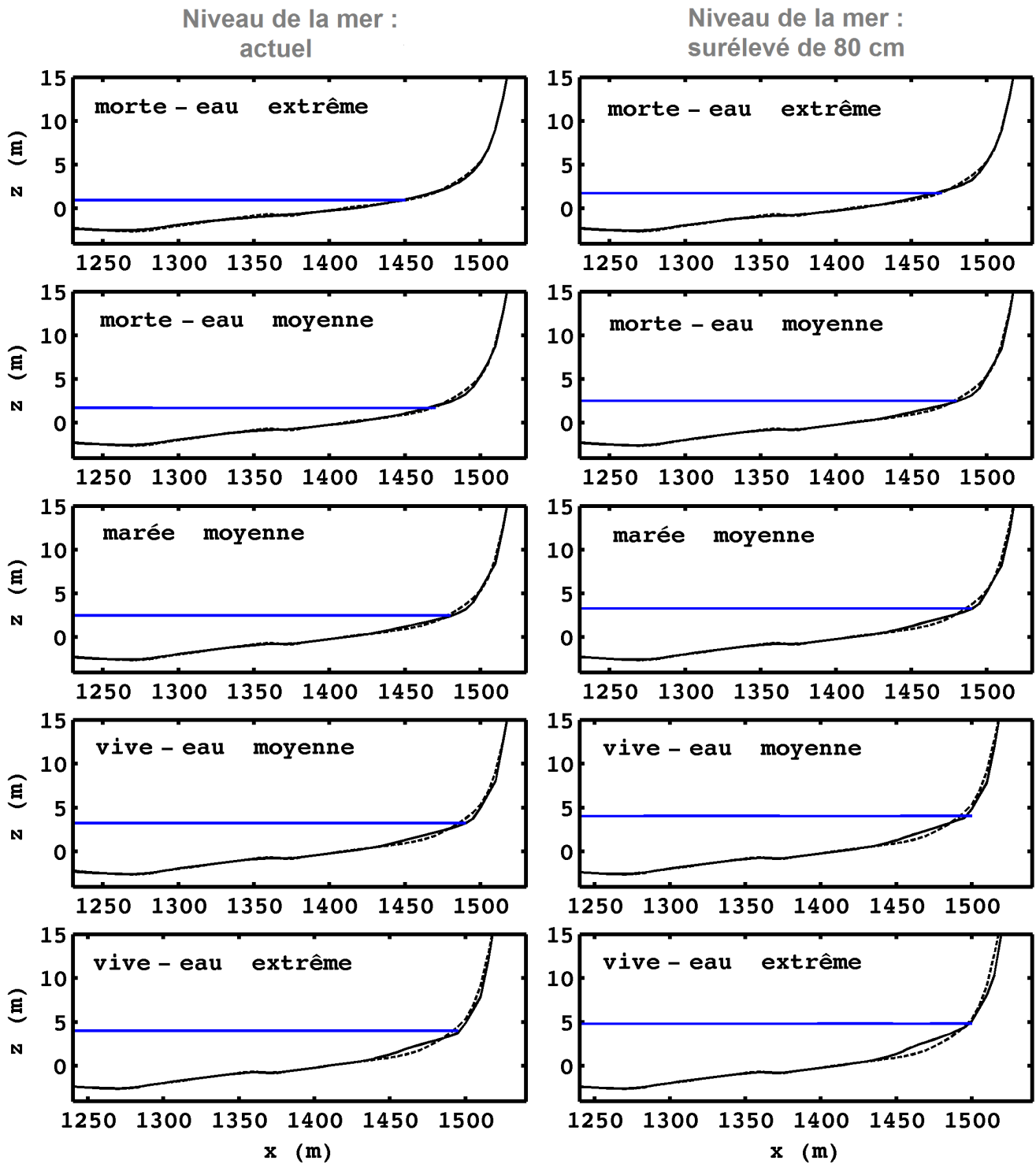


FIGURE 6.10: Impact morphologique d'une heure d'action d'une houle annuelle ($H_s = 5,9$ m et $T_p = 14$ s) et d'une remontée du niveau de la mer de 80 cm. Le trait noir en pointillés (plein) représentent le profil de fond en début (fin) de simulation. Le trait bleu est le niveau d'eau de pleine mer considéré.

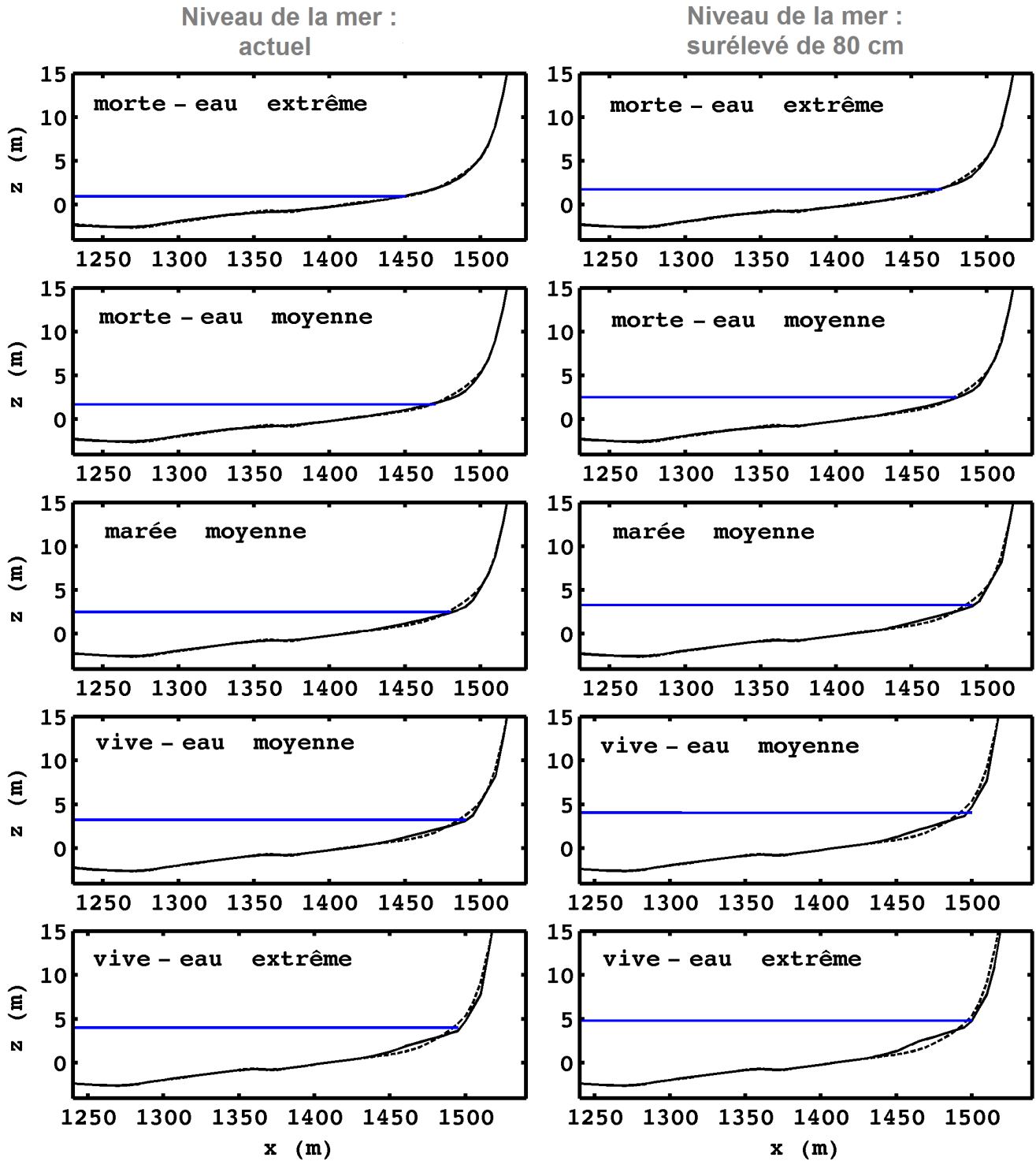


FIGURE 6.11: Impact morphologique d'une heure d'action d'une houle décennale ($H_s = 8,2$ m et $T_p = 14$ s) et d'une remontée du niveau de la mer de 80 cm. Le trait noir en pointillés (plein) représentent le profil de fond en début (fin) de simulation. Le trait bleu est le niveau d'eau de pleine mer considéré.

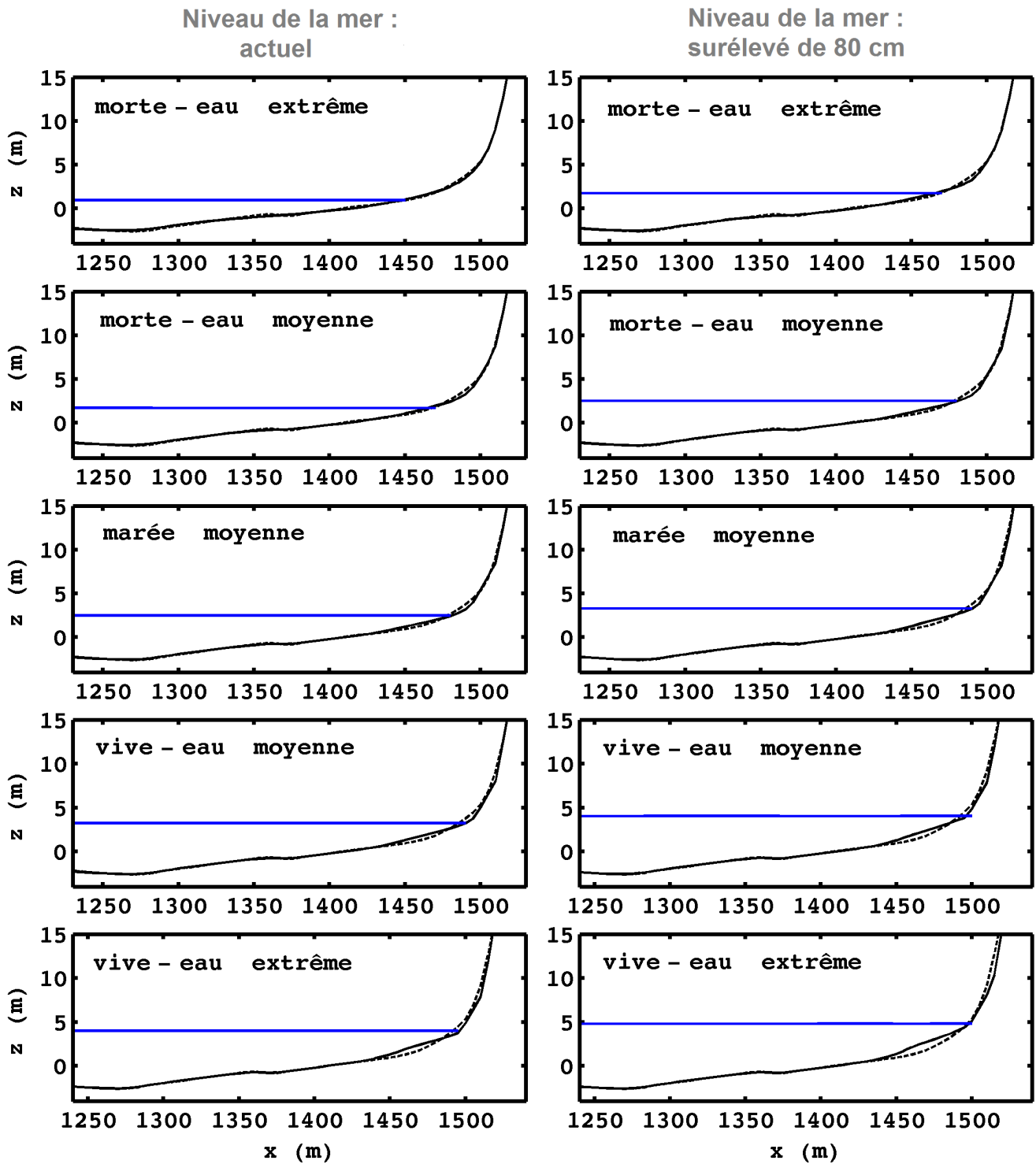


FIGURE 6.12: Impact morphologique d'une heure d'action d'une houle cinquantennale ($H_s = 9,8$ m et $T_p = 14$ s) et d'une remontée du niveau de la mer de 80 cm. Le trait noir en pointillés (plein) représentent le profil de fond en début (fin) de simulation. Le trait bleu est le niveau d'eau de pleine mer considéré.

Il ressort de cette étude trois éléments cruciaux :

- Le phasage entre le cycle morte-eau vive-eau et le pic maximal de houle a une grande influence sur les variations morphologiques. Comme nous l'avons vu au chapitre 5, si la tempête tombe pendant les marées de morte-eau, la dune est pas ou peu érodée, y compris pour des événements extrêmes (houles décennale ou cinquantennale) ; c'est en particulier vrai pour des mortes-eaux extrêmes (coefficient de marée de 20). En revanche, dès les marées moyennes, la dune est érodée pour des fortes tempêtes ($H_s > 5,9$ m) à cause du fort *set-up* (cf. chapitre 5) et du jet de rive infragravitaire qui les deux combinés font que la nappe d'eau parvient à atteindre la dune. Mais c'est bien sûr pendant les vives-eaux que l'érosion est la plus forte. La dune est déjà attaquée pour une houle annuelle ($H_s = 5,9$ m), jusqu'à une altitude de +10 m par vive-eau moyenne et +14 m par vive-eau extrême.
- L'influence d'une hausse du niveau marin est évidente dans le cas de houles de tempête, moins pour une houle moyenne. C'est en particulier marqué pour les marées de vive-eau extrême. La dune est fortement érodée y compris pour une tempête annuelle, avec de l'érosion marquée jusqu'à des altitudes supérieures à +12 m et un net recul du trait de côte.
- A période de houle égale, la différence d'érosion entre une tempête décennale et une tempête cinquantennale est peu claire et semble assez similaire. Une raison pouvant être invoquée est que les plus grosses houles ont déjà déferlé à l'approche des faibles profondeurs, saturant la zone de déferlement. Il s'agit là en quelque sorte d'un mécanisme d'auto-protection.

Il serait intéressant d'étendre le problème en faisant varier :

- (i) la période des vagues, dont on a vu au chapitre 4 (Figure 4.6a, p. 83) que la corrélation avec la hauteur a tendance à augmenter lors des gros coups de mer ; une très grande période des houles (≥ 16 s) devrait jouer un rôle conséquent sur l'accentuation de l'érosion de la dune ;
- (ii) la direction des vagues, *i.e.* inclure la variabilité latérale et le rôle joué par les structures rocheuses (caps, îlots) et les irrégularités *longshore* de la bathymétrie (en particulier de la dune).

Chapitre 7

Conclusions et Perspectives

Le présent travail de thèse avait pour objectifs la compréhension et la prédiction de la dynamique de plages sableuses, d'emprise limitée (inférieure à 4 km), enclavées entre des pointes rocheuses dans un environnement macrotidal (marnage supérieur à 4 m) et exposé aux vagues, tel que rencontré à la pointe Bretagne.

Une démarche de modélisation numérique intégrée sur la verticale (2DH) a été privilégiée sur la base du code aux différences finies XBeach (Roelvink *et al.*, 2009 [48]) et du code aux éléments finis TELEMAC (Hervouet, 2007 [49]). Entre autres spécificités, le code XBeach incorpore des sous-modèles de propagation du rouleau d'écume ("*roller*"), d'ondes infragravitaires et de courant de retour ("*undertow*"), particulièrement importantes en situation de houles énergétiques. Le code XBeach a d'abord été appliqué à l'étude de la dynamique de plages sableuses enclavées schématisées par une échancrure rectangulaire. L'influence des dimensions de l'échancrure et des caractéristiques des forçages de marée et de houle (amplitudes et phases respectives) sur la morphodynamique a été examinée avec une emphase sur la genèse et l'évolution de la barre subtidale de déferlement, susceptible de protéger l'estran et le pied de dune. Les deux modélisations numériques ont ensuite été appliquées au cas réel des plages adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h situées en Presqu'île de Crozon (Finistère) à la pointe de la Bretagne, face à l'océan Atlantique et ses fortes houles, et sur lesquelles une série de campagnes d'échantillonnages (sédiments de fond) et de mesures (niveau de la surface libre, vitesse de courant, niveau du fond) a été entreprise. Les fruits de ces expérimentations de terrain ont permis à la fois le forçage et l'évaluation/validation des modélisations numériques. La modélisation XBeach a finalement été exploitée pour estimer l'impact morphologique à échelle instantanée sur un profil de plage représentatif de houles moyennes et extrêmes (annuelle, décennale et cinquantennale) sur un niveau moyen du niveau de la mer rehaussé de 80 cm suite au changement climatique.

7.1 Conclusions générales

Courants

Les circulations prédites sur les plages enclavées diffèrent de celles des plages ouvertes "quasi-infinies", tout particulièrement en cas de fortes vagues. Les caps rocheux induisent des courants

sagittaux topographiques ou “courants de cap” qui peuvent dépasser 1 m/s en situation de tempête. Ils ont deux formes : (i) vortex, si le cap rocheux s’infléchit dans l’échancrure (angle aigu), comme dans le nord de la plage de Lostmarc’h ; (ii) “jet”, si le cap rocheux s’infléchit vers l’extérieur de l’échancrure (angle obtus), comme dans le sud de la plage de Lostmarc’h. En plus de la circulation caractéristique des plages ouvertes caractérisée par une dérive littorale et des courants sagittaux (Figure 7.1a), une circulation “transitoire” contrôlée à la fois par les caps et le déferlement des vagues et une circulation “cellulaire” contrôlée entièrement par les caps sont possibles (Figure 7.1b).

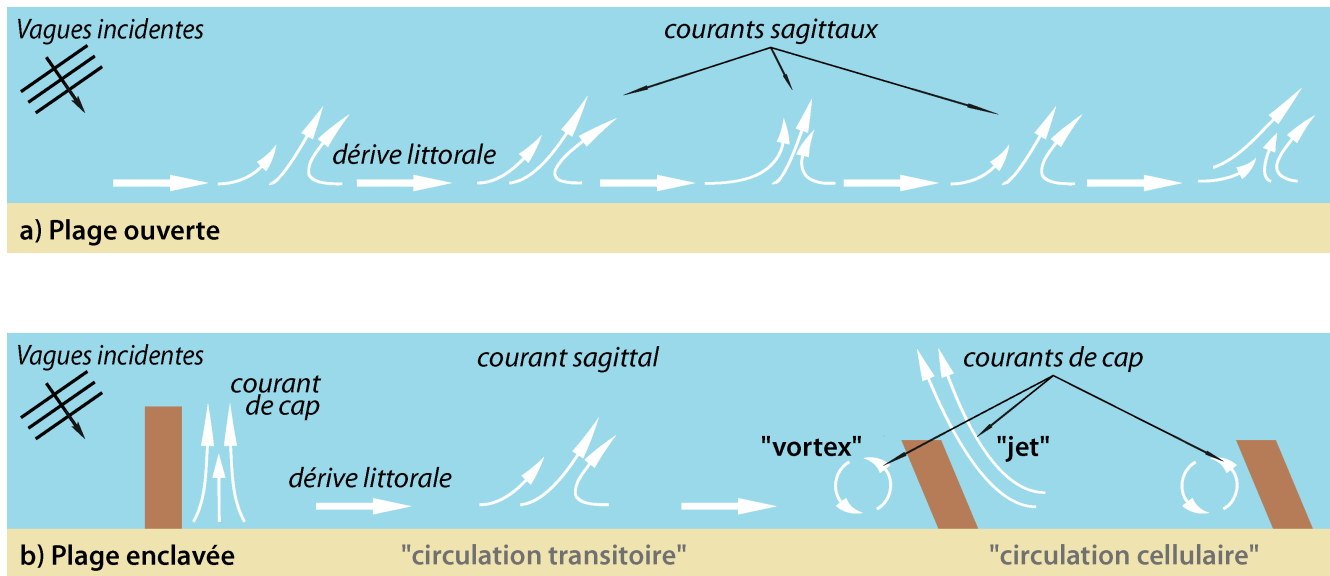


FIGURE 7.1: Circulations caractéristiques (a) d’une plage ouverte “quasi infinie” et (b) d’une plage enclavée.

Le nombre de courants sagittaux naturels dépend de l’énergie des vagues incidentes et des dimensions caractéristiques de l’échancrure, à savoir sa profondeur ou la longueur du cap (Short et Masselink, 1999 [43] ; Castelle et Coco, 2012 [37]). Sur la plage de Lostmarc’h, longue de 590 m, une circulation cellulaire avec un méga-courant de cap ou “jet” a été modélisée pour des vagues fortes contre une circulation transitoire pour des vagues faibles à modérées. Sur la plage de La Palue, longue de 1390 m, une circulation transitoire a été modélisée pour des vagues fortes contre une circulation normale pour des vagues faibles à modérées.

L’extension de la dérive littorale est limitée par la présence des caps, dès lors qu’ils sont en eau. Comme l’ont montré Aagaard *et al.* (2013) [246], le contre-courant de retour *undertow* dépend avant tout du type de plage (réflectif, intermédiaire, dissipatif). Il domine généralement sur les plages intermédiaires à dissipatives dont la bathymétrie est uniforme latéralement. Ici, nous avons modélisé un contre-courant de retour de ce type sur les plages schématiques rectangulaires initialement uniformes latéralement, responsable de la formation d’une barre de déferlement longitudinale. En revanche sur les plages intermédiaires à bathymétrie présentant une variabilité latérale avec des structures tridimensionnelles telles que les barres/bâines, les courants sagittaux sont nettement dominants avec des courants de baie mesurés et modélisés avoisinant 1 m/s, et des courants de cap modélisés atteignant 1,2 m/s. Les bâines s’activent autour de la mi-marée, jusqu’à 1,5 h avant la pleine mer, et se désactivent à pleine mer. Le contre-courant de retour *undertow* se développe

alors, mais reste relativement faible en particulier sur les plages très enclavées. Il se forme préférentiellement au niveau des basses mers de vive-eau, lorsque les houles ressentent peu l'effet des caps, notamment sur la plage de Lostmarc'h, ou alors pour des fortes vagues dans les zones de fond plat (dépourvu de barres et de creux) où il atteint 0,6 m/s sur la plage de La Palue pour des vagues de hauteur supérieure à 3 m.

Flux sédimentaires

La typologie des flux sédimentaires se calque globalement sur celle des courants. Les flux sédimentaires transversaux associés aux courants sagittaux dominant. En cas de fort courant de cap/*jet* pour des vagues de hauteur supérieure à 3 m et une incidence oblique de 280°N, le matériel sableux est expulsé hors de l'échancrure causant une sévère érosion de la plage. Pour des vagues de hauteur et période comprises entre 0,2 et 3,8 m et 5 et 18 s respectivement, les flux sédimentaires instantanés prédits sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h varient de 0,01 $kg.m^{-1}.s^{-1}$ à 3 $kg.m^{-1}.s^{-1}$. Les vagues de grande période amplifient nettement les flux sédimentaires. L'orientation des vagues incidentes conditionne l'organisation spatiale des flux sédimentaires. Ainsi, un changement de secteur d'incidence des vagues participe à modifier l'axe de direction des baines et donc des flux sédimentaires transversaux. Il s'avère en outre, à la fois dans le cas des plages schématiques rectangulaires et dans celui des plages de La Palue et de Lostmarc'h, que des flux sédimentaires longitudinaux peuvent se développer au devant des caps, induisant un échange de sable de la plage avec son environnement extérieur et possiblement une plage adjacente par contournement de pointe. Au cours d'une lunaison (29,5 jours), le flux sédimentaire résiduel atteint respectivement 0,041 $kg.m^{-1}.s^{-1}$ et 0,025 $kg.m^{-1}.s^{-1}$ au-devant des pointes de Lostmarc'h (250 m) et de C'houbez (460 m), contre 0,124 $kg.m^{-1}.s^{-1}$ au-devant de la pointe de Kerdra (110 m). La longueur des caps s'avère être un élément clé pour appréhender le risque de perte de matériel sédimentaire. Enfin, sur cette même lunaison, les flux sédimentaires résiduels présentent une variabilité transversale et longitudinale marquée. La dynamique des plages enclavées de La Palue et de Lostmarc'h apparaît ainsi autant, voire davantage par des conditions de vagues obliques, longitudinale ("*longshore*") que transversale ("*cross-shore*"), avec pendant une lunaison des échanges de sable importants (de 0,01 $kg.m^{-1}.s^{-1}$ à 0,7 $kg.m^{-1}.s^{-1}$) entre d'un côté les secteurs de Lostmarc'h et le nord de La Palue et de l'autre les secteurs nord et sud de La Palue, ainsi qu'entre les différentes sous-entités de l'estran.

Morphodynamique

L'observation de la morphodynamique des plages de La Palue et de Lostmarc'h révèle la même transition que sur les plages ouvertes "quasi-infinies" entre un "profil d'été" (persistance de vagues faibles), avec la présence d'une berme et de barres intertidales entrecoupées de chenaux peu profonds, et un "profil d'hiver" (persistance de vagues fortes), avec un estran très lisse et une large barre subtidale. La réapparition des structures sédimentaires tridimensionnelles post-tempête est plus rapide que sur les plages ouvertes "quasi-infinies", à cause de la perturbation des vagues à l'approche des caps rocheux, qui semble donc plus efficace pour "tridimensionnaliser" les structures sédimentaires que les mécanismes d'auto-organisation morphodynamique. L'état morphologique principal des plages de La Palue et de Lostmarc'h est le type "*Low Tide Bar and Rips*" de la classification des plages macrotidales de Masselink et Short (1993) [202].

La modélisation morphodynamique des plages sableuses enclavées schématiques montre que le double forçage combinant vagues et marée sur un cycle morte-eau vive-eau conduit à la formation

d'une barre de déferlement subtidale autour des basses mers de vive-eau. La forme de cette barre dépend des vagues et des dimensions de l'échancrure rocheuse. Une plage plus enclavée présente une barre plus dissymétrique, avec une amplitude plus prononcée près des caps, que celle d'une plage moins enclavée. L'évolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h simulée après une lunaison montre que sur les plages de type "*Low Tide Bar and Rips*", pour des vagues faibles ($H_s < 1$ m), dans les zones de fond plat (dépourvu de barres et de creux), c'est au niveau du pied de dune que le sable est préférentiellement déposé, et au niveau des estrans inférieur et intermédiaire que le sable est préférentiellement érodé. Pour des vagues modérées ($1 < H_s < 3$ m), dans les zones de fond plat, le dépôt et l'érosion coexistent sur l'estran inférieur alors que pour les zones de profil barré, le dépôt et l'érosion tendent à se produire respectivement au niveau du système barre/baïne et sur l'estran intermédiaire. Enfin, pour des fortes vagues ($H_s > 3$ m), dans les zones de fond plat, le dépôt est favorisé sur la plage subtidale et l'érosion sur l'ensemble de l'estran tandis que pour les profils barrés, le dépôt maximal est concentré sur la plage subtidale et au niveau du système barre/baïne, alors que l'érosion la plus forte affecte la plage subtidale.

7.2 Perspectives

A l'issue de ce travail de thèse, quelques perspectives de recherche se dégagent. Elles concernent successivement :

- L'adoption d'un maillage plus fin, quelle que soit la méthode de résolution numérique (différences finies ou éléments finis), afin de mieux prendre en compte et reproduire les forts gradients topographiques/bathymétriques et hydrodynamiques.
- En dépit de leur relative simplicité, des incertitudes liées notamment aux ondes infragravitaires de coin, à l'instabilité hydrodynamique de la dérive littorale, à l'auto-organisation morphodynamique, persistent sur les plages ouvertes "quasi-infinies" comme la plage du Truc Vert sur la côte Aquitaine. Une confrontation détaillée de la dynamique des baïnes sur les plages enclavées de La Palue et Lostmarc'h à celle des baïnes sur les plages ouvertes aiderait probablement à mieux comprendre les mécanismes en jeu.
- La présente étude numérique s'est focalisée sur les échelles temporelles instantanée à événementielle (court terme). L'observation entreprise sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h a cependant montré une évolution morphologique saisonnière caractérisée par une alternance de séquences de (re)construction et migration vers le rivage de barres par les vagues faibles de beau temps estival et de recul vers le large, voire de destruction par les très fortes vagues des tempêtes hivernales. Il conviendrait d'étudier cette évolution à plus long terme sur la base de la modélisation numérique mise au point et appliquée aux courtes échelles temporelles et de scénarios enchaînant périodes calmes et agitées. Une amélioration probable de la prédiction du rechargement des plages par les vagues de beau temps passerait par l'adoption d'un autre modèle de transport sédimentaire de type énergétique (Bailard, 1981 [192]) à même d'incorporer l'effet des asymétries des vagues (Hoefel et Elgar, 2003 [57]).
- Les méga-rides de courant observées dans les chenaux des courants sagittaux naturels ou de

cap, de même que les rides sableuses associées aux houles de beau temps, pourraient être incorporées dans la modélisation numérique pour évaluer leurs rôles à la fois sur l'hydrodynamique (frottement) et les processus hydro-sédimentaires.

- L'extension de la modélisation hydro-sédimentaire de mono-classe à multi-classe en concordance avec la relative variabilité des distributions granulométriques des sédiments de fond observée pourrait être réalisée.
- Le couplage des modèles hydro-morpho-sédimentaires littoraux à un modèle de vague à l'échelle côtière de type SWAN (Booij *et al.*, 1999 [137]) permettrait d'améliorer le forçage par les vagues et les courants induits aux limites ouvertes de la zone littorale ainsi que d'étudier de manière intégrée la dynamique d'un ensemble de plages le long d'une portion de littoral étendue.

En dernier point, pour la modélisation numérique d'un système hydro-morpho-sédimentaire aussi complexe que la frange littorale à géométrie, topographie et bathymétrie tourmentées soumise à des forçages multiples en fortes interactions, il demeure essentiel d'acquérir des mesures fiables de concentration de sédiment en suspension et de flux sédimentaires.

Annexes

Annexe A

Formulations empiriques liées au déferlement des vagues

Indice de déferlement (γ_b)

ξ_b et ξ_0 sont les paramètres d'Iribarren respectivement au point de déferlement des vagues et au large.

- Sunamura (1980) [67]

$$\gamma_b = 1, 1\xi_b^{\frac{1}{6}} \quad (\text{A.1})$$

- Mei (1989) [68]

$$\gamma_b = 1, 1\xi_0^{0,2} \quad (\text{A.2})$$

Hauteur de vague au point de déferlement (H_b)

H_0 et λ_0 sont respectivement la hauteur et la longueur d'onde des vagues au large, $\tan \beta$ est la pente de la plage.

- Le Méhauté et Koh (1967) [247]

$$H_b = 0,76H_0(\tan \beta)^{\frac{1}{7}}\left(\frac{H_0}{\lambda_0}\right)^{-0,25} \quad (\text{A.3})$$

- Komar et Gaughan (1972) [248]

$$H_b = H_0(\tan \beta)^{0,2}\left(\frac{H_0}{\lambda_0}\right)^{-0,25} \quad (\text{A.4})$$

- Sunamura (1983) [249]

$$H_b = 0,563H_0\left(\frac{H_0}{\lambda_0}\right)^{-0,2} \quad (\text{A.5})$$

Undertow induit par le déferlement des vagues (U_x)

On trouve diverses formules théoriques pour le calcul du contre-courant de retour “*undertow*” :

- Svendsen (1984b) [197] :

$$U_x = \frac{\sqrt{gh}H_s^2}{h^2}\left(0,07 + \frac{0,9h}{T_p\sqrt{gh}}\right) \quad (\text{A.6})$$

- Stive et Wind (1986) [198] :

$$U_x = 0,1H_s\sqrt{\frac{g}{h}} \quad (\text{A.7})$$

- Van Rijn (1990) [199] :

$$U_x = 0,125\frac{H_s^2}{h - 0,36H_s}\sqrt{\frac{g}{h}} \quad (\text{A.8})$$

Annexe B

Equations de Phillips (1977)

Nous détaillons ici la dérivation des équations de Phillips (1977) [165] en partant des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds intégrées sur la verticale (RANS). Pour ce faire, nous nous basons sur Svendsen (2006) [166] et sur le travail de thèse de Mathias Delpy (2012) [167] intitulé : “Etude de la dispersion horizontale en zone littorale sous l’effet de la circulation tridimensionnelle forcée par les vagues”.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\int_{-h}^n u_\alpha dz \right) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{-h}^n \rho u_\alpha dz \right) + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\int_{-h}^n \rho u_\alpha u_\beta dz \right) &= -\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\int_{-h}^n p dz \right) + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\int_{-h}^n \epsilon_{\alpha\beta} dz \right) \\ &+ \tau_{s,\alpha} - \tau_{b,\alpha} + p^\alpha \frac{\partial \eta}{\partial x_\alpha} - p^{z=-h} \frac{\partial(-h)}{\partial x_\alpha} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

$\tau_{s,\alpha}$ et $\tau_{b,\alpha}$ sont les contraintes de cisaillement de surface et de fond, exprimées ainsi :

$$\begin{aligned} \tau_{s,\alpha} &= -\epsilon_{\alpha\beta}^{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x_\beta} + \epsilon_{\alpha 3}^{z=\eta} \\ \tau_{b,\alpha} &= \epsilon_{\alpha\beta}^{z=-h} \frac{\partial(-h)}{\partial x_\beta} + \epsilon_{\alpha 3}^{z=-h} \end{aligned}$$

(α, β) prennent leur valeur dans $(1, 2)$ et font référence aux directions horizontales (x, y) ; l’indice “3” renvoie à l’axe vertical; ϵ désigne le tenseur des contraintes visqueuses. La vitesse u_α est la vitesse barotrope totale. L’approche de Phillips utilise une moyenne temporelle eulérienne des équations RANS de la forme suivante :

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \Phi(\vec{x} + \vec{\xi}, t + t') dt'$$

avec :

$$\vec{\xi} = \vec{0}$$

Ecrit autrement, l’opérateur moyenne vérifie :

$$\langle \Phi \rangle = \Phi - \Phi' \quad (\text{B.2})$$

où Φ' est la fluctuation autour de la moyenne, que nous préciserons plus loin. La moyenne de l'intégration verticale de Φ donne :

$$\left\langle \int_{-h}^{\eta} \Phi dz \right\rangle = \int_{-h}^{\langle \eta \rangle} \langle \Phi \rangle dz + \left\langle \int_{\langle \eta \rangle}^{\eta} \Phi dz \right\rangle \quad (\text{B.3})$$

La moyenne de la vitesse barotrope totale est alors définie ainsi :

$$u_{\alpha}^{tot} = \frac{1}{-h + \langle \eta \rangle} \left\langle \int_{-h}^{\eta} u_{\alpha} dz \right\rangle$$

En utilisant (B.3), nous pouvons décomposer la vitesse u_{α}^{tot} :

$$u_{\alpha}^{tot} = U_{\alpha} + u_{\alpha}^w$$

où U_{α} est le courant barotrope moyen :

$$U_{\alpha} = \frac{1}{-h + \langle \eta \rangle} \int_{-h}^{\langle \eta \rangle} u_{\alpha} dz$$

et u_{α}^w est la composante du courant liée aux vagues :

$$u_{\alpha}^w = \frac{1}{-h + \langle \eta \rangle} \left\langle \int_{\langle \eta \rangle}^{\eta} u_{\alpha} dz \right\rangle$$

Une fois ces différentes quantités définies, nous pouvons appliquer la moyenne eulérienne (B.2) aux équations (B.1). Pour la conservation de la masse, nous obtenons, en notant $D = -h + \langle \eta \rangle$:

$$\frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial t} + \frac{\partial D u_{\alpha}^{tot}}{\partial x_{\alpha}} = 0$$

Pour la conservation de la masse, nous utilisons le fait que $\langle \Phi_1 \Phi_2 \rangle = \langle \Phi_1 \rangle \langle \Phi_2 \rangle + \langle \Phi_1' \Phi_2' \rangle$ et nous obtenons alors pour le terme de gauche TG de (B.1) :

$$\begin{aligned} TG = & \frac{\partial \rho D u_{\alpha}^{tot}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \left(\int_{-h}^{\langle \eta \rangle} \rho \langle u_{\alpha} \rangle \langle u_{\beta} \rangle dz \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \left(\int_{-h}^{\langle \eta \rangle} \rho \langle u'_{\alpha} u'_{\beta} \rangle dz \right) + \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \left(\left\langle \int_{\langle \eta \rangle}^{\eta} \rho u_{\alpha} u_{\beta} dz \right\rangle \right) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Pour le terme de droite de (B.1), la composante de pression due aux vagues, qui est d'ordre 2, est négligée face à la pression hydrostatique. L'application de la moyenne eulérienne au terme de droite TD donne donc :

$$\begin{aligned} TD = & \frac{-\partial}{\partial x_{\alpha}} \left(\int_{-h}^{\langle \eta \rangle} \langle p^H \rangle dz \right) - \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \left(\left\langle \int_{-h}^{\eta} p \delta_{\alpha\beta} dz \right\rangle \right) + \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \left(\int_{-h}^{\langle \eta \rangle} \langle p^H \rangle dz \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \left(\left\langle \int_{-h}^{\eta} \epsilon_{\alpha\beta} dz \right\rangle \right) + \langle \tau_{s,\alpha} \rangle - \langle \tau_{b,\alpha} \rangle + \left\langle p^a \frac{\partial \eta}{\partial x_{\alpha}} \right\rangle - \langle p^H \rangle^{(z=-h)} \frac{\partial(-h)}{\partial x_{\alpha}} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Les termes en gras dans (B.4) et (B.5) sont les termes contributifs au tenseur des contraintes de radiation (Longuet-Higgins et Stewart, 1964 [95]) que nous réécrivons sous la forme :

$$-\frac{\partial S_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = -\frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\int_{-h}^{\langle\eta\rangle} \rho \langle u'_\alpha u'_\beta \rangle dz + \left\langle \int_{-h}^\eta p \delta_{\alpha\beta} dz \right\rangle - \int_{-h}^{\langle\eta\rangle} \rho \langle p^H \rangle dz \right)$$

De même, nous écrivons que :

$$\frac{\partial R_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\left\langle \int_{-h}^\eta \epsilon_{\alpha\beta} dz \right\rangle \right)$$

Finalement, nous obtenons l'équation de conservation de la quantité de mouvement barotrope :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho D u_\alpha^{tot}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\int_{-h}^{\langle\eta\rangle} \rho \langle u_\alpha \rangle \langle u_\beta \rangle dz \right) + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \rho u_\alpha u_\beta dz \right\rangle \right) \\ = \frac{-\partial}{\partial x_\alpha} \left(\int_{-h}^{\langle\eta\rangle} \langle p^H \rangle dz \right) - \frac{\partial S_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} + \frac{\partial R_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} + \langle \tau_{s,\alpha} \rangle - \langle \tau_{b,\alpha} \rangle \\ + \left\langle p^a \frac{\partial \eta}{\partial x_\alpha} \right\rangle - \langle p^H \rangle^{(z=-h)} \frac{\partial(-h)}{\partial x_\alpha} \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Hypothèse de Phillips :

Pour simplifier l'équation (B.6), Phillips fait l'hypothèse d'un cisaillement vertical nul du courant moyen :

$$\frac{\partial \langle \vec{u} \rangle}{\partial z} = \vec{0}$$

Par conséquent, nous avons :

$$\left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \langle u_\alpha \rangle dz \right\rangle = 0 \implies u_\alpha^w = \frac{1}{D} \left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta u'_\alpha dz \right\rangle = \frac{1}{D} \left\langle \int_{-h}^{\langle\eta\rangle} u'_\alpha dz \right\rangle \quad (\text{B.7})$$

La vitesse \vec{u}_α^w correspond donc au résiduel de la vitesse barotrope associée aux vagues, qui est en fait la “**moyenne verticale de la dérive de Stokes**”. D'autres termes se simplifient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \rho u_\alpha u_\beta dz \right\rangle \right) &= \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \rho (\langle u_\alpha \rangle + u'_\alpha) (\langle u_\beta \rangle + u'_\beta) dz \right\rangle \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \rho \langle u_\alpha \rangle \langle u_\beta \rangle dz \right\rangle + \left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \rho \langle u_\alpha \rangle u'_\beta dz \right\rangle \right) \\ &\quad + \left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \rho \langle u_\beta \rangle u'_\alpha dz \right\rangle + \left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \rho \mathbf{u}'_\alpha \mathbf{u}'_\beta d\mathbf{z} \right\rangle \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Le terme en gras dans (B.8) est négligé par Phillips, car il est d'ordre 3 en ka qui est l'ordre de grandeur de la cambrure des vagues. Le premier terme de droite dans (B.8) est nul, en effet :

$$\frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\left\langle \int_{\langle\eta\rangle}^\eta \rho \langle u_\alpha \rangle \langle u_\beta \rangle dz \right\rangle \right) = \rho U_\alpha U_\beta \langle \eta - \langle \eta \rangle \rangle = \langle \eta' \rangle = 0 \quad (\text{B.9})$$

En utilisant (B.8) et (B.9), le terme de gauche de l'équation (B.6) devient :

$$TG = \frac{\partial \rho D u_\alpha^{tot}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\left\langle \int_{-h}^{\eta} \rho \langle \mathbf{u}_\alpha \rangle \langle \mathbf{u}_\beta \rangle d\mathbf{z} \right\rangle + \left\langle \int_{\langle \eta \rangle}^{\eta} \rho \langle \mathbf{u}_\alpha \rangle \mathbf{u}'_\beta d\mathbf{z} \right\rangle + \left\langle \int_{\langle \eta \rangle}^{\eta} \rho \langle \mathbf{u}_\beta \rangle \mathbf{u}'_\alpha d\mathbf{z} \right\rangle \right) \quad (\text{B.10})$$

Les termes en gras dans (B.10) peuvent se réécrire, grâce à l'hypothèse de Phillips donnée en (B.7) :

$$TG = \frac{\partial \rho D u_\alpha^{tot}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\rho D U_\alpha U_\beta + \rho D U_\alpha u_\beta^w + \rho D U_\beta u_\alpha^w \right) \quad (\text{B.11})$$

Dans (B.11), le deuxième terme de droite peut se réécrire en fonction de $\overrightarrow{u^{tot}}$:

$$\frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\rho D U_\alpha U_\beta + \rho D U_\alpha u_\beta^w + \rho D U_\beta u_\alpha^w \right) = \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\rho D u_\alpha^{tot} u_\beta^{tot} \right) - \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\rho D u_\alpha^w u_\beta^w \right)$$

Finalement, le terme de gauche se réécrit :

$$TG = \frac{\partial \rho D u_\alpha^{tot}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\rho D u_\alpha^{tot} u_\beta^{tot} \right) - \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\rho D u_\alpha^w u_\beta^w \right)$$

Concernant les termes de droite dans (B.6), en notant que la pression hydrostatique est nulle en surface et donc que $\langle p^H \rangle^{(z=\langle \eta \rangle)} = 0$, les termes de pression peuvent être regroupés comme suit :

$$-\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\int_{-h}^{\langle \eta \rangle} \langle p^H \rangle dz \right) + \langle p^H \rangle^{(z=\langle \eta \rangle)} \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial x_\alpha} - \langle p^H \rangle^{(z=-h)} \frac{\partial(-h)}{\partial x_\alpha} = - \int_{-h}^{\langle \eta \rangle} \left(\frac{\partial \langle p^H \rangle}{\partial x_\alpha} dz \right) = -\rho g D \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial x_\alpha}$$

Il reste à traiter le terme $\langle p^a \frac{\partial \eta}{\partial x_\alpha} \rangle$. Nous réutilisons le fait que $\langle \Phi_1 \Phi_2 \rangle = \langle \Phi_1 \rangle \langle \Phi_2 \rangle + \langle \Phi_1' \Phi_2' \rangle$ et nous écrivons alors :

$$\left\langle p^a \frac{\partial \eta}{\partial x_\alpha} \right\rangle = \langle p^a \rangle \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial x_\alpha} + p^{a'} \frac{\partial \eta'}{\partial x_\alpha}$$

De plus, nous introduisons la tension surfacique τ_α^a :

$$\tau_\alpha^a = \langle \tau_{s,\alpha} \rangle + p^{a'} \frac{\partial \eta'}{\partial x_\alpha}$$

De sorte que le cisaillement en surface exprimé dans (B.6) peut se réécrire sous la forme :

$$\langle \tau_{s,\alpha} \rangle + \left\langle p^a \frac{\partial \eta}{\partial x_\alpha} \right\rangle = \langle p^a \rangle \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial x_\alpha} + \tau_\alpha^a$$

De même, le cisaillement sur le fond s'écrit :

$$-\langle \tau_{b,\alpha} \rangle - \left\langle p^{H(z=-h)} \right\rangle \frac{\partial(-h)}{\partial x_\alpha} = -\tau_\alpha^b$$

Nous reformulons alors les équations de Phillips (1977) [165] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial t} + \frac{\partial D u_\alpha^{tot}}{\partial x_\alpha} &= 0 \\ \frac{\partial \rho D u_\alpha^{tot}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\rho D u_\alpha^{tot} u_\beta^{tot} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\rho D u_\alpha^w u_\beta^w \right) - \frac{\partial S_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} - \rho g D \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial x_\alpha} \\ &+ \frac{\partial R_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} + \langle p^a \rangle \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial x_\alpha} + \tau_\alpha^a - \tau_\alpha^b \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

Annexe C

Climatologie des vagues au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h

Les statistiques des vagues au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h en Presqu'île de Crozon (Finistère) sont résumées en 12 planches.

La Planche 1 illustre les histogrammes de hauteur, de période et de direction des vagues significatives, la corrélation hauteur période et les vagues extrêmes (loi de Weibull), pour une période de 7 ans entre le 01 janvier 2004 et le 01 janvier 2011.

Les Planches 2, 3, 4 et 5 illustrent les statistiques saisonnières des vagues significatives, réciproquement pour le printemps, l'été, l'automne et l'hiver. Les histogrammes de la hauteur, la période, la direction et la durée, ainsi qu'un diagramme de corrélation hauteur période sont présentés.

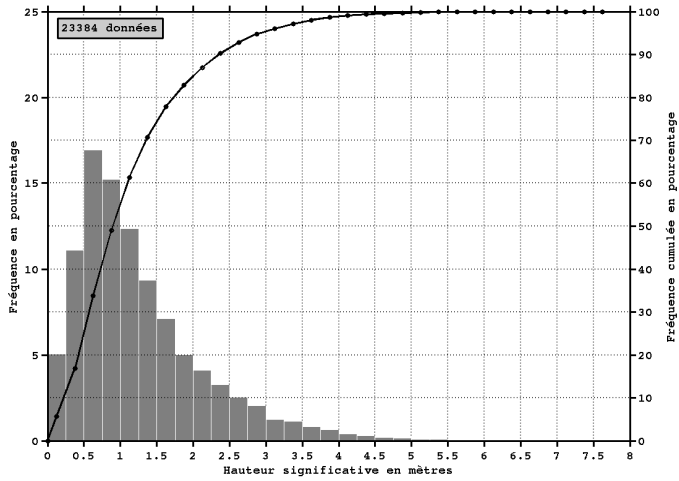
La Planche 6 illustre les histogrammes de hauteur, de période et de direction des vagues significatives durant les coups de mer, ainsi que la corrélation hauteur période et l'histogramme de la durée des coups de mer.

Les Planches 7, 8, 9 et 10 illustrent les statistiques saisonnières des vagues significatives durant les coups de mer, réciproquement pour le printemps, l'été, l'automne et l'hiver. Les histogrammes de la hauteur, la période, la direction et la durée, ainsi qu'un diagramme de corrélation hauteur période sont présentés.

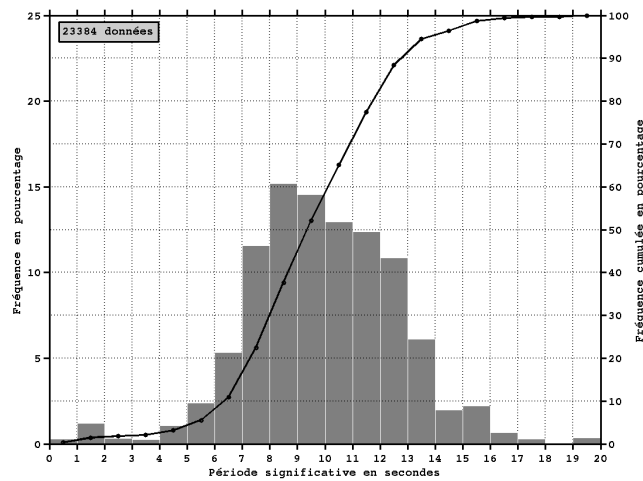
La Planche 11 illustre les histogrammes de hauteur, de période et de direction des vagues significatives durant les inter-coups de mer, ainsi que la corrélation hauteur période et l'histogramme de la durée des inter-coups de mer.

Les Planches 12, 13, 14 et 15 illustrent les statistiques saisonnières des vagues significatives durant les inter-coups de mer, réciproquement pour le printemps, l'été, l'automne et l'hiver. Les histogrammes de la hauteur, la période, la direction et la durée, ainsi qu'un diagramme de corrélation hauteur période sont présentés.

