Interactions entre le comportement mécanique des ouvrages de défense pour la protection du littoral et les processus hydro-sédimentaires contrôlant la dynamique du trait de côte : approche expérimentale couplée numérique

Emilie Woussen

▶ **To cite this version:**

Emilie Woussen. Interactions entre le comportement mécanique des ouvrages de défense pour la protection du littoral et les processus hydro-sédimentaires contrôlant la dynamique du trait de côte : approche expérimentale couplée numérique. Ingénierie de l'environnement. Université de Bordeaux, 2024. Français. ⟨NNT : 2024BORD0371⟩. ⟨tel-04979668⟩

HAL Id: tel-04979668

https://theses.hal.science/tel-04979668v1

Submitted on 6 Mar 2025

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

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

HAL Authorization

université de BORDEAUX

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET ENVIRONNEMENTS

SPÉCIALITÉ: PHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT

Par Emilie WOUSSEN

Interactions entre le comportement mécanique des ouvrages de défense pour la protection du littoral et les processus hydro-sédimentaires contrôlant la dynamique du trait de côte: approche expérimentale couplée numérique

---

Sous la direction de: **Pr. Nadia SENECHAL**

Soutenue le 10 décembre 2024

Membres du jury:

Mme. **Nadia SENECHAL**	Pr, Université de Bordeaux, EPOC	Directrice
M. **Vincent REY**	Pr, Univertsité de Toulon, Aix Marseille, MIO	Rapporteur
M. **Nicolas ROBIN**	MC/HDR, Université de Perpignan, CEFREM	Rapporteur
Mme. **Anne-Claire BENNIS**	Pr, Université de Caen Normandie, M2C	Examinatrice
M. **Bruno CASTELLE**	DR CNRS, Université de Bordeaux, EPOC	Président du jury
M. **Frédéric DUBOIS**	IR, Université de Montpellier, LMGC	Examinateur
Mme. **France FLOC'H**	MC/HDR, Université de Bretagne Occidentale, IUEM	Examinatrice

Membres invités:

M. **Antoine MARACHE**	Pr, Université de Bordeaux, I2M	Co-encadrant
M. **Damien SOUS**	MC/HDR, Université de Pau et des Pays de l'Adour, SIAME	Invité

- 2024 -

Remerciements

Tout au long de ces trois années, j'ai eu la chance de rencontrer des personnes sans qui rien n'aurait été possible et à qui je veux exprimer mes remerciements les plus sincères.

Tout d'abord, je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance à mes encadrants de thèse, Nadia Sénéchal et Antoine Marache.
Nadia, merci pour ta disponibilité constante, toujours prête à échanger et à répondre à mes interrogations. Ton humanité et ton soutien, tant sur le terrain qu'au quotidien, ont été précieux tout au long de cette aventure. Le thé du matin à Lacanau restera, sans aucun doute, l'une de mes anecdotes de thèse les plus marquantes.
Antoine, merci pour ta patience et ta disponibilité. Ce fut un véritable plaisir d'explorer à tes côtés l'aspect géomécanique de ma thèse, une découverte qui n'aurait pas été la même sans ton accompagnement.

Je souhaite aussi remercier sincèrement Vincent Rey et Nicolas Robin pour avoir accepté d'évaluer mon travail de thèse, ainsi qu'Anne-Claire Bennis, Bruno Castelle, Frédéric Dubois et France Floc'h pour leur présence au sein de mon jury. Nos échanges lors de mon oral ont été particulièrement enrichissants, et je leur suis reconnaissante de leurs conseils avisés et de leurs remarques pertinentes.
Je tiens également à exprimer mes vifs remerciements à Alexandre Nicolae Lerma, Stéphane Morel et Mark Bakker pour leur participation à mon Comité de thèse. Leurs questions et observations ont nourri des discussions précieuses, m'aidant à approfondir ma réflexion et à prendre du recul sur mon travail.

J'ai eu effectivement la chance de rencontrer et de travailler avec de nombreuses personnes qui ont contribué à l'évolution de mon travail et qui m'ont apporté aide et soutien.
Je voudrais notamment remercier Damien Sous pour sa patience, ses conseils et sa connaissance sans faille de l'océanographie côtière mais aussi pour m'avoir tant appris sur la rédaction d'articles, mais aussi sur l'aquifère côtier. Un grand merci également pour ton soutien professionnel et émotionnel.
Je voudrais aussi remercier chaleureusement Kévin Martins pour ses conseils éclairés sur mon manuscrit et son soutien tout au long de mes recherches. Ta patience, tes connaissances ainsi que le temps que tu m'as consacré m'ont été d'une aide précieuse. Encore mille mercis pour ces retours de week-ends autour d'un petit thé et je te souhaite tout le bonheur du monde avec ta petite famille.
Enfin, je remercie également Vincent Marieu pour m'avoir fait découvrir que la plupart des problèmes peuvent se résoudre à grand coup de moyenne glissante ! (Ne vous en faites tout de même

pas concernant mes résultats). Humour mis à part, merci bien entendu pour tout le soutien informatique et technologique apporté. Tu devrais vraiment marquer Matlab en deuxième langue sur ton CV pour ta dispo à la Réunion. Merci d'avoir réveillé en moi la petite passion pour le code et les modèles. Merci également pour le "sprint final", aussi bien littéral que figuré, entre rédaction et entraînement de semi-marathon.

Mes remerciements vont également vers toutes les personnes que j'ai croisées durant cette thèse et qui ont fait partie de cette folle aventure. Tout d'abord, rendons à César ce qui est à César : un grand merci à la boulangerie basque pour leurs muffins tout choco, qui ont été d'un réconfort immense pendant toute cette thèse...
Plus sérieusement, un grand merci à toutes les personnes qui m'ont aidée sur le terrain de près ou de loin : Guillaume D, Carla L, Carlos C, Stéphane B, Ludovic D, Arthur R, Marine V, Charlène S, Elsa D, Mila G, Olivier B, Sophie D, Vincent M et Vincent A, etc.
Merci également à Fred et Rémy pour leur soutien et le temps qu'ils m'ont consacré afin que je puisse apprivoiser LMGC90. Leur patience et leur pédagogie ont été précieuses et j'ai eu la chance de rencontrer deux personnes formidables. Au passage, une pensée pour tous les Montpelliérains du LMGC qui m'ont accueillie à bras ouverts lors de la formation.

Enfin, je voudrais adresser tous mes remerciements à tous les doctorants et autres personnes rencontrées lors de différentes conférences ou occasions.

Une pensée particulière pour toutes les tempêtes qui ont eu lieu APRÈS ou AVANT ma thèse... Dans un premier temps, étudier les tempêtes - sans en avoir une - fut un énorme plaisir !

Bien entendu, je suis obligée de revenir sur la formidable aventure Méthys un peu plus en détail. Un grand merci à toute l'équipe, y compris toutes les personnes qui sont "quand même un peu Méthys". Merci aux "permanents" d'avoir joué le jeu lors des diverses activités proposées, du tournoi de pétanque au *beer pong* et au *secret Santa*. Merci Bruno, Aldo, Nadia, Vincent, Bertrand, Philippe, Nathalie, Isabel, Bérangère, Alex, Arthur et Vincent H.

Un immense merci à tous les non-permanents : doctorants, post-doctorants, convention d'accueil, personnel non-autorisé, etc. Cette thèse n'aurait clairement pas été la même sans vous. Je vais essayer d'être concise : Carla, merci d'avoir été la personne la plus gentille au monde. Natan et Monique, merci pour tous les moments de partage à vos côtés et j'aimerais juste dire : *por favor, me adote*. Maurizio, merci d'avoir apporté autant de bonne humeur et de m'avoir fait rire avec tes histoires de café. Sophie, merci d'avoir été un soutien sans faille que tu sois à l'autre bout de la France ou non ; c'est toujours un plaisir de t'avoir deux heures au téléphone et de boire des tequilas à Lacanau avec toi. Olivier, au fond certaines de tes blagues sont drôles... des fois... Merci pour ton aide durant cette thèse, pour la bathymétrie, l'article etc. Mila, même si l'anatomie n'est pas ton point fort (les zygomatchiques apprécieront), un grand merci pour tout le soleil que tu as apporté lors de ton passage. Elsa, cette aventure à tes côtés a été mémorable : ton humour sniper inégalé, tes montages photos improbables et tes analyses culinaires et télévisuelles pointues... merci pour tout. Marine, merci d'avoir toujours eu un petit peu d'avance pour nous montrer comment

faire, pour ton engagement sur le terrain et pour nos échanges aussi variés qu'enrichissants, qu'ils portent sur l'océanographie, la vie, la thèse... ou l'astrologie (Ps : envoie moi une photo de ton carrelage quand il sera posé). Carlos, un grand merci pour tous les moments à tes côtés, grâce à toi, j'aime presque les Espagnols… même si tu es maintenant pratiquement français. Georgios, mon gâté, merci pour tous ces fous rires à tes côtés, et sache que je continuerai à dire "A demaing" juste pour toi. Charlène, merci pour ton soutien aussi bien sur le terrain que pour tout le reste, partager cette expérience avec toi a été un vrai plaisir. Clément, merci pour cette conférence incroyable à la Nouvelle-Orléans et je dois admettre que régler tous les conflits par un chifoumi pourrait être une solution viable pour la paix mondiale. Arnaud, rédige ton article au lieu de chercher ton nom ici (mais merci quand même, c'était court mais j'ai rarement autant ri). Vania, nos discussions à midi ont été un vrai plaisir, je suis heureuse d'avoir pu partager ces moments avec toi. Betty et Manu, merci pour votre esprit de partage et pour cette théorie fascinante sur l'origine du brouillard à Bordeaux. Nicolas et Lucie, merci pour nos discussions et nos échanges lors du partage de bureau. Ivana, merci également pour ces moments de partage… et j'espère sincèrement que tu es en train d'écraser Martin au squash à l'instant où tu lis ces lignes ! D'ailleurs, même si vous ne faites pas officiellement partie de Méthys, vous restez des membres d'honneur de la team modulaire : Domi, merci pour tes anecdotes inoubliables, ta gentillesse et ces incroyables chansons sur les vaches. Martin, apprendre à faire une épissure avec toi était un plaisir, même si je ne te pardonnerai jamais le traumatisme des toilettes du bas. Et Paul, encore merci pour ta gentillesse et les viennoiseries, elles ont sauvé bien des journées.

Un immense merci à ma famille et à mes amis pour leur soutien indéfectible tout au long de cette aventure : Maman, Papa, Papi, Catherine, Mamie (bravo pour la soutenance en visio, tu as été incroyable !), Marie, Rémi, Claire W, Lulu, Lolo, Mouss", Lucas, Claire, Louis, Maxime, Maxime (je vous laisse deviner lequel est lequel), Maslin, Nico, Auguste, Flo, Isabelle… Votre présence, vos encouragements et vos mots réconfortants ont été une force précieuse.

Bien sûr, il est d'usage de remercier les êtres qui partagent nos vies à la fin d'une thèse. Je ne vais cependant pas m'attarder à exprimer ma gratitude envers une boule de poils dont la seule réelle préoccupation est de savoir si elle va manger bientôt. En revanche, un merci tout particulier à la personne qui, chaque jour, m'accompagne avec patience, bienveillance et amour. Kenza, tu es la meilleure personne au monde, et cette thèse devrait porter ton nom en co-autrice tant ton soutien émotionnel a été essentiel à chaque étape.

Enfin, à toutes celles et ceux que j'aurais involontairement oublié de mentionner, je vous présente mille excuses... et un immense merci !

Je conclurai ces remerciements par une métaphore qui illustre bien l'aventure qu'est un doctorat, grâce à notre ami ChatGPT :

"Faire un doctorat, c'est comme monter dans une montagne russe. Au départ, l'excitation est à son comble, tout semble possible. Puis, peu à peu, c'est comme si un enfant de cinq ans te bombardait de 45 questions par minute. Tu penses avoir des réponses, mais plus tu en donnes, plus

tu te rends compte que tu n'as aucune certitude. À certains moments, tu te demandes comment il est possible d'être aussi occupé tout en ayant l'impression de ne rien accomplir de concret. Vers la fin, tu maîtrises enfin ton sujet, mais tu te demandes si quelqu'un dans la salle comprend vraiment ce que tu racontes. Et enfin, quand tu franchis la ligne d'arrivée, après avoir affronté chaque montée et chaque descente, tu réalises qu'avec une bonne dose de chocolat, un peu de thé, un soupçon de sommeil et surtout beaucoup de rires, c'était finalement une sacrée aventure."

Résumé

Interactions entre le comportement mécanique des ouvrages de défense pour la protection du littoral et les processus hydro-sédimentaires contrôlant la dynamique du trait de côte: approche expérimentale couplée numérique

Dans un contexte d'augmentation des risques de submersion et d'érosion des littoraux, les gestionnaires disposent de plusieurs méthodes pour mieux prévenir les risques associés. L'une d'elles consiste à travailler avec les défenses dites « dures » existantes en les étendant ou en les renforçant. L'objectif général de ce travail est de mieux comprendre les interactions entre l'hydrodynamique et ce type d'ouvrages de défense déployés en haut de plage et, plus particulièrement, les enrochements. Pour cela, différents processus hydrodynamiques en jeu sur le haut de plage, tels que les ondes longues ou infragravitaires et l'aquifère côtier, sont étudiés en parallèle avec le comportement des enrochements. Dans un premier temps, différentes méthodes de décomposition du signal de la surface libre, en composantes dirigées vers le large et vers la côte, ont été explorées afin d'analyser ensuite les transformations des ondes infragravitaires en condition de tempête sur une plage sableuse protégée par un enrochement. Dans un second temps, des données expérimentales ont été utilisées pour calibrer des simulations numériques réalisées avec le modèle XBeach en 2D (mode SurfBeat). L'analyse de ces simulations a mis en évidence l'importance de la bathymétrie et du modèle de déferlement choisi pour configurer le modèle numérique. Une génération significative d'ondes infragravitaires ainsi que la formation d'ondes stationnaires ont été observées. En condition de houle modérée, les données montrent une corrélation entre le $R_{2\%}$ (proxy couramment utilisé pour prédire le *runup*) et les variations bathymétriques parallèles à la côte au niveau de la barre externe. Aucun impact notable de l'enrochement sur la réflexion des ondes infragravitaires n'a été observé dans ces conditions. Des données expérimentales collectées sur la plage de Lacanau ont également été analysées pour étudier la dynamique de l'aquifère côtier sous une plage sableuse avec enrochement, soumise aux marées et aux vagues. Une cellule de recirculation a été identifiée, sans toutefois détecter d'effet immédiat notable de l'enrochement. Enfin, un modèle numérique, basé sur la méthode des éléments discrets a été développé avec le logiciel LMGC90. Cette première approche fournit une base et des éléments de recherche sur la réponse géomécanique des ouvrages tels que les enrochements, sous l'effet des phénomènes de *runup* et de vagues.

Mots clés : Processus côtiers, ouvrage, ondes infragravitaires, modélisation numérique, aquifère côtier, réflexion

Abstract

Interactions between seawall defence and hydrodynamic: numerical approach coupled to field investigations

One of the ways to mitigate the increasing risks of coastal flooding and erosion, is optimising the effectiveness of existing coastal structures by extending or reinforcing their defensive properties. The main objective of this work is to improve the understanding of interactions between nearshore hydrodynamics and coastal defense structures, particularly riprap protection walls. To achieve this, the different elements present at the upper beach, such as long or infragravity waves arriving from offshore, the coastal aquifer and their interaction with riprap are studied. Various methods for separating the free surface signal into seaward and shoreward components were explored, in order to analyze the transformations of infragravity waves under storm conditions on a sandy beach protected by riprap. Experimental data were used to calibrate the XBeach numerical model in 2D (SurfBeat mode). Analysis of the simulation results highlighted the importance of bathymetry and the selected wave breaking model in setting up the numerical simulations. Significant generation of infragravity waves and the formation of standing waves were observed. A correlation was established under moderate wave conditions between the $R_{2\%}$ (a commonly used runup proxy) and bathymetric variations parallel to the coast (cyclic pattern at the outer bar). No notable impact of the riprap on infragravity wave reflection was observed under the investigated conditions. Experimental data collected on the beach of Lacanau were also analyzed to study the dynamics of the coastal aquifer beneath a sandy beach exposed to tides and waves, protected by rubble mound structure. A recirculation cell was identified, but no immediate significant effect of the riprap was detected. Finally, a numerical model based on the discrete element method was developed using the LMGC90 software. This initial approach provides a foundation and insights into the geomechanical response of structures such as riprap under the influence of wave runup and forces.

Keywords : Coastal processes, riprap, infragravity waves, numerical modelling, beach groundwater, reflection

Sommaire

REMERCIEMENTS i
RESUME v
ABSTRACT v
TABLE DES FIGURES x
LISTE DES TABLEAUX xx
LISTE DES ABRÉVIATIONS xxiii
LISTE DES SYMBOLES xxv

1 Introduction **1**
1.1 Pression anthropique dans les zones côtières et changement climatique 2
1.2 Gestion des risques littoraux 4
1.3 Régimes d'impact des tempêtes 6
1.4 Objectifs et organisation du mémoire 8

2 Processus hydrodynamiques en zone littorale **9**
2.1 L'hydrodynamique en zone littorale 10
2.1.1 Ondes courtes ou *short waves* 10
2.1.2 Ondes longues ou *infragravity waves* 12
2.1.3 Phénomène de réflexion 15
2.1.4 Dynamique de la zone de *swash* 16
2.1.4.1 Contribution des ondes courtes et longues 16
2.1.4.2 Relation avec les paramètres environnementaux 18
2.1.4.3 Variabilité le long de la côte 18
2.2 L'aquifère côtier sur les plages sableuses 19
2.2.1 Généralités 19
2.2.2 Métrologie 20
2.2.3 Dynamique de l'aquifère 20
2.3 Stabilité des ouvrages de haut de plage 24
2.3.1 Classification des ouvrages de défense 24
2.3.2 Quelques éléments sur la physique de l'impact des vagues 25
2.3.2.1 Classification des charges 26
2.3.2.2 Impact à aération élevée 27
2.3.2.3 Effet d'échelle 31

2.3.3 Stabilité des enrochements d'un perré . . . 32
2.3.3.1 Équilibre statique des forces . . . 32
2.3.3.2 Équilibre dynamique des forces . . . 35
2.4 Positionnement des travaux de recherche . . . 36

3 Compléments méthodologiques 39
3.1 Introduction . . . 40
3.2 Traitement des données *in situ* et vidéo . . . 40
3.2.1 Traitement des données vidéo . . . 41
3.2.2 Traitement des données de pression . . . 42
3.2.3 Traitement des données de vitesse . . . 45
3.3 Calcul des paramètres statistiques . . . 46
3.4 Séparation du signal d'élévation de la surface libre . . . 46
3.4.1 Approche temporelle par Guza *et al.*, 1984 . . . 46
3.4.2 Approche spectrale par Sheremet, 2002 . . . 47
3.4.3 Approche de Van Dongeren and Svendsen, 1997 . . . 47
3.4.4 Comparaison . . . 48
3.4.4.1 Jeu de données GLOBEX . . . 49
3.4.4.2 Résultats et discussion . . . 49
3.5 Conclusions . . . 53

4 Étude des transformations des ondes longues en conditions de tempêtes en présence d'ouvrage de haut de plage 55
4.1 Introduction . . . 56
4.2 Site d'étude . . . 57
4.3 Campagne de mesures et traitement des données . . . 58
4.3.1 Campagne de Novembre 2022 . . . 58
4.3.2 Traitement des données . . . 58
4.4 Modélisation numérique . . . 59
4.4.1 Description du modèle . . . 59
4.4.2 Implémentation du modèle . . . 60
4.4.2.1 Forçage au large . . . 60
4.4.2.2 Bathymétries . . . 62
4.4.2.3 Modèle de déferlement et paramétrisation . . . 67
4.4.3 Post-traitement des résultats numériques . . . 68
4.5 Résultats . . . 69
4.5.1 Validation du modèle . . . 69
4.5.1.1 Données *in situ* en zone de déferlement interne . . . 69
4.5.1.2 Données *in situ* de *runup* . . . 73
4.5.1.3 Simulations numériques avec un niveau d'eau au large variable . 74
4.5.2 Variations spatiales et temporelles des ondes longues . . . 77

4.5.3 Variation *longshore* du signal de *runup* . . . 77
4.5.4 Réflexion des ondes longues . . . 81
4.6 Discussion . . . 83
4.6.1 Impact du modèle de déferlement sur la modélisation des ondes longues . . . 84
4.6.2 Influence de la bathymétrie sur les simulations numériques . . . 85
4.6.3 Impact de l'enrochement sur les ondes longues . . . 89
4.7 Conclusions et perspectives . . . 90

5 Etude de la dynamique de l'aquifère côtier induite par les marées et les vagues sur une plage sableuse méso-tidale 93
5.1 Résumé . . . 94
5.2 Observations of tides and waves driven groundwater dynamics in meso-tidal sandy beach - *Article in Water 2024* . . . 94
5.2.1 Introduction . . . 94
5.2.2 Materials and Methods . . . 96
5.2.2.1 Study Site . . . 96
5.2.2.2 Instrumentation and Methods . . . 97
5.2.3 Results . . . 99
5.2.3.1 Measurements Overview . . . 99
5.2.3.2 Tidal dynamics . . . 101
5.2.4 Discussion . . . 103
5.2.5 Conclusion . . . 106
5.3 Conclusions et perspectives générales . . . 106

6 Modélisation géomécanique d'un enrochement par la méthode des éléments discrets 109
6.1 Introduction . . . 110
6.2 Site d'étude : l'enrochement de Lacanau . . . 111
6.3 Matériels et méthodes . . . 113
6.3.1 Description du modèle . . . 113
6.3.1.1 Méthode des éléments discrets . . . 113
6.3.1.2 Stratégie numérique . . . 115
6.3.2 Modèle numérique 3D . . . 117
6.3.3 Détection des blocs superficiels . . . 118
6.3.4 Application des conditions aux limites. . . . 119
6.4 Résultats et discussion . . . 120
6.5 Conclusion et perspectives . . . 125

7 Conclusion 127
7.1 Rappel des objectifs de cette étude . . . 128
7.2 Perspectives . . . 129

Bibliographie 132

Liste des figures

1.1 (A-C) Illustration de différents facteurs d'attractivité des zones côtières et (D-F) risques existants, avec : (A) Plage de Mimizan sud (Les Landes, France); (B) Parcs ostréicoles sur le banc d'Arguin (Gironde, France); (C) Port de plaisance de La Rochelle (Charente-Maritime, France); (D) Submersion liée aux vagues sur la Grande Plage de Biarritz (Pays-Basques, France); (E) Érosion au sud de Soulac-sur-Mer (Gironde, France); (F) Submersion liée au Tsunami de 2011 à Minamisanriku (Japon). Images obtenues via Google Image. Sources respectives : plages-landes.info; booking.com; larochelle-tourisme.com; aqui.fr; aqui.fr; humanite.fr 2

1.2 Illustrations des phénomènes d'aléa, enjeu et risque. © OCNA 4

1.3 Position du trait de côte en fonction du temps dans une zone présentant une forte saisonnalité. Différentes échelles de temps sont prises en compte : tendance à long terme (ligne noire continue) ; tendances à long et moyen terme (ligne grise en pointillés) ; tendances à long et moyen terme ainsi qu'à l'échelle saisonnière (ligne grise continue claire), d'après Senechal and Ruiz De Alegría-Arzaburu (2020). . . 5

1.4 (A) Réensablement sur la plage Sud de Soulac-sur-Mer (Gironde, France) © Sud Ouest; (B) Plantation d'oyats, filets brise-vent et couvertures de genêts © Loïc Gouguet ONF; (C) Digue de la Pointe du Devin (Vendée, France) © Jerome Fouquet Ouest France; (D) Sac de sable sur la Grande Plage à Biarritz (Pays-Basques, France) ©Via-sapiens. 6

1.5 Schéma des variables utilisées pour caractériser les régimes d'impact des tempêtes. Adapté de Asbury H. Sallenger (2000) pour le cas d'une plage artificielle tronquée par un mur vertical, d'après Pinault (2022). 7

1.6 Schéma présentant les effets d'une tempête sur le niveau du plan d'eau et les différents éléments mis en interactions, modifié d'après © OCNA. 8

2.1 Classification des différents types d'ondes qui affectent la surface des océans sur Terre et leurs principales origines, modifiée à partir de Munk (1950). 10

2.2 Zonation *cross-shore* de la côte en fonction des interactions fond/vagues avec HT : High tide ; LT : Low tide et Z_L : Profondeur limite d'action des vagues, modifiée à partir de Héquette (2001). 11

2.3 Série temporelle de deux ondes sinusoïdales avec des périodes de 14 s (bleu) et 15 s (rose) se déplaçant sur un fond plat par 20 m de profondeur (panneau supérieur). Élévation résultante de la surface libre (bleu) et onde liée (rouge) (panneau inférieur), d'après Bertin *et al.* (2018), calculé à partir de Longuet-Higgins and Stewart (1962). 14

2.4 Représentation schématique de la variation *cross-shore* des hauteurs minimales, moyennes et maximale des ondes courtes, avec l'état d'équilibre associé à travers la zone de déferlement. x_1 et x_2 sont les positions minimales et maximales du point de déferlement, et h est la profondeur de l'eau, d'après Symonds *et al.* (1982). 14

2.5 Exemples de phénomène de réflexion sur des ouvrages (gauche) sur une digue (Trieste, Italie) © J.Dudley et (droite) sur un enrochement (Lacanau, France). . . . 16

2.6 (A) Représentation schématique de la zone de swash. (B) Exemple de série chronologique de l'élévation du jet de rive (Z). (C) Exemple de spectres d'énergie du signal de *runup* (E) d'une plage raide (rouge) et à faible pente (bleu). La séparation entre les bandes d'ondes courtes et longues est indiquée par la ligne verticale (d'après Hughes and Baldock (2020). 17

2.7 Aquifères côtiers visibles avec les présences de *seepage* (aspect brillant) et frange capillaire (aspect mate) pour (gauche) la plage de Seven Mile beach (Australie) ©JB.Clément et (droite) Lacanau (France). 20

2.8 (a) Schéma de définition des niveaux d'eau de surface et de subsurface dans la zone de *swash*. (b) Schéma de définition des zones d'eau souterraine de la plage lorsque la nappe phréatique est découplée de la marée (modifiée d'après Horn (2006)). . . . 21

2.9 Schéma conceptuel d'un aquifère côtier non confiné et d'un estuaire souterrain, comprenant les principaux processus d'écoulement : 1) recirculation induite par la densité, 2) recirculation induite par les marées, 3) recirculation induite par les vagues et 4) décharge terrestre d'eau douce souterraine. La zone STE est associée à la zone de dispersion, la DZ, au coin d'eau salée et USP, au panache salin supérieur, d'après Robinson *et al.* (2018). 22

2.10 (A) Différents types de *seawalls*, simplifiée d'après Weggel (1988)) avec StWL : Storm water level ; HST : High spring tide ; TR : Tidal range ; LST : Low spring tide ; IWL : Instantaneous water level ; (B) Type 2 : Enrochement présent à Lacanau (Lacanau, Nouvelle-Aquitaine, France) © G.Bonnaud ; (C) Type 3 : Digue de Rochebonne (Saint-Malo, Bretagne, France) © V.Huet ; (D) Type 5 : Brise lame à l'entrée de la baie : Digue de l'Artha (Saint-Jean-de-Luz, Nouvelle-Aquitaine, France) © OCNA. 25

2.11 Profils de vagues avec l'augmentation de la taille des poches d'air, d'après Hofland *et al.* (2011) 26

2.12 Définition du problème pour des charges pulsées (*pulsating loads*) et d'impact d'après Kortenhaus *et al.* (2001) 27

2.13 Définitions des paramètres de déferlement près du mur (gauche) et nomenclatures des capteurs (cercles rouges) en fonction de leur emplacement sur le mur (droite), d'après Frandsen *et al.* (2016). Avec x_b, la distance horizontale entre le point déferlement et le mur; h_{mur}, la hauteur du mur testé; h_{w0}, la profondeur d'eau initiale au mur; h_{wb}, la profondeur d'eau au mur lors du déferlement et H_b, la hauteur de la déferlante. 27

2.14 Pressions pariétales en fonction du paramètre d'impact. Les pressions sont associées aux différents types d'impact pour une profondeur au pied du mur de 1.27 m et une période de vague de 6 s. La hauteur initiale des vagues H0 varie de 1.2 à 1.3 m, d'après Frandsen *et al.* (2016). 28

2.15 Évolution temporelle typique de pression pour différents types d'impact. (a) Impact à aération élevée avec une poche d'air emprisonnée sous la vague (run 53-2), contre le mur. (b) Impact *flip-through* (run 94-2). Les Ci sont les capteurs de pressions sur le mur vertical, d'après Frandsen *et al.* (2016). 29

2.16 Forces de réaction associée à la distribution de pression sur le mur (surface rouge). F_x et M_o représentent respectivement la force horizontale et le moment associés à cette réaction, d'après Frandsen *et al.* (2016). 30

2.17 Paramètre de similitude dans l'étude des vagues, d'après Frandsen *et al.* (2016). . 31

2.18 Mise à l'échelle des pressions à l'aide de la loi de Bagnold-Mitsuyasu, d'après Frandsen *et al.* (2016). 32

2.19 Schéma des forces exercées sur le bloc d'un enrochement. Avec W' la force stabilisante, R la force de frottement, P la force équilibrant la force de frottement, α_F l'angle entre le plan sur lequel le bloc repose et F_{dy} la force d'action des vagues, d'après Iribarren Cavanilles (1965). 33

2.20 Forces agissant sur la couche de surface à la montée (l'*uprush* à gauche) et à la descente (le *backwash* à droite) d'une lame d'eau, avec v la vitesse de la lame d'eau, τ le cisaillement généré par la lame d'eau, P_m le poids du bloc, P_{lm} la somme des forces de trainée et d'arrachement, β_m l'angle entre le plan sur lequel repose les enrochements et la force P_{lm}, d'après Hedar (1960). 34

2.21 Forces agissant sur un bloc durant l'*uprush* (gauche) et le *backwash* (droite), avec P_l la force d'arrachement, β_l l'angle entre le plan sur lequel repose les enrochements et la force P_l, d'après Hedar (1960). 35

2.22 Forces exercées sur une particule au fond, d'après Hedar (1960). 36

3.1 Vue satellite de la plage de Lacanau et angle de vue du dispositif vidéo (A). Dispositif utilisé avec la position de la caméra symbolisée par un rectangle blanc (B). . 40

3.2 Positions des GCPs (cercles bleus) et du transect choisi (ligne rouge) (a). Image redressée (b). À noter que le transect est perpendiculaire à la côte et que l'enrochement n'est pas parallèle à la côte. Digitalisation du *runup* (courbe bleue) sur un *timestack* (c). 41

3.3 Croquis de définition des variables avec h la profondeur d'eau moyenne (incluant le *setup*), δ_m l'élévation du capteur au dessus du fond, h_H la colonne d'eau au-dessus du capteur et ζ l'élévation de la surface libre brute, modifié d'après Pinault (2022). 43

3.4 Spectres de densité d'énergie obtenus à marée haute en zone de *surf* interne, pour un signal d'élévation de la surface libre hydrostatique non corrigé (courbe orange) et corrigé : avec une correction totalement (courbe rouge) et faiblement dispersive (courbe bleue). Pour des conditions de houle de H_s=5.2 m et T_p=12.6 s et un μ^2 de 0.12. 45

3.5 Canal utilisé pour le projet GLOBEX (gauche) et élévation (z) en fonction de la distance *cross-shore* (x) avec les cercles vides correspondant aux courantomètres et aux capteurs de pression co-localisés (droite), d'après Ruessink *et al.* (2013). . . 49

3.6 Hauteurs significatives des ondes courtes (en haut) et IG (en bas) totales (courbe verte), entrantes (en rouge) et sortantes (en bleu) en fonction de la distance *cross-shore* obtenue avec les méthodes de Guza *et al.* (1984) (traits pleins), Sheremet (2002) (cercles) et Van Dongeren and Svendsen (1997) (signes plus). À noter que l'axe des ordonnées est différent pour toutes les figures. 50

3.7 Variances de tous les termes de l'équation (3.24) (a et c) et contribution de ces variables à la variance totale (b et d) en fonction de la distance *cross-shore* pour les séries A2 (haut) et A3 (bas). 52

3.8 Coefficients de réflexion R^2 des ondes infragravitaires obtenus avec les méthodes de Guza (ligne grise continue) et de Sheremet (cercle), en fonction de la distance cross-shore. Pour les tests A1 (gauche), A2 (milieu) et A3 (droite) 53

4.1 (A) Localisation de la plage du site d'étude, et (B) dispositif expérimental mis en place durant la campagne de novembre 2022 avec les profils Nord et sud, en bleu et vert respectivement © Photo aérienne: OCNA database. 57

4.2 (a) Hauteurs d'eau observées avec l'ADV sud en noir et prédites par le modèle HYCOM2D en orange. (b) H_s, (c) T_p, (d) direction pic (ligne continue) et moyenne (ligne pointillée) et (e) étalement directionnel de la direction pic (ligne continue) et moyenne (ligne pointillée) des vagues observées à la bouée de Lège-Cap-Ferret du réseau CANDHIS. 58

4.3 Schéma de fonctionnement du mode *surfbeat* de XBeach. ©Manuel XBeach 59

4.4 Spectres directionnels des données CANDHIS pour les marées 3 (gauche) et 5 (droite). 62

4.5 (a) Provenances des différentes sources de données de reconstruction des bathymétries en fonction de la distance *cross-shore*. (b) Élévation des barres internes et externes des topo/bathy reconstruites (traits pleins) pour 2021 (en rouge) et 2022 (en bleu) et données brutes (cercles) pour les deux bathymétries. Bathymétries brutes issues du (c) levé Litto3D et de (d) l'inversion satellite. Topo/Bathys reconstruites de (e) 2021 et (f) 2022. Les traits pleins représentent le profil sud (en rouges sur (c) et (e), en bleus sur (d) et (f)). 64

4.6 Image satellite Sentinel-2 du (A) 5 Septembre 2021 et du (B) 11 Août 2022. 65

4.7 (a) Inversion satellite de l'image du 5 Septembre 2021. (b) Différence entre le levé LiDAR Litto3D et l'inversion satellite. (c) Régression linéaire entre l'altitude mesurée par le Litto3D et le rapport des réflectances des bandes bleue et verte de l'image satellite. 66

4.8 Exemple de l'évolution du coefficient de déferlement adaptatif à la pente, B^*, (courbe bleue) en fonction de la distance *cross-shore* et de la bathymétrie **Bathy 2022** (courbe noire). 68

4.9 Séries temporelles (a) ζ et (b) vitesses perpendiculaire et (c) parallèle à la côte à 8 Hz (courbe bleue) et filtrées passe-bas (courbe noire), mesurées à l'ADV du profil Sud, en zone de déferlement, durant la marée 5. 70

4.10 (a) Hauteurs d'eau, (b) $Hm_{0,sw}$, (c) $Hm_{0,ig}$, (d) $Tm_{0,sw}$, (e) $Tm_{02,ig}$ et (f) coefficients de réflexion des ondes IG (R^2_{ig}) calculés sur des fenêtres de 25 minutes, au profil Sud, au niveau de l'ADV, en zone de déferlement, pour l'intégralité de la campagne de mesure. 71

4.11 (a) Séries temporelles ζ et (b) des vitesses perpendiculaires et (c) parallèles à la côte à 8Hz (courbe bleue) et filtrées passe-bas (courbe noire), mesurées par l'ADV du profil Nord, en zone de déferlement, durant la marée 5. 72

4.12 (a) Hauteurs d'eau, (b) $Hm_{0,sw}$, (c) $Hm_{0,ig}$, (d) $Tm_{0,sw}$, (e) $Tm_{02,ig}$ et (f) coefficients de réflexion des ondes IG (R^2_{ig}) calculés sur des fenêtres de 25 minutes, au profil Nord, au niveau de l'ADV, pour les deux dernières marées. 73

4.13 Spectres d'énergie des signaux de *runup* (courbe noire) et du signal d'élévation de la surface libre (ζ) (courbe grise) à (a) marée montante (fenêtre verte) et durant (b) la marée haute (fenêtre violette). (c) Signal de *runup* obtenu à partir du système vidéo pour la marée 3 avec en vert la fenêtre 1 et en violet la fenêtre 2. (d) Zoom sur la fenêtre 2. Les courbes noires en tiret représentent la fréquence de $f_p/2$, correspondant à la limite fixée entre ondes courtes et IG. Les courbes noires continues représentent les intervalles de confiance de 95 % des spectres. La droite verte représente une pente en f^{-3} et les rouges, les droites de régression linéaire pour les données de *runup* et de zone de déferlement. 74

4.14 Spectres d'énergie des signaux de *runup* (courbe noir) et du signal d'élévation de la surface libre (ζ) (courbe grise) à (a) marée montante (fenêtre verte) et durant (b) la marée haute (fenêtre violette). (c) Signal de *runup* obtenu à partir du système vidéo pour la marée 5 avec en vert la fenêtre 1 et en violet la fenêtre 2. La droite verte représente une pente en f^{-3} et les droites rouges, les droites de régression linéaire pour les données de *runup* et de zone de déferlement. 75

4.15 (a) Hauteurs d'eau, (b) $H_{\text{rms},sw}$, (c) $H_{\text{hrms},ig}$, (d) $Tm_{0,sw}$, (e) $Tm_{0,ig}$ et (f) coefficients de réflexion des ondes IG (R^2_{ig}) calculés sur des fenêtres de 25 minutes au profil Sud, pour l'intégralité de la campagne de mesure (cercles bleus) et résultats de la modélisation numérique (cercles noirs). 76

4.16 Répartition spatiale des $H_{\text{rms},ig}$ moyennes pour 10 simulations, dans les conditions de houle des marées (a) 3 et (b) 5 avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise). 77

4.17 Répartition spatiale des $Tm_{02,ig}$ moyennes pour 10 simulations, dans les conditions de houle des marées (a) 3 et (b) 5 avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise). 78