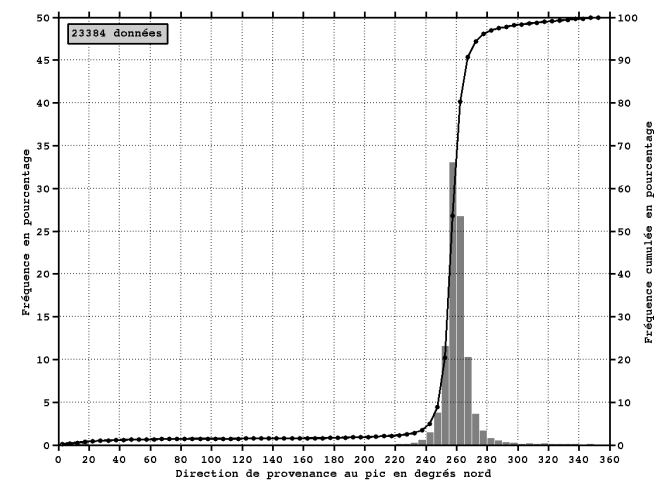
STATISTIQUES GLOBALES DES VAGUES SIGNIFICATIVES AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



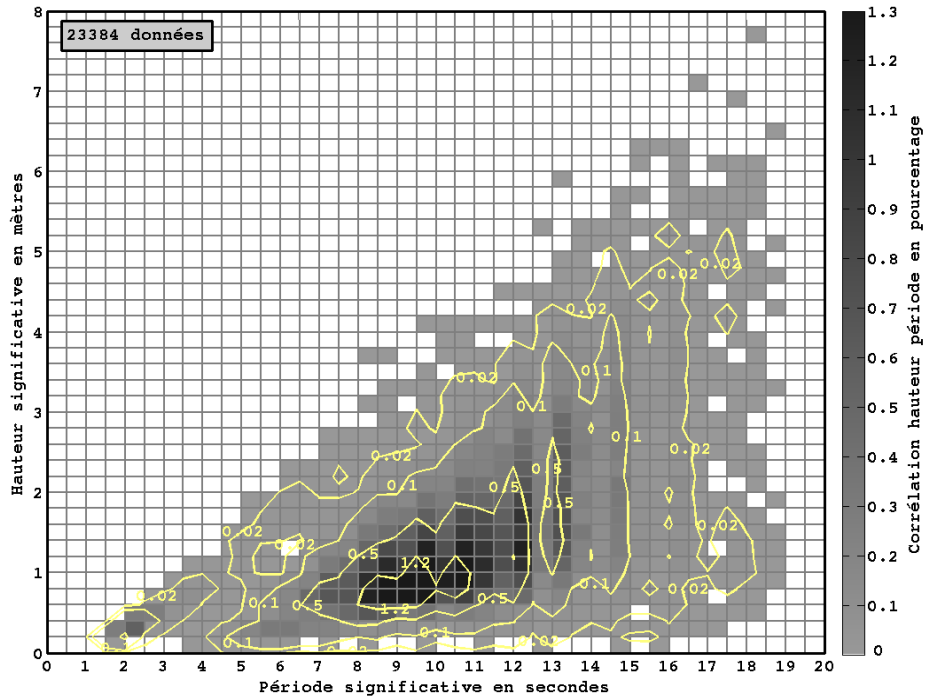
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



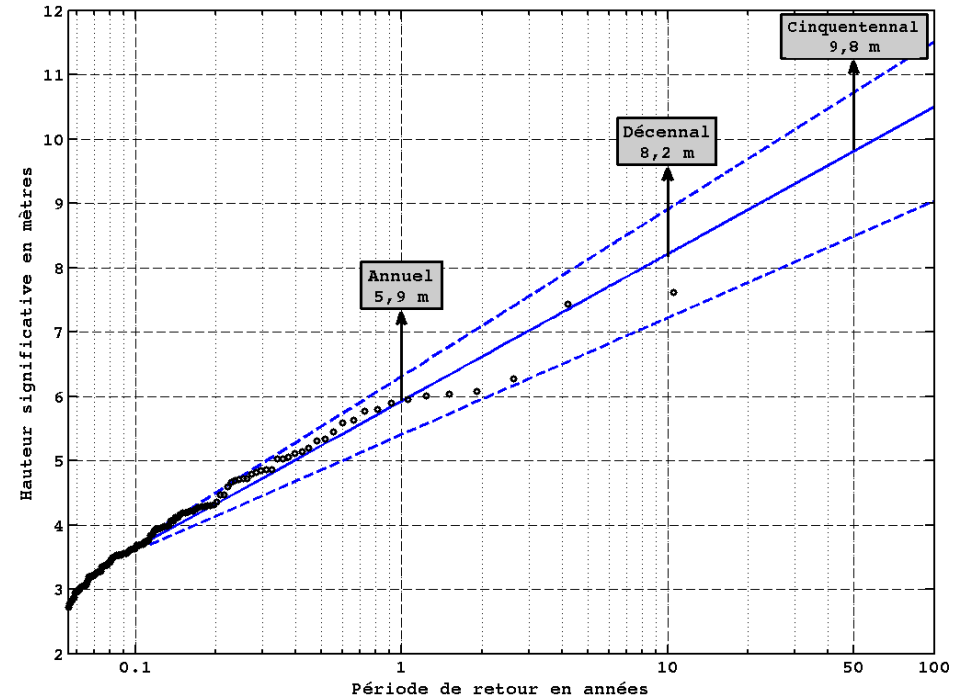
HISTOGRAMME DE LA PERIODE



HISTOGRAMME DE LA DIRECTION

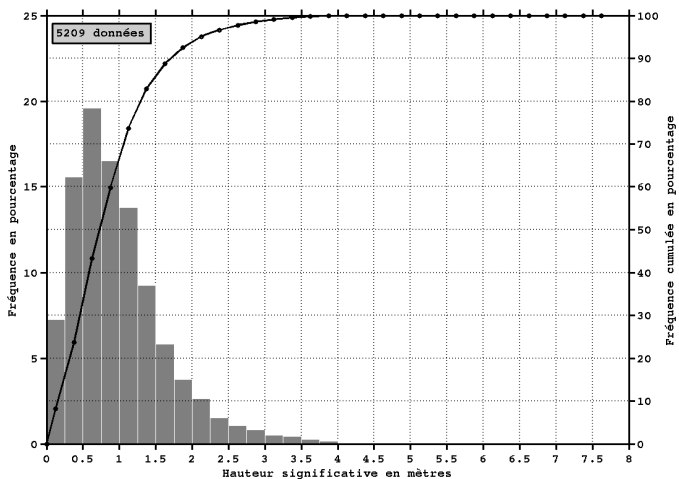


CORRELATION HAUTEUR PERIODE

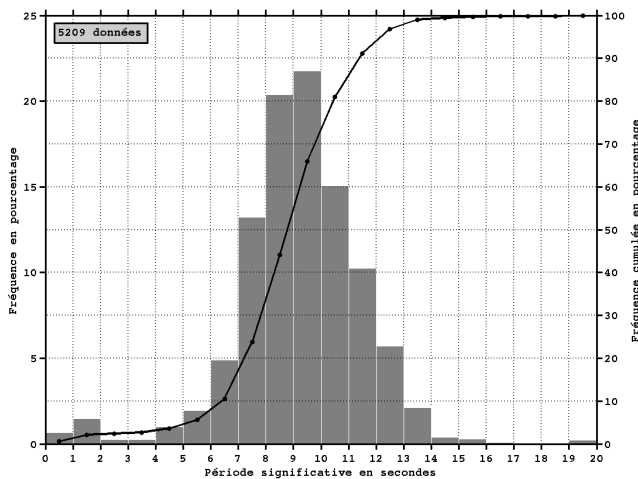


ESTIMATION DES VAGUES EXTREMES

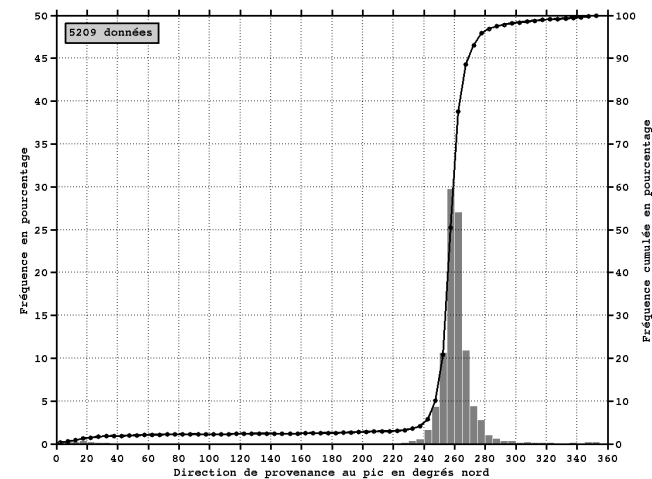
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES DE PRINTEMPS AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



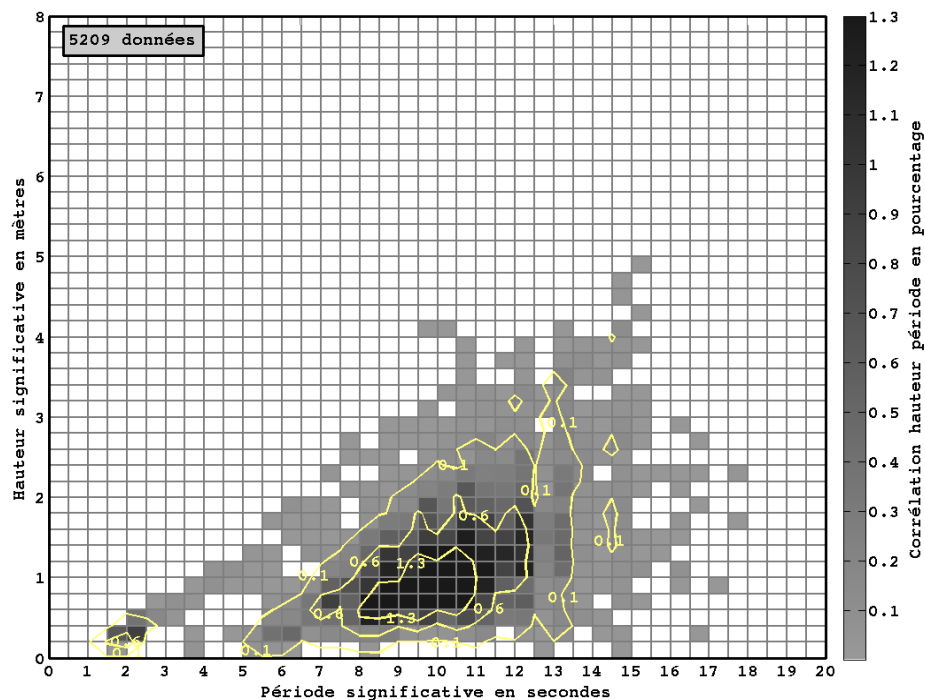
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



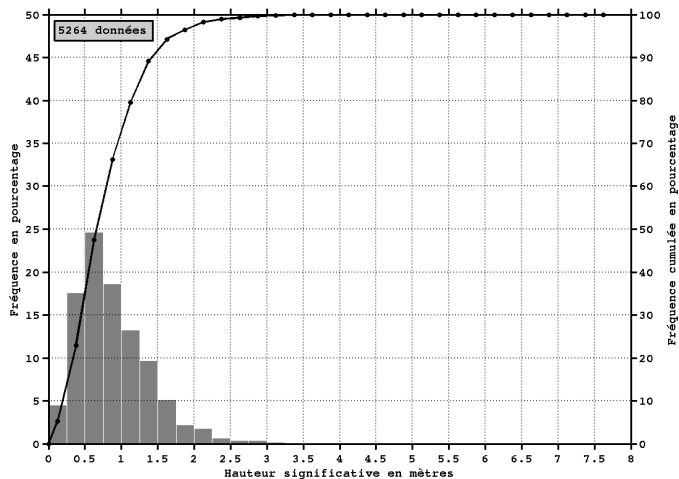
HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



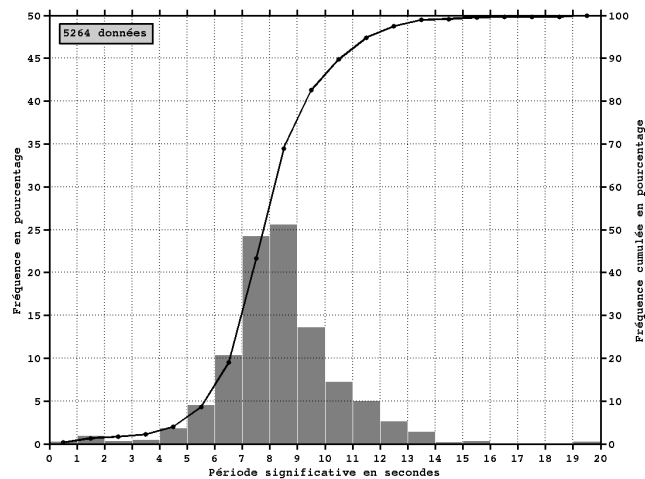
CORRELATION HAUTEUR PERIODE

- $H_{s_{moy}} = 1,22 \text{ m}$ (s.d. = 0,66 m)
- $T_{p_{moy}} = 10,22 \text{ s}$ (s.d. = 2,26 s)
- $Dir_{moy} = 261 \text{ °N}$ (s.d. = 38 °N)
- Nombre moyen de coups de mer : 2 (s.d. = 1,7)
- Nombre moyen de pics de houle : 5 (s.d. = 2,5)

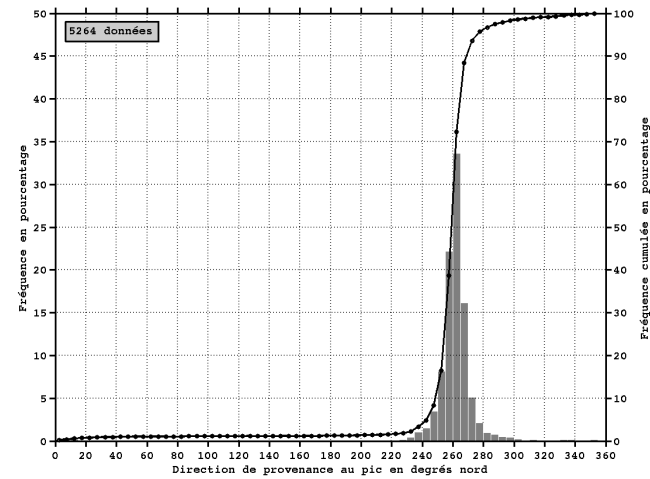
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'ETE AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



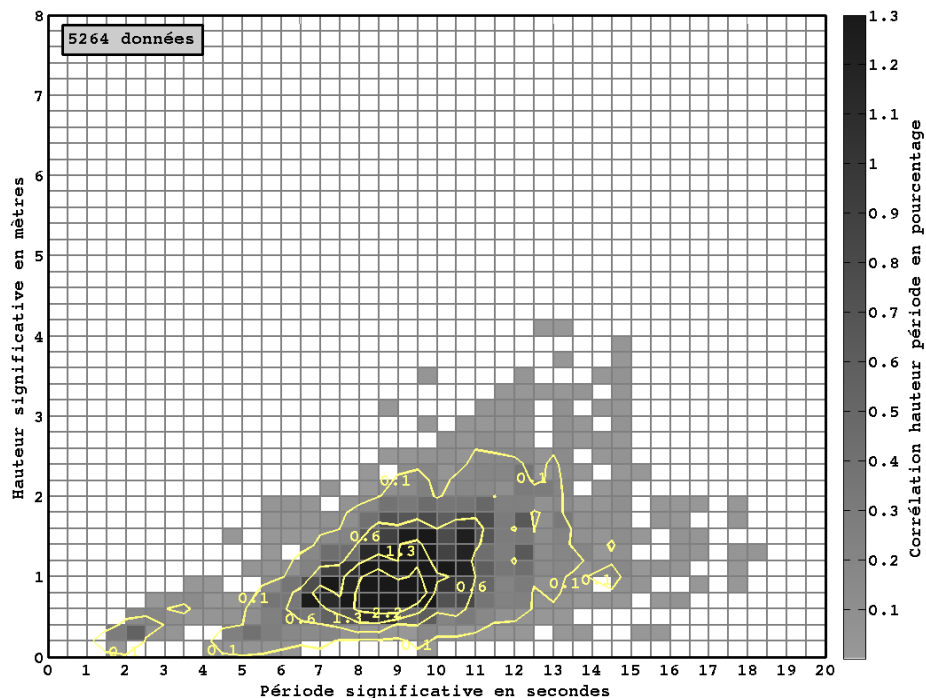
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



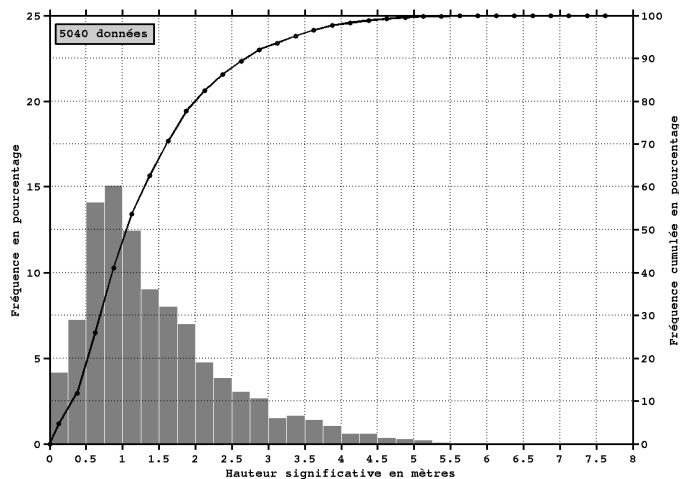
HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



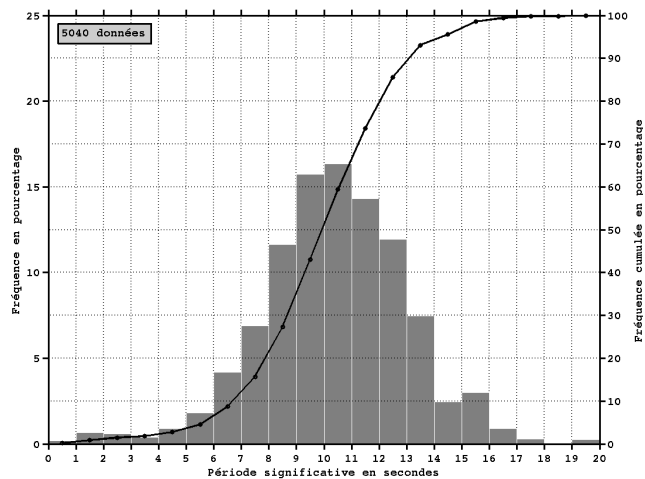
CORRELATION HAUTEUR PERIODE

- $H_{s_{moy}} = 1,13 \text{ m}$ (s.d. = 0,51 m)
- $T_{p_{moy}} = 9,39 \text{ s}$ (s.d. = 2,14 s)
- $Dir_{moy} = 265 \text{ °N}$ (s.d. = 29 °N)
- Nombre moyen de coups de mer : 1 (s.d. = 1,4)
- Nombre moyen de pics de houle : 3 (s.d. = 2,2)

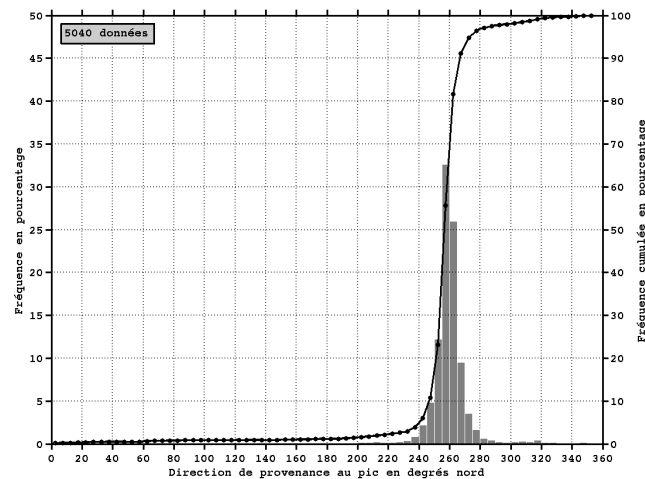
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'AUTOMNE AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



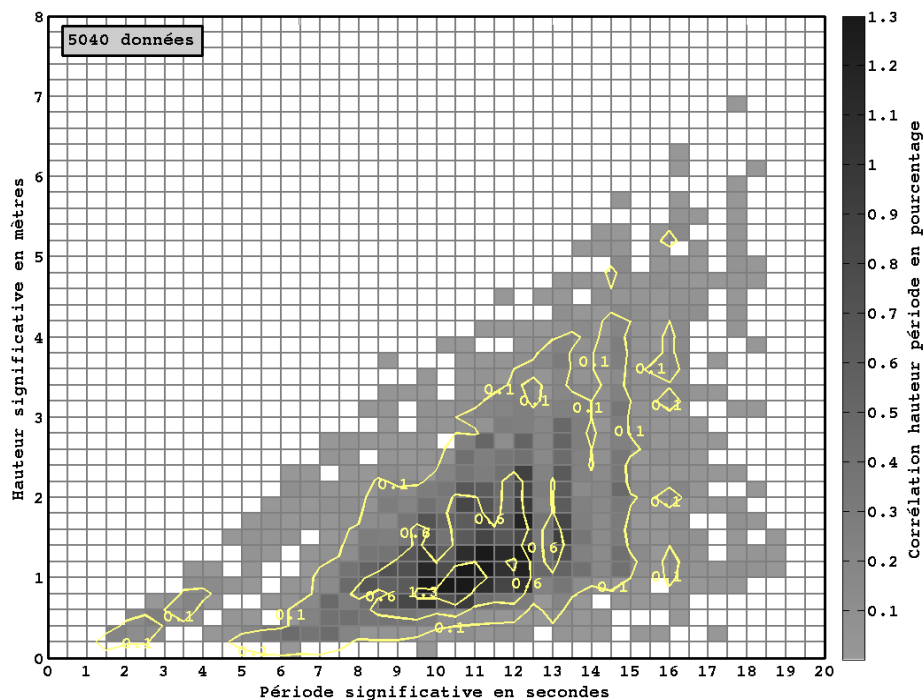
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



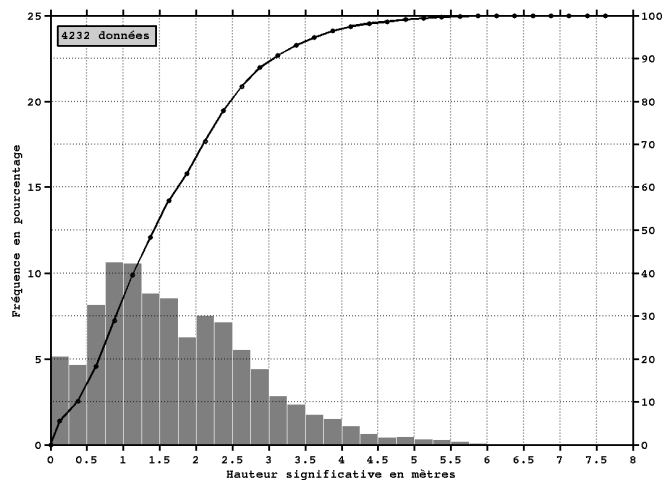
HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



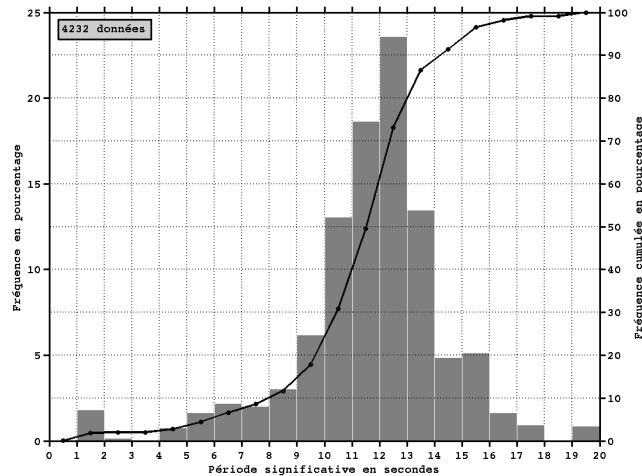
CORRELATION HAUTEUR PERIODE

- $Hs_{moy} = 1,68 \text{ m}$ (s.d. = 0,99 m)
- $Tp_{moy} = 11,38 \text{ s}$ (s.d. = 2,63 s)
- $Dir_{moy} = 263 \text{ °N}$ (s.d. = 25 °N)
- Nombre moyen de coups de mer : 5 (s.d. = 2,0)
- Nombre moyen de pics de houle : 6 (s.d. = 2,5)

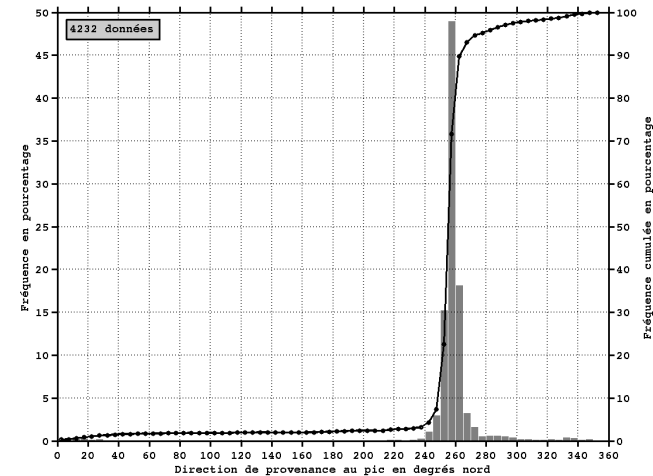
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'HIVER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



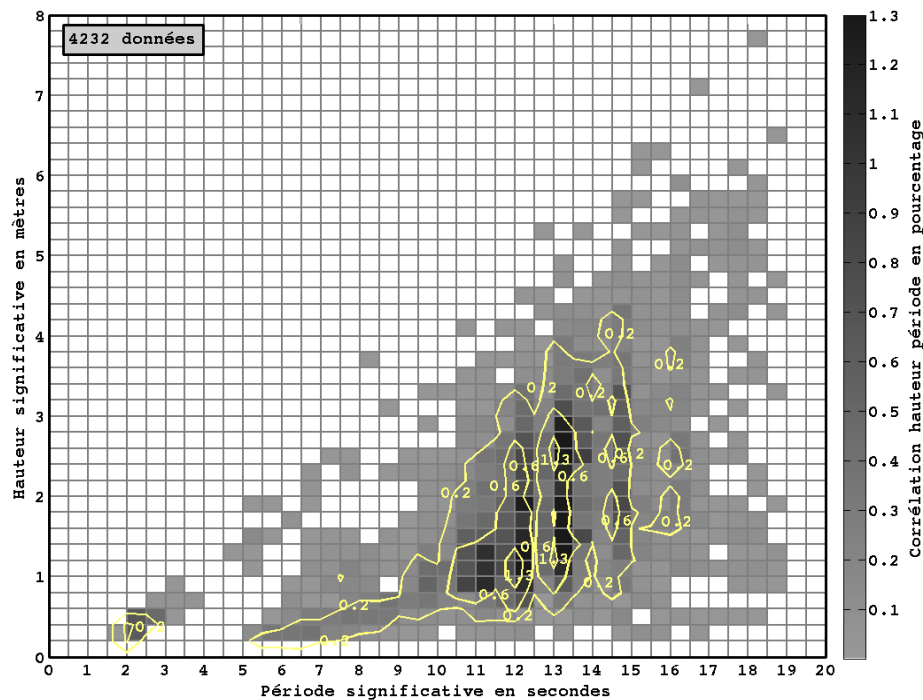
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



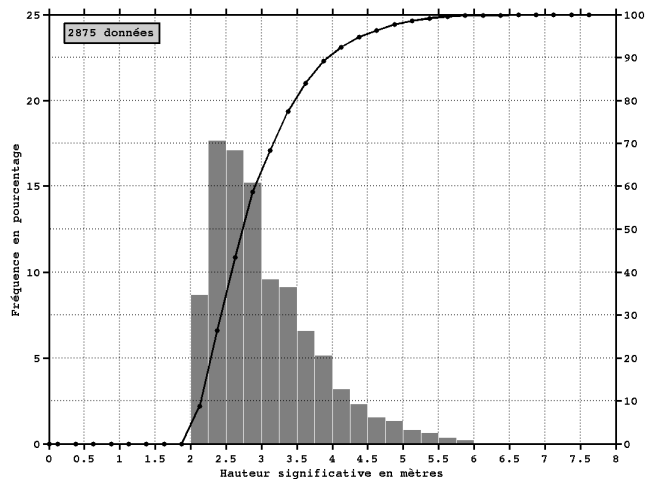
HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



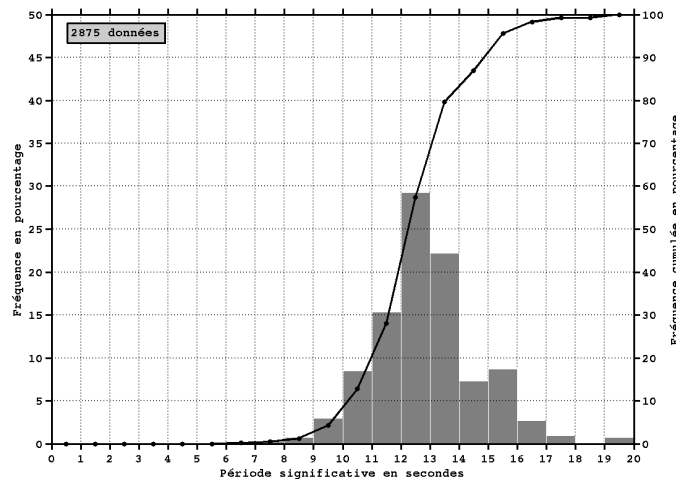
CORRELATION HAUTEUR PERIODE

- $H_{s_{moy}} = 1,98 \text{ m}$ (s.d. = 1,09 m)
- $T_{p_{moy}} = 12,64 \text{ s}$ (s.d. = 2,77 s)
- $Dir_{moy} = 260 \text{ °N}$ (s.d. = 35 °N)
- Nombre moyen de coups de mer : 9 (s.d. = 2,1)
- Nombre moyen de pics de houle : 7 (s.d. = 3,7)

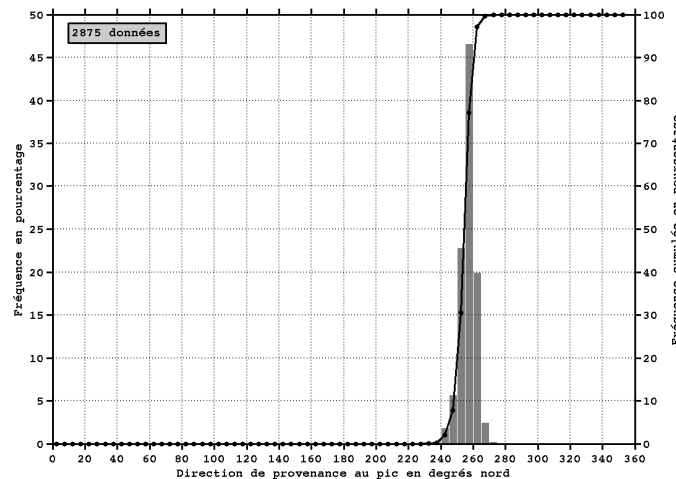
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES EN PERIODE DE COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



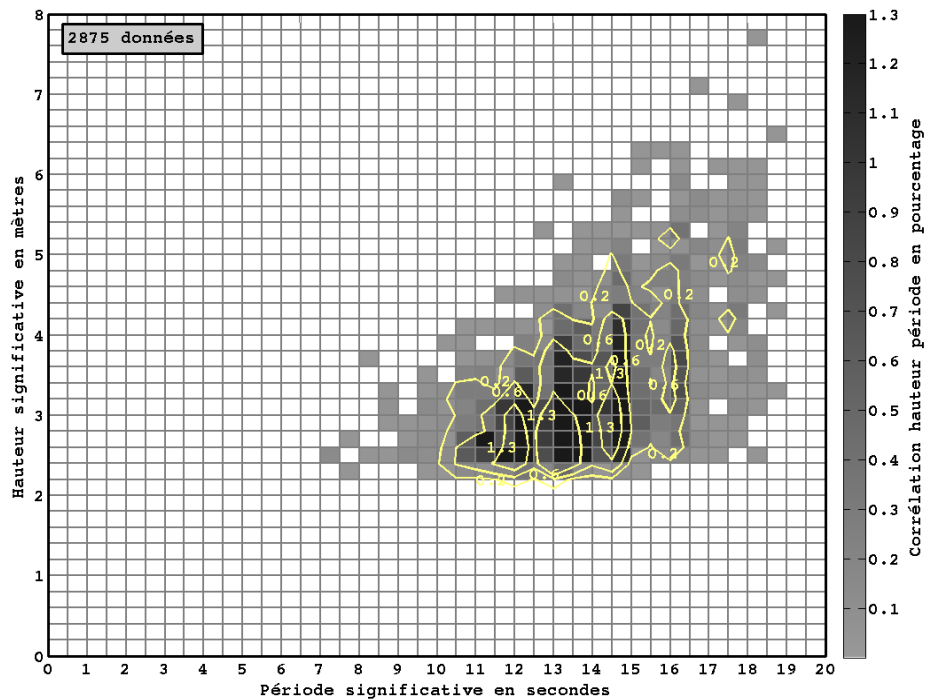
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



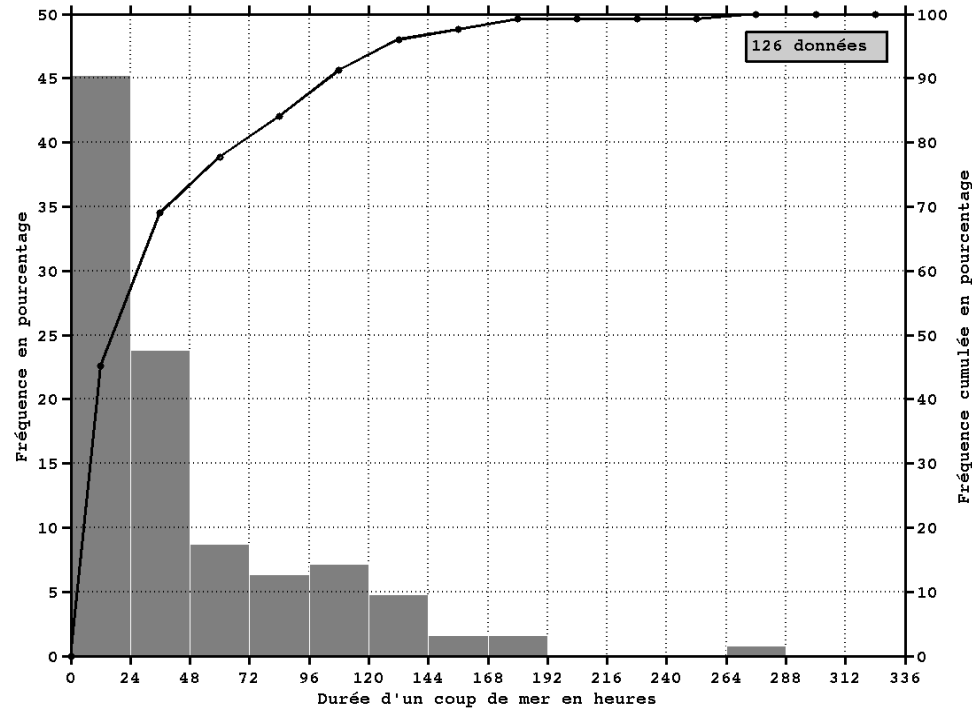
HISTOGRAMME DE LA PERIODE



HISTOGRAMME DE LA DIRECTION

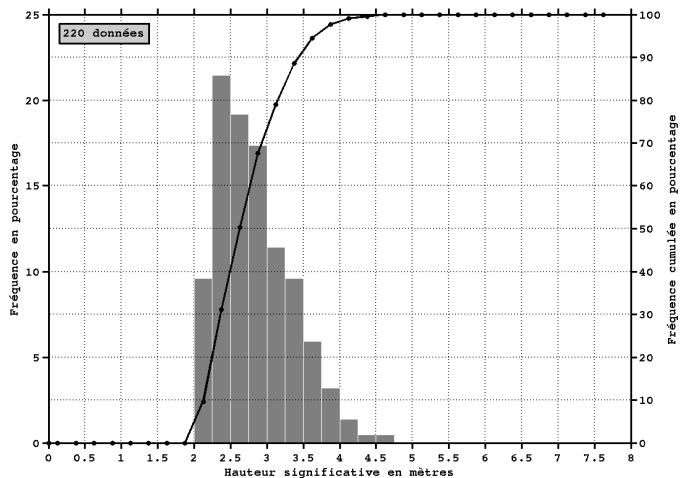


CORRELATION HAUTEUR PERIODE

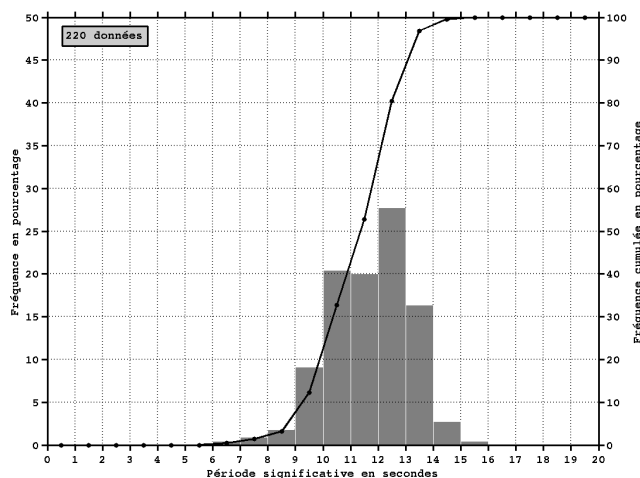


HISTOGRAMME DE LA DUREE

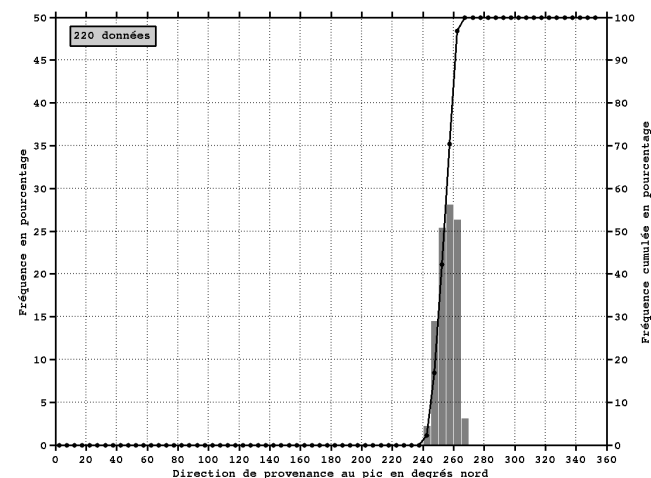
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES DE PRINTEMPS EN PERIODE DE COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



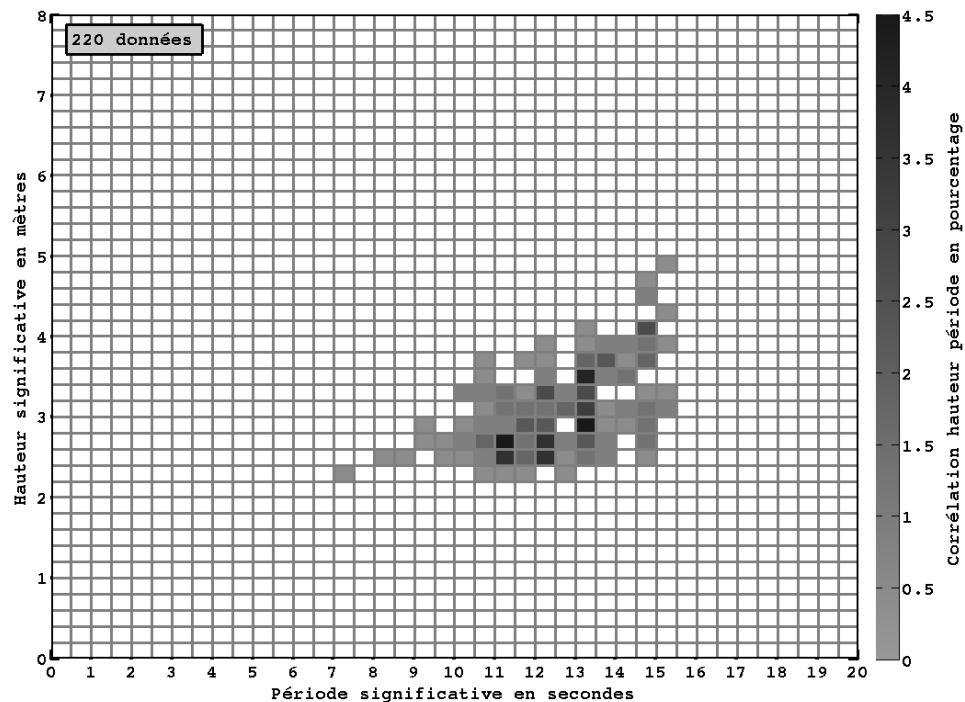
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



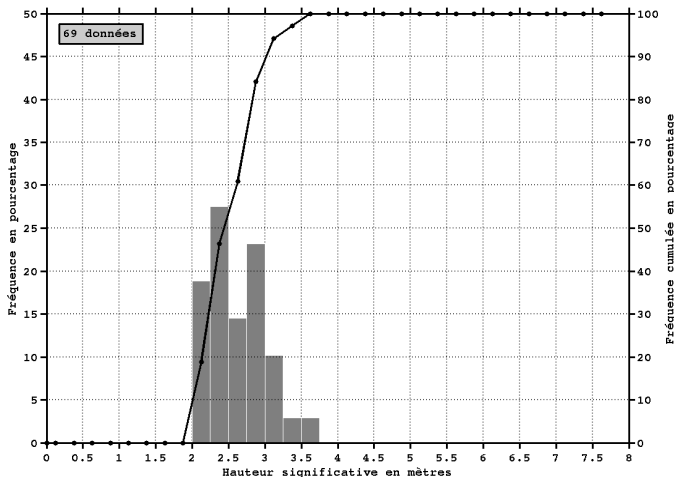
HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



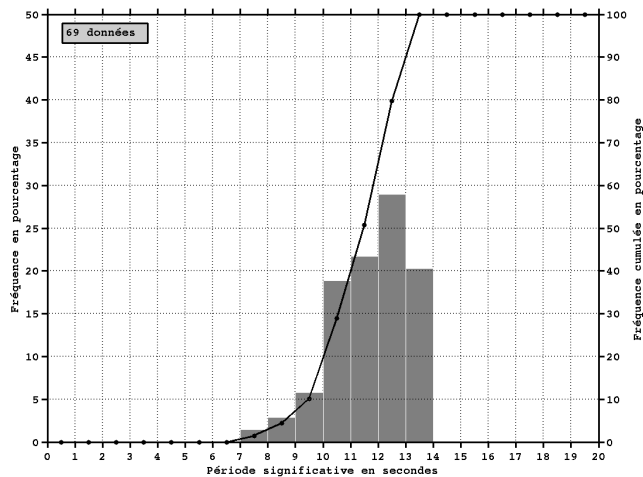
CORRELATION HAUTEUR PERIODE

- $H_{s_{moy}} = 3,09 \text{ m}$ (s.d. = 0,51 m)
- $T_{p_{moy}} = 12,64 \text{ s}$ (s.d. = 1,48 s)
- $Dir_{moy} = 261 \text{ °N}$ (s.d. = 6 °N)
- Durée moyenne : 46 h (s.d. = 21 h)
- $H_{s_{moy}} \text{ au pic} : 3,73 \text{ m}$ (s.d. = 0,50 m)
- $T_{p_{moy}} \text{ au pic} : 13,50 \text{ s}$ (s.d. = 1,34 s)
- $Dir_{moy} \text{ au pic} : 262 \text{ °N}$ (s.d. = 6 °N)

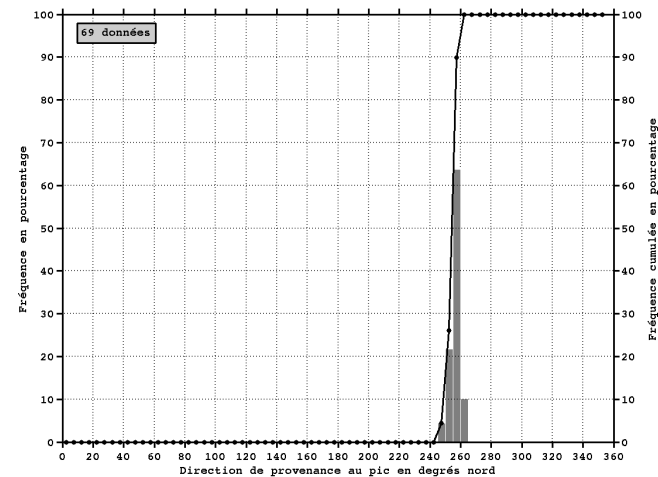
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'ETE EN PERIODE DE COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



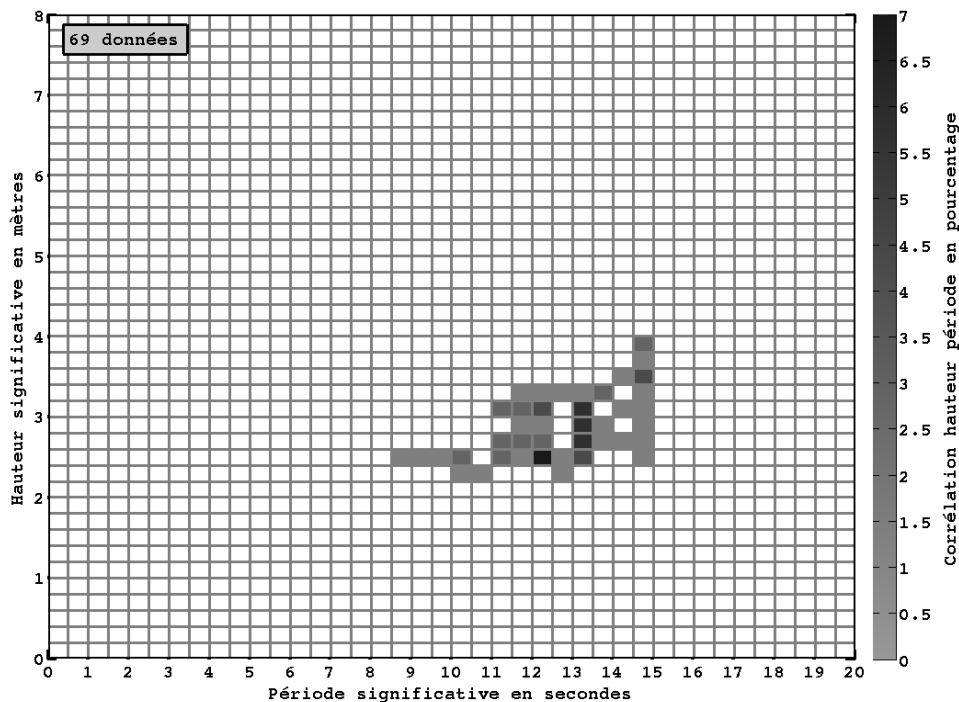
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



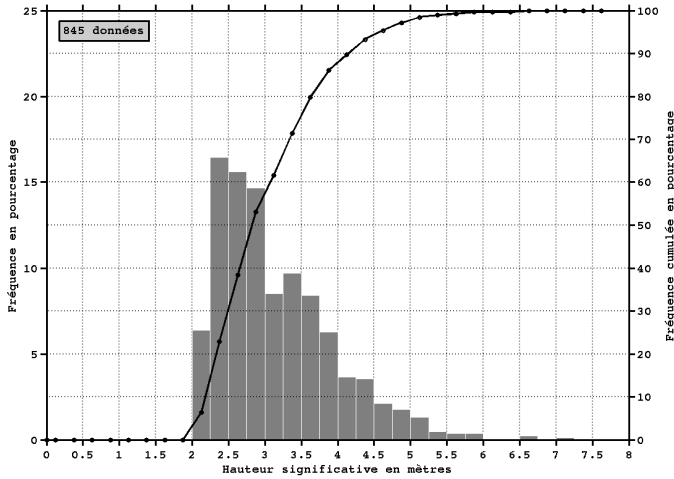
HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



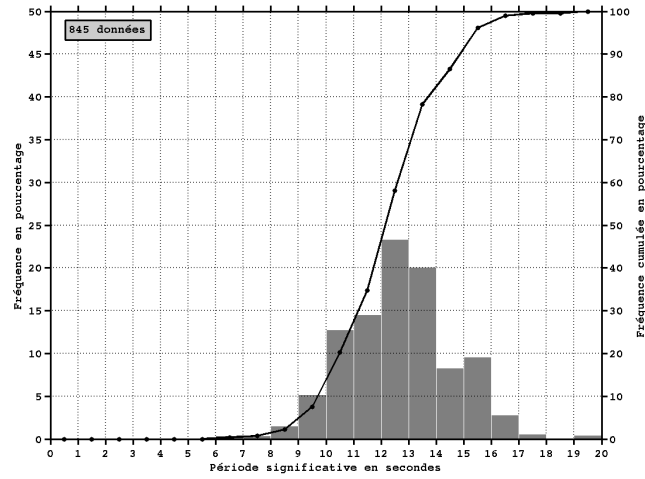
CORRELATION HAUTEUR PERIODE

- $H_{s\text{ moy}} = 2,87 \text{ m}$ (s.d. = 0,38 m)
- $T_{p\text{ moy}} = 12,73 \text{ s}$ (s.d. = 1,43 s)
- $Dir_{\text{ moy}} = 262 \text{ °N}$ (s.d. = 3 °N)
- Durée moyenne : 27 h (s.d. = 3 h)
- $H_{s\text{ moy}} \text{ au pic} : 3,36 \text{ m}$ (s.d. = 0,29 m)
- $T_{p\text{ moy}} \text{ au pic} : 13,48 \text{ s}$ (s.d. = 1,37 s)
- $Dir_{\text{ moy}} \text{ au pic} : 261 \text{ °N}$ (s.d. = 2 °N)

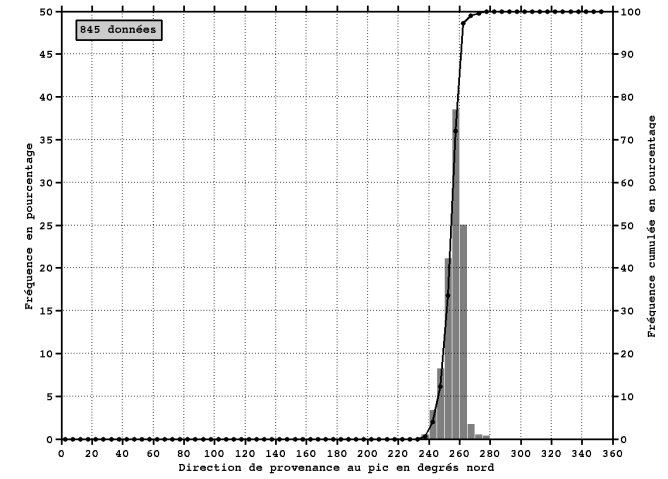
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'AUTOMNE EN PERIODE DE COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



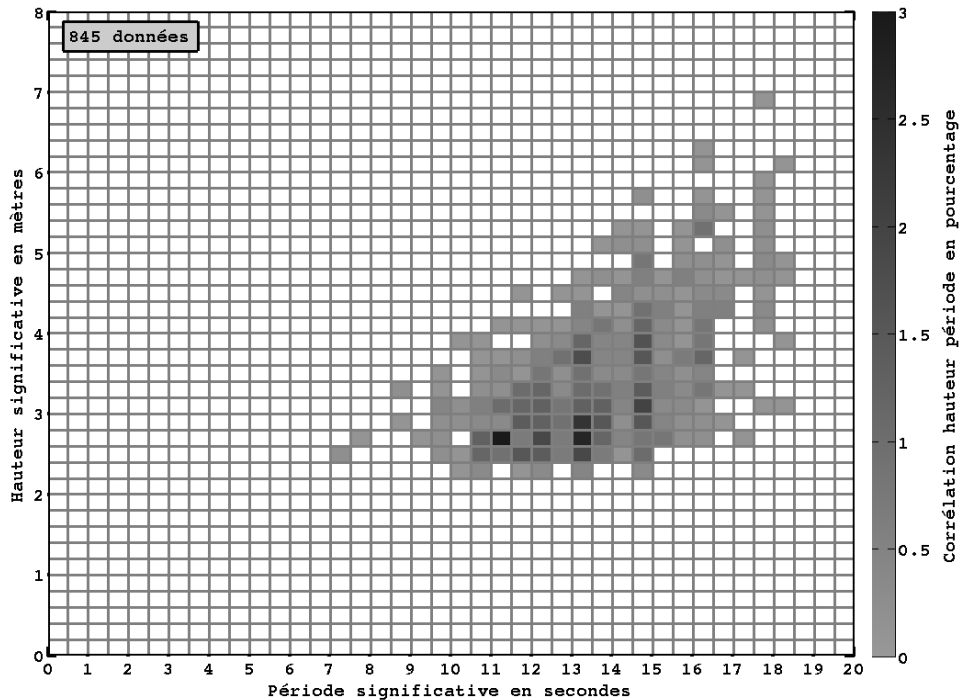
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



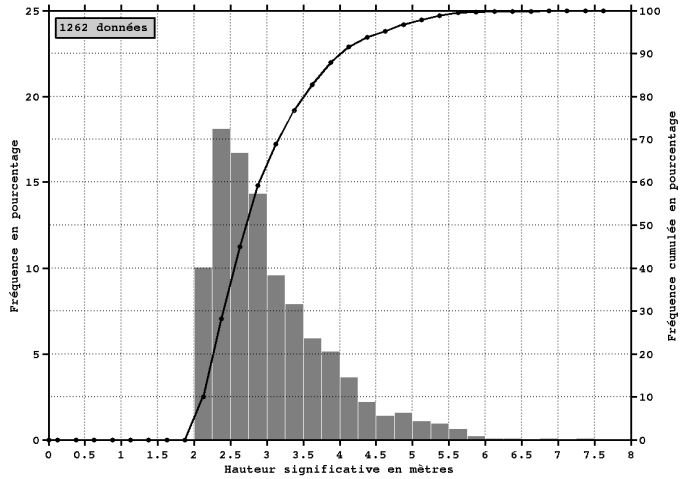
HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



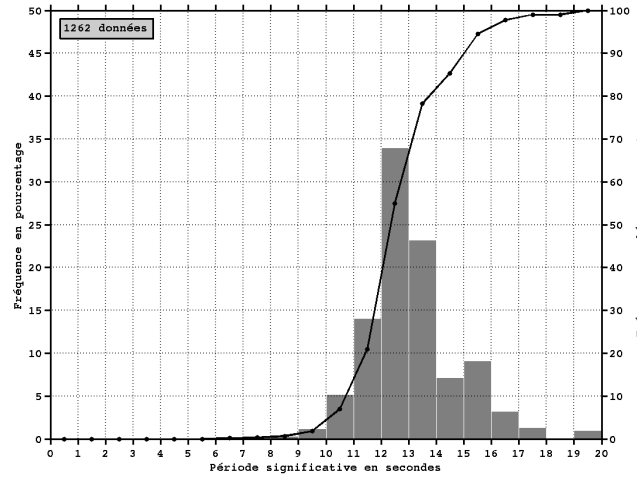
CORRELATION HAUTEUR PERIODE

- $H_{s_{moy}} = 3,40 \text{ m}$ (s.d. = 0,79 m)
- $T_{p_{moy}} = 13,67 \text{ s}$ (s.d. = 1,94 s)
- $Dir_{moy} = 262 \text{ °N}$ (s.d. = 6 °N)
- Durée moyenne : 65 h (s.d. = 41 h)
- $H_{s_{moy}} \text{ au pic} : 4,22 \text{ m}$ (s.d. = 1,05 m)
- $T_{p_{moy}} \text{ au pic} : 15,27 \text{ s}$ (s.d. = 1,84 s)
- $Dir_{moy} \text{ au pic} : 262 \text{ °N}$ (s.d. = 5 °N)

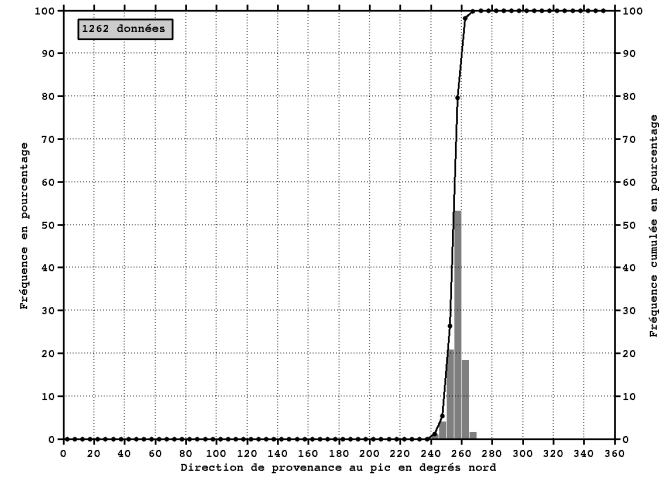
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'HIVER EN PERIODE DE COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



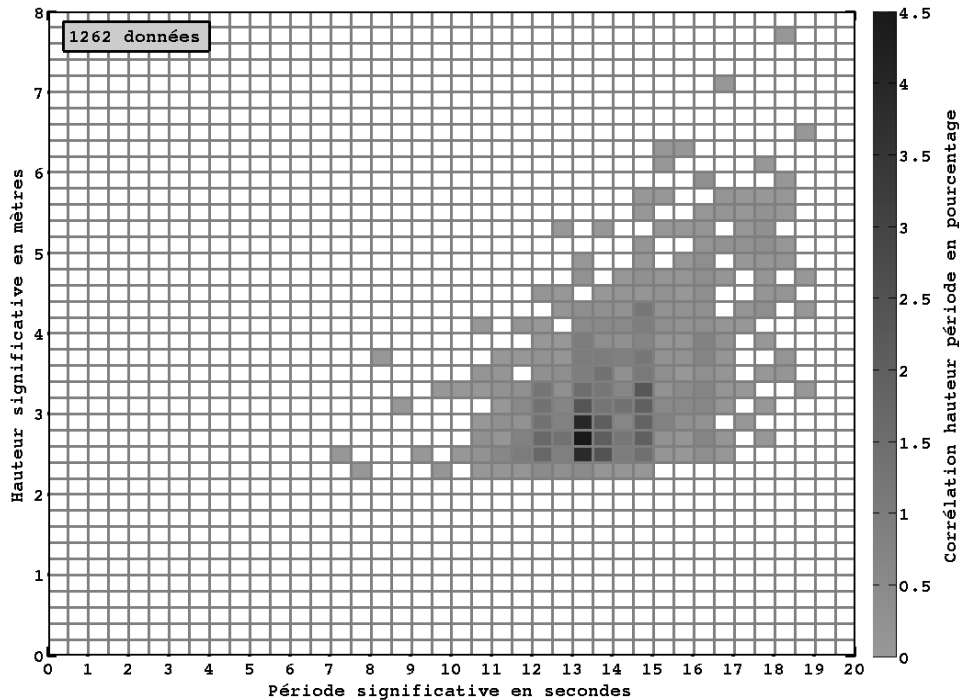
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



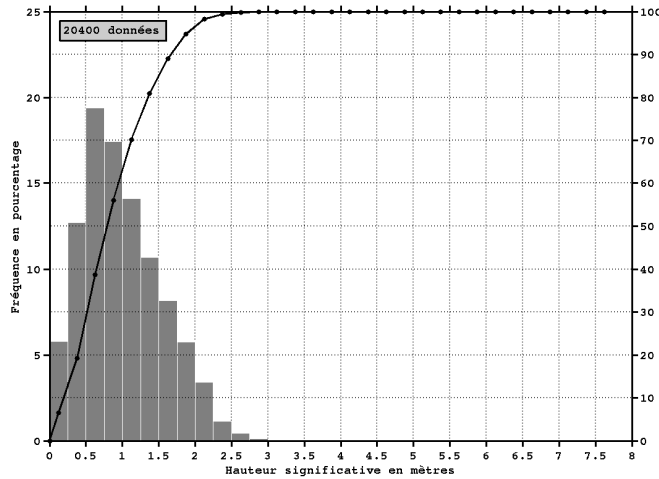
HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