4.18 (a) Bathymétrie avec les excursions de *runup cross-shore* minimale (tirets bleus) et maximale (tirets noirs) et évolution *longshore* du (b) $R_{2\%}$ observé, (c) R_{max}, (d) H_{swash} moyens pour la marée 3. L'aire colorée représente l'écart-type des 10 simulations. La position *longshore* de l'enrochement est symbolisée par un trait gris. Les variations bathymétriques du transect *longshore* avec la meilleure corrélation avec le $R_{2\%}$ sont représentées par des tirets oranges. 78

4.19 (a) Bathymétrie avec les excursions de *runup cross-shore* minimale (tirets bleus) et maximale (tirets noirs) et évolution *longshore* du (b) $R_{2\%}$ observé, (c) R_{max}, (d) H_{swash} moyens pour la marée 5. L'aire colorée représente l'écart-type des 10 simulations. La position *longshore* de l'enrochement est symbolisée par un trait gris. Les variations bathymétriques du transect *longshore* avec la meilleure corrélation avec le $R_{2\%}$ sont représentées par des tirets oranges. 80

4.20 Évolution *longshore* du $R_{2\%}$ observé (courbe bleue) et obtenue à partir de la formule de Stockdon *et al.* (2006) (courbe rouge) sur l'axe de gauche, ainsi que la pente de haute de plage (β_f) (tirets oranges et axe de droite) pour les marées (a) 3 et (b) 5. L'aire colorée représente l'écart-type des 10 simulations. La position *longshore* de l'enrochement est symbolisée par un trait gris. 80

4.21 Répartition spatiale du rapport moyen entre les flux d'énergie dirigés vers le large et vers la côte (F^-_{ig} / F^+_{ig}) pour 10 simulations, dans les conditions de houle des marées (a) 3 et (b) 5 avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise). Les lignes pointillées noires représentent trois profils *cross-shore* sélectionnés pour des positions *longshore* de -470.5, -20.5 et 279.5 m. 81

4.22 Répartition spatio-fréquentielle le long des profils situés à des distances *longshore* de (haut) -470.5, (milieu) -20.5 et (bas) 279.5 m présents sur la figure 4.21, des signaux d'élévation (gauche) totaux, (centre) dirigé vers la côte et (droite) vers le large. 82

4.23 Répartitions *cross-shore* des (a et b) hauteurs d'eau, (c et d) $H_{\text{rms},sw}$ et (e et f) $H_{\text{rms},ig}$ simulées à gauche pour les modèles de déferlement adaptatif (courbe bleue) et non adaptatif (courbe rouge) et à droite pour les bathymétries : **Bathy 2021** (courbe rouge) et **Bathy 2022** (courbe bleue),le long du profil Sud, pour la marée 5. Les cercles noirs représentent les données mesurées. Les aires colorées représentent l'écart-type de la variabilité entre 10 simulations. 85

4.24 Répartition spatiale des (a) $Tm_{02,ig}$ et (b) $H_{\text{rms},ig}$ moyennes pour 10 simulations, dans les conditions de houle de H_s=2 m et T_p=13 s avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise). 86

4.25 (a) Bathymétrie avec les excursions de *runup cross-shore* minimale (tirets bleus) et maximale (tirets noirs) et (b) évolution *longshore* du $R_{2\%}$ observé, (c) R_{max}, (d) H_{swash} moyens pour des conditions de houle de H_s=2 m et T_p=13 s. L'aire colorée représente l'écart-type des 10 simulations. La position *longshore* de l'enrochement est symbolisée par un trait gris. Les variations bathymétriques du transect *longshore* avec la meilleure corrélation avec le $R_{2\%}$ est représenté par des tirets oranges. 87

4.26 Evolution *longshore* du H_{swash} (axe de gauche en bleu) et pente moyenne dans la zone (axe de droite en orange) (a et b); Répartition spatiale des $H^2_{\text{rms,ig}}\sqrt{gh}$ (c et d) et des angles moyens des ondes IG (e et f), dans les conditions de houle des marées 3 (gauche) et 5 (droite), avec les isobathes (courbes noires) et l'enrochement (zone grise). 88

4.27 Spectres d'énergie des signaux de *runup* (courbe noire) et du signal d'élévation de la surface libre dirigée vers la côte (ζ) (courbe grise) à (a) marée montante (fenêtre verte) et durant (b) la marée haute (fenêtre violette) pour la marée 5 et une altitude de plan d'eau de 3.90 m maximum au large. (c) Signal de *runup* obtenue avec en vert la fenêtre 1, en violet la fenêtre 2 et en rouge l'altitude de l'enrochement. . . . 89

4.28 Répartition spatiale des hauteurs d'ondes IG dirigées vers la côte ($H_{\text{hrms},ig}$ inc.) et du rapport entre les flux d'énergie dirigés vers le large et vers la côte (F^-_{ig} / F^+_{ig}) pour la marée 5 et une altitude de plan d'eau de 3.2 m avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise). 90

5.1 (**A**) Location of the study site in the south west of France. (**B**) Aerial photograph of the sea front of Lacanau Ocean taken from the north, with the location of the continental piezometer (orange), the video camera (green), and the monitored profile (blue) (Ph. V. Marieu). 96

5.2 Grain size distribution for three sample depths. 97

5.3 Description of the experimental setup, the solid black line representing the beach cross-shore profile during the experiment, the blue lines the high and mean water levels, and the colored circles the onshore (blue), middle (purple), and offshore (green) pairs of sensors. The positions where the velocity is computed using sensor pressure gradients are represented by red dots. 98

5.4 (**a**) Significant wave height (black) and peak period (gray) as provided by the offshore buoy. Bottom (black) and top (colored) piezometric heads and measured sandbed height (yellow) at P1tb (**b**), P2tb (**c**), and P3tb (**d**) locations. 100

5.5 Energy spectrum for top and bottom sensor heads at high Tide one (**a**) and four (**b**). Back line represents the 95% confidence interval for all spectra. 101

5.6 (**a**) Sea water level, selected tide (black lines), and time snapshots (dashed red lines). (**b**) Horizontal piezometric gradients ($\partial h/\partial x$) during the entire campaign for the four horizontal locations with the most onshore (top: yellow and bottom: orange) and the most offshore pairs (top: red and bottom: pink). (**c**) Vertical piezometric gradients ($\partial h/\partial z$) during the entire campaign for P3tb (green), P2tb (purple), and P1tb (blue). (**d**) Horizontal velocities (U) for the four horizontal locations with the most onshore (top: yellow and bottom: orange) and the most offshore (top: red and bottom: pink). (**e**) Vertical velocities (V) for P3tb (green), P2tb (purple), and P1tb (blue). 102

5.7 Snapshots of installed camera at 5:31 p.m. (**A**) and 5:49 p.m. (**B**). 103

5.8 Conceptual diagram of water table dynamics at low (**a**) and high tides (**b**) and tidal signal (**c**) with SWL: Still water level, IWL: Instantaneous water level, CF: Capillary fringe, BF: Beachface, EP: Exit point and DA: Decoupling area. 105

5.9 Levé topographique de la plage de Biscarosse et lignes de suivi heure par heure de 8 à 17 h des niveaux de l'aquifère côtier (courbes noires) (b) au cours d'un cycle tidal (a). 107

6.1 Localisation de la plage de Lacanau (A). Enrochement de Lacanau (B) © Photo aérienne: OCNA database. Segmentation de la zone urbaine de Lacanau (C) ; le point rouge indique l'emplacement de la photo, et les lignes noires en pointillé le champ de vision de la photo de la digue (D), d'après Nicolae Lerma *et al.* (2022). . 111

6.2 Dégâts observés suite à la tempête Justine, ayant eu lieu du 30 au 31 Janvier 2021 : Blocs dispersés (a) et absence de blocs (b), d'après Casagec ingénierie (Ingénierie, 2021). Travaux de reconstruction effectués sur l'enrochement de Lacanau (c) et (d). 112

6.3 Profil schématique de la digue au niveau du segment 3. 112

6.4 Étapes d'une méthode par éléments discrets, d'après Saussine (2006). 114

6.5 Échantillon 1 avant dépôt (a) et après dépôt (b en coupe transversale). Échantillon 2 avant dépôt (c) et après dépôt (d en coupe transversale). Pour chaque image, le repère de position se trouve en haut à gauche. 117

6.6 Enveloppe convexe (en vert) pour l'échantillon 1 (a et b). Polyèdres en contact avec l'enveloppe convexe (en rouge) pour l'échantillon 1 (c et d). Pour chaque image, le repère de position est situé en haut ou en bas à gauche. 118
6.7 Représentation des trois scénarios pour simuler l'action de l'hydrodynamique : avec les phénomènes de *runup* (a-c), les impacts avec un niveau d'eau (d-f) et les phénomènes de *runup* avec un niveau d'eau (g-i); Scénario général (a, d et g); Résultante et moment des forces appliquées sur les blocs (b, e et h) avec en vert la surface du bloc d'application de la force hydrostatique et en rouge la surface d'application de la force dynamique; Signaux adimensionnés pour de forte (c et i) et faible (f) aérations. 119
6.8 Nombre de blocs en mouvement en fonction de la pression d'impact simulée dans le scénario 1 (*runup*), pour une durée d'impact de 3 s (a). Coupes transversales avant (b) et après (c) application du scénario 1 pour une pression de 20 000 kPa. Simulation du scénario 1 avec une pression de 60 000 kPa (d et e). Les couleurs des blocs représentent la norme du déplacement total depuis la position de départ des blocs. 122
6.9 Vitesse moyenne par bloc en fonction de la pression d'impact. 123
6.10 Vitesses moyennes (axe de gauche, en bleu) et maximales (axe de droite, en orange) des blocs en fonction de la pression d'impact simulée dans le scénario de *runup*, pour une durée d'impact de 3 s. 123
6.11 Nombre de blocs en mouvement en fonction de la pression d'impact simulée pour les scénarios 1 (*runup*, en orange), 2 (*flip through*, en bleu) et 3 (en noir), pour une durée d'impact de 3 s. 124
6.12 Nombre de blocs en mouvement en fonction du nombre d'impact pour le scénario 1 (*runup*, en orange), 2 (*flip through*, en bleu) et 3 (en noir), pour une pression de 20 000 kPa et une durée d'impact de 3 s. 125
6.13 Simulation après application de 1 (a et b) et 9 (c et d) impacts du scénario 1 pour une pression de 20 000 kPa et une durée d'impact de 3 s. 125

Liste des tableaux

2.1 Phénomènes observés en fonction des approches utilisées et des échelles spatiale et temporelle des études. 23
2.2 Forces maximales et significatives (20% des plus hautes) selon différents types d'impact pour une profondeur initiale d'eau dans le canal de h_{w0}=3,8 m, et une période des vagues de T=6 s, d'après Frandsen *et al.* (2016). 30
2.3 Stabilité des différents types de blocs, d'après Hedar (1960). 35

3.1 Différentes conditions des simulations de la série A (modifié d'après Ruessink *et al.* (2013) 50

4.1 Comparaison des forçages observés à la bouée CANDHIS (50 m de profondeur) et prédits par ERA5 (WW3) à 50 m et 30 m de profondeur pour toutes les marées. . . 61
4.2 Paramètres en entrée du forçage au large pour la simulation numériques des marées 3 et 5. 62
4.3 Hauteurs d'eau, Hm_0 , H_{rms} des ondes courtes et IG calculées pour le profil Sud en zone de déferlement à marée haute. 70
4.4 Hauteurs d'eau, H_s au large, Hm_0 , H_{rms} des ondes courtes et IG calculées pour le profil Nord à marée haute. 72
4.5 Comparaison locale pour le profil Sud, au niveau de l'ADV, des données *in situ* et modélisées : Hauteurs d'eau, $H_{\text{rms},sw}$ et $H_{\text{rms},ig}$. 76
4.6 Corrélation entre les variations *longshore* du signal de $R_{2\%}$ et la bathymétrie de différents transects *longshore*. 79
4.7 Différents paramètres obtenus avec les modèles de déferlement adaptatif et non adaptatif : Hauteurs d'eau, $H_{\text{rms},sw}$ et $H_{\text{hrms},ig}$ au niveau de l'ADV du profil Sud. . . 84
4.8 Corrélation entre les variations *longshore* du signal de $R_{2\%}$ et la bathymétrie de différents transects *longshore*. 86

6.1 Pseudo-code montrant les étapes de résolution de la méthode NSCD. 117

Liste des abréviations

ADV : Accoustic Doppler Velocity
BF : BeachFace
BOSZ : Boussinesq Ocean and Surf Zone model
CANDHIS : Centre d'Archivage National des Données de Houle In Situ
CCTP : Cahier des Clauses Techniques Particulières
CF : Capillary Fringe
DA : Decoupling Area
DEM : Discret Element Method
EP : Exit Point
FFT : Fast Fourier Transform
GCP : Ground Control Points
GLOBEX : Gently Sloping Beach Experiment
GNSS RTK : Global Navigation Satellite System Real Time Kinematic
GPS : Global Positioning System
HISWA : Hindcasting of Waves in Shallow-Water
HYCOM : HYbrid Coordinate Ocean Model
IG : Ondes infragravitaires
LiDAR : Light Detection And Ranging
LMGC : Laboratoire de Mécanique et Génie Civil
MNE : Modèle Numérique d'Elévation
MWL : Mean Water Level
MWS : Mean Water Surface
NBS : Nature Based Solution
NGF69 : Nivellement Général de la France 69
NOPP : National Ocean Partnership Program
NSCD : NonSmooth Contact Dynamics model
OCNA : Observatoire de la Côte Nouvelle Aquitaine
RADAR : RAdio Detection And Ranging
SGD : Submarine Groundwater Discharge
SHOM : Service Hydrographique et Océanographique de la Marine
sw : Ondes courtes
SWASH : Simulating WAves till SHore

SWL/IWL : Still and Instantaneous Water Level
StWL : Storm Water Level
WW3 : Wave Watch III

Liste des symboles

Constant

ρ Masse volumique de l'eau ..... $1025\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$

g Constante de gravité ..... $9.81\,\mathrm{m\,s^{-2}}$

K Conductivité hydraulique ..... $0.11\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$

Variables

α Angle entre l'orientation de la plage et le Nord géographique ..... °

α_F Angle entre le plan sur lequel le bloc repose et la force d'action des vagues ..... °

α_w Coefficient de dissipation de l'onde ..... ~

$\bar{\theta}$ Angle moyen des ondes IG ..... °

$\bar{D}_w$ Ancien taux moyen local de dissipation d'énergie ..... $\mathrm{m^{-3}}$

β Pente de plage ..... ~

β_f Pente moyenne dans la zone de *runup* ..... ~

β_l Angle entre le plan sur lequel repose l'enrochement et la force d'arrachement ..... °

β_m Angle entre le plan sur lequel repose l'enrochement et la somme des forces de traînée et d'arrachement ..... °

δ_L Mesure de Dirac .....

δ_m Élévation du capteur au-dessus du fond ..... m

ϵ_0 Nombre d'Irribaren ..... ~

η Série temporelle d'élévation de la surface libre ..... m

η_+ Élévation de la surface libre dirigée vers la côte ..... m

η_- Élévation de la surface libre dirigée vers le large ..... m

γ Largeur spectrale ..... ~

γ_x Indice de déferlement ..... ~

λ Longueur d'onde ..... m

$\mathbb{M}$ Matrice de masse ..... ~

μ Paramètre de dispersion ..... ~

μ_C Coefficient de Coulomb .....

μ_F	Coefficient de frottement	˜
$\partial h/\partial x$	Gradients piézométriques horizontaux	˜
$\partial h/\partial z$	Gradients piézométriques verticaux	˜
ϕ	Décalage de phase entre l'enveloppe énergétique des vagues courtes et les vagues IG	˜
ρ_w	Masse volumique de l'eau	$\mathrm{kg\,m^{-3}}$
ρ_w	Section transversale maximale du bloc	m
σ_S	Écart type du signal de *runup* de *runup*	m
θ	contrainte d'écoulement turbulent	
ζ	Élévation de la surface libre brute	m
ζ	Élévation de la surface libre corrigée	m
ζ_H	Élévation de la surface libre hydrostatique	m
ζ_{sl}	Élévation de la surface libre par reconstruction linéaire	m
ζ_{snl}	Élévation de la surface libre par reconstruction non linéaire	m
B'	Coefficient de déferlement adaptatif à la pente	˜
C_D	Coefficient de traînée	˜
c_g	Vitesse de groupe	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
C_m	Coefficient de masse ajoutée	˜
D^*_{new}	Nouveau taux moyen local de dissipation d'énergie	$\mathrm{m^{-2}}$
dI	Mesure d'impulsion	
dt	Mesure de Lebesgue	
dV	Mesure différentielle de la vitesse	
E_w	Énergie de l'onde	$\mathrm{m^2\,Hz^{-1}}$
f_c	Fréquence de coupure	Hz
f_p	Fréquence pic associée aux ondes courtes	Hz
F_{ext}	Force extérieure	N
F_{int}	Force intérieure	N
F_c	Force de contact	N
H_b	Hauteur de la déferlante	m
h_H	Colonne d'eau au dessus du capteur	m
h_P	Hauteur piézométrique instantanée	m
H_s	Hauteur significative	m
H_{max}	Hauteur maximale de la vague	s
h_{mur}	Hauteur du mur testé	m
$H_{\text{rms},f}$	Moyenne quadratique de la hauteur des vagues sur la bande fréquentielle f	m

h_{w0} Profondeur d'eau initiale au mur ..... m

h_{wb} Profondeur d'eau au mur lors du déferlement ..... m

$Hm_{0n,f}$ Hauteur moyenne de moment 0 et d'ordre 1 des vagues sur la bande fréquentielle f ... m

k Nombre d'onde ..... ˜

P_h Composantes hydrostatiques de la pression souterraine ..... dbar

P_l Force d'arrachement ..... N

P_m Poids du bloc ..... kg

P_{atm} Pression atmosphérique ..... bar

P_{tot} Pression totale ..... bar

P_{lm} Somme des forces de traînée et d'arrachement ..... N

P_{nh} Composantes non-hydrotiques de la pression souterraine ..... dbar

q Coordonnées généralisées .....

Q_b Fraction de vagues déferlantes ..... ˜

R^2 Coefficient de réflexion ..... ˜

S_{IG} Composante infragravitaire du swash ..... m

S_{sw} Composante des ondes courtes du swash ..... m

T_{rep} Période représentative de l'onde ..... s

$Tm_{0n,f}$ Période moyenne de moment 0 et d'ordre n des vagues sur la bande fréquentielle f ..... s

u Composante longshore de la vitesse ..... $\mathrm{m\,s^{-1}}$

V Vitesses généralisées ..... $\mathrm{m\,s^{-1}}$

v Composante cross-shore de la vitesse ..... $\mathrm{m\,s^{-1}}$

v Vitesse de la lame d'eau ..... $\mathrm{m\,s^{-1}}$

v_{Est} Composante est de la vitesse ..... $\mathrm{m\,s^{-1}}$

v_{Nord} Composante nord de la vitesse ..... $\mathrm{m\,s^{-1}}$

x_b Distance horizontale entre le point déferlement et le mur ..... m

Z_c Élévation du capteur ..... m

A Enveloppe énergétique des vagues courtes ..... ˜

E Spectre de densité d'énergie ..... $\mathrm{m^2\,Hz^{-1}}$

F Flux d'énergie ..... W

H Hauteur de la vague ..... m

h Profondeur d'eau ..... m

S Swash ..... m

U Vitesses verticales ..... $\mathrm{m\,s^{-1}}$

V Vitesses horizontales ..... $\mathrm{m\,s^{-1}}$

CHAPITRE 1

Introduction

Contents

1.1 Pression anthropique dans les zones côtières et changement climatique . . . 2

1.2 Gestion des risques littoraux 4

1.3 Régimes d'impact des tempêtes 6

1.4 Objectifs et organisation du mémoire 8

1.1 Pression anthropique dans les zones côtières et changement climatique

Les zones côtières constituent moins de 15 % de la surface terrestre mais logent cependant 45 % de la population mondiale (Small and Nicholls, 2003). D'ici 2035, une augmentation du nombre d'individus habitant dans ces zones est prévue, ce qui représenterait alors 75 % de la population mondiale (Secretary-General, 2016). Cette forte densité est liée à la forte attractivité des zones côtières qui offrent entre autres : l'accès à de nombreuses ressources alimentaires (pêche et aquaculture) (figure 1.1B), des espaces de loisirs (plages et plans d'eau pour la navigation de plaisance) (figures 1.1A et 1.1C), une ouverture sur le monde (transport de personnes et de marchandises) et un climat plus tempéré que les zones continentales.

Figure 1.1: (A-C) Illustration de différents facteurs d'attractivité des zones côtières et (D-F) risques existants, avec : (A) Plage de Mimizan sud (Les Landes, France); (B) Parcs ostréicoles sur le banc d'Arguin (Gironde, France); (C) Port de plaisance de La Rochelle (Charente-Maritime, France); (D) Submersion liée aux vagues sur la Grande Plage de Biarritz (Pays-Basques, France); (E) Érosion au sud de Soulac-sur-Mer (Gironde, France); (F) Submersion liée au Tsunami de 2011 à Minamisanriku (Japon). Images obtenues via Google Image. Sources respectives : plages-landes.info; booking.com; larochelle-tourisme.com; aqui.fr; aqui.fr; humanite.fr

Cependant les activités humaines ont progressivement impactés ces environnements côtiers. Les zones côtières sont ainsi des zones exposées à de nombreux aléas naturels majeurs, tels que par exemple les tempêtes (dépression, vents extrêmes et processus en découlant) et la submersion marine (d'origine météorologique, sismique ou gravitaire) (figures 1.1D et 1.1F), pouvant engendrer de nombreuses conséquences telles que des inondations, l'effondrement de falaises où plus généralement l'érosion des côtes (figure 1.1E). Les extractions de sables et de graviers, la construction de barrages, la fixation du littoral ou encore la destruction de dune pour la construction d'infrastructures sont autant de phénomènes qui ont contribué à la diminution des flux de sédiments au niveau des côtes sableuses, amplifiant ainsi l'érosion de ces environnements (Anthony *et al.* 2015).

Les environnements sableux et côtiers de manière générale sont des environnement extrêmement complexes et dynamiques où de nombreux processus naturels interagissent tels que l'action des vagues, des courants, le transport sédimentaire, la sédimentation et l'aquifère côtier. Ces processus peuvent avoir des impacts sur les activités humaines (Ciavola *et al.* 2011) et la gestion des risques qui leurs sont associés est généralement complexe. Selon l'AGNU (Secretary-General, 2016), le risque est défini comme la perte potentielle de vies humaines, les blessures ou les biens détruits ou endommagés pouvant survenir dans un système, une société ou une communauté au cours d'une période spécifique, déterminée de manière probabiliste en fonction de l'aléa, de l'exposition, de la vulnérabilité et de la capacité à réagir aux risques. Le risque est donc la combinaison d'un aléa, comme une submersion ou l'érosion de la plage, et d'un enjeu, tel que des infrastructures en zones côtières (figure 1.2). L'exposition, ou enjeu, se définit par la présence de populations et d'infrastructures dans les zones à risque, un phénomène exacerbé par l'urbanisation intense des côtes et l'augmentation continue de la pression humaine. La vulnérabilité, quant à elle, fait référence aux facteurs augmentant la susceptibilité aux impacts des aléas, souvent liés aux enjeux économiques importants des régions côtières. Parmi les différents aléas, l'érosion chronique du littoral, associée à une pression anthropique croissante et aux conséquences du changement climatique, menacent particulièrement, et menaceront de plus en plus à l'avenir, les activités et les vies humaines dans les zones côtières.

En effet, au cours des dernières décennies, l'érosion côtière a par exemple affecté tous les pays côtiers européens (Pranzini and Williams, 2013). Les mesures d'atténuation adoptées pour réduire l'impact de ces aléas côtiers sont extrêmement coûteuses, avec une estimation moyenne de 5400 millions d'euros par an entre 1990 et 2020 le long des côtes européennes (Commission *et al.* 2004). Les régions exposées aux houles puissantes, déjà particulièrement vulnérables aux aléas, pourraient voir leur situation aggravée par le changement climatique. En effet, une élévation du niveau de la mer est attendue à l'échelle mondiale (Alexander *et al.* 2013), accompagnée d'une hausse possible de la fréquence et de l'intensité des événements climatiques extrêmes, tels que les tempêtes et cyclones dans certaines régions (Chaigneau *et al.* 2021, Pérez-Alarcón *et al.* 2023). Ces changements climatiques entraîneront inévitablement des risques côtiers accrus (Vitousek *et al.* 2017, Almar *et al.* 2021). Il est donc crucial d'approfondir notre compréhension des processus physiques côtiers pour fournir des outils et des solutions aux gestionnaires des zones côtières et

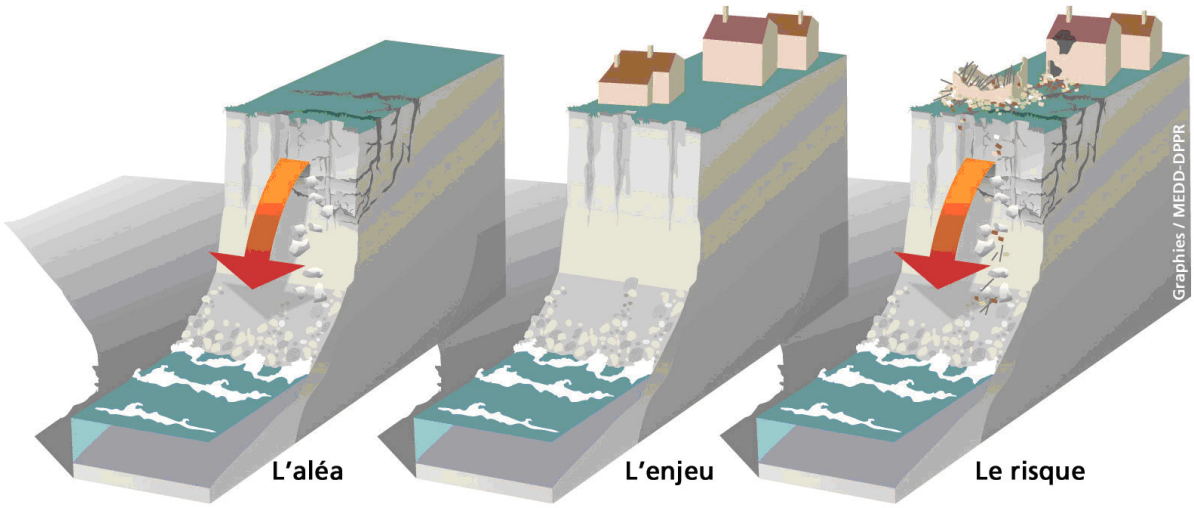

Figure 1.2: Illustrations des phénomènes d'aléa, enjeu et risque. © OCNA

aux décideurs.

1.2 Gestion des risques littoraux

Les littoraux sableux, de par leur forte dynamique, sont plus sensibles aux variations des forces hydrodynamiques environnementales (par exemple, les vagues et le vent) que d'autres environnements (comme les falaises et les plages de galets) et présentent donc généralement des ajustements rapides et significatifs à diverses échelles de temps (Stive *et al.* 2002, Splinter *et al.* 2016). Les changements morphodynamiques des plages sableuses sont généralement répartis sur quatre échelles de temps : l'évolution (i) à long terme, s'étendant sur plusieurs décennies à des centaines d'années ; (ii) à moyen terme, allant de quelques années à plusieurs décennies, également appelée variabilité interannuelle qui est en lien avec le changement climatique global et les indices de variabilité climatique tels que El Niño Southern Oscillation (ENSO) dans le Pacifique, l'Indian Ocean Dipole (IOD), ou dans l'océan Atlantique l'Oscillation Nord-Atlantique (NAO); (iii) répondant à la variabilité saisonnière, qui se répète sur un cycle annuel, aussi appelée variabilité intra-annuelle et (iv) à court terme, aussi appelée échelle événementielle, généralement associée à des événements extrêmes (tempêtes isolées ou à des séries de tempêtes). La figure 1.3 montre un modèle simplifié d'évolution du trait de côte, défini ici comme étant la position de l'interface océan/plage, à ces différentes échelles de temps excepté le court terme.

Ce modèle est basé sur des observations réalisées sur une plage sableuse ouverte dominée par la houle et présentant une variabilité saisonnière (Castelle *et al.* 2014, Senechal *et al.* 2015, Robinet *et al.* 2016). Cet exemple montre que, dans certaines régions côtières, les dynamiques saisonnières peuvent être responsables de la majeure partie de la variabilité de la position du trait de côte (Yates *et al.* 2009, Hansen and Barnard, 2010, Angnuureng *et al.* 2017) puisque le taux de déplacement saisonnier du trait de côte est d'un ordre de grandeur supérieur à celui des autres échelles de temps (malgré l'absence de la variabilité à court terme sur la figure). La gestion de

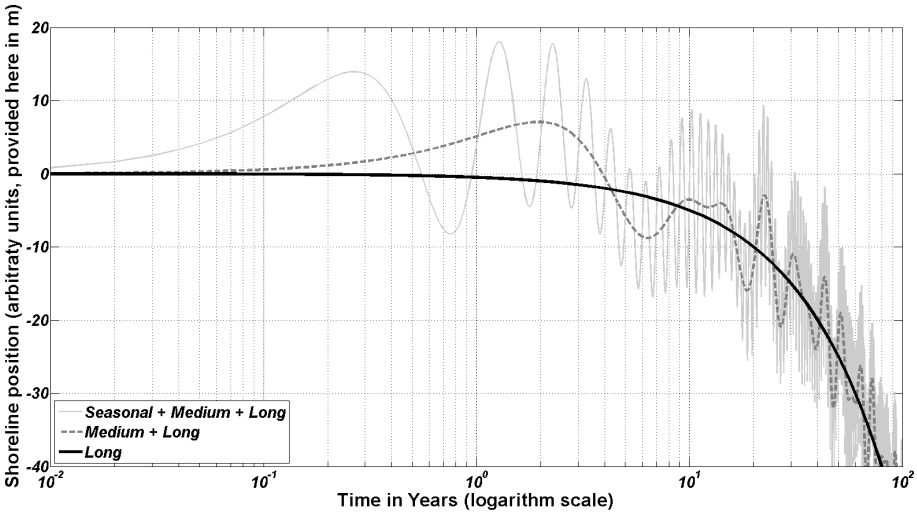

Figure 1.3: Position du trait de côte en fonction du temps dans une zone présentant une forte saisonnalité. Différentes échelles de temps sont prises en compte : tendance à long terme (ligne noire continue) ; tendances à long et moyen terme (ligne grise en pointillés) ; tendances à long et moyen terme ainsi qu'à l'échelle saisonnière (ligne grise continue claire), d'après Senechal and Ruiz De Alegría-Arzaburu (2020).

ces zones très mobiles se révèlent donc complexe avec notamment la difficulté de gérer l'évolution modérée à long terme sans fortement perturber les évolutions plus importantes pouvant intervenir à l'échelle événementielle, saisonnière ou interannuelle.

Pour protéger les enjeux croissants de ces littoraux et de gérer les risques affectant les plages sableuses, plusieurs stratégies peuvent être mises en place. On distingue principalement deux approches: D'une part, la "stabilisation dure" (*hard stabilization* en anglais), qui consiste à installer, parallèlement ou perpendiculairement à la côte, des structures fixes, "permanentes" et rigides (figure 1.4C); D'autre part, la "stabilisation souple" (*soft stabilization* en anglais), qui regroupe des solutions comme le réensablement (figure 1.4A), la stabilisation des dunes par plantation de végétation ou pose de branchages (figure 1.4B) ou l'utilisation de structures temporaires ou flexibles (figure 1.4D).

En plus de ces deux approches, une autre méthode de gestion repose sur les solutions fondées sur la nature (*nature-based solutions* (NBS) en anglais). Le principe est de s'inspirer ou de favoriser une méthode de fonctionnement naturel d'un système pour renforcer la défense et la résilience des côtes (Kindeberg *et al.* 2022). Ces méthodes englobent des solutions souples comme, par exemple, un réensablement massif en bas de plage copiant l'accolement d'un banc sableux et dissipant l'énergie de la houle ou la restauration de zones humides, mais également des solutions plus intrusives comme par exemple la construction de récifs coralliens artificiels. Étant donné que les systèmes naturels sont intrinsèquement dynamiques, le principe des NBS pour la protection côtière est d'être capable de s'adapter aux changements environnementaux et de se régénérer après des événements destructeurs comme les tempêtes (Hanley *et al.* 2014, Morris *et al.* 2018).

Enfin, une dernière approche permettant de gérer les risques dans les zones côtières consiste à

Figure 1.4: (A) Réensablement sur la plage Sud de Soulac-sur-Mer (Gironde, France) © Sud Ouest; (B) Plantation d'oyats, filets brise-vent et couvertures de genêts © Loïc Gouguet ONF; (C) Digue de la Pointe du Devin (Vendée, France) © Jerome Fouquet Ouest France; (D) Sac de sable sur la Grande Plage à Biarritz (Pays-Basques, France) ©Via-sapiens.

relocaliser les infrastructures humaines, c'est-à-dire à déplacer les structures à mesure que la côte recule. Bien que la relocalisation soit envisagée dans certaines communes et que les NBS soient de plus en plus favorisées, les stratégies traditionnelles de "stabilisation dure" ont dominé pendant des décennies. Dans des situations de plages sujettes à une érosion chronique, ces structures font face à de nouveaux défis et de nouvelles contraintes, différents de ceux pour lesquels elles avaient été initialement dimensionnées.

1.3 Régimes d'impact des tempêtes

Tandis que l'évaluation des enjeux (exposition et vulnérabilité) incombe aux sciences économiques et sociales et aux décideurs, la quantification des aléas pouvant impacter les côtes sableuses requiert une compréhension approfondie des divers processus hydrodynamiques par la communauté scientifique. Afin de quantifier l'impact des tempêtes, Asbury H. Sallenger (2000) a proposé une échelle décrivant les différents régimes d'impact en fonction du niveau d'eau atteint. Cette échelle se base sur les élévations maximales et minimales de la ligne d'eau, désignées respectivement par R_{HIGH} et R_{LOW} sur la Figure 1.5. Bien que conçue pour évaluer l'impact des tempêtes sur des plages naturelles avec un système de dunes, cette échelle s'applique également aux plages où des structures dures sont présentes (Pinault, 2022). Dans ce cas, les variables D_{HIGH} et D_{LOW} indiquent respectivement les élévations du pied et du sommet d'un mur vertical. En fonction des valeurs de ces élévations, plusieurs configurations peuvent être observées:

- Régime de *swash*: $R_{HIGH} < D_{LOW}$
  Le régime de *swash* se produit lorsque la limite supérieure de la ligne d'eau est inférieure à la limite inférieure du mur, c'est-à-dire que les vagues montent et descendent sur la plage sans entrer en contact avec le mur.

- Régime de collision: $D_{HIGH} > R_{HIGH} > D_{LOW}$
  Le régime de collision se caractérise par des vagues frappant le mur sans le franchir. Ce régime est associé à un risque côtier limité.

- Régime de franchissement par paquets: $R_{HIGH} > D_{HIGH}$
  Dans le cadre du régime de submersion, les vagues montent sur la pente de la plage ainsi que sur le mur, ce qui peut entraîner des dégâts à proximité du mur et des risques majeurs pour la sécurité si des personnes se trouvent à proximité.

- Régime d'inondation: $R_{LOW} > D_{HIGH}$
  Lors du régime d'inondation, l'eau s'écoule en continu au-dessus du mur, provoquant une inondation significative.

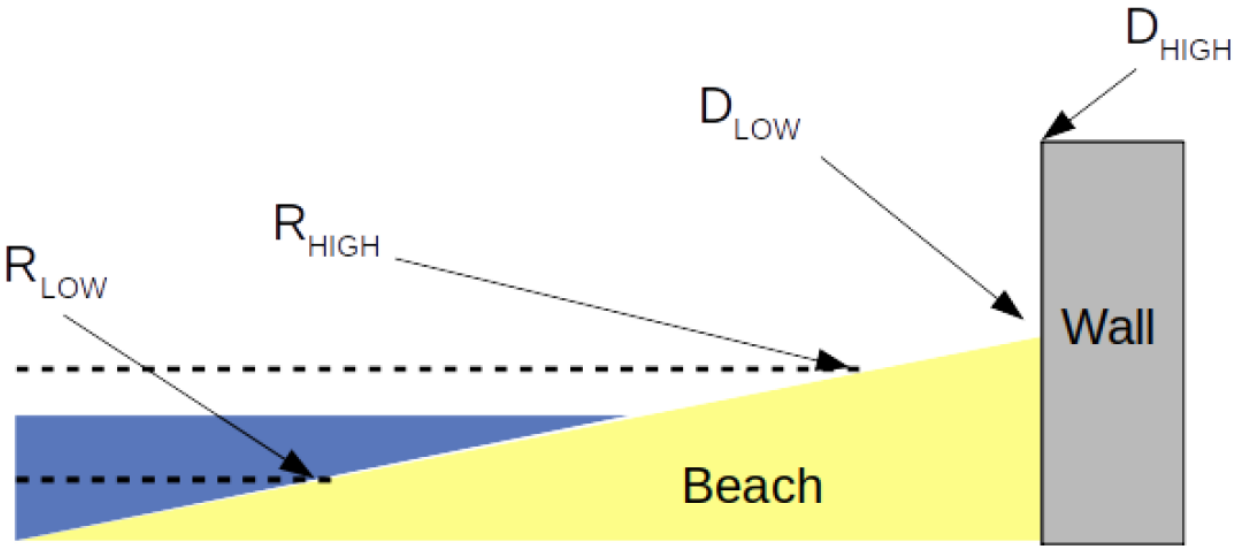

Figure 1.5: Schéma des variables utilisées pour caractériser les régimes d'impact des tempêtes. Adapté de Asbury H. Sallenger (2000) pour le cas d'une plage artificielle tronquée par un mur vertical, d'après Pinault (2022).