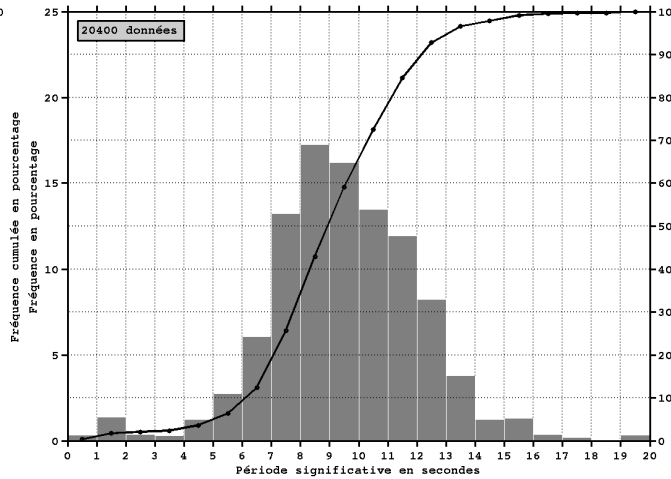
CORRELATION HAUTEUR PERIODE

- $H_{s_{moy}} = 3,30 \text{ m}$ (s.d. = 0,79 m)
- $T_{p_{moy}} = 14,09 \text{ s}$ (s.d. = 1,69 s)
- $Dir_{moy} = 262 \text{ °N}$ (s.d. = 4 °N)
- Durée moyenne : 72 h (s.d. = 54 h)
- $H_{s_{moy}} \text{ au pic} : 4,10 \text{ m}$ (s.d. = 1,04 m)
- $T_{p_{moy}} \text{ au pic} : 14,92 \text{ s}$ (s.d. = 1,47 s)
- $Dir_{moy} \text{ au pic} : 263 \text{ °N}$ (s.d. = 5 °N)

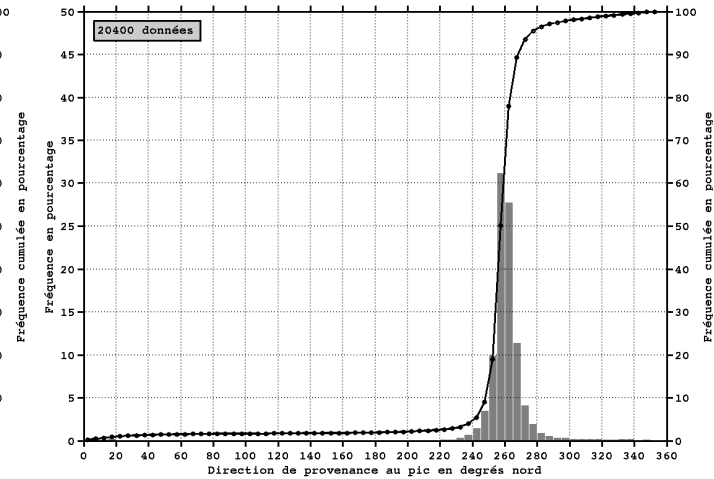
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES EN PERIODE D'INTER-COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



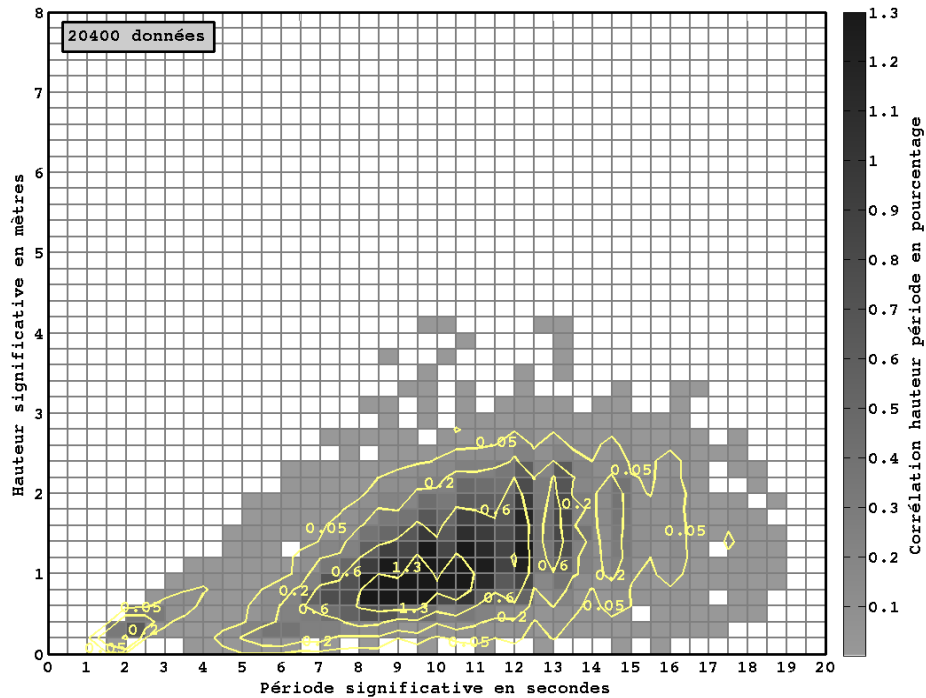
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



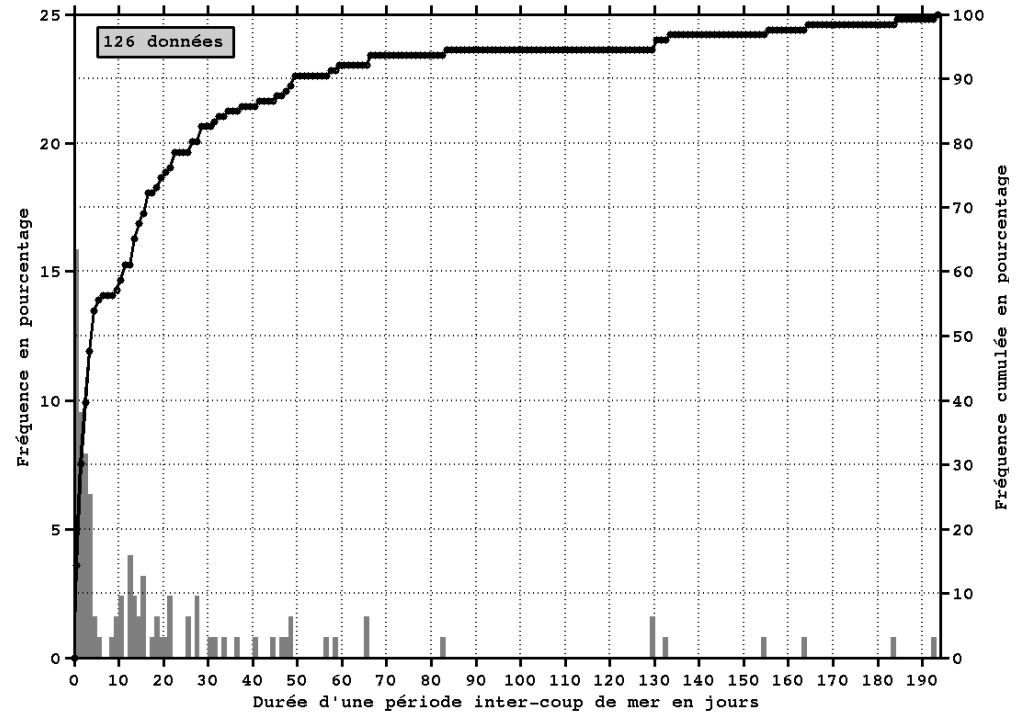
HISTOGRAMME DE LA PERIODE



HISTOGRAMME DE LA DIRECTION

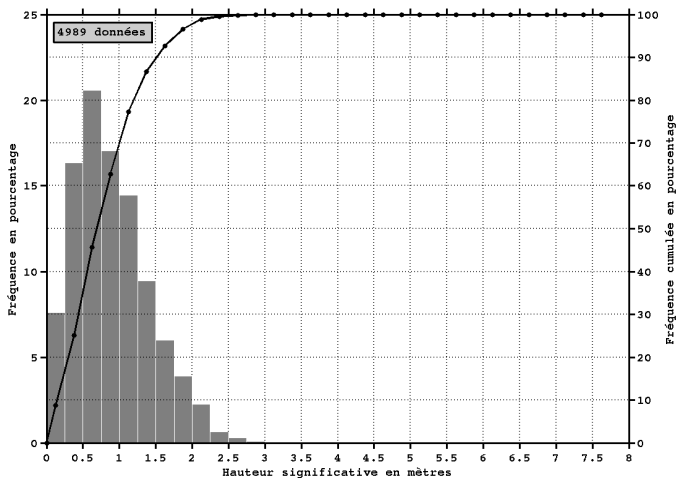


CORRELATION HAUTEUR PERIODE

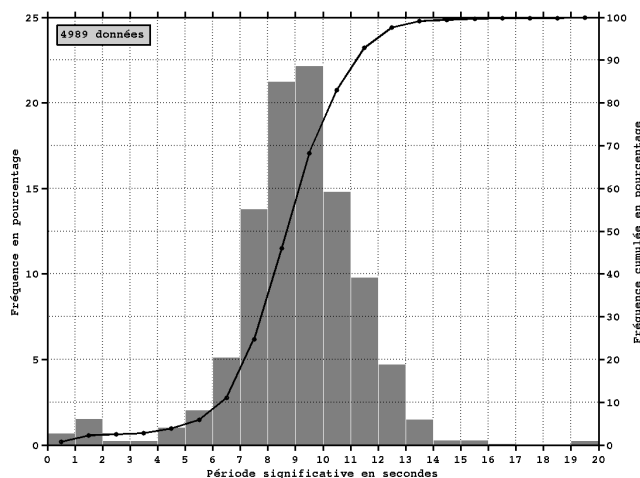


HISTOGRAMME DE LA DUREE

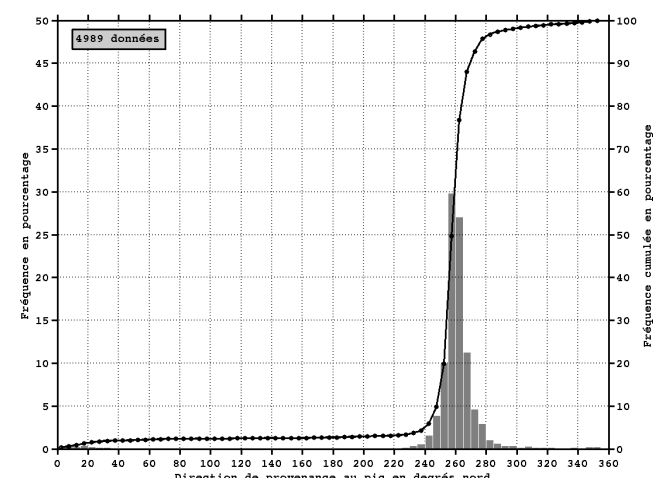
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES DE PRINTEMPS EN PERIODE D'INTER-COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



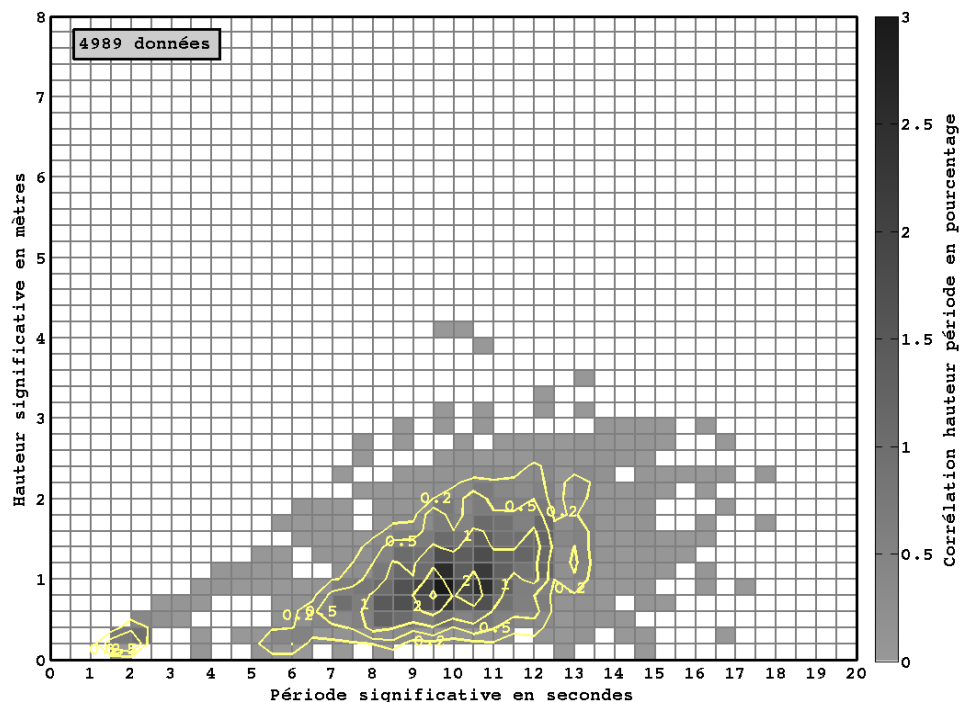
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



CORRELATION HAUTEUR PERIODE

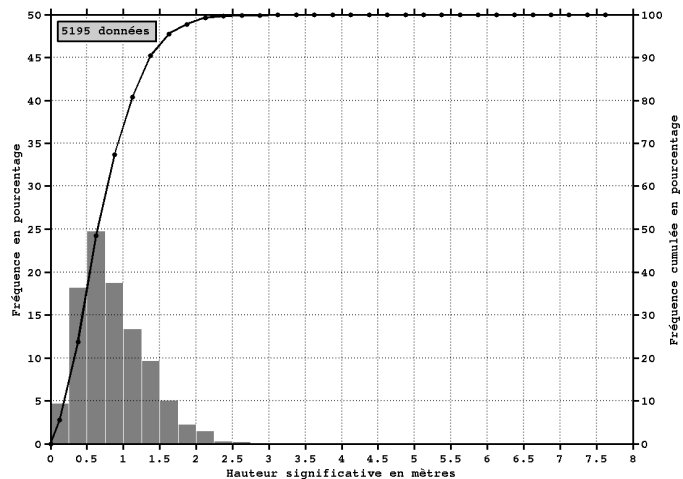
Avec prise en compte des entrées de houle :

- $H_{s\text{ moy}} = 1,14 \text{ m}$ (s.d. = 0,53 m)
- $T_{p\text{ moy}} = 10,12 \text{ s}$ (s.d. = 2,23 s)
- $Dir_{\text{ moy}} = 261 \text{ °N}$ (s.d. = 39 °N)

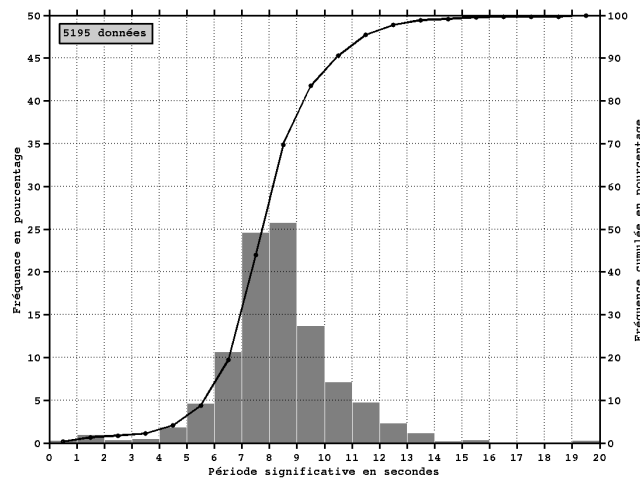
Sans prise en compte des entrées de houle :

- $H_{s\text{ moy}} = 0,99 \text{ m}$ (s.d. = 0,07 m)
- $T_{p\text{ moy}} = 9,96 \text{ s}$ (s.d. = 1,34 s)
- $Dir_{\text{ moy}} = 260 \text{ °N}$ (s.d. = 5 °N)

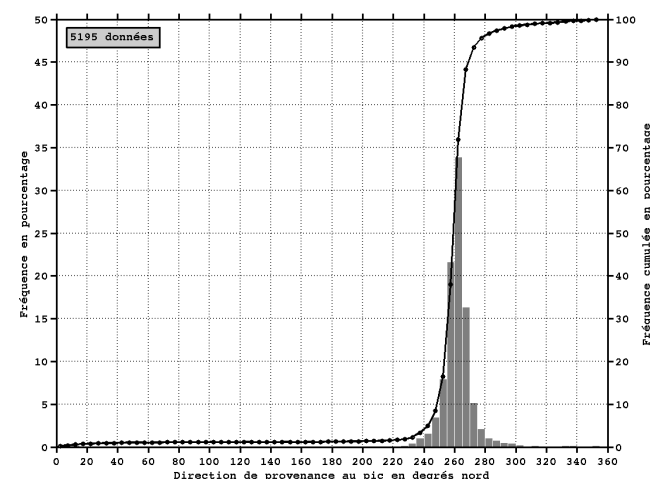
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'ETE EN PERIODE D'INTER-COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



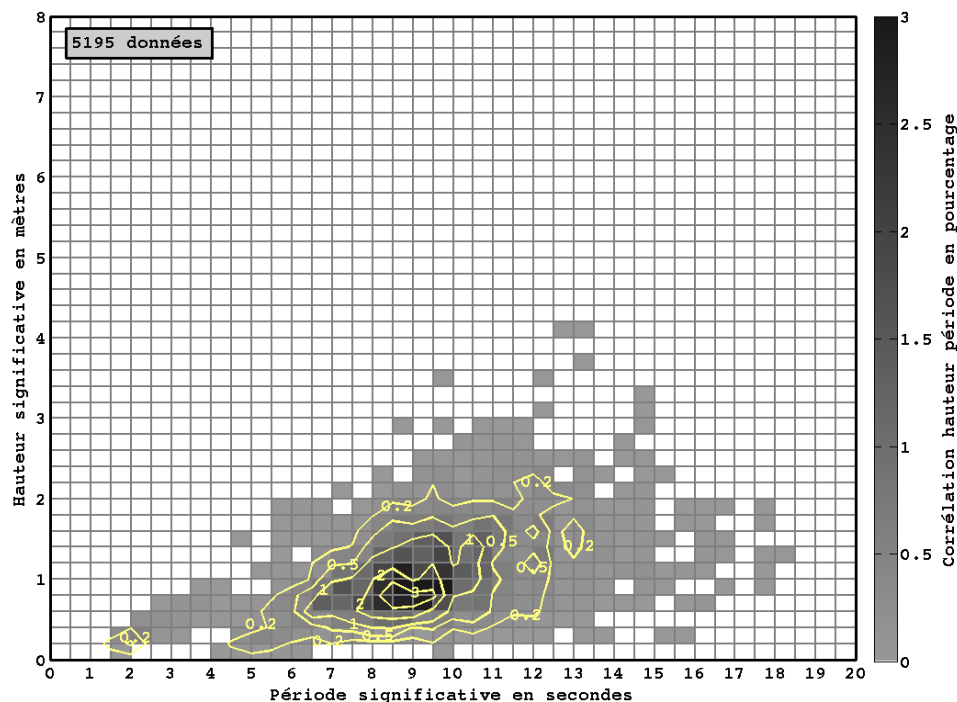
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



CORRELATION HAUTEUR PERIODE

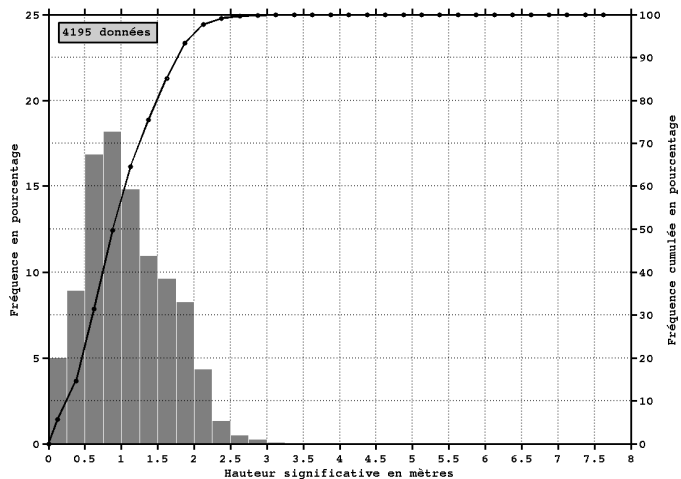
Avec prise en compte des entrées de houle :

- $H_{s\text{ moy}} = 1,10 \text{ m}$ (s.d. = 0,47 m)
- $T_{p\text{ moy}} = 9,35 \text{ s}$ (s.d. = 2,11 s)
- $Dir_{\text{ moy}} = 265 \text{ °N}$ (s.d. = 29 °N)

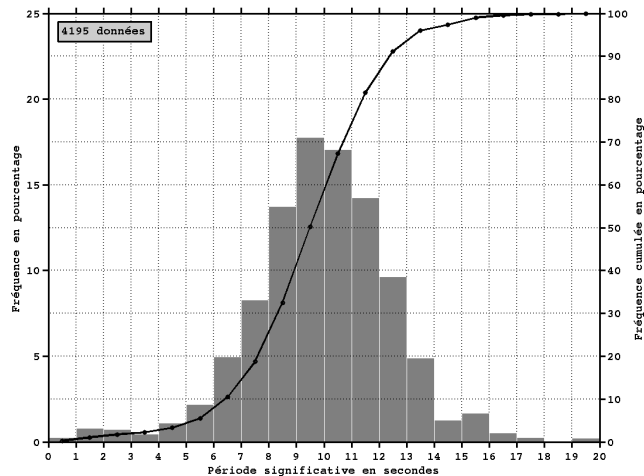
Sans prise en compte des entrées de houle :

- $H_{s\text{ moy}} = 1,00 \text{ m}$ (s.d. = 0,08 m)
- $T_{p\text{ moy}} = 9,21 \text{ s}$ (s.d. = 0,32 s)
- $Dir_{\text{ moy}} = 265 \text{ °N}$ (s.d. = 4 °N)

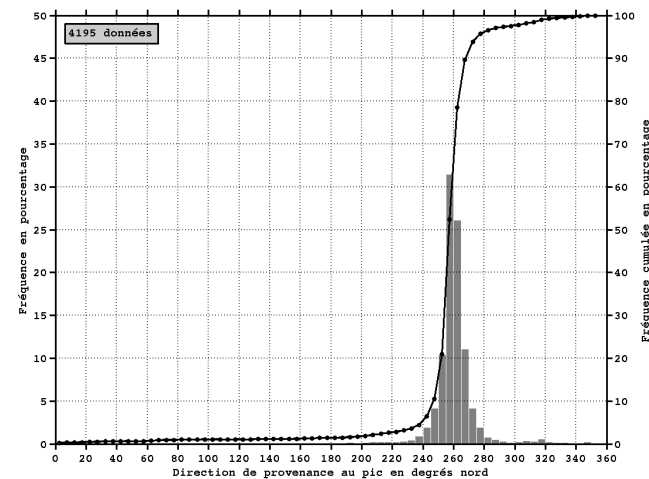
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'AUTOMNE EN PERIODE D'INTER-COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



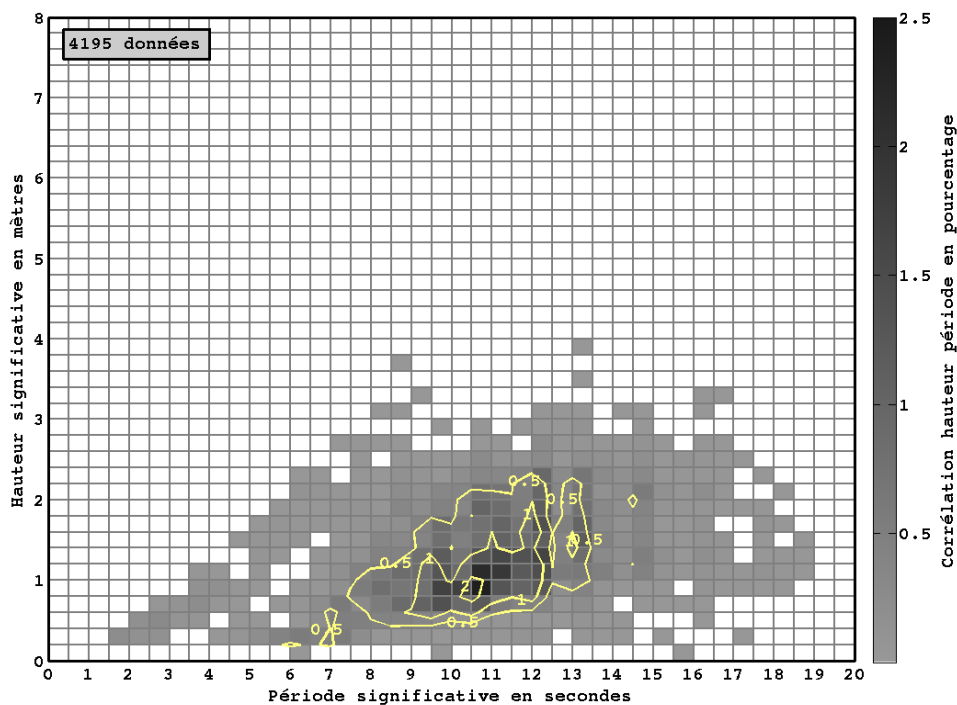
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



CORRELATION HAUTEUR PERIODE

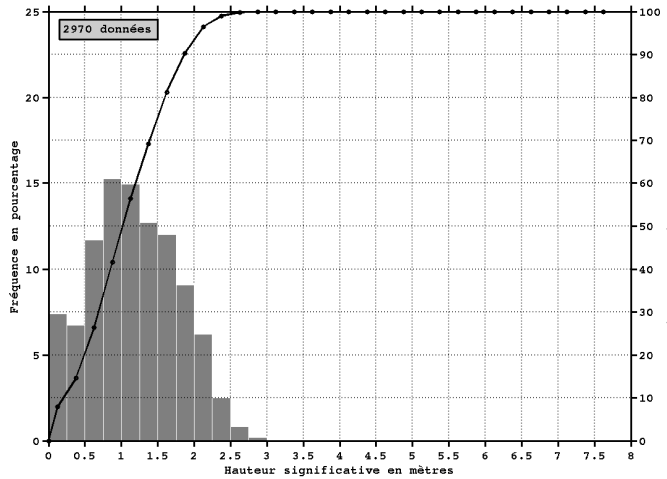
Avec prise en compte des entrées de houle :

- $H_{s_{\text{moy}}} = 1,33 \text{ m}$ (s.d. = 0,57 m)
- $T_{p_{\text{moy}}} = 10,92 \text{ s}$ (s.d. = 2,51 s)
- $Dir_{\text{moy}} = 263 \text{ }^\circ\text{N}$ (s.d. = 27 $^\circ\text{N}$)

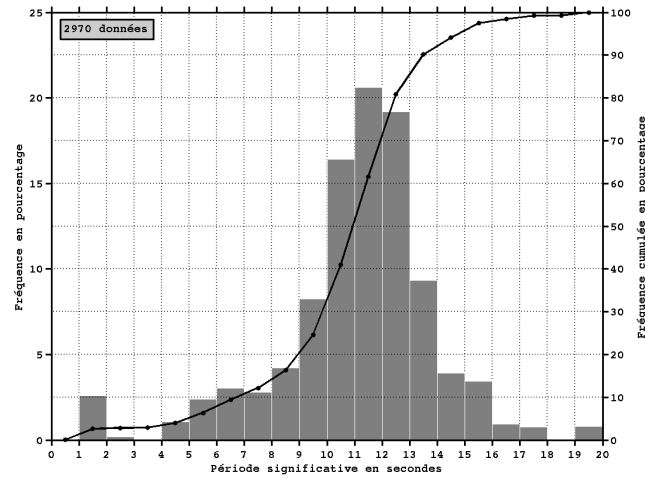
Sans prise en compte des entrées de houle :

- $H_{s_{\text{moy}}} = 1,07 \text{ m}$ (s.d. = 0,05 m)
- $T_{p_{\text{moy}}} = 10,64 \text{ s}$ (s.d. = 0,32 s)
- $Dir_{\text{moy}} = 263 \text{ }^\circ\text{N}$ (s.d. = 5 $^\circ\text{N}$)

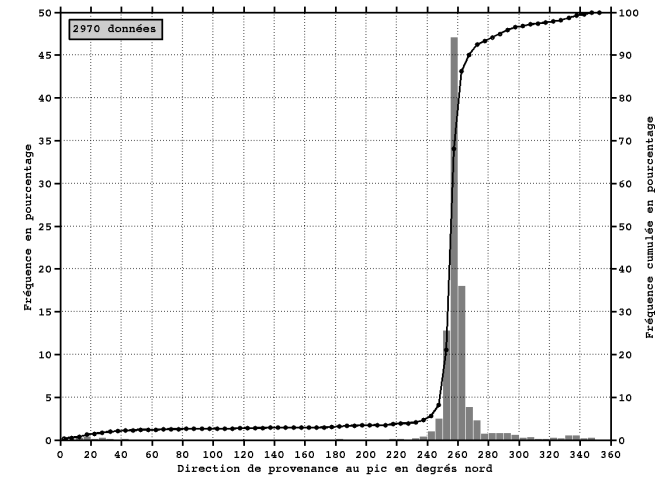
STATISTIQUES DES VAGUES SIGNIFICATIVES D'HIVER EN PERIODE D'INTER-COUP DE MER AU LARGE DES PLAGES DE LA PALUE ET LOSTMARC'H (CROZON, FINISTERE)



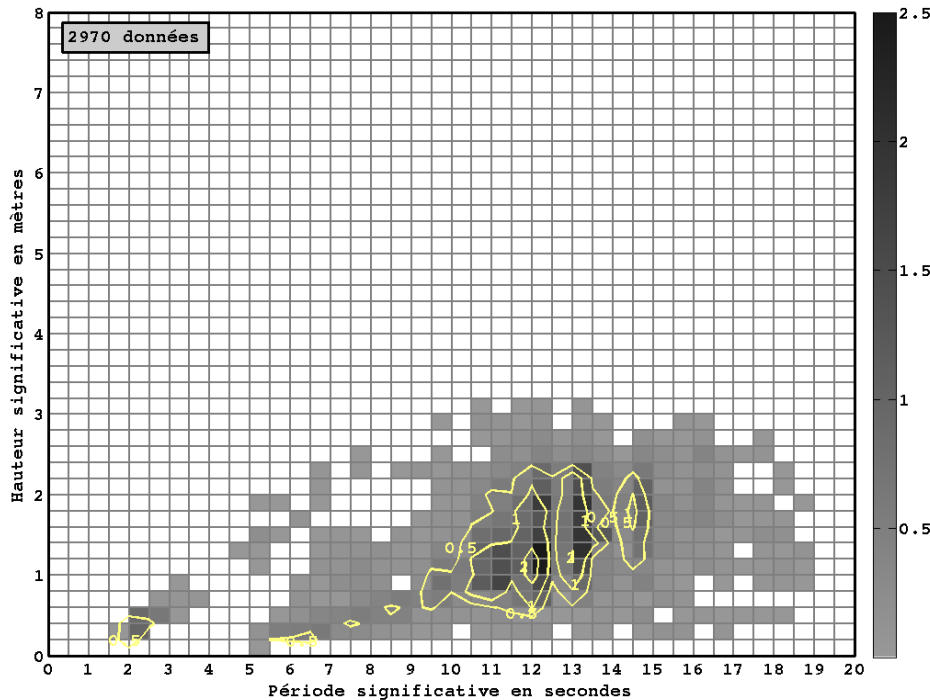
HISTOGRAMME DE LA HAUTEUR



HISTOGRAMME DE LA PERIODE



HISTOGRAMME DE LA DIRECTION



CORRELATION HAUTEUR PERIODE

Avec prise en compte des entrées de houle :

- $H_{s\text{ moy}} = 1,42 \text{ m}$ (s.d. = 0,60 m)
- $T_{p\text{ moy}} = 12,03 \text{ s}$ (s.d. = 2,91 s)
- $Dir_{\text{ moy}} = 260 \text{ °N}$ (s.d. = 42 °N)

Sans prise en compte des entrées de houle :

- $H_{s\text{ moy}} = 1,11 \text{ m}$ (s.d. = 0,14 m)
- $T_{p\text{ moy}} = 11,75 \text{ s}$ (s.d. = 0,70 s)
- $Dir_{\text{ moy}} = 260 \text{ °N}$ (s.d. = 12 °N)

Annexe D

Granulométrie des plages de La Palue et de Lostmarc'h

<i>Echantillons N°</i>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$D_{10}(\mu m)$	179	201	166	171	161	185	190	180	207	182
$D_{50}(\mu m)$	227	282	225	238	236	269	266	222	278	246
$D_{90}(\mu m)$	311	413	320	420	416	426	405	297	338	355
<i>Echantillons N°</i>	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$D_{10}(\mu m)$	272	184	190	183	186	164	168	173	186	194
$D_{50}(\mu m)$	425	236	240	256	255	229	239	229	261	249
$D_{90}(\mu m)$	630	388	399	387	382	364	384	361	410	342
<i>Echantillons N°</i>	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
$D_{10}(\mu m)$	192	170	172	176	207	209	180	172	189	190
$D_{50}(\mu m)$	269	239	235	290	303	322	244	241	271	233
$D_{90}(\mu m)$	408	377	368	567	456	550	370	397	434	311
<i>Echantillons N°</i>	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
$D_{10}(\mu m)$	196	166	152	210	195	191	222	202	223	229
$D_{50}(\mu m)$	292	234	213	557	301	327	391	549	355	358
$D_{90}(\mu m)$	501	390	327	996	616	799	744	2282	589	613
<i>Echantillons N°</i>	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
$D_{10}(\mu m)$	178	170	166	189	224	277	176	218	189	314
$D_{50}(\mu m)$	262	233	259	285	335	524	237	440	250	573
$D_{90}(\mu m)$	455	452	547	503	539	844	393	845	409	900
<i>Echantillons N°</i>	51	52	53							
$D_{10}(\mu m)$	173	159	165							
$D_{50}(\mu m)$	260	213	220							
$D_{90}(\mu m)$	451	300	313							

TABLEAU D.1: Répartition granulométrique zonale sur le site-atelier des plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h (Crozon, Finistère).

Annexe E

Comparaison des prédictions (XBeach) aux mesures *in situ* (courantomètre JG)

Cas 1 — Les prédictions du courant moyen (CM) le jour 21/01 sont moyennes (Figure E.1). Le modèle surestime le courant dans la direction est (vers la côte) et au contraire le sous-estime dans la direction sud (vers la pointe de C’houbez). Les oscillations du CM visibles sur les mesures sont moins nettes sur les prédictions. Le 22/01 entre 02h30 TU et 07h10 TU, le constat est le même avec une prédiction d’un CM plus faible que le 21/01 (Figure E.2) mais sans les oscillations liées soit à de l’infragravité, très présente au début de la campagne de mesures comme nous l’avons vu au chapitre 4, soit à un déphasage des trains de houle provoqué par la présence de l’îlot Guénéron. Les prédictions s’améliorent le 22/01 entre 14h50 TU et 19h40 TU et le 23/01 où le CM a nettement diminué ($< 0,2$ m/s) ce qui est bien reproduit par le modèle. La comparaison entre les mesures et les prédictions de la hauteur des vagues est illustrée au Tableau E.1 pour le 21/01 et le 22/01 entre 02h30 TU et 07h10 TU, et au Tableau E.2 pour le 22/01 entre 14h50 TU et 19h40 TU et le 23/01. Le 21/01, le modèle surestime la hauteur des vagues, jusqu’à 101 % à mi-marée. A pleine mer (16h30 TU), les prédictions sont légèrement meilleures avec une erreur moyenne de 62 %. Le 22/01 entre 02h30 TU et 07h10 TU, les prédictions sont également surestimées mais dans une moindre mesure. A pleine mer (04h20 TU), le modèle prédit une hauteur des vagues de 28 % supérieure à celle mesurée. Le 22/01 entre 14h50 TU et 19h40 TU, les conditions de vague sont plus modérées et les prédictions s’améliorent. Entre 16h TU et 18h TU, le modèle surestime en moyenne de 30 % la hauteur des vagues, avec un minimum de 17 % à 18h TU et un maximum de 58 % à 16h10 TU. Le 23/01, l’énergie des vagues a encore chuté et les prédictions sont bonnes sauf lorsque la couche d’eau est peu épaisse, c’est-à-dire à mi-marée lorsque la vitesse de variation du niveau d’eau est maximale. Entre 04h TU et 07h TU, l’écart entre les prédictions et les mesures est en moyenne de 8 %, avec un minimum de 0 % à 04h20 TU et un maximum de 29 % à 04h TU.

Cas 2 — Les prédictions du courant le 21/01 sont similaires, peut-être très légèrement améliorées. Les 22/01 et 23/01, les prédictions sont équivalentes, ni améliorées ni détériorées.

Cas 3 — Les prédictions du courant sont nettement moins bonnes.

Cas 4 — Les prédictions le 21/01 sont nettement moins bonnes, la composante du CM dirigée vers l’est (vers la côte) est surestimée. En revanche, les prédictions sont équivalentes le 22/01 et légèrement meilleures le 23/01 à mi-marée.

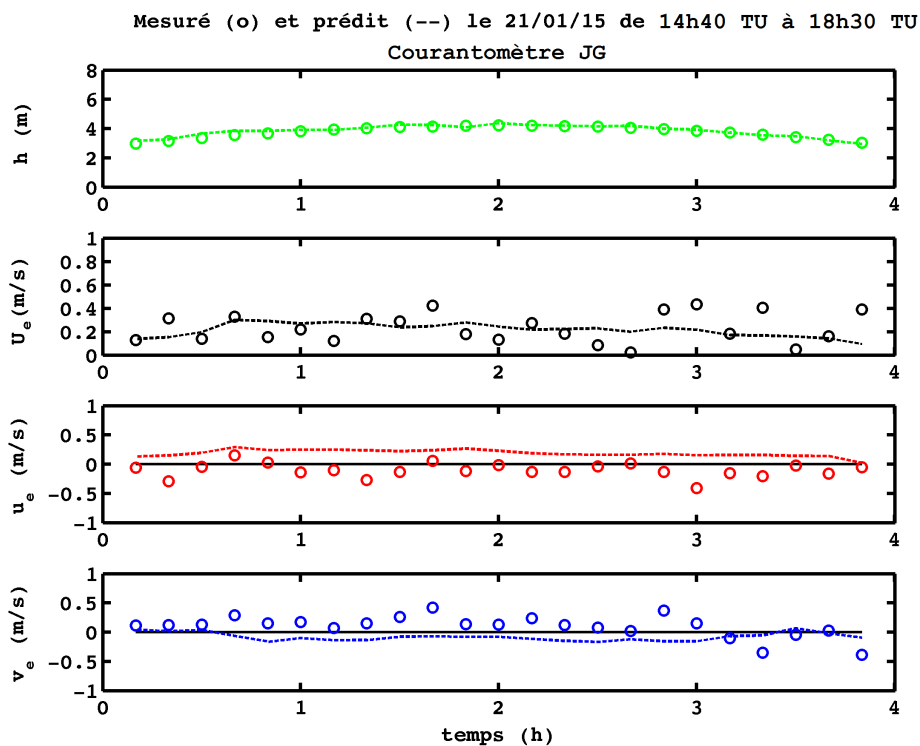


FIGURE E.1: CAS 1 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 21/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

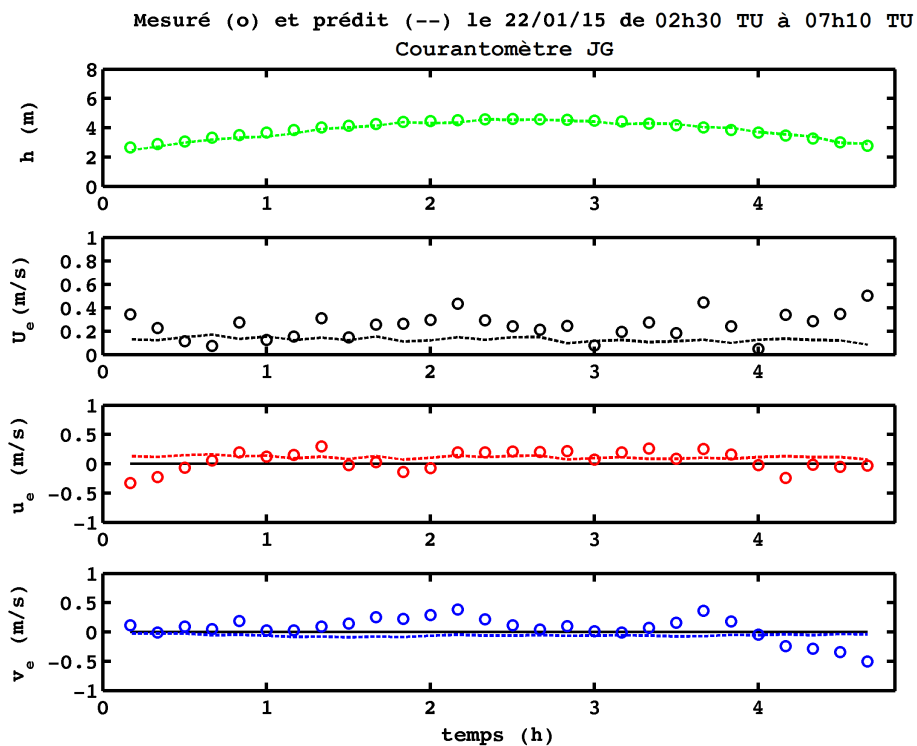


FIGURE E.2: CAS 1 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (a.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

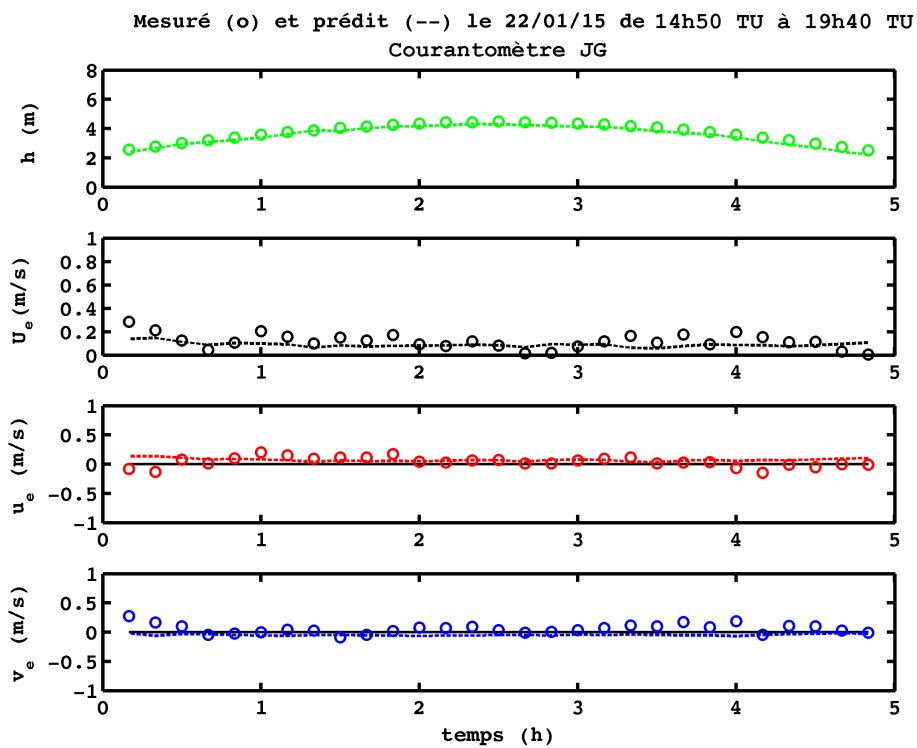


FIGURE E.3: CAS 1 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (p.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

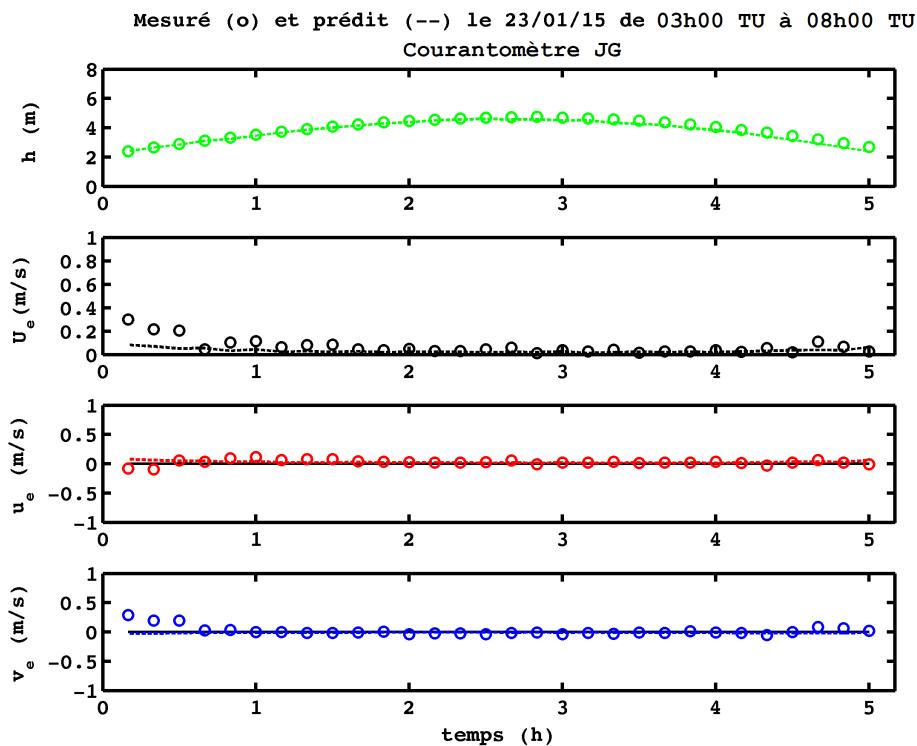


FIGURE E.4: CAS 1 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

Courantomètre JG												
21/01	14h40	14h50	15h00	15h10	15h20	15h30	15h40	15h50	16h00	16h10	16h20	16h30
Mesuré	0,94	0,88	0,93	0,95	0,98	1,15	1,26	1,29	1,21	1,26	1,17	1,33
Prédit	1,69	1,77	1,83	1,91	1,94	1,95	2,04	1,89	2,07	2,07	2,17	2,16
Erreur (%)	80	101	97	101	98	70	62	47	71	64	85	62
21/01	16h40	16h50	17h00	17h10	17h20	17h30	17h40	17h50	18h00	18h30		
Mesuré	1,31	1,34	1,39	1,31	1,19	1,15	1,27	1,1	1,01	1,00		
Prédit	2,12	2,10	2,08	2,07	2,04	1,96	1,93	1,72	1,79	1,70		
Erreur (%)	62	57	50	58	71	70	52	42	77	70		
22/01	02h30	02h40	02h50	03h00	03h10	03h20	03h30	03h40	03h50	04h00	04h10	04h20
Mesuré	0,72	0,78	0,71	0,79	0,93	1,05	0,99	1,11	1,13	1,08	1,26	1,34
Prédit	1,36	1,44	1,52	1,56	1,63	1,66	1,72	1,69	1,68	1,57	1,76	1,72
Erreur (%)	89	85	114	97	70	58	74	52	49	45	40	28
22/01	04h30	04h40	04h50	05h00	05h10	05h20	05h40	05h50	06h00	06h10	06h20	06h30
Mesuré	1,35	1,37	1,26	1,23	1,19	1,33	1,17	1,16	1,19	1,15	1,05	1,06
Prédit	1,79	1,84	1,74	1,91	1,88	1,80	1,78	1,77	1,85	1,57	1,68	1,68
Erreur (%)	33	34	38	55	58	35	52	53	55	37	60	58
22/01	06h40	06h50	07h00	07h10								
Mesuré	0,95	0,95	0,82	0,85								
Prédit	1,68	1,59	1,54	1,56								
Erreur (%)	77	67	88	72								

TABLEAU E.1: Mesures, prédictions (CAS 1) et pourcentage d'erreur pour la hauteur des vagues (en m) au niveau du courantomètre JG du 21/01 à 14h40 TU au 22/01 à 07h10 TU.

Courantomètre JG												
22/01	15h00	15h10	15h20	15h30	15h40	15h50	16h00	16h10	16h20	16h30	16h40	16h50
Mesuré	0,53	0,62	0,68	0,68	0,76	0,80	0,83	0,93	1,11	1,07	1,02	1,20
Prédit	1,25	1,30	1,38	1,42	1,46	1,42	1,28	1,47	1,41	1,47	1,36	1,42
Erreur (%)	136	110	103	109	92	77	54	58	27	37	33	18
22/01	17h00	17h10	17h20	17h30	17h40	17h50	18h00	18h10	18h20	18h30	18h40	18h50
Mesuré	1,21	1,10	1,19	1,18	1,24	1,16	1,15	1,08	1,14	1,14	1,03	0,96
Prédit	1,44	1,46	1,42	1,39	1,47	1,49	1,35	1,47	1,34	1,37	1,36	1,41
Erreur (%)	19	33	19	18	19	28	17	36	18	20	32	47
22/01	19h00	19h10	19h20	19h30								
Mesuré	0,95	0,79	0,75	0,62								
Prédit	1,39	1,31	1,31	1,25								
Erreur (%)	47	46	66	75								
23/01	03h00	03h10	03h20	03h30	03h40	03h50	04h00	04h10	04h20	04h30	04h40	04h50
Mesuré	0,42	0,55	0,57	0,67	0,73	0,85	0,72	0,82	1,02	0,91	0,97	1,00
Prédit	1,05	1,07	1,05	1,01	1,00	0,92	0,93	1,01	1,02	0,95	1,01	1,01
Erreur (%)	150	95	84	51	37	8	29	23	0	4	4	1
23/01	05h00	05h10	05h20	05h30	05h40	05h50	06h00	06h10	06h20	06h30	06h40	06h50
Mesuré	0,99	0,86	1,00	1,09	0,87	0,91	0,94	0,90	0,85	0,89	0,98	0,99
Prédit	0,96	0,99	0,99	1,03	0,96	0,90	0,98	0,96	0,98	1,01	1,01	1,03
Erreur (%)	3	15	1	6	10	1	4	7	15	13	3	4
23/01	07h00	07h10	07h20	07h30	07h40	07h50						
Mesuré	0,83	0,95	0,89	0,78	0,76	0,63						
Prédit	1,01	1,05	1,04	1,02	1,05	0,95						
Erreur (%)	22	11	17	31	38	51						

TABLEAU E.2: Mesures, prédictions (CAS 1) et pourcentage d'erreur pour la hauteur des vagues (en m) au niveau du courantomètre JG du 22/01 à 15h00 TU au 23/01 à 07h50 TU.