Les régimes de collision et de submersion peuvent tous deux être observés sur les côtes de la Nouvelle-Aquitaine, en raison notamment de l'exposition de ces côtes aux houles très énergétiques de l'Atlantique Nord et de la surcote (élévation du niveau moyen de la mer) qui en résulte. Cette surcote entraîne une interaction plus fréquente et complexe entre les différents compartiments des plages sableuses (figure 1.6). En effet, en atteignant la plage, les ondes arrivant sur le littoral interagissent avec l'aquifère côtier ainsi qu'avec les structures de protection du haut de plage. Ces ondes résultent de nombreux processus influençant la quantité d'énergie transmise aux autres compartiments de la plage. Il en découle alors des rétroactions entre ces ondes, l'aquifère côtier et les structures du haut de plage.

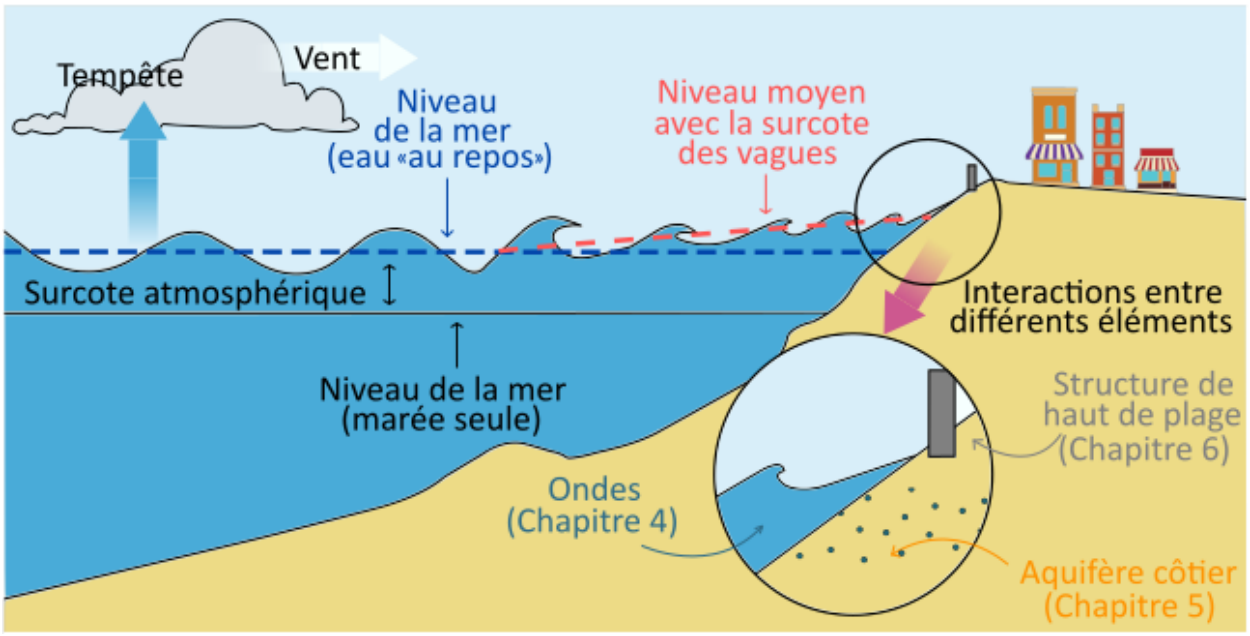

Figure 1.6: Schéma présentant les effets d'une tempête sur le niveau du plan d'eau et les différents éléments mis en interactions, modifié d'après © OCNA.

1.4 Objectifs et organisation du mémoire

Le projet dans lequel s'inscrit ce doctorat vise à approfondir la compréhension des interactions entre les structures de protection côtière, telles que les enrochements, et les processus hydro-sédimentaires influençant la dynamique du trait de côte. Cofinancé par la région Nouvelle-Aquitaine, la Communauté de communes des Grands Lacs, la ville de Lacanau et NGE Fondations, ce travail se décompose en six chapitres.

Le prochain chapitre (**Chapitre 2**) présente une synthèse des connaissances sur les trois axes de recherche principaux de ce travail, à savoir la propagation des vagues en zone littorale, la dynamique de l'aquifère côtier et la stabilité des ouvrages de haut de plage. Ce chapitre débouche sur un certain nombre de questions auxquelles la suite du manuscrit s'attachera à répondre. Le **Chapitre 3**, quant à lui, fournit des éléments de méthodologie sur les différents traitements de données et calculs concernant l'analyse des vagues. Les trois chapitres suivant traitent séparément des trois axes de recherche appréhendés durant ce doctorat et qui permettent ensemble de mieux comprendre les processus régissant la dynamique des vagues sur le haut de plage et leurs interactions avec les enrochements. Tout d'abord la transformation des ondes à l'approche du rivage, avec ou sans la présence d'un ouvrage en haut de plage, est traitée dans le **Chapitre 4** (figure 1.6). Puis la dynamique de l'aquifère côtier influencée par les marées et les vagues, notamment sur la plage enrochée de Lacanau, fait l'objet du **Chapitre 5** (figure 1.6). Et enfin le **Chapitre 6** présente la mise en place d'un modèle numérique pour analyser la réponse des enrochements situés en haut de plage aux forces hydrodynamiques (figure 1.6). Pour finir, le **Chapitre 7** présente un récapitulatif des travaux effectués, suivi d'une discussion sur les perspectives de recherche qu'apportent ce travail.

CHAPITRE 2

Processus hydrodynamiques en zone littorale

Contents

2.1 L'hydrodynamique en zone littorale 10

2.1.1 Ondes courtes ou *short waves* 10

2.1.2 Ondes longues ou *infragravity waves* 12

2.1.3 Phénomène de réflexion 15

2.1.4 Dynamique de la zone de *swash* 16

2.2 L'aquifère côtier sur les plages sableuses 19

2.2.1 Généralités 19

2.2.2 Métrologie 20

2.2.3 Dynamique de l'aquifère 20

2.3 Stabilité des ouvrages de haut de plage 24

2.3.1 Classification des ouvrages de défense 24

2.3.2 Quelques éléments sur la physique de l'impact des vagues 25

2.3.3 Stabilité des enrochements d'un perré 32

2.4 Positionnement des travaux de recherche 36

2.1 L'hydrodynamique en zone littorale

La zone littorale est une région complexe où siège de nombreux processus interconnectés, tels que par exemple l'hydrodynamique, le transport de sédiments et la morphodynamique. Un des moteurs principaux des processus littoraux sont les ondes rencontrées à la surface des mers et des océans. Ces ondes sont appelées "ondes gravitaires" car leur force de rappel est la gravité. En effet, à partir d'une hauteur de quelques centimètres les effets de la tension superficielle deviennent négligeables devant les effets gravitaires. En atteignant le plateau continental, les ondes arrivant sur la côte entrent en interaction avec le fond, ce qui influence leurs caractéristiques et contrôle finalement les processus dominants au rivage. Les processus littoraux provoquent des modifications de la hauteur, de la longueur, de la forme et de la direction des ondes.

2.1.1 Ondes courtes ou *short waves*

La figure 2.1 montre les différents types d'ondes affectant la surface des océans sur Terre classées en fonction de leurs fréquences/périodes. Les ondes courtes (*short waves* (sw)) aussi appelées vagues incidentes (*incident waves*) ou ondes gravitaires (*gravity waves*) sont des ondes gravitaires générées par le vent qui souffle sur l'océan au large. Elles s'organisent en ondes plus régulières au cours de leur propagation avec, typiquement pour l'océan Atlantique, des périodes comprises entre 5 à 24 s et des fréquences associées entre 0.04 et 0.2 Hz. Au cours de leur propagation vers la côte elles vont traverser différentes zones côtières en fonction de leurs interactions avec la bathymétrie (figure 2.2). Le vent génère un ensemble d'ondes courtes sinusoïdales qui vont se propager et s'organiser sur des centaines de kilomètres. Au large, en eaux profondes, le passage de l'onde provoque un déplacement circulaire des particules d'eau (e.g Héquette, 2001) (figure 2.2). À l'approche de la côte, en eaux intermédiaires puis en eaux peu profondes, les ondes qui pénètrent dans la zone littorale commencent à interagir avec la bathymétrie, les vitesses orbitales des particules d'eau interagissent avec le fond et leurs trajectoires deviennent ellipsoïdales.

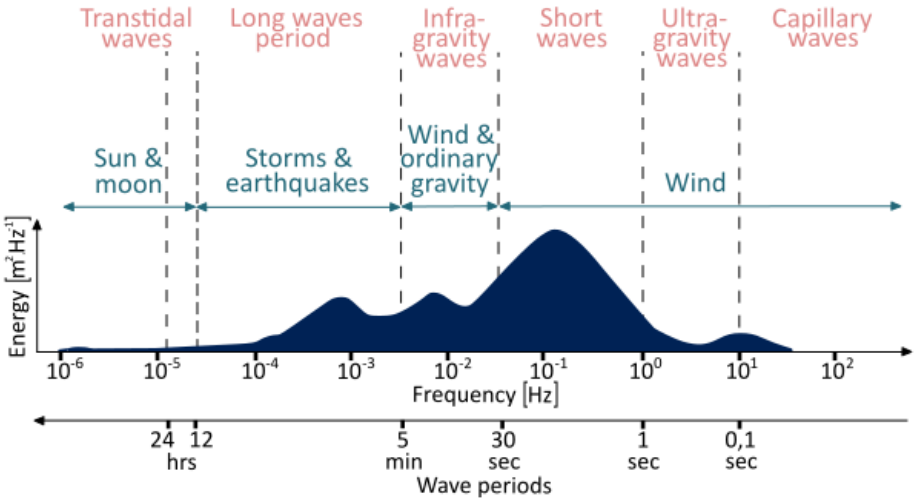

Figure 2.1: Classification des différents types d'ondes qui affectent la surface des océans sur Terre et leurs principales origines, modifiée à partir de Munk (1950).

La profondeur limite d'action des vagues sur le fond, Z_L, est liée à leur longueur d'onde, cette limite d'action se trouve environ lorsque $Z_L = \lambda/2$ avec λ correspondant à la longueur d'onde des vagues. Le long d'un profil perpendiculaire à la plage (ou *cross-shore* en anglais), il est ainsi possible de distinguer trois domaines successifs (figure 2.2):

- Zone de levée (*shoaling zone*): En eaux intermédiaires, la célérité des vagues dépend de leur longueur d'onde et de la profondeur d'eau. Lorsque les vagues se propagent sur une bathymétrie irrégulière, les changements de profondeur modulent la célérité des ondes, les vagues étant plus rapides dans les zones les plus profondes, ce qui provoque un alignement des crêtes de vagues sur les isobathes (lignes d'égale profondeur). Ce phénomène est appelé réfraction. En parallèle, en eaux intermédiaires la célérité des ondes diminue et la conservation du flux d'énergie entraîne une augmentation de la hauteur des vagues (Masselink *et al.* 2006), les vagues devenant plus raides près du rivage. Les interactions des vagues avec le fond provoquent également des asymétries de vitesse et d'accélération des vagues, générant du transport sédimentaire.

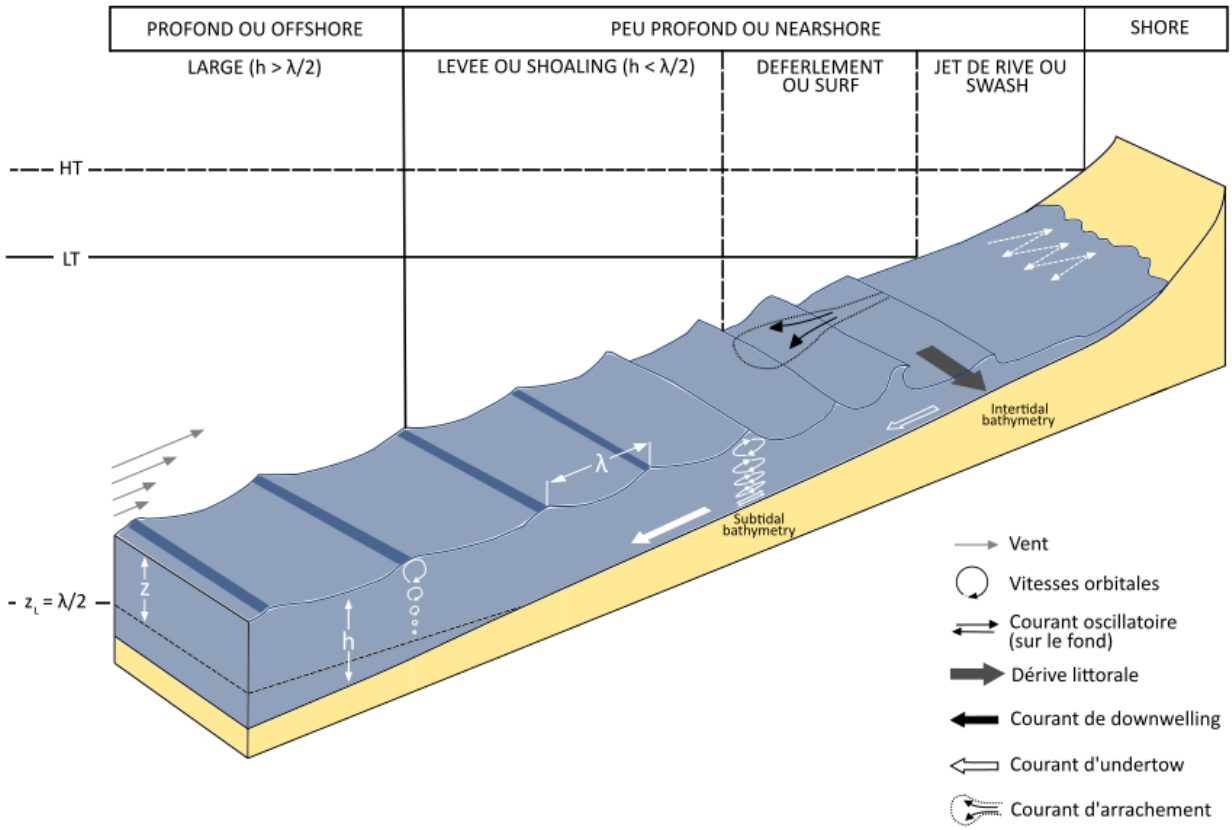

Figure 2.2: Zonation *cross-shore* de la côte en fonction des interactions fond/vagues avec HT : High tide ; LT : Low tide et Z_L : Profondeur limite d'action des vagues, modifiée à partir de Héquette (2001).

- Zone de déferlement (*surf zone*): Lorsque la profondeur devient trop faible, les différences de vitesse entre les crêtes et les creux des vagues augmentent, provoquant une instabilité. Une fois que les vagues atteignent une pente limite (rapport entre leur hauteur et longueur d'onde), elles déferlent, se transformant en fronts discontinus chargés de bulles

d'air (mousses) et poursuivent leur progression vers la plage avec une amplitude amoindrie (Masselink *et al.* 2006). Le déferlement des vagues, marquant l'entrée dans la zone de déferlement, est le principal processus de dissipation de l'énergie des vagues dans la zone littorale. Lors du déferlement, la majeure partie de l'énergie de la vague est dissipée sous forme de chaleur par frottement visqueux ou par piégeage de l'air (Lubin *et al.* 2006). En zone de déferlement, les transformations des vagues, notamment par des transferts d'énergie non-linéaires, engendrent des courants littoraux tels que la dérive littorale (courant parallèle à la côte) et le courant de retour (Bonneton *et al.* 2010, Bruneau *et al.* 2011). Le gradient de quantité de mouvement causé par le déferlement est compensé par un gradient de pression hydrostatique qui entraînent une élévation de l'altitude du niveau moyen de l'eau après le passage des vagues (*set-up*) (Longuet-Higgins and Stewart, 1964). La force générée par le gradient de pression hydrostatique agissant sur la colonne d'eau est appelée contrainte de radiation ou tension de radiation. Les variations des contraintes de radiation entraînent la génération ou la libération d'ondes avec des périodes plus importantes que les vagues, appelées ondes infragravitaires (figure 2.1). La génération des ondes infragravitaires est détaillée en section 2.1.2.

- Zone de jet-de-rive (*swash zone*): Après le déferlement, en arrivant sur le rivage, les vagues vont monter sur la plage qui est alors couverte et découverte par alternance, c'est le jet de rive (ou *swash*). Dans cette zone, une fraction de l'eau s'infiltre dans le sol (sable ou galets) lors de l'*uprush* tandis que le reste se retire lors du *backwash*. La dynamique et les processus ayant lieu dans cette zone sont détaillés en section 2.1.4.

2.1.2 Ondes longues ou *infragravity waves*

Les ondes longues (*long waves*) aussi appelées ondes infragravitaires (*infragravity waves* (IG)) sont des ondes qui n'ont pas été générées directement par le vent, mais par des interactions entre les ondes générées par le vent. Le terme d'ondes infragravitaires est un abus de langage mettant en opposition les ondes IG et les ondes courtes car elles ont des périodes plus longues que ces dernières. Cependant les ondes IG ont également pour force de rappel la gravité. Les périodes des ondes IG sont typiquement comprises entre 24 à 200 s avec des fréquences associées comprises entre 0.004 et 0.04 Hz (pour la houle associée à l'océan Atlantique). La fréquence de coupure fixe entre les ondes longues et courtes varie généralement entre 0.05 et 0.04 Hz suivant les auteurs. En effet, des régimes de houles très différents peuvent être observés selon les océans, pour cette raison, certains auteurs (e.g Bertin *et al.* 2018, Martins *et al.* 2021) optent pour une redéfinition de cette fréquence de coupure mobile dépendant de la période des ondes courtes incidentes ($f_{IG} = f_p/2$, où f_p est la fréquence pic associée aux ondes courtes). Contrairement aux ondes courtes, l'énergie associée aux ondes longues se dissipe relativement peu, de sorte que sous certaines conditions, les ondes IG peuvent dominer l'hydrodynamique à l'interface terre/mer. Les processus de leurs transformations en zone de déferlement et de *swash* restent encore mal compris, notamment pour des conditions de houles énergétiques (Fiedler *et al.* 2015, Senechal *et al.* 2018, Bertin *et al.* 2020). Une meilleure compréhension de ces processus est toutefois essentielle pour anticiper les

aléas littoraux, et limiter leurs impacts, notamment le long des côtes anthropisées.

Dans la littérature, deux mécanismes de génération des ondes IG sont couramment identifiés (un troisième a été suggéré mais sa contribution à l'énergie IG semble faible comparée aux deux autres) (Jackson and Short, 2020):

- Onde liée (*bound wave*): En zone de *shoaling*, lorsqu'il y a superposition de deux ondes monochromatiques de fréquences légèrement différentes, les crêtes et les creux des ondes s'additionnent ou s'annulent localement (figure 2.3haut), générant une enveloppe de modulation de la hauteur du groupe de vagues (figure 2.3bas en bleu). Longuet-Higgins and Stewart (1962) a mis en évidence par le biais d'interactions non linéaires (i.e variation des contraintes de radiation (*radiation stress*)), une oscillation du niveau moyen en opposition de phase aux groupe de vagues dans cette zone. Cette oscillation entraîne la génération d'une onde de fréquence similaire à celle du groupe, appelée onde liée (*bound wave*). Dans l'hypothèse d'un fond plat, ce qui est le cas dans Longuet-Higgins and Stewart (1964), l'onde liée se déplace en phase avec le groupe de vagues. Cependant, sous l'action du déferlement des ondes courtes qui est contrôlé par la profondeur, l'enveloppe n'existe plus et les ondes liées sont libérées (e.g Longuet-Higgins and Stewart, 1962, Ruessink *et al.* 1998). Les vagues IG libérées se propagent alors comme des ondes libres dans la zone de déferlement jusqu'à la ligne de rivage.

- Variation du point de déferlement (*moving breakpoint*): En zone de déferlement, la position du point de déferlement des vagues est déterminée par le rapport H/h, où H représente la hauteur de la vague et h la profondeur de l'eau. Ainsi, au sein d'un même ensemble de vagues, les vagues les plus grandes commencent à déferler plus au large (x_2) tandis que les vagues les plus petites déferlent dans un second temps (x_1). Les variations temporelles de la position du point de déferlement entre ces vagues entraînent une fluctuation temporelle du gradient de contrainte dans la zone de déferlement initiale (Symonds *et al.* 1982), ce qui engendre une oscillation du *set-up* (Inch *et al.* 2015). Ces variations de *set-up* en zone de déferlement génèrent une onde, de la même période que les groupes de vagues, qui rayonne à partir du point de rupture à la fois vers le rivage et vers le large.

Selon les conditions, un mécanisme de génération peut être dominant. Pour les plages à faible pente, dites dissipatives, le mécanisme *bound wave* a été identifié comme dominant par un certain nombre d'études (Battjes, 2004, de Bakker *et al.* 2014, Inch *et al.* 2017b). Des hauteurs d'ondes IG généralement supérieures à celles des ondes courtes ont également été observées. Le mécanisme *moving breakpoint*, quant à lui, a été mis en évidence en présence de forts gradients bathymétriques, par exemple sur des plates-formes rocheuses (Poate *et al.* 2020) ou des récifs coralliens (Van Dongeren *et al.* 2013). Sur ces plages à forte pente, les hauteurs observées

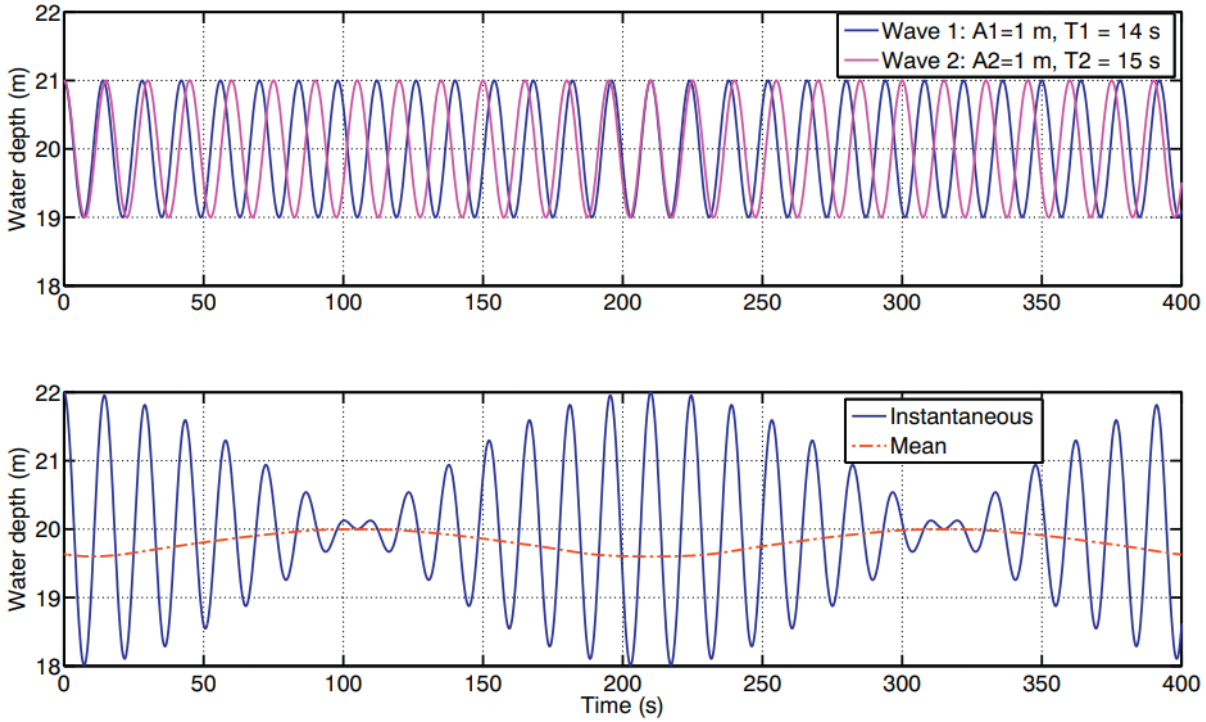

Figure 2.3: Série temporelle de deux ondes sinusoïdales avec des périodes de 14 s (bleu) et 15 s (rose) se déplaçant sur un fond plat par 20 m de profondeur (panneau supérieur). Élévation résultante de la surface libre (bleu) et onde liée (rouge) (panneau inférieur), d'après Bertin *et al.* (2018), calculé à partir de Longuet-Higgins and Stewart (1962).

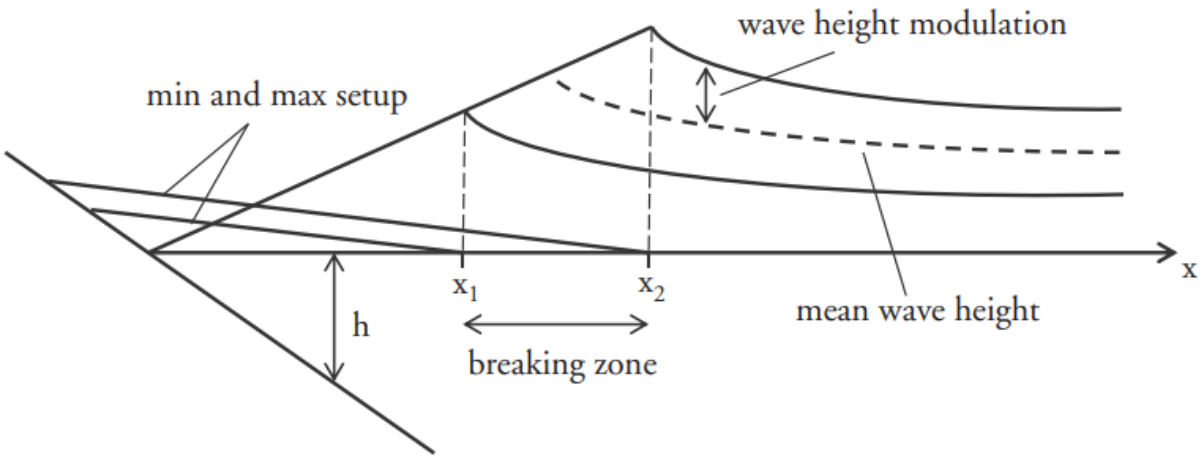

Figure 2.4: Représentation schématique de la variation *cross-shore* des hauteurs minimales, moyennes et maximale des ondes courtes, avec l'état d'équilibre associé à travers la zone de déferlement. x_1 et x_2 sont les positions minimales et maximales du point de déferlement, et h est la profondeur de l'eau, d'après Symonds *et al.* (1982).

d'ondes IG sont généralement inférieures à celles des ondes courtes.

Bien que l'on ait longtemps supposé que les ondes IG étaient entièrement réfléchies sur le littoral en raison de leurs grandes longueurs d'onde (mécanisme détaillé dans la section 2.1.3), entraînant une structure d'ondes stationnaires (Guza *et al.* 1984), des études récentes ont mis en évidence

la dissipation des ondes IG près du littoral en se basant sur des données de terrain (Sheremet, 2002, Ruggiero, 2004, Guedes *et al.* 2011, Senechal *et al.* 2011a, Fiedler *et al.* 2015, Inch *et al.* 2017a), en laboratoire (Battjes, 2004, van Dongeren *et al.* 2007) et numériques (Ruju *et al.* 2012, de Bakker *et al.* 2016). Actuellement, trois mécanismes de dissipation des ondes IG sont répertoriés dans la littérature. Le premier mécanisme, le *bed* ou *bottom friction*, n'est significatif que dans des environnements présentant des coefficients de friction élevés, tels que les récifs coralliens (Pomeroy *et al.* 2012, Van Dongeren *et al.* 2013). Le deuxième mécanisme est le déferlement des ondes IG. Celui-ci bien que longtemps non observé est désormais accepté comme le principal mécanisme sur les plages sableuses dissipatives (Battjes, 2004, van Dongeren *et al.* 2007, de Bakker *et al.* 2014). Le dernier mécanisme de dissipation de l'énergie des ondes IG consiste à transférer l'énergie vers les ondes courtes pour les plages à forte pente et vers des harmoniques supérieures pour les plages à pente douce (Jackson and Short, 2020).

La dissipation des ondes longues, ainsi que leurs évolution perpendiculaires à la côte, demeurent encore difficilement prédictibles. Contrairement aux ondes courtes qui déferlent et atteignent un point de saturation en zone de déferlement (Guza and Thornton, 1982), la hauteur des ondes IG semble augmenter près du rivage, passant de quelques centimètres en eaux profondes (e.g Crawford *et al.* 2015) à plus d'un mètre sur le rivage (e.g Guza and Thornton, 1982, Ruessink *et al.* 1998, Senechal *et al.* 2011a, Fiedler *et al.* 2015). Cependant, l'obtention de tous les paramètres nécessaires à la prédiction de leurs évolutions est complexe en *in situ* car il est nécessaire de connaître les hauteurs et longueurs d'onde, ainsi que la pente sur lesquelles elles se propagent.

2.1.3 Phénomène de réflexion

Comme mentionné précédemment de nombreux phénomènes ont lieu en zone littorale dont le phénomène de réflexion des ondes. Les variations de propriétés du milieu dans lequel les ondes se propagent (en particulier la profondeur d'eau) peuvent entraîner des réflexions partielles d'ondes. En effet la dissipation de l'énergie n'est pas constante dans toute la bande IG, notamment car le déferlement dépend de la fréquence. Les réflexions partielles deviennent significatives lorsque les variations des propriétés du milieu sont importantes pour la longueur d'onde, ce qui est le cas notamment pour les ondes IG dans les eaux côtières. Une réflexion significative peut être observée sur le littoral dans les fréquences les plus basses (van Dongeren *et al.* 2007, Guedes *et al.* 2012, de Bakker *et al.* 2014, Inch *et al.* 2017b), ce qui peut donner lieu à des structures nodales caractéristiques des ondes stationnaires (Martins *et al.* 2017a). La réflexion des ondes IG sur le littoral peut également conduire à des mouvements piégés par réfraction qui peuvent se transformer en des déplacements périodiques le long de la côte, aussi appelés ondes de bord (*edge waves*) (Jackson and Short, 2020). Dans des environnements dissipatifs à pente douce, la réflexion des ondes courtes est généralement négligée. Concernant les ondes IG, Bertin *et al.* (2020) ont pu observer des appariements d'ondes IG, provoquant une réflexion très importante dans ce même cas de plage à pente douce.

Afin de caractériser le phénomène de réflexion des ondes il est essentiel de décomposer la série

Figure 2.5: Exemples de phénomène de réflexion sur des ouvrages (gauche) sur une digue (Trieste, Italie) © J.Dudley et (droite) sur un enrochement (Lacanau, France).

temporelle d'élévation de la surface de la mer (ζ) en ondes se propageant soit vers le large soit vers le rivage. Pour ce faire, plusieurs méthodes ont été développées, dans les domaines spectral et temporel, avec un nombre plus ou moins important de points de mesure. Ces méthodes sont détaillées en section 3.

2.1.4 Dynamique de la zone de *swash*

Comme indiqué précédemment, la zone de *swash* correspond à la partie de la plage qui est alternativement couverte et découverte par les vagues qui remontent en raison des processus de *runup*. Le *runup* est défini comme la position atteinte par la lame d'eau, variable dans le temps, sur l'estran de la plage (Senechal *et al.* 2011b). Les différentes variables permettant de caractériser les processus de *runup* sont visibles sur la figure 2.6A.

Le signal de *runup* peut être séparé en deux composantes (Fiedler *et al.* 2020):

- Le *set-up* (η_s) : correspondant à la surélévation du niveau moyen marin (figure 2.6A).
- Le jet de rive ou *swash* (S) : correspondant aux oscillations ascendantes (*uprush*) et descendantes (*backwash*) de la lame d'eau (figure 2.6B). Celui-ci est généralement étudié en distinguant deux bandes fréquentielles correspondantes aux ondes longues (S_{IG}) et courtes (S_{sw}). La quantité d'énergie présente dans chaque bande fréquentielle est contrôlée par différents processus dont les interactions évoluent en fonction du type de plage.

La hauteur du *swash* correspond à la différence entre le minimum du *backwash* et le maximum de l'*uprush* pour chaque cycle de *swash*. Sa période quant à elle correspond au temps pris par l'onde pour effectuer un cycle de *swash* (une montée et une descente). Une série temporelle naturelle de *runup* est irrégulière avec une superposition de différentes hauteurs et périodes de *swash*.

2.1.4.1 Contribution des ondes courtes et longues

Comme mentionné précédemment, le *swash* est généralement divisé en deux bandes fréquentielles, ondes courtes et IG. Les mouvements de swash dominés par les ondes IG sont généralement ob-

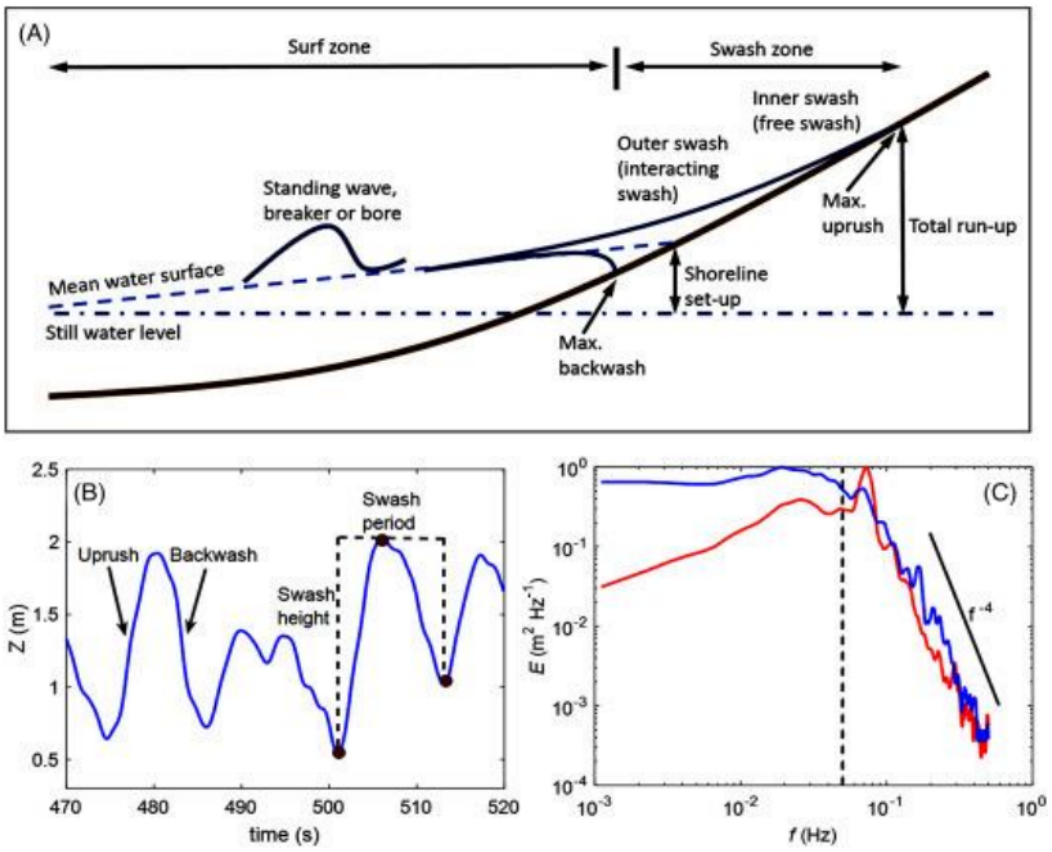

Figure 2.6: (A) Représentation schématique de la zone de swash. (B) Exemple de série chronologique de l'élévation du jet de rive (Z). (C) Exemple de spectres d'énergie du signal de *runup* (E) d'une plage raide (rouge) et à faible pente (bleu). La séparation entre les bandes d'ondes courtes et longues est indiquée par la ligne verticale (d'après Hughes and Baldock (2020).

servés dans des conditions dissipatives favorisées par des plages à pente douce (Ruggiero, 2004, Stockdon *et al.* 2006, Senechal *et al.* 2018), notamment dans des conditions énergétiques (Bertin *et al.* 2018). Par opposition, les signaux de *runup* des plages pentues/réfléchissantes sont dominés par la bande correspondante aux ondes courtes (de Bakker *et al.* 2016). Typiquement, les conditions dissipatives/réfléchissantes sont caractérisées par le nombre d'Irribaren:

$$\epsilon_0 = \frac{\beta}{\sqrt{H_0 \,/\, \lambda_0}}\,, \tag{2.1}$$

où H_0 et λ_0 représentent respectivement la hauteur et la longueur d'onde des vagues en eau profonde et β la pente de la plage. Suivant le nombre d'Iribarren, les conditions dissipatives sont généralement associées à de faibles valeurs du nombre d'Iribarren ($\epsilon_0 < 0.3$) (Guza and Thornton, 1982, Wright and Short, 1984, Ruessink *et al.* 1998, Stockdon *et al.* 2006), tandis que les conditions réfléchissantes sont associées à des $\epsilon_0 > 1.25$ et à des conditions intermédiaires entre les deux (Guedes *et al.* 2011).

2.1.4.2 Relation avec les paramètres environnementaux

Les paramètres environnementaux ont un impact important sur les phénomènes de *runup*. Dans des conditions modérées, le *runup* augmente avec la hauteur de la vague au large H_0 (Ruessink *et al.* 1998, Ruggiero, 2004) ou avec une combinaison de la hauteur et de la longueur d'onde de la vague au large telle que $\sqrt{H_0\,\lambda_0}$ (Stockdon *et al.* 2006). Dans des conditions énergétiques, une saturation du *runup* est observable concernant la partie spectrale correspondant aux ondes courtes. Huntley *et al.* (1977) ont proposé que l'énergie du *swash* soit saturée dans la bande de fréquence pour laquelle les vagues déferlent. La figure 2.6c représente deux exemples de spectres d'énergie du signal de *runup* obtenus sur des plages raide et à faible pente. Les spectres d'énergie visibles sont en adéquation avec de nombreuses études qui ont évalué les décroissances d'énergie, appelées saturation, dans la bande de fréquence des ondes courtes proportionnellement à f^{-4} ou f^{-3} (figure 2.6c) (Guza and Thornton, 1982, Ruessink *et al.* 1998, Ruggiero, 2004, Guedes *et al.* 2012, Hughes *et al.* 2013). Dans des conditions réflectives (figure 2.6c courbe rouge), on observe un pic bien défini dans la fréquence des ondes courtes autour de $f = 0.08\,\text{Hz}$ (valable pour cet exemple de plage et de condition de houle). Tandis que, dans des conditions dissipatives (figure 2.6c courbe bleue), la saturation de l'énergie semble s'étendre à la bande IG, jusqu'à $f = 0.03\,\text{Hz}$ (e.g Ruessink *et al.* 1998, Ruggiero, 2004, Senechal *et al.* 2011a, Guedes *et al.* 2012). Dans des conditions extrêmement énergétiques ($H_s > 4\,\text{m}$), l'augmentation du *swash* IG s'arrête et un comportement de tangente hyperbolique a pu être observé (Senechal *et al.* 2011a). Fiedler *et al.* (2015) n'ont pas observé de saturation du *runup* dans les mêmes conditions très énergétiques suggérant que des études plus approfondies sont nécessaires pour comprendre les mécanismes de saturation du *runup*.