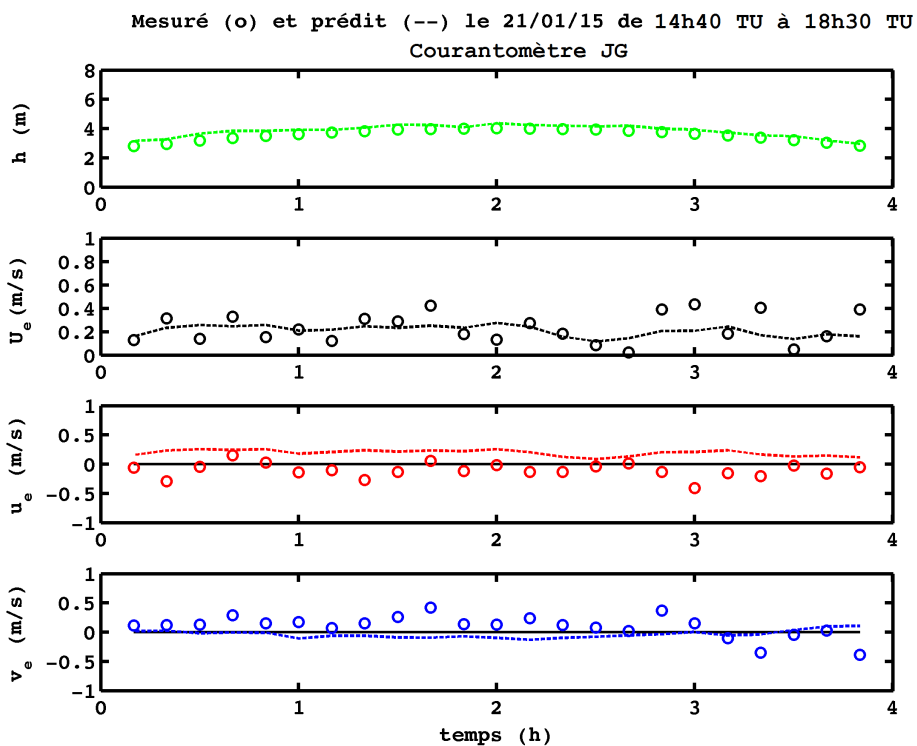


FIGURE E.5: CAS 2 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 21/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

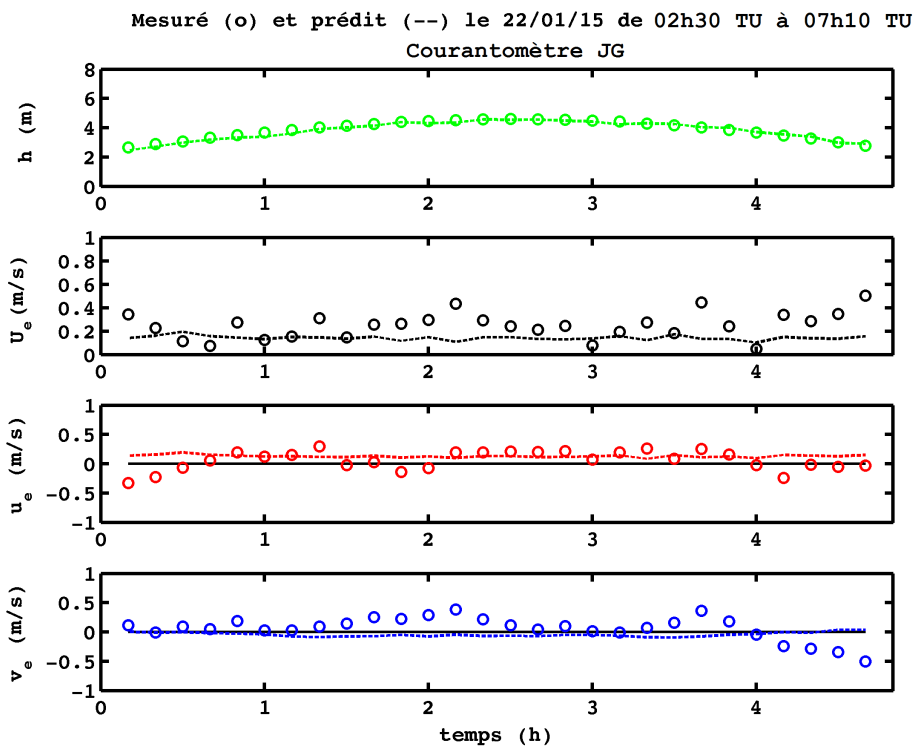


FIGURE E.6: CAS 2 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (a.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

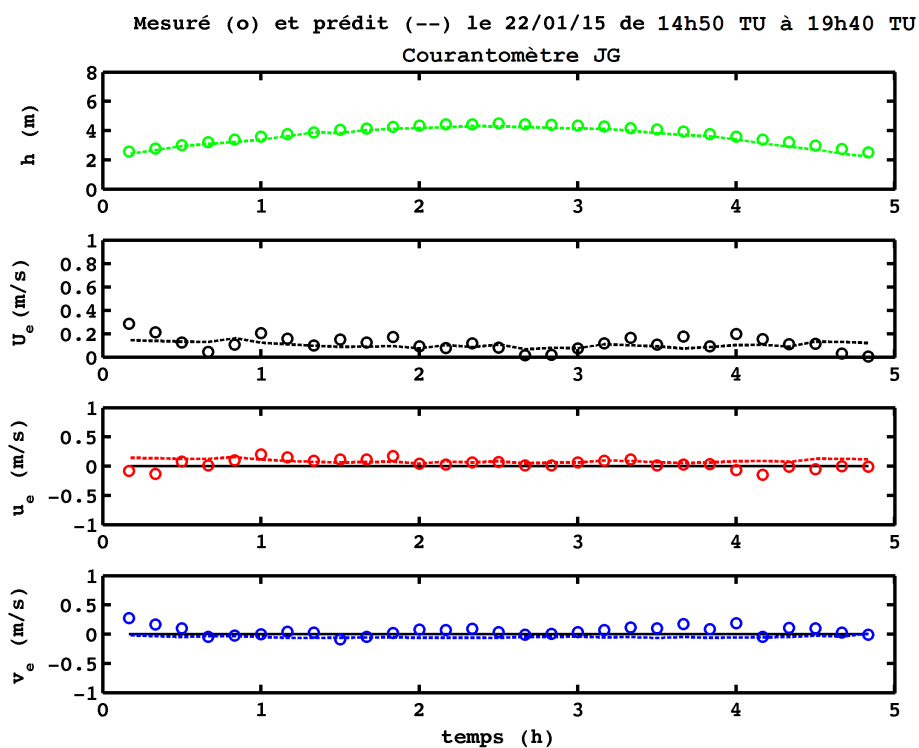


FIGURE E.7: CAS 2 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (p.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

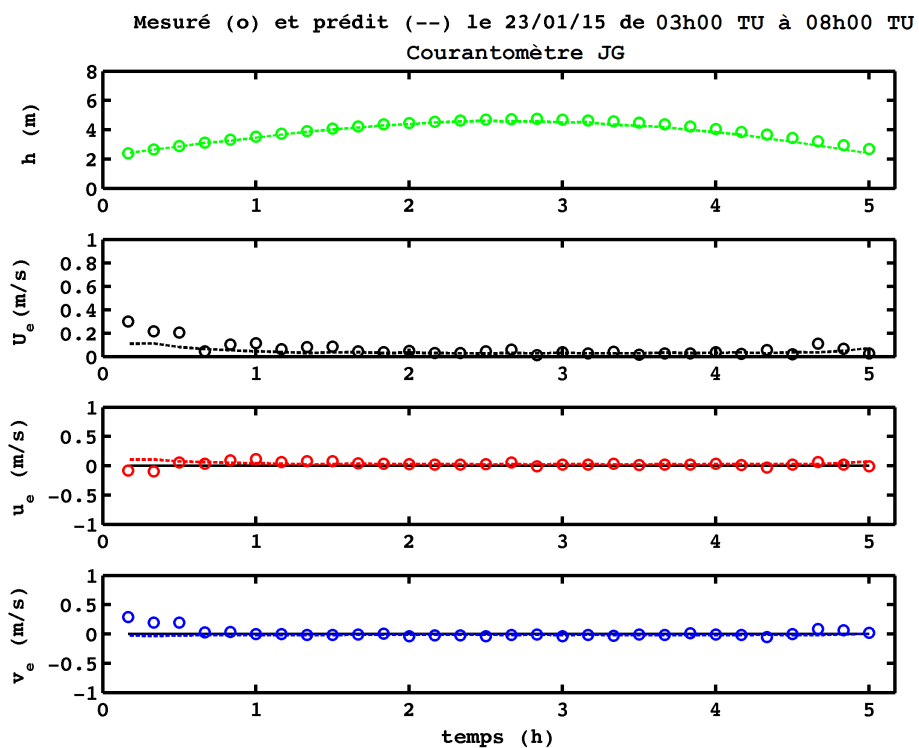


FIGURE E.8: CAS 2 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

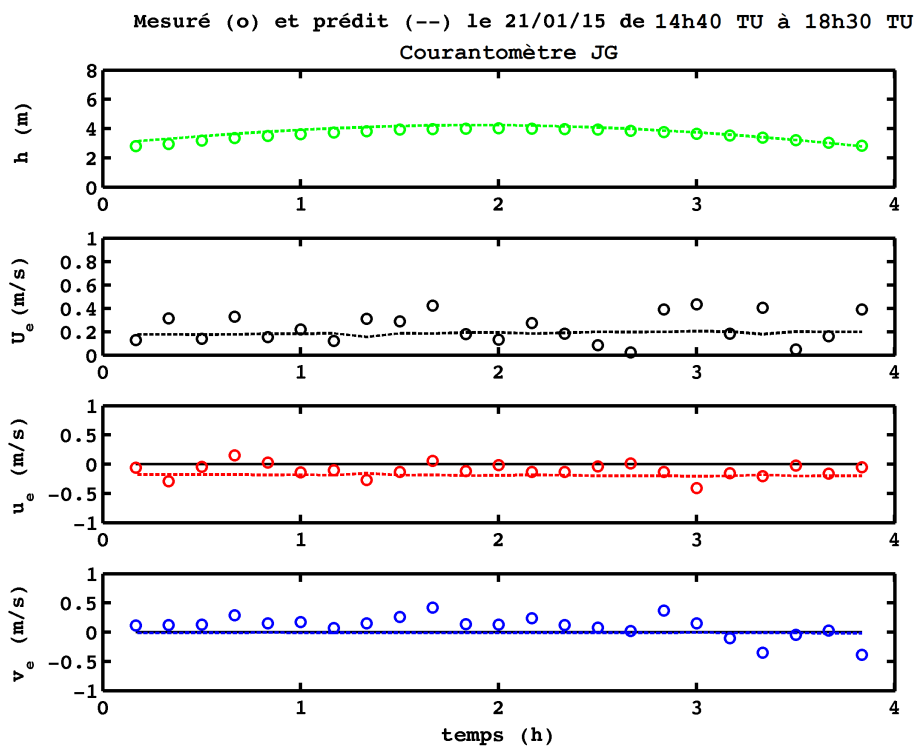


FIGURE E.9: CAS 3 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 21/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

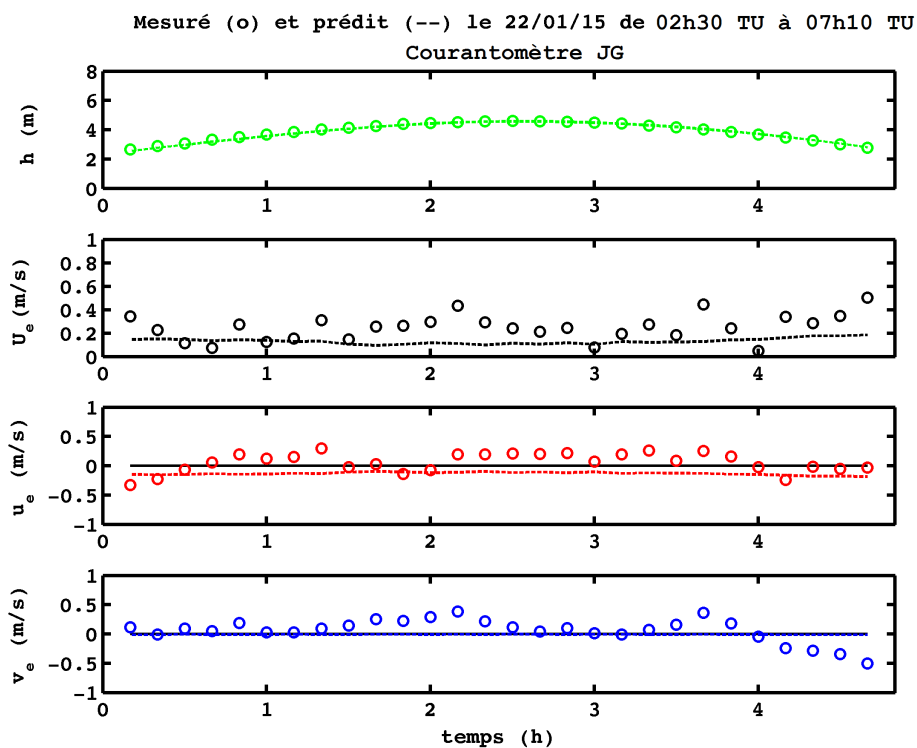


FIGURE E.10: CAS 3 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (a.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

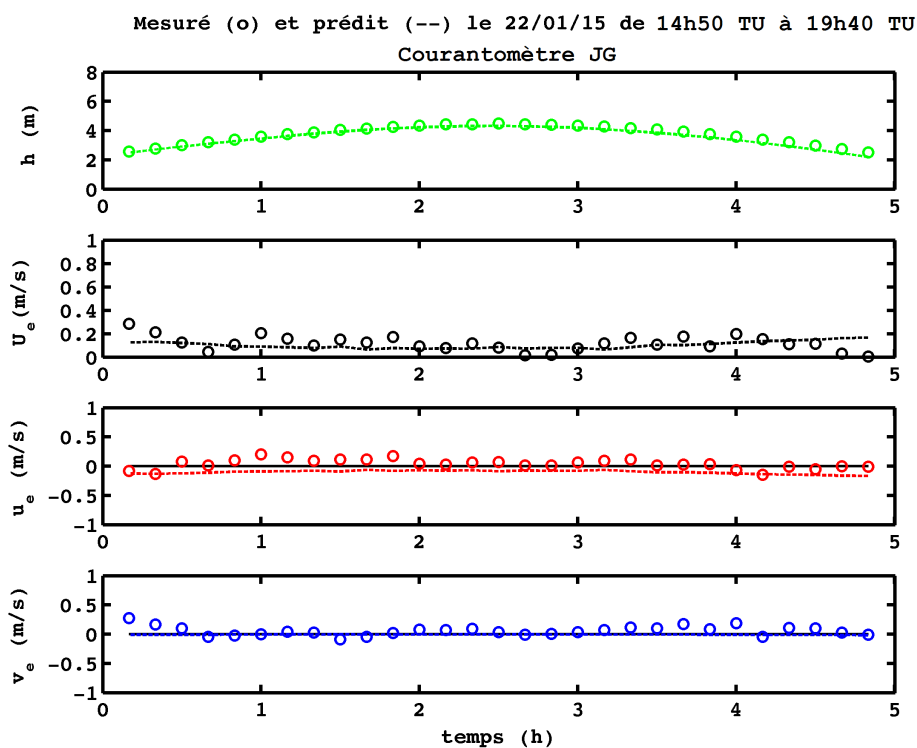


FIGURE E.11: CAS 3 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (p.m) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

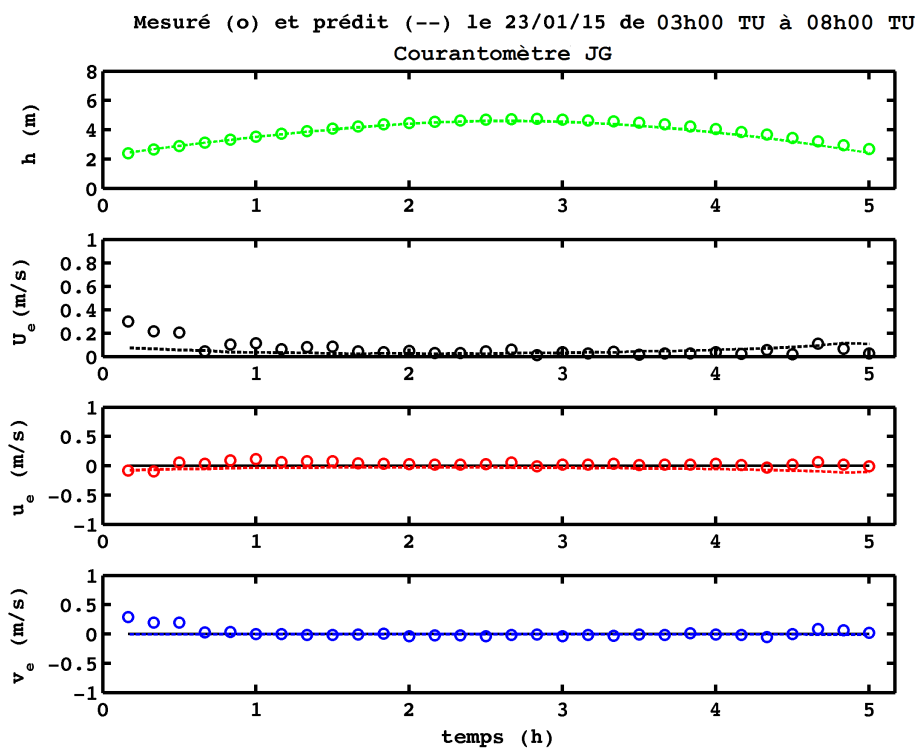


FIGURE E.12: CAS 3 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

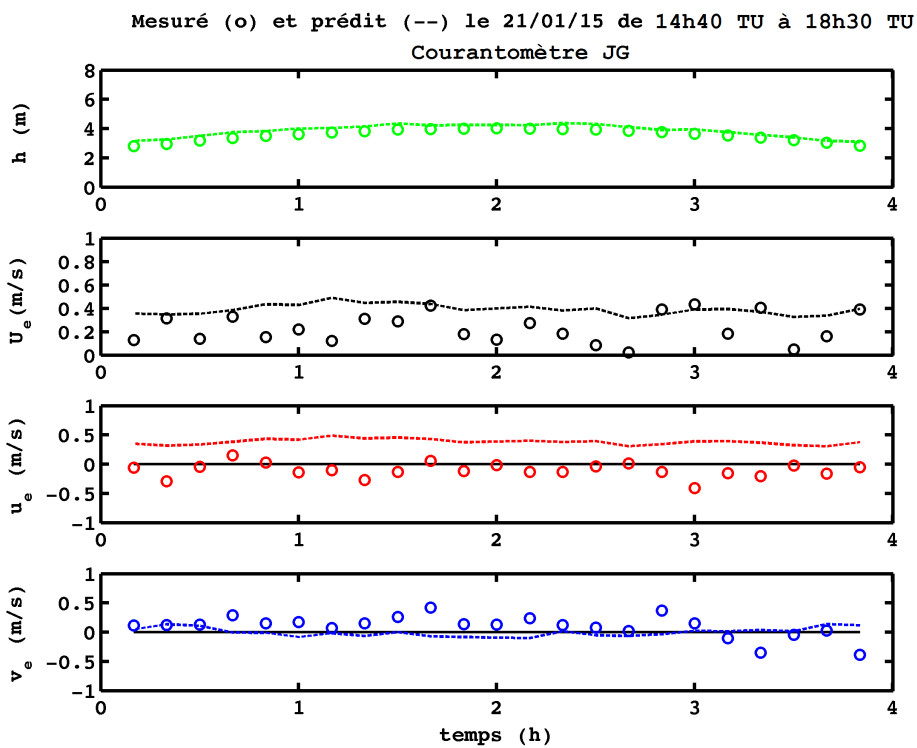


FIGURE E.13: CAS 4 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 21/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

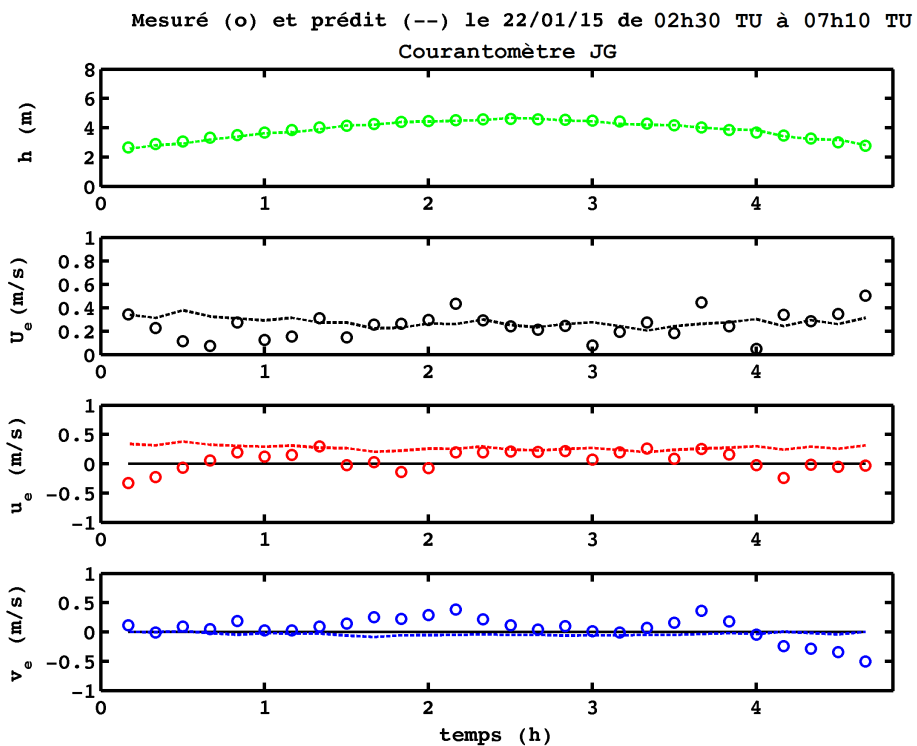


FIGURE E.14: CAS 4 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (a.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

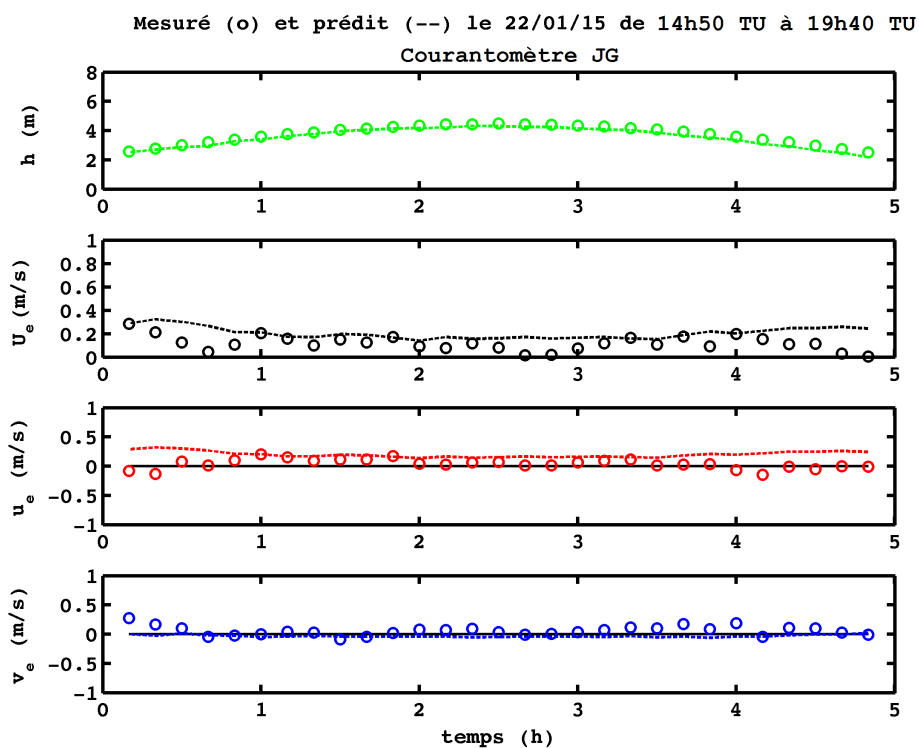


FIGURE E.15: CAS 4 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (p.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

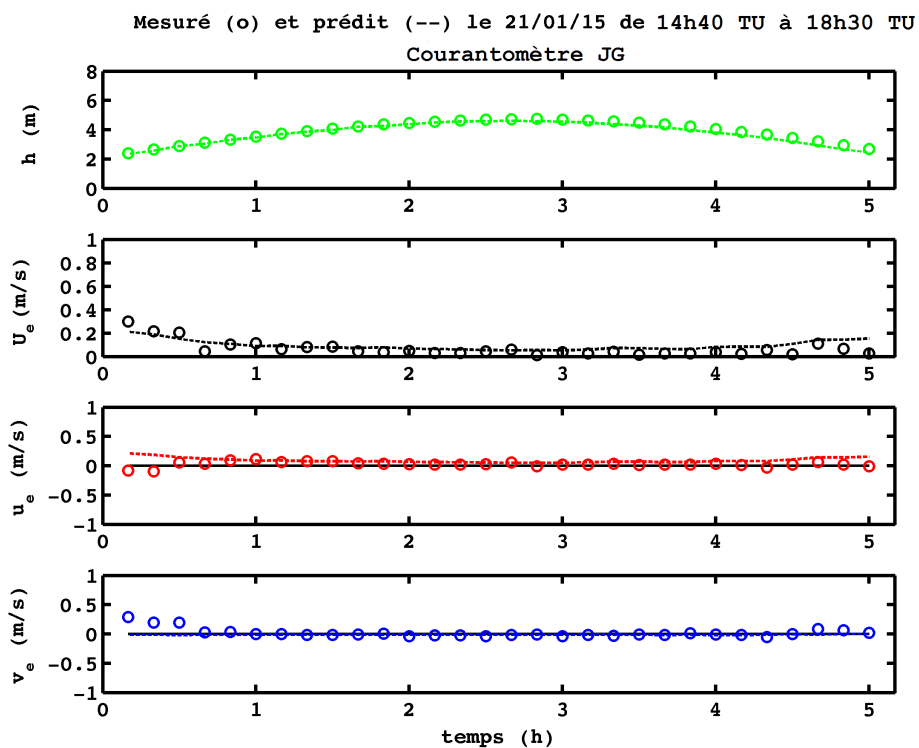


FIGURE E.16: CAS 4 — Prédications et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue.

Annexe F

Set-up induit par les vagues sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h

Vagues faibles de période courte

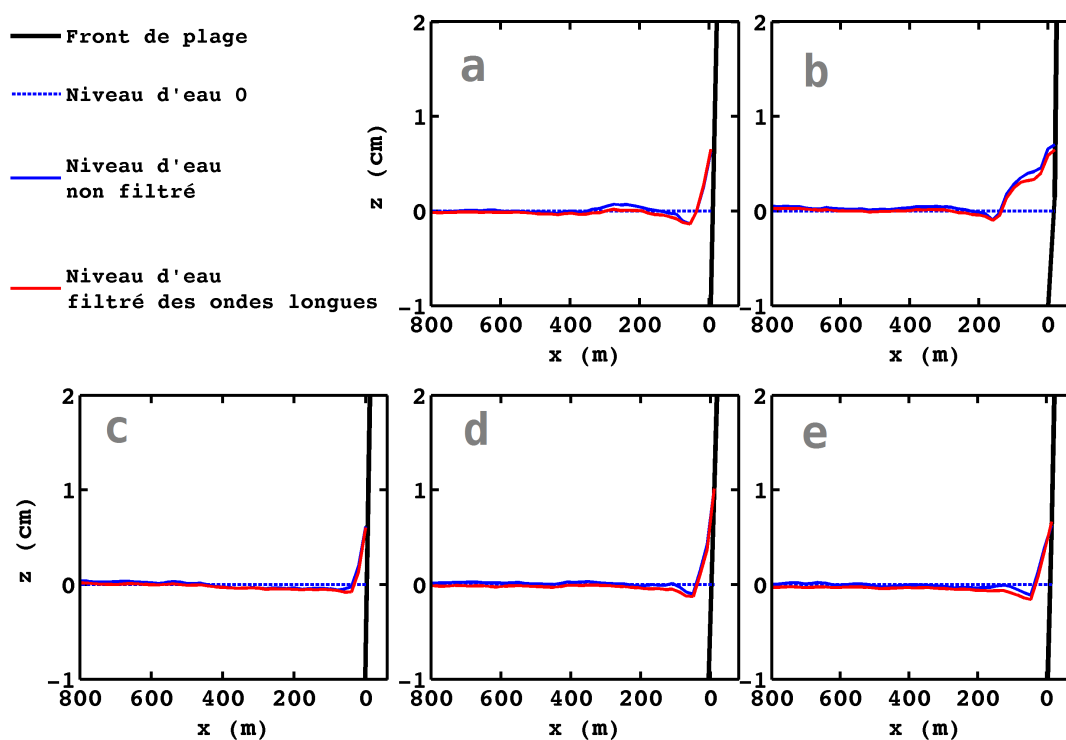


FIGURE F.1: *Set-up* prédit à basse mer pour $H_{m0} = 0,6$ m, $T_p = 6$ s et $\theta_0 = 280$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

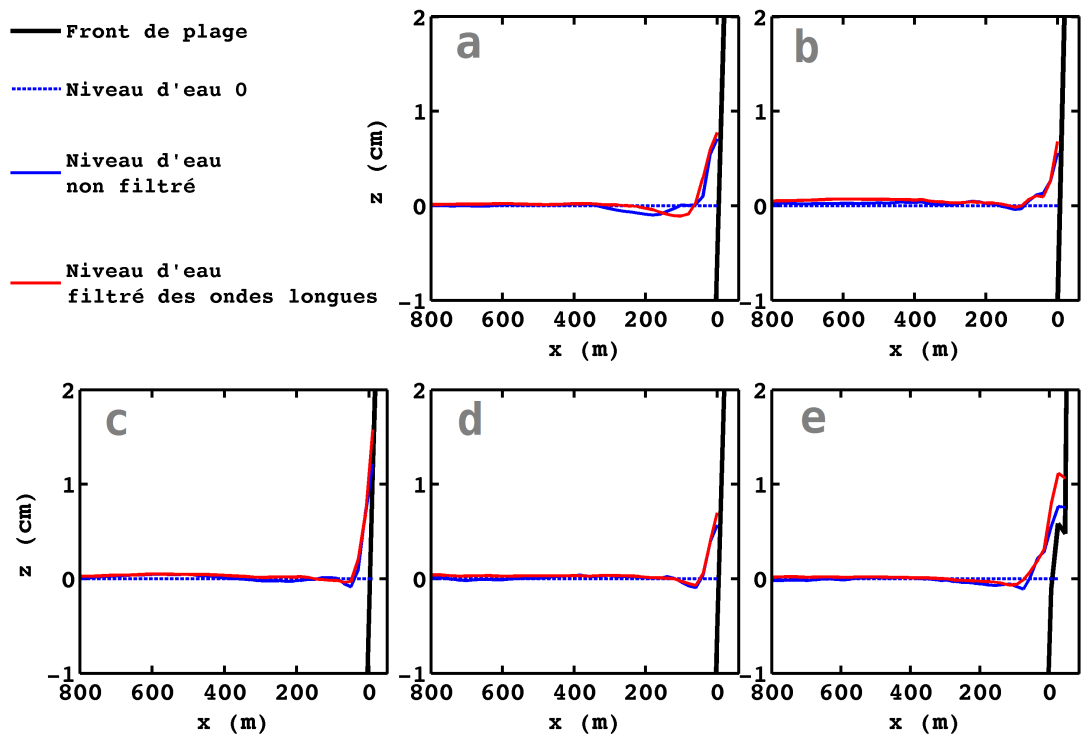


FIGURE F.2: *Set-up* prédit à mi-marée pour $H_{m0} = 0,6$ m, $T_p = 6$ s et $\theta_0 = 280$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

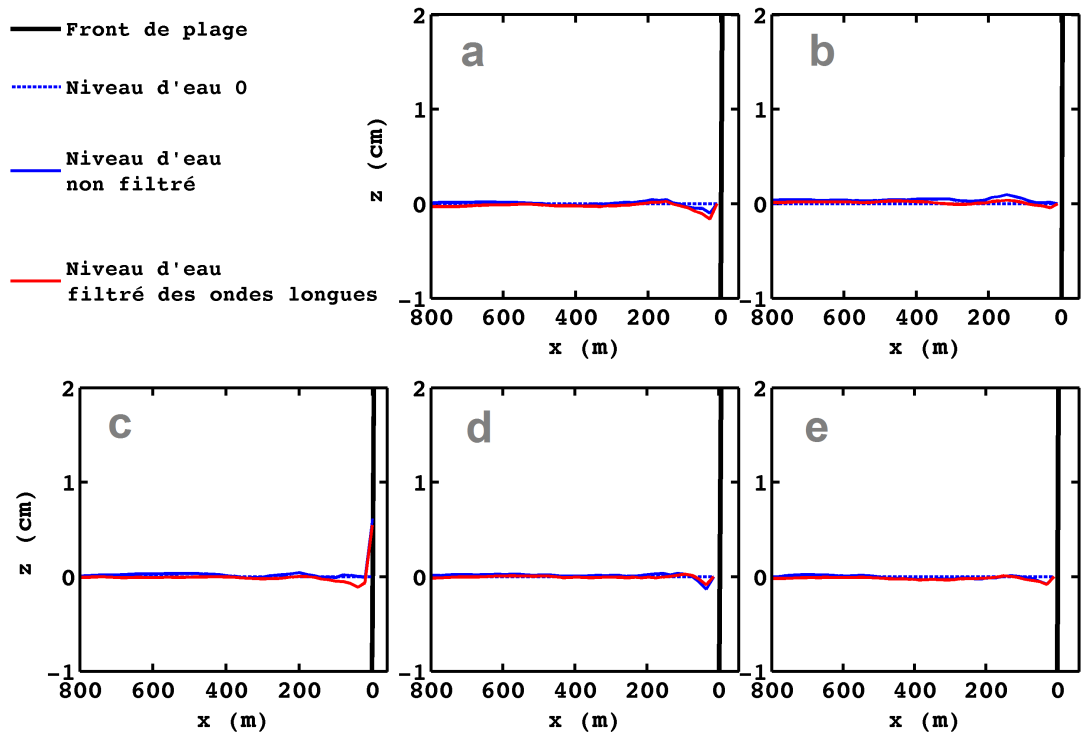


FIGURE F.3: *Set-up* prédit pleine mer pour $H_{m0} = 0,6$ m, $T_p = 6$ s et $\theta_0 = 280$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

	Basse mer		Mi-marée		Pleine mer	
	$z_{s0} = +0,8 m$		$z_{s0} = +3,9 m$		$z_{s0} = +6,9 m$	
	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)
Transect C4	-0,1	+0,7	-0,1	+0,8	-0,2	+0,0
Transect C5	-0,1	+0,7	-0,0	+0,7	-0,0	+0,0
Transect C6	-0,1	+0,6	-0,0	+1,6	-0,1	+0,0
Transect C8	-0,1	+1,0	-0,1	+0,7	-0,1	+0,0
Transect C9	-0,2	+0,7	-0,1	+1,1	-0,1	+0,0

TABLEAU F.1: *Set-down* et *set-up* prédits le long de cinq transects transversaux pour $H_{m0} = 0,6$ m, $T_p = 6$ s et $\theta_0 = 280$ N.

Vagues faibles de période longue

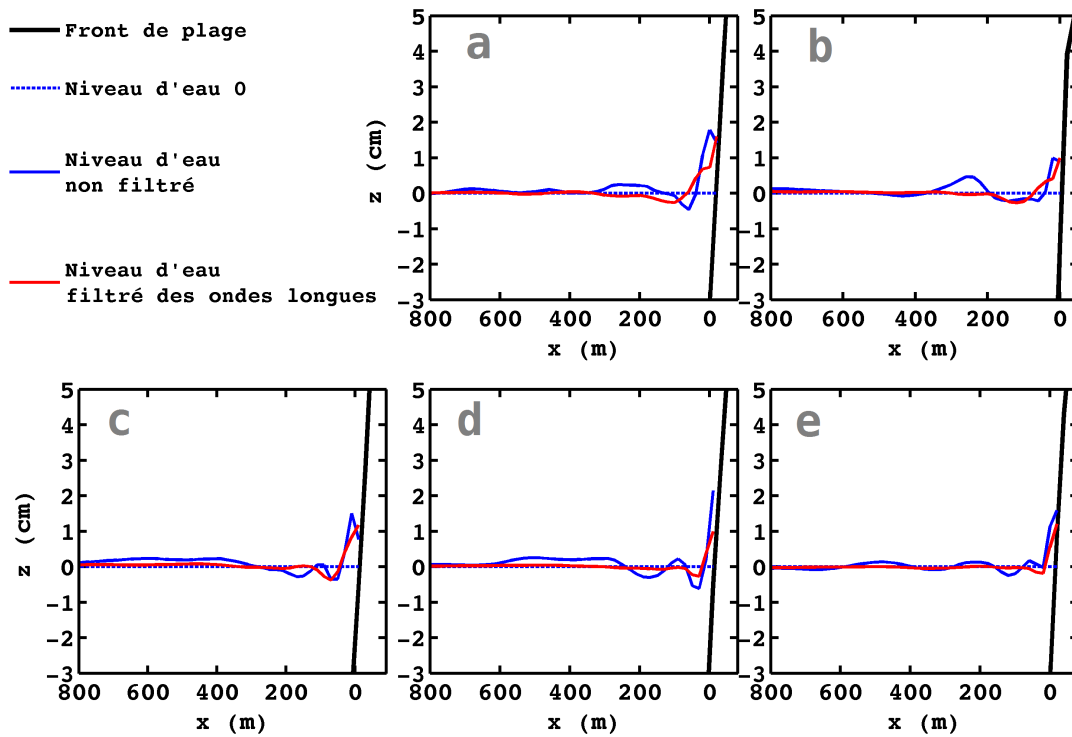


FIGURE F.4: *Set-up* prédit à basse mer pour $H_{m0} = 0,7$ m, $T_p = 17$ s et $\theta_0 = 262$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

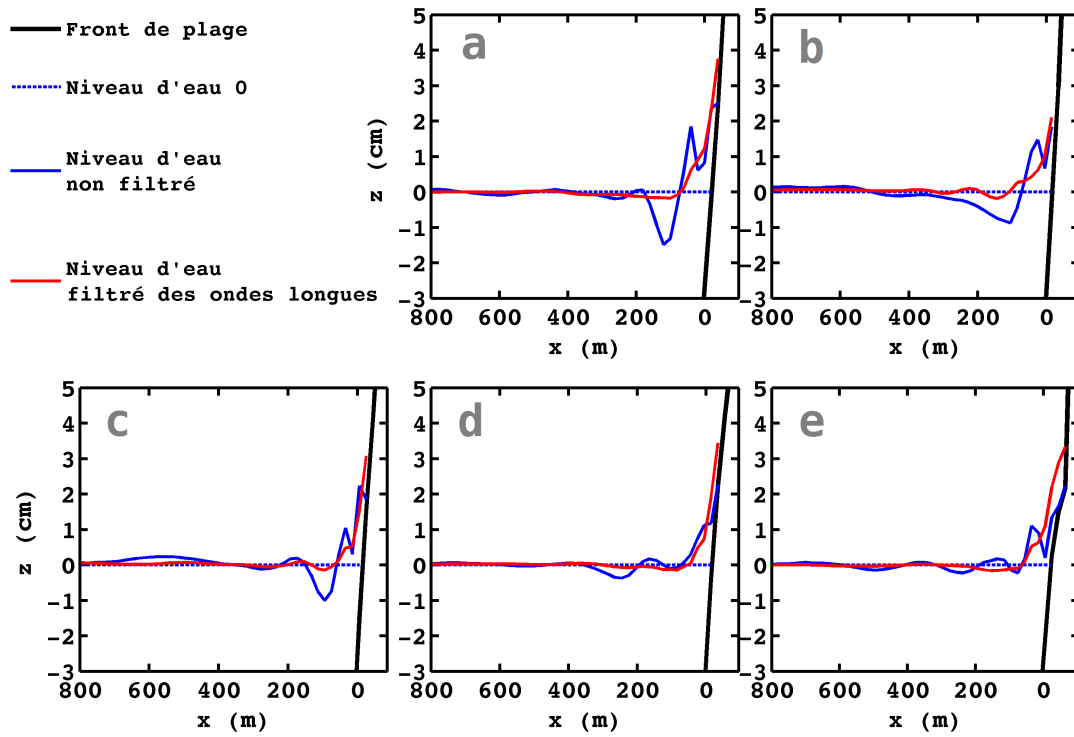


FIGURE F.5: *Set-up* prédit à mi-marée pour $H_{m0} = 0,7$ m, $T_p = 17$ s et $\theta_0 = 262^\circ$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

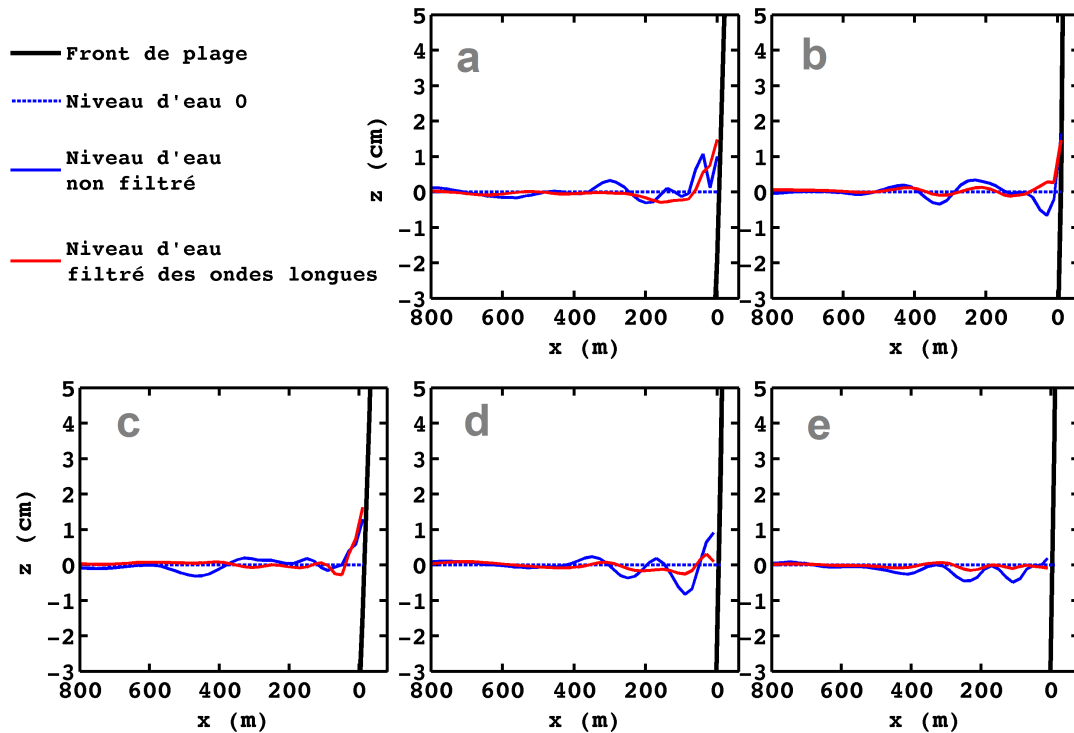


FIGURE F.6: *Set-up* prédit à pleine mer pour $H_{m0} = 0,7$ m, $T_p = 17$ s et $\theta_0 = 262^\circ$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

	Basse mer		Mi-marée		Pleine mer	
	$z_{s_0} = +2,3 m$		$z_{s_0} = +3,8 m$		$z_{s_0} = +5,6 m$	
	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)
Transect C4	-0,3	+1,6	-0,2	+3,8	-0,3	+1,5
Transect C5	-0,3	+1,0	-0,2	+2,1	-0,1	+1,5
Transect C6	-0,4	+1,2	-0,1	+3,1	-0,3	+1,6
Transect C8	-0,3	+1,0	-0,2	+3,4	-0,3	+0,1
Transect C9	-0,2	+1,2	-0,2	+3,3	-0,2	+0,0

TABLEAU F.2: *Set-down* et *set-up* prédits le long de cinq transects transversaux pour $H_{m0} = 0,7$ m, $T_p = 17$ s et $\theta_0 = 262$ N.

Vagues fortes de période modérée

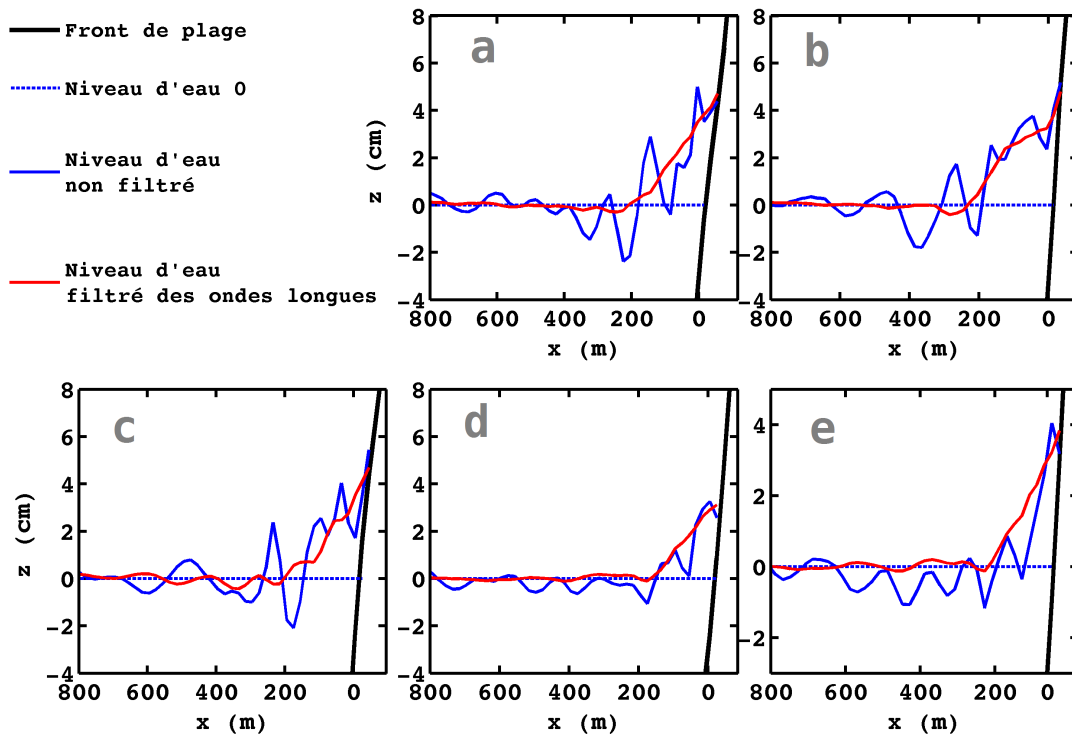


FIGURE F.7: *Set-up* prédit à basse mer pour $H_{m0} = 3,7$ m, $T_p = 9$ s et $Dir_0 = 279$ N le long de cinq transects : a) C4 ; b) C5 ; c) C6 ; d) C8 ; e) C9.

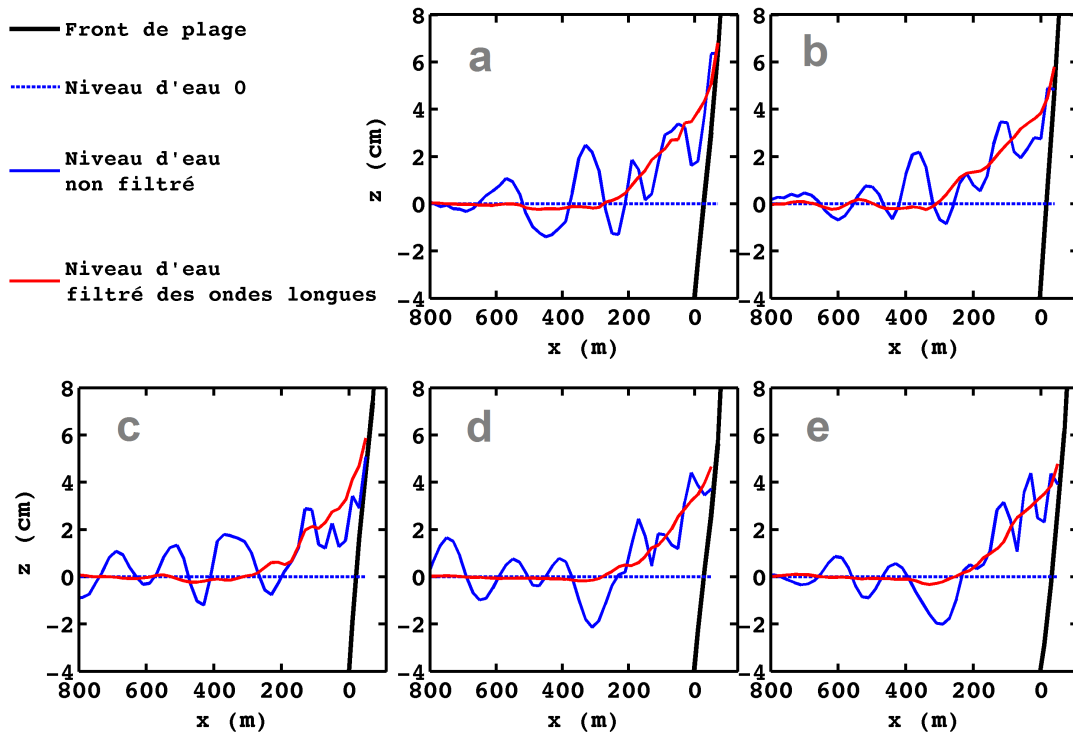


FIGURE F.8: *Set-up* prédit à mi-marée pour $H_{m0} = 3,7$ m, $T_p = 9$ s et $Dir_0 = 279$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

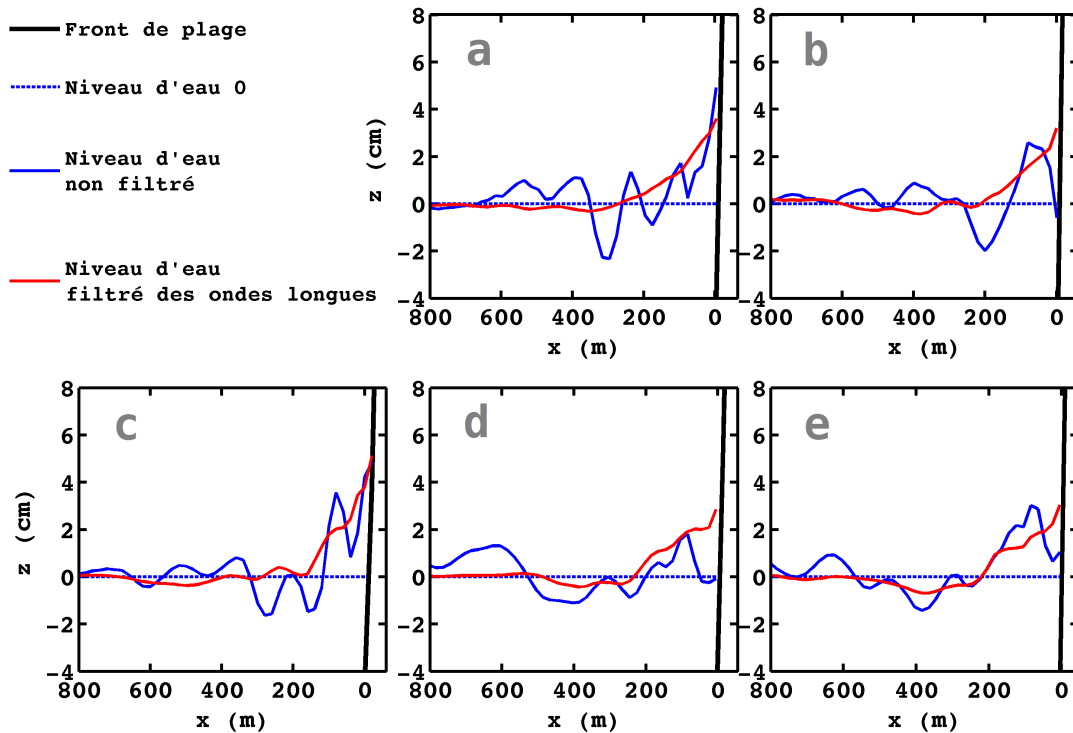


FIGURE F.9: *Set-up* prédit à marée haute pour $H_{m0} = 3,7$ m, $T_p = 9$ s et $Dir_0 = 279$ N le long de cinq transects : a) C4; b) C5; c) C6; d) C8; e) C9.

	Basse mer		Mi-marée		Pleine mer	
	$zs_0 = +1,3 m$		$zs_0 = +3,9 m$		$zs_0 = +6,4 m$	
	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)	<i>Set-down</i> (cm)	<i>Set-up</i> (cm)
Transect C4	-0,3	+4,7	-0,2	+6,8	-0,3	+3,6
Transect C5	-0,4	+4,8	-0,3	+5,8	-0,4	+3,2
Transect C6	-0,4	+4,7	-0,3	+5,8	-0,4	+5,1
Transect C8	-0,1	+3,1	-0,2	+4,7	-0,4	+2,9
Transect C9	-0,1	+3,8	-0,3	+4,9	-0,7	+3,0

TABLEAU F.3: *Set-down* et *set-up* prédits le long de cinq transects transversaux pour $H_{m0} = 3,7$ m, $T_p = 9$ s et $\theta_0 = 279$ N.

Annexe G

Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) selon le climat de vagues

Les planches G.1 à G.20 résument l'évolution temporelle des courants moyens transversal u^E noté u_e et longitudinal v^E noté v_e et de la concentration de sédiment en suspension c aux quatre points #1, #2, #3 et #4 en fonction de la hauteur des vagues H_{m0} et de la profondeur d'eau locale h au cours des cinq climats de vagues définis au Tableau 5.9 (p. 165).