2.1.4.3 Variabilité le long de la côte

La variabilité temporelle de l'amplitude du *runup* due aux paramètres environnementaux a été largement étudiée, mais les variations le long de la côte demeurent encore peu comprises. Ruggiero (2004) a montré, à partir d'observations vidéos, que les hauteurs de *swash* maximales observées (figure 2.6B) dans son étude étaient plus de deux fois supérieures aux hauteurs minimales observées. Cette variabilité a été attribuée aux différences de pente de l'estran le long de la côte, les deux composantes du swash, (S_{IG} et S_{sw}) étant fortement corrélées à ce paramètre. Stockdon *et al.* (2006) ont compilé des données provenant de différents sites d'étude. Ils ont révélé que dans des conditions de vagues modérément énergétiques, le S_{sw} montrait la plus grande variabilité, avec une corrélation significative avec la pente de l'estran. En revanche, le S_{IG} présentait une variabilité moindre et aucune corrélation significative avec la pente de l'estran. Guedes *et al.* (2012) ont observé, dans des conditions calmes sur une plage intermédiaire, un contrôle du *runup* par la pente de l'estran, ainsi qu'une corrélation entre le déferlement et la distribution du *runup*, suggérant un contrôle morphologique. Enfin, Senechal *et al.* (2018) ont observé une variabilité significative, avec un facteur trois, de la composante IG du *swash*. Cependant, contrairement aux études précédentes, la pente de l'estran ne semble pas être le principal facteur influençant la dynamique du *swash* le long de la côte. Il apparaît que des variations rapides et localisées du champ

de vagues en sont la cause. Ces changements semblent être liés à la morphologie de la zone de *surf* interne, comme l'ont montré les résultats de l'étude numérique menée par Nicolae Lerma *et al.* (2017), utilisant le modèle SWASH de simulation des vagues littorales à résolution de phase (Zijlema, 2020), réalisée sur le même site. Le S_{sw} semble être sensible à la pente locale, avec par exemple des valeurs plus élevées en face d'un chenal. En revanche, la composante IG du *swash* semble être liée à la configuration du système de barres externes et présente une distribution le long de la côte différente de celle du S_{sw}. Cette étude numérique suggère des réponses différentes aux caractéristiques morphologiques en fonction de la composante spectrale. L'influence de la bathymétrie sous-jacente et de la pente de l'estran sur le *runup* a récemment été mise en évidence par Matsuba *et al.* (2021) à partir d'observations et de calculs numériques.

2.2 L'aquifère côtier sur les plages sableuses

Au sein de la zone de *swash*, la lame d'eau entre en interactions avec le système d'eaux souterraines de la plage. Afin de comprendre les différentes interactions ayant lieu dans cette zone, il est important d'appréhender l'aquifère côtier et sa dynamique. À grande échelle, les eaux souterraines littorales sont nommées eaux souterraines sous-marines (SGD), elles jouent un rôle clé dans les échanges entre les aquifères côtiers et l'océan ouvert en étant une composante importante du cycle hydrologique des environnements côtiers (Nielsen, 1990, Li and Barry, 2000, Burnett *et al.* 2006, Robinson *et al.* 2006, Charbonnier *et al.* 2013, Sous *et al.* 2013, Heiss *et al.* 2015, Sous *et al.* 2016, Turner *et al.* 2016, Geng *et al.* 2017, Perera *et al.* 2019). Seul l'aquifère côtier sous la plage et sa dynamique sont détaillés dans la section suivante.

2.2.1 Généralités

Le système d'eaux souterraines de la plage est un aquifère non confiné, dans lequel le toit de la nappe phréatique (*watertable*) constitue la limite supérieure. La présence de l'aquifère côtier peut être observable sur les plages par un aspect mouillé brillant visible sur la figure 2.7. Le toit de la nappe est défini comme une surface phréatique, où la pression de l'eau interstitielle est égale à la pression atmosphérique (figure 2.8). Une zone de pression interstitielle négative par rapport à la pression atmosphérique se développe entre les zones non saturée (aussi appelée zone vadose) et saturée (zone phréatique), au-dessus du toit de la nappe, en raison de la force d'attraction mutuelle entre les molécules d'eau et de l'attraction moléculaire entre l'eau et la matrice sableuse environnante (figure 2.8). Cette zone, visible sur la plage par un aspect mouillé mat sur la figure 2.7, est appelée frange capillaire. Elle peut également être désignée par les termes *tension saturated zone* ou *capillary fringe*. Les eaux souterraines de plage sont ainsi mieux définies par la distribution de la pression de l'eau interstitielle que par le niveau de saturation (Horn, 2002).

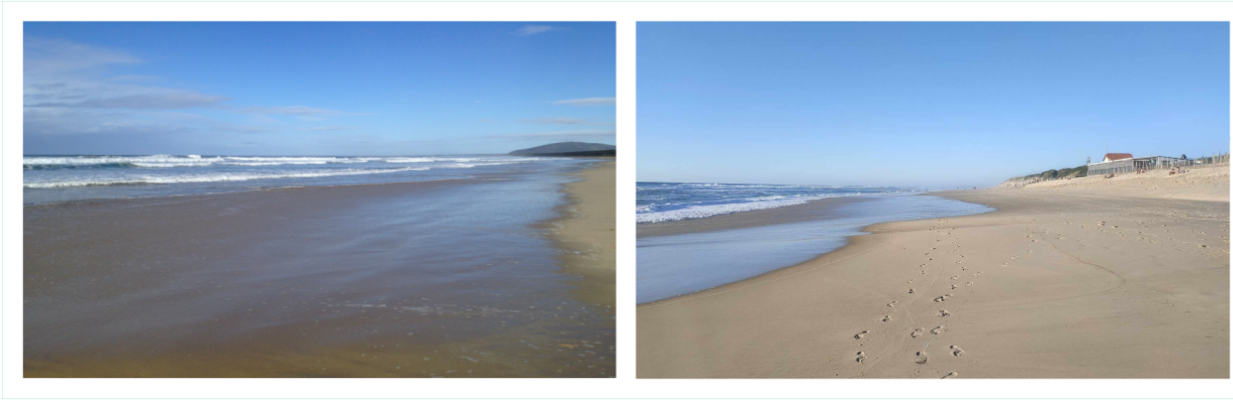

Figure 2.7: Aquifères côtiers visibles avec les présences de *seepage* (aspect brillant) et frange capillaire (aspect mate) pour (gauche) la plage de Seven Mile beach (Australie) ©JB.Clément et (droite) Lacanau (France).

2.2.2 Métrologie

Les connaissances sur la dynamique des eaux souterraines des plages se heurtent à des défis métrologiques. L'état actuel de la technologie ne permet pas de mesurer directement les vitesses d'écoulement au sein du sol poreux. La plupart des estimations de la circulation des eaux souterraines sont donc basées sur des reconstructions à partir de mesures indirectes (Horn, 2002). Différentes méthodes sont utilisées, telles que les capteurs de pression, les débitmètres à suintement, les piézomètres et les techniques de séparation hydrographique (voir Horn (2002) and Burnett *et al.* (2006) pour plus de détails sur les différentes méthodes). Ces méthodes couvrent souvent diverses échelles temporelles et spatiales à des fréquences d'échantillonnage différentes et sont la plupart du temps des techniques d'observation intrusives. Afin de compléter ces données *in situ*, difficiles à acquérir, des études numériques sont également largement menées. Cependant, la modélisation des eaux souterraines et de la dynamique du transport de solutés couplée au forçage des vagues est coûteuse en termes de calculs, en raison de la nécessité de modéliser explicitement la surface libre et le champ de vitesses avec des résolutions temporelles et spatiales extrêmement élevées.

2.2.3 Dynamique de l'aquifère

La circulation au sein des aquifères côtiers est forcée par les gradients de pression en réponse à plusieurs éléments comme le montre la figure 2.9. Ainsi, l'aquifère côtier répond aux marées (pour les plages à galets voir Bobo *et al.* (2012)), aux vagues (Boufadel *et al.* 2007), au *swash* (Sous *et al.* 2013) et, dans une moindre mesure, aux échanges atmosphériques, tels que l'évaporation, les précipitations et les échanges avec les aquifères continentaux (Horn, 2002).

Plusieurs approches sont possibles pour prendre en compte la dynamique de l'aquifère côtier. L'approche la plus simple consiste à adopter une distribution hydrostatique de la pression au sein de la plage, c'est-à-dire à supposer que la pression augmente linéairement avec la profondeur. L'hypothèse hydrostatique, qui simplifie l'interprétation et la modélisation des échanges à grande

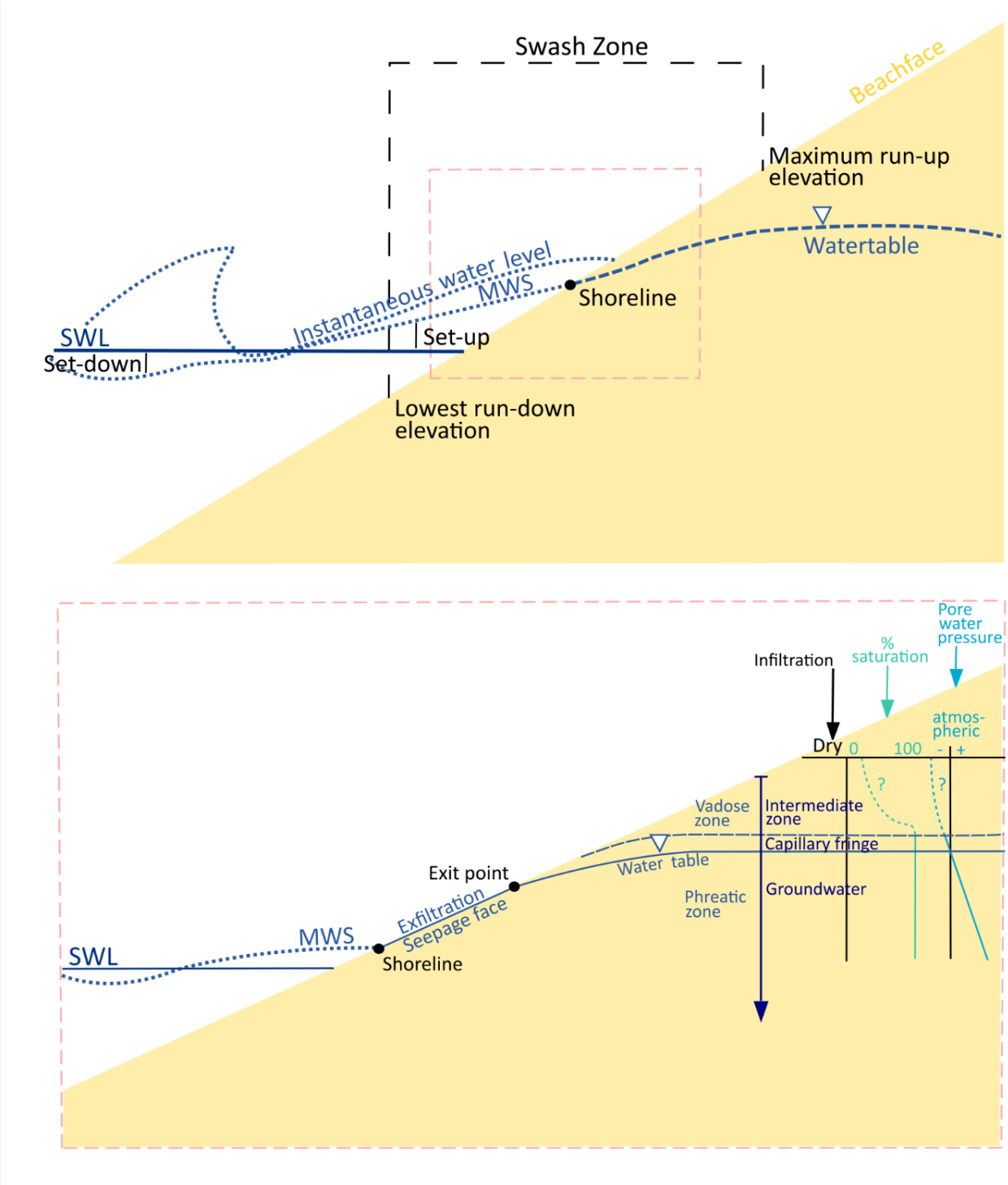

Figure 2.8: (a) Schéma de définition des niveaux d'eau de surface et de subsurface dans la zone de *swash*. (b) Schéma de définition des zones d'eau souterraine de la plage lorsque la nappe phréatique est découplée de la marée (modifiée d'après Horn (2006)).

échelle entre les aquifères côtiers et l'océan ouvert, repose sur l'absence de prise en compte de l'accélération verticale du fluide. Toutefois, pour une vision plus complète de la circulation des eaux souterraines dans les plages, il est nécessaire de prendre en compte les effets non hydrostatiques, c'est-à-dire de considérer les écarts du champ de pression par rapport à l'équilibre hydrostatique, qui entraînent une accélération verticale.

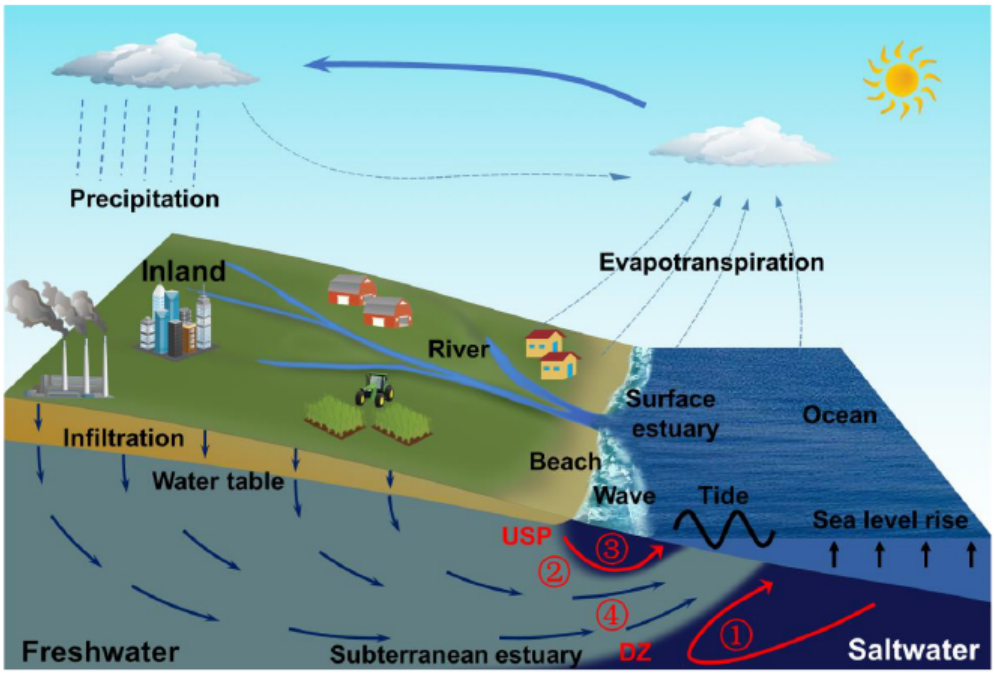

Figure 2.9: Schéma conceptuel d'un aquifère côtier non confiné et d'un estuaire souterrain, comprenant les principaux processus d'écoulement : 1) recirculation induite par la densité, 2) recirculation induite par les marées, 3) recirculation induite par les vagues et 4) décharge terrestre d'eau douce souterraine. La zone STE est associée à la zone de dispersion, la DZ, au coin d'eau salée et USP, au panache salin supérieur, d'après Robinson *et al.* (2018).

Afin de facilité la lecture, les principaux phénomènes observés sont regroupés dans le tableau 2.1 en fonction de l'approche et de l'échelle de l'étude.

À l'échelle de temps et d'espace du *swash*, la dynamique des eaux souterraines côtières devrait donc affecter la morphodynamique des plages sédimentaires (Horn, 2002). D'après le concept de Grant (1946), un toit de nappe bas favorise l'infiltration, le transport de sédiment vers le continent et donc l'accrétion, tandis qu'un toit de nappe haut favorise l'exfiltration, le transport vers le large de sédiment et donc l'érosion. À des fins opérationnelles, sur la base de ce principe, des dispositifs appelés systèmes de drainage de plage ont été installés sur plusieurs plages (Contestabile *et al.* 2012, West, 2019, Fischione *et al.* 2022), bien qu'avec un succès limité.

Table 2.1: Phénomènes observés en fonction des approches utilisées et des échelles spatiale et temporelle des études.

		Échelles de temps et d'espace			
		Grande échelle spatiale et temporelle	**Échelle de la marée**	**Sous la zone de *swash***	**Événement de *swash***
Approches	**Hydrostatique**	Interactions des gradients transversaux induits par la différence entre l'altitude de l'aquifère côtier (contrôlée par les processus hydrologiques des eaux souterraines) et le niveau moyen de l'océan ouvert (contrôlé par les marées, le *set-up* et les processus côtiers).	Le toit de la nappe est parfois supposé être la continuité du niveau marin, variant avec les marées. Cependant, les marées évoluent plus rapidement, provoquant un découplage, avec un toit de la nappe plus haut que le niveau marin (Horn, 2006).	L'écoulement moyen de l'aquifère côtier est généralement dirigé vers l'océan et localement contrôlé par l'action des vagues sur la face de la plage	
	Non hydrostatique			L'action de la marée génère une cellule de circulation moyenne de marée, avec une infiltration de l'eau dans la nappe phréatique dans la zone intertidale supérieure et une exfiltration dans la zone intertidale inférieure (Burnett *et al.* 2006, Heiss *et al.* 2015).	- Circulation induite par les vagues constamment observée (Nielsen, 1990, Sous *et al.* 2016, Turner *et al.* 2016) et influence d'événements individuels de *swash* (Li and Barry, 2000, Sous *et al.* 2013, Sous *et al.* 2016, Turner *et al.* 2016, Geng *et al.* 2017, Perera *et al.* 2019). - Exfiltration sous le pied de l'*uprush* entrant, infiltration pendant le *backwash* et pour les longs *backwash*, exfiltration localisée durant l'*uprush* suivant. Ce schéma a été observé à la fois pour le *swash* dominé par les ondes courtes (Li and Barry, 2000) et par les ondes IG (Sous *et al.* 2016).

2.3 Stabilité des ouvrages de haut de plage

Les ouvrages de protection du littoral s'inscrivent dans une stratégie de lutte dite "dure". Leurs stabilités ainsi que la caractérisation des forces auxquelles ils sont soumis soulèvent de nombreux enjeux. Afin de comprendre cette problématique, une classification des ouvrages de défense est tout d'abord abordée en section 2.3.1. Quelques éléments sur la physique de l'impact des vagues sont ensuite énoncés comme la classification des charges pouvant agir sur la structure (sous-section 2.3.2.1), les impacts à aération élevée dans le cas d'un mur vertical (sous-section 2.3.2.2) et les effets d'échelle (sous-section 2.3.2.3). Enfin, un rapide résumé des approches par équilibre des forces statiques et dynamiques de la stabilité des enrochements d'un perré (talus avec un revêtement en pierre sèche) est effectué (section 2.3.3).

2.3.1 Classification des ouvrages de défense

Dans le contexte d'une stratégie de lutte dure, la mise en place de structures parallèles à la côte est régulièrement utilisée. Ces structures étant appelées communément *seawall* dans la littérature, servent à résister à l'intrusion de l'océan ou encore à briser la force des vagues et protéger le rivage de l'érosion (Weggel, 1988). Suivant ce même auteur, ils peuvent être classés en fonction de leurs positions dans la zone de marnage et par rapport aux phénomènes de *runup*.

En simplifiant cette classification, il est possible de distinguer six types de *seawalls* qui sont énumérés ci-dessous et visible sur la figure 2.10.

- Type 1 : Plus haut que l'élévation maximum atteinte par la lame d'eau par des vagues de tempête. Ils ont globalement une influence négligeable sur les processus hydrodynamiques et sédimentaires côtiers malgré leurs potentiels impacts sur les processus éoliens.
- Type 2 : Plus haut que le niveau marin en cas de tempête mais en dessous du niveau atteint par l'élévation maximum atteinte par la lame d'eau par des vagues de tempête.
- Type 3 : En dessous du niveau marin en cas de tempête mais au-dessus de la marée haute.
- Type 4 : Dans la zone de marnage.
- Type 5 : En dessous de la limite de basse mer. Les vagues déferlent dessus ou au large.
- Type 6 : Les vagues ne déferlent plus avant l'ouvrage. Celui-ci permet de réfléchir partiellement les vagues incidentes.

Dans le contexte actuel, avec l'augmentation du niveau marin et surtout l'érosion des littoraux, le type de l'ouvrage peut évoluer au cours du temps. De plus, on observe au droit des structures rigides un affaissement de la plage entraînant une réduction de la zone intertidale. Tout d'abord, l'occupation de l'espace par ces ouvrages de protection réduit la surface disponible, tant pour les activités récréatives (comme à Miami Beach, en Floride) que pour le rééquilibrage naturel des plages, en entravant les échanges sédimentaires. Cela engendre une forme d'érosion passive (Pilkey and Wright III, 1988). Enfin, d'après les mêmes auteurs, une érosion active se produit avec

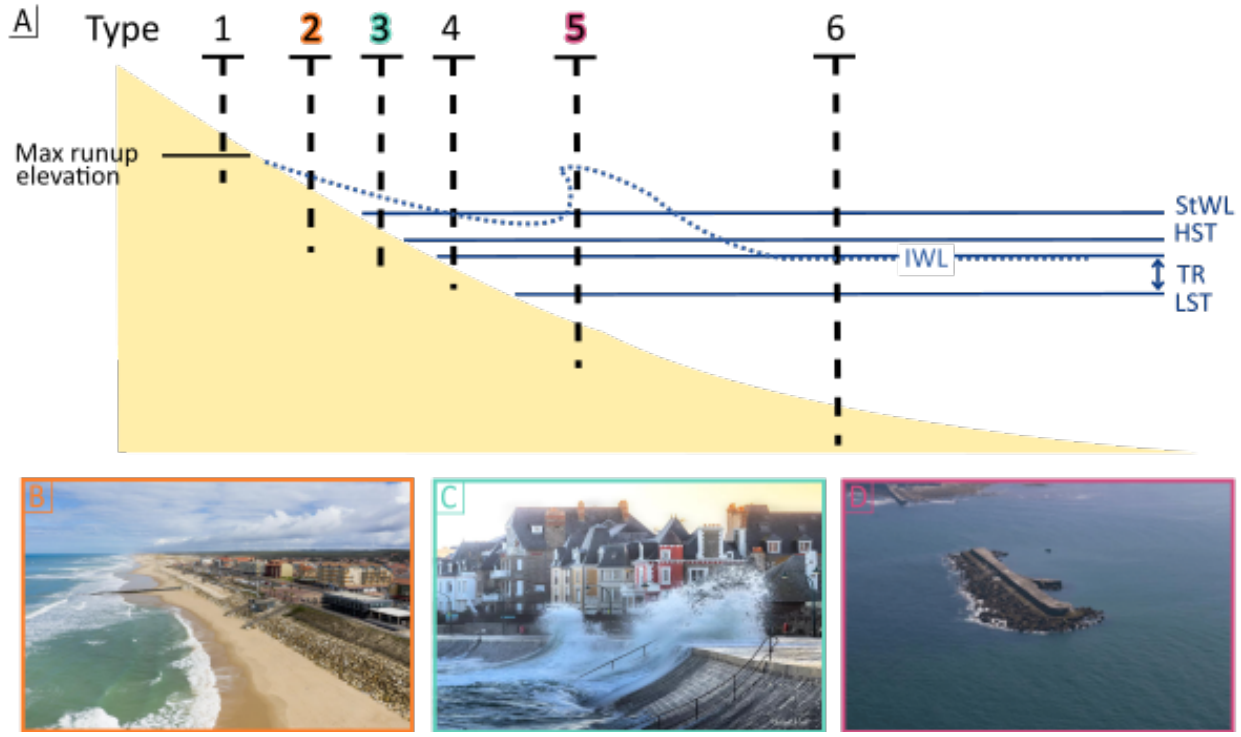

Figure 2.10: (A) Différents types de *seawalls*, simplifiée d'après Weggel (1988)) avec StWL : Storm water level ; HST : High spring tide ; TR : Tidal range ; LST : Low spring tide ; IWL : Instantaneous water level ; (B) Type 2 : Enrochement présent à Lacanau (Lacanau, Nouvelle-Aquitaine, France) © G.Bonnaud ; (C) Type 3 : Digue de Rochebonne (Saint-Malo, Bretagne, France) © V.Huet ; (D) Type 5 : Brise lame à l'entrée de la baie : Digue de l'Artha (Saint-Jean-de-Luz, Nouvelle-Aquitaine, France) © OCNA.

la mise en interaction de la zone de *surf* avec la plage, entraînant une intensification des processus comme les courants parallèles à la côte, la réflexion des vagues, les courants d'arrachement et les courants liés aux gradients de pression. La présence de structures dures entraîne également une interruption des échanges sédimentaires entre le bas de plage et la dune, un effet de bord, une diminution de la réponse des plages aux tempêtes et augmente la raideur de la plage. Parmi ces différents types, les structures dures sont également nombreuses en genre (e.g. mur droit, mur incliné, enrochements, perré etc).

On s'intéresse ici aux ouvrages de types 2 et 3, c'est-à-dire des ouvrages plus hauts que le niveau marin en cas de tempête mais en dessous du niveau atteint par l'élévation maximale atteinte par la lame d'eau par des vagues de tempête; et en dessous du niveau marin en cas de tempête mais au-dessus de la marée haute, respectivement.

2.3.2 Quelques éléments sur la physique de l'impact des vagues

Afin de comprendre les interactions entre les ouvrages de protection du littoral et l'hydrodynamique, il est important dans un premier temps de caractériser les charges agissant sur les ouvrages.

2.3.2.1 Classification des charges

Plusieurs classifications de ces charges sont présentes dans la littérature. Deux classifications sont présentées ici. La première regroupe ces charges en fonction de leurs durées :

- Les impacts (*shortduration loads*) regroupent les charges qui agissent sur les structures avec des durées comparables à la période de résonance naturelle de la structure.
- Les charges *quasistatic* ou *pulsating* ou *slowly-varying* sont les charges qui agissent pendant une durée supérieure à cette période de résonance.

Une seconde classification disponible dans la littérature est effectuée en fonction de l'aération de la lame d'eau impactant l'ouvrage. Hofland *et al.* (2011) regroupe ainsi quatre types d'impact (figure 2.11):

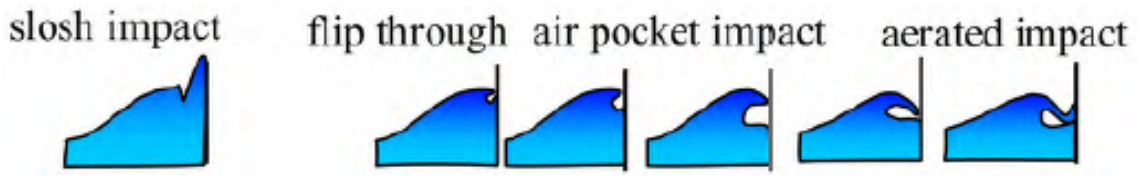

Figure 2.11: Profils de vagues avec l'augmentation de la taille des poches d'air, d'après Hofland *et al.* (2011)

- *Slosh impact* : correspondant à un front d'onde non aéré.
- *Flip through* : correspondant à des front d'onde très peu aéré (type mascaret par exemple).
- *Air pocket impact* : correspondant aux vagues qui déferlent à proximité de la structure.
- *Aerated impact* : correspondant aux vagues moins hautes qui déferlent plus loin du mur.

Dans Kortenhaus *et al.* (2001), on retrouve cette classification, ainsi que la possibilité d'y appliquer ou non la formule de Goda (Goda, 1974) comme le montre la figure 2.12.

Concernant les *plunging breaker*, de nouvelles formules incluant la durée de l'impact doivent être utilisées (voir Kortenhaus *et al.* (2001) pour plus de détails). Une dernière sous-catégorie qui n'est pas représentée sur la figure 2.12 correspondant aux *broken waves loads*, c'est-à-dire les vagues qui se sont déjà brisées avant d'atteindre la structure.

Globalement, les principales formules utilisées dans les manuels de conception pour estimer les forces des vagues sur les murs verticaux, les brise-lames ou les digues, sont celles dérivées de : Sainfiou (Sainflou, 1928), Minikin (Minikin, 1950) ou Goda (Goda, 1974) pour les murs simples ; et Goda/Takahashi (Goda, 2009) pour les brise-lames composites. Cependant le cas des *broken waves loads* reste encore peut étudié.

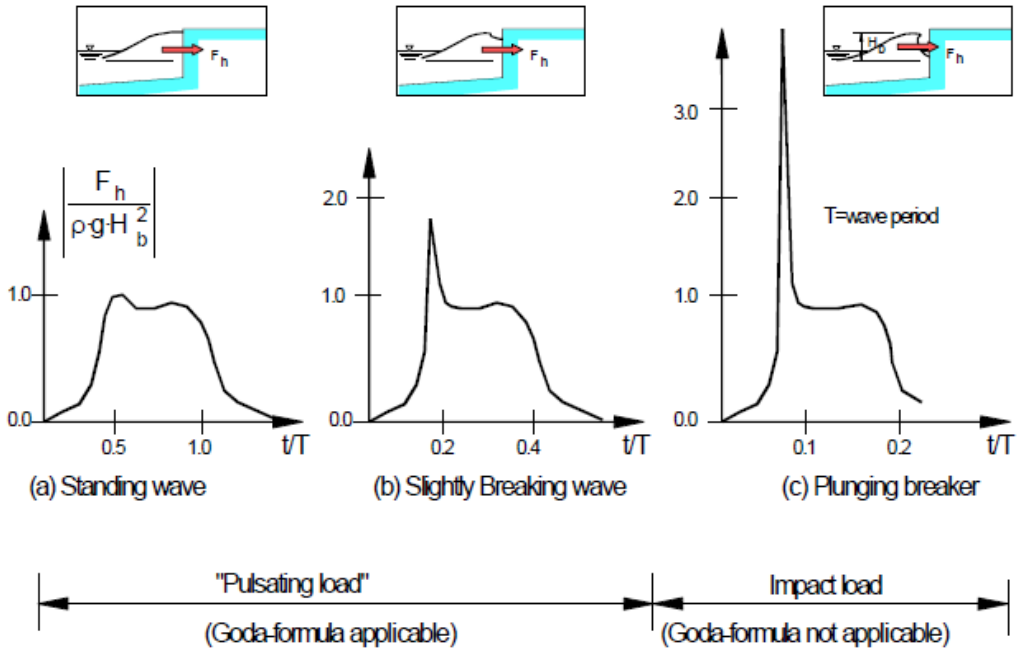

Figure 2.12: Définition du problème pour des charges pulsées (*pulsating loads*) et d'impact d'après Kortenhaus *et al.* (2001)

2.3.2.2 Impact à aération élevée

La présente étude se concentre particulièrement sur le cas des impacts à aération élevée (*broken waves loads*). Elle se réfère à un rapport effectué par l'Institut national de la recherche scientifique, Le Centre Eau Terre Environnement, au Québec (Frandsen *et al.* 2016). Dans cette étude, la catégorisation des impacts est effectuée suivant un paramètre d'impact tel que $x_b h_{wb}/H_b^2$ (voir la figure 2.13 pour la définition des paramètres).

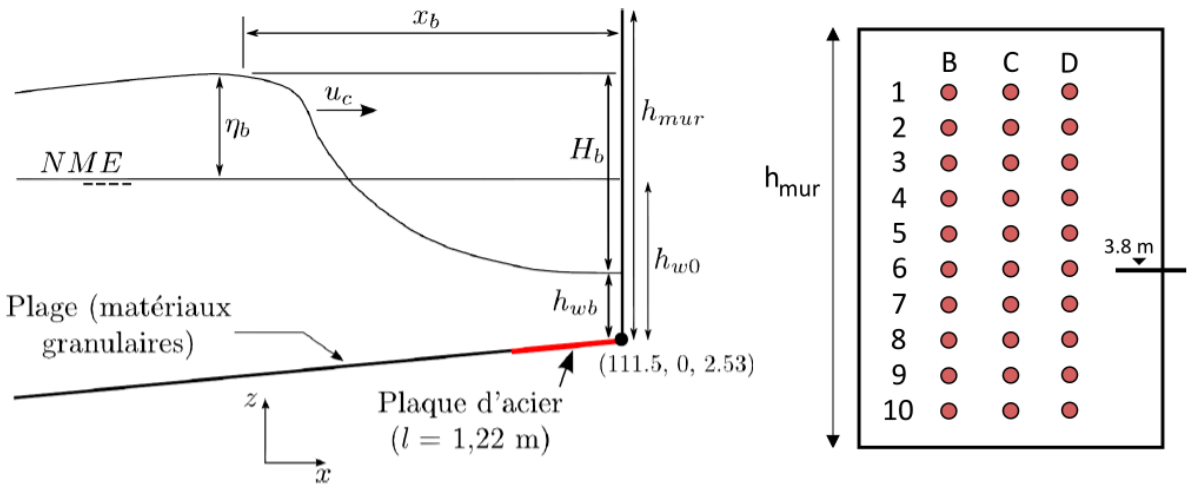

Figure 2.13: Définitions des paramètres de déferlement près du mur (gauche) et nomenclatures des capteurs (cercles rouges) en fonction de leur emplacement sur le mur (droite), d'après Frandsen *et al.* (2016). Avec x_b, la distance horizontale entre le point déferlement et le mur; h_{mur}, la hauteur du mur testé; h_{w0}, la profondeur d'eau initiale au mur; h_{wb}, la profondeur d'eau au mur lors du déferlement et H_b, la hauteur de la déferlante.

Les impacts à aération élevée ont un paramètre d'impact se situant entre $0.5 < x_b h_{wb}/H_b^2 < 1.5$; ils ont donc tendance à provenir de vagues moins hautes et qui déferlent plus loin du mur. D'après des expériences effectuées en canal à houle, ce type d'impact produit des pressions pariétales de l'ordre de $P_{w,max} < 1\,000$ kPa, pour des vagues autour de 1.25 m de hauteur, comme le montre la figure 2.14.

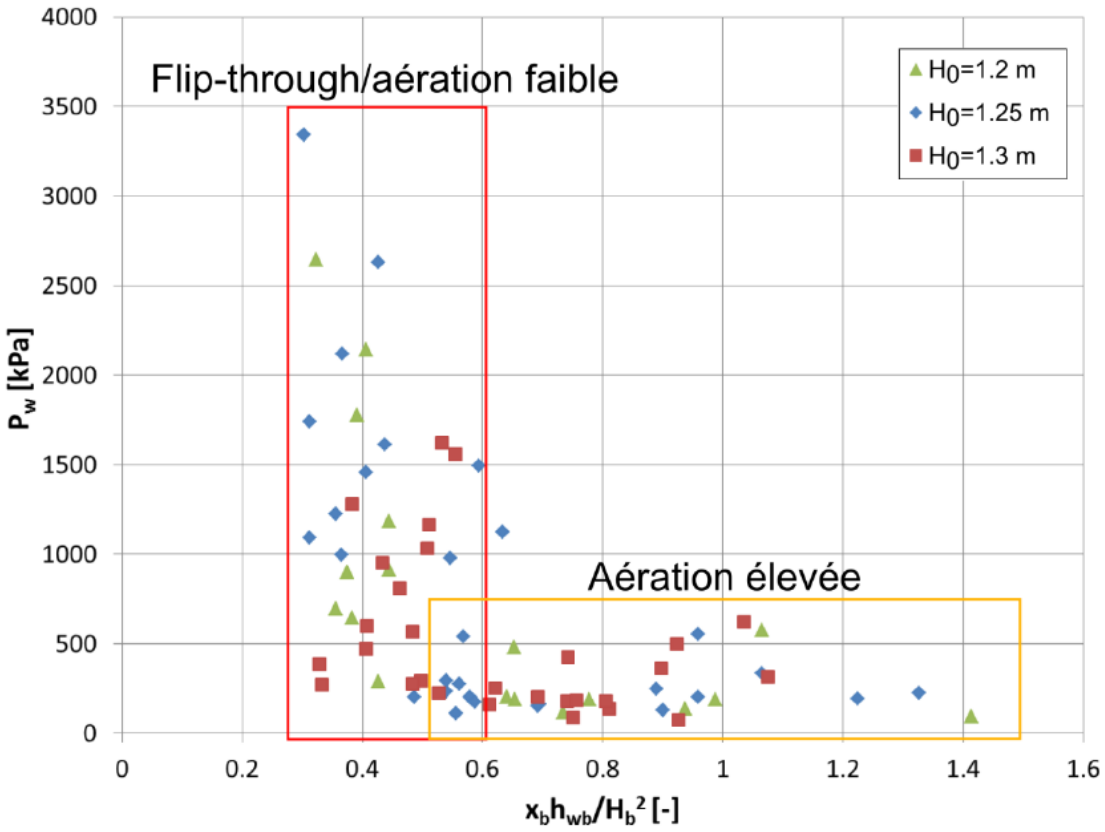

Figure 2.14: Pressions pariétales en fonction du paramètre d'impact. Les pressions sont associées aux différents types d'impact pour une profondeur au pied du mur de 1.27 m et une période de vague de 6 s. La hauteur initiale des vagues H0 varie de 1.2 à 1.3 m, d'après Frandsen *et al.* (2016).