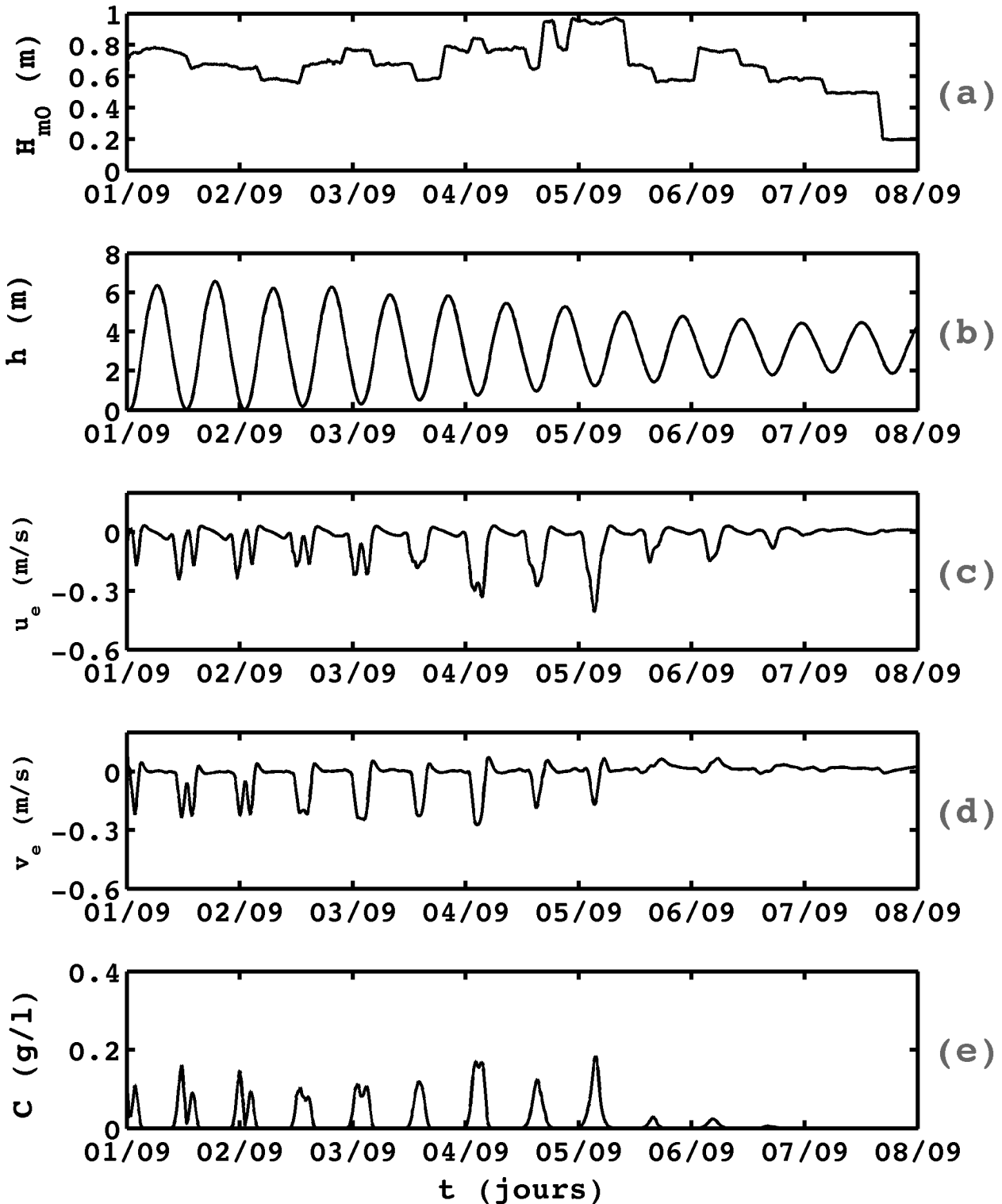


FIGURE G.1: Prédiction du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU au point #1 (chenal Lostmarc'h) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) niveau d'eau ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

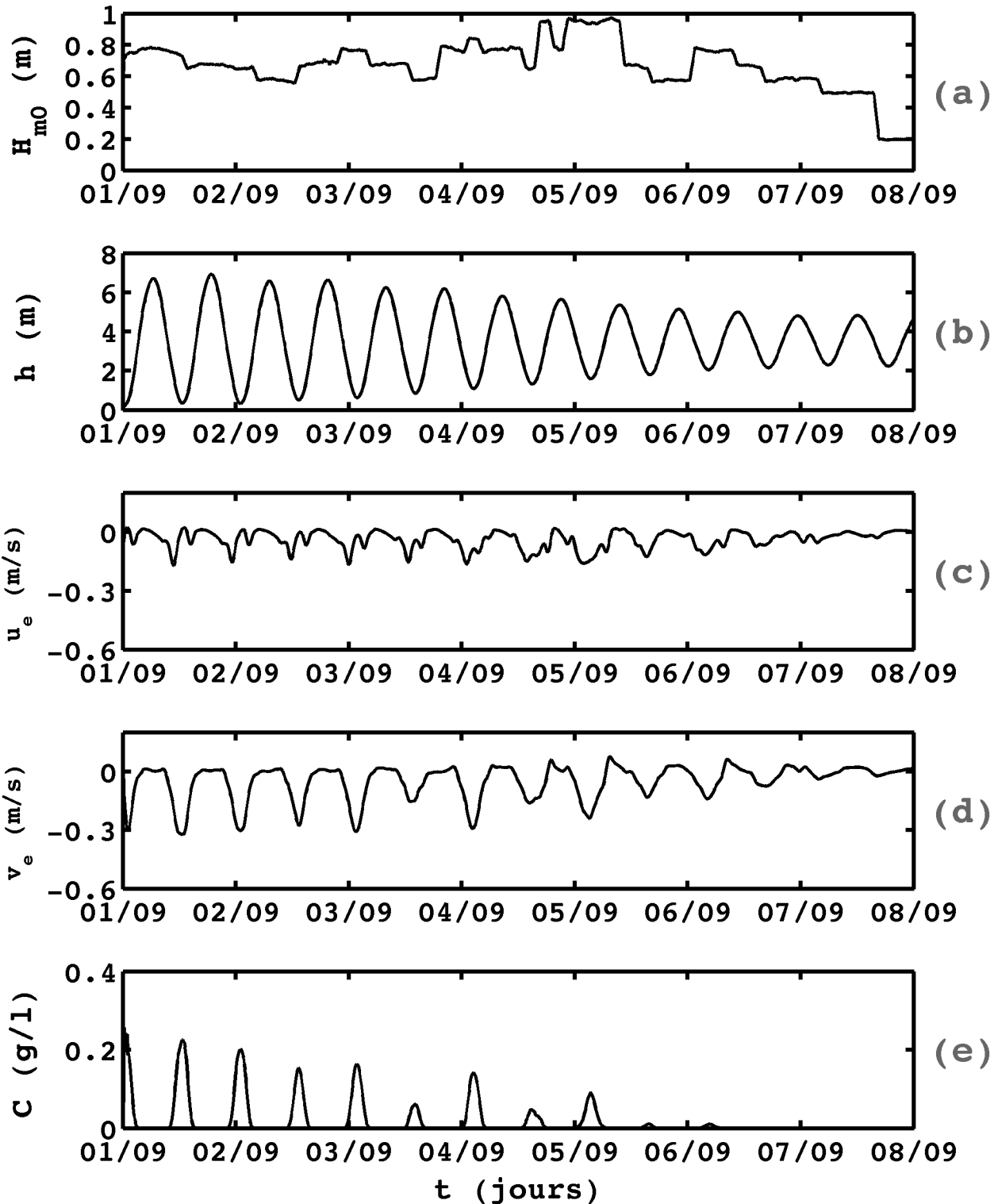


FIGURE G.2: Prédications du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU au point #2 (baïne Kerdra) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

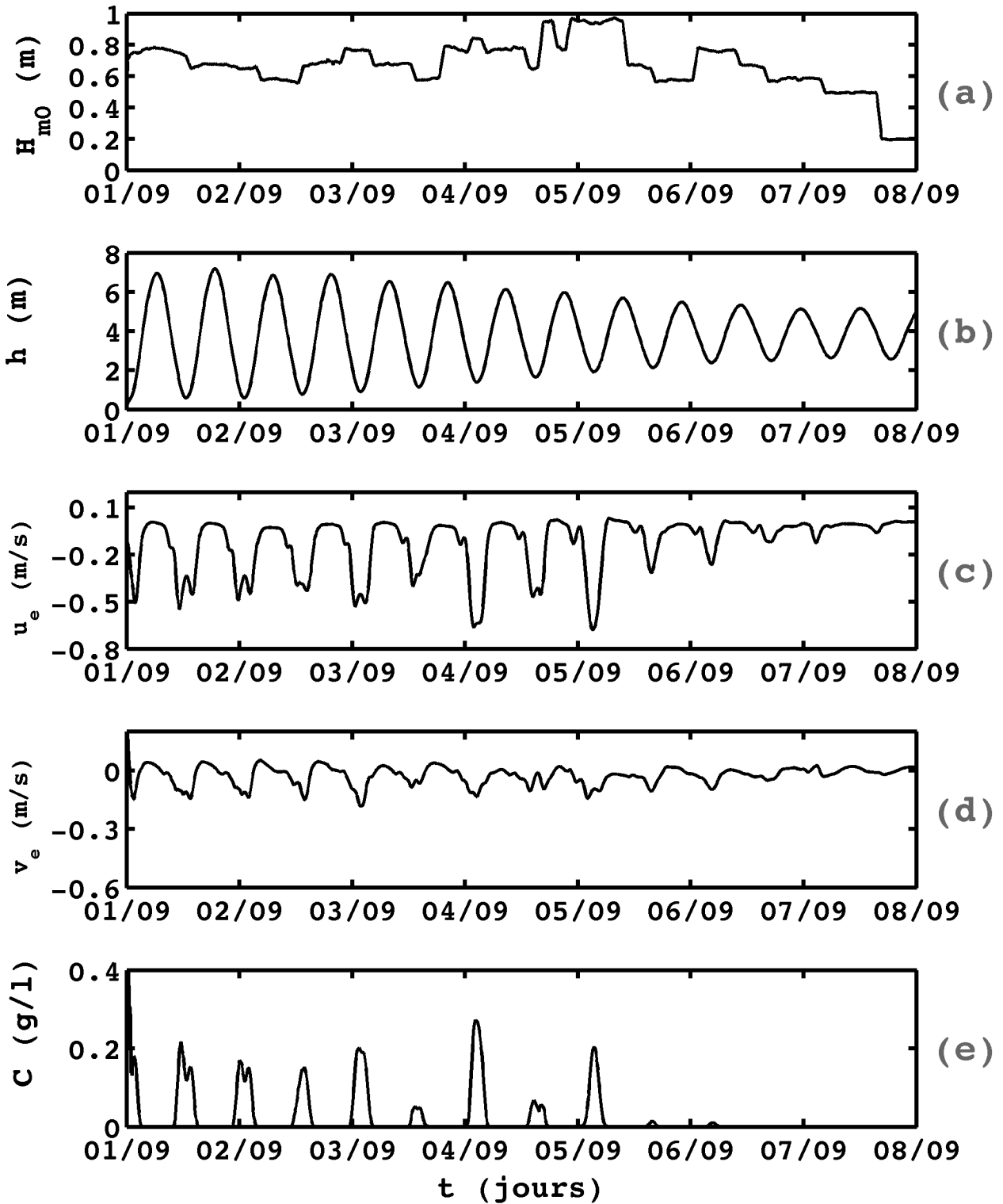


FIGURE G.3: Prédications du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU au point #3 (baïne nord/milieu La Palue) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

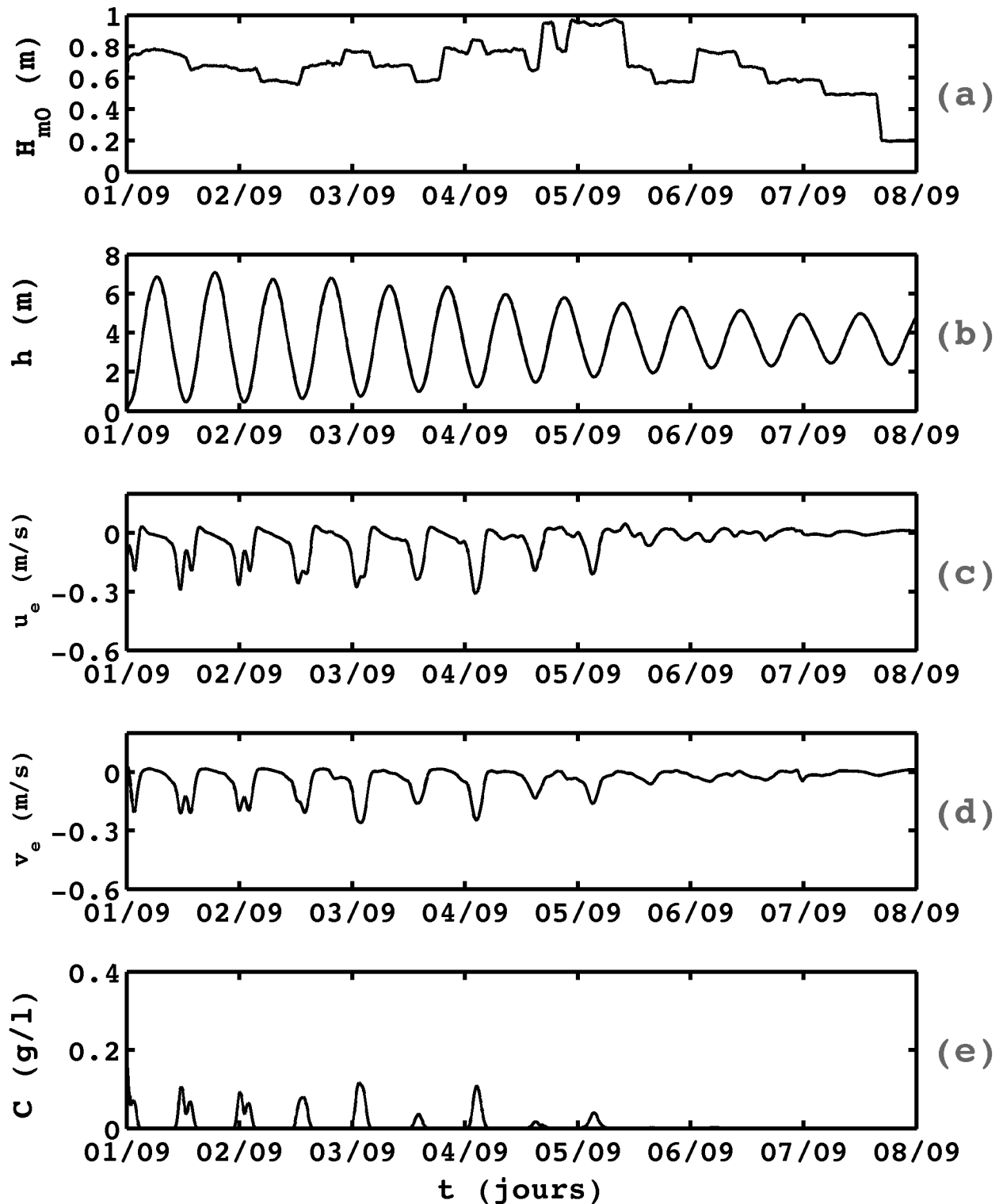


FIGURE G.4: Prédications du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU au point #4 (baïne tombolo) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

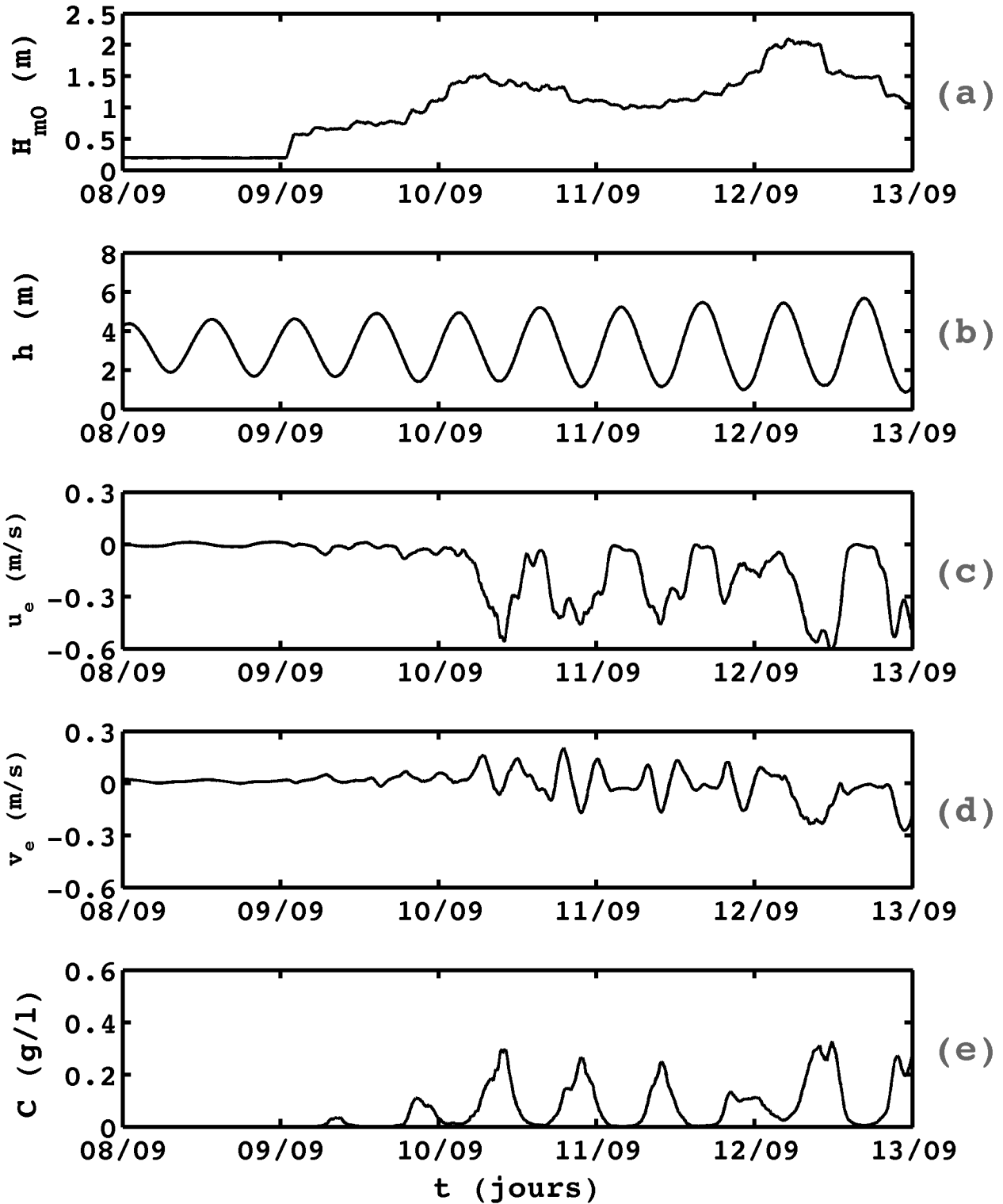


FIGURE G.5: Prédications du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU au point #1 (chenal Lostmarc'h) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

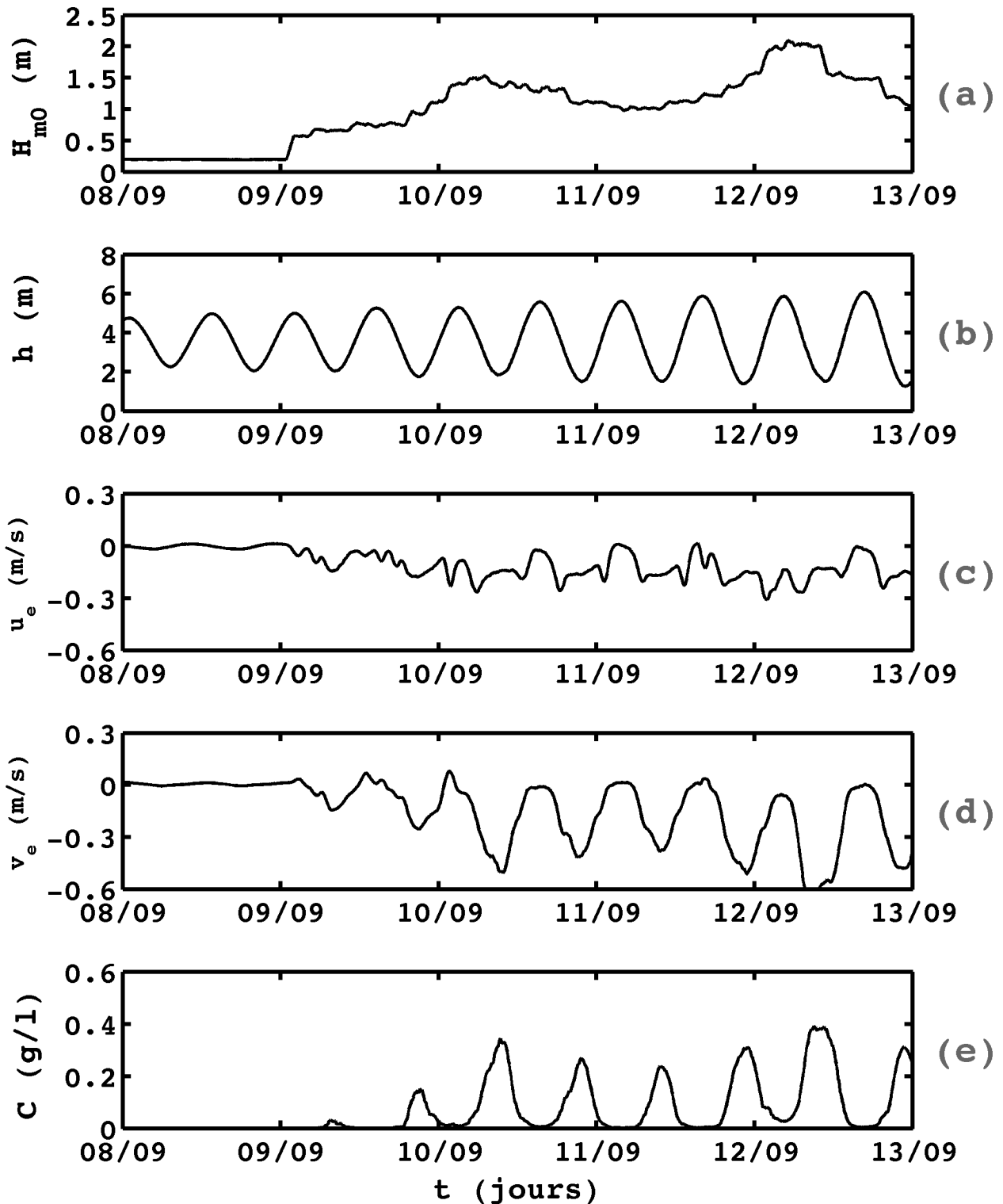


FIGURE G.6: Prédications du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU au point #2 (baïne Kerdra) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

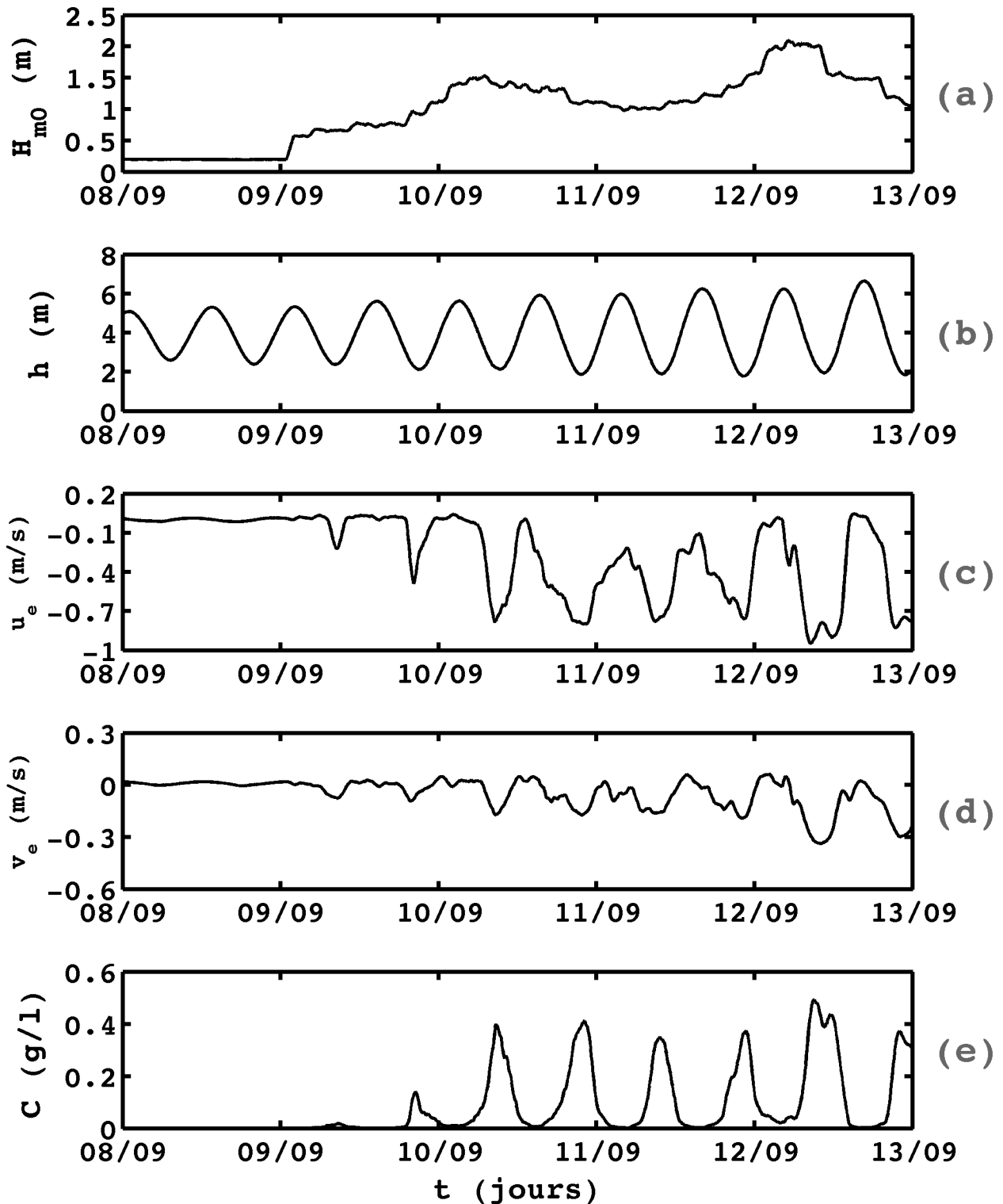


FIGURE G.7: Prédications du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU au point #3 (baïne nord/milieu La Palue) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

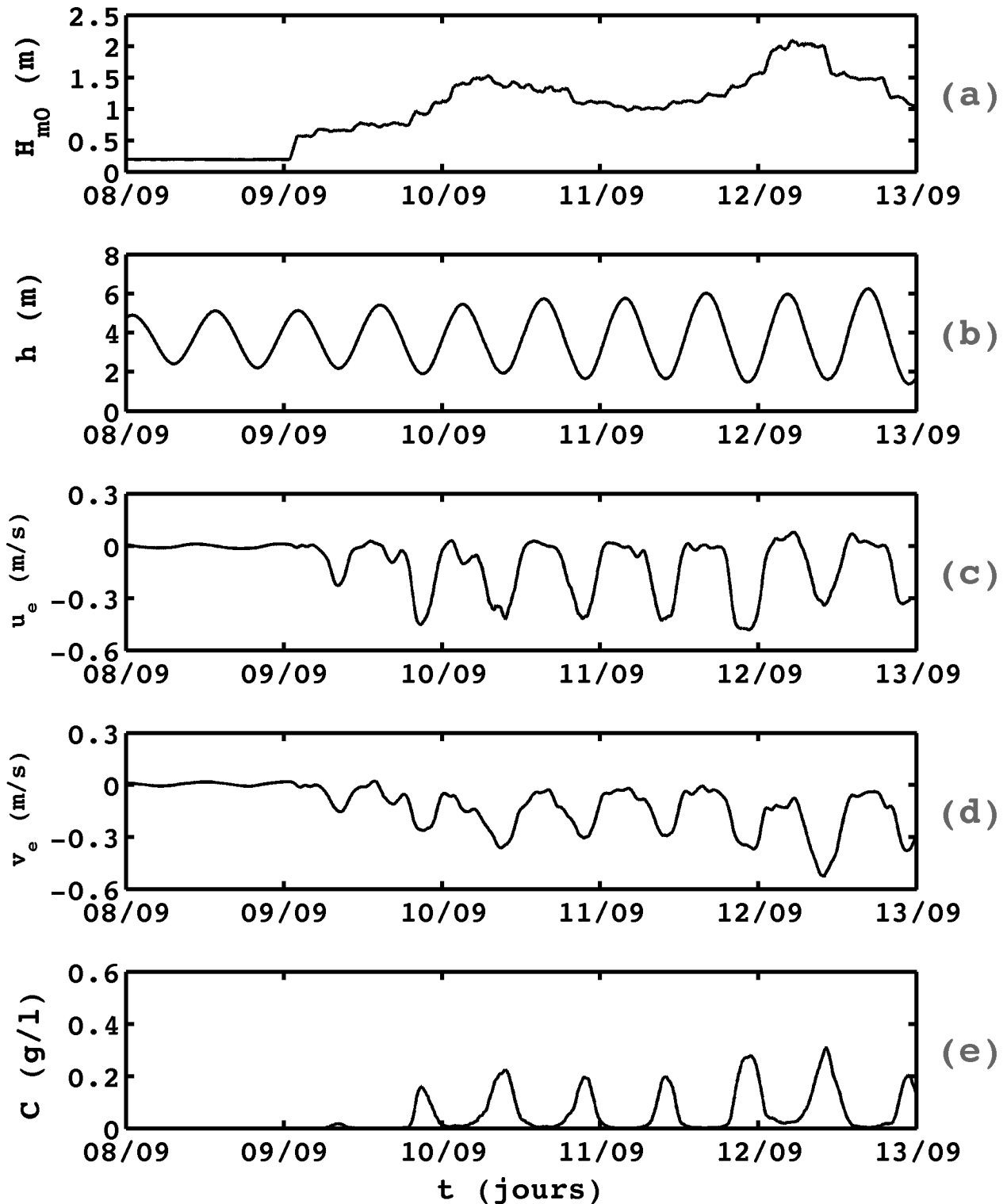


FIGURE G.8: Prédications du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU au point #4 (baïne tombolo) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

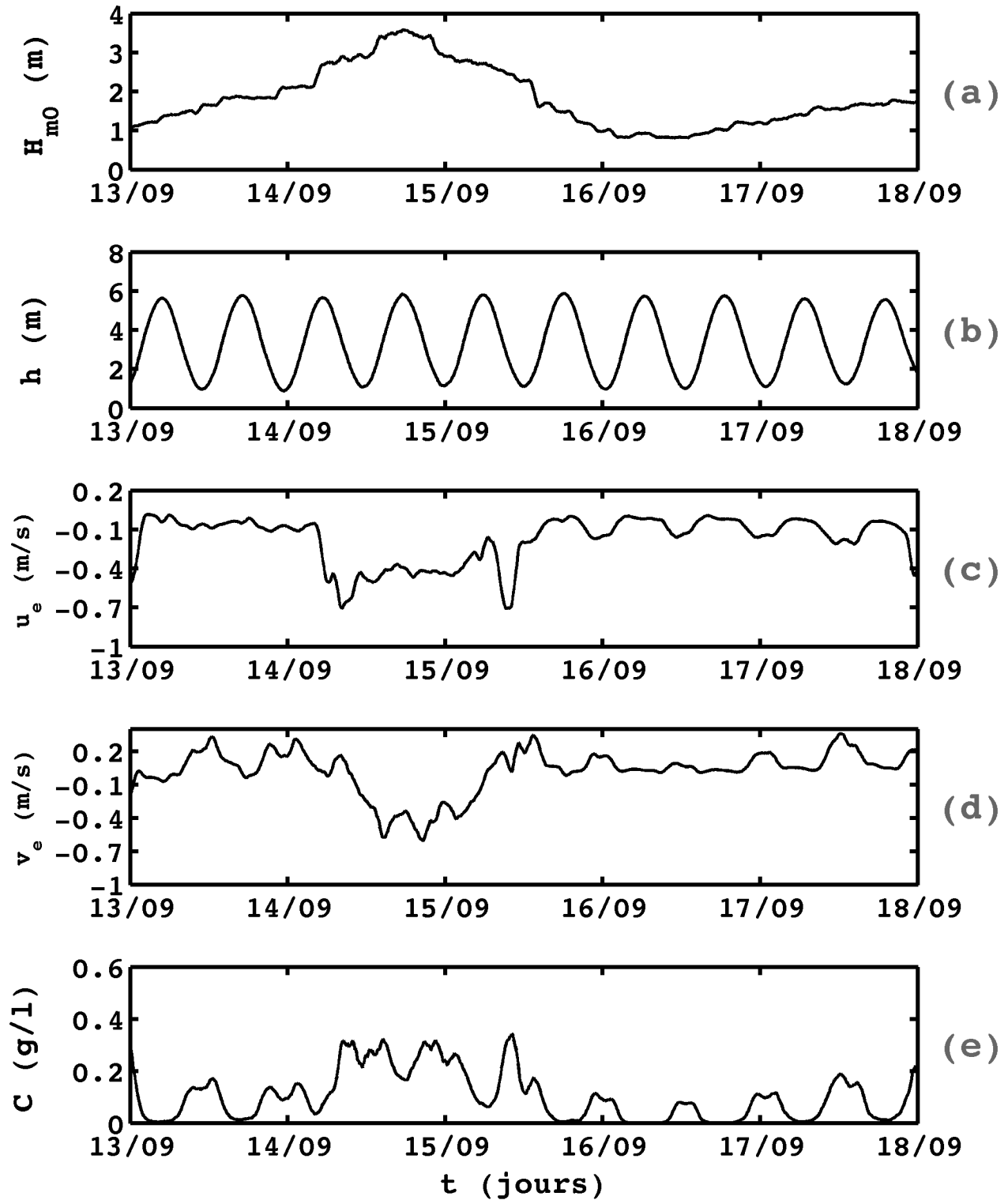


FIGURE G.9: Prédications du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU au point #1 (chenal Lostmarc'h) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

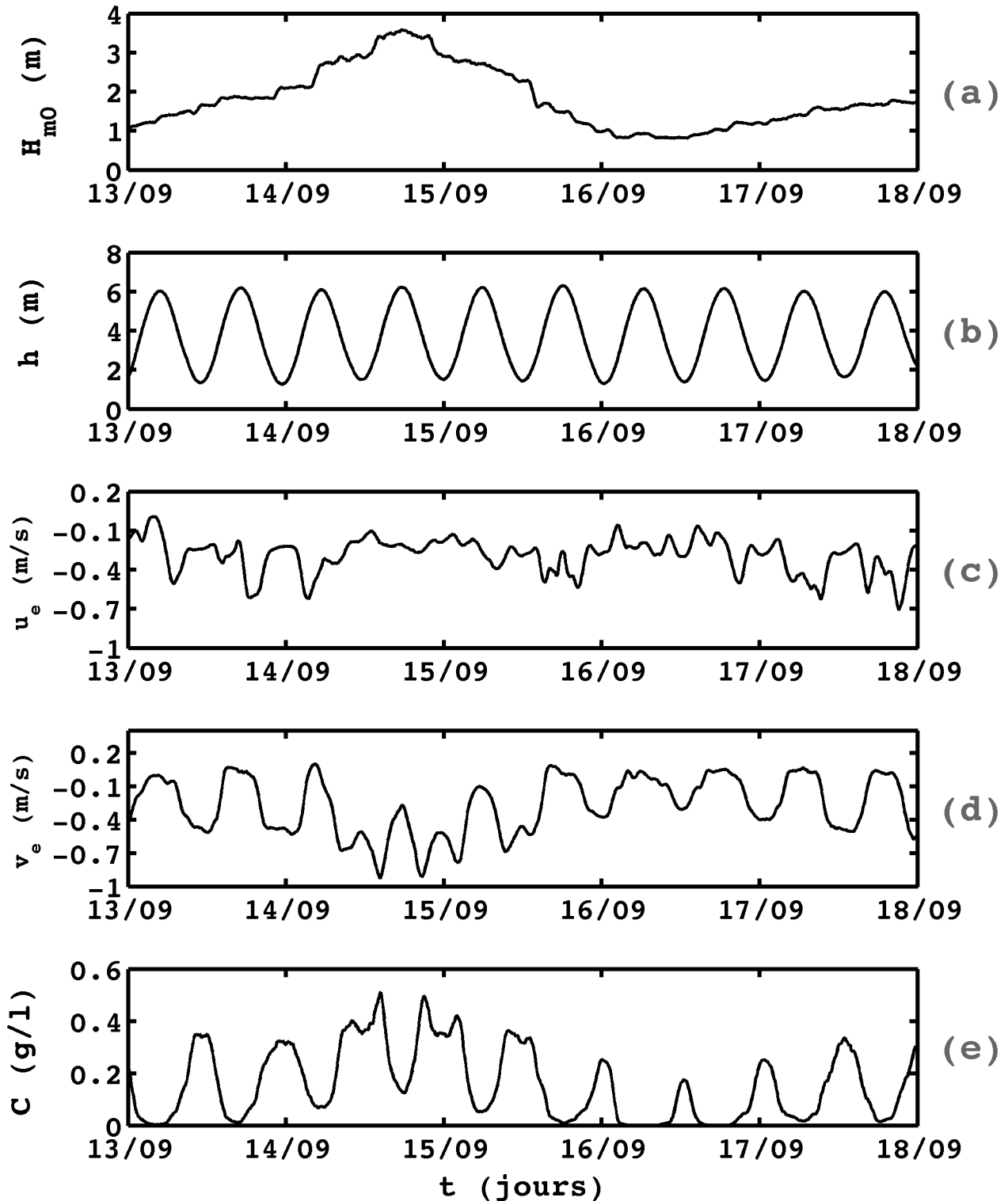


FIGURE G.10: Prédications du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU au point #2 (baïne Kerdra) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

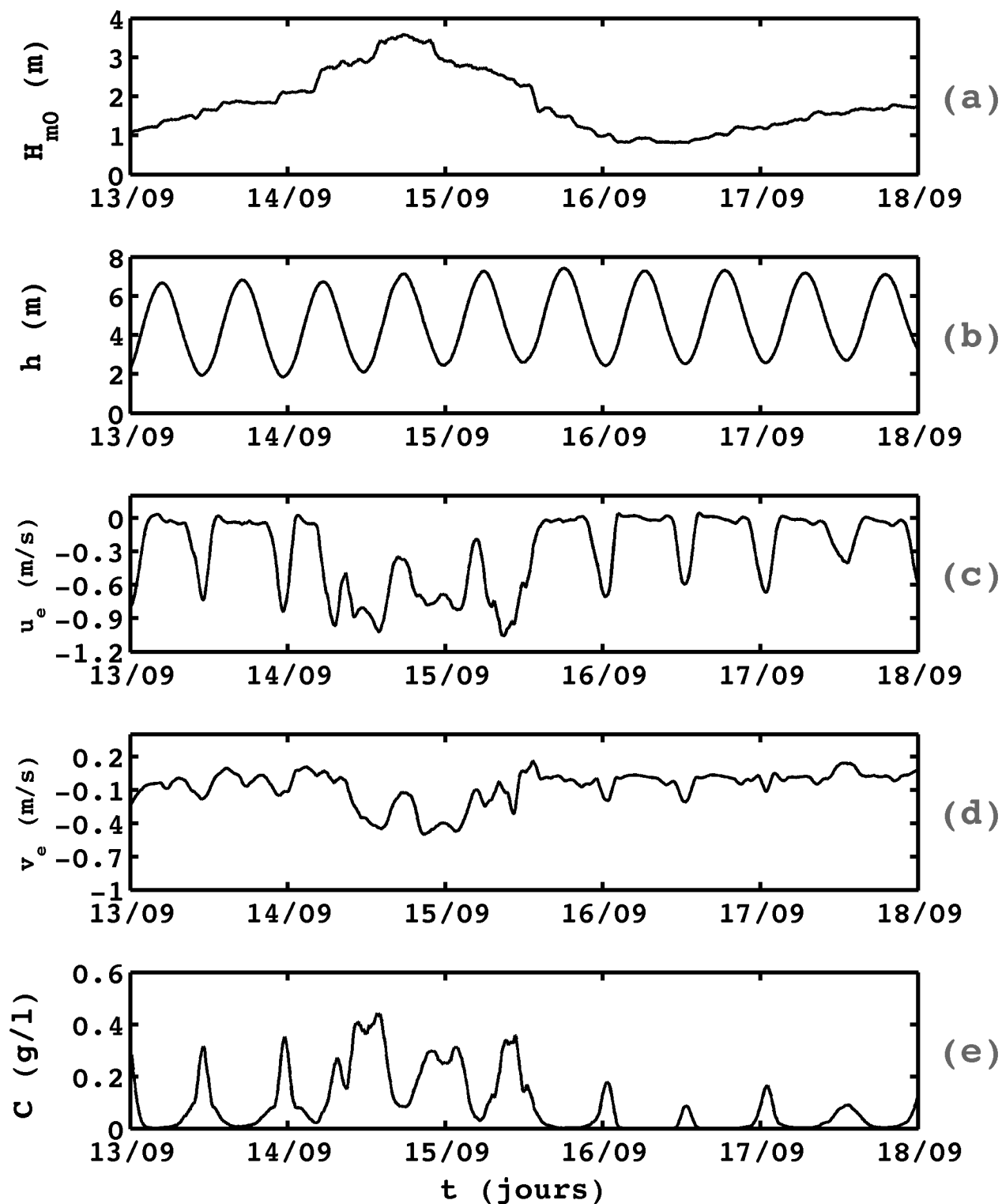


FIGURE G.11: Prédications du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU au point #3 (baïne nord/milieu La Palue) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

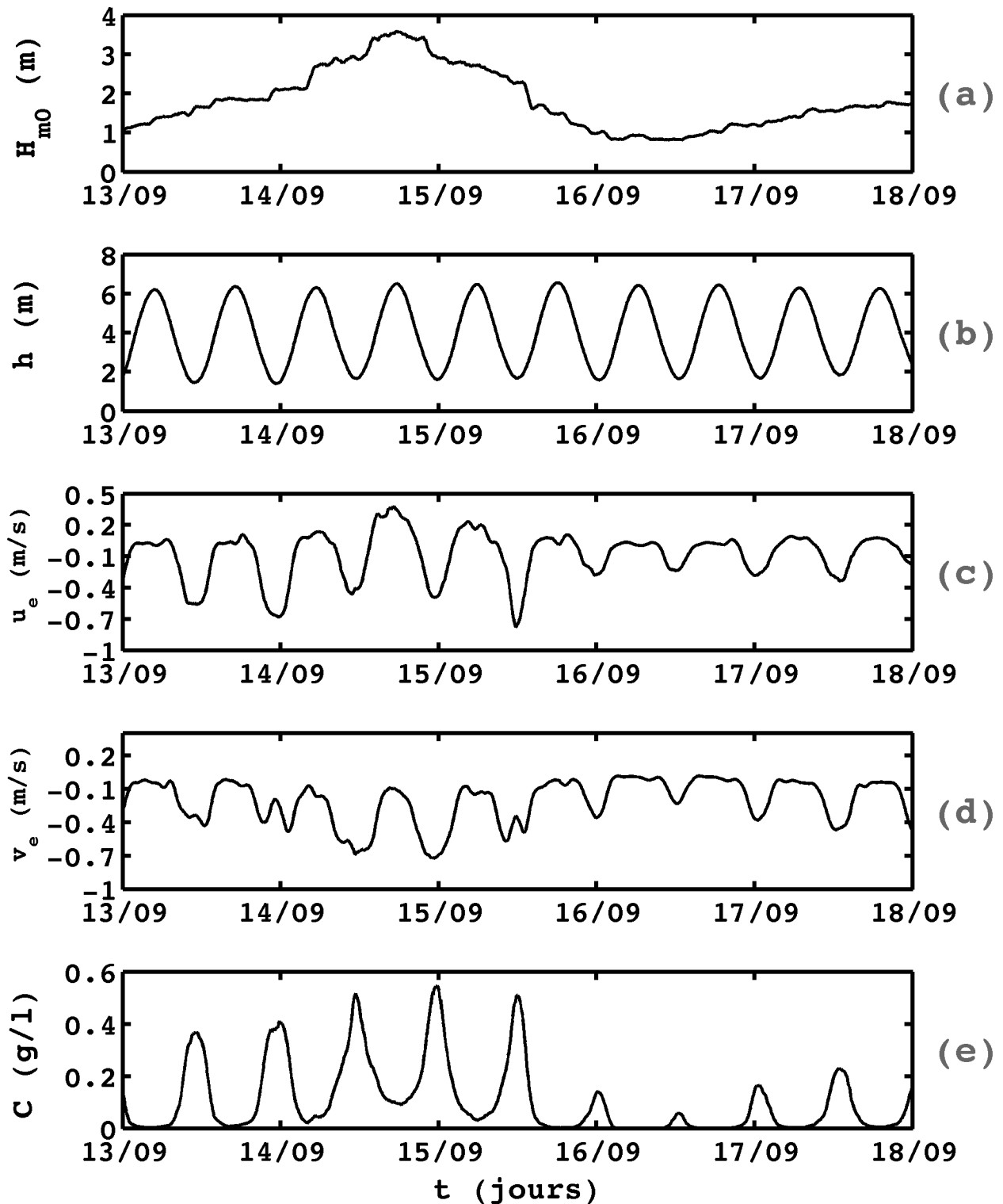


FIGURE G.12: Prédiction du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU au point #4 (baïne tombolo) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

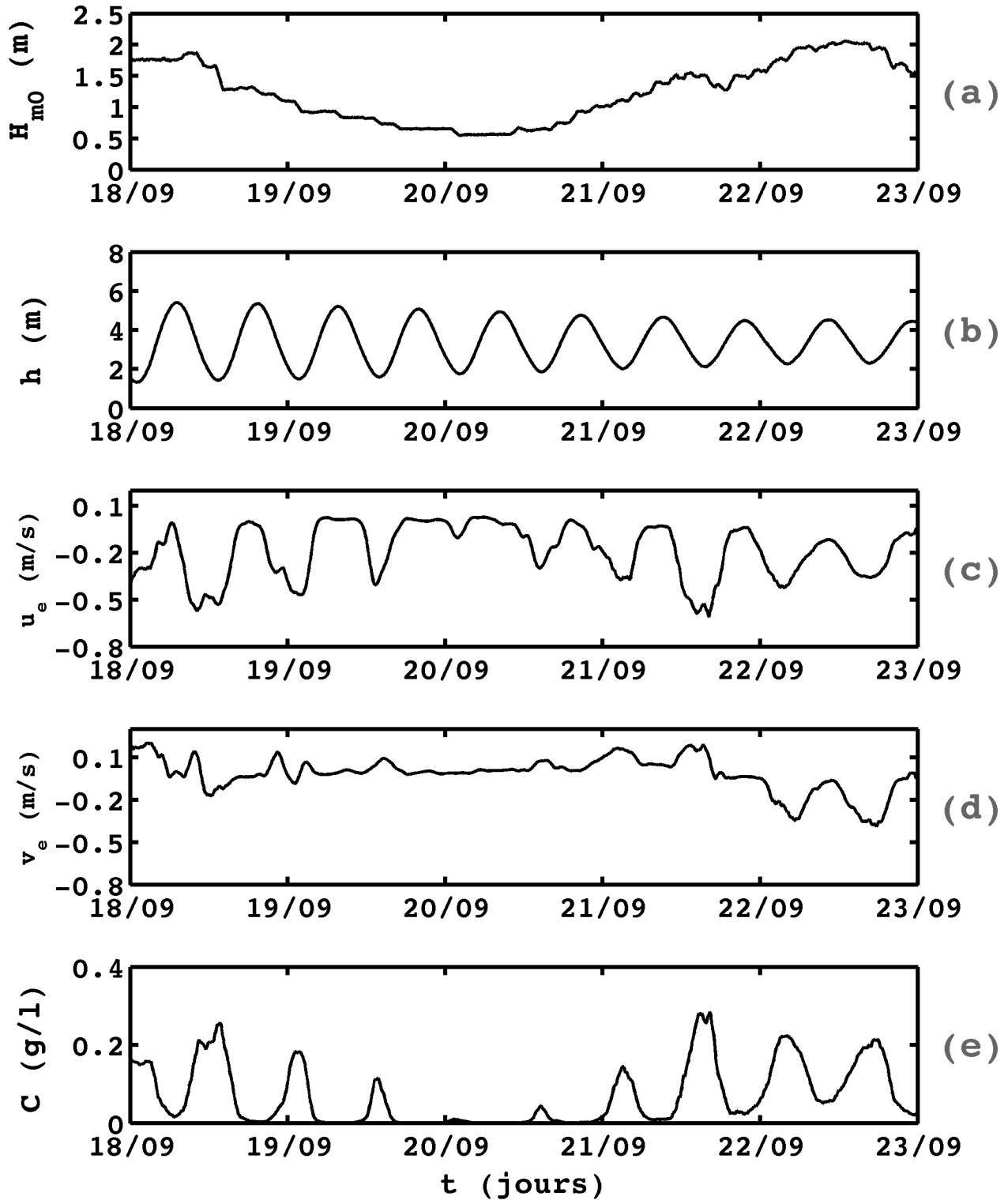


FIGURE G.13: Prédiction du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU au point #1 (chenal Lostmarc'h) : (a) hauteur significative des vagues au large; (b) profondeur d'eau locale; (c) vitesse transversale du courant moyen; (d) vitesse longitudinale du courant moyen; (e) concentration en sédiments.

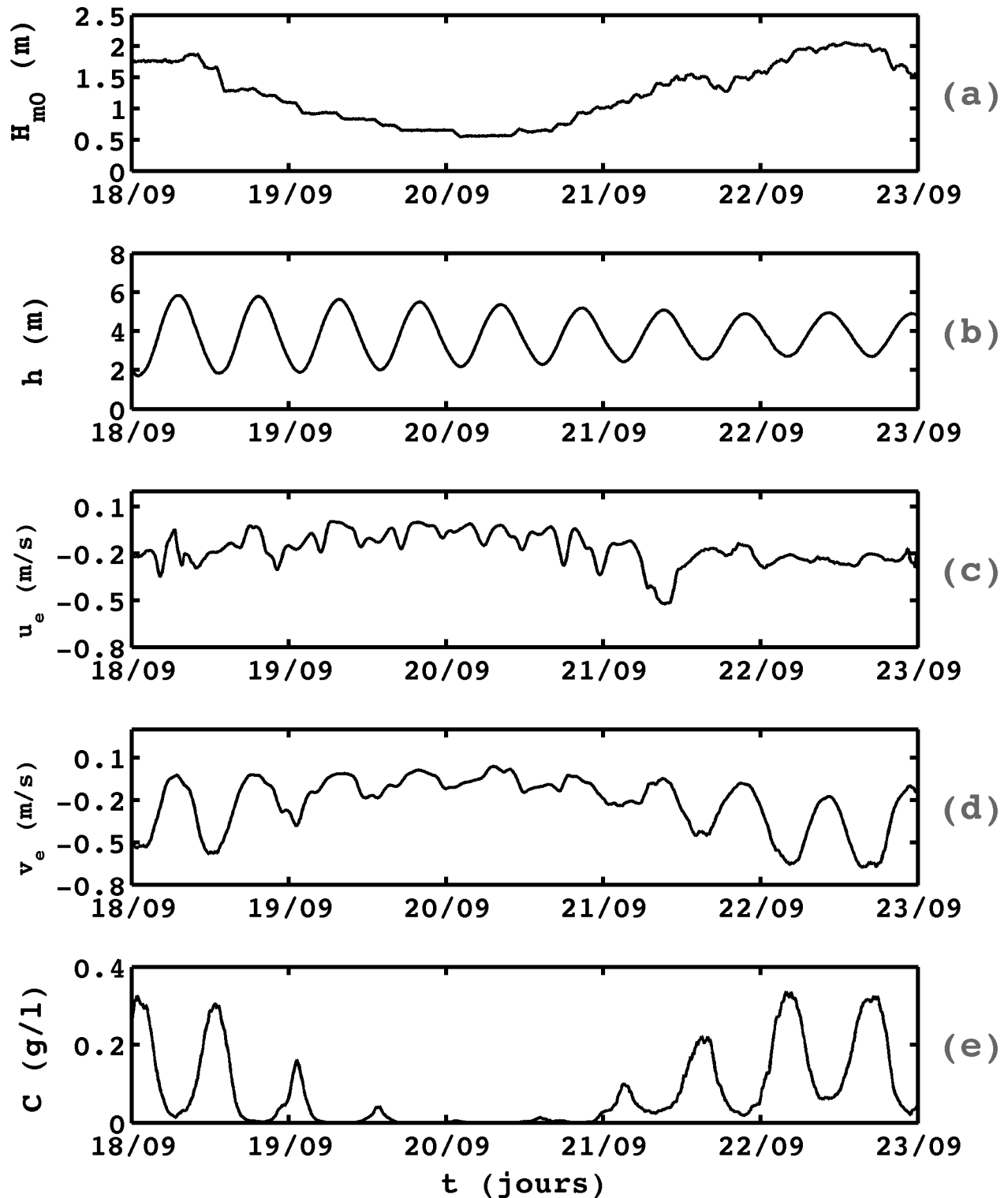


FIGURE G.14: Prédications du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU au point #2 (baïne Kerdra) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

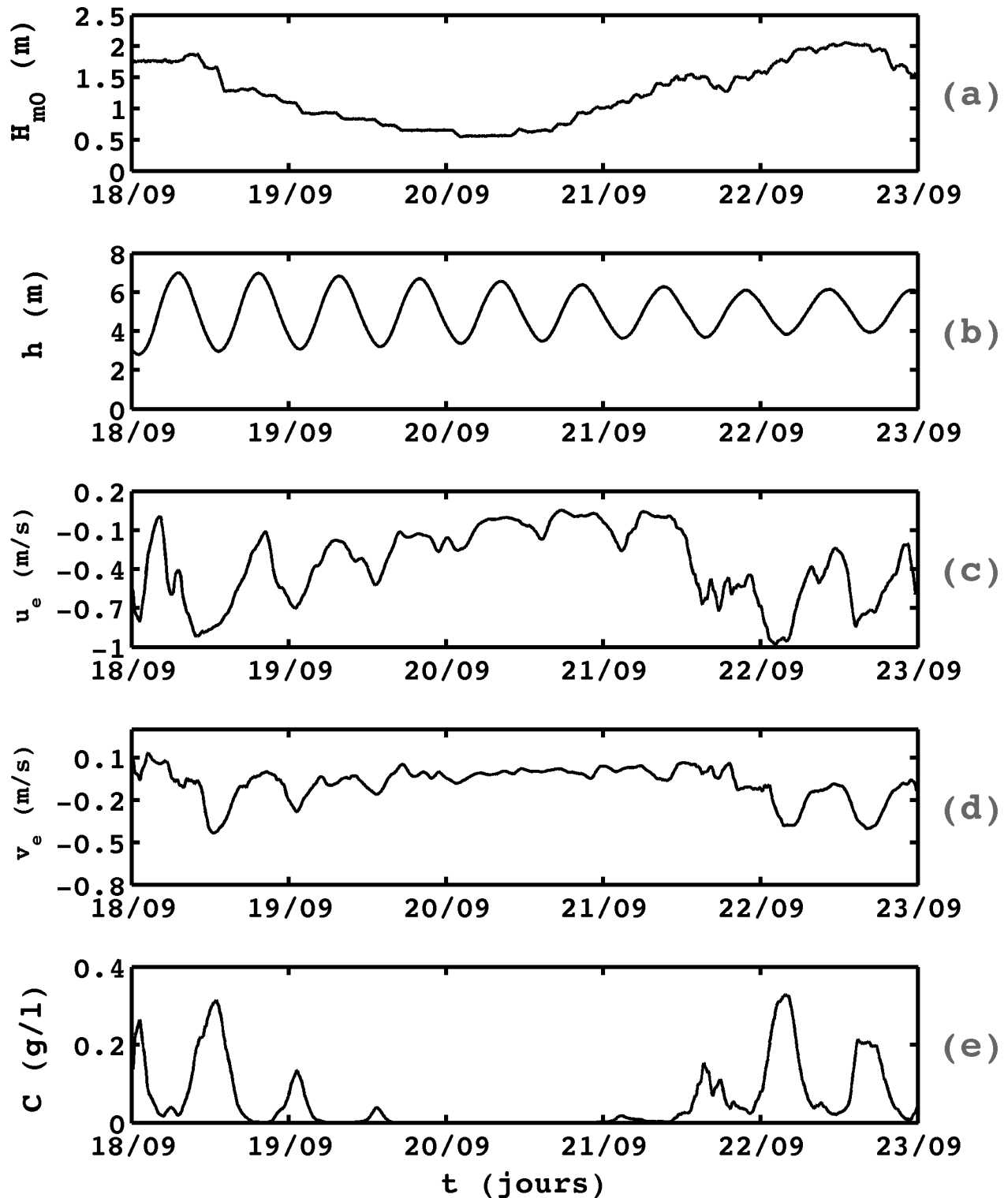


FIGURE G.15: Prédiction du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU au point #3 (baïne nord/milieu La Palue) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

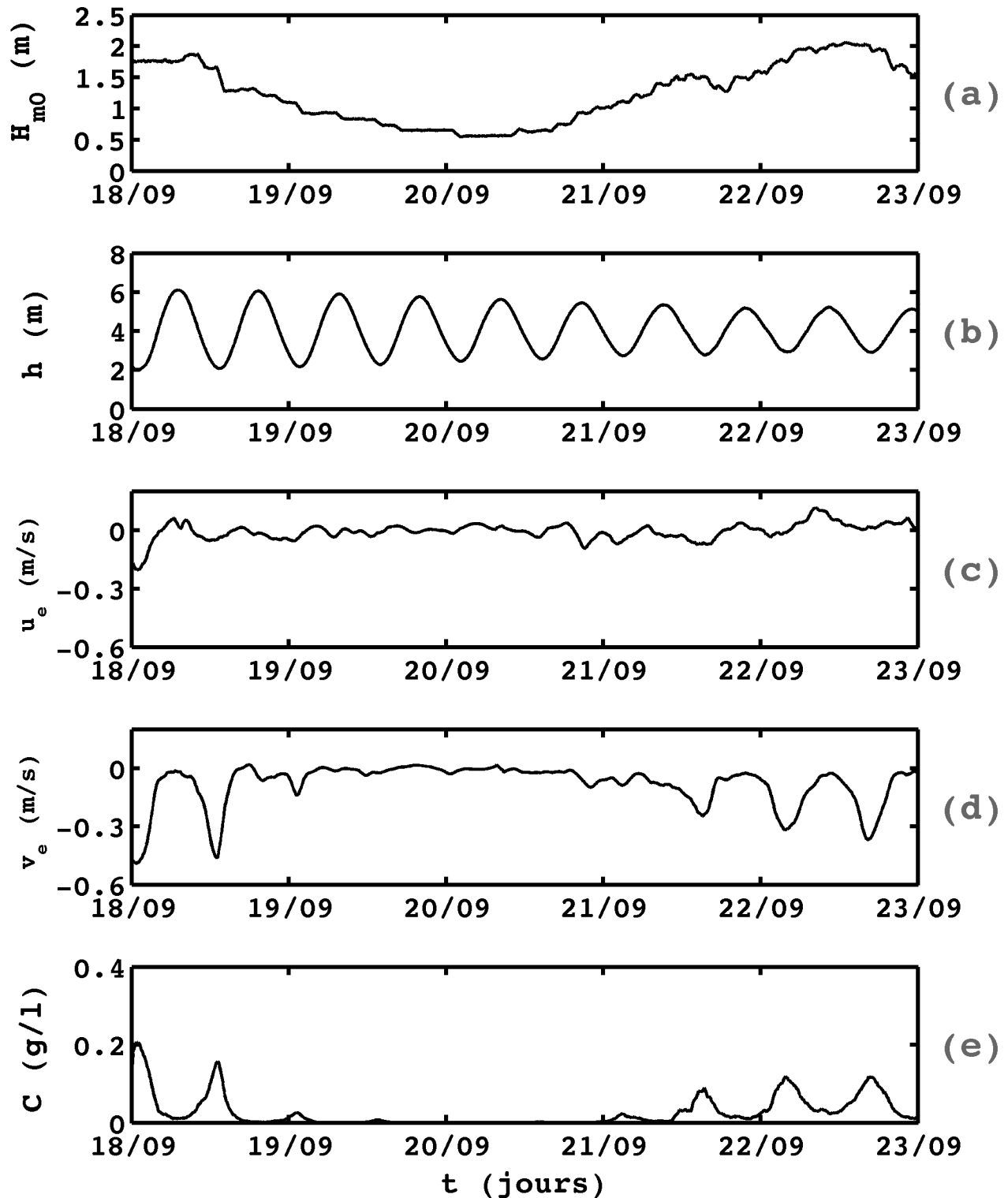


FIGURE G.16: Prédications du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU pour le point #4 (baïne tom-bolo) : (a) hauteur significative des vagues au large; (b) profondeur d'eau locale; (c) vitesse transversale du courant moyen; (d) vitesse longitudinale du courant moyen; (e) concentration en sédiments.

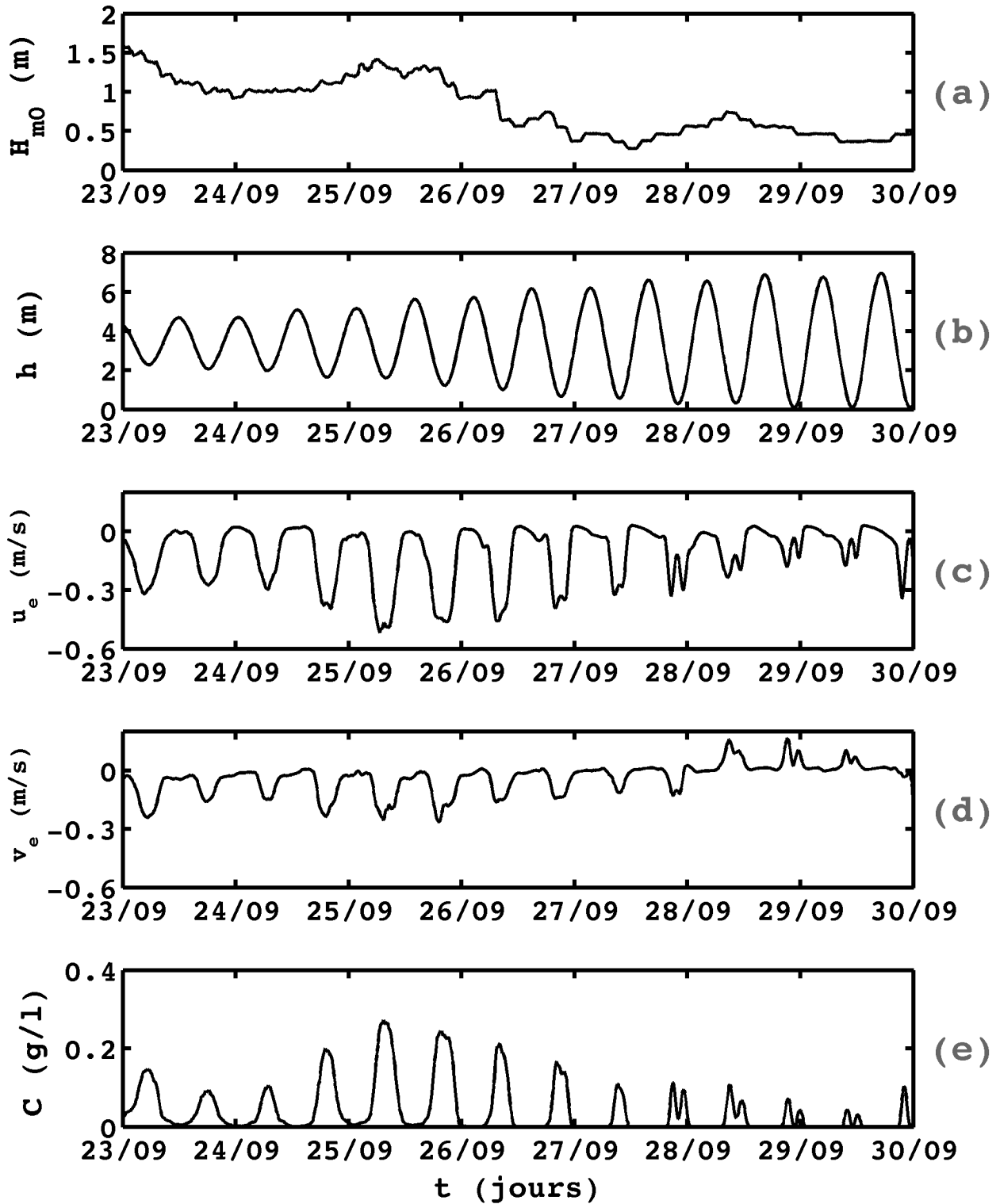


FIGURE G.17: Prédications du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU au point #1 (chenal Lostmarc'h) : (a) hauteur significative des vagues au large; (b) profondeur d'eau locale; (c) vitesse transversale du courant moyen; (d) vitesse longitudinale du courant moyen; (e) concentration en sédiments.

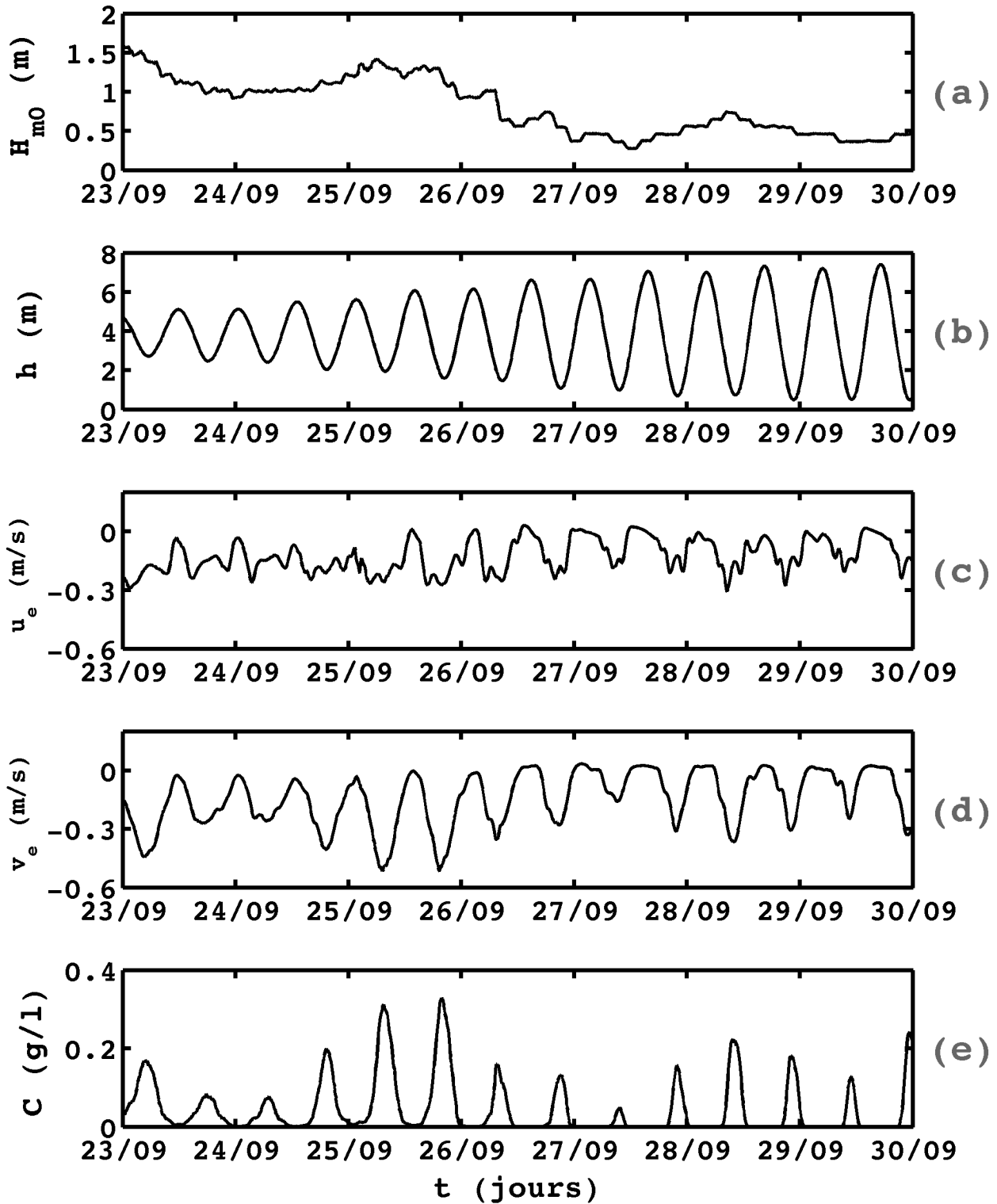


FIGURE G.18: Prédications du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU au point #2 (baïne Kerdra) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

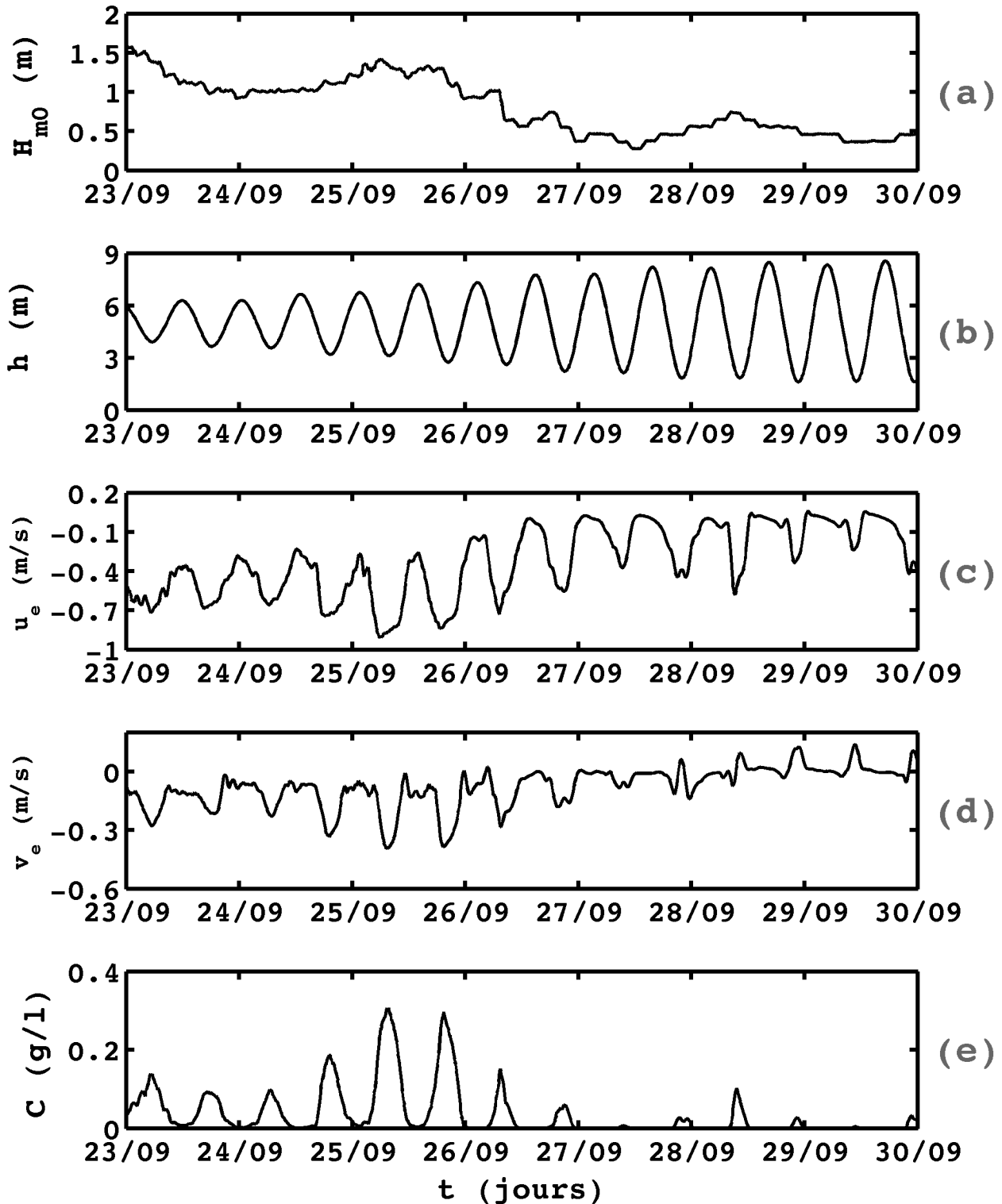


FIGURE G.19: Prédiction du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU au point #3 (baïne nord/milieu La Palue) : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) vitesse transversale du courant moyen ; (d) vitesse longitudinale du courant moyen ; (e) concentration en sédiments.

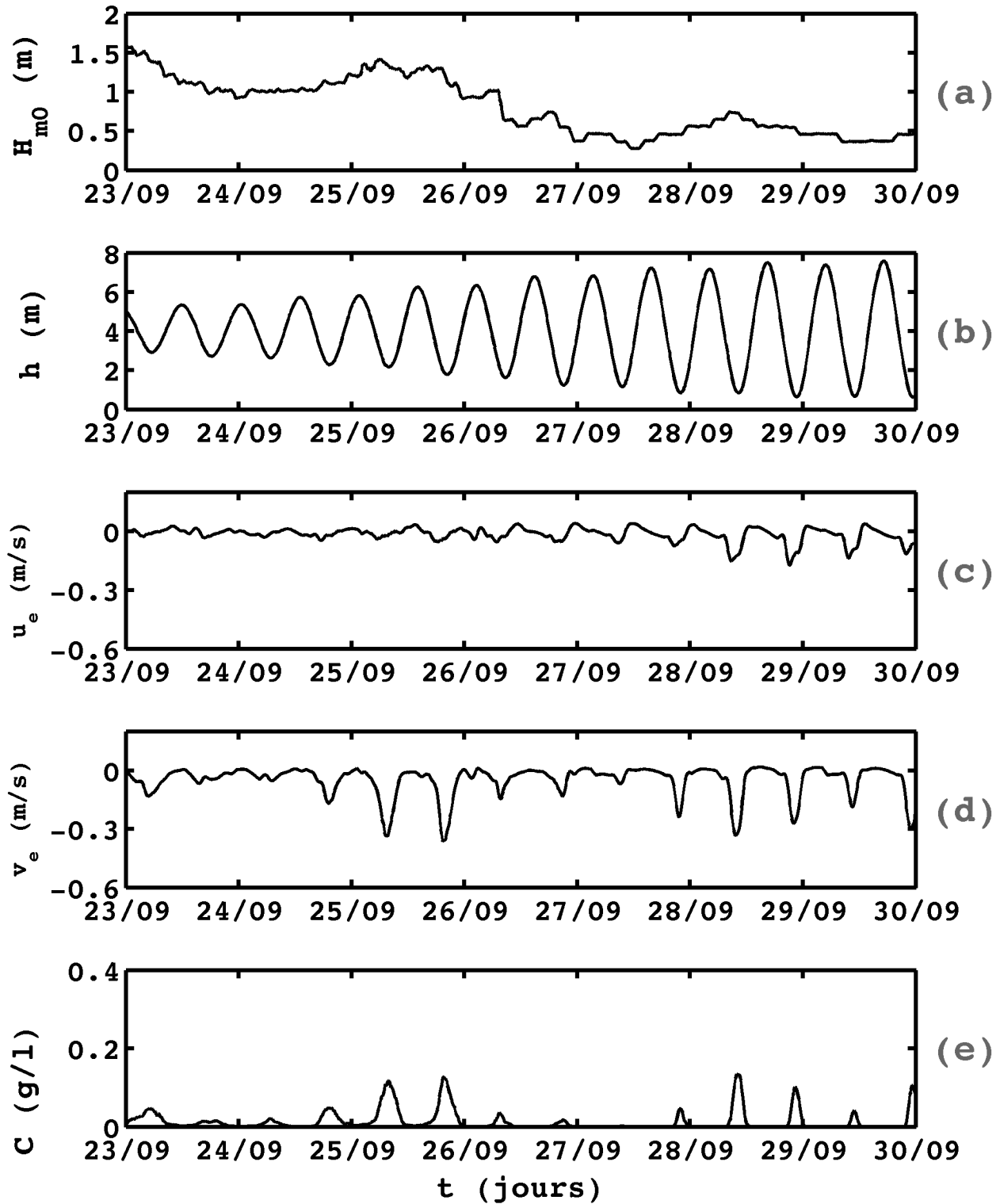


FIGURE G.20: Prédications du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU pour le point #4 (baine tom-bolo) : (a) hauteur significative des vagues au large; (b) profondeur d'eau locale; (c) vitesse transversale du courant moyen; (d) vitesse longitudinale du courant moyen; (e) concentration en sédiments.

Annexe H

Prédictions morphodynamiques 2DH : comparaison modèle/mesure

La Figure H.1 illustre le différentiel bathymétrique de l'estran mesuré sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h après une lunaison entre le 01/09/2015 et le 29/09/2015. Les Figures H.2 à H.7 illustrent les prédictions confrontées aux mesures *in situ* respectivement pour cinq configurations différentes du modèle XBeach.

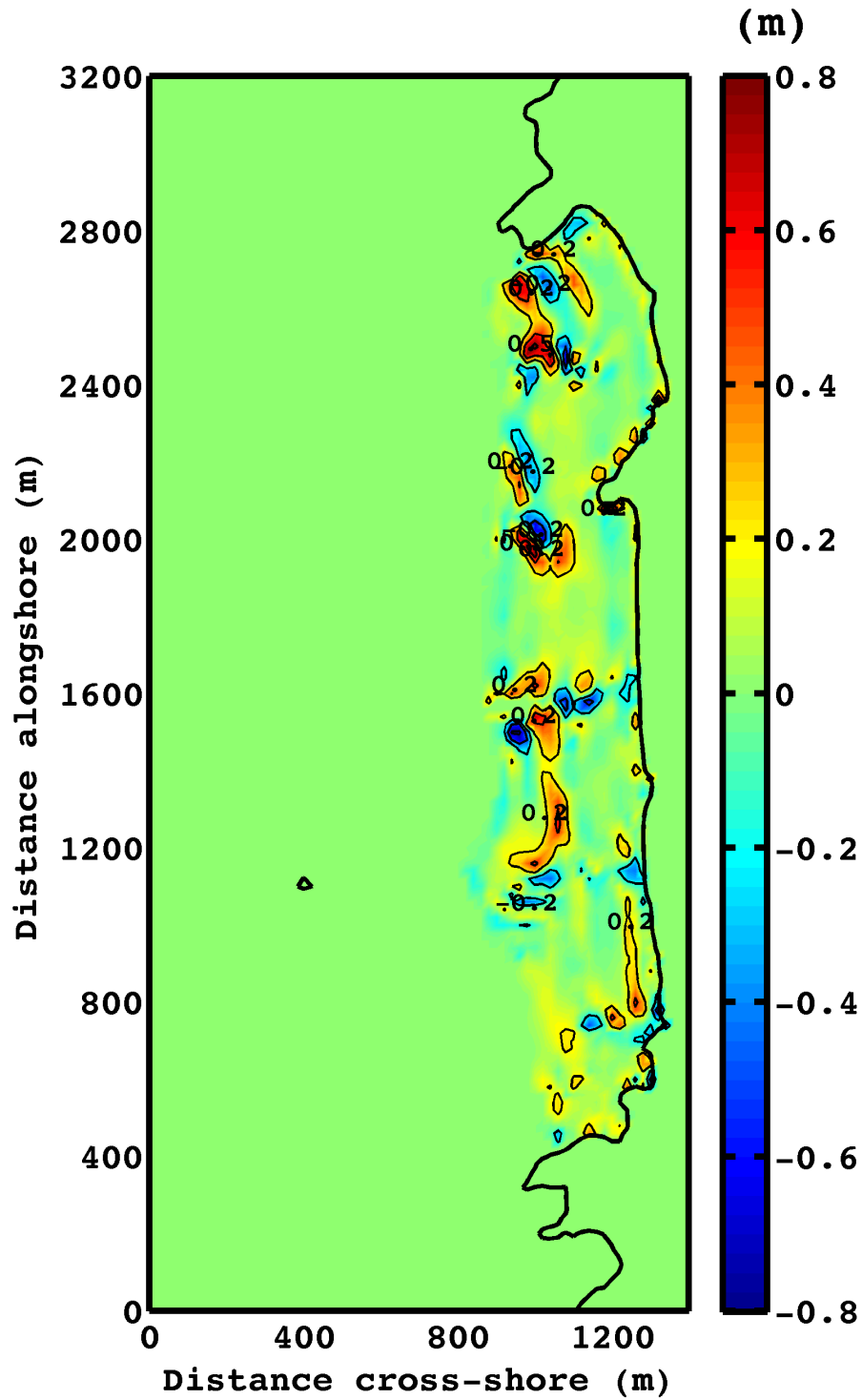


FIGURE H.1: Evolution morphologique mesurée *in situ* sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h entre le 01/09/15 0h TU et le 29/09/15 0h TU (une lunaison). Le trait plein noir sur les Figures de droite représente l'isobathe +9 m.

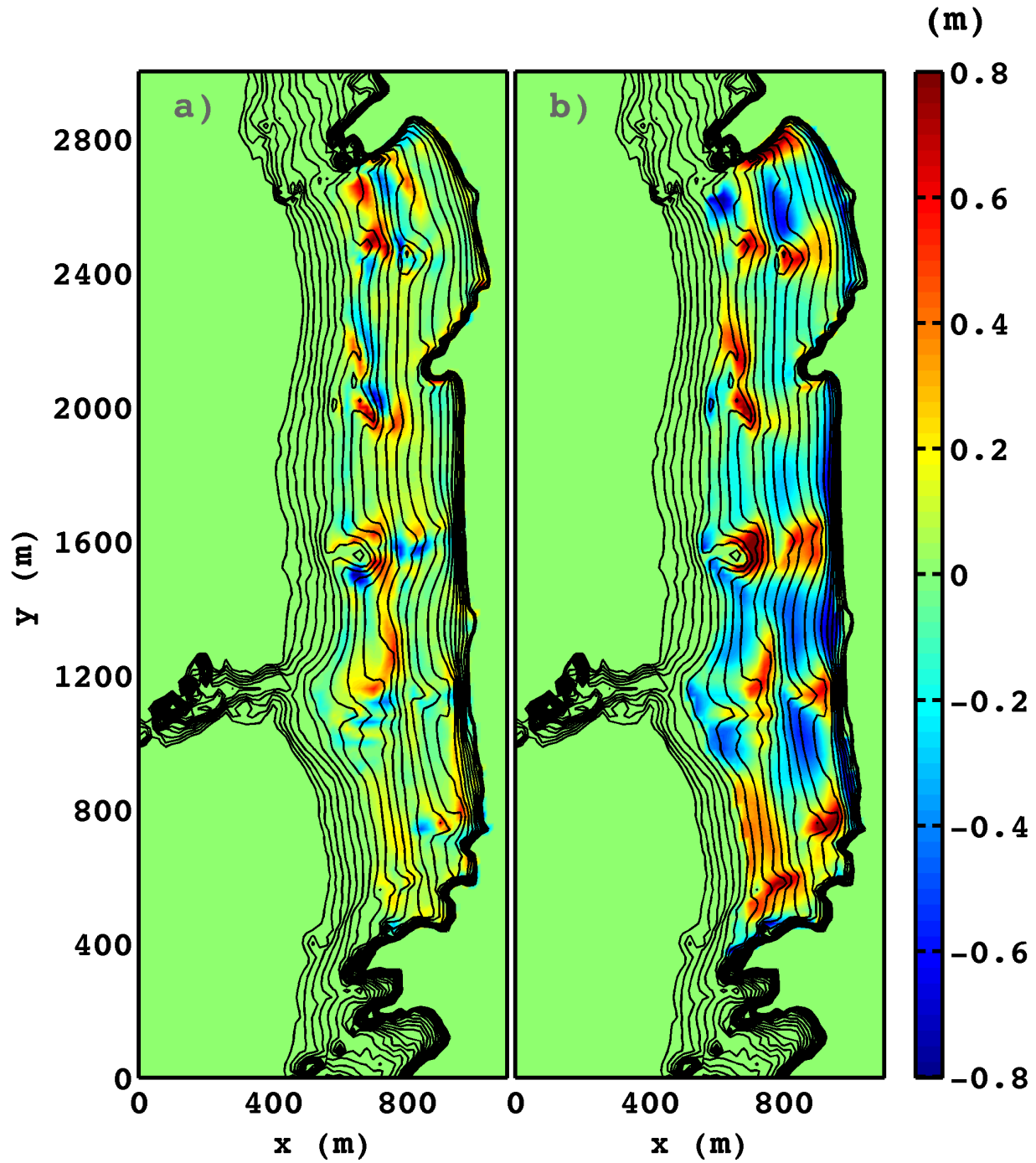


FIGURE H.2: Evolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h après une lunaison : (a) prédite pour le cas de simulation n° 1 ; (b) mesurée.

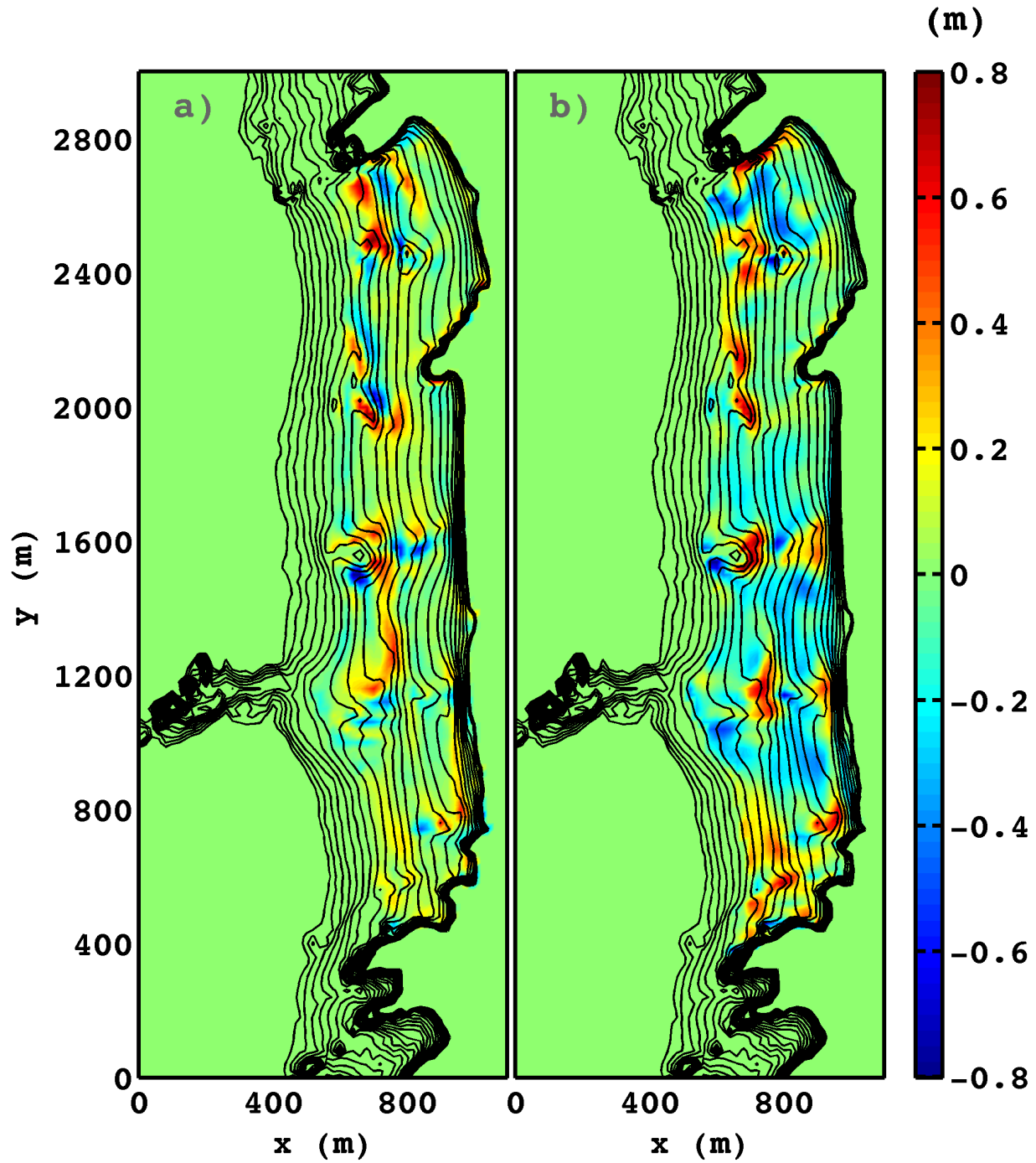


FIGURE H.3: Evolution morphologique des plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h (Crozon, Finistère) sur une lunaison prédite pour le cas de simulation n°2 (a) et mesurée (b).

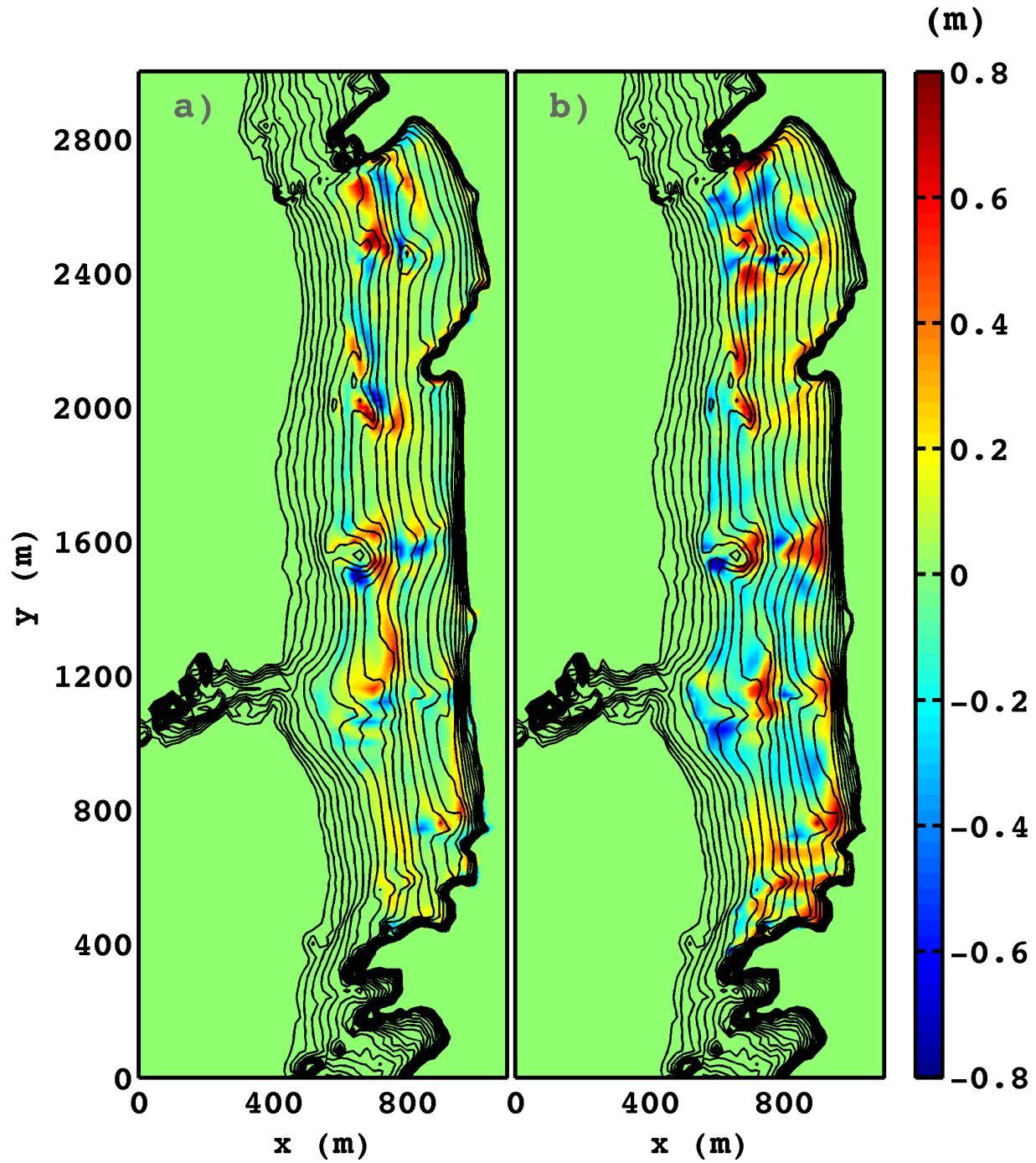


FIGURE H.4: Evolution morphologique des plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h (Crozon, Finistère) sur une lunaison prédite pour le cas de simulation n° 3 (a) et mesurée (b).

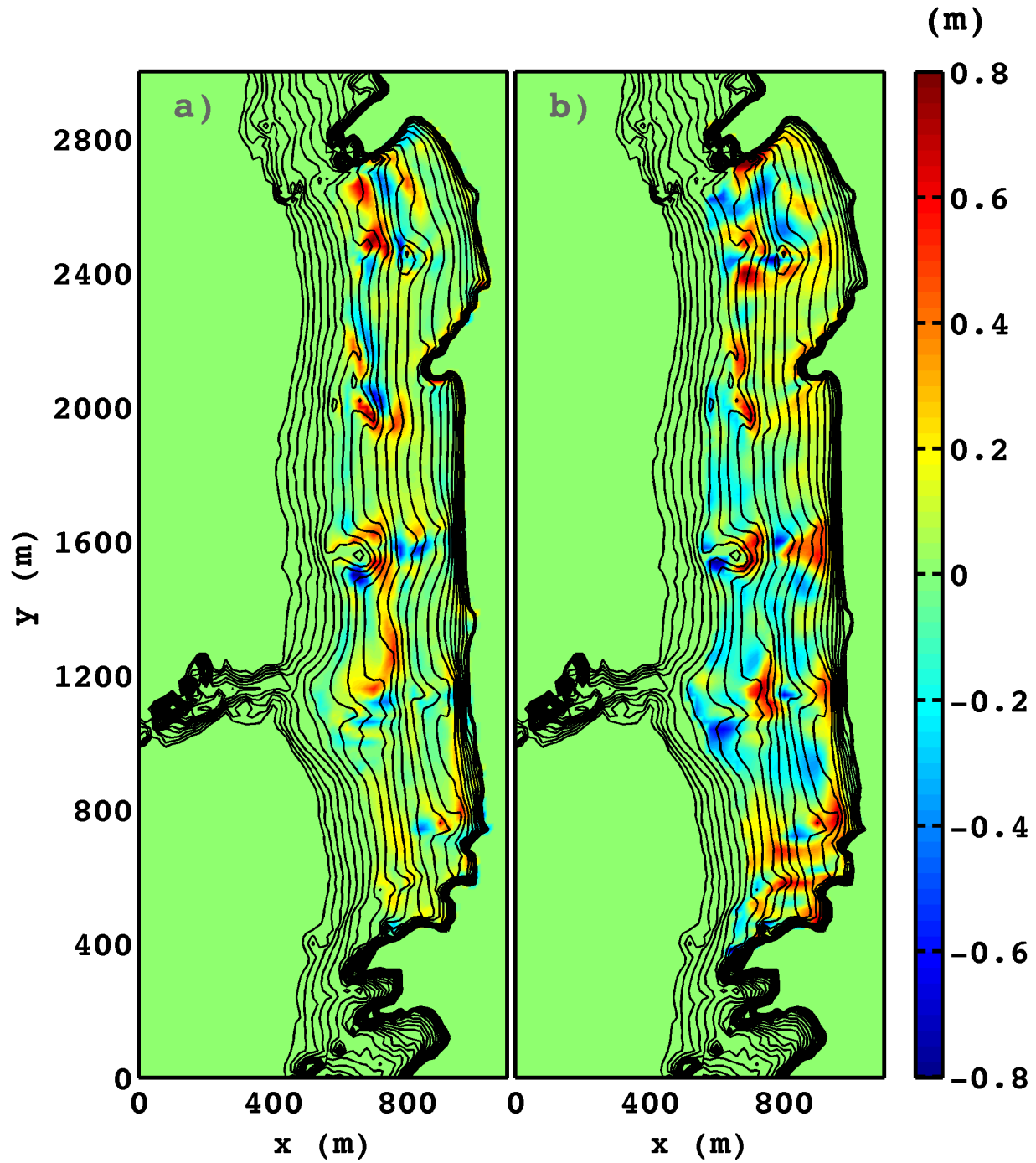


FIGURE H.5: Evolution morphologique des plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h (Crozon, Finistère) sur une lunaison prédite pour le cas de simulation n°4 (a) et mesurée (b).

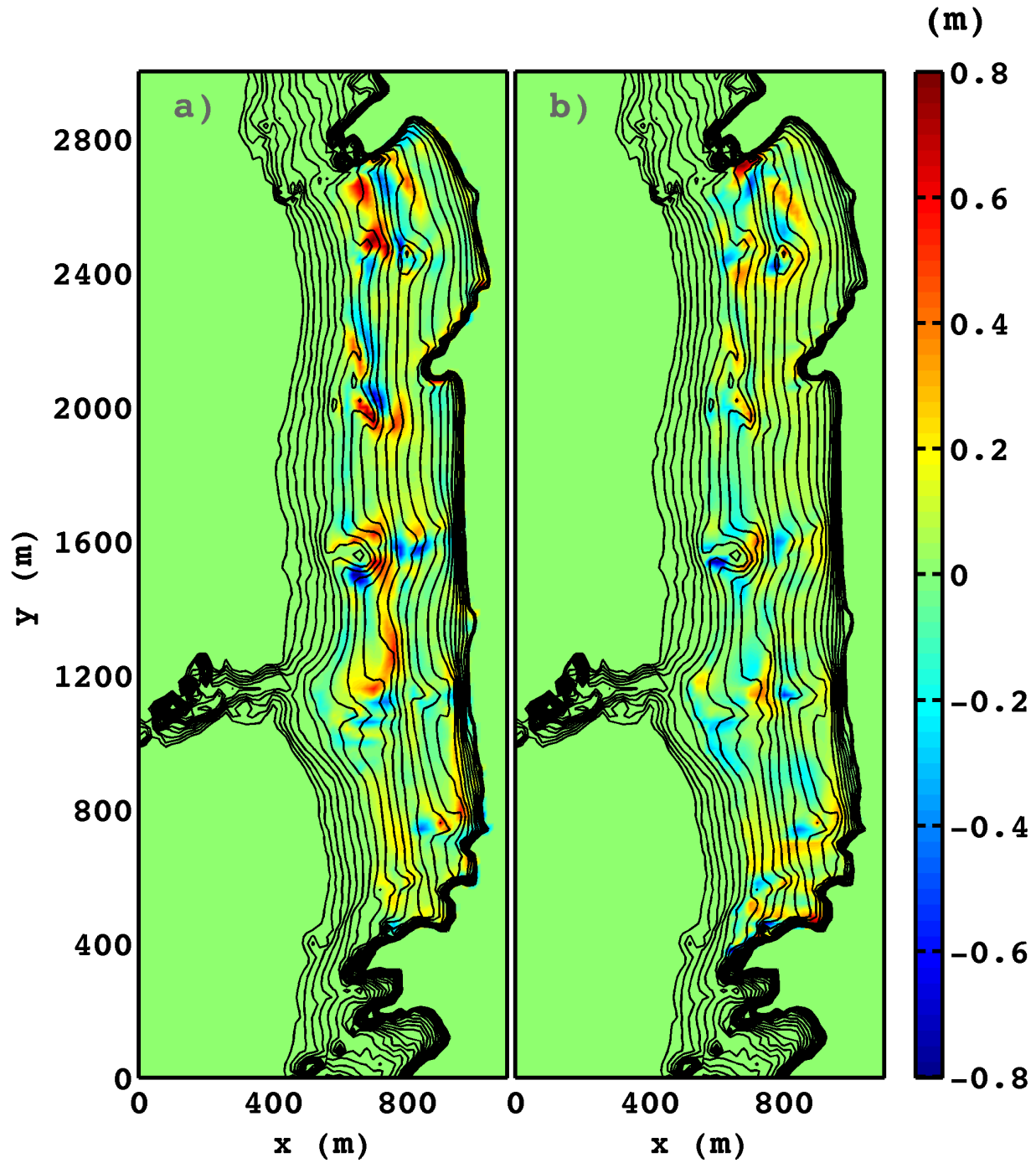


FIGURE H.6: Evolution morphologique des plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h (Crozon, Finistère) sur une lunaison prédite pour le cas de simulation n° 5 (a) et mesurée (b).

Annexe I

Prédictions morphodynamiques pour différents profils transversaux et longitudinaux

Les Figures I.1 à I.10 illustrent les variations de niveau du fond le long des neuf transects transversaux et des trois transects longitudinaux (estrans inférieur, intermédiaire et supérieur) définis à la Figure 4.28, en fonction du climat de vagues et selon les différents secteurs définis à la Figure 4.61. Comme pour les courants et les concentrations, la hauteur significative des vagues au large H_{m0} est extraite au point ($x = 400$ m ; $y = 2000$ m). Nous extrayons également la profondeur d'eau au large h_0 à ce même point. Les variations morphologiques sont discutées pour le cas de simulation 3.

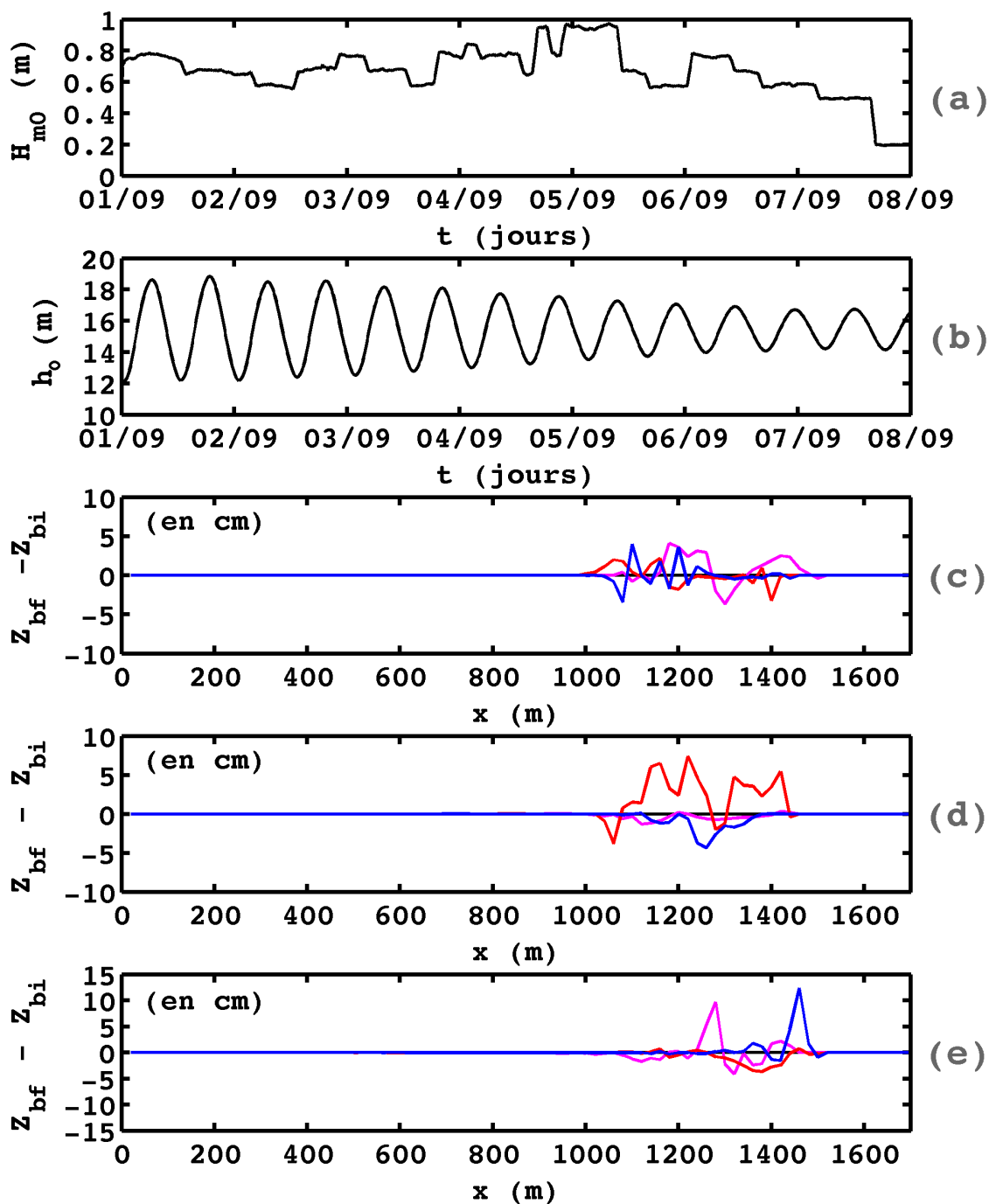


FIGURE I.1: Prédications du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) variations morphologiques le long des transects C1 (trait magenta), C2 (trait rouge) et C3 (trait bleu) dans le secteur 2 ; (d) variations morphologiques le long des transects C4 (trait magenta), C5 (trait rouge) et C6 (trait bleu) dans le secteur 3 ; (e) variations morphologiques le long des transects C7 (trait magenta), C8 (trait rouge) et C9 (trait bleu) dans les secteurs 4 et 5.

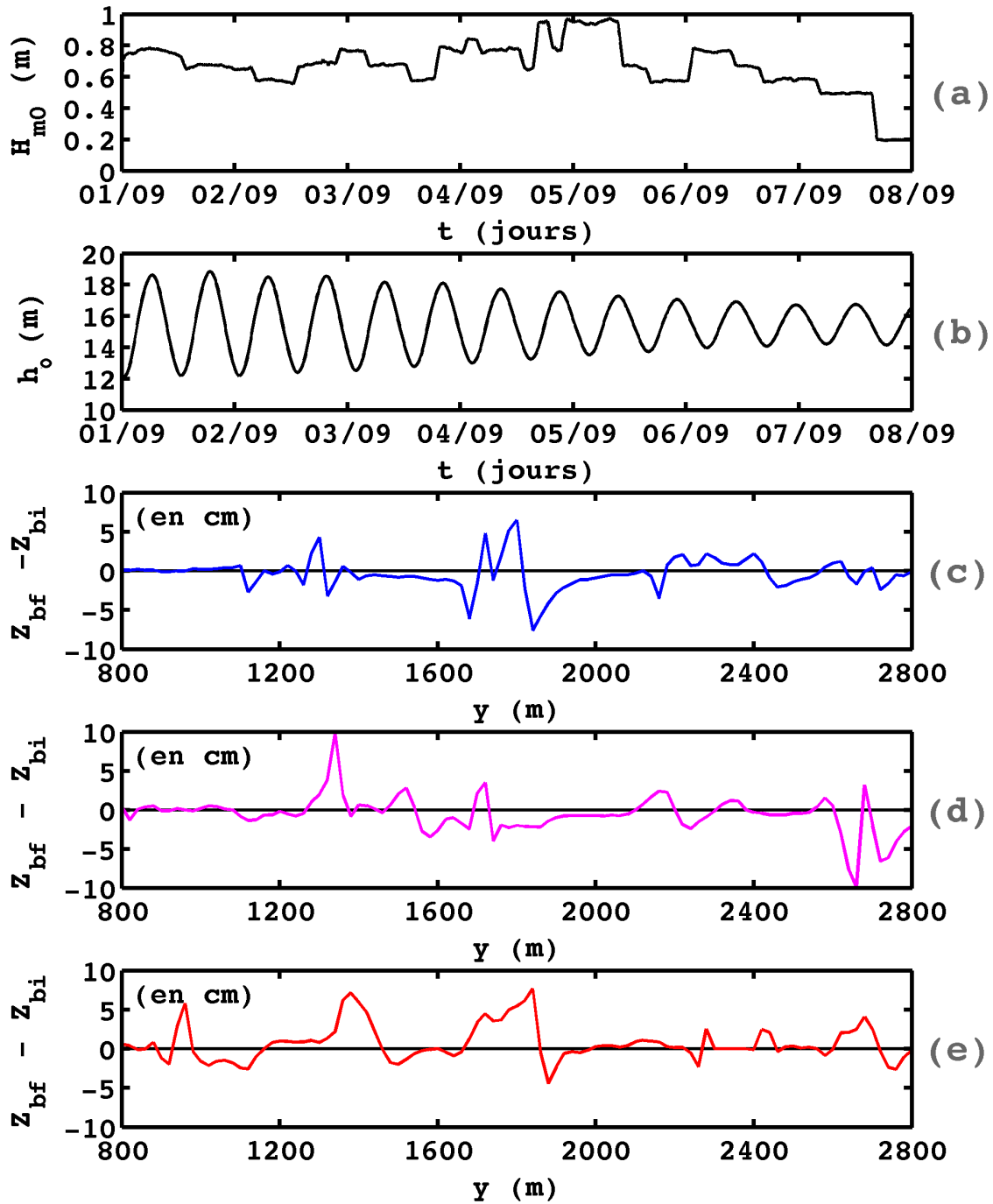


FIGURE I.2: Prédications du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU. Hauteur significative des vagues (a) et niveau d'eau (b) au large. Variations morphologiques le long du transect : (c) L1 (estran inférieur), (d) L2 (estran intermédiaire), (e) L3 (estran supérieur).

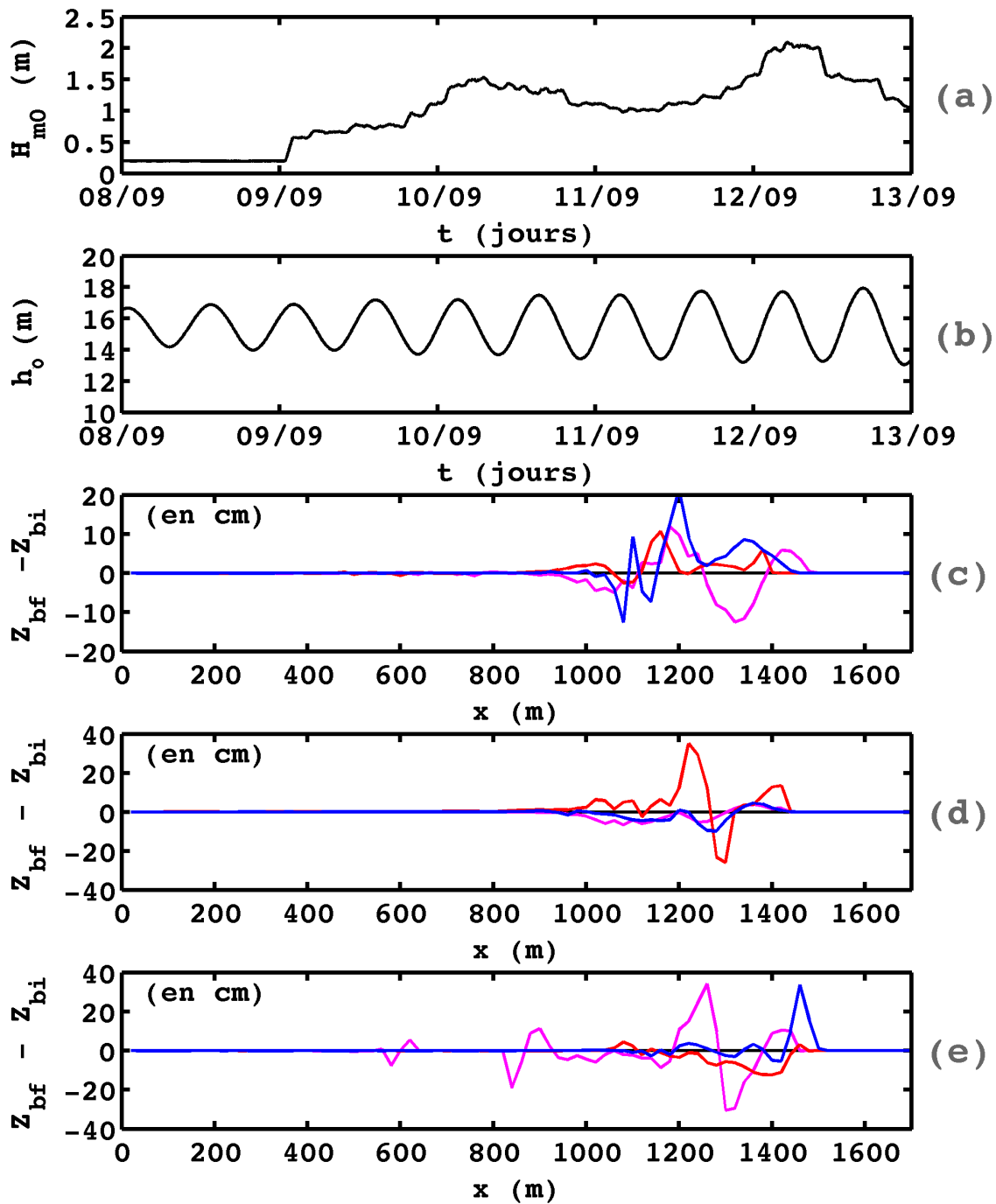


FIGURE I.3: Prédications du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) variations morphologiques le long des transects C1 (trait magenta), C2 (trait rouge) et C3 (trait bleu) dans le secteur 2 ; (d) variations morphologiques le long des transects C4 (trait magenta), C5 (trait rouge) et C6 (trait bleu) dans le secteur 3 ; (e) variations morphologiques le long des transects C7 (trait magenta), C8 (trait rouge) et C9 (trait bleu) dans les secteurs 4 et 5.

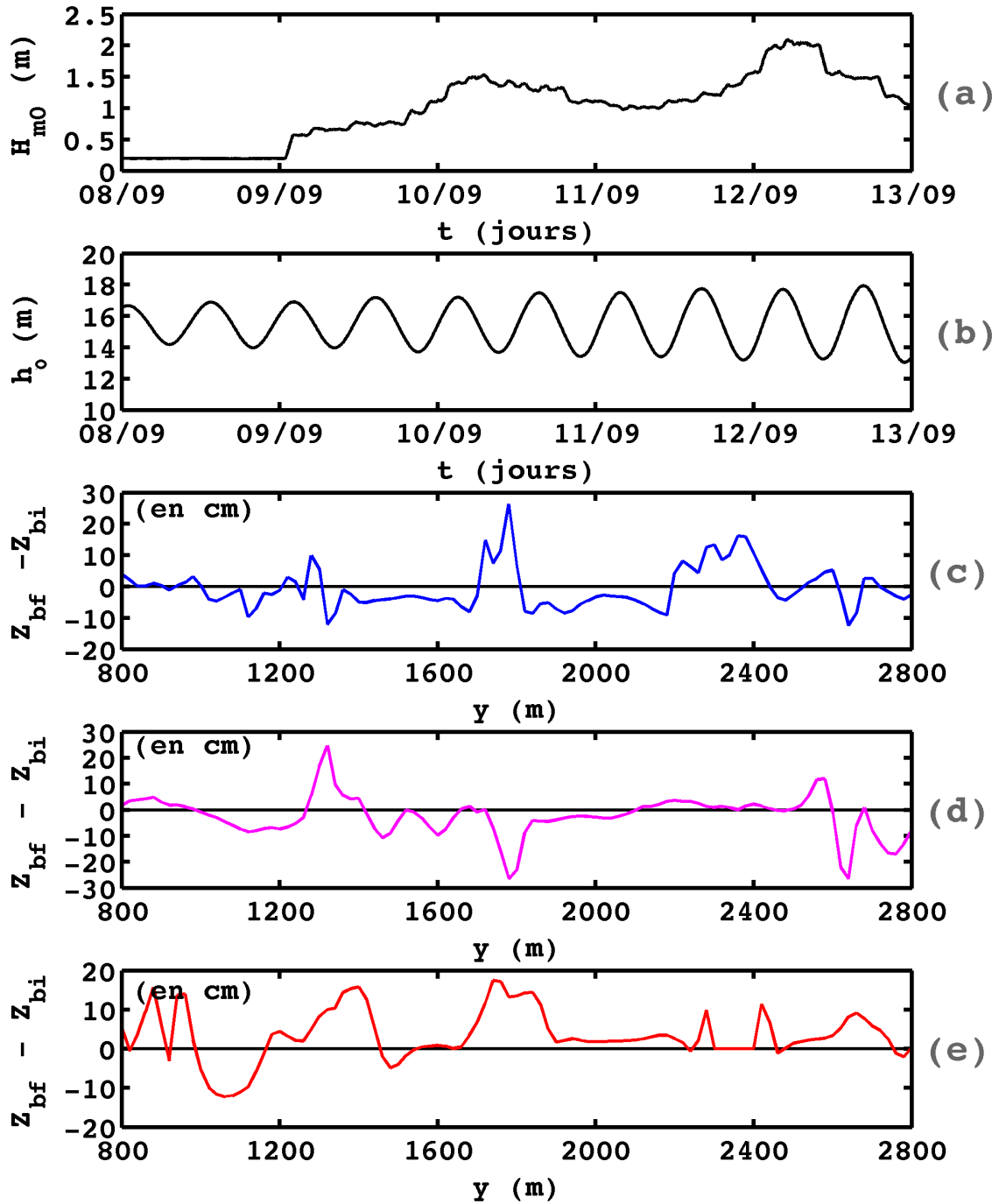


FIGURE I.4: Prédications du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU. Hauteur significative des vagues (a) et niveau d'eau (b) au large. Variations morphologiques le long du transect : (c) L1 (estran inférieur), (d) L2 (estran intermédiaire), (e) L3 (estran supérieur).