Que ce soit pour les impacts à faible ou à forte aération, l'évolution temporelle des pressions associées est spécifique à chaque type d'impact. Les pressions liées aux impacts fortement aérés sont présentées sur la figure 2.15a. On y observe d'abord un pic de pression principal, suivi de pressions oscillantes causées par les poches d'air. Ces cycles de compression et de décompression engendrent des pressions relatives négatives qui diminuent progressivement. Enfin, la pression revient à un état quasi-hydrostatique. Dans le cas d'un impact *flip-through* (figure 2.15b), aucun entraînement d'air n'a lieu, ce qui explique l'absence d'oscillations sur les courbes de pression. Ce type d'impact est généralement caractérisé par un pic de pression très élevé, avec une pression qui semble augmenter progressivement de bas en haut sur le mur, comme observé ici entre les capteurs C7 et C4 (figures 2.13gauches). L'augmentation de la pression depuis son niveau de repos est enregistrée successivement par les capteurs situés le long d'une même colonne. Comme pour les autres types d'impact, la composante hydrostatique persiste un certain temps après l'impact principal.

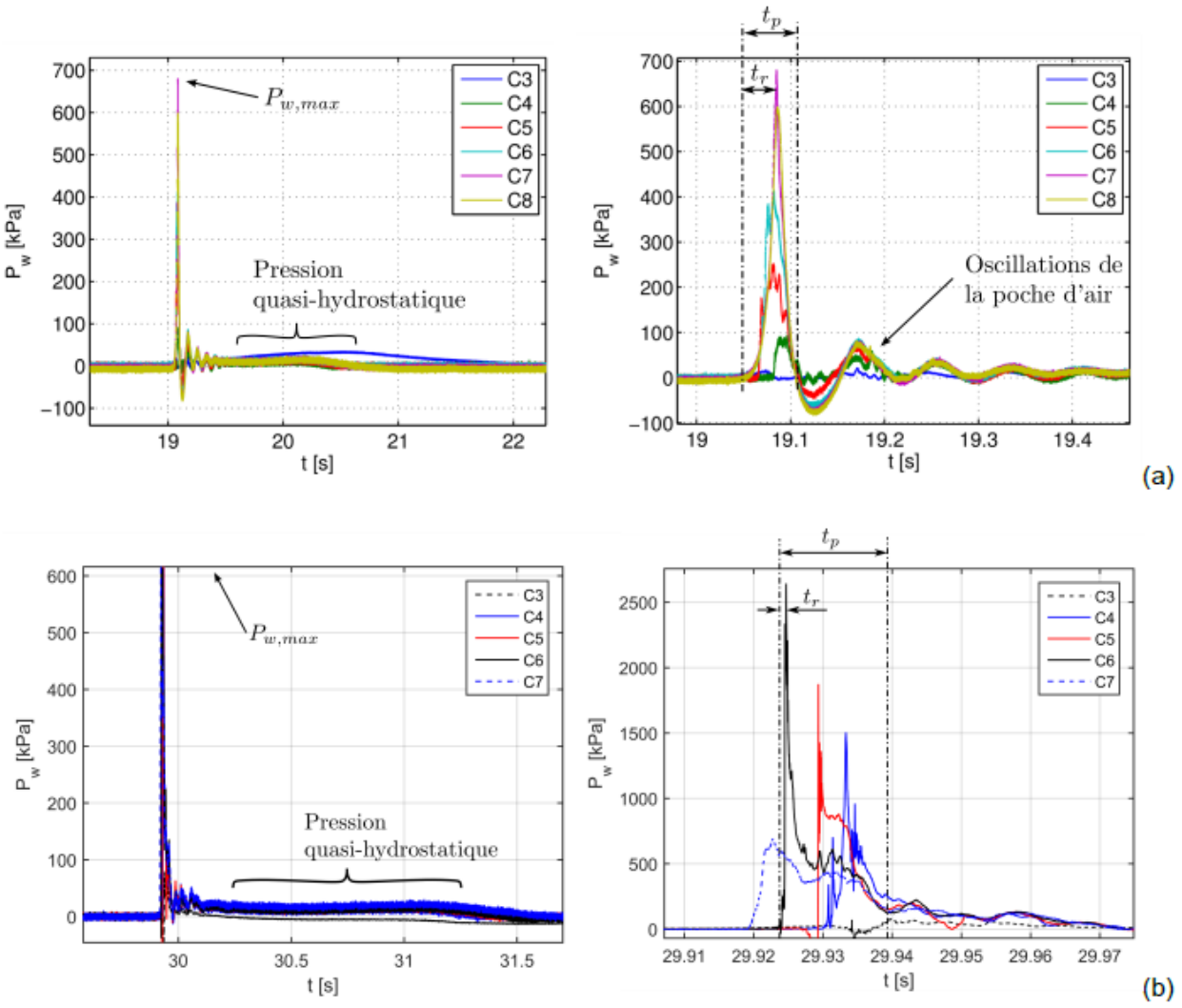

Figure 2.15: Évolution temporelle typique de pression pour différents types d'impact. (a) Impact à aération élevée avec une poche d'air emprisonnée sous la vague (run 53-2), contre le mur. (b) Impact *flip-through* (run 94-2). Les Ci sont les capteurs de pressions sur le mur vertical, d'après Frandsen *et al.* (2016).

Les impacts fortement aérés engendrent des pressions plus faibles et présentent un temps de montée plus long, c'est-à-dire le temps nécessaire pour que la lame d'eau progresse sur le mur. En revanche, les impacts de type *flip-through* ont des temps de montée plus courts et peuvent générer des pressions beaucoup plus élevées. Lorsque des poches d'air sont présentes, les impacts sont moins intenses, car l'énergie est "étalée" sur une durée plus longue. L'air joue alors un rôle d'amortisseur, dissipant l'énergie de la vague dans le temps et l'espace : les pics de pression persistent plus longtemps et affectent une plus grande portion du mur à un moment donné. Les mesures de pression fournissent des informations locales qui peuvent varier considérablement selon le point de mesure. Cependant, la force totale exercée sur le mur offre une vue d'ensemble de l'impact. Pour calculer cette force, il est nécessaire d'intégrer la pression sur l'ensemble de la surface du mur (voir figure 2.16).

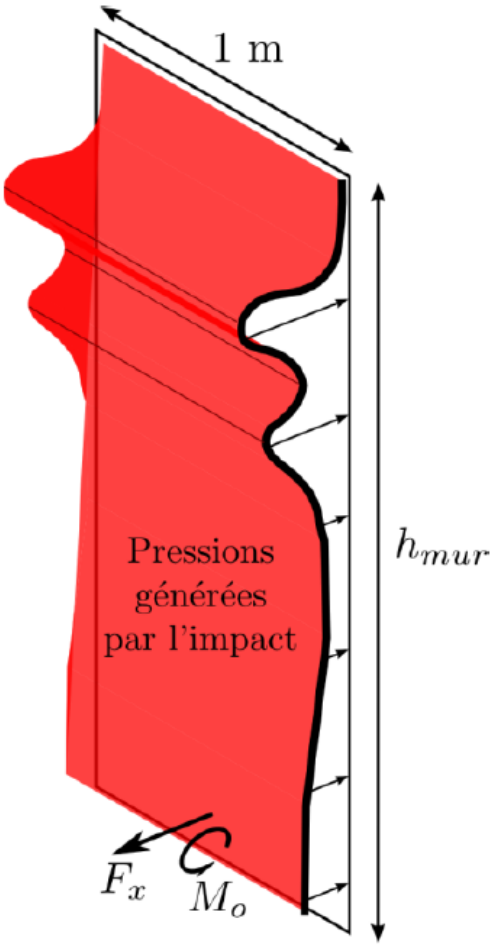

Figure 2.16: Forces de réaction associée à la distribution de pression sur le mur (surface rouge). F_x et M_o représentent respectivement la force horizontale et le moment associés à cette réaction, d'après Frandsen *et al.* (2016).

Les résultats présentés dans le tableau 2.2 sont en termes de chargement distribué par mètre linéaire, c'est-à-dire une force distribuée uniformément sur une structure d'un mètre de long (donc en $kN.m^{-1}$). Les pressions maximales pour des impacts à forte aération sont trois fois moins élevées que pour une aération faible, les forces maximales sont seulement 1.5 fois plus petites. Les impacts à aération élevée ne sont pas à négliger, car ils présentent des pics de force plus longs et des oscillations dues à la poche d'air, ce qui pourraient avoir un effet sur la résistance en fatigue notamment.

Table 2.2: Forces maximales et significatives (20% des plus hautes) selon différents types d'impact pour une profondeur initiale d'eau dans le canal de h_{w0}=3,8 m, et une période des vagues de T=6 s, d'après Frandsen *et al.* (2016).

Type d'impact	P_s	$F_{x,s}$	$F_{x,max}$
	kPa	$kN.m^{-1}$	$kN.m^{-1}$
Flip-through	1 789	324	435
Aération faible	2 986	420	425
Aération élevée	871	276	350

2.3.2.3 Effet d'échelle

L'effet d'échelle désigne la variation des propriétés physiques ou mécaniques d'un système ou d'un matériau en fonction de sa taille ou de son échelle. Par exemple, les comportements observés à petite échelle, comme en laboratoire, peuvent différer de ceux à grande échelle, en réalité. Afin de décrire convenablement les forces et la physique entourant les vagues, plusieurs paramètres sans dimension, comme le montre la figure 2.17 peuvent être utilisés. L'emploi de ces paramètres se révèle plus complexe lorsque plusieurs forces sont à considérer pour le même phénomène. Le nombre de Froude par exemple, est couramment utilisé pour caractériser les écoulements à surface libre et les vagues. Il peut être définit tel que :

$$Fr = \frac{\nu}{\sqrt{g\,L}}\,, \tag{2.2}$$

Avec ν, la vitesse du fluide (en $m.s^{-1}$) et L, une taille typique associée au système (en m).

Il a cependant été démontré que le nombre de Froude ne rend pas toujours compte de manière adéquate du déferlement et des impacts de vagues, qui sont des phénomènes rapides et violents entraînant des pressions extrêmement élevées. De plus, en raison de la présence d'air sous la vague, des effets de compressibilité se manifestent, alors que les vagues sont généralement considérées comme incompressibles.

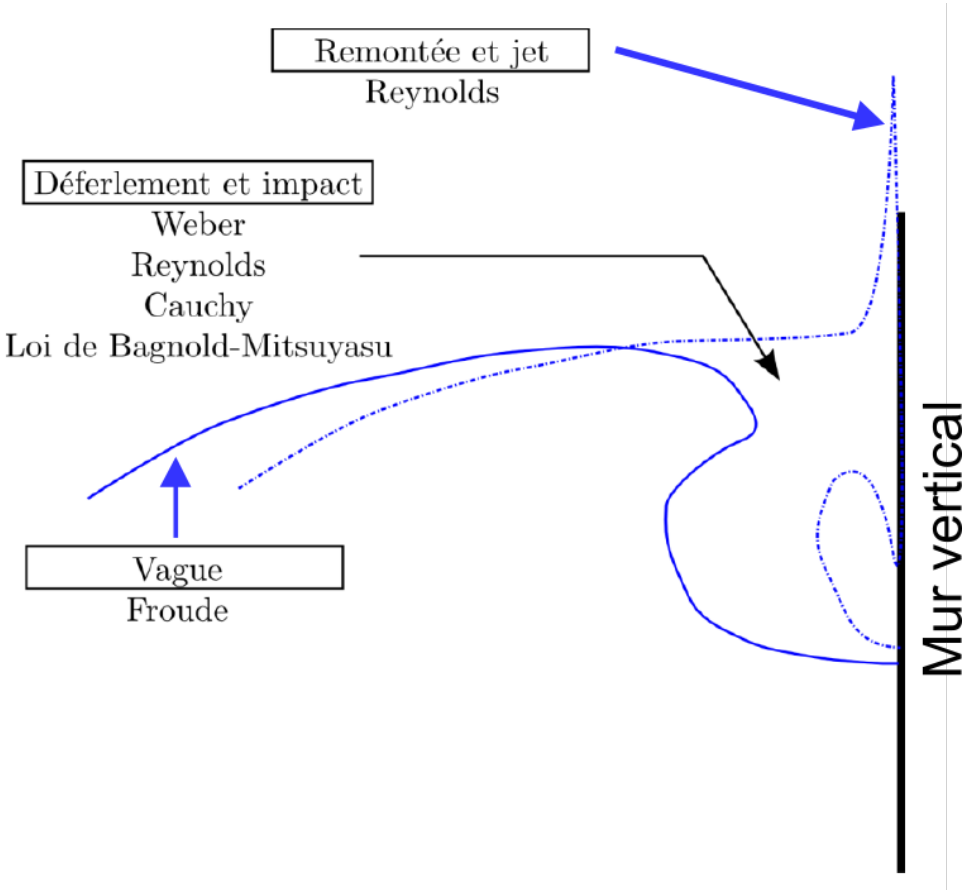

Figure 2.17: Paramètre de similitude dans l'étude des vagues, d'après Frandsen *et al.* (2016).

Pour intégrer ces effets, Bagnold (1939) a réalisé des expériences dans un canal afin de dériver

une loi décrivant les effets de compressibilité sur les pressions à différentes échelles. Cette loi a ensuite été étendue par Mitsuyasu (1966). Plus récemment, Bredmose *et al.* (2015) ont proposé une version plus générale de la loi de Bagnold-Mitsuyasu. Selon eux, les pressions maximales exercées sur le mur ne peuvent pas être mises à l'échelle selon le nombre de Froude lorsque celles-ci dépassent 318 kPa (en pression relative). Dans de tels cas, il est nécessaire d'estimer les pressions à l'échelle réelle en utilisant la loi de Bagnold-Mitsuyasu, comme illustré dans la figure 2.18.

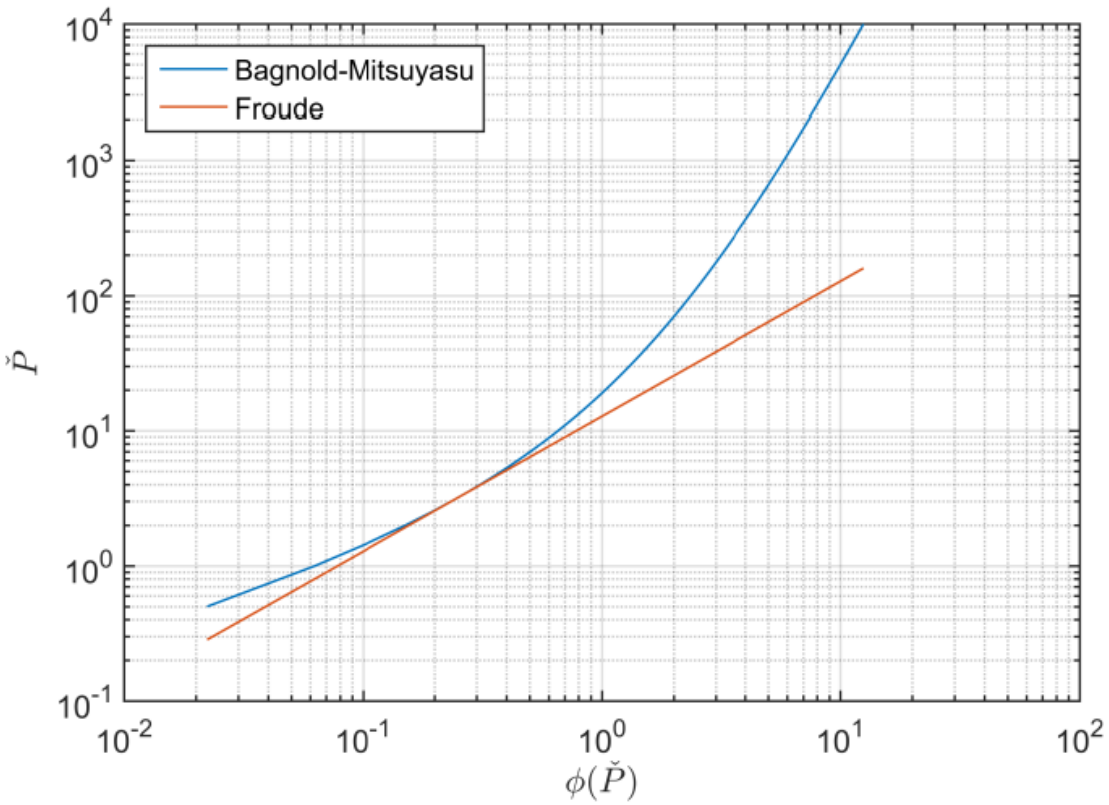

Figure 2.18: Mise à l'échelle des pressions à l'aide de la loi de Bagnold-Mitsuyasu, d'après Frandsen *et al.* (2016).

2.3.3 Stabilité des enrochements d'un perré

La classification des ouvrages effectuée en section 2.3.1 a mis en évidence l'existence de nombreux ouvrages présentant des caractéristiques différentes. La classification des charges agissant sur un mur vertical, réalisée en section 2.3.2.1, a permis de concentrer notre étude sur deux types d'impact, avec une attention particulière portée aux impacts à forte aération, correspondant au cas d'étude de ces travaux. Cette section propose un bref résumé des différentes approches par équilibre des forces statiques et dynamiques pour la stabilité des enrochements d'un perré.

2.3.3.1 Équilibre statique des forces

L'approche d'Iribarren (**1938**, Iribarren Cavanilles, 1965) considère l'action des vagues comme une force normale à la pente des enrochements qui arrache l'enrochement au moment de la descente de la vague (figure 2.19).

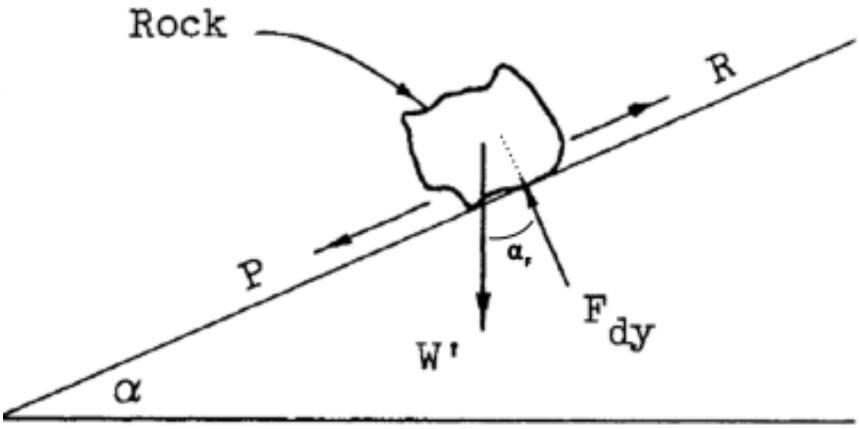

Figure 2.19: Schéma des forces exercées sur le bloc d'un enrochement. Avec W' la force stabilisante, R la force de frottement, P la force équilibrant la force de frottement, α_F l'angle entre le plan sur lequel le bloc repose et F_{dy} la force d'action des vagues, d'après Iribarren Cavanilles (1965).

Cette force varie en fonction de la hauteur de la vague (H), de la surface de l'enrochement qui est proportionnelle à son diamètre nominal (D_n) avec un coefficient de portance (C_L) et la masse volumique de l'eau (ρ_w).

$$F_{dy} = \rho_w \, g \, C_L \, D_n^2 \, H \, , \tag{2.3}$$

La force stabilisante (W, pour le cas sec et W', pour le cas dans l'eau) est le poids déjaugé de l'enrochement ainsi qu'une force de frottement de Coulomb R :

$$W = \rho_r \, g \, D_n^3 \, , \tag{2.4}$$
$$W' = (\rho_r - \rho_w) \, g \, D_n^3 \, , \tag{2.5}$$

Avec ρ_r, la masse volumique du bloc et ρ_w, la masse volumique de l'eau.

L'équilibre des forces s'écrit P = R avec :

$$P = W' \sin \alpha_F \, , \tag{2.6}$$
$$R = \mu_F \, (W' \cos \alpha_F - F_{dy}) \, , \tag{2.7}$$

avec μ_F, un coefficient de frottement.

L'inconnue de cette équation d'équilibre est D_n qui apparaît dans le forçage par la houle et dans le poids déjaugé. La solution s'écrit:

$$D_n = \frac{\mu_F \, C_L \, g \, H}{\Delta(\mu_F \, \cos\alpha_F \, - \, \sin\alpha_F)} \, , \tag{2.8}$$

Avec $\Delta = (\rho_r/\rho_w - 1)$.

Iribarren (1938), dans une optique d'ingénierie présente sa formule de stabilité pour trouver le poids de l'enrochement stable de la façon suivante :

$$W \, = \, \frac{N \rho_r g H^3}{\Delta^3(\mu_F \cos\alpha_F - \sin\alpha_F)^3} \, , \tag{2.9}$$

Avec N, coefficient empirique dépendant de la forme du bloc (valant 15 ici) (si W est en Newton), ρ, et μ_F valant 1.

De son côté, Hedar (1960) considère que l'action de la houle est une contrainte d'écoulement turbulent τ qui conduit à une force P_{1m} qui peut agir à la montée et à la descente dans une direction inconnue car c'est la somme d'une force de traînée et une force d'arrachement (figure 2.20). La contrainte est calculée classiquement comme fonction de la vitesse de l'écoulement au carré. D'autre part la célérité des vagues est considérée comme proportionnelle à la vitesse en eau peu profonde ($\sqrt{gH}$). Le carré de la vitesse est proportionnelle à H.

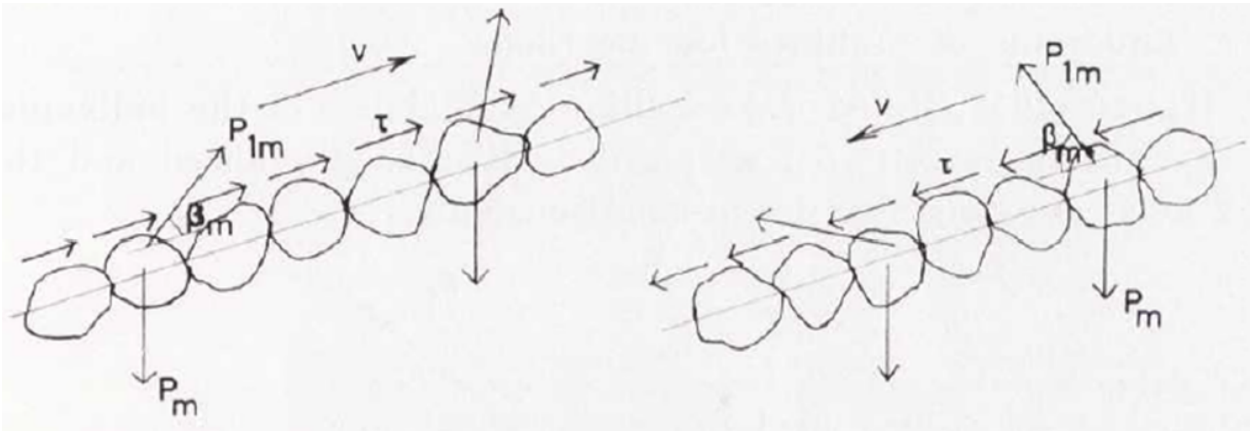

Figure 2.20: Forces agissant sur la couche de surface à la montée (l'*uprush* à gauche) et à la descente (le *backwash* à droite) d'une lame d'eau, avec v la vitesse de la lame d'eau, τ le cisaillement généré par la lame d'eau, P_m le poids du bloc, P_{lm} la somme des forces de trainée et d'arrachement, β_m l'angle entre le plan sur lequel repose les enrochements et la force P_{lm}, d'après Hedar (1960).

Lors des phases d'*uprush* et de *backwash*, la déstabilisation des blocs s'effectue par rotation, entraînant leur éjection de la couche d'enrochements. Après simplification, la formule d'Iribarren est retrouvée, avec toutefois deux possibilités de déstabilisation: soit pendant la montée de la

vague (lors de l'*uprush*, comme illustré sur la figure 2.21 à gauche), soit pendant la descente (lors du *backwash*, comme montré sur la figure 2.21 à droite). Cela modifie la direction de la force exercée par la vague, qui devient $\mu \cos\alpha + \sin\alpha$ dans le cas de l'*uprush*, ou $\mu \cos\alpha - \sin\alpha$ dans le cas du *backwash*, avec α, l'angle entre le plan sur lequel le bloc repose et l'horizontale. Le coefficient empirique est également différent (voir détails dans Hedar (1960)).

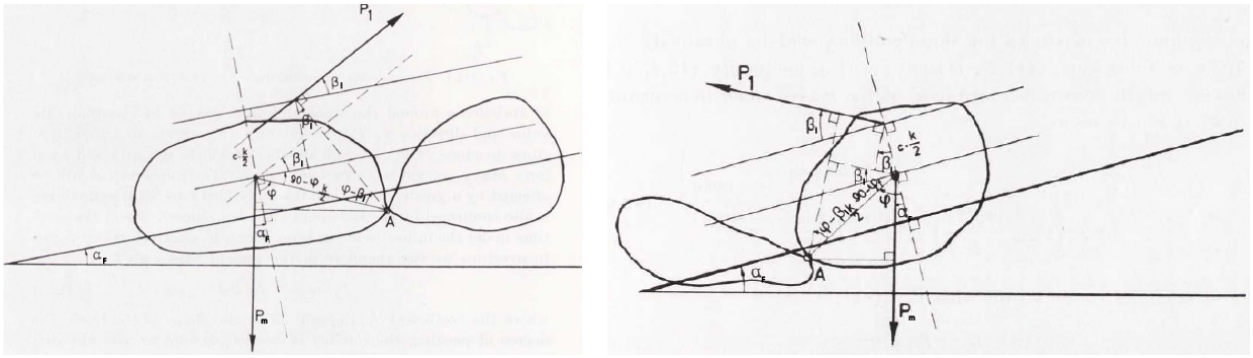

Figure 2.21: Forces agissant sur un bloc durant l'*uprush* (gauche) et le *backwash* (droite), avec P_l la force d'arrachement, β_l l'angle entre le plan sur lequel repose les enrochements et la force P_l, d'après Hedar (1960).

Iribarren en 1965 prend en compte des résultats de Hedar (1960) et utilise les expériences de Hudson et Jackson (1953) pour proposer les indications suivantes sur les coefficients empiriques à utiliser dans sa formule (Résumé sur la figure 2.22).

Table 2.3: Stabilité des différents types de blocs, d'après Hedar (1960).

Type de bloc	**Stabilité *downward*** $(\mu\cos\alpha - \sin\alpha)^3$		**Stabilité *upward*** $(\mu\cos\alpha + \sin\alpha)^3$		**Pente de transition entre l'*upward* et le *downward***
	μ	N	μ	N	$\cos\alpha$
Pierre de carrière angulaire rugueuse	2.38	0.430	2.38	0.849	3.64
Cubes	2.84	0.430	2.84	0.918	2.80
Tétrapodes	3.47	0.656	3.47	1.743	1.77

2.3.3.2 Équilibre dynamique des forces

L'approche statique est remplacée par une approche dynamique en utilisant les formules proposées par Morison (1950) pour les trois forces agissant sur un enrochement : la force de traînée (F_D), la force de portance (F_L) et la force d'inertie (F_M), auxquelles s'ajoute un terme d'accélération. Ces forces peuvent être combinées, comme le propose Hedar (1960), selon la formule suivante :

$$F_R = \frac{1}{2}\rho_w A C_D u^2 + \rho_w V C_m \frac{dU}{dt}, \tag{2.10}$$

avec A, la section transversale maximale du bloc, V, son volume, C_D et C_m, les coefficients de traînée et de masse ajoutée, u étant la vitesse du fluide et du/dt, son accélération.

Dans cette approche, les forces hydrodynamiques comprennent non seulement les vitesses, mais aussi les accélérations. De plus, il est nécessaire de déterminer les coefficients de traînée, de portance et d'inertie. Enfin, la turbulence est également prise en compte. Les résultats des recherches entreprises pour répondre à ces problématiques sont synthétisés dans l'article de Terrile *et al.* (2006).

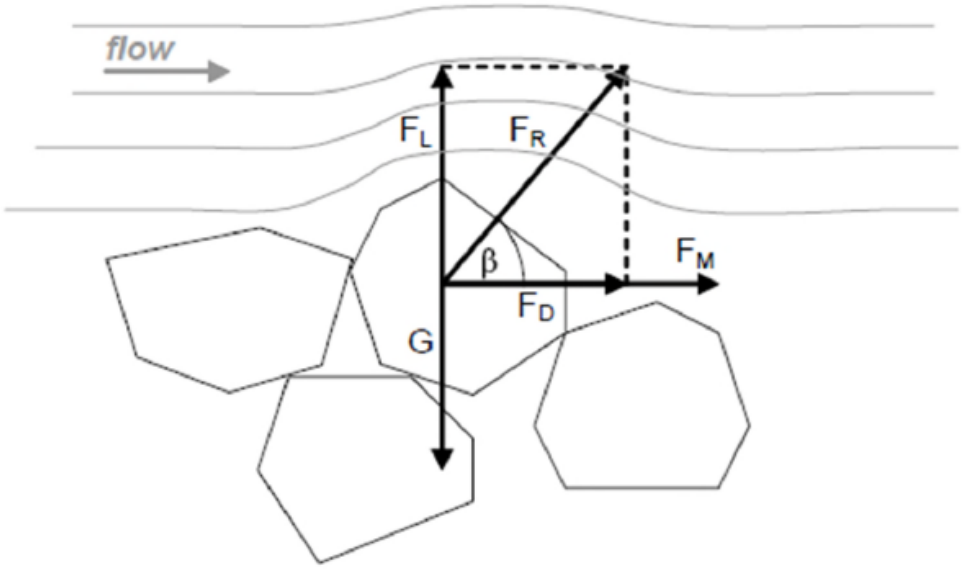

Figure 2.22: Forces exercées sur une particule au fond, d'après Hedar (1960).

Les conclusions sont les suivantes : les forces d'inertie jouent un rôle important en combinaison avec la force de traînée et doivent être prises en compte avec un modèle cinématique de houle performant, capable de considérer l'asymétrie des vagues dans la zone littorale. Les coefficients de traînée et de portance, souvent considérés égaux, doivent être déterminés séparément, car ils varient en fonction du nombre de Keulegan-Carpenter. Ce nombre sans dimension décrit l'importance relative des forces de traction par rapport aux forces d'inertie pour les objets dans un écoulement de fluide oscillatoire. Pour les petits nombres de Keulegan-Carpenter, l'inertie domine, tandis que pour les grands nombres, les forces de traînée (i.e turbulences) sont prédominantes. Van den Bos (2006) a comparé l'approche de Morison avec d'autres méthodes plus classiques, telles que la méthode de *Shields bed shear stress*, en mesurant la stabilité des enrochements protégeant des pipelines installés sur le fond marin soumis à la houle et aux courants. Cette comparaison montre que l'approche de Morison ne parvient pas à reproduire les mesures observées.

2.4 Positionnement des travaux de recherche

À travers cette synthèse des connaissances sur les différents phénomènes et processus physiques affectant les plages sableuses soumises à l'action de la houle, ainsi que sur la stabilité des ouvrages de protection de haut de plage dans ces mêmes conditions, quatre questions scientifiques ont été identifiées:

Q1 : *Comment les ondes longues se transforment-elles en condition de tempête, en fonction de la présence ou non d'ouvrage de protection du littoral ?*

Q2 : *Quels sont les processus clés à prendre en compte pour modéliser la transformation des ondes longues et comment paramétrer au mieux le modèle XBeach?*

Q3 : *Quelles sont, à l'échelle tidale, les interactions entre le signal de marée, les vagues en zone de swash et l'aquifère côtier, et quelles implications ces phénomènes ont-ils sur la gestion des zones côtières ?*

Q4 : *Comment modéliser l'impact de l'hydrodynamique, et en particulier des phénomènes de runup, sur les ouvrages de protection côtière de haut de plage, et comment prévoir les effets de l'augmentation de leurs sollicitations ?*

Afin de répondre à ces questions, ce manuscrit de doctorat est organisé de la manière suivante :

Le **Chapitre 4** vise à améliorer nos connaissances concernant les transformations des ondes longues en zone naturelle ou en présence d'ouvrage de haut de plage, tel que les enrochements, en conditions de tempêtes. Cette étude combine l'analyse de données *in situ* collectées lors d'une campagne de mesures effectuée en Novembre 2022 sur la plage de Lacanau et un travail de modélisation de l'hydrodynamique associée aux groupes de vagues de tempête réalisé à l'aide du modèle XBeach (mode *surfbeat*). Ce chapitre à également pour objectif de répondre à certaines interrogations telles que l'importance de la modélisation du déferlement et de la bathymétrie en particulier dans le cas d'une plage avec une morphologie 3D complexe comme c'est le cas de la plage de Lacanau.

Le **Chapitre 5** se place à l'échelle tidale étant donné que peu d'études ont été réalisées à cette échelle. Il vise à améliorer les connaissances concernant les interactions ayant lieu en zone de *swash*, entre le système d'eaux souterraines, la marée et les ondes arrivant sur la plage, notamment en apportant des données *in situ* obtenues sur la plage de Lacanau. Les perspectives générales de gestion des zones côtières sont également discutées.

Le **Chapitre 6** fournit une première approche d'application de contraintes hydrodynamiques sur un milieu discontinu tel que les enrochements. Il a pour objectif d'établir un premier lien entre les différents domaines physiques régissant les interactions entre les ouvrages de haut de plage et l'hydrodynamique dans la zone de *swash*.

CHAPITRE 3

Compléments méthodologiques

Contents

3.1 Introduction 40

3.2 Traitement des données *in situ* et vidéo 40

3.2.1 Traitement des données vidéo 41

3.2.2 Traitement des données de pression 42

3.2.3 Traitement des données de vitesse 45

3.3 Calcul des paramètres statistiques 46

3.4 Séparation du signal d'élévation de la surface libre 46

3.4.1 Approche temporelle par Guza *et al.*, 1984 46

3.4.2 Approche spectrale par Sheremet, 2002 47

3.4.3 Approche de Van Dongeren and Svendsen, 1997 47

3.4.4 Comparaison 48

3.5 Conclusions 53

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, quelques compléments méthodologiques sont donnés concernant le traitement des données *in situ* des chapitres 4 et 5. Tout d'abord, l'installation de la caméra mentionnée dans le chapitre 5 est abordée, ainsi que le traitement des données vidéo issues de cette même caméra pour la collecte des données de *runup* (sous-section 3.2.1). Dans les sous-sections 3.2.2 et 3.2.3, le traitement des données de pression et de vitesses utilisées dans le chapitre 4 est détaillé. En section 3.3 le calcul des différents paramètres statistiques des ondes est abordé. Enfin, la dernière partie de ce chapitre (section 3.4) est consacrée à l'étude des différentes méthodes de séparation du signal d'élévation de la surface libre sur un cas de laboratoire.

3.2 Traitement des données *in situ* et vidéo

Dans cette section, le traitement des données vidéo, de pression et de vitesses est abordé. Plusieurs techniques intrusives ont été utilisées dans le passé pour étudier les phénomènes de *runup*, comme des capteurs de pression enterrés dans le sol qui ne permettent pas de mesurer l'excursion complète du *runup*. Comme alternative à ces méthodes intrusives, les méthodes de télédétection active permettant d'observer les processus sans aucune forme de contact avec l'eau ont été de plus en plus utilisées ces dernières années (comme par exemple le LiDAR). Afin de valider les données issues de ces méthodes, des fils résistifs ont pu être utilisés dans le passé (e.g Holland *et al.* 1995). Ainsi, les méthodes non intrusives permettent une cartographie 3D précise de la zone d'intérêt (Blenkinsopp *et al.* 2011, Brodie *et al.* 2015, Stockdon *et al.* 2014, Fiedler *et al.* 2015, Almeida *et al.* 2016, Martins *et al.* 2017b). Des systèmes de caméra vidéo peuvent également être utilisés pour étudier différents paramètres en zone de déferlement, tels que la position des zones de déferlement, la célérité des ondes ou la position de la ligne d'eau moyenne ou instantanée (*runup*), de manière non-intrusive (figure 3.1).

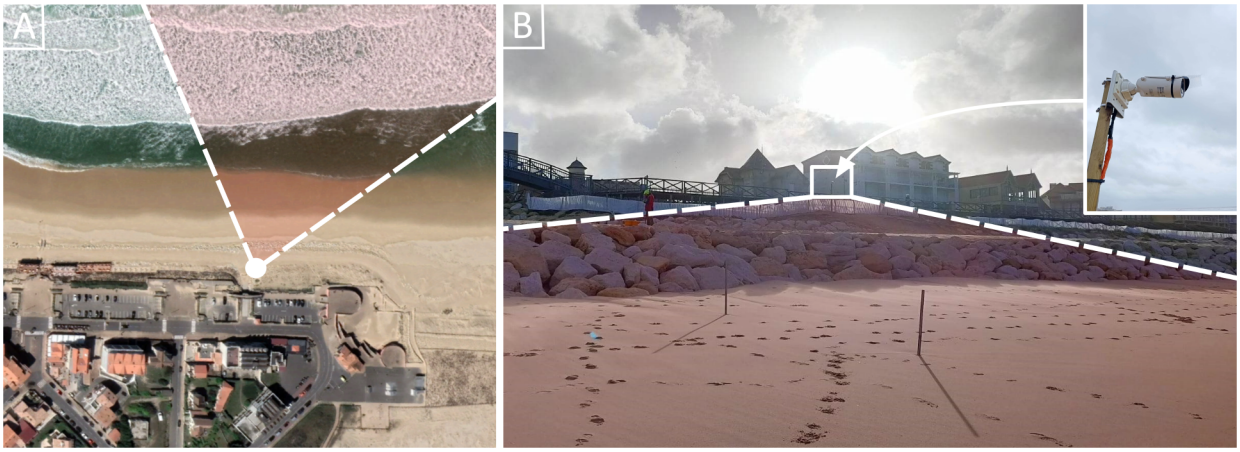

Figure 3.1: Vue satellite de la plage de Lacanau et angle de vue du dispositif vidéo (A). Dispositif utilisé avec la position de la caméra symbolisée par un rectangle blanc (B).