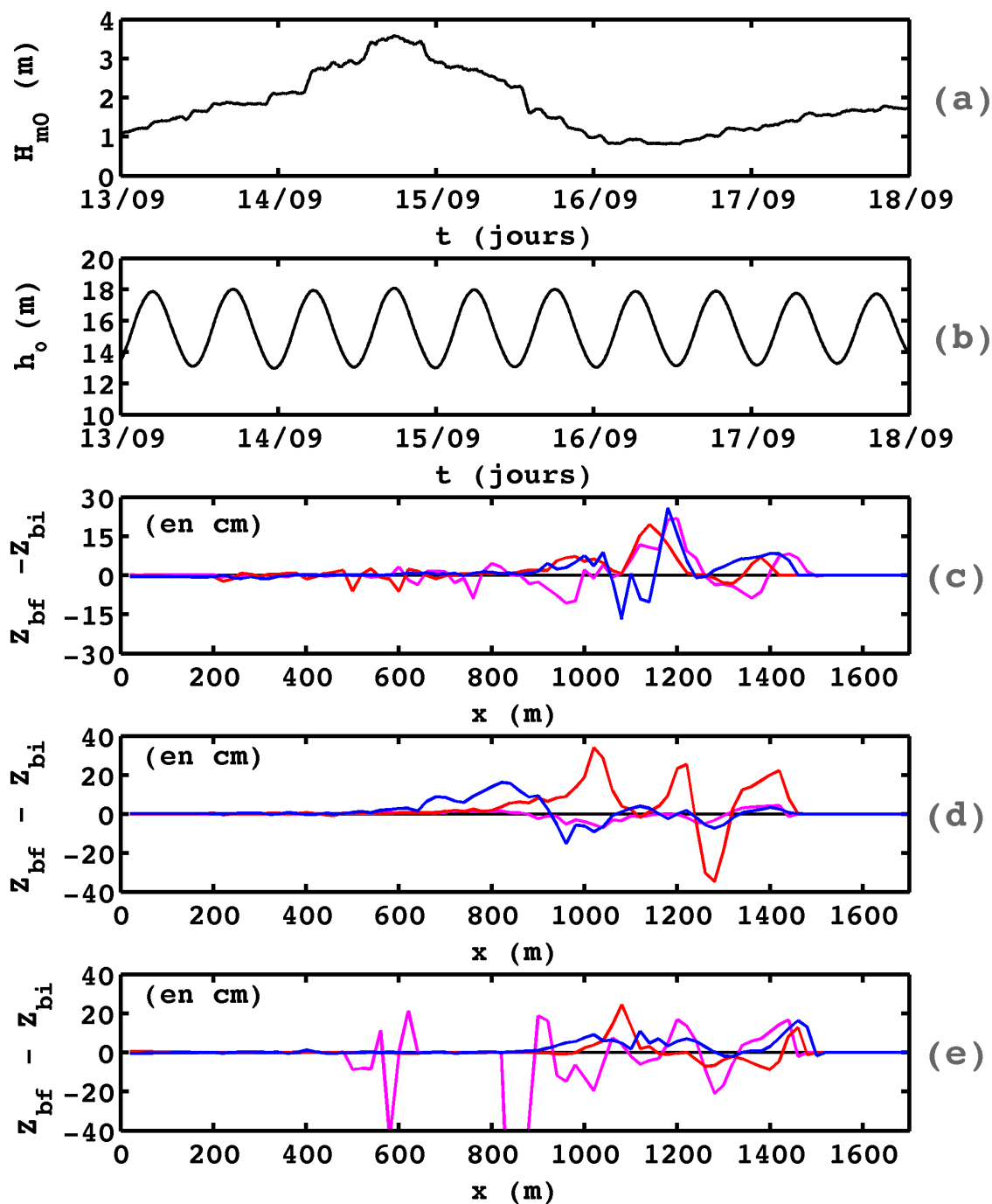


FIGURE I.5: Prédications du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) variations morphologiques le long des transects C1 (trait magenta), C2 (trait rouge) et C3 (trait bleu) dans le secteur 2 ; (d) variations morphologiques le long des transects C4 (trait magenta), C5 (trait rouge) et C6 (trait bleu) dans le secteur 3 ; (e) variations morphologiques le long des transects C7 (trait magenta), C8 (trait rouge) et C9 (trait bleu) dans les secteurs 4 et 5.

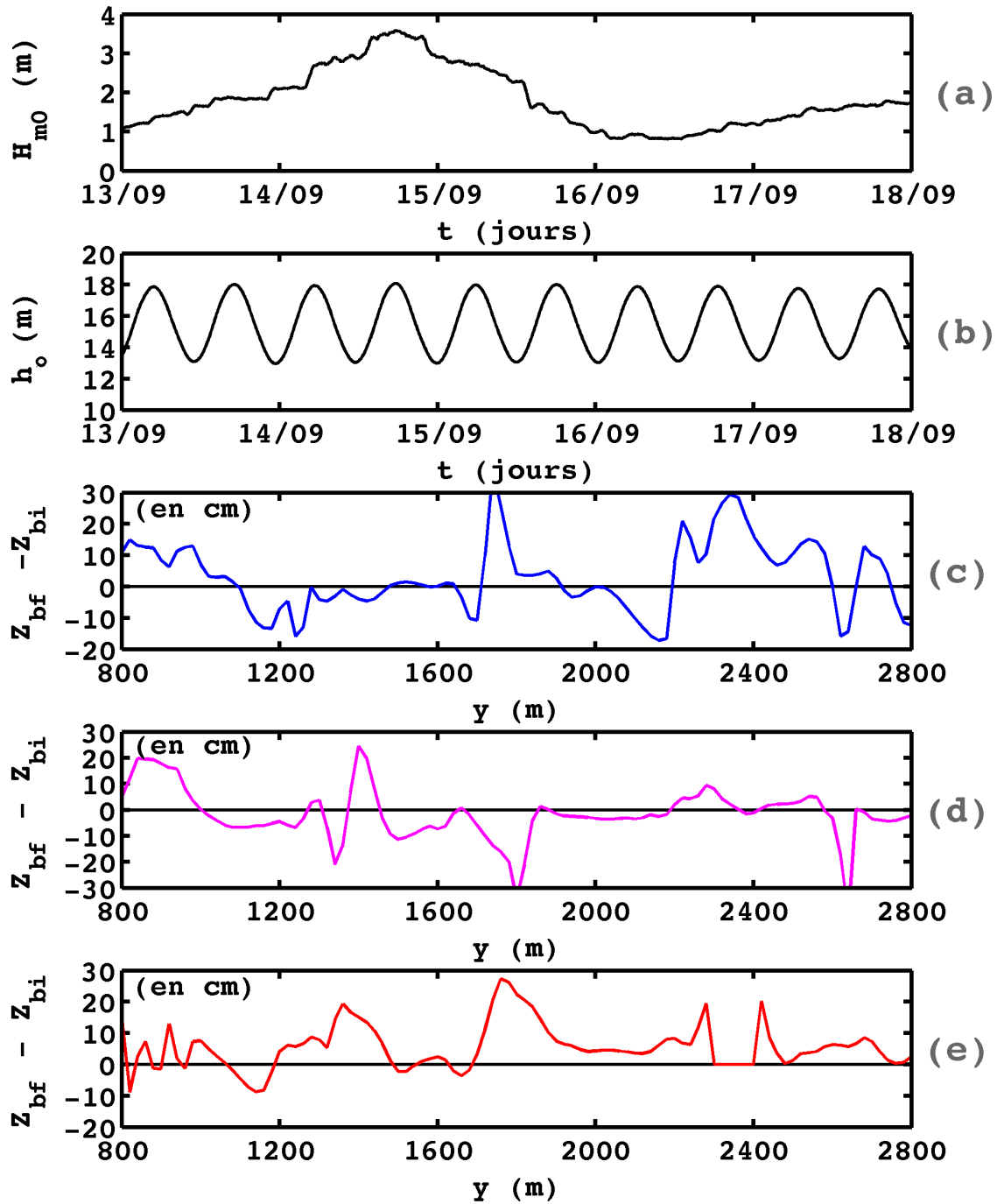


FIGURE I.6: Prédications du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU. Hauteur significative des vagues (a) et niveau d'eau (b) au large. Variations morphologiques le long du transect : (c) L1 (estran inférieur), (d) L2 (estran intermédiaire), (e) L3 (estran supérieur).

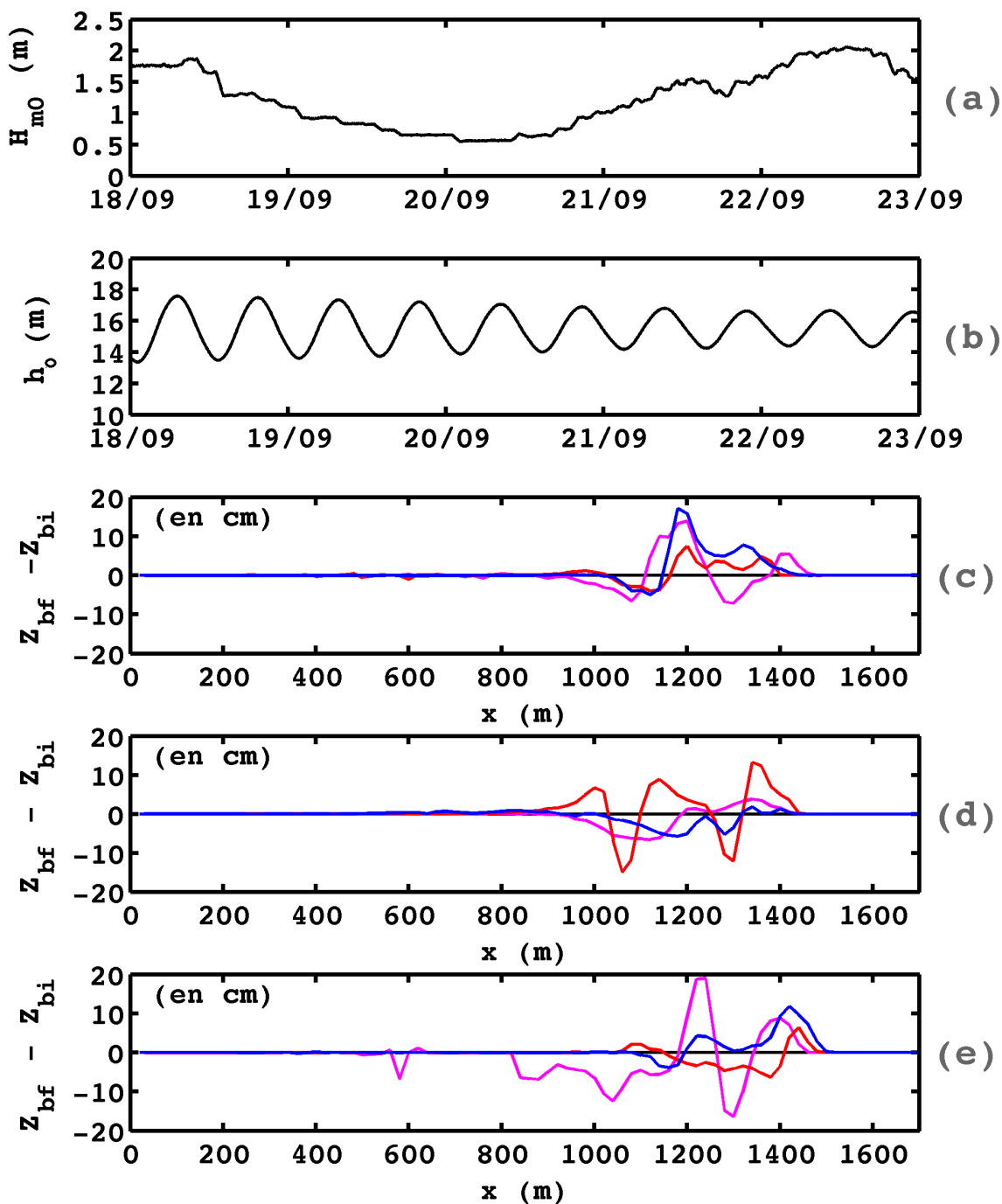


FIGURE I.7: Prédications du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) variations morphologiques le long des transects C1 (trait magenta), C2 (trait rouge) et C3 (trait bleu) dans le secteur 2 ; (d) variations morphologiques le long des transects C4 (trait magenta), C5 (trait rouge) et C6 (trait bleu) dans le secteur 3 ; (e) variations morphologiques le long des transects C7 (trait magenta), C8 (trait rouge) et C9 (trait bleu) dans les secteurs 4 et 5.

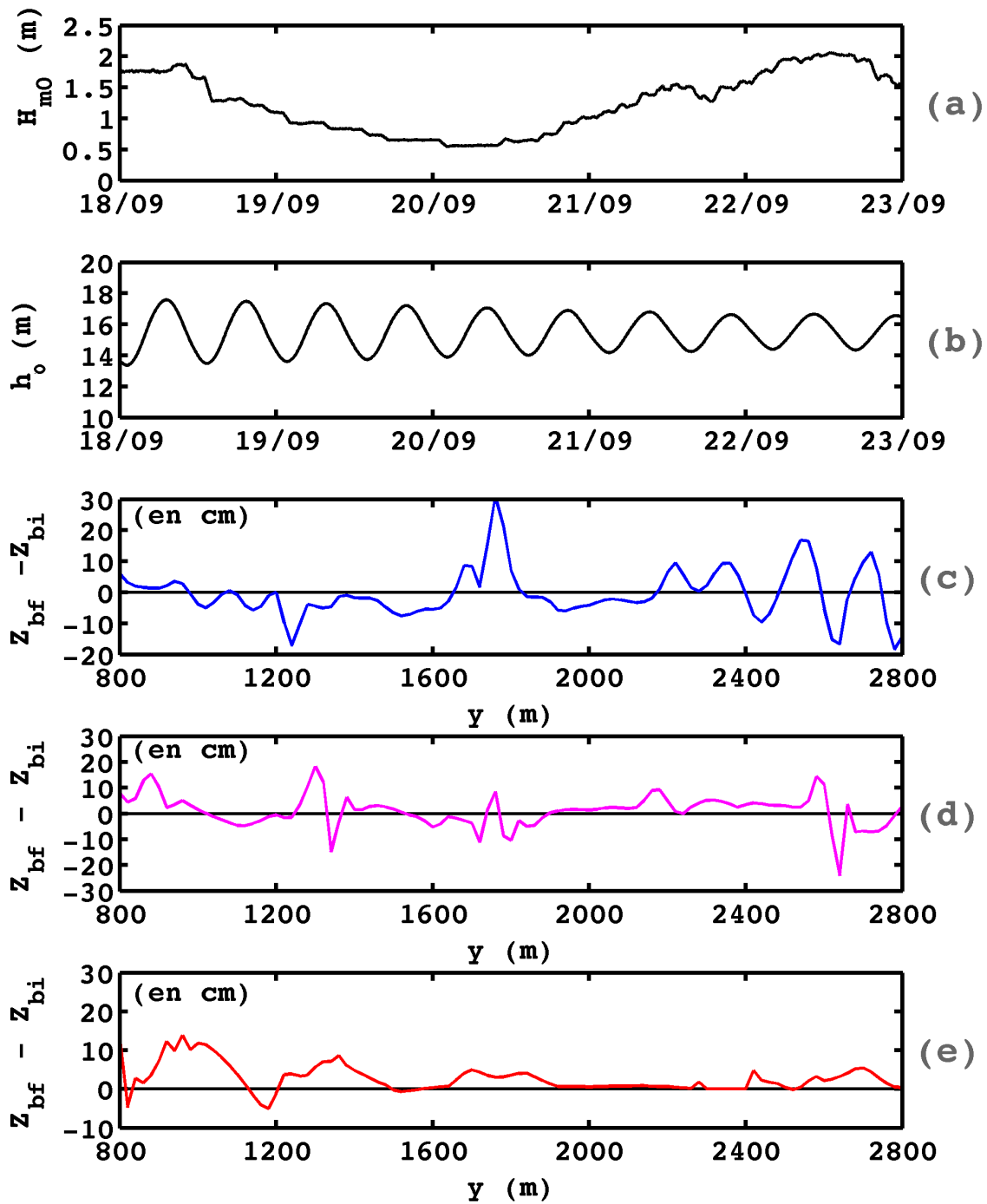


FIGURE I.8: Prédications du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU. Hauteur significative des vagues (a) et niveau d'eau (b) au large. Variations morphologiques le long du transect : (c) L1 (estran inférieur), (d) L2 (estran intermédiaire), (e) L3 (estran supérieur).

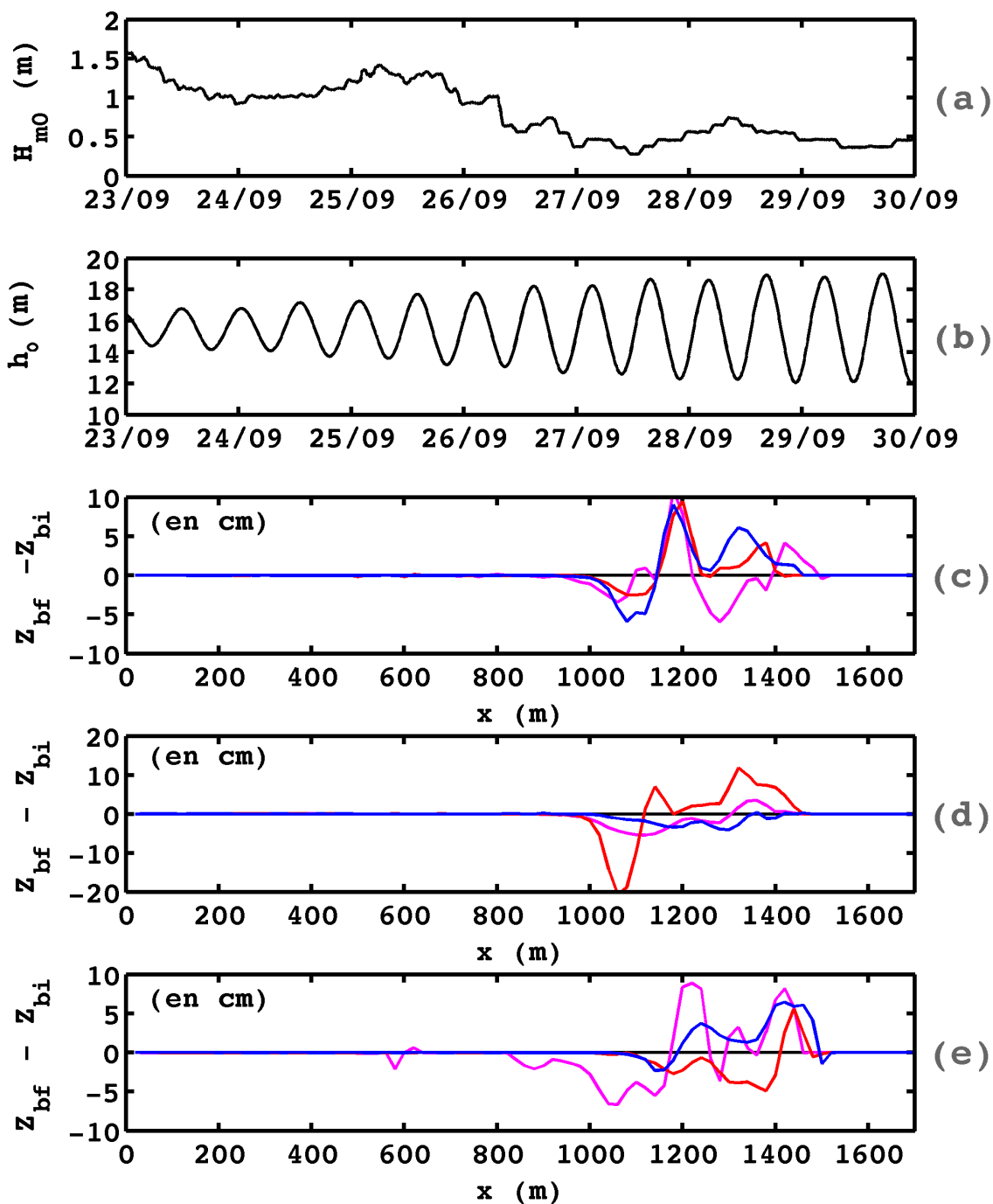


FIGURE I.9: Prédications du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU : (a) hauteur significative des vagues au large ; (b) profondeur d'eau locale ; (c) variations morphologiques le long des transects C1 (trait magenta), C2 (trait rouge) et C3 (trait bleu) dans le secteur 2 ; (d) variations morphologiques le long des transects C4 (trait magenta), C5 (trait rouge) et C6 (trait bleu) dans le secteur 3 ; (e) variations morphologiques le long des transects C7 (trait magenta), C8 (trait rouge) et C9 (trait bleu) dans les secteurs 4 et 5.

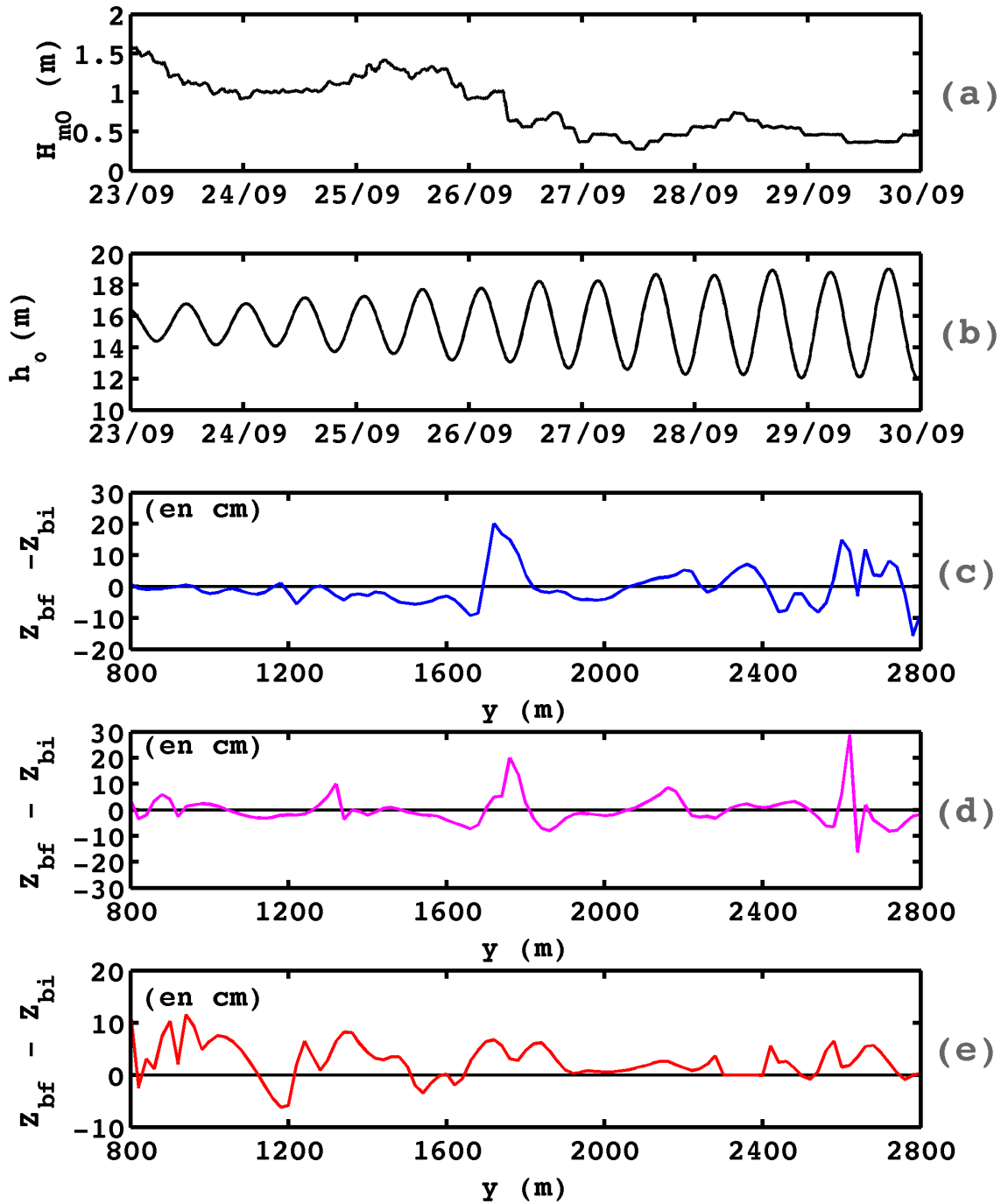


FIGURE I.10: Prédications du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU. Hauteur significative des vagues (a) et niveau d'eau (b) au large. Variations morphologiques le long du transect : (c) L1 (estran inférieur), (d) L2 (estran intermédiaire), (e) L3 (estran supérieur).

Bibliographie

- [1] INSEE : La population littorale a fortement augmenté depuis trente ans - les dossiers de l'observatoire du littoral. Rapport technique, Institut National de la Statistique et des Etudes Economiques, 2005.
- [2] Chamley H. : *Environnements géologiques et activités humaines*. Vuibert, Paris, 2002.
- [3] IFEN : Analyse statistique et cartographique de l'érosion marine. Rapport technique, Institut Français de l'Environnement, 2007.
- [4] GIEC : Changements climatiques 2014 : Rapport de synthèse. contribution des groupes de travail i, ii et iii au cinquième rapport d'évaluation du groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat [sous la direction de l'équipe de rédaction principale, r.k. pachauri et l.a. meyer]. Rapport technique, 2014.
- [5] AEE : Climate change, impacts and vulnerability in europe 2012. an indicator-based report. Rapport technique, Agence Européenne pour l'Environnement, 2012.
- [6] Church J.A. et White N.J. : Sea-level rise from the late 19th to the early 21st century. *Surveys in Geophysics*, 32:585–602, 2011.
- [7] Kastman C.A., Sterl A., Beersma J.J., van den BRINK H.W., Church J.A., Hazeleger W., Kopp R.E., Kroon D., Kwadijk J., Lammersen R., Lowe J., Oppenheimer M., Plag H.-P., Ridley J., H. von STORCH, Vaughan D.G., Vellinga P., Vermeersen L.L.A., van de WAL L.L.A et Weisse R. : Exploring high-end scenarios for local sea level rise to develop flood protection strategies for a low-lying delta - the netherlands as an example. *Climatic Change*, 109:617–645, 2011.
- [8] Lowe J. A., Howard T., Pardaens A., Tinker J., Holt J., Wakelins S., Milne G., Leake J., Wolf J., Horsburgh K., Reeder T., Jenkins G., Ridley J., Dye S. et Bradley S. : Uk climate projections science report : Marine and coastal projections. Rapport technique, 2009.
- [9] Haigh I.D., Nicholls R.J. et Wells N. : Assessing changes in extreme sea levels : application to the english channel, 1900 - 2006. *Journal of Continental Shelf Research*, 30:1042–1055, 2010.
- [10] Araujo I.B. et Pugh D.T. : Sea levels at newlyn 1915 - 2005 : Analysis of trends for future flooding risks. *Journal of Coastal Research*, 24:203–212, 2008.
- [11] Marcos M., Jorda G., Gomis D. et Perez B. : Changes in storm surges in southern europe from a regional model under climate change scenarios. *Global and Planetary Change*, 77:116–128, 2011.
- [12] Short A.D. : *Wave-dominated beaches*, pages 173–203. John Wiley and Sons, 1999.
- [13] Mandelbrot B. : *Les objets fractals. Forme, hasard et dimension*. Champs Sciences, Flammarion, Paris, 1995.

- [14] Emery K.O. et Kuhn G.G. : Sea cliffs : Their processes, profiles, and classification. *Geological Society of America Bulletin*, 93:644–654, 1982.
- [15] Bowman D., Guillén J., Lopez L. et Pellegrino V. : Planview geometry and morphological characteristics of pocket beaches on the catalan coast(spain). *Geomorphology*, 108:191–199, 2009.
- [16] Quilfen V. et Chapalain C. : Caractérisation et classification des plages sableuses enclavées à la pointe bretagne. Rapport technique, Centre d'études et d'expertise sur les risques, l'environnement, la mobilité et l'aménagement (Cerema), Plouzané, 2015.
- [17] Yasso W.E. : Plan geometry of headland-bay beaches. *Journal of Geology*, 73:702–714, 1965.
- [18] Hsu J.R.C. et Evans C. : Parabolic bay shapes and applications. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, 2(87):557–570, 1989.
- [19] Moreno L.J. et Kraus N.C. : Equilibrium shape of headland-bay beaches for engineering design. *Proceedings of Coastal Sediments*, 99(1):860–875, 1999.
- [20] Benedet L., Klein A.H.F. et Hsu J.R.C. : Practical insights and applicability of empirical bay shape equations. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 29:2181–2193, 2004.
- [21] de l'aménagement et du logement en Bretagne et conseil régional de Bretagne Direction régionale de L'ENVIRONNEMENT : *Atlas de l'environnement en Bretagne - La Bretagne : des hommes, un territoire*. Région Bretagne, 1999.
- [22] Klein A.H.F., Benedet L.F. et Delamar H.S. : Short-term beach rotation processes in distinct headland bay beach systems. *Journal of Coastal Research*, 18(3):442–458, 2002.
- [23] Guillou N. et Chapalain G. : Numerical modelling of nearshore wave energy in the sea of iroise. *Renewable Energy*, 83:942–953, 2015.
- [24] Kergadallan X., Sanquer R., Le Berre A. et Amis G. : Fiches synthétiques de mesure des états de mer. Rapport technique, Centre d'études et d'expertise sur les risques, l'environnement, la mobilité et l'aménagement (Cerema), 2014.
- [25] Gallagher E.L., Elgar S. et Guza R.T. : Observations of sand bar evolution on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, 103:3203–3215, 1998.
- [26] Lee G., Nicholls R.J. et Birkemeier W.A. : Storm-driven variability of the beach-nearshore profile at duck, north carolina, usa. *Marine Geology*, 148:163–177, 1998.
- [27] Castelle B., Bonneton P., Dupuis H. et Sénéchal N. : Double bar beach dynamics on the high-energy meso-macrotidal french aquitanian coast : a review. *Marine Geology*, 245:141–159, 2007.
- [28] Kroon A. : Wave-formed nearshore bars. Rapport technique, Utrecht University, The Netherlands, 1999.
- [29] Aagaard T., Nielsen J. et Greenwood B. : Suspended sediment transport and nearshore bar formation on a shallow intermediate-state beach. *Marine Geology*, 148:203–225, 1998.
- [30] Almar R., Coco G., Bryan K.R., Huntley D.A., Short A.D. et Sénéchal N. : Video observations of beach cusp morphodynamics. *Marine Geology*, 254:216–223, 2008.
- [31] Austin M.J., Scott T.M., Brown J.W., Brown J.A., MacMahan J.H., Masselink G. et Russell P. : Temporal observations of rip current circulation on a macro-tidal beach. *Continental Shelf Research*, 30:1149–1165, 2010.

- [32] Ojeda E., Guillen J. et Ribas F. : Dynamics of single-barred embayed beaches. *Marine Geology*, 280:76–90, 2011.
- [33] Enjalbert C., Castelle B., Rihouey D. et Dailloux D. : High-frequency video observation of a geologically-constrained barred-beach : La grande plage de Biarritz (France). *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 64:70–74, 2011.
- [34] Gallop S.L., Bryan K.R., Coco G. et Stephens S.A. : Storm-driven changes in rip channel patterns on an embayed beach. *Geomorphology*, 127:179–188, 2011.
- [35] Dehouck A., Dupuis H. et Sénéchal N. : Pocket beach hydrodynamics : The example of four macrotidal beaches, Brittany, France. *Marine Geology*, 266:1–17, 2009.
- [36] Loureiro C., Ferreira O. et Cooper J.A.G. : Extreme erosion on high-energy embayed beaches : Influence of megarips and storm grouping. *Geomorphology*, 139-140:155–171, 2012.
- [37] Castelle B. et Coco G. : The morphodynamics of rip channels on embayed beaches. *Continental Shelf Research*, 43:10–23, 2012.
- [38] Austin M.J., Masselink G., Scott T.M. et Russell P.E. : Water-level controls on macro-tidal rip currents. *Continental Shelf Research*, 75:28–40, 2014.
- [39] Smit M.W.J., Reniers A.J.H.M., Stive M.J.F. et Roelvink J.A. : Non-linear behaviour of a double nearshore bar system. *International Conference on Coastal Engineering*, pages 2797–2809, 2004.
- [40] Castelle B. et Bonneton P. : Modélisation du courant sagittal induit par les vagues au-dessus des systèmes barre/baïne de la côte aquitaine (France). *Comptes Rendus Geoscience*, 338:711–717, 2006.
- [41] Bruneau N., Bertin X., Castelle B. et Bonneton P. : Tide-induced flow signature in rip currents on a meso-macrotidal beach. *Ocean Modelling*, 74:53–59, 2009.
- [42] Short A.D. : Rip-current type, spacing and persistence, Narrabeen beach, Australia. *Marine Geology*, 65:47–71, 1985.
- [43] Short A.D. et Masselink G. : *Embayed and structurally controlled beaches*, pages 230–250. John Wiley and Sons, 1999.
- [44] Collins J.F.A. : Reviewing nearshore current, turbidity and morphology models. Rapport technique, Maritime Operations Division, Aeronautical and Maritime Research Laboratory, Australia, 2001.
- [45] Thomas T., Phillips M.R. et Williams A.T. : A historical record of beach rotation. *Journal of Coastal Research*, 65:594–599, 2013.
- [46] Gourlay C.J. : Beach and dune erosion tests. Rapport technique, Delft Hydraulics Laboratory, Delft, 1968.
- [47] Masselink G., Austin M., Scott T. et Russell P. : Role of wave forcing, storms and NAO in outer bar dynamics on a high-energy, macro-tidal beach. *Geomorphology*, 226:76–93, 2014.
- [48] Roelvink J.A., Reniers A.J.H.M., Van Dongeren A., Van Thiel de Vries J., MacCall R. et Lescinski J. : Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands. *Coastal Engineering*, 56:1133–1152, 2009.
- [49] Hervouet J.M. : *Hydrodynamics of free surface flows : modelling with the finite element method*. John Wiley and Sons, Chichester, 2007.
- [50] Galloway G.S., Collins M.B. et Moran A.D. : Onshore/offshore wind influence on breaking waves : an empirical study. *Coastal Engineering*, 13:305–323, 1989.

- [51] Douglas S.L. : Influence of wind on breaking waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 116:651–663, 1990.
- [52] Airy G.B. : *Tides and waves*, chapitre 3. 1841.
- [53] Masselink G. et Hughes M.G. : *Introduction to coastal processes and geomorphology*. Hodder Arnold, London, 2003.
- [54] Bonnefille R. : *Cours d'hydraulique maritime*. Masson, 2^eed. révisée, Paris, 1980.
- [55] Stokes G.G. : On the theory of oscillatory waves. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 8:441–455, 1847.
- [56] Elgar S., Gallagher E.L. et Guza R.T. : Nearshore sandbar migration. *Journal of Geophysical Research*, 106:11623–11627, 2001.
- [57] Hoefel F. et Elgar S. : Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science*, 299:1885–1887, 2003.
- [58] Dean R.G. et Dalrymple R.A. : *Water wave mechanics for engineers and scientists*. Prentice-Hall, New York, 1984.
- [59] Putnam J.A. et Johnson J.W. : The dissipation of wave energy by bottom friction. *Transactions - American Geophysical Union*, 30:67–74, 1949.
- [60] Nielsen P. : *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*. World Scientific, 1992.
- [61] Miche M. : Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes exposés à l'action de la houle. *Annales des Ponts et Chaussées*, 121^e année, pages 285–319, 1951.
- [62] Ostenford D.W. et Madsen O.S. : An analysis of longshore currents and associated sediment transport in the surf zone. Rapport technique, R.M. Parsons Laboratory for Water Resources and Hydrodynamics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1979.
- [63] Galvin C.J. : Breaker type classifications of three laboratory beaches. *Journal of Geophysical Research*, 73:3651–3659, 1968.
- [64] Battjes J.A. : Surf similarity. *Proceedings of the 14th International Conference on Coastal Engineering*, pages 466–480, 1974.
- [65] MacCowan J. : On the highest wave of permanent type. *Philosophical Magazine*, 38:351–358, 1894.
- [66] Sverdrup H.U. et Munk W.J. : Empirical and theoretical relations between wind, sea and swell. *EOS, Transactions American Geophysical Union*, 28:823–927, 1946.
- [67] Sunamura T. : A laboratory study of offshore transport of sediment and a model for eroding beaches. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 17:1051–1070, 1980.
- [68] Mei C.C. : *Applied dynamics of of ocean surface waves*. World Scientific, 2nd edition, Singapore, 1989.
- [69] Horikawa K. : *Nearshore dynamics and coastal processes : theory, measurement, and predictive models*. University of Tokyo Press, Tokyo, 1988.
- [70] Svendsen I.A. : Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering*, 8:303–329, 1984.
- [71] Duncan J. : An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil. *Proceedings of the Royal Society of London*, 377(1770):331–348, 1981.

- [72] Deigaard R. : A note on the three-dimensional shear stress distribution in a surf zone. *Coastal Engineering*, 20:157–171, 1993.
- [73] Deigaard R., Fredsoe J. et Hedegaard I.B. : Suspended sediment in the surf zone. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 112:115–128, 1986.
- [74] Hughes M.G., Masselink G. et Brander R.W. : Flow velocity and sediment transport in the swash zone of a steep beach. *Marine Geology*, 138:91–103, 1997.
- [75] Butt T. et Russell P. : Suspended sediment transport mechanisms in high energy swash. *Marine Geology*, 161:361–375, 1999.
- [76] Masselink G., Kroon A. et Davidson-Arnott R. : Morphodynamics of intertidal bars in wave-dominated coastal settings - a review. *Geomorphology*, 73(1):33–49, 2006.
- [77] Hunt I.A. : Design of seawalls and breakwaters. *Journal of Waterways and Harbors*, 85:123–152, 1959.
- [78] Longuet-Higgins M.S. : On the statistical distributions of the heights of sea waves. *Journal of Marine Research*, 11(3):245–265, 1952.
- [79] Thornton E.B. et Guza R.T. : Transformation of wave height distribution. *Journal of Geophysical Research*, 88(C10):5925–5938, 1983.
- [80] Hasselmann K., Barnett T.P. and Bouws E., Carlson H. and Cartwright D.E., Enke K. and Ewing J.A., Gienapp H., Hasselmann D.E., Kruseman P., Meerburg A., Müller P., Olbers D.J., Richter K., Sell W. et Walden H. : Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint north sea wave project. *Deutsche Hydrografische Zeitschrift*, 8:1–95, 1973.
- [81] Pierson W.J. et Moskowitz L. : A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of a.a. kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research*, 69:5181–5190, 1964.
- [82] Munk W.H. : Surf beat. *Eos, Transactions, American Geophysical Union*, 30:849–854, 1949.
- [83] Longuet-Higgins M.S. et Stewart R.W. : Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beat'. *Journal of Fluid Mechanics*, 13(4):481–504, 1962.
- [84] Herbers T.H.C., Elgar S. et Guza R.T. : Generation and propagation of infragravity waves. *Journal of Geophysical Research*, 100(C12):24863–24872, 1995.
- [85] Holman R.A., Huntley D.A. et Bowen A.J. : Infragravity waves in storm conditions. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 16:268–284, 1978.
- [86] Wright L.D. : Beach cut in relation to surf zone morphodynamics. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 17:978–996, 1980.
- [87] Raubenheimer B. et Guza R.T. : Observations and predictions of run-up. *Journal of Geophysical Research*, 101:25575–25587, 1996.
- [88] Ruessink B.G. : *Infragravity waves in a dissipative multiple bar system*. Thèse de doctorat, Utrecht University, Utrecht, 1998.
- [89] De Bakker A.T.M. : *Infragravity waves - Propagation, dissipation and sediment transport in the inner surf zone of a low sloping beach*. Thèse de doctorat, Utrecht University, 2011.
- [90] Wright L.D., Guza R.T. et Short A.D. : Dynamics of a high energy dissipative surf zone. *Marine Geology*, 45:41–62, 1982.

- [91] Van Gent M.R.A. : Wave runup on dikes with shallow foreshores. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 127(5):254–262, 2001.
- [92] Holman R.A. et Sallenger A.H. : Setup and swash on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, 90(1):945–953, 1985.
- [93] Baldock T.E., Holmes P. et Horn D.P. : Low frequency swash motion induced by wave grouping. *Coastal Engineering*, 32:197–222, 1997.
- [94] Wright L.D. et Short A.D. : Morphodynamic variability of surf zones and beaches : a synthesis. *Marine Geology*, 56:93–118, 1984.
- [95] Longuet-Higgins M.S. et Stewart R.W. : Radiation stresses in water waves ; a physical discussion with applications. *Deep Sea Research*, 11(4):529–562, 1964.
- [96] Fredsoe J. et Deigaard R. : *Mechanics of coastal sediment transport*. World Scientific, 1992.
- [97] Reniers A.J.H.M., Thornton E.B., Stanton T.P. et Roelvink J.A. : Vertical flow structure during sandy duck : observations and modeling. *Coastal Engineering*, 51, 2004.
- [98] Bowen A.J. : Rip currents. 1-theoretical investigations. *Journal of Geophysical Research*, 74:5467–5478, 1969.
- [99] Longuet-Higgins M.S. : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, parts 1 and 2. *Journal of Geophysical Research*, 75:6778–6801, 1970.
- [100] Bowen A.J. : The generation of longshore currents on a plane beach. *Journal of Marine Research*, 27:206–214, 1969.
- [101] Thornton E.B. et Guza R.T. : Surf zone currents and random waves : Field data and models. *Journal of Physical Oceanography*, 6:1165–1178, 1986.
- [102] Komar P.D. et Inman D.L. : Longshore sand transport on beaches. *Journal of Geophysical Research*, 75(30):5914–5927, 1970.
- [103] Komar P.D. : *Beach processes and sedimentation, 2nd ed.* Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1998.
- [104] Bowen A.J. et Inman D.L. : Edge waves and crescentic bars. *Journal of Geophysical Research*, 76:8662–8671, 1971.
- [105] MacMahan J.H., Thornton E.B. et Reniers A.J.H.M. : Rip current review. *Coastal Engineering*, 53:191–208, 2006.
- [106] Short A.D. et Hogan C.L. : Rip currents and beach hazards : their impact on public safety and implications for coastal management. *Journal of Coastal Research*, 12:141–157, 1994.
- [107] Dean R.G. : Equilibrium beach profiles : U.s. atlantic and gulf coasts. *Journal of Coastal Research*, 7(1):53–84, 1991.
- [108] Shepard F.P., Emery K.O. et La Fond E.C. : Rip currents : a process of geological importance. *Journal of Geology*, 49:337–369, 1941.
- [109] MacKenzie R. : Rip current systems. *Journal of Geology*, 66:103–113, 1958.
- [110] Soulsby R. : *Dynamics of marine sands : a manual for practical applications*. Thomas Telford Publications, London, 1997.
- [111] Allen J.R.L. : *Principles of Physical Sedimentology*. Springer, The Netherlands, 1985.
- [112] Camenen B. : *Modélisation numérique du transport sédimentaire sur une plage sableuse*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, Grenoble, 2002.

- [113] Hardisty J. : *Beaches : Form and Process*. Unwin Hyman, London, 1990.
- [114] Proceedings in the Philosophical Transactions of the Royal Society. *The flow of cohesionless grains in fluids*, volume 249, London, 1956.
- [115] Einstein H.A. : The bed-load function for sediment transportation in open channel flow. Rapport technique, U.S. Department of Agriculture, Washington D.C., 1950.
- [116] Ackers P. et White W.R. : Sediment transport : New approach and analysis. *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 99(HY11):2041–2060, 1973.
- [117] Meyer-Peter E. et Muller R. : Formulas for bed-load transport. *Report of the 2nd Meeting of the International Association for Hydraulic Structures Research*, pages 39–64, 1948.
- [118] Van Rijn L.C. : Sediment transport, part ii : Suspended load transport. Rapport technique, 1984.
- [119] Van Rijn L.C. : Unified view of sediment transport by currents and waves. ii : Suspended transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(6):668–689, 2007.
- [120] Bijker E.W. : Some considerations about scales for coastal models with movable bed. Rapport technique, Delft Hydraulics Laboratory, Delft, 1967.
- [121] Van Rijn L.C. : Unified view of sediment transport by currents and waves. i : Initiation of motion, bed roughness and bed load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(6):649–667, 2007.
- [122] Bailard J.A. et Inman D.L. : An energetics bedload model for plane sloping beach : local transport. *Journal of Geophysical Research*, 86(3):2035–2043, 1981.
- [123] Bagnold R.A. : An approach of sediment transport model from general physics. *Journal of Geological Survey Professional Paper*, 422, 1966.
- [124] Dibajnia M. et Watanabe A. : Sheet flow under nonlinear waves and currents. *Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering, ASCE*, pages 2015–2028, 1992.
- [125] Silva P.A. et Temperville A. : Prédiction du débit sédimentaire à l'aide de la formule de dibajnia et watanabe. *VIèmes Journées Nationales Génie Civil - Génie Côtier*, 2000.
- [126] Guizien K., Temperville A. et Santos F.G.S. : Influence de l'asymétrie de la houle sur le frottement de fond et le transport sédimentaire. *VIIIèmes Journées Nationales Génie Civil - Génie Côtier*, 2002.
- [127] Sonu C.J. : Three-dimensional beach changes. *Journal of Geology*, 81:42–64, 1973.
- [128] Wijnberg K.M. et Kroon A. : Barred beaches. *Geomorphology*, 48:103–120, 2002.
- [129] Exner F.M. : Zur physik der dünen. *Akad. Wiss. Wien Math. Naturwiss. Klasse*, 129(2a): 929–952, 1920.
- [130] Fraser H.J. : Experimental study of the porosity and permeability of clastic sediments. *Journal of Geology*, 43:910–1010, 1935.
- [131] Dyer K.R. : *Coastal and estuarine sediment dynamics*. Wiley-Interscience, 1986.
- [132] Vellinga P. : *Beach and dune erosion during storm surges*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology, Delft, 1986.
- [133] Steetzel H. : *Cross-shore transport during storm surges*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology, Delft, 1993.
- [134] Nishi R. et Kraus N.C. : Mechanism and calculation of sand dune erosion by storms. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 25:3034–3047, 1996.

- [135] Sallenger A.H. : Storm impact scale for barrier islands. *Journal of Coastal Research*, 163:890–895, 2000.
- [136] Blondeaux P. : Mechanics of coastal forms. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 33:339–370, 2001.
- [137] Booij N., Ris R.C. et Holthuijsen L.H. : A third-generation wave model for coastal regions. 1. model description and validation. *Journal of Geophysical Research*, 104:7649–7666, 1999.
- [138] Benoit M., Marcos F. et Becq F. : Development of a third generation shallow-water wave model with unstructured spatial meshing. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 25:465–478, 1996.
- [139] Holthuijsen L.H., Booij N. et Herbers T.H.C. : A prediction model for stationary, short-crested waves in shallow water with ambient currents. *Coastal Engineering*, 13:23–54, 1989.
- [140] Booij N. : *Gravity waves on water with nonuniform depth and current*. Thèse de doctorat, Technical University of Delft, Delft, The Netherlands, 1981.
- [141] De Girolamo P., Kostense J.K. et Dingemans M.W. : *Inclusion of wave breaking in a mild-slope model*, pages 221–229. Balkema, Rotterdam, The Netherlands, 1988.
- [142] Berkhoff J.C.W. : Computation of combined refraction-diffraction. *Proceedings of the 13th International Conference on Coastal Engineering*, pages 471–490, 1972.
- [143] Berkhoff J.C.W. : Mathematical models for simple harmonic linear water waves. wave refraction and diffraction. Rapport technique, Delft Hydraulics Laboratory, Delft, The Netherlands, 1976.
- [144] Guillou N. et Chapalain G. : Modeling penetration of tide-influenced waves in le havre harbor. *Journal of Coastal Research*, 28(4):945–955, 2012.
- [145] Aelbrecht D. : *ARTEMIS 3.0 : a finite element model for predicting wave agitation in coastal areas and harbours including dissipation*, pages 343–352. 1997.
- [146] EDF R&D : Agitation d’un plan d’eau par la houle. logiciel artemis. version 6. notice théorique et manuel utilisateur. Rapport technique, EDF R&D, Chatou, 2010.
- [147] Peregrine D.H. : Long waves on a beach. *Journal of Fluid Mechanics*, 27:815–827, 1967.
- [148] Madsen P.A., Murray R. et Sorensen O.R. : A new form of the boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coastal Engineering*, 15(4):371–388, 1991.
- [149] Nwogu O. : Alternative form of boussinesq equations for near shore wave propagation. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 119(6):618–638, 1993.
- [150] Nwogu O. : Numerical prediction of breaking waves and currents with a boussinesq model. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 25(4):4807–4820, 1996.
- [151] Wei G., Kirby J.T., Grilli S.T. et Subramanya R. : A fully nonlinear boussinesq model for surface waves. i : Highly nonlinear, unsteady waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 294:71–92, 1995.
- [152] Kirby J.T., Wei G., Chen Q., Kennedy A.B. et Dalrymple R.A. : Funwave 1.0 fully nonlinear boussinesq wave model. documentation and user’s manual. Rapport technique, Center Applied Coastal Research, Department of Civil and Environmental Engineering, University of Delaware, USA, 1998.
- [153] Shi F., Kirby J.T., Harris J.C., Geiman J.D. et Grilli S.T. : A high-order adaptive time-stepping tvd solver for boussinesq modeling of breaking waves and coastal inundation. *Ocean Modelling*, 43:36–51, 2012.

- [154] Nwogu O. et Demirbilek Z. : Bouss-2d : A boussinesq wave model for coastal regions and harbors. Rapport technique, U.S. Army Engineer Research and Development Center, Vicksburg, 2001.
- [155] Roelvink D., Reniers A., Van Dongeren A., Van Thiel de VRIES J., Lescinski J. et McCall R : Xbeach model description and manual. Rapport technique, Unesco-IHE Institute for Water Education, Deltares and Delft University of Technology, 2010.
- [156] Villaret C. : Sisyphe release v5.4 - user manual. Rapport technique, EDF - LNHE, 2004.
- [157] Apotsos A., Raubenheimer B., Elgar S. et Guza R.T. : Testing and calibrating parametric wave transformation models on natural beaches. *Coastal Engineering*, 55(3):224–235, 2008.
- [158] Battjes J.A. et Janssen J.P.F.M. : Energy loss and setup due to breaking of random waves. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 16:569–587, 1978.
- [159] Roelvink J.A. : Dissipation in random wave groups incident on a beach. *Coastal Engineering*, 19:127–150, 1993.
- [160] Baldock T.E., Holmes P., Bunker S. et Van Weert P. : Cross-shore hydrodynamics within an unsaturated surf zone. *Coastal Engineering*, 34:173–196, 1998.
- [161] Reniers A.J.H.M. et Battjes J.A. : A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches. *Coastal Engineering*, 30:1–22, 1997.
- [162] Quilfen V. et Chapalain C. : Roller et undertow sur la plage en pente douce de pentrez (saint-nic, finistère). Rapport technique, Centre d'études et d'expertise sur les risques, l'environnement, la mobilité et l'aménagement (Cerema), Plouzané, 2016.
- [163] Miles M.D. et Funke E.R. : A comparison of methods for synthesis of directional seas. *Journal of Offshore Mechanics and Polar Engineering*, 111:43–48, 1989.
- [164] Roelvink J.A. et Reniers A.J.H.M. : *A guide to modelling coastal morphology*. World Scientific Publishing, Singapore, 2011.
- [165] Phillips O.M. : *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, 2nd edition, Cambridge, 1977.
- [166] Svendsen I.A. : *Introduction to nearshore hydrodynamics*. World Scientific Publishing, Singapore, 2006.
- [167] Delpy M. : *Etude de la dispersion horizontale en zone littorale sous l'effet de la circulation tridimensionnelle forcée par les vagues*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2012.
- [168] Bonneton P. : Analyse physique et modélisation des processus hydrodynamiques en zone de surf. *Océanis*, 29:157–179, 2003.
- [169] Morellato D. : *Dynamique des plages sableuses soumises à l'action des vagues, de la marée et des rechargements artificiels*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2009.
- [170] Feddersen F., Guza R.T., Elgar S. et Herbers T.H.C. : Velocity moments in alongshore bottom stress parameterizations. *Journal of Geophysical Research*, 105:8673–8686, 2000.
- [171] Ruessink B.G., Miles J.R., Feddersen F., Guza R.T. et Elgar S. : Modeling the alongshore current on barred beaches. *Journal of Geophysical Research*, 106:22451–22463, 2001.
- [172] Wright D.G. et Thompson K.R. : Time-averaged forms of the nonlinear stress law. *Journal of Physical Oceanography*, 13:341–346, 1983.