Lorsque les systèmes de télédétection passive utilisent de l'optique et non de l'infrarouge, con-

trairement aux méthodes de télédétection active, ils sont limités par l'ensoleillement du site d'étude (ne fonctionnent pas la nuit) mais peuvent être utilisés sur de longues périodes de temps et sur une emprise spatiale importante (e.g Inch *et al.* 2016).

3.2.1 Traitement des données vidéo

Au cours des différentes campagnes de terrain réalisées (chapitres 4 et 5), des données vidéo ont été collectées à partir d'une station vidéo temporaire installée au sommet d'un mât sur la plage (2 m au-dessus du niveau du haut de plage, dispositif visible sur la figure 3.1). Cette station a permis de recueillir des images échantillonnées à une fréquence de 1 Hz, enregistrées en 2560×1920 px, afin d'étudier les phénomènes de *runup* qui ont été déduits des signaux de *swash* enregistrés.

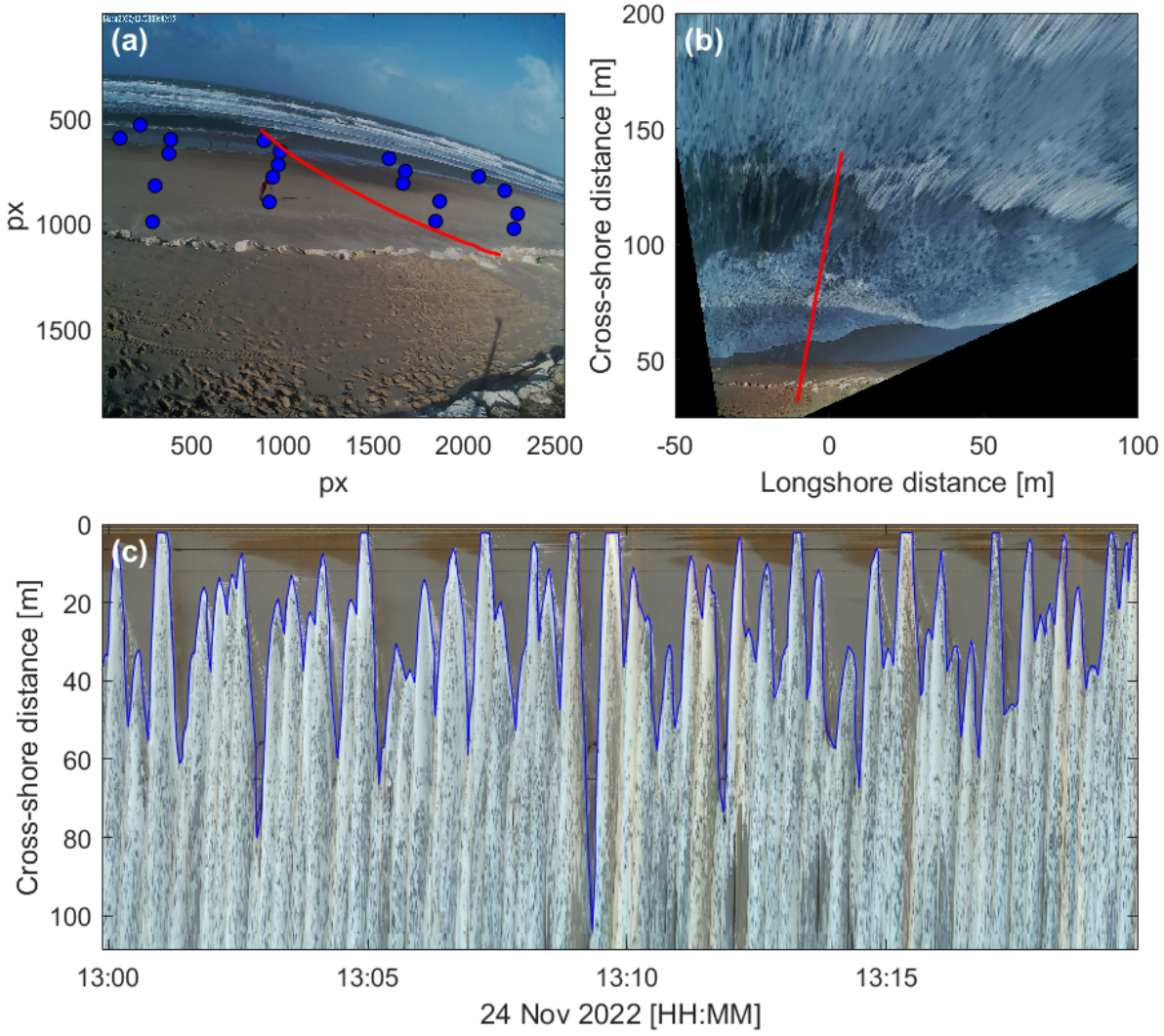

Figure 3.2: Positions des GCPs (cercles bleus) et du transect choisi (ligne rouge) (a). Image redressée (b). À noter que le transect est perpendiculaire à la côte et que l'enrochement n'est pas parallèle à la côte. Digitalisation du *runup* (courbe bleue) sur un *timestack* (c).

Classiquement, les caméras vidéo permettent d'obtenir plusieurs types d'images : (i) les images instantanées (*snapshots*), (ii) les images moyennées dans le temps (*time-exposure images* ou *timex*) et (iii) les séries temporelles de pixels (*timestack images*) qui représentent l'évolution temporelle

de l'intensité des pixels le long d'un transect de l'image qui, par exemple, peut être choisi perpendiculaire à la côte depuis la zone de déferlement jusqu'à la zone de *swash*. Ce dernier type d'images est utilisé dans plusieurs études pour étudier le *runup* (e.g Holman and Guza, 1984, Carlson, 1985, Ruggiero, 2004, Stockdon *et al.* 2006, Salmon *et al.* 2007, Senechal *et al.* 2011a, Guedes *et al.* 2012, Stockdon *et al.* 2014, Fiedler *et al.* 2015, Hofland *et al.* 2015, Senechal *et al.* 2018) ou le déferlement des vagues (e.g Gal *et al.* 2011, Robertson *et al.* 2015, Almar *et al.* 2021). Un exemple de *timestack* est donné dans la figure 3.1c où l'axe vertical se réfère à la position *cross-shore* et l'axe horizontal au temps.

Pour pouvoir fournir des informations quantitatives, la distorsion optique de l'objectif, plus ou moins forte suivant les caméras doit être corrigée. Par exemple cette distorsion produit la courbure de l'horizon sur la figure 3.1a. Les coefficients de distorsion sont généralement calculés en même temps que d'autres paramètres intrinsèques de la caméra (focale, centre optique) en utilisant l'image d'un damier. Dans un second temps, les trois types d'images doivent être géo-rectifiés. La géo-rectification d'image est une transformation par laquelle l'image oblique capturée par une caméra est redressée en une image plane dans un système de coordonnées du monde réel. Pour géo-rectifier les images, il est nécessaire d'identifier sur une image de référence un nombre minimum de points dont les coordonnées dans le monde réel sont connues. Ces points sont appelés points de contrôle au sol ou *Ground Control Points* (GCPs). Pour chaque GCP il est nécessaire d'avoir la correspondance entre sa position 2D dans le plan de l'image (position u, v des pixels) (figure 3.1a) et 3D dans le monde réel (x, y, z) qui peut être mesurée, par exemple, à l'aide d'un système GNSS. Une fois les coefficients de redressement obtenus à partir des GCPs, chaque pixel de l'image correspond à une position géographique pour une altitude donnée. Une image complète peut être redressée en faisant l'hypothèse (fausse, en général) que tous les pixels de l'image se trouvent à une altitude fixe que l'on donne (figure 3.1b). La résolution de l'image géo-rectifiée n'est pas fixe mais dépendante de la distance à la caméra et pour un angle de caméra rasant, la résolution peut très vite être dégradée (figure 3.1c). Dans ce travail, les *timestacks* ont été générés à partir de 26 heures de données vidéo pour 4 marées, toutes campagnes de mesures confondues, puis redressés par itération en utilisant l'altitude donnée par la topographie de la plage en chaque pixel selon la méthode itérative décrite dans Blenkinsopp *et al.* (2016). Ceci permet d'éviter les erreurs de redressement liées à l'usage d'une altitude fixe. Les images ont été utilisées afin d'étudier l'évolution temporelle du *runup* qui a été digitalisé manuellement sous Matlab (courbe bleue sur la figure 3.1c).

3.2.2 Traitement des données de pression

Au cours des différentes campagnes de terrain réalisées, des données de pression près du fond ont été collectées. Cette section aborde la méthode de reconstruction de l'élévation de la surface libre appliquée à ces données, collectées en zone intertidale, et utilisées dans le chapitre 4, ainsi que le domaine d'application de la méthode. Seules les données comportant un capteur immergé en continu sont considérées dans cette étude. La figure 3.3 définit les différentes variables utilisées

par la suite.

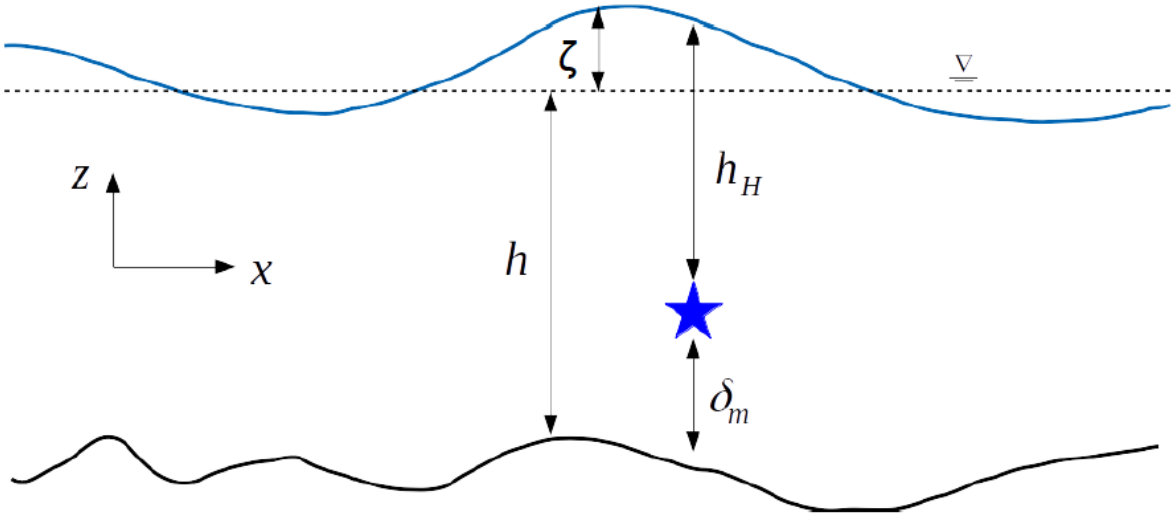

Figure 3.3: Croquis de définition des variables avec h la profondeur d'eau moyenne (incluant le *setup*), δ_m l'élévation du capteur au dessus du fond, h_H la colonne d'eau au-dessus du capteur et ζ l'élévation de la surface libre brute, modifié d'après Pinault (2022).

Dans un premier temps, une reconstruction hydrostatique est effectuée. Celle-ci néglige l'accélération verticale et ne considère la pression que comme hydrostatique, la pression mesurée est supposée ne dépendre que du poids de la colonne d'eau au-dessus du capteur et de la pression atmosphérique, telle que :

$$P_{\text{tot}} = P_{\text{atm}} + \rho g h_H \,, \tag{3.1}$$

où P_{tot} est la pression totale, h_H est la colonne d'eau au-dessus du capteur, P_{atm} est la pression atmosphérique, ρ est la densité de l'eau et g est la constante de gravité.

L'élévation de la surface libre hydrostatique correspondante est alors donnée par :

$$\zeta_H = h_H + \delta_m - h \,, \tag{3.2}$$

$$= \frac{P_{\text{tot}} - P_{\text{atm}}}{\rho\, g} + \delta_m - h \,, \tag{3.3}$$

avec δ_m qui est l'élévation du capteur au-dessus du fond et h, la profondeur moyenne d'eau.

À chaque marée basse, la pression atmosphérique mesurée (P_{atm}) est retirée à la pression obtenue lorsque les premières lames d'eau arrivent sur les capteurs alors positionnés en zone de *swash*. Par la suite, l'érosion ou l'accrétion pendant le temps d'immersion du capteur est considérée comme constante, une moyenne est donc effectuée entre l'altitude du lit de sable avant et

après la marée haute. Cette différence (δ_m) est ajoutée à la hauteur d'eau mesurée (h_H) afin de considérer l'ensemble de la colonne d'eau. Dans un second temps, la hauteur moyenne d'eau (h) est obtenue en moyennant sur 20 minutes la hauteur d'eau totale ($h_H + \delta_m$), puis soustraite de la hauteur hydrostatique.

L'hypothèse d'un champ de pression hydrostatique donne une bonne estimation de l'élévation de la surface libre (ζ_H) pour les très longues ondes telles que les ondes de marée, qui sont caractérisées par un petit paramètre de dispersion μ (avec $\mu = kh$ où h est la hauteur moyenne d'eau et k le nombre d'onde) (Martins *et al.* 2020). En zones de levée ou de déferlement, l'accélération verticale du fluide devient non négligeable et la pression résultante n'est plus hydrostatique, l'hypothèse hydrostatique peut donc sous-estimer la hauteur des ondes (Bonneton and Lannes, 2017, Bonneton *et al.* 2018, Mouragues *et al.* 2019, Martins *et al.* 2020). Bonneton and Lannes (2017) ont élaboré une méthode de reconstruction non-linéaire entièrement dispersive donnant une meilleure description des moments de second et troisième ordres des groupes d'ondes totalement dispersifs, par rapport à la théorie linéaire des ondes ou à d'autres méthodes de reconstructions non linéaires. Bonneton *et al.* (2018) a dérivé cette formule pour les ondes faiblement dispersives qui peuvent être caractérisées dans un cadre Boussinesq, selon Martins *et al.* (2021) par $\epsilon/\mu^2 > 0.5$). Ainsi, afin de corriger les effets non-hydrostatique sur l'élévation de la surface libre, la méthode non-linéaire et faiblement dispersive de Bonneton *et al.* (2018) est utilisée, telle que:

$$\zeta_{sl} = \zeta_H - \frac{h}{2\,g}\left(1 - (\delta_m/h)^2\right)\frac{\partial^2 \zeta_H}{\partial t^2}\,, \tag{3.4}$$

$$\zeta_{\text{snl}} = \zeta_{sl} - \frac{1}{g}\left(\frac{\partial}{\partial t}\left(\zeta_{\text{sl}}\frac{\partial \zeta_{\text{sl}}}{\partial t}\right) - (\delta_m/h)^2\left(\frac{\partial \zeta_{\text{sl}}}{\partial t}\right)^2\right) \tag{3.5}$$

avec ζ_{sl} définie comme l'élévation de la surface libre par reconstruction linéaire et (ζ_{sl}) comme l'élévation de la surface libre par reconstruction non-linéaire.

L'équation non linéaire (équation (3.5)), utilisée en eaux peu profondes, notamment dans la zone de *shoaling* et à proximité du point de déferlement, offre une meilleure approximation des propriétés dispersives des vagues que la méthode de la fonction de transfert (*Transfer Function Method*) (Martins *et al.* 2020). En effet, il a été constaté que l'utilisation de la fonction de transfert entraîne une amplification excessive de l'énergie dans les très hautes fréquences. En revanche, la méthode proposée par Bonneton *et al.* (2018), la fréquence de coupure utilisée (0,8 Hz pour nos données *in situ*) ne sert qu'à filtrer efficacement le bruit mesuré, particulièrement élevé dans les plages de fréquences caractéristiques des eaux peu profondes. Cette méthode garantie donc une reconstruction précise et complète du signal (Bonneton *et al.* 2018, Mouragues *et al.* 2019).

La figure 3.4 représente les spectres d'énergie du signal à marée haute sans correction (courbe jaune) et avec une correction entièrement (courbe rouge) et faiblement dispersive (courbe bleue). Il est possible d'observer que la correction des effets non-hydrostatiques appliquée impacte les

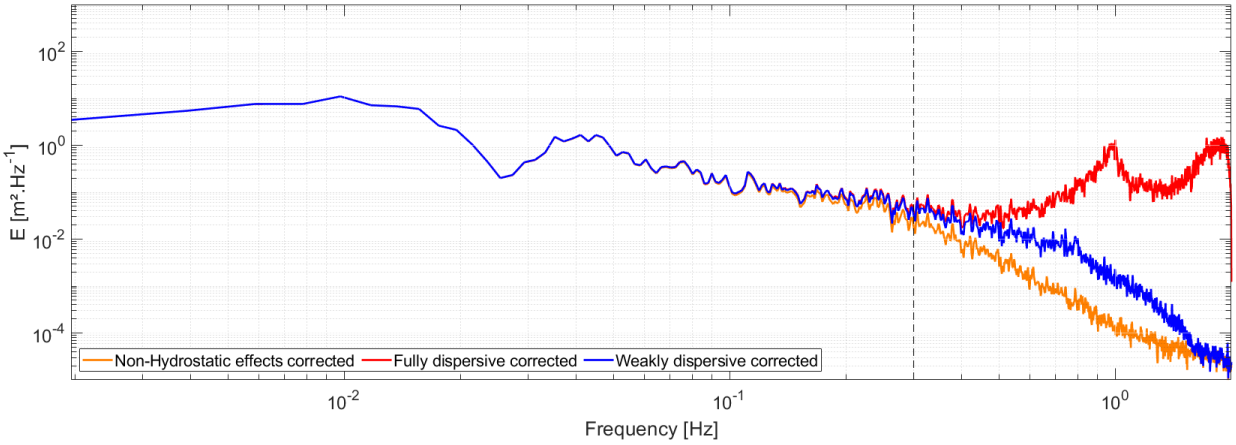

Figure 3.4: Spectres de densité d'énergie obtenus à marée haute en zone de *surf* interne, pour un signal d'élévation de la surface libre hydrostatique non corrigé (courbe orange) et corrigé : avec une correction totalement (courbe rouge) et faiblement dispersive (courbe bleue). Pour des conditions de houle de H_s=5.2 m et T_p=12.6 s et un μ^2 de 0.12.

fréquences supérieures à 0.05 Hz, avec une différence entre les méthodes totalement et faiblement dispersives observée pour des fréquences supérieures à 0.03 Hz (symbolisée par une droite en pointillés sur la figure 3.4). Pour rappel, l'objet du chapitre 4 étant les ondes longues (fréquences comprises entre 0.004/0.005 Hz et 0.04/0.05 Hz), l'utilisation de la méthode non-linéaire et faiblement dispersive de Bonneton *et al.* (2018) est appropriée.

3.2.3 Traitement des données de vitesse

Au cours des différentes campagnes de terrain réalisées, des données de vitesses instantanées ont été collectées. Cette section aborde le traitement de ces données collectées en zone intertidale, et utilisées dans le chapitre 4. Seules les données comportant un capteur immergé en continu sont considérées dans cette étude. Les données de vitesses ont été collectées à l'aide d'ADVs (*Acoustic Doppler Velocity*). Ces ADVs sont placés en zone intertidale et calculent les composantes Est (v_{Est}) et Nord (v_{Nord}), des vitesses ponctuelles comprises entre les trois branches du tripode de mesure. Afin d'obtenir les composantes *cross-shore* (u) et *longshore* (v) de la vitesse, une rotation de repère est effectuée selon les deux équations suivantes :

$$u = v_{\text{Est}} \cos(\alpha) - v_{\text{Nord}} \sin(\alpha)\,, \tag{3.6}$$

$$v = v_{\text{Est}} \sin(\alpha) + v_{\text{Nord}} \cos(\alpha)\,, \tag{3.7}$$

avec α correspondant à l'angle entre l'orientation de la plage et le Nord géographique (correspondant à $5°$ pour la plage de Lacanau).

3.3 Calcul des paramètres statistiques

À partir des données de pression collectées, plusieurs paramètres statistiques ont été calculés, notamment dans le chapitre 4. Pour cela, les spectres de densité d'énergie d'élévation $E(f)$ ont été calculés avec la méthode de Welch en moyennant les estimations de 10 transformées de Fourrier (FFTs) ou *Fast Fourier Transform* en anglais, calculées sur des blocs se recouvrant à 50 % et auxquelles une fenêtre de Hanning a été préalablement appliquée. La moyenne quadratique de la hauteur d'onde (H_{rms}) a été calculée selon l'équation 3.8. Les hauteurs et périodes moyennes de moment 0 et d'ordre n ($Hm_{0,f}$ et $Tm_{0n,f}$ respectivement) sont calculées selon les équations (3.9) et (3.10).

$$H_{\text{rms},f} = 2\sqrt{2}\left(\int_{\text{fmin}}^{\text{fmax}} E(f), df\right)^{1/2}, \tag{3.8}$$

$$Hm_{0n,f} = 4\left(\int_{\text{fmin}}^{\text{fmax}} E(f), df\right)^{1/2}, \tag{3.9}$$

$$Tm_{0n,f} = \int_{\text{fmin}}^{\text{fmax}} E(f)^n, df \Big/ \int_{\text{fmin}}^{\text{fmax}} fE(f)^n, df \ , \tag{3.10}$$

où E est le spectre de densité d'énergie de la série temporelle d'élévation de la surface libre, à la fréquence f qui dépend de la bande fréquentielle choisie. Dans cette étude $f_p/2$ Hz est la limite supérieure des ondes IG et 0.004 Hz, la limite inférieure.

3.4 Séparation du signal d'élévation de la surface libre

Comme mentionné précédemment, une étude de la réflexion des ondes IG (concept décrit en sous-section 2.1.3) est effectuée dans le chapitre 4. Afin de caractériser ce phénomène il est essentiel de séparer la série temporelle d'élévation de la surface libre en une composante dirigée vers le large et une autre vers le rivage. Pour ce faire, plusieurs méthodes ont été développées, au cours des années, dans les domaines spectral et temporel. Dans cette section, les différentes méthodes sont décrites dans un premier temps puis comparées sur un cas test en laboratoire dans un second temps.

3.4.1 Approche temporelle par Guza *et al.*, 1984

L'approche dans le domaine temporel développée par Guza *et al.* (1984) utilise des données de vitesse (u) et de pression co-localisées, qui permettent de reconstruire ζ, afin d'obtenir les séries temporelles d'élévation de surface des signaux entrants/dirigés vers la côte (η_+) et sortants/dirigés vers le large (η_-) :

$$\eta\pm = \frac{\zeta \pm (\frac{h}{g})^{\frac{1}{2}} u}{2}, \tag{3.11}$$

où h est la hauteur d'eau et g la constante d'accélération gravitationnelle. L'approche temporelle adoptée repose sur l'hypothèse de faible profondeur, de fond plat, ainsi que d'ondes normales au rivage. Les ondes dirigées vers la côte et vers le large se propagent comme des ondes libres.

Bien que la séparation des signaux d'élévations soit dans le domaine temporel, les énergies des signaux entrant et sortant sont calculées à partir de spectres de densité d'énergie d'élévation $E(f)$. Les spectres ont été calculés à l'aide de FFTs, sur des fenêtres de série temporelle, de 17 et 4 minutes pour les données *in situ* et de laboratoire, respectivement, qui se recouvrent à 50 % et auxquelles une fenêtre de Hanning a été préalablement appliquée. Les flux d'énergie $F\pm$ des ondes entrantes et sortantes à la fréquence f et à l'emplacement x peuvent s'écrire tels que:

$$F^{\pm}(f,x) = E^{\pm}(f,x)\sqrt{g\,h}\,, \tag{3.12}$$

Les coefficients de réflexion correspondant au rapport entre les flux d'énergie dirigées vers la côte et vers le large sont calculés tel que:

$$R^2 = \frac{F^-}{F^+}\,, \tag{3.13}$$

3.4.2 Approche spectrale par Sheremet, 2002

L'approche dans le domaine spectral développé par Sheremet (2002) utilise également des mesures de pression et de vitesse co-localisées en se basant sur les hypothèses d'eau peu profonde et d'une propagation de la houle normale au rivage (voir l'équation (3.11)). Les énergies des ondes entrantes et sortantes ($E^{\pm}$) à la fréquence f et à l'emplacement x peuvent être calculées telles que:

$$E^{\pm}(f,x) = \frac{1}{4}\left[C_{\zeta\zeta}(f,x) + \frac{h}{g}C_{uu}(f,x) \pm \left(2\sqrt{\frac{h}{g}}\right)C_{\zeta u}(f,x)\right], \tag{3.14}$$

où E est l'énergie, $C_{\zeta u}$ est la partie réelle du co-spectre de ζ et u et $C_{\zeta\zeta}$ et C_{uu} sont respectivement les auto-spectres de η et u.

La somme sur la bande de fréquences donne le flux d'énergie global, $F^{\pm}$. Le coefficient de réflexion est défini, comme précédemment, comme le rapport des énergies entrante et sortante (équation (3.13)). Comme le spectre, le co-spectre est calculé à l'aide de FFTs, sur des fenêtres de série temporelle, de 17 et 4 minutes pour les données *in situ* et de laboratoire, respectivement, qui se recouvrent à 50 % et auxquelles une fenêtre de Hanning a été préalablement appliquée.

3.4.3 Approche de Van Dongeren and Svendsen, 1997

En 1997, Van Dongeren et Svendsen ont utilisé les équations non linéaires en eau peu profonde en utilisant la méthode des caractéristiques pour séparer l'élévation de la surface libre (Van Dongeren and Svendsen, 1997) et mentionnent que pour la propagation d'une onde sans changement de

forme, on a:

$$F_T \;=\; c\,\zeta\,, \tag{3.15}$$

avec F_T est le flux total et c, la célérité de l'onde.

En considérant que l'onde dirigée vers la côte se déplace à la vitesse de groupe (c_g) et que l'onde dirigée vers le large se déplace comme une onde libre se déplaçant à la vitesse d'une onde en eau peu profonde. On peut alors simplifier les équations du flux et du signal d'élévation de l'onde entrante telles que:

$$F^+ \;=\; F_T \;-\; F^-\,, \tag{3.16}$$

$$c_g\,\eta_+ \;=\; F_T \;+\; \sqrt{gh}\,\eta_-\,, \tag{3.17}$$

$$\eta_+ \;=\; \frac{\sqrt{g\,h}\,\zeta \;\pm\; u\,(h+\zeta)}{c_g \;+\; \sqrt{g\,h}}\,, \tag{3.18}$$

avec c_g, la vitesse de groupe correspondante aux vagues pouvant s'exprimer telle que:

$$c_g = \frac{2\,\pi\,f_p}{k_p}\left(\frac{1}{2} \;+\; \frac{k_p\,h}{\sinh(2\,k_p\,h)}\right)\,, \tag{3.19}$$

avec k_p, correspondant au nombre d'onde associé aux vagues, calculé à partir de la théorie linéaire.

De la même manière, en effectuant l'hypothèse d'eau peu profonde, les équations du flux et du signal d'élévation de l'onde dirigée vers le large peuvent être simplifiées telles que:

$$\eta_- = \frac{c_g\,\zeta \;\pm\; u\,(h+\zeta)}{c_g \;+\; \sqrt{g\,h}}\,, \tag{3.20}$$

Comme précédemment, le coefficient de réflexion est défini comme le rapport des flux d'énergie entrant et sortant (équation (3.13)), cependant dans ce cas les flux d'énergie des ondes dirigées vers la côte F^+ et dirigées vers le large F^- à la fréquence f et à l'emplacement x peuvent s'écrire tels que:

$$F^+(f,x) \;=\; E^+(f,x)\,\sqrt{g\,h}\,, \tag{3.21}$$

$$F^-(f,x) \;=\; E^-(f,x)\,c_g\,, \tag{3.22}$$

3.4.4 Comparaison

Afin de comparer les différentes méthodes de séparation du signal mentionnées précédemment, une étude a été réalisée sur des données de laboratoire (expérience GLOBEX, Ruessink *et al.*

(2013)). Les résultats préliminaires de cette étude ont fait l'objet d'un compte-rendu de conférence (Journées Génie Civil Génie Côtier 2022).

3.4.4.1 Jeu de données GLOBEX

Le projet GLOBEX (*Gently Sloping Beach Experiment*) avait pour objectif d'obtenir des ensembles de données à haute résolution, dans l'espace et dans le temps, de l'évolution *cross-shore* des ondes courtes et IG sur une plage artificielle à faible pente (1:80) (Ruessink *et al.* 2013). Cette étude a été réalisée dans le Scheldegoot (*Scheldt Wave Flume*) de Deltares (Delft, Pays-Bas) en 2012 (visible sur la figure 3.5).

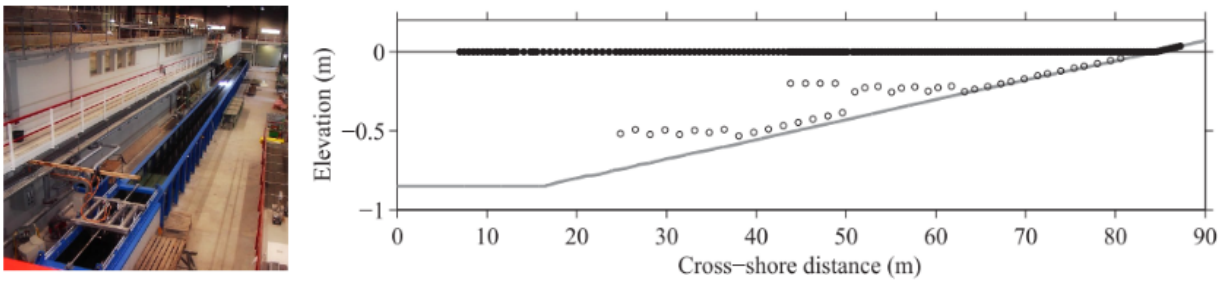

Figure 3.5: Canal utilisé pour le projet GLOBEX (gauche) et élévation (z) en fonction de la distance *cross-shore* (x) avec les cercles vides correspondant aux courantomètres et aux capteurs de pression co-localisés (droite), d'après Ruessink *et al.* (2013).

Le canal mesure 110 m de long, 1 m de large et 1,2 m de haut et est équipé d'un générateur de vagues à piston, lui-même équipé d'une compensation active de la réflexion (ARC). La distance x=0 m correspond à l'emplacement du générateur de vagues et l'élévation z=0 m, au niveau de l'eau en l'absence de vagues. Lorsqu'aucune vague n'est générée, le niveau d'eau arrive à une distance *cross-shore* de 84,6 m. Dans cette étude, nous nous intéressons aux 41 courantomètres et capteurs de pression co-localisés (figure 3.5) et aux trois simulations de la série A, au cours desquelles des vagues irrégulières ont été générées suivant des spectres unidirectionnels de JONSWAP, dont les paramètres (H_s,T_p,γ,f_p et f_c) sont rapportés dans le tableau 3.1.

Comme l'expérience se déroule dans un canal à vagues et donc à une échelle réduite, la fréquence de coupure entre les ondes courtes et IG a été déterminée à partir de la fréquence pic ($0.6 f_p$), qui a été calculée à partir d'un spectre de densité de l'élévation de la surface libre obtenu proche du batteur. Elle a été fixée à 0,37 Hz pour A1 et à 0,26 Hz pour A2 et A3, ce qui correspond à un trou spectral dans la densité de variance près du pied de la pente (pour A2, voir figure 7 de Ruessink *et al.* (2013), à x = 16,2 m). Les données ont une durée de 69 minutes avec une fréquence d'échantillonnage originale de 128 Hz, réduite à 32 Hz pour la présente analyse.

3.4.4.2 Résultats et discussion

Les séries A1 et A2 présentent des conditions énergétiques intermédiaires (H_s=0.10 m). La série A3, des conditions énergétique (H_s=0.20 m) mais une étroite bande spectrale. Les figures 3.6a, b et c représentent l'évolution *cross-shore* des ondes courtes totales tandis que les figures 3.6d, e et f

Table 3.1: Différentes conditions des simulations de la série A (modifié d'après Ruessink *et al.* (2013)

Conditions	H_s [m]	T_p [s]	γ [$\sim$]	f_p [Hz]	f_c [Hz]
A1	0.10	1.58	3.3	0.63	0.37
A2	0.20	2.25	3.3	0.44	0.28
A3	0.10	2.25	20	0.44	0.28

représentent l'évolution *cross-shore* des ondes infragravitaires (IG) totales, entrantes et sortantes, respectivement. Le long de ce transect *cross-shore*, les ondes courtes sont dominantes, avec des hauteurs en zone de levée autour de 0.09, 0.19 et 0.1 m, excepté dans la zone très proche de la plage, correspondant à la zone de *swash* où les ondes IG sont dominantes, avec des hauteurs de 0.023, 0.045 et 0.027 m.

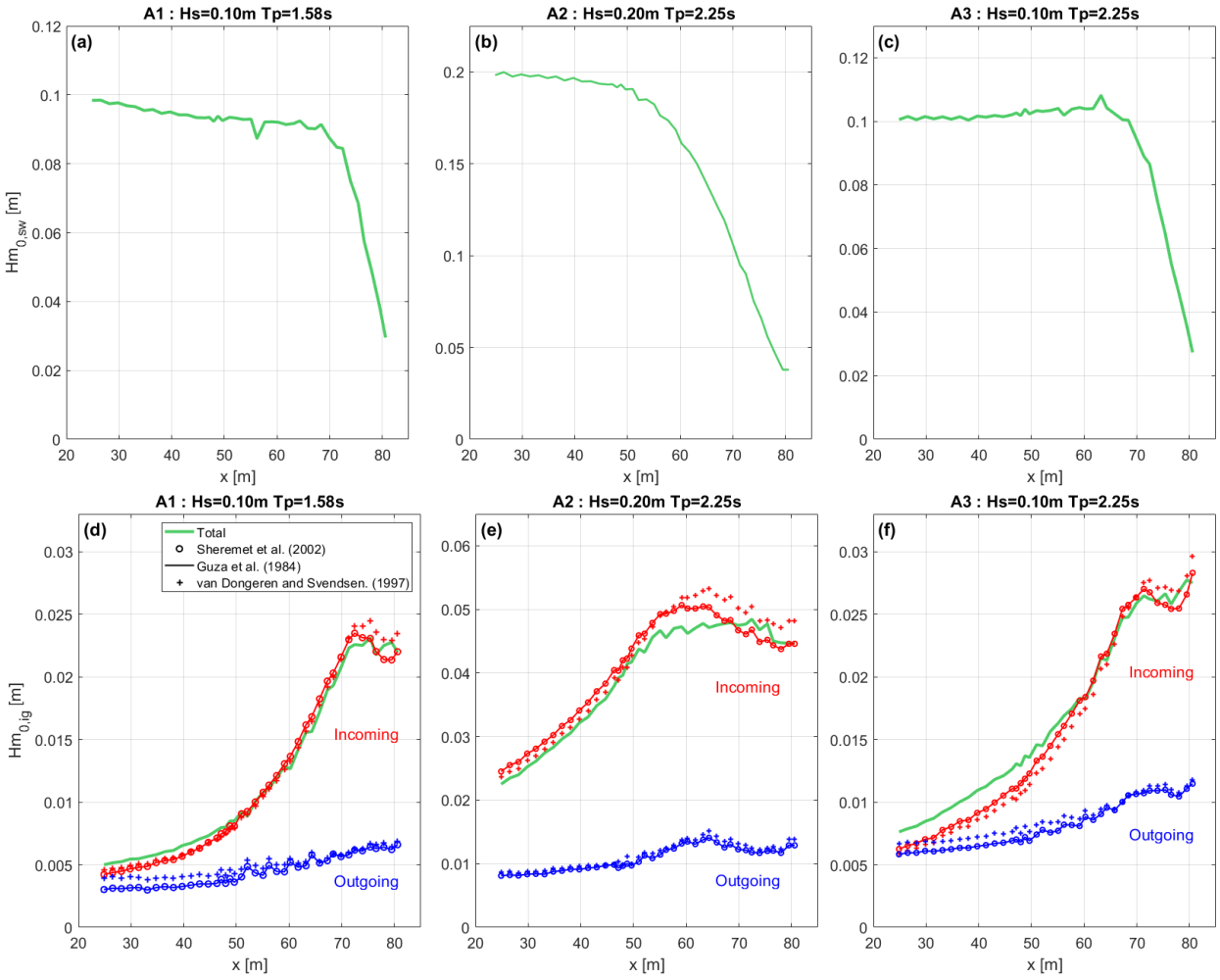

Figure 3.6: Hauteurs significatives des ondes courtes (en haut) et IG (en bas) totales (courbe verte), entrantes (en rouge) et sortantes (en bleu) en fonction de la distance *cross-shore* obtenue avec les méthodes de Guza *et al.* (1984) (traits pleins), Sheremet (2002) (cercles) et Van Dongeren and Svendsen (1997) (signes plus). À noter que l'axe des ordonnées est différent pour toutes les figures.

Pour les conditions de houle les plus énergétiques (série A2), les groupes de vagues courtes les plus énergétiques commencent à déferler autour de x=47 m et le déferlement devient significatif

pour x=51 m avec une forte diminution des hauteurs d'ondes courtes entrantes (de 0.19 à 0.04 m), jusqu'à atteindre un palier à la fin de la zone de déferlement interne vers x=78 m. Les résultats des deux autres séries sont assez similaires avec un déferlement significatif pour x=69 et 63 m pour les séries A1 et A3, respectivement. Le zone de déferlement est plus étroite et le palier observé à la fin de la zone de déferlement interne de la série A2 n'est pas visible. Les hauteurs observées diminuent de 0.083 à 0.025 m et 0.1 et 0.025 m, pour les séries A1 et A3, respectivement.

Les hauteurs des ondes IG liées aux groupes de vagues (courbes rouges sur la figure 3.6a, b et c) augmentent jusqu'aux points de déferlement initiaux et dans la zone de déferlement. Dans cette zone, les hauteurs maximales atteintes sont de 0.024, 0.053 et 0.027 m (obtenues avec la méthode de Van Dongeren and Svendsen (1997)), pour les séries A1, A2 et A3 respectivement. Dans un second temps, les ondes IG entrantes diminuent en zone de déferlement interne et ré-augmentent à l'approche de la côte. L'origine de cette dissipation reste encore incomprise mais elle pourrait être due à des phénomènes de dissipation par friction sur le fond (*bottom friction*), par transfert d'énergie des ondes IG vers les ondes courtes (hypothèses soulevées par de Bakker *et al.* (2013)) ou encore par déferlement des ondes IG en eaux très peu profondes par interactions entre elles (ce qui serait en accord avec la forme des ondes observées par Ruessink *et al.* (2013)). Concernant les ondes IG sortantes, il est possible d'observer une décroissance de leurs hauteurs vers le large. Cette décroissance est due à des processus de *de-shoaling* des ondes IG libres qui se propagent à $\sqrt{gh}$.

La variance totale $\langle \eta^2 \rangle$ peut être exprimée comme la somme des variances des ondes entrantes et sortantes, ainsi que d'un terme d'interaction entre les élévations entrantes et sortantes ($2\,\eta_+\,\eta_-$), selon l'expression suivante :

$$\langle \eta^2 \rangle = \langle (\eta_+ + \eta_-)^2 \rangle \,, \tag{3.23}$$

$$= \langle \eta_+^2 \rangle + \langle \eta_-^2 \rangle + 2\,\langle \eta_+\,\eta_- \rangle \,, \tag{3.24}$$

La figure 3.7 représente l'évolution *cross-shore* de tous les termes de l'équation (3.24) (a et c) et de leurs contributions à la variance totale (b et d) pour les séries A2 (haut) et A3 (bas). Pour les séries A1 et A3, à des distances inférieures à 50 et 60 m, respectivement, la variance du signal totale ($\langle \eta^2 \rangle$) est supérieure à la variance du signal incident ($\langle \eta_+^2 \rangle$) (figure 3.7a pour la série A3). La contribution négative du signal d'interaction des signaux incident et réfléchi ne diminue pas le signal total (figure 3.7d). Cependant, pour la série A2, on observe, entre 20 m et 70 m, des valeurs de variances totales inférieures aux variances incidentes (figure 3.7a). Sur cette distance *cross-shore*, la contribution négative de la variance du terme d'interactions des vagues ($2\,\eta_+\,\eta_-$) (figure 3.7b) réduit la variance totale, la rendant inférieure à celle du signal incident (figure 3.7a). Ce phénomène pour les séries A1 et A3 n'apparaît que sur des distances comprises entre 50 m

et 75 m, et 60 m et 75 m respectivement (figure 3.7c ou figures 3.6d et 3.6f lorsque l'on regarde les $Hm_{0,ig}$ qui montrent les mêmes évolutions), ce comportement se manifestant lorsque le déferlement a commencé, libérant ainsi une grande quantité d'énergie. Pour la série A2, cela arrive dès le départ car l'énergie est initialement élevée.

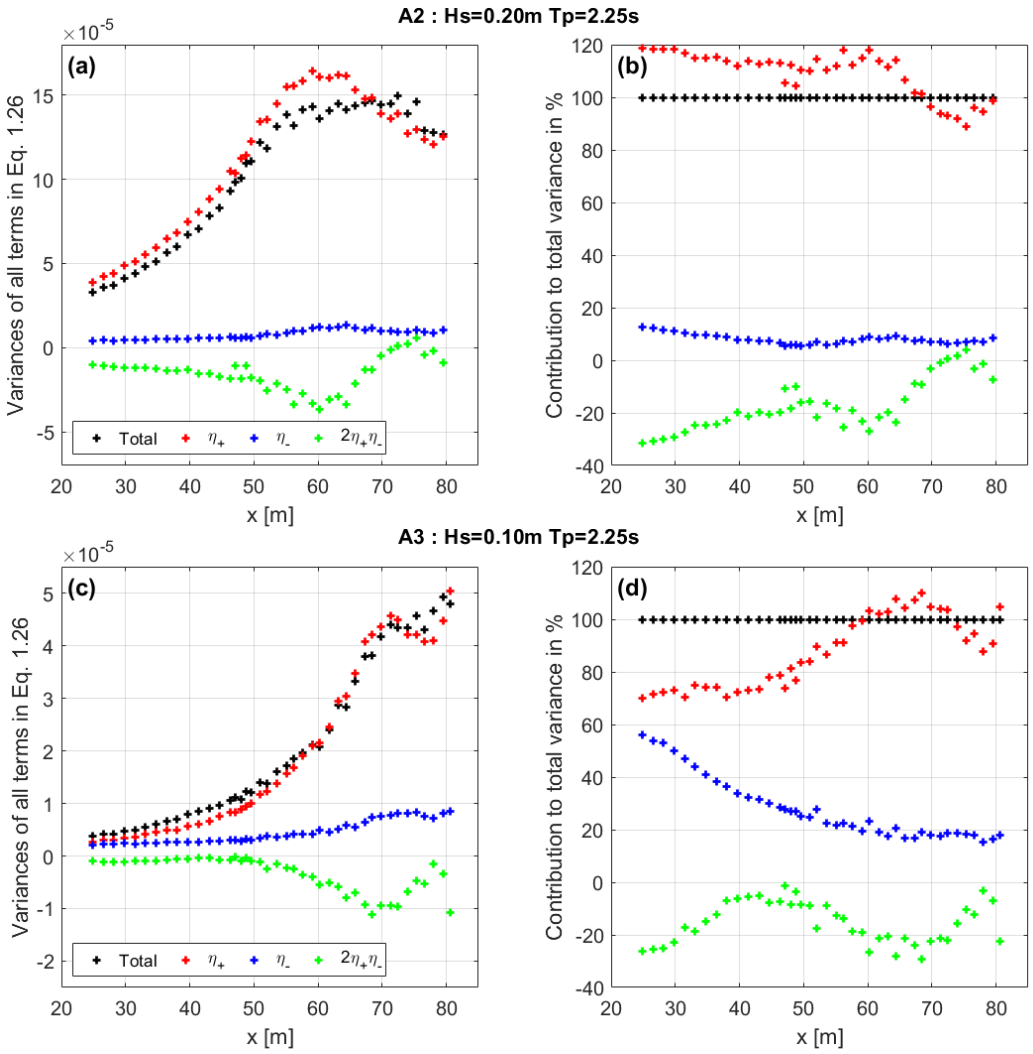

Figure 3.7: Variances de tous les termes de l'équation (3.24) (a et c) et contribution de ces variables à la variance totale (b et d) en fonction de la distance *cross-shore* pour les séries A2 (haut) et A3 (bas).

Des différences sont observables entre les méthodes de Guza *et al.* (1984) et Sheremet (2002), qui donnent des résultats similaires, et celle de Van Dongeren and Svendsen (1997). Bien que les hauteurs d'ondes sortantes soient presque identiques (avec une différence maximale de 0,001 m observée pour la série A2 à x = 64 m, soit 6%), les hauteurs d'ondes entrantes en eau profonde obtenues par la méthode de Van Dongeren and Svendsen (1997) sont légèrement inférieures à celles des autres méthodes, avec des écarts moyens de 0,001 m pour les séries A2 et A3 (soit 5%). En eau très peu profonde, les hauteurs d'ondes IG entrantes obtenues par la méthode de Van Dongeren and Svendsen (1997) sont supérieures, atteignant un écart maximal de 0,01 m (observé à x = 72 m pour la série A2).

Les figures 3.8a, b et c représentent l'évolution *cross-shore* des coefficients de réflexion infragravitaires (R^2_{ig}) obtenues à l'aide des trois méthodes de séparation du signal, pour les trois séries A. Pour la série A1, les coefficients de réflexion obtenus à partir des trois méthodes sont similaires, avec une différence maximale de 0,04 observée à x = 52 m, ce qui correspond à un écart de 15%. Pour les séries A2 et A3 (figures 3.8b et 3.8c), en zone de levée, une différence maximale de 13% est observée pour la série A3 (figure 3.8b). Malgré cette différence, les coefficients de réflexion, correspondant au rapport entre les énergies entrantes et sortantes, convergent convenablement entre les trois méthodes.

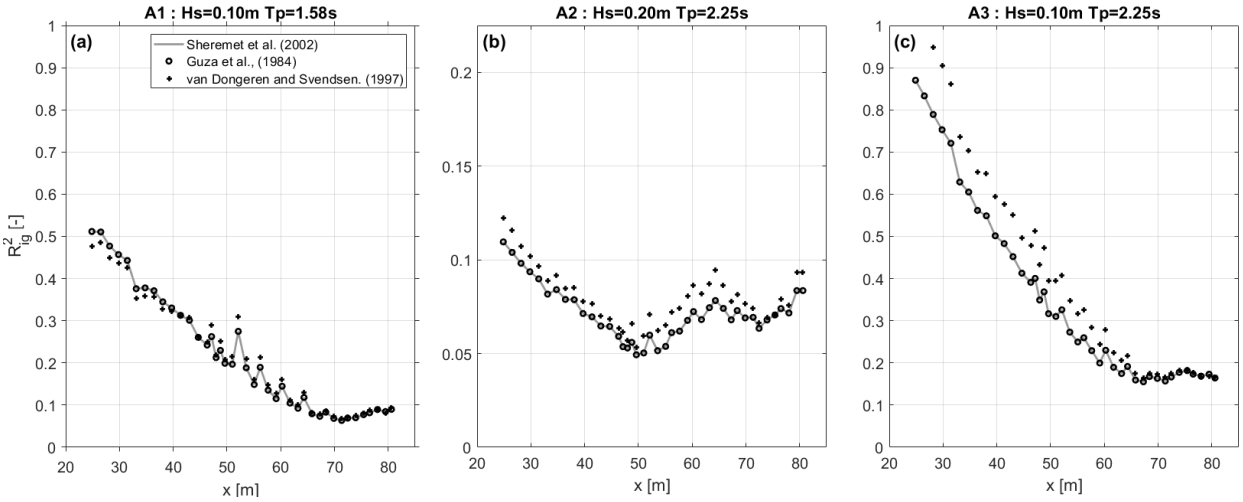

Figure 3.8: Coefficients de réflexion R^2 des ondes infragravitaires obtenus avec les méthodes de Guza (ligne grise continue) et de Sheremet (cercle), en fonction de la distance cross-shore. Pour les tests A1 (gauche), A2 (milieu) et A3 (droite)

Enfin, pour des contributions du terme d'interaction similaires entre les deux cas tests (figures 3.7b et 3.7d), il est possible d'observer des coefficients de réflexion très importants pour la série A3. La série A3 contrairement à la série A2 n'a pas des conditions très dissipatives, ceci provoque une dominance dans la contribution à la variance totale de la variance incidente (figure 3.7d) entraînant des coefficients de réflexion importants.

3.5 Conclusions

Dans ce chapitre, une description du traitement des données *in situ* et vidéo a été effectuée. Des séries temporelles de *runup* le long d'un transect perpendiculaire à la côte ont été dérivées de *timestack* acquises par une station vidéo permettant de capturer les mouvements de la lame d'eau en continu. Afin d'étudier les différents processus subis par les ondes en zone littorale, des données de capteurs de pression et de vitesse sont utilisées et leur traitement a été décrit. Les séries temporelles d'élévation de la surface libre ont été reconstruites dans un premier temps de manière hydrostatique, puis les effets non-linéaires ont été corrigés, permettant de décrire plus précisément la forme de la surface libre. Enfin, trois méthodes permettant de séparer le signal d'élévation de la surface libre, en signaux dirigés vers le large et vers le rivage ont été présentées. La convergence des trois méthodes est satisfaisante pour notre estimation de la réflexion en zone de déferlement.

La méthode de van Dongeren and Svendsen (1997), n'est pas facilement applicable aux données *in situ* car elle nécessite le calcul du nombre d'onde. L'approche temporelle de Guza *et al.* (1984), qui n'exige pas de découper le signal en fenêtres lors de sa séparation en signaux dirigés vers le large et vers la côte comme celle de Sheremet (2002), est donc privilégiée.

CHAPITRE 4

Étude des transformations des ondes longues en conditions de tempêtes en présence d'ouvrage de haut de plage

Contents

4.1 Introduction 56

4.2 Site d'étude 57

4.3 Campagne de mesures et traitement des données 58

4.3.1 Campagne de Novembre 2022 58

4.3.2 Traitement des données 58

4.4 Modélisation numérique 59

4.4.1 Description du modèle 59

4.4.2 Implémentation du modèle 60

4.4.3 Post-traitement des résultats numériques 68

4.5 Résultats 69

4.5.1 Validation du modèle 69

4.5.2 Variations spatiales et temporelles des ondes longues 77

4.5.3 Variation *longshore* du signal de *runup* 77

4.5.4 Réflexion des ondes longues 81

4.6 Discussion 83

4.6.1 Impact du modèle de déferlement sur la modélisation des ondes longues . 84

4.6.2 Influence de la bathymétrie sur les simulations numériques 85

4.6.3 Impact de l'enrochement sur les ondes longues 89

4.7 Conclusions et perspectives 90

Ce chapitre présente une étude combinant l'analyse de données *in situ* collectées lors d'une campagne de mesure effectuée en Novembre 2022 sur la plage de Lacanau et un travail de modélisation de l'hydrodynamique associée aux groupes de vagues de tempête réalisé à l'aide du modèle XBeach (mode *surfbeat*). Cette analyse fournit des éléments de réponse aux questions de recherche Q1 et Q2 (section 2.4), à savoir :

Q1 : *Comment les ondes longues se transforment-elles en condition de tempête, en fonction de la présence ou non d'ouvrage de protection du littoral ?*

Q2 : *Quels sont les processus clés à prendre en compte pour modéliser la transformation des ondes longues et comment paramétrer au mieux le modèle XBeach?*

4.1 Introduction

En zone littorale, l'énergie des vagues est répartie majoritairement sur deux bandes fréquentielles, caractérisées par des processus de génération et de transformation distincts. Les ondes courtes, aussi appelées vagues incidentes ou *short waves*, sont des ondes dites gravitaires générées par le vent qui souffle sur l'océan au large. Elles ont des périodes comprises entre 5 et 24 s et des fréquences typiques associées entre 0.04 et 0.2 Hz (pour la houle associée à l'océan Atlantique nord). Leur énergie est principalement dissipée par déferlement, mais également par friction avec le fond en eaux intermédiaires à peu profondes, tandis que leur transformation est régie par des transferts d'énergie positifs non-linéaires vers les hautes fréquences (Elgar *et al.* 1992, Guza *et al.* 1984, Martins *et al.* 2021). La présence de groupes d'ondes courtes génère des ondes longues liées, dites infragravitaires ou *infragravity waves* (IG), qui ont des périodes typiques comprises entre 25 et 200 s, pour des fréquences associées entre 0.04 et 0.004 Hz suivant les auteurs. Contrairement à la bande incidente, l'énergie associée à ces ondes longues se dissipe relativement peu, de sorte que sous certaines conditions, les ondes IG peuvent dominer l'hydrodynamique à l'interface terre/mer. Les processus régissant leurs transformations en zone de déferlement et de *swash* restent encore mal compris, notamment pour des conditions de houles énergétiques (e.g de Bakker *et al.* 2015, Fiedler *et al.* 2015, Bertin *et al.* 2020). Cependant, la compréhension des transformations à l'approche de la côte est essentielle pour appréhender la partie IG du *runup* lors de conditions énergétiques afin, dans un second temps, d'anticiper les aléas sur les littoraux et de limiter leurs impacts, notamment le long des côtes anthropisées.

Dans la suite de ce chapitre, sont présentés à la fois les résultats d'une campagne de mesures *in situ* (sous-section 4.5.1.1) et de simulations numériques portant sur cette campagne. Ces simulations nous permettent d'appréhender les variations spatiales (parallèles et perpendiculaires à la côte) et temporelles des ondes longues (sous-section 4.5.2), du signal de *runup* (sous-section 4.5.3), les phénomènes de réflexion (sous-section 4.5.4), ainsi que l'impact de l'ouvrage en haut de plage (discuté en sous-section 4.6.3).

L'étude de ces phénomènes requiert l'implémentation d'un modèle numérique complexe à mettre en place. En effet, certaines données sont difficiles à reproduire si elles n'ont pas pu être

mesurées, telles que le forçage réel au large (abordé lors de l'implémentation du modèle en sous-section 4.4.2), la modélisation précise du déferlement (discutée en section 4.6.1) et la bathymétrie à utiliser lors de la modélisation, particulièrement lorsqu'il s'agit d'une plage avec une morphologie 3D complexe, comme c'est le cas pour la plage de Lacanau (examinée en sous-section 4.6.2).

4.2 Site d'étude

Les données présentées dans cette étude ont été collectées en novembre 2022 sur la plage de Lacanau située sur la côte Nouvelle-Aquitaine (figure 4.1A). La plage de Lacanau est une plage sableuse ouverte faisant face à la houle atlantique dans un environnement méso à macrotidal (jusqu'à 5 m pour les marées de vive-eau). Sur le haut de plage, un enrochement de 1 km de long a été construit pour protéger la ville de Lacanau-Océan. Plus bas sur la plage, un système naturel à double barres est présent, la barre interne montre le plus souvent une morphologie tridimensionnelle avec alternance de systèmes barres-baïnes de type *Transverse Bar and Rip* suivant la classification de Wright and Short (1984), avec une longueur d'onde d'environ 400 m (Lafon *et al.* 2002), tandis que la barre subtidale présente des formes en croissant, de longueur d'onde comprise entre 800 à 1000 m (Castelle *et al.* 2017).

Figure 4.1: (A) Localisation de la plage du site d'étude, et (B) dispositif expérimental mis en place durant la campagne de novembre 2022 avec les profils Nord et sud, en bleu et vert respectivement © Photo aérienne: OCNA database.

Sur ces plages ouvertes d'Aquitaine, les courants de marée sont faibles (0.1 à 0.2 m/s selon Bruneau *et al.* 2014) comparés aux courants induits par le déferlement des vagues. L'impact des marées sur les vagues courtes et les courants induits restent principalement limités aux variations du niveau d'eau. Le régime de houle est énergique et présente des variations saisonnières, avec une hauteur de vague significative (H_s) et une période pic (T_p) qui varient de 1.1 m et 8.5 s en Juillet, avec une direction dominante d'ouest-nord-ouest, à 2.4 m et 13 s en Janvier, avec une direction ouest dominante (Castelle *et al.* 2017). La direction modale des vagues d'ouest-nord-ouest génère une dérive littorale orientée du nord vers le sud (Idier *et al.* 2013).

4.3 Campagne de mesures et traitement des données

4.3.1 Campagne de Novembre 2022

Une campagne de mesures a été menée pendant six cycles de marée du 22 au 25 Novembre 2022. Des conditions de houle énergétique ont pu être observées à la bouée de Lège-Cap-Ferret du réseau CANDHIS avec des hauteurs significatives au large allant jusqu'à 6 m et une période pic de 20 s (figure 4.2). Des données de pression et de vitesse co-localisées ont été collectées à une fréquence d'acquisition de 8 Hz sur deux profils, un profil devant un enrochement, appelé profil Sud et un profil en amont par rapport à la dérive littorale, dans une zone sans structure, appelé profil Nord (aux positions relatives indiquées sur la figure 4.1B). Deux capteurs de pression additionnels et un système vidéo avec une acquisition à 2 Hz ont également enregistré des données au profil sud.

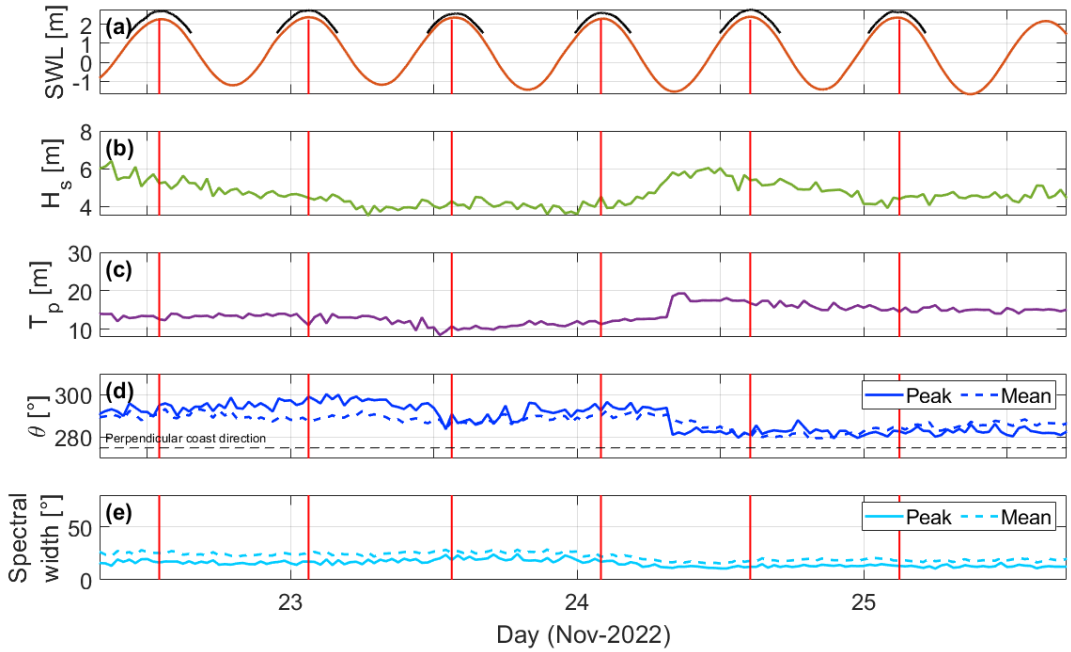

Figure 4.2: (a) Hauteurs d'eau observées avec l'ADV sud en noir et prédites par le modèle HYCOM2D en orange. (b) H_s, (c) T_p, (d) direction pic (ligne continue) et moyenne (ligne pointillée) et (e) étalement directionnel de la direction pic (ligne continue) et moyenne (ligne pointillée) des vagues observées à la bouée de Lège-Cap-Ferret du réseau CANDHIS.

4.3.2 Traitement des données

Les traitements des données de pression, de vitesses et des images vidéos collectées lors de cette campagne terrain ont été détaillés dans le chapitre 3. La méthode de reconstruction de la surface libre à partir des données de pression est abordée en section 3.2.2. Pour rappel, les capteurs se trouvant en zone intertidale, une reconstruction hydrostatique est effectuée dans un premier temps et les effets non-linéaires sont corrigés dans un second temps, à l'aide de la méthode de Bonneton *et al.* (2018). Une hypothèse d'érosion linéaire lors des marées hautes est effectuée afin de corriger la hauteur du capteur par rapport au lit de sable (érosion maximale au cours d'une marée sur toute

la campagne de 13 cm au profil sud). Enfin seules les données comportant un capteur immergé en continu ont été considérées. De la même manière, le traitement des données de vitesse est détaillé en section 3.2.3 et celui des images vidéos en section 3.2.1.

Les paramètres statistiques tels que la moyenne quadratique de la hauteur d'onde (H_{rms}), les hauteurs et périodes moyennes de moment 0 d'ordre 1 ou 2 ($Hm_{0,sw}$, $Hm_{0,ig}$, $Tm_{0,sw}$ et $Tm_{02,ig}$) ont été calculés à l'aide des équations (3.8), (3.9) et (3.10), respectivement. Les fréquences de coupure utilisées pour définir la bande de fréquentielle des ondes IG sont f_{max}=0.04 Hz et f_{min}= f_p/2 Hz (avec f_p la fréquence correspondant à la période pic observée au large) en adéquation avec les travaux de Bertin *et al.* (2018). Afin de séparer le signal d'élévation de la surface libre en signaux entrants η_+ et sortants η_-, la méthode de Guza *et al.* (1984) est utilisée. Les détails de cette méthode sont disponibles en section 3.4.1 et une comparaison des différentes méthodes séparant le signal d'élévation de la surface est effectuée en section 3.4.4. La séparation du signal totale permet d'identifier le forçage incident et d'y associer dans le *runup* la dynamique observée. Par la suite, comme mentionné précédemment, le coefficient de réflexion (R^2_{ig}) est calculé selon l'équation (3.13). Pour rappel, l'approche temporelle de Guza *et al.* (1984) permet de conserver toute la série temporelle et de ne pas la décomposer en fenêtres.

4.4 Modélisation numérique

4.4.1 Description du modèle

Un modèle numérique a été mis en place afin de compléter les données *in situ* observées. Le choix s'est porté sur XBeach, modèle open-source initialement développé par Roelvink *et al.* (2009) à TU-Delft et qui, dans son mode hydrostatique, associe un modèle spectral pour simuler l'action des vagues à l'échelle des groupes et un solveur de type Saint-Venant pour simuler la génération et la propagation des ondes IG et la dynamique associée.

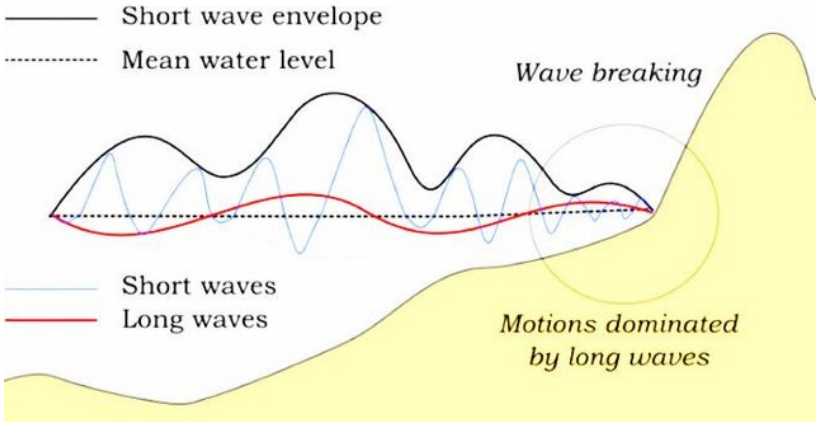

Figure 4.3: Schéma de fonctionnement du mode *surfbeat* de XBeach. ©Manuel XBeach

À partir de spectres directionnels des vagues fournis le long de la frontière ouverte, la propagation, variable dans le temps, des ondes courtes (en gris sur la figure 4.3) est calculée par

XBeach en résolvant les équations HISWA (*Hindcasting of Waves in Shallow-Water*) (Holthuijsen *et al.* 1989). Grâce à des spectre directionnels forcés aux frontières ouvertes, l'approche *SurfBeat* utilise une procédure de sélection de phases aléatoires pour reconstruire des séries temporelles de l'élévation de la surface libre associée aux spectres de vagues. À partir de celles-ci, l'énergie des vagues courtes variant à l'échelle des groupes d'ondes (*Short wave enveloppe*, en noir, sur la figure 4.3) peut être extraite et utilisée pour forcer le modèle spectral de vagues (e.g Roelvink *et al.* 2009, Roelvink *et al.* 2018). En plus d'un signal éventuel de marée (voir plus bas), le modèle de circulation est forcé avec des élévations de surface libre et des courants correspondant aux ondes infragravitaires liées aux groupes de vagues incidentes, et calculées selon la méthode d'Herbers *et al.* (1994). À noter que le modèle permet de sauvegarder ce forçage incident de sorte que les mêmes conditions aux limites peuvent être utilisées entre différents tests numériques afin d'isoler l'influence de paramétrisation physique sur la dynamique littorale résolue (e.g. bathymétrie, ou déferlement des vagues courtes). En parallèle, différents modèles de dissipation de l'énergie des groupes de vagues peuvent être utilisés (Roelvink, 1993, Daly *et al.* 2012) et un modèle de déferlement (*roller* en anglais) (Svendsen, 1984, Nairn *et al.* 1990, Stive and De Vriend, 1994) est utilisé pour simuler la quantité de mouvement stockée à la surface après le déferlement. La transformation des ondes IG dans le domaine simulé, se fait au travers des équations *shallow-water* qui sont couplées au modèle spectral de vagues, et est décrite par le formalisme de tensions de radiations de Longuet-Higgins et Stewart (Longuet-Higgins and Stewart, 1962, Longuet-Higgins and Stewart, 1964): la variation spatiale des tensions de radiation associée aux groupes de vagues courtes génère une force s'exerçant sur la colonne d'eau, permettant la croissance des ondes IG (Battjes, 2004, van Dongeren *et al.* 2007), entraînant la génération d'ondes de plus longues périodes. XBeach permet ensuite de simuler toute la dynamique associée aux IG: les courants induits par les vagues et les phénomènes de *swash* associés aux ondes IG.

4.4.2 Implémentation du modèle

4.4.2.1 Forçage au large

Le niveau d'eau au large est forcé à partir des sorties d'une implémentation développée par le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine) en collaboration avec Météo-France du modèle HYCOM2D développé par le *National Ocean Partnership Program* (NOPP). Le forçage d'HYCOM2D par les modèles atmosphériques Arpege et Arome permet d'ajouter aux prévisions de marée les surcotes provoquées par le vent et les variations de pression atmosphérique ayant lieu lors des tempêtes. Les données sont extraites à une distance de 8 km en face de la plage de Lacanau (figure 4.1). Une avance d'approximativement 24 minutes a été observée en comparant les observations *in situ* et les niveaux d'eau prédits par le SHOM (les données corrigées sont visibles en orange sur la figure 4.2a). Les niveaux d'eau forcés par la suite dans le modèle ont donc été corrigés de ce décalage temporel qui a déjà été constaté lors d'acquisition de données topographiques sur les plages du Truc Vert et de Lacanau mais n'a malheureusement pas fait l'objet

de publication. Les sorties du modèle sont exprimées par rapport au zéro hydrographique, tandis que le référentiel local utilisé pour toutes les données topographiques est le NGF69. Pour passer d'un référentiel à l'autre, il est nécessaire de déterminer la référence altimétrique maritime spécifique à la localisation de Lacanau. À cette fin, une interpolation linéaire a été réalisée entre les deux points encadrant Lacanau, dont les références altimétriques maritimes sont connues : Cordouan et Lège-Cap-Ferret (Gironde, Nouvelle-Aquitaine) (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM), 2022). Le passage au repère NGF69 local s'effectue donc en ajoutant 0,4 m aux données exprimées par rapport au zéro hydrographique.

Concernant le forçage des vagues au large, le choix d'un forçage par des spectres de JONSWAP a été retenu. En effet, dans un premier temps, une comparaison des données de houle observées à la bouée de Lège-Cap-Ferret du réseau CANDHIS et de celles issues du modèle WaveWatchIII ERA5 pour les points les plus proches de la plage de Lacanau, recoupant les isobathes de 30 et 50 m (point co-localisé avec la bouée du réseau CANDHIS), a été réalisée (tableau 4.1).

Table 4.1: Comparaison des forçages observés à la bouée CANDHIS (50 m de profondeur) et prédits par ERA5 (WW3) à 50 m et 30 m de profondeur pour toutes les marées.

N ° marée	Date [UTC]	Observations CANDHIS à 50 m		Prédictions WW3 à 50 m		Prédictions WW3 à 30 m	
		H_s [m]	T_p [s]	H_s [m]	T_p [s]	H_s [m]	T_p [s]
1	22/11/22 1:00 pm	5.23	12.58	5.34	13.52	4.85	13.80
2	23/11/22 1:24 am	4.46	11.09	4.15	13.30	4.02	13.51
3	23/11/22 1:40 pm	4.28	10.79	4.58	11.42	4.21	11.37
4	24/11/22 1:56 am	4.53	11.33	4.09	12.33	4.00	12.50
5	24/11/22 2:30 pm	5.39	16.79	4.37	16.50	4.20	16.23
6	25/11/22 3:00 am	4.40	14.54	4.03	15.97	4.06	15.90

La marée haute la plus énergétique est la marée 5, avec des valeurs de H_s et T_p observées respectivement à 5.4 m et 16.8 s. À l'inverse, la marée haute la moins énergétique est la marée 3, avec des H_s et T_p de 4.3 m et 10.8 s, respectivement. Ces deux marées ont ainsi été sélectionnées pour les simulations afin d'explorer les grandes variations de conditions hydrodynamiques. Malgré la co-localisation des points de données, des différences sont constatées entre les prédictions de WW3 à 50 m et les observations CANDHIS. Une forte diminution de l'énergie est notamment visible pour la marée 5, où H_s est estimé à 4.37 m au lieu de 5.39 m, représentant une perte d'hauteur de 19 %. La figure 4.4 représente les deux spectres directionnels des données CANDHIS pour les marées 3 et 5. En raison de la perte d'énergie dans les prédictions de WW3 pour la marée 5 et de la faible dispersion angulaire des marées 3 et 5, l'énergie des deux marées a été représentée pour les simulations numériques de cette étude, par un spectre de type JONSWAP.

Les paramètres d'entrée pour le spectre de JONSWAP ainsi que les niveaux d'eau aux frontières au large sont récapitulés dans le tableau 4.2.

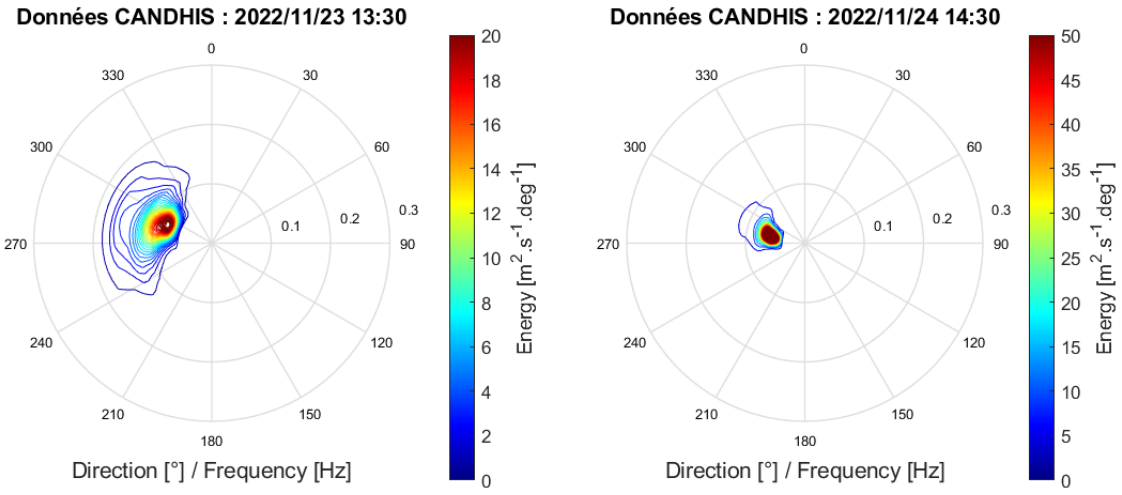

Figure 4.4: Spectres directionnels des données CANDHIS pour les marées 3 (gauche) et 5 (droite).

Table 4.2: Paramètres en entrée du forçage au large pour la simulation numériques des marées 3 et 5.

N ° marée	H_s [m]	T_p [s]	γ [~]	Angle [°]	Étalement directionnel [°]	Altitude du plan d'eau à marée haute [m dans IGN69]
3	4.3	10.8	10	280	20	2.36
5	5.4	16.8	10	285	17	2.40

4.4.2.2 Bathymétries

La bathymétrie est le principal facteur contrôlant la transformation des vagues dans la zone littoral, incluant le déferlement. Il est donc essentiel de disposer d'une source fiable de cette quantité (e.g Splinter and Palmsten, 2012, Matheen *et al.* 2021). Ne disposant pas d'un relevé bathymétrique datant de la campagne de mesures et afin d'étudier, à notre tour, l'impact de la bathymétrie sur les simulations numériques, deux bathymétries ont été générées et utilisées lors de cette étude. Les deux bathymétries utilisées ont été reconstruites à partir de différentes sources de données avec un protocole similaire et sur la même grille rectiligne. La grille rectiligne utilisée est centrée sur le profil Sud et couvre une distance *longshore* de 2 500 m avec une résolution spatiale *longshore* de 2 m. Dans la direction *cross-shore*, cette grille commence au sommet de l'enrochement et s'étend jusqu'à 2 400 m au large, ce qui correspond à une profondeur d'eau moyenne d'environ 30 m avec une résolution spatiale variable *cross-shore*, allant de 20 m le long de la frontière au large, à 0.5 m dans la partie supérieure de la plage.

Le protocole de reconstruction des bathymétries est visible sur la figure 4.5a et est détaillé ci-dessous, en fonction de la distance *cross-shore* de la plage vers le large :

- Élévation de l'enrochement obtenu à partir du levé LiDAR Litto3D effectué par le SHOM entre le 30 Août et le 30 Octobre 2021 (fenêtre rouge sur la figure 4.5a).
- Élévation du haut de plage (entre 30 et 100 m *cross-shore*) obtenue à partir d'un relevé topographique effectué par un système GNSS RTK, le 22 Novembre 2022 (précision verticale

centimétrique) (fenêtre jaune sur la figure 4.5a). Cette topographie ayant été effectuée sur une emprise inférieure à celle de la grille de calcul (200 m *cross-shore* par 650 m *longshore*) et montrant peu de variations, elle est considérée comme uniforme dans la dimension *long-shore* et est répétée sur les bords latéraux (Est et Ouest).

- Élévation des barres internes et externes (distance *cross-shore* supérieure à 150 m et inférieure à 800 m) obtenue à partir de différentes sources de données (LiDAR et satellite)(fenêtre violette sur la figure 4.5a).
- Élévation de la distance *cross-shore* supérieure à 800 m obtenue à partir d'une interpolation à pente constante du levé LiDAR Litto3D, jusqu'à atteindre l'isobathe de 30 m de profondeur (fenêtre verte sur la figure 4.5a).
- Ajout d'un plateau de 100 m de distance *cross-shore* à la profondeur de 30 m permettant aux ondes IG générées dans le modèle de ne pas subir au départ de transformation sur une zone d'initialisation (fenêtre marron sur la figure 4.5a). En effet, ceci est requit par la théorie d'Hasselmann régissant la génération des ondes IG liées à la frontière au large (Hasselmann, 1962).