- [173] Battjes J.A. : Modeling of turbulence in the surf zone. *Proceedings of the Symposium on Modeling Techniques*, 2:1050–1061, 1975.
- [174] Van Thiel de VRIES J.S.M. : *Dune erosion during storm surge*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology, Delft, 2009.
- [175] Van Rijn L.C., Tonnon P.K. et Walstra D.J.R. : Numerical modelling of erosion and accretion of plane sloping beaches at different scales. *Coastal Engineering*, 58:637–655, 2011.
- [176] Van Rijn L.C. : Sediment transport, part i : Bed load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(10):1431–1456, 1984.
- [177] Komar P.D. et Miller M.C. : On the comparison between the threshold of sediment motion under waves and unidirectional currents with a discussion of the practical evaluation of the threshold. *Journal of Sedimentary Petrology*, 45:362–367, 1975.
- [178] Shields A. : Anwendung der ähnllichkeitsmechanik under der turbulenzforschung auf die geschiebebewegung. *Preussischen Versuchsanstalt Fur Wasserbau and Schiffbau*, 26:524–526, 1936.
- [179] Ahrens J.P. : A fall-velocity equation. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 126(2):99–102, 2000.
- [180] Celik I. et Rodi W. : Modeling suspended sediment transport in non-equilibrium situations. *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(10):1157–1191, 1988.
- [181] Galappatti R. : A depth-integrated model for suspended transport. Rapport technique, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands, 1983.
- [182] Galappatti R. et Vreugdenhil C.B. : A depth-integrated model for suspended sediment transport. *Journal of Hydraulic Research*, 23(4):359–377, 1985.
- [183] Reniers A.J.H.M., Roelvink J.A. et Thornton E.B. : Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. *Journal of Geophysical Research*, 109, 2004.
- [184] De Vet P.L.M. : *Modelling sediment transport and morphology during overwash and breaching events*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology and the National University of Singapore, Delft, The Netherlands, 2014.
- [185] Van Dongeren A.R. et Svendsen I.A. : An absorbing-generating boundary condition for shallow water models. *Journal of Waterways, Ports, Coastal and Ocean Engineering*, 123(6): 303–313, 1997.
- [186] Verboom G.K., Stelling G.S. et Officier M.J. : *Boundary conditions for the shallow water equations*, pages 230–262. Abbott and Cunge, 1981.
- [187] Stelling G. et Duijnmeijer S. : A staggered conservative scheme for every froude number in rapidly varied shallow flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 43:1329–1354, 2003.
- [188] Izumiya T. et Horikawa K. : Wave energy equation applicable in and outside the surf zone. *Coastal Engineering in Japan*, 27:119–137, 1984.
- [189] Eldeberky Y. et Battjes J.A. : Parametrization of triad interaction in wave energy models. *Proceedings in Coastal Dynamics Conference*, pages 140–148, 1995.
- [190] Becq-Girard F., Forget P. et Benoit M. : Non-linear propagation of unidirectional wave fields over varying topography. *Coastal Engineering*, 38:91–113, 1999.
- [191] Elder J.W. : The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 5(4), 1959.

- [192] Bailard J.A. : An energetic total load sediment transport model for a plane sloping beach. *Journal of Geophysical Research*, 86(C11):10938–10954, 1981.
- [193] Van Rijn L.C. : *Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas*. Aqua Publications, Amsterdam, The Netherlands, 1993.
- [194] Koch F.G. et Flokstra C. : Bed level computations for curved alluvial channels. *XIXth Congress of the International Association for Hydraulic Research*, 1981.
- [195] Wiberg P.L. et Harris C.K. : Ripple geometry in wave-dominated environments. *Journal of Geophysical Research*, 99(C1):775–789, 1994.
- [196] Guza R.T. et Thornton E.B. : Wave setup on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, 86(C5):4133–4137, 1981.
- [197] Svendsen I.A. : Mass flux and undertow in a surf zone. *Coastal Engineering*, 8:331–346, 1984.
- [198] Stive M.J.F. et Wind H.G. : Cross-shore mean flow in the surf zone. *Coastal Engineering*, 10:325–340, 1986.
- [199] Van Rijn L.C. : *Principles of fluid flow and surface waves in rivers, estuaries, seas and oceans*. Aqua Publications, Amsterdam, The Netherlands, 1998.
- [200] Tolman H.L. : Use manual and system documentation of wavewatch iii version 4.18. Rapport technique, U.S. Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, 2014.
- [201] Sonu C.J. et Van Beek J.L. : Systematic beach changes on the outer banks, north carolina. *Journal of Geology*, 79:416–425, 1971.
- [202] Masselink G. et Short A.D. : The effect of tide range on the beach morphodynamics and morphology : a conceptual beach model. *Journal of Coastal Research*, 9(3):785–800, 1993.
- [203] Ranasinghe R., Symonds G., Black K. et Holman R. : Morphodynamics of intermediate beaches : A video imaging and numerical modelling study. *Coastal Engineering*, 51:629–655, 2004.
- [204] Lippmann T.C. et Holman R. : The spatial and temporal variability of sand bar morphology. *Journal of Geophysical Research*, 95:11575–11590, 1990.
- [205] Wright L.D. : *The morphology, sedimentary structures and processes of the foreshore at Ainsdale*. Thèse de doctorat, University of Reading, 1976.
- [206] Mulrennan M.E. : Ridge and runnel beach morphodynamics : An example from the central east coast of ireland. *Journal of Coastal Research*, 8:906–918, 1992.
- [207] Short A.D. : Australian beach systems - nature and distribution. *Journal of Coastal Research*, 22(1):11–27, 2006.
- [208] Sénéchal N. : *Etude de la propagation des vagues au-dessus d'une bathymétrie complexe en zone de surf*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, Bordeaux, France, 2002.
- [209] Thompson E.F. et Vincent C.L. : Significant wave height for shallow water design. *Journal of the Waterway, Port, Coastal, and Ocean Division*, 3(5), 1985.
- [210] Ranasinghe R., Symonds G., Black K. et Holman R. : Processes governing rip spacing, persistence, and strength in a swell dominated, microtidal environment. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, pages 454–467, 2000.

- [211] Thorpe A., Miles J., Masselink G., Russell P., Scott T. et Austin M. : Sediment transport in rip currents on a macrotidal beach. *Journal of Coastal Research*, SI 65:1880–1885, 2013.
- [212] Dalrymple R.A., MacMahan J.H., Reniers A.J.H.M. et Nelko V. : Rip currents. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43:551–581, 2011.
- [213] Garnier R., Bonneton P., Falqués A. et Calvete D. : Modelling the formation and the long-term behavior of rip channel systems from the deformation of a longshore bar. *Journal of Geophysical Research*, 113(C7):2156–2202, 2008.
- [214] Masselink G. : Formation and evolution of multiple intertidal bars on macrotidal beaches : application of a morphodynamic model. *Coastal Engineering*, 51:713–730, 2004.
- [215] Watts G.M. et Dearduff R.F. : Laboratory studies of effect of tidal action on wave-formed beach profiles. Rapport technique, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, 1954.
- [216] Masselink G. et Hegge B. : Morphodynamics of meso- and macrotidal beaches : examples from central queensland, australia. *Marine Geology*, 129:1–23, 1995.
- [217] Clarke D.J., Eliot L.G. et Frew J.R. : Variation in subaerial beach sediment volume on a small sandy beach over a monthly lunar tidal cycle. *Marine Geology*, 58:319–344, 1984.
- [218] Peters K., Neue J. et Dette H.H. : Development of underwater beach profile by monochromatic and random waves. *Proceedings of the 26th International Coastal Engineering Conference*, pages 3442–3452, 1996.
- [219] Wright L.D., Short A.D., Boon J.D., Hayden B., Kimball S. et Liyst J.H. : The morphodynamic effects of incident wave groupiness and tide range on an energetic beach. *Marine Geology*, 74:1–20, 1987.
- [220] Leatherman S.P. et Fletemeyer J. : *rip currents : beach safety, physical oceanography and wave modeling*. CRC Press, New York, 2011.
- [221] Dette H.H., Peters K. et Spignat F. : About rip currents at a meso-tidal coast. *Coastal Dynamics*, pages 477–488, 1995.
- [222] Aagaard T., Greenwood B. et Nielsen J. : Mean currents and sediment transport in a rip channel. *Marine Geology*, 140(1-2):25–45, 1997.
- [223] Brander R.W. : Field observations on the morphodynamic evolution of a low-energy rip current system. *Marine Geology*, 157(3-4):199–217, 1999.
- [224] Lunshine J.B. : A study of rip current drownings and related weather factors. *National Weather Digest*, 16(3):13–19, 1991.
- [225] Lascody R.L. : East central florida rip current program. *National Weather Digest*, 22(2):25–30, 1998.
- [226] Dusek G. et Seim H. : Rip current intensity estimates from lifeguard observations. *Journal of Coastal Research*, 29(3):505–518, 2013.
- [227] MacMahan J.H., Thornton E.B., Stanton T.P. et Reniers A.J.H.M. : Ripex : Observations of a rip current system. *Marine Geology*, 218:113–134, 2005.
- [228] Sonu C.J. : Field observation of nearshore circulation and meandering currents. *Journal of Geophysical Research*, 77:3232–3247, 1972.
- [229] MacMahan J.H., Reniers A.J.H.M., Thornton E.B. et Stanton T.P. : Infragravity rip current pulsations. *Journal of Geophysical Research*, 109(C01033), 2004.

- [230] Almar R. : *Morphodynamique littorale haute fréquence par imagerie vidéo*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1, Bordeaux, France, 2009.
- [231] Garnier R., Falqués A. et Dodd N. : Origine des courants d'arrachement bien établis. *XIIIèmes Journées Nationales Génie Côtier - Génie Civil*, pages 67–80, 2012.
- [232] Brander R.W. et Short A.D. : Morphodynamics of a large-scale rip current system at muriwai beach, new zealand. *Marine Geology*, 165:27–39, 2000.
- [233] Castelle B., Bonneton P., Sénéchal N., Dupuis H., Butel R. et Michel D. : Dynamics of wave-induced currents over an alongshore non-uniform multiple-barred sandy beach on the aquitanian coast, france. *Continental Shelf Research*, 26:113–131, 2006.
- [234] Castelle B. et Coco G. : Surf zone flushing on embayed beaches. *Geophysical Research Letters*, 40:1–5, 2013.
- [235] Brander R.W., Dominey-Howes D., Champion C., Del Vecchio O. et Brighton B. : Brief communication : a new perspective on the australian rip current hazard. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 13(6):1687–1690, 2013.
- [236] Dolan T.J. et Dean R.G. : Multiple longshore sand bars in the upper chesapeake bay. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 21:727–743, 1985.
- [237] Davidson-Arnott R.G.D. : Controls on formation and form of barred nearshore profiles. *Geographical Review*, 78:185–193, 1988.
- [238] Stive M.J.F. et Reniers A.J.H.M. : Sandbars in motion. *Science*, 299:1855–1856, 2003.
- [239] Coco G., Huntley D.A. et O'Hare T.J. : Beach cusps formation : analysis of a self-organisation model. *Proceedings of the International Symposium on Coastal Engineering Sciences, Coastal Sediment Processes*, 4:2190–2205, 2007.
- [240] Kriebel D.L., Dally W.R. et Dean R.G. : Undistorted froude model for surf zone sediment transport. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 20(2):1393–1406, 1986.
- [241] Dalrymple R.A. : Prediction of storm/normal beach profiles. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 118(2):193–200, 1992.
- [242] Short A.D. et Aagaard T. : Single and multi-bar beach change models. *Journal of Coastal Research, Special Issue*, 15:141–157, 1993.
- [243] Guza R.T. et Inman D. : Edge waves and beach cusps. *Journal of Geophysical Research*, 80:2997–3012, 1975.
- [244] Sunamura T. : *Nearshore dynamics and coastal processes. Theory, measurement, and predictive models*. University of Tokyo Press, Tokyo, 1988.
- [245] Price T.D. et Ruessink B.G. : State dynamics of a double sandbar system. *Continental Shelf Research*, 31:659–674, 2011.
- [246] Aagaard T., Greenwood B. et Hughes M. : Sediment transport on dissipative, intermediate and reflective beaches. *Earth-Science Reviews*, 124:32–50, 2013.
- [247] Le Méhauté B. et Koh R.C.Y. : On the breaking of waves arriving at an angle to the shore. *Journal of Hydraulic Research*, 5:67–80, 1967.
- [248] Komar P.D. et Gaughan M.K. : Airy wave theory and breaker height prediction. *Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering*, 13(20):405–418, 1972.
- [249] Sunamura T. : Determination of breaker height and depth in the field. Rapport technique, Institute of Geoscience, University of Tsukuba, Tsukuba, 1983.

Table des figures

1.1	Situation géographique de la pointe Bretagne dans l'Atlantique nord-est	12
1.2	Définition des paramètres géométriques d'une plage enclavée dans une côte rocheuse	13
1.3	Trait de côte de la pointe Bretagne et les différentes zones côtières qui la composent	13
1.4	Caractérisation géométrique des plages enclavées à la pointe Bretagne	14
1.5	Critères géométriques pour deux plages enclavées à la pointe Bretagne	15
1.6	Climatologie des vagues à la bouée des Pierres Noires en Mer d'Iroise	16
1.7	Prédictions (SWAN) de la hauteur de houle significative maximale en Mer d'Iroise sur la période 2004 - 2011	17
1.8	Courants de cap sur une plage enclavée	19
1.9	Différents types de circulations sur une plage enclavée	19
1.10	Topographie et bathymétrie des plages de La Palue et de Lostmarc'h	21
1.11	Photos des plages de La Palue et de Lostmarc'h en Presqu'île de Crozon (Finistère)	22
2.1	Processus physiques liés aux vagues et niveaux remarquables de marée sur une plage	25
2.2	Définition des variables décrivant une vague	25
2.3	Transformations par levée des vagues décrites par la théorie linéaire d'Airy	26
2.4	Réfraction des vagues aux abords de rivages à bathymétrie régulière et irrégulière .	27
2.5	Comparaison d'une houle de 2 m de hauteur et 10 s de période dans 8 m d'eau calculée selon la théorie linéaire d'Airy et la théorie non linéaire de Stokes au second-ordre	28
2.6	Les différents types de déferlement des vagues	29
2.7	Modèle du "roller"	31
2.8	Exemple de deux spectres de densité d'énergie des vagues (JONSWAP et Pierson-Moskowitz)	32
2.9	Onde longue liée aux groupes de vagues	33
2.10	Onde fuyante ("leaky wave") et onde de coin ("edge wave")	33
2.11	Set-up et set-down liés aux vagues dans la zone de déferlement	35
2.12	Schema d'un courant sagittal	36
2.13	Courbes d'amplitude de marée à Brest	37
2.14	Définition des profils de vitesse et de concentration de sédiment en suspension dans la colonne d'eau	41
3.1	Boucle rétroactive intégrant différents mécanismes physiques en jeu dans la zone littorale.	46
3.2	Set-up prédit par XBeach sur une plage rectiligne en plan incliné uniforme	64
3.3	Vitesses cross-shore prédites par XBeach sur une plage rectiligne en plan incliné uniforme (1)	65

3.4	Vitesses <i>cross-shore</i> prédites par XBeach sur une plage rectiligne en plan incliné uniforme (2)	66
3.5	Hauteur des vagues et <i>set-up</i> prédits par XBeach et TELEMAC sur une plage rectiligne en plan incliné uniforme	66
3.6	Courant total prédit par XBeach et TELEMAC pour des vagues normales sur une plage rectiligne en plan incliné uniforme	67
3.7	Courant total prédit par XBeach et TELEMAC pour des vagues obliques sur une plage rectiligne en plan incliné uniforme	67
4.1	Vue aérienne des plages de La Palue et de Lostmarc'h	73
4.2	Courants de marée au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	73
4.3	Localisation du point d'extraction des données numériques de houle au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	74
4.4	Définition des seuils critiques pour caractériser les coups de mer au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	75
4.5	Estimation des vagues extrêmes par une loi de Weibull au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	77
4.6	Différentes évolutions des caractéristiques des vagues pendant un coup de mer . . .	83
4.7	Exemples d'approximation des données de hauteur de houle par un modèle gaussien	83
4.8	Evolution temporelle de la hauteur des vagues produite par SWAN et schématisée par un modèle gaussien pour différentes saisons	84
4.9	Vue 3D de la topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h issue du semi de points LITTO3D (IGN/SHOM)	87
4.10	Vue 2D de la topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h issue du semi de points LITTO3D (IGN/SHOM)	88
4.11	Photo de la base du GPS-RTK sur l'éperon rocheux de Kerdra séparant les plages de La Palue et de Lostmarc'h	88
4.12	Levé topographique de la campagne TOPO-Sept14	90
4.13	Topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h combinant les données LITTO3D (juillet 2012) et TOPO-Sept14 et différentiel topographique de l'estran entre juillet 2012 et septembre 2014	91
4.14	Levé topographique de la campagne TOPO-Janv15	92
4.15	Topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h combinant les données LITTO3D (juillet 2012) et TOPO-Janv15 et différentiel topographique de l'estran entre septembre 2014 et janvier 2015	93
4.16	Levé topographique de la campagne TOPO-Fevr15	94
4.17	Photos des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours des campagnes TOPO-Sept14, TOPO-Janv15 et TOPO-Fevr15	95
4.18	Photos des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours des campagnes TOPO-Mars15, TOPO1-Sept15, TOPO2-Sept15 et TOPO3-Sept15	95
4.19	Levé topographique de la campagne TOPO-Mars15	96
4.20	Levé topographique de la campagne TOPO-Jul15	97
4.21	Topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h combinant les données LITTO3D (juillet 2012) et TOPO-Jul15 et différentiel topographique de l'estran entre mars 2015 et juillet 2015	98
4.22	Levé topographique de la campagne TOPO1-Sept15	99
4.23	Levé topographique de la campagne TOPO2-Sept15	100

4.24	Levé topographique de la campagne TOPO3-Sept15	101
4.25	Topographie des plages de La Palue et de Lostmarc'h combinant les données LITTO3D (juillet 2012) et TOPO3-Sept15 et différentiel topographique de l'estran entre début septembre 2015 et fin septembre 2015	102
4.26	Isobathes associées aux différents modèles numériques de terrain (MNT) réalisés sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	103
4.27	Différentes configurations du fond et des systèmes barres/bâines observées sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	104
4.28	Définition de transects transversaux et longitudinaux sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	105
4.29	Profils <i>cross-shore</i> du fond au cours de différentes campagnes de terrain	106
4.30	Profils <i>longshore</i> du fond au cours de différentes campagnes de terrain	107
4.31	Classification morphologique des plages de Masselink et Short (1993)	108
4.32	Classification morphologique des plages de Wright et Short (1984)	109
4.33	Différentiel topographique des plages de La Palue et de Lostmarc'h entre juillet 2012 et juillet 2015	110
4.34	Profils <i>cross-shore</i> d'été et d'hiver d'une plage sableuse	111
4.35	Cartographie du diamètre médian D_{50} des grains sédimentaires sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	112
4.36	Courbes granulométriques illustrant le calcul des percentiles D_{10} , D_{50} et D_{90} pour 6 échantillons de sable prélevés sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	113
4.37	Percentiles D_{10} , D_{50} et D_{90} pour différentes zones de l'estran des plages de La Palue et de Lostmarc'h	114
4.38	Courantomètre acoustique Doppler (ADV Vector de Nortek)	115
4.39	Décomposition d'un signal de pression en deux composantes, l'une liée aux vagues, l'autre aux variations du niveau d'eau induites par la marée et les ondes longues	116
4.40	Positions des courantomètres lors des différentes campagnes de mesures hydrodynamiques sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	117
4.41	Observations hydrodynamiques le 21/01/15 de 14h36 TU à 18h37 TU sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue	118
4.42	Observations hydrodynamiques le 22/01/15 de 02h30 TU à 07h20 TU sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue	119
4.43	Densité spectrale d'énergie des vagues le 22/01/15 entre 04h TU et 05h TU sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue	119
4.44	Observations hydrodynamiques le 22/01/15 de 14h53 TU à 19h51 TU sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue	120
4.45	Densité spectrale d'énergie des vagues le 22/01/15 entre 17h TU et 18h TU sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue	120
4.46	Observations hydrodynamiques le 23/01/15 de 03h01 TU à 08h14 TU sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue	121
4.47	Observations hydrodynamiques le 22/01/15 de 13h36 TU à 21h19 TU dans l'axe du courant de cap de Kerdra	122
4.48	Densité spectrale d'énergie des vagues le 22/01/15 entre 17h TU et 18h TU dans l'axe du courant de cap de Kerdra	122
4.49	Observations hydrodynamiques le 23/01/15 de 01h46 TU à 09h40 TU dans l'axe du courant de cap de Kerdra	123

4.50	Densité spectrale d'énergie des vagues le 23/01/15 entre 03h TU et 04h TU dans l'axe du courant de cap de Kerdra	123
4.51	Observations hydrodynamiques le 18/02/15 de 11h31 TU à 19h46 TU sur l'estran intermédiaire au nord de La Palue	125
4.52	Observations hydrodynamiques du 18/02/15 à 23h20 TU au 19/02 à 07h48 TU sur l'estran intermédiaire au nord de La Palue	125
4.53	Observations hydrodynamiques le 18/02/15 de 12h01 TU à 17h59 TU face à la pointe de Kerdra	126
4.54	Observations hydrodynamiques le 19/02/15 de 00h01 TU à 07h45 TU face à la pointe de Kerdra	126
4.55	Observations hydrodynamiques le 19/03/15 de 11h01 TU à 19h18 TU sur l'estran inférieur au sud de La Palue	128
4.56	Observations hydrodynamiques du 19/03/15 à 23h31 TU au 20/03/15 à 07h48 TU sur l'estran inférieur au sud de La Palue	128
4.57	Observations hydrodynamiques le 19/03/15 de 11h01 TU à 19h18 TU sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue	129
4.58	Observations hydrodynamiques du 19/03/15 à 23h31 TU au 20/03/15 à 07h48 TU sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue	129
4.59	Observations hydrodynamiques le 19/03/15 de 12h01 TU à 18h15 TU sur l'estran intermédiaire au nord de La Palue	130
4.60	Observations hydrodynamiques le 20/03/15 de 00h31 TU à 06h43 TU sur l'estran intermédiaire au nord de La Palue	130
4.61	Découpage des plages de La Palue et de Lostmarc'h en cinq secteurs	133
5.1	Bathymétries schématiques de deux plages enclavées le long de longueurs différentes	138
5.2	Vagues obliques d'angle d'incidence 5° pour l'étude des plages enclavées schématiques	139
5.3	Forçage par différents scénarii de climats de vagues et un cycle morte-eau vive-eau sur les plages enclavées schématiques	139
5.4	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits par XBeach sur des plages enclavées schématiques à différents stades de la marée	140
5.5	Evolution morphologique 2DH de deux plages enclavées schématiques prédite par XBeach après un cycle morte-eau vive-eau et un climat de vagues constant	141
5.6	Evolution morphologique 1DH de deux plages enclavées schématiques prédite par XBeach après un cycle morte-eau vive-eau et un climat de vagues constant	142
5.7	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits par XBeach à pleine mer au pic de houle (incidence normale ou oblique) sur deux plages enclavées schématiques	144
5.8	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits par XBeach à mi-marée au pic de houle (incidence normale ou oblique) sur deux plages enclavées schématiques	144
5.9	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits par XBeach à basse mer au pic de houle (incidence normale ou oblique) sur deux plages enclavées schématiques	145
5.10	Evolution morphologique 2DH de deux plages enclavées schématiques prédite par XBeach après un cycle morte-eau vive-eau et un climat de vagues variable	146
5.11	Evolution morphologique 2DH d'une plage enclavée prédite par XBeach après un cycle morte-eau vive-eau pour un climat de vagues constant	148
5.12	Climat de vagues et de marée forcé pour la validation du code XBeach par aux mesures <i>in situ</i> de la campagne HYDRO-Janv15	150

5.13	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 1)	152
5.14	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 1)	152
5.15	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 2)	154
5.16	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 2)	154
5.17	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 3)	155
5.18	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 3)	155
5.19	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 4)	156
5.20	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 4)	156
5.21	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 5)	157
5.22	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 dans l'axe du courant de cap de Kerdra (CAS 6)	157
5.23	Deux types de courants de caps induits par des inclinaisons différentes des pointes rocheuses	159
5.24	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits (XBeach) sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour différentes configurations du fond	160
5.25	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues normales à la côte prédits (XBeach) autour de la pleine mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	162
5.26	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits (XBeach) sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues modérées d'incidence 262° N	163
5.27	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits (XBeach) sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues modérées d'incidence 270° N	163
5.28	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits (XBeach) sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues modérées d'incidence 278° N	164
5.29	Forçage météo-marin pour l'étude numérique (XBeach) de la dynamique des plages de La Palue et de Lostmarc'h sur une lunaison, du 01/09/15 au 29/09/15	165
5.30	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à basse mer pour des vagues modérées de période modérée le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	166
5.31	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à mi-marée pour des vagues modérées de période modérée le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	167
5.32	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à pleine mer pour des vagues modérées de période modérée le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	167
5.33	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits (XBeach) autour de la pleine mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour différents climats de vagues	169
5.34	Isobathes sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h au 1 ^{er} septembre 2015 et points d'extraction des résultats XBeach	170
5.35	Evolution temporelle au cours d'une lunaison des courants moyens eulériens transversaux et longitudinaux prédits (XBeach) au point #1	171

5.36	Evolution temporelle au cours d'une lunaison des courants moyens eulériens transversaux et longitudinaux prédits (XBeach) au point #2	172
5.37	Evolution temporelle au cours d'une lunaison des courants moyens eulériens transversaux et longitudinaux prédits (XBeach) au point #3	173
5.38	Evolution temporelle au cours d'une lunaison des courants moyens eulériens transversaux et longitudinaux prédits (XBeach) au point #4	174
5.39	Courants (\vec{U}_e) induits par les vagues prédits (XBeach) sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues de même hauteur et direction mais de périodes différentes	177
5.40	Maillage en éléments finis des plages de La Palue et de Lostmarc'h	179
5.41	Courants induits par des vagues modérées à pleine mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h prédits par TELEMAC (\vec{U}_{tot}) et XBeach (\vec{U}_{tot})	181
5.42	Courants induits par des vagues modérées à pleine mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h prédits par TELEMAC (\vec{U}_{tot}) et XBeach (\vec{U}_e)	182
5.43	Courants induits par des vagues modérées à mi-marée sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h prédits par TELEMAC (\vec{U}_{tot}) et XBeach (\vec{U}_{tot})	183
5.44	Courants induits par des vagues modérées à mi-marée sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h prédits par TELEMAC (\vec{U}_{tot}) et XBeach (\vec{U}_e)	184
5.45	Courants induits par des vagues modérées à basse mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h prédits par TELEMAC (\vec{U}_{tot}) et XBeach (\vec{U}_{tot})	185
5.46	Courants induits par des vagues modérées à basse mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h prédites par TELEMAC (\vec{U}_{tot}) et XBeach (\vec{U}_e)	186
5.47	Modulation du courant de baie par l'onde longue liée aux groupes de vagues.	188
5.48	Flux sédimentaires prédits (XBeach) autour de la pleine mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour différents climats de vagues	190
5.49	Concentrations de sédiment prédites (XBeach) autour de la pleine mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues de même hauteur et direction mais de périodes différentes	191
5.50	Flux de sédiment prédits (XBeach) autour de la pleine mer sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues de même hauteur et direction mais de périodes différentes	192
5.51	Flux sédimentaires prédits (XBeach) sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues modérées à différents stades de la marée	193
5.52	Différentiel topographique de l'estran des plages de La Palue et de Lostmarc'h mesuré et prédit (XBeach) après une lunaison entre le 01/09/15 et le 29/09/15	197
5.53	Evolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h prédite (XBeach) au cours de différents climats de vagues et de marée entre le 01/09/15 et le 29/09/15	198
5.54	Profils <i>cross-shore</i> du fond le long de 9 transects sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	200
5.55	Evolution morphologique prédite (XBeach) et mesurée le long de 9 transects transversaux sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	201
5.56	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C1 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	202
5.57	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C2 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	202
5.58	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C3 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	203
5.59	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C4 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	203
5.60	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C5 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	204
5.61	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C6 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	204

5.62	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C7 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	205
5.63	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C8 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	205
5.64	Profil <i>cross-shore</i> du fond le long du transect C9 le 29/09 prédit (XBeach) et mesuré	206
6.1	Différentes échelles spatiales et temporelles associées à la zone littorale	214
6.2	Photo du système barre/baines au niveau des basses mers de vive-eau sur la plage de La Palue	217
6.3	Photo d'une barre intertidale de <i>swash</i> sur l'estran intermédiaire de la plage de Lostmarc'h	218
6.4	Photos de chenaux de dérive littorale et de courant sagital sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	218
6.5	Circulations dominantes sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues faibles à modérées (beau temps)	220
6.6	Circulations dominantes sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour des vagues fortes (coup de mer)	221
6.7	Bilan des flux sédimentaires résiduels moyennés (en $kg.m^{-1}.s^{-1}$) sur les différentes sous-entités et par contournement de pointe après la lunaison du 01/09/2015 au 29/09/2015.	226
6.8	Bilan des flux sédimentaires résiduels prédits (en $kg.m^{-1}.s^{-1}$) à travers les frontières de différentes sous-entités choisies après une lunaison (du 01/09/2015 au 29/09/2015)	231
6.9	Impact morphologique d'une houle moyenne ($H_s = 1,5$ m et $T_p = 11$ s) et d'une remontée du niveau de la mer de 80 cm sur le profil de fond <i>cross-shore</i> dans le sud de la plage de La Palue	234
6.10	Impact morphologique d'une houle annuelle ($H_s = 5,9$ m et $T_p = 14$ s) et d'une remontée du niveau de la mer de 80 cm sur le profil de fond <i>cross-shore</i> dans le sud de la plage de La Palue	235
6.11	Impact morphologique d'une houle décennale ($H_s = 8,2$ m et $T_p = 14$ s) et d'une remontée du niveau de la mer de 80 cm sur le profil de fond <i>cross-shore</i> dans le sud de la plage de La Palue	236
6.12	Impact morphologique d'une houle cinquantennale ($H_s = 9,8$ m et $T_p = 14$ s) et d'une remontée du niveau de la mer de 80 cm sur le profil de fond <i>cross-shore</i> dans le sud de la plage de La Palue	237
7.1	Circulations caractéristiques d'une plage ouverte "quasi infinie" et d'une plage enclavée	241
E.1	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 21/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 1)	273
E.2	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (a.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 1)	273
E.3	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (p.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 1)	274
E.4	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 1)	274
E.5	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 21/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 2)	277
E.6	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (a.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 2)	277

E.7	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (p.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 2)	278
E.8	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 2)	278
E.9	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 21/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 3)	279
E.10	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (a.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 3)	279
E.11	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (p.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 3)	280
E.12	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 3)	280
E.13	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 21/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 4)	281
E.14	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (a.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 4)	281
E.15	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 22/01/15 (p.m.) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 4)	282
E.16	Prédictions et mesures du niveau d'eau et des courants le 23/01/15 sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue (CAS 4)	282
F.1	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à basse mer pour des vagues faibles de courte période le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	284
F.2	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à mi-marée pour des vagues faibles de courte période le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	285
F.3	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à pleine mer pour des vagues faibles de courte période le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	285
F.4	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à basse mer pour une houle faible de longue période le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	286
F.5	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à mi-marée pour une houle faible de longue période le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	287
F.6	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à pleine mer pour une houle faible de longue période le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	287
F.7	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à basse mer pour une houle forte de période modérée le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	288
F.8	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à mi-marée pour une houle forte de période modérée le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	289
F.9	<i>Set-up</i> prédit (XBeach) à pleine mer pour une houle forte de période modérée le long de cinq transects <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	289
G.1	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU au point #1 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	293
G.2	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU au point #2 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	294
G.3	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU au point #3 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	295

G.4	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 01/09/15 0h TU au 08/09/15 0h TU au point #4 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	296
G.5	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU au point #1 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	297
G.6	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU au point #2 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	298
G.7	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU au point #3 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	299
G.8	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 08/09/15 0h TU au 13/09/15 0h TU au point #4 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	300
G.9	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU au point #1 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	301
G.10	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU au point #2 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	302
G.11	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU au point #3 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	303
G.12	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 13/09/15 0h TU au 18/09/15 0h TU au point #4 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	304
G.13	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU au point #1 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	305
G.14	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU au point #2 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	306
G.15	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU au point #3 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	307
G.16	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 18/09/15 0h TU au 23/09/15 0h TU au point #4 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	308
G.17	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU au point #1 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	309
G.18	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU au point #2 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	310
G.19	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU au point #3 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	311
G.20	Prédictions hydro-sédimentaires (XBeach) du 23/09/15 0h TU au 30/09/15 0h TU au point #4 sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	312
H.1	Evolution morphologique mesurée <i>in situ</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h entre le 01/09/15 0h TU et le 29/09/15 0h TU (une lunaison)	315
H.2	Evolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h après une lunaison prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 1 et mesurée	316
H.3	Evolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h après une lunaison prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 2 et mesurée	317
H.4	Evolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h après une lunaison prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 et mesurée	318
H.5	Evolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h après une lunaison prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 4 et mesurée	319
H.6	Evolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h après une lunaison prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 5 et mesurée	320

I.1	Evolution morphologique <i>cross-shore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 1 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	323
I.2	Evolution morphologique <i>longshore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 1 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	324
I.3	Evolution morphologique <i>cross-shore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 2 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	325
I.4	Evolution morphologique <i>longshore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 2 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	326
I.5	Evolution morphologique <i>cross-shore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 3 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	327
I.6	Evolution morphologique <i>longshore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 3 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	328
I.7	Evolution morphologique <i>cross-shore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 4 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	329
I.8	Evolution morphologique <i>longshore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 4 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	330
I.9	Evolution morphologique <i>cross-shore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 5 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	331
I.10	Evolution morphologique <i>longshore</i> des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours du climat de vagues n° 1 prédite (XBeach) pour le cas de simulation n° 3 . . .	332

Liste des tableaux

1.1	Indice de confinement des plages sableuses de la pointe Bretagne	11
2.1	Principaux résultats de la théorie linéaire d'Airy	26
2.2	Différents types de déferlement des vagues	30
3.1	Différents types de modèles numériques de vague en zone littorale	47
3.2	Setup des codes XBeach et TELEMAC pour le cas test de la plage rectiligne en plan incliné uniforme	62
3.3	Résultats comparés des codes XBeach et TELEMAC pour le cas test de la plage rectiligne en plan incliné uniforme	69
3.4	Synthèse des processus physiques intégrés dans les codes XBeach et TELEMAC	70
4.1	Moyenne et écart-type des caractéristiques majeures des vagues au large des plages de La palue et de Lostmarc'h	76
4.2	Estimation des vagues extrêmes par une loi de Weibull au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	76
4.3	Moyennes et écart-types saisonniers des caractéristiques des vagues au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	77
4.4	Moyennes et écart-types saisonniers des nombres de coups de mer et d'entrées de houles énergétiques au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	78
4.5	Moyennes et écart-types des caractéristiques des vagues durant les coups de mer au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	78
4.6	Vagues extrêmes prédites par SWAN sur une période de 7 ans au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	79
4.7	Statistiques saisonnières des vagues significatives durant les coups de mer au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	80
4.8	Statistiques saisonnières sur la durée des coups de mer au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	80
4.9	Statistiques d'ensemble des vagues significatives durant les inter-coups de mer au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	81
4.10	Statistiques saisonnières des vagues significatives durant les inter-coups de mer au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	81
4.11	Différentes campagnes de terrain sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	89
4.12	Répartition zonale des grains sédimentaires sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	111
4.13	Caractéristiques des grains sédimentaires par secteur sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	132
5.1	Configurations des plages enclavées schématiques	137

5.2	Configuration du modèle XBeach pour l'étude des plages enclavées schématiques . . .	138
5.3	Nombre et intensité des courants sagittaux naturels et des courants de cap prédits par XBeach sur deux plages enclavées schématiques	143
5.4	Caractéristique de la barre formée sur une plage enclavée prédite par XBeach après un événement de houle au cours d'un cycle morte-eau vive-eau	146
5.5	Différentes paramétrisations du code XBeach pour la comparaison modèle/mesures .	150
5.6	Comparaison des prédictions XBeach (CAS 1) aux mesures <i>in situ</i> (campagne HYDRO-Janv15) pour la hauteur des vagues (en m) dans l'axe du courant de cap de Kerdra du 22/01 à 13h50 TU au 23/01 à 09h10 TU	153
5.7	Comparaison des prédictions XBeach (CAS 5) aux mesures <i>in situ</i> (campagne HYDRO-Janv15) pour la hauteur des vagues (en m) dans l'axe du courant de cap de Kerdra du 23/01 à 02h00 TU au 23/01 à 09h10 TU	158
5.8	Courants sagittaux naturels et de cap sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h pour différentes configurations du fond	161
5.9	Différents climats de vagues au cours du mois de septembre 2015 au large des plages de La Palue et de Lostmarc'h	165
5.10	<i>Set-up/set-down</i> prédits (XBeach) pour des vagues modérées de période modérée sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	168
5.11	Valeurs remarquables des variables hydrodynamiques (h , u_e et v_e) prédites (XBeach) aux points #1, #2, #3 et #4 pour différents climats de vagues entre le 01/09/15 et le 30/09/15	175
5.12	Physique incluse dans les codes XBeach et TELEMAC pour l'étude comparative de l'hydrodynamique des plages de La Palue et de Lostmarc'h	180
5.13	Valeurs remarquables des variables hydro-sédimentaires (H_{m0} , h et c) prédites (XBeach) aux points #1, #2, #3 et #4 pour différents climats de vagues entre le 01/09/15 et le 30/09/15	194
5.14	Différentes configurations du modèle XBeach pour la prédiction de l'évolution morphologique des plages de La Palue et de Lostmarc'h sur une lunaison (29,5 jours) . .	195
5.15	Dépôt, érosion et évolution nulle dans les principales zones morphodynamiques des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours des différents climats de vagues entre le 01/09/2015 et le 29/09/2015	199
5.16	Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites (XBeach) au cours du climat de vagues n° 1 pour les 9 transects transversaux sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	206
5.17	Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites (XBeach) au cours du climat de vagues n° 2 pour les 9 transects transversaux sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	207
5.18	Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites (XBeach) au cours du climat de vagues n° 3 pour les 9 transects transversaux sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	208
5.19	Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites (XBeach) au cours du climat de vagues n° 4 pour les 9 transects transversaux sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	209
5.20	Valeurs remarquables d'évolution du fond prédites (XBeach) au cours du climat de vagues n° 5 pour les 9 transects transversaux sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	210

5.21	Zones de dépôt et d'érosion privilégiées prédites (XBeach) selon le climat de vagues et le type de profil <i>cross-shore</i> sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	212
6.1	Nombres adimensionnels caractérisant l'hydrodynamique et l'occurrence des barres sur la plage de La Palue	216
6.2	Flux sédimentaires résiduels moyennés sur les différentes sous-entités constitutives des plages de La Palue et de Lostmarc'h au cours de différents climats de vagues	224
6.3	Flux sédimentaires résiduels moyennés sur les différentes sous-entités constitutives des plages de La Palue et de Lostmarc'h au bout d'une lunaison	225
6.4	Flux sédimentaires résiduels à travers les frontières transversales des différentes sous-entités constitutives des plages de La Palue et de Lostmarc'h	229
6.5	Flux sédimentaires résiduels à travers les frontières longitudinales internes des différentes sous-entités constitutives des plages de La Palue et de Lostmarc'h	230
6.6	Flux sédimentaires résiduels totaux de contournement de pointe après une lunaison sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	232
D.1	Répartition granulométrique zonale sur le site-atelier des plages sableuses adjacentes de La Palue et de Lostmarc'h (Crozon, Finistère)	270
E.1	Comparaison des prédictions XBeach (CAS 1) aux mesures <i>in situ</i> (campagne HYDRO-Janv15) pour la hauteur des vagues (en m) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue du 21/01 à 14h40 TU au 22/01 à 07h10 TU	275
E.2	Comparaison des prédictions XBeach (CAS 1) aux mesures <i>in situ</i> (campagne HYDRO-Janv15) pour la hauteur des vagues (en m) sur l'estran intermédiaire au sud de La Palue du 22/01 à 15h00 TU au 23/01 à 07h50 TU	276
F.1	<i>Set-up/set-down</i> prédits (XBeach) pour des vagues faibles de courte période sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	286
F.2	<i>Set-up/set-down</i> prédits (XBeach) pour une houle faible de longue période sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	288
F.3	<i>Set-up/set-down</i> prédits (XBeach) pour une houle forte de période modérée sur les plages de La Palue et de Lostmarc'h	290

Liste des symboles

α	Coefficient de dissipation dans la formule de déferlement de Roelvink	[-]
β_{su}	Coefficient de dissipation lié au <i>roller</i>	[-]
χ	Coefficient d'effet de pente du fond sur le transport sédimentaire	[-]
Δl	Espacement entre deux rayons (lignes de courant pour l'énergie)	[m]
δ	Critère de circulation de Castelle et Coco (2012) sur les plages enclavées	[-]
δ	Paramètre de calibration des formules à seuil pour le charriage	[-]
δ'	Critère de circulation de Short et Masselink (1999) sur les plages enclavées	[-]
ϵ_0	Nombre de Guza et Inman au large	[-]
ϵ_b	Nombre de Guza et Inman au point de déferlement	[-]
$\epsilon_{\alpha\beta}$	Tenseur des contraintes visqueuses	[-]
η	Élévation de la surface libre liée aux houles	[m]
η_0	Niveau de référence de marée	[m]
η_m	Élévation de la surface libre liée à la marée	[m]
η_r	Hauteur des rides	[m]
γ_b	Indice de déferlement	[-]
γ_{max}	Rapport maximal de la hauteur des houles sur la hauteur d'eau	[-]
γ_{ua}	Coefficient de calibration pour le transport par asymétrie des houles	[-]
κ	Constante de von Karman	[-]
λ	Longueur d'onde des houles	[m]
λ_0	Longueur d'onde des houles au large	[m]
λ_b	Longueur d'onde des houles au point de déferlement	[m]
ν_h	Viscosité turbulente horizontale liée aux houles	[m ²]/[s]
ν_t	Viscosité turbulente horizontale liée aux houles	[m ²]/[s]
ν_{fac}	Coefficient de calibration pour la viscosité turbulente liée au <i>roller</i>	[-]
ν_r	Viscosité turbulente horizontale liée au <i>roller</i>	[m ²]/[s]
Ω	Nombre de Gourlay	[-]

ω	Pulsation d'une houle	[rad]/[s]
$\bar{\eta}$	<i>Set-up/set-down</i>	[m]
\bar{H}	Valeur moyenne des hauteurs de houles	[m]
Φ_b	Taux de transport par charriage adimensionnel	[-]
ρ	Masse volumique de l'eau	[kg]/[m ³]
ρ_s	Masse volumique du sédiment	[kg]/[m ³]
σ	Fréquence intrinsèque d'une vague	[s ⁻¹]
$\tan \beta$	Pente de la plage	[-]
τ_0	Contrainte de cisaillement au fond	[kg]/[m]/[s]
$\tau_{0,f}$	Contrainte de forme	[kg]/[m]/[s]
$\tau_{0,s}$	Contrainte de peau	[kg]/[m]/[s]
$\tau_{0,t}$	Contrainte de transport	[kg]/[m]/[s]
τ_{bx}^E	Composante transversale de la contrainte de cisaillement au fond (XBeach)	[kg]/[m]/[s]
τ_{by}^E	Composante longitudinale de la contrainte de cisaillement au fond (XBeach)	[kg]/[m]/[s]
$\tau_{cr,b}$	Contrainte de cisaillement critique associée au charriage	[kg]/[m]/[s]
τ_r	Contrainte de cisaillement surfacique associée au <i>roller</i>	[kg]/[m]/[s]
θ	Angle d'incidence des houles	[N]
θ_b	Angle d'incidence des houles au point de déferlement	[N]
θ_s	Paramètre de Shields	[-]
θ_0	Direction des houles au large	[N]
θ_f	Angle d'incidence de l'onde longue libérée au déferlement	[N]
θ_{lw}	Angle d'incidence de l'onde longue liée aux groupes de houles	[N]
θ_m	Direction moyenne des houles	[N]
θ_p	Angle d'incidence des houles au pic du spectre	[N]
$\theta_{s,cr}$	Paramètre de Shields critique	[-]
ϑ	Critère d'étalement du pic d'un coup de mer	[-]
\vec{U}_e	Courant moyen eulérien (XBeach)	[m]/[s]
\vec{U}_{tot}	Courant moyen lagrangien/total	[m]/[s]
ξ_0	Paramètre d'Iribarren au large	[-]
ξ_b	Paramètre d'Iribarren au point de déferlement	[-]
ζ	Coefficient inversement proportionnel au temps d'entraînement du sédiment	[m]/[s]
A	Densité d'action des houles	[J].[s]

a	Amplitude d'une vague	[m]
a	Niveau de référence près du fond	[m]
a	Profondeur de l'échancrure d'une plage enclavée	[m]
A_b	Coefficient de charriage	[-]
a_m	Coefficient de marnage lunaire	[-]
A_r	Aire transversale du <i>roller</i>	[m ²]
A_s	Coefficient d'asymétrie des houles	[-]
A_s	Coefficient de suspension	[-]
a_s	Coefficient de marnage solaire	[-]
B_0	Facteur de correction simulant l'aplatissement d'une vague	[-]
B_0	Nombre de Short et Aagaard	[-]
C	Vitesse de phase des houles	[m]/[s]
c	Concentration de sédiment en suspension	[kg]/[m ³]
c_a	Concentration de sédiment de référence près du fond	[kg]/[m ³]
C_D	Coefficient de frottement des courants au fond[-]	
C_g	Vitesse de groupe des houles	[m]/[s]
C_h	Coefficient de frottement de Chézy	[m ^{1/2}]/[s]
C_l	Distance entre les deux caps délimitant une plage enclavée	[m]
c_r	Vitesse de propagation du <i>roller</i>	[m]/[s]
C_T	Coefficient de traînée dans le module de transport sédimentaire	[-]
C_x	Composante transversale de la vitesse de phase des houles	[m]/[s]
C_y	Composante longitudinale de la vitesse de phase des houles	[m]/[s]
C_σ	Composante fréquentielle de la vitesse de phase des houles	[m]/[s]
C_θ	Composante de la vitesse de phase dans la direction de propagation des houles	[m]/[s]
c_b	Concentration de sédiment en charriage	[kg]/[m ³]
$c_{eq,b}$	Concentration d'équilibre de sédiment en charriage	[kg]/[m ³]
$c_{eq,s}$	Concentration d'équilibre de sédiment en suspension	[kg]/[m ³]
c_{pic}	Position centrale du pic d'un coup de mer	[-]
$c_{r\theta}$	Composante de la vitesse du <i>roller</i> dans sa direction de propagation	[m]/[s]
c_{rx}	Composante transversale de la vitesse du <i>roller</i>	[m]/[s]
c_{ry}	Composante longitudinale de la vitesse du <i>roller</i>	[m]/[s]
D	Terme de dépôt de sédiment	[m]

d	Profondeur d'eau	[m]
D_h	Viscosité turbulente (coefficient de mélange) liée aux houles et au <i>roller</i>	[m ²]/[s]
D_i	Fonction de distribution des directions des différentes composantes de houles	[-]
D_r	Terme de dissipation énergétique lié au <i>roller</i>	[J]
D_w	Terme puits lié à l'énergie des houles dans l'équation du <i>roller</i>	[J]
D_*	Diamètre adimensionné des sédiments	[-]
D_{50}	Diamètre médian des sédiments	[m]
E	Terme d'érosion de sédiment	[m]
E_c	Energie cinétique des houles	[J]
E_p	Energie potentielle des houles	[J]
E_r	Energie du <i>roller</i>	[J]
E_w	Energie totale des houles	[J]
E_{lw}	Energie associée à l'onde longue liée aux groupes de houles	[J]
f_G	Fonction définissant une courbe gaussienne	[-]
f_w	Coefficient de frottement lié aux houles	[-]
F_{dl}	Forçage du courant de dérive longitudinal	[J]/[m]
f_p	Fréquence au pic du spectre	[s ⁻¹]
F_x	Composante transversale de la force liée aux houles	[J]/[m]
F_y	Composante longitudinale de la force liée aux houles	[J]/[m]
G	Enveloppe des houles	[m]
g	Accélération de la pesanteur	[m]/[s ²]
H	Hauteur crête à creux des houles	[m]
h	Hauteur d'eau moyenne	[m]
h_0	Hauteur d'eau moyenne au large	[m]
H_b	Hauteur de houle au point de déferlement	[m]
h_b	Profondeur d'eau au point de déferlement	[m]
H_s	Hauteur significative des houles	[m]
h_s	Hauteur de crête d'une barre sableuse	[m]
H_{ba}	Hauteur des houles dans la formule de déferlement de Baldock	[m]
H_{m0}	Hauteur significative spectrale des houles	[m]
H_{max}	Hauteur maximale des houles	[m]
H_{pic}	Hauteur des houles maximale au pic d'un coup de mer	[m]

H_{rms}	Hauteur moyenne quadratique des houles	[m]
h_{tr}	Hauteur d'eau entre le fond et le creux d'une vague	[m]
IC	Indice de confinement d'une plage enclavée	[-]
K	Coefficient fonction de la longueur de mélange (turbulence des rouleaux)	[-]
k	Nombre d'onde	[rad]/[m]
K_0	Nombre de Sunamura	[-]
k_b	Energie turbulente moyenne près du fond liée au <i>roller</i>	[J]
k_f	Nombre d'onde associé à l'onde longue libérée au déferlement	[rad]/[m]
K_l	Viscosité longitudinale dans le modèle de Elder (TELEMAC)	[m ²]/[s]
K_m	Coefficient de proportionnalité (distribution des directions des composantes de houles)	[-]
K_r	Coefficient de réfraction	[-]
K_s	Coefficient de <i>shoaling</i>	[-]
k_s	Rugosité de Nikuradse	[m]
K_t	Viscosité transversale dans le modèle de Elder (TELEMAC)	[m ²]/[s]
k_{lw}	Energie turbulente moyenne près du fond liée aux ondes longues	[J]
m_0	Moment spectral d'ordre 0	[-]
$m_{cr,dry}$	Pente critique du front de dune sec	[-]
$m_{cr,wet}$	Pente critique du front de dune mouillé	[-]
m_{cr}	Pente critique du front de dune	[-]
n	Coefficient de puissance dans la formule de déferlement de Roelvink	[-]
p	Porosité	[-]
p^a	Pression atmosphérique en surface	[Pa]
P_0	Nombre de Dalrymple	[-]
Q	Termes de dissipation de l'énergie des houles	[J]
Q_b	Densité de probabilité de déferlement	[-]
Q_b	Fraction des houles déferlant	[-]
q_b	Taux de transport par charriage	[m ²]/[s]
Q_r	Flux de masse en surface associé au <i>roller</i>	[m ²]/[s]
q_s	Taux de transport par suspension	[m ²]/[s]
Q_t	Taux de transport total instantané	[m ²]/[s]
q_t	Taux de transport total net	[m ²]/[s]
Q_x	Flux de masse en surface associé aux houles et au <i>roller</i>	[m ²]/[s]

Q_{br}	Termes de dissipation de l'énergie des houles par déferlement	[J]
Q_{fw}	Termes de dissipation de l'énergie des houles par frottement sur le fond	[J]
$q_{x,slope}$	Taux de transport transversal corrigé de l'effet de pente du fond	[m ²]/[s]
$q_{y,slope}$	Taux de transport longitudinal corrigé de l'effet de pente du fond	[m ²]/[s]
R	Altitude maximale du jet de rive ou <i>runup</i>	[m]
R	Nombre de Rouse	[-]
S	Ligne d'eau	[-]
s	Densité relative du sédiment	[kg]/[m ³]
S_1	Périmètre de l'échancrure d'une plage enclavée	[m]
S_2	Longueur d'une plage enclavée	[m]
S_k	Coefficient de dissymétrie des houles	[-]
S_t	Coefficient de frottement de Strickler	[m ^{1/3}]/[s]
S_w	Spectre de densité des houles	[m ²].[s]
$S_{xx,r}$	Composante transversale des contraintes de radiation liée au <i>roller</i>	[J]
$S_{xx,w}$	Composante transversale des contraintes de radiation liée aux houles	[J]
S_{xx}	Composante transversale des contraintes de radiation	[J]
$S_{xy,r}$	Composante hors-diagonale des contraintes de radiation liée au <i>roller</i>	[J]
$S_{xy,w}$	Composante hors-diagonale des contraintes de radiation liée aux houles	[J]
S_{xy}	Composante hors-diagonale des contraintes de radiation	[J]
$S_{yy,r}$	Composante longitudinale des contraintes de radiation liée au <i>roller</i>	[J]
$S_{yy,w}$	Composante longitudinale des contraintes de radiation liée aux houles	[J]
S_{yy}	Composante longitudinale des contraintes de radiation	[J]
T	Période des houles	[s]
t	Temps	[s]
T_p	Période des houles au pic du spectre	[m]
T_s	Temps d'entraînement du sédiment	[s]
T_{bore}	Paramétrisation de la période des rouleaux	[s]
T_{M2}	Période de la composante semi-diurne de marée lunaire	[s]
T_{S2}	Période de la composante semi-diurne de marée solaire	[s]
u	Vitesse horizontale transversale des particules d'eau	[m]/[s]
u^A	Vitesse transversale eulérienne incluant l'effet de non-linéarité des houles (XBeach)	[m]/[s]
u^E	Vitesse transversale du courant moyen eulérien (XBeach)	[m]/[s]

u^{tot}	Composante transversale du courant moyen lagrangien/total	[m]/[s]
u_*	Vitesse fictive de frottement du courant sur le fond	[m]/[s]
U_r	Nombre de Ursell	-
U_s	Transport de volume lié à la dérive de Stokes	[m ³]/[s]
U_x	Vitesse du contre-courant de retour <i>undertow</i>	[m]/[s]
U_y	Vitesse de la dérive littorale	[m]/[s]
U_α	Courant barotrope moyen	[m]/[s]
u_α	Vitesse barotrope totale	[m]/[s]
u_α^{tot}	Moyenne de la vitesse barotrope totale	[m]/[s]
u_α^w	Résiduel de la vitesse barotrope associé au houles	[m]/[s]
$u_{cr,b}$	Vitesse critique associée au charriage	[m]/[s]
$u_{cr,c}$	Vitesse critique liée au courant	[m]/[s]
$u_{cr,s}$	Vitesse critique associée à la suspension	[m]/[s]
$u_{cr,w}$	Vitesse critique liée aux houles	[m]/[s]
$u_{orb,2}$	Vitesse orbitale des houles ajustée (XBeach)	[m]/[s]
u_{orb}	Vitesse orbitale liée aux houles	[m]/[s]
v	Vitesse horizontale longitudinale des particules d'eau	[m]/[s]
v^A	Vitesse longitudinale eulérienne incluant l'effet de non-linéarité des houles (XBeach)	[m]/[s]
v^E	Vitesse longitudinale du courant moyen eulérien (XBeach)	[m]/[s]
v^{tot}	Vitesse longitudinale du courant moyen lagrangien/total	[m]/[s]
v_m	Vitesse de marnage	[m]/[s]
V_W	Vitesse liée à la non-linéarité des houles (asymétrie et dissymétrie)	[m]/[s]
w	Vitesse verticale des particules d'eau	[m]/[s]
w_s	Vitesse de chute du sédiment	[m]/[s]
x	Distance suivant l'axe transversal	[m]
x_c	Coordonnée dans la direction du courant	[m]
x_m	Largeur de l'estran	[m]
x_s	Distance limite au-delà de laquelle la profondeur peut être considérée constante	[m]
x_s	Largeur de la zone de déferlement	[m]
y	Distance suivant l'axe longitudinal	[m]
z	Distance suivant l'axe vertical	[m]
z_0	Longueur de rugosité	[m]
z_b	Cote du fond mobile	[m]
z_{inf}	Composante infragravitaire du jet de rive	[m]