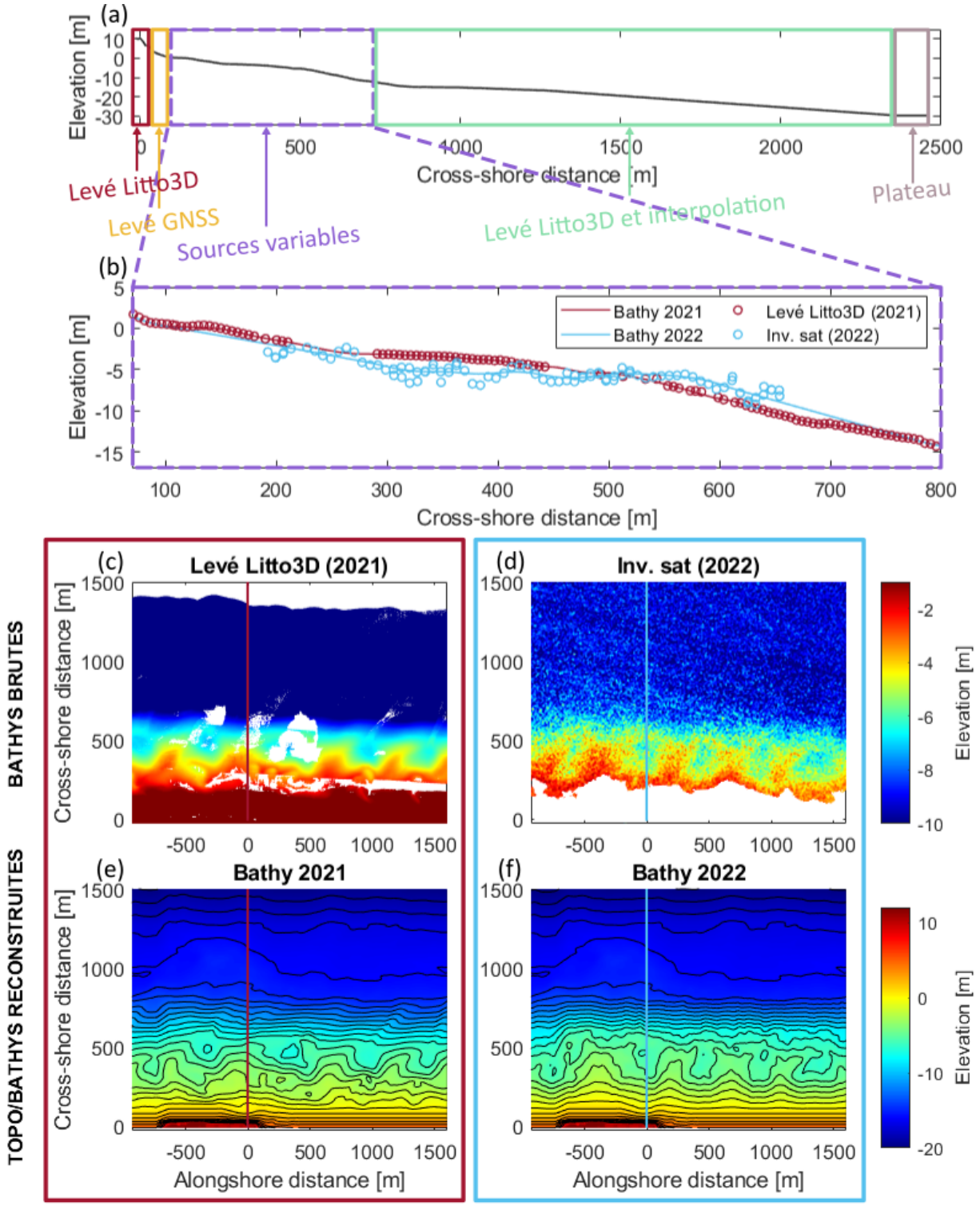

Figure 4.5: (a) Provenances des différentes sources de données de reconstruction des bathymétries en fonction de la distance *cross-shore*. (b) Élévation des barres internes et externes des topo/bathy reconstruites (traits pleins) pour 2021 (en rouge) et 2022 (en bleu) et données brutes (cercles) pour les deux bathymétries. Bathymétries brutes issues du (c) levé Litto3D et de (d) l'inversion satellite. Topo/Bathys reconstruites de (e) 2021 et (f) 2022. Les traits pleins représentent le profil sud (en rouges sur (c) et (e), en bleus sur (d) et (f)).

La différence entre les deux bathymétries reconstituées concerne les barres internes et externes.

Les formes et élévations de ces dernières sont issues de deux sources de données différentes. Par facilité de compréhension, les bathymétries sont appelées par la suite "**Bathy 2021**" et "**Bathy 2022**".

Les élévations des barres internes et externes de la **Bathy 2021** ont été reconstituées à partir du levé LiDAR Litto3D (figure 4.5c). Ce modèle numérique d'élévation (MNE) fourni par le SHOM ne doit pas être interprété comme un relevé topo-bathymétrique instantané, mais plutôt comme une représentation de la plage couvrant la période du 30 août au 30 octobre 2021. Un nettoyage a été réalisé par le SHOM afin de supprimer les zones bathymétriques ne représentant pas fidèlement le fond marin, telles que celles contenant des objets en surface (comme des bateaux ou des bouées), ainsi que les zones affectées par du bruit dans la colonne d'eau, par exemple dû au déferlement des vagues. Sa résolution est de 1 m.

Les formes et élévations des barres internes et externes de la **Bathy 2022** ont été reconstituées à partir d'une inversion bathymétrique de l'image satellite Sentinel-2 exploitable et temporellement la plus proche de la campagne terrain réalisée, c'est à dire le 11/08/2022 (figure 4.6B).

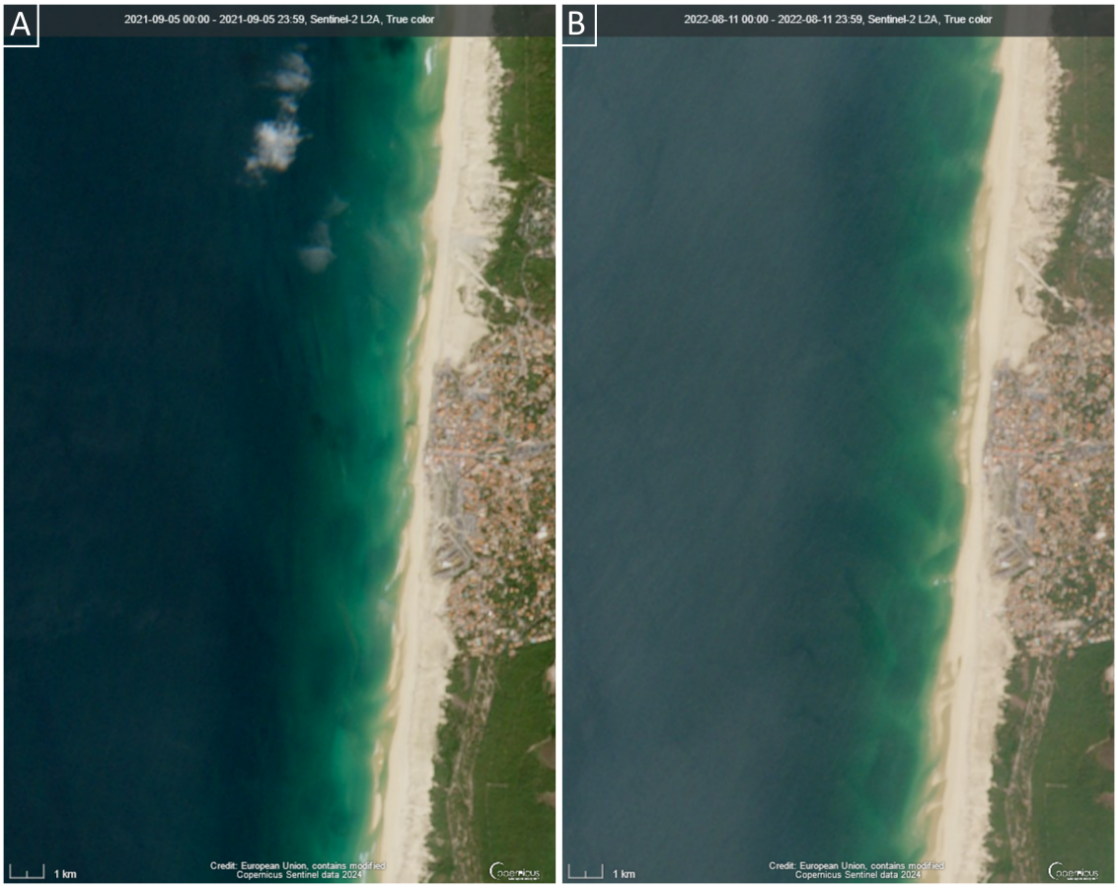

Figure 4.6: Image satellite Sentinel-2 du (A) 5 Septembre 2021 et du (B) 11 Août 2022.

La méthode de Stumpf *et al.* (2003) a été utilisée pour mettre en relation les valeurs de réflectances dans les bandes verte et bleue avec la hauteur d'eau présente au moment de l'acquisition de l'image (issue du modèle HYCOM2D). Cette correspondance a été préalablement obtenue à partir de l'image satellite du 5 septembre 2021 et de la bathymétrie Litto3D avec une régression

linéaire (R = -0.85, rmse = 0.59 m) pour des élévations comprises entre -1.5 et -6 m (NGF69), de manière à avoir des dates proches entre levé LiDAR et image satellite.

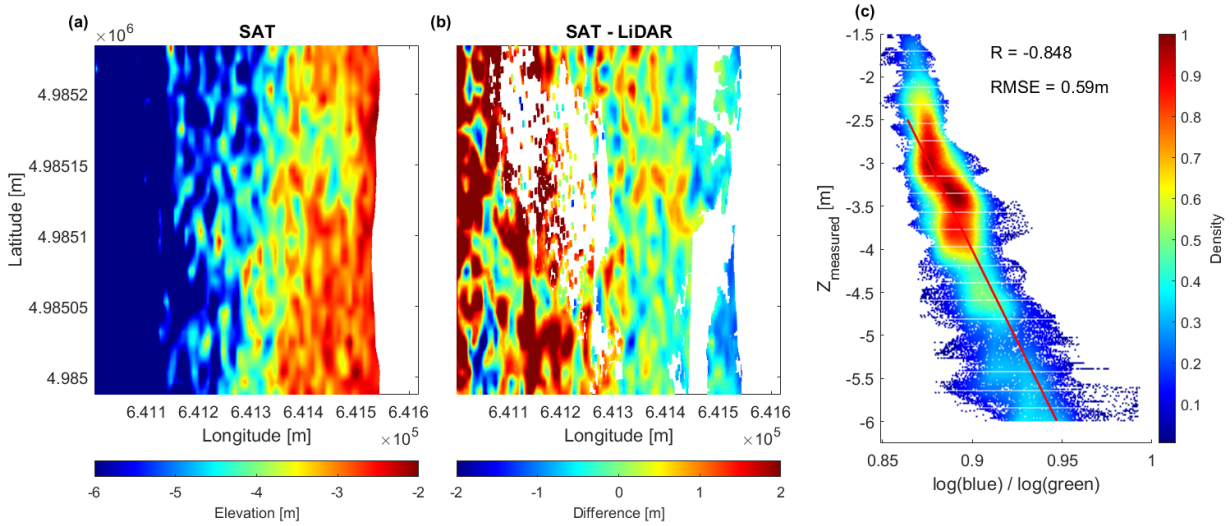

Figure 4.7: (a) Inversion satellite de l'image du 5 Septembre 2021. (b) Différence entre le levé LiDAR Litto3D et l'inversion satellite. (c) Régression linéaire entre l'altitude mesurée par le Litto3D et le rapport des réflectances des bandes bleue et verte de l'image satellite.

La figure 4.7a montre le résultat de l'inversion bathymétrique obtenue à partir de l'image du 5 septembre 2021. En comparant les différences entre l'inversion bathymétrique et le levé LiDAR Litto3D original (figure 4.7b), on constate que ces différences sont quasi-nulles pour des élévations comprises entre -2 et -4.5 m. Ces élévations correspondent à celles de la barre externe, comme le montre le profil de plage (figure 4.5b). En ce qui concerne la zone située au large de la barre externe, les deux signaux apparaissent plus bruités. Sur le levé Litto3D brut (figure 4.5c), on observe une absence de données pour des coordonnées Est projetées (longitude) comprises entre 641100 et 641300 m. Sur l'image satellite correspondante (figure 4.6A), on peut distinguer un bruit atmosphérique mais aucune barre n'est visible. Ce bruit sur l'image satellite pourrait expliquer la surestimation de l'élévation observée à ces longitudes (différences de 2 m observables sur la figure 4.6b à certains endroits sans aucune forme ou continuité morphologique). L'inversion bathymétrique réalisée à partir de la régression linéaire (Stumpf *et al.* 2003) est donc cohérente avec le levé Litto3D.

Dans un second temps, en supposant que les paramètres optiques de l'eau sont similaires entre les deux images prises à un an d'intervalle, mais durant la même saison, les coefficients de cette régression ont été appliqués au ratio des valeurs de réflectance de l'image satellite du 11 août 2022, qui est la plus proche temporellement de la campagne terrain (figure 4.6B). Une inversion bathymétrique de l'image satellite de 2022 a ainsi pu être obtenue (figure 4.5d) et utilisée afin de reconstruire la "**Bathy 2022**" (figure 4.5f). Le profil issu de l'inversion satellite est représenté par des cercles bleus, et le profil reconstruit par une ligne bleue continue sur la figure 4.5b.

Enfin, un lissage par moyenne glissante 2D a été appliqué à l'ensemble des deux bathymétries reconstruites, afin d'éviter les discontinuités entre les différentes sources de données. Les bathymétries

ont été reconstruites de manière cyclique sur les bords latéraux (Nord et Sud) pour assurer par la suite la stabilité du modèle numérique qui a été utilisé avec des conditions latérales périodiques.

4.4.2.3 Modèle de déferlement et paramétrisation

Comme mentionné précédemment, la dissipation de l'énergie due au déferlement des vagues est modélisée en utilisant un modèle de rouleau de surface (*roller* en anglais) pour simuler la quantité de mouvement stockée à la surface après le déferlement. Deux séries de simulations numériques ont été réalisées dans cette étude afin d'étudier l'impact de la modélisation du déferlement (discuté en sous-section 4.6.1). Pour les deux séries de simulation le modèle de déferlement utilisé est celui de Roelvink (1993). Dans cette formulation, l'idée est de calculer la dissipation, $\bar{D}_w$, en multipliant la fraction des vagues qui déferlent, Q_b, par la dissipation par événement déferlant. Pour se faire un coefficient α_w est multiplié à l'énergie de l'onde, E_w, et divisé par sa période représentative, T_{rep}:

$$\bar{D}_w = 2\,\frac{\alpha_w}{T_{rep}}\,Q_b E_w\,, \tag{4.1}$$

où la fraction des vagues qui déferlent est déterminée à partir du rapport entre la hauteur moyenne quadratique des vagues, H_{rms}, et de leur hauteur maximale, H_{max} :

$$Q_b = 1 - \exp\left[-\left(\frac{H_{\text{rms}}}{H_{\text{max}}}\right)^n\right]\,, \tag{4.2}$$

avec $H_{\text{rms}} = \sqrt{8\,E_w/\rho\,g}$, $H_{\text{max}} = \gamma_x(h + \delta H_{\text{rms}})$, γ_x qui est un paramètre de déferlement correspondant à 0.46 et $n = 2.5$. L'énergie totale des vagues, E_w, est calculée en intégrant les bins directionnels des ondes sur l'ensemble des directions :

$$E_w(x,y,t) = \int_0^{2\pi} S_w(x,y,t,\theta)\,d\theta\,, \tag{4.3}$$

Pour simplifier, dans le modèle, si le rapport maximum entre la hauteur de la vague (calculé à partir de l'énergie des ondes courtes générée) et la profondeur de l'eau dépasse γ_x=0.54, la vague déferle.

La seconde série de simulations numériques est basée sur le modèle de déferlement de Roelvink (1993) mais en ajoutant la formulation développée par Pezerat *et al.* (2022) qui utilise un coefficient de déferlement adaptatif à la pente locale, B', avec un taux moyen local de dissipation d'énergie par unité de surface, D^*_{new}, qui remplace le précédent taux ($\bar{D}_w$):

$$D^*_{\text{new}} = \frac{B^*}{4}\,\rho g H^3\,\sqrt{\frac{g}{h}}\,, \tag{4.4}$$

avec $B^* = 40\tan(\beta)$ avec $\tan(\beta)$ correspondant à la pente du fond.

La figure 4.8 représente l'évolution du coefficient de déferlement adaptatif à la pente en fonction

de la distance *cross-shore* pour la bathymétrie **Bathy 2022**.

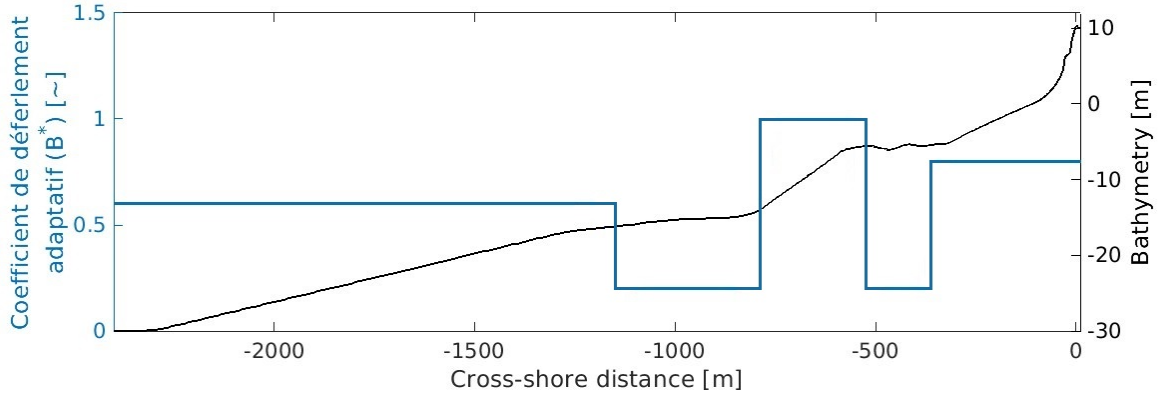

Figure 4.8: Exemple de l'évolution du coefficient de déferlement adaptatif à la pente, B^*, (courbe bleue) en fonction de la distance *cross-shore* et de la bathymétrie **Bathy 2022** (courbe noire).

Le frottement sur le fond a été représenté par une contrainte de cisaillement du fond quadratique avec un coefficient de Chezy constant fixé à 55 $\mathrm{m}^{0.5}\mathrm{s}^{-1}$ (Bertin *et al.* 2020). La viscosité horizontale sur le fond est supposée constante et fixée à 0.1 $\mathrm{m}^2\mathrm{s}^{-1}$. Enfin, la profondeur minimale d'eau est fixée à 0.01 m.

Pour finir, le modèle a été exécuté pendant 6 heures en mode stationnaire et instationnaire (niveau d'eau au large variable), en retirant un temps d'initialisation de 3 heures. Afin de comparer les données *in situ* et celles issues du modèle numérique, différents paramètres globaux tels que $H_{\mathrm{rms},g}$, $H_{\mathrm{rms},ig}$ et $Tm_{0n,ig}$, ont été calculés et comparés aux moyennes d'un ensemble de 10 simulations. Les estimations spectrales ont été calculées selon une méthodologie identique aux données *in situ*. Les hauteurs des vagues courtes, $H_{\mathrm{rms},g}$, les séries temporelles d'élévation de la surface, ainsi que les vitesses de courant, ont été enregistrées à une fréquence de 2 Hz.

4.4.3 Post-traitement des résultats numériques

Les signaux d'élévation des ondes IG dirigées vers la côte, η_+, et vers le large, η_-, le long du profil perpendiculaire à la côte ont été séparés, de la même façon que les données *in situ*, en utilisant la méthode de Guza *et al.* (1984). Les coefficients de réflexion correspondent au rapport entre les flux d'énergies dirigées vers le large et vers la côte.

Des paramètres statistiques de *runup* ont été calculés à partir de données issues de la caméra vidéo et du modèle. Ainsi, le $R_{2\%}$, correspondant aux élévations atteintes par les 2 % les plus élevés des signaux de *runup*, a été déterminé. Le R_{max} représentant l'élévation maximale des signaux de *runup* a également été calculé. La hauteur du *swash*, H_{swash}, a été calculée statistiquement :

$$H_{\mathrm{swash}} = 4\,\sigma_S\,, \tag{4.5}$$

σ_S correspondant à l'écart-type du signal de *swash*. Enfin, les excursions minimale et maximale dans la direction transversale (*cross-shore*) ont été calculées.

Afin d'étudier les phénomènes de *runup*, le $R_{2\%}$ empirique est également calculé à partir de la formule développée par Stockdon *et al.* (2006).

$$R_{2\%} = 1.1 \left(0.35\,\beta_f\,(H_0\,L_0)^{1/2} + \frac{\left[H_0\,L_0\,(0.563\,\beta_f^2 + 0.004)\right]^{1/2}}{2} \right), \tag{4.6}$$

avec β_f la pente moyenne dans la zone de $2\sigma_S$, H_0 la hauteur au large et $L_0 = g\,T_p^2/2\,\pi$, la période correspondante selon la théorie linéaire en eau profonde.

Cette formule (équation (4.6)) est la plus utilisée pour estimer le *runup* lorsqu'aucune donnée *in situ* n'est collectée, il est donc intéressant de voir la précision de sa prédiction.

4.5 Résultats

4.5.1 Validation du modèle

4.5.1.1 Données *in situ* en zone de déferlement interne

La figure 4.9a représente une série temporelle de l'élévation de la surface libre, ζ, mesurée au niveau de l'ADV (en zone de déferlement) sur le profil Sud, pour une hauteur d'eau de 2.2 m durant la marée 5, la plus énergétique (avec $H_s = 5.4$ m et $T_p = 16.8$ s). La série temporelle a également été filtrée avec un filtre passe-bas afin d'illustrer les ondes longues (IG) liées aux groupes de vagues. Sur cette série temporelle, des hauteurs crêtes à creux d'ondes IG allant jusqu'à 1.6 m de hauteur ont pu être observées. Les figures 4.9b et 4.9c représentent les séries temporelles brutes et filtrées des vitesses perpendiculaires (*cross-shore*), U, et parallèles à la côte (*longshore*), V. Ces données de vitesses sont très bruitées. Comme sur ces figures, sur l'ensemble des six marées, les amplitudes des vitesses perpendiculaires à la côte sont supérieures aux amplitudes parallèles avec des variances observées moyennées de 0.71 et 0.31 $m^2.s^{-2}$ (variances moyennées pour les deux dernières marées de 0.87 et 0.31 $m^2.s^{-2}$).

Pour chaque marée haute, les paramètres *in situ* en zone de déferlement ont été calculés sur une période de 1h30 autour de l'étale de marée haute et sont synthétisés dans le tableau 4.3. Les conditions de houle les plus énergétiques au large lors de la marée 5 génèrent des périodes maximales observées (Tm_0) pour les ondes courtes (sw) et longues, de respectivement 11.93 et 86.42 s, ainsi que des hauteurs maximales associées (Hm_0) de 1.35 et 1.27 m. La marée haute la moins énergétique est la marée 3, avec des Tm_0 des ondes courtes et longues, de 9.09 et 56.83 s, et des Hm_0, de 1.13 et 0.61 m, respectivement. Au cours de cette campagne, des variations absolues de hauteurs d'ondes IG ($Hm_{0,ig}$) de 0,66 m ont été observées, accompagnées de variations de périodes d'ondes IG de près de 48 s. Les variations observées dans les ondes courtes sont plus modérées, avec des écarts de 0.35 m et 3.35 s.

Afin d'observer l'évolution des différents paramètres observés au profil Sud au cours de la marée, ils ont également été calculés sur des séries de 25 minutes (figure 4.10). Les $Hm_{0,sw}$

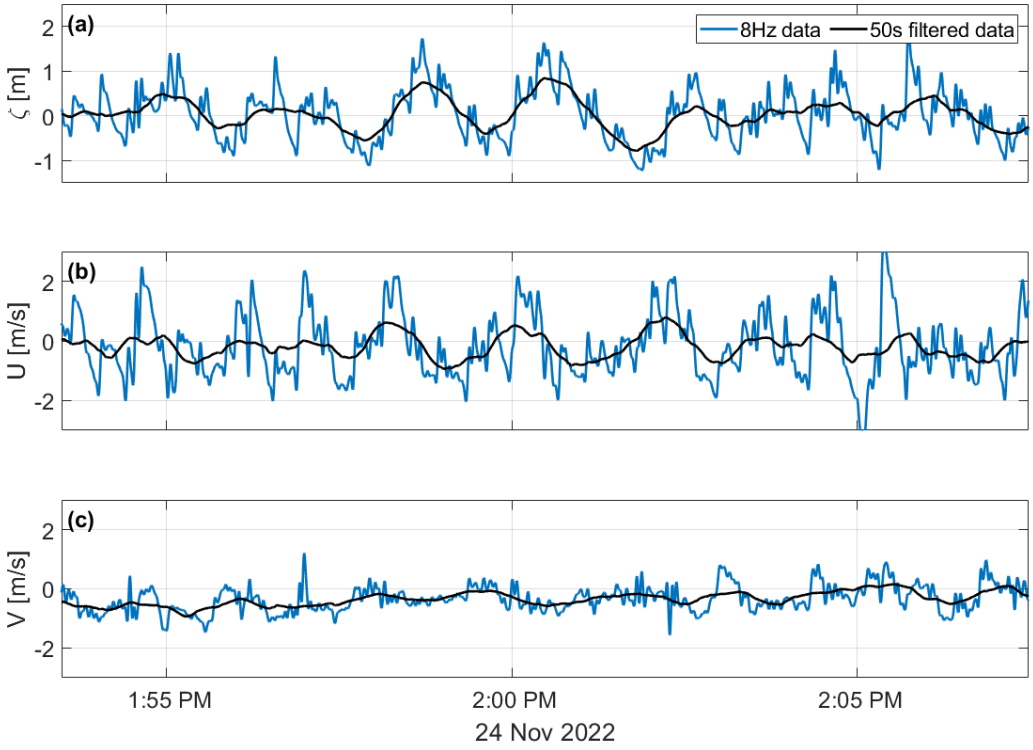

Figure 4.9: Séries temporelles (a) ζ et (b) vitesses perpendiculaire et (c) parallèle à la côte à 8 Hz (courbe bleue) et filtrées passe-bas (courbe noire), mesurées à l'ADV du profil Sud, en zone de déferlement, durant la marée 5.

Table 4.3: Hauteurs d'eau, Hm_0 , H_{rms} des ondes courtes et IG calculées pour le profil Sud en zone de déferlement à marée haute.

N °	Date [UTC]	H_s [m]	Hauteurs d'eau [m]	$Hm_{0,sw}$ [m]	$Hm_{0,ig}$ [m]	$Tm_{0,sw}$ [s]	$Tm_{0,ig}$ [s]	$H_{\text{rms},sw}$ [m]	$H_{\text{hrms},ig}$ [m]	R^2_{ig} [$\sim$]
1	22/11/22 1:00pm	5.23	2.13	1.13	1.08	9.03	63.21	0.80	0.76	0.82
2	23/11/22 1:24am	4.46	2.17	1.13	0.86	8.80	41.84	0.80	0.61	0.80
3	23/11/22 1:40pm	4.28	2.00	1.13	0.61	9.09	56.83	0.80	0.43	0.78
4	24/11/22 1:56am	4.53	2.03	1.00	0.91	8.58	37.63	0.70	0.64	0.73
5	24/11/22 2:30pm	5.39	2.19	1.35	1.27	11.93	86.42	0.95	0.90	0.83
6	25/11/22 3:00am	4.40	2.10	1.15	1.06	10.63	66.92	0.81	0.75	0.84

montrent globalement une modulation tidale (figure 4.10b), avec une augmentation proportionnelle aux variations des hauteurs d'eau mesurées. Pour les $Hm_{0,ig}$, la modulation tidale n'est pas visible avec notamment pour les marées 5 et 6 de plus faibles hauteurs d'ondes IG observées durant l'étale de marée haute. Concernant les périodes observées (figure 4.10d et 4.10e), aucune

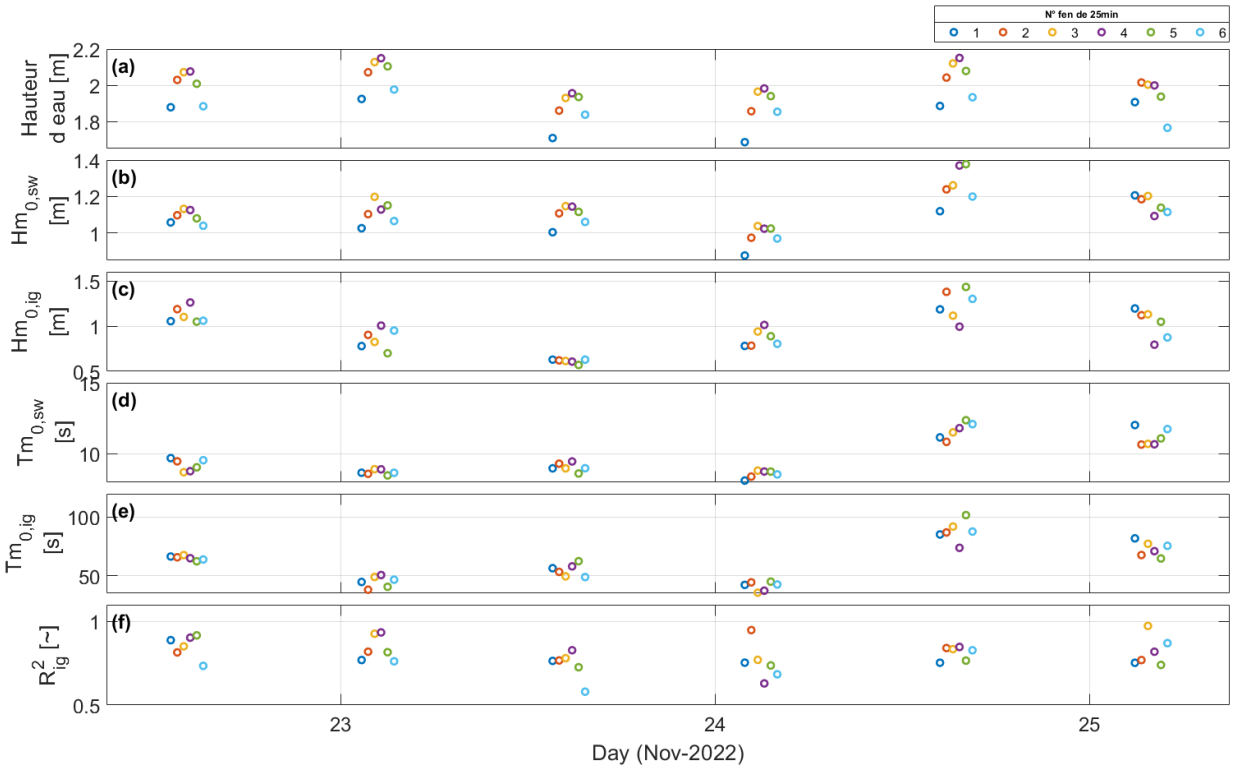

Figure 4.10: (a) Hauteurs d'eau, (b) $Hm_{0,sw}$, (c) $Hm_{0,ig}$, (d) $Tm_{0,sw}$, (e) $Tm_{02,ig}$ et (f) coefficients de réflexion des ondes IG (R^2_{ig}) calculés sur des fenêtres de 25 minutes, au profil Sud, au niveau de l'ADV, en zone de déferlement, pour l'intégralité de la campagne de mesure.

modulation liée à la marée n'est visible pour les ondes courtes et IG (variations tidales maximales observées de 1.53 s et de 28 s, pour les $Tm_{0,sw}$ et $Tm_{02,ig}$, respectivement). Enfin, en ce qui concerne les coefficients de réflexion (R^2_{ig}), aucune tendance liée aux cycles de marée n'a été constatée (figure 4.10f).

Sur le profil Nord, du fait de la disparition d'un instrument, certaines données n'ont pu être collectées que lors des deux dernières marées (marées 5 et 6). La série temporelle de l'élévation de la surface libre (ζ) mesurée à l'ADV du profil Nord, en zone de déferlement (figure 4.11) présente les mêmes variations que celle du profil Sud (figure 4.9) avec une hauteur d'onde IG observée atteignant 1.73 m. Sur les deux dernières marées, l'intensité des vitesses perpendiculaires à la côte sont supérieures à celles parallèles à la côte, avec des variances observées moyennées de 0.79 et 0.44 $m^2.s^{-2}$. Bien que les paramètres observés sur le profil Nord soient légèrement supérieurs, ils restent du même ordre de grandeur que ceux du profil Sud.

Comme pour le profil Sud, les paramètres *in situ* ont été calculés sur 1h30 autour de l'étale de marée haute et regroupés dans le tableau 4.3. Les hauteurs d'eau observées sont similaires avec des valeurs de 2.05 et 2.06 m respectivement pour les marées hautes 5 et 6. Malgré une marée 5 plus énergétique (H_s de 5.4 m et T_p de 16.8 s) que la marée 6 (H_s de 4.4 m et T_p de 14.5 s), des paramètres d'ondes courtes assez similaires ont été observés $Hm_{0,sw}$, de 1.11 et 1.06 m, et $Tm_{0,sw}$ de 12.21 et 11.27 s, respectivement pour les marées 5 et 6. Cela peut s'expliquer par un contrôle des paramètres de la houle par le niveau d'eau, qui est assez similaire pour ces deux marées, lorsque la zone de déferlement est saturée, comme c'est le cas pour ces deux conditions très énergétiques. Un

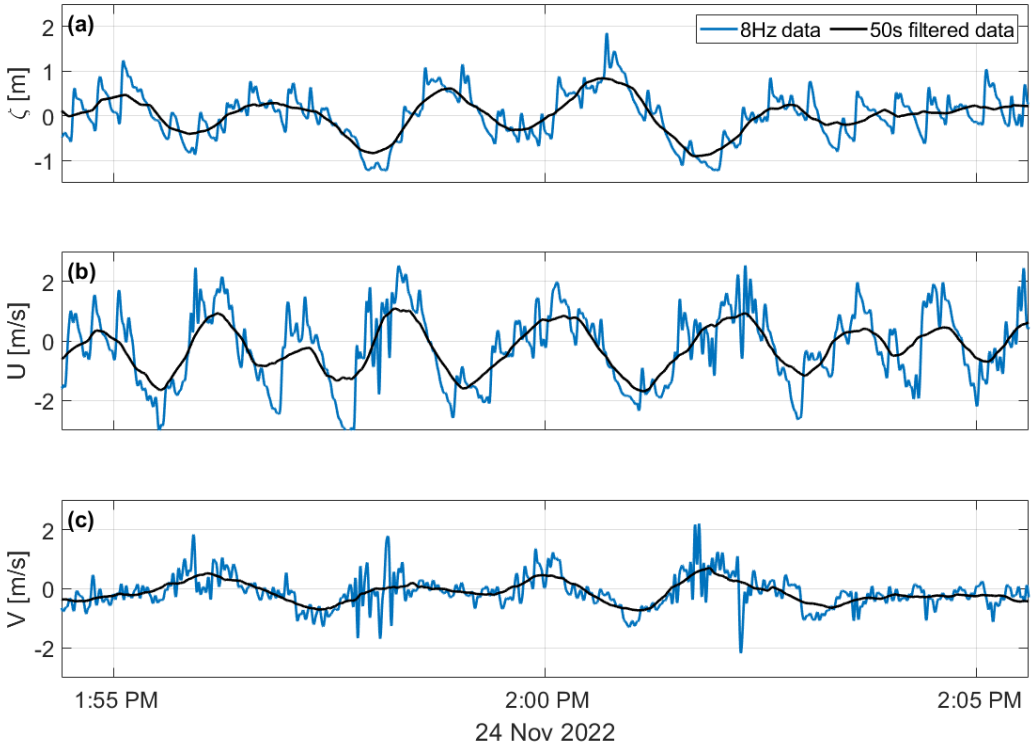

Figure 4.11: (a) Séries temporelles ζ et (b) des vitesses perpendiculaires et (c) parallèles à la côte à 8Hz (courbe bleue) et filtrées passe-bas (courbe noire), mesurées par l'ADV du profil Nord, en zone de déferlement, durant la marée 5.

coefficient de réflexion (R^2_{ig}) de 1.07 est observé pour la marée 5 contre 0.82 pour la marée 6. Les paramètres des ondes courtes et IG calculés ($Hm_{0,sw}$, $Hm_{0,ig}$, $Tm_{0,sw}$ et $Tm_{0,ig}$) sont similaires à ceux observés au profil Sud.

Table 4.4: Hauteurs d'eau, H_s au large, Hm_0 , H_{rms} des ondes courtes et IG calculées pour le profil Nord à marée haute.

N °	Date [UTC]	H_s [m]	Hauteurs d'eau [m]	$Hm_{0,sw}$ [m]	$Hm_{0,ig}$ [m]	$Tm_{0,sw}$ [s]	$Tm_{0,ig}$ [s]	$H_{\text{rms},sw}$ [m]	$H_{\text{rms},ig}$ [m]	R^2_{ig} [$\sim$]
5	24/11/22 2:30pm	5.39	2.05	1.11	1.20	12.21	72.14	0.79	0.85	1.07
6	25/11/22 3:00am	4.40	2.06	1.06	1.07	11.27	63.60	0.75	0.76	0.82

Concernant l'évolution tidale des différents paramètres (figure 4.12), comme pour le profil Sud, une modulation tidale des $Hm_{0,sw}$ est observable, tandis qu'aucune tendance marquée ne semble émerger pour les autres paramètres.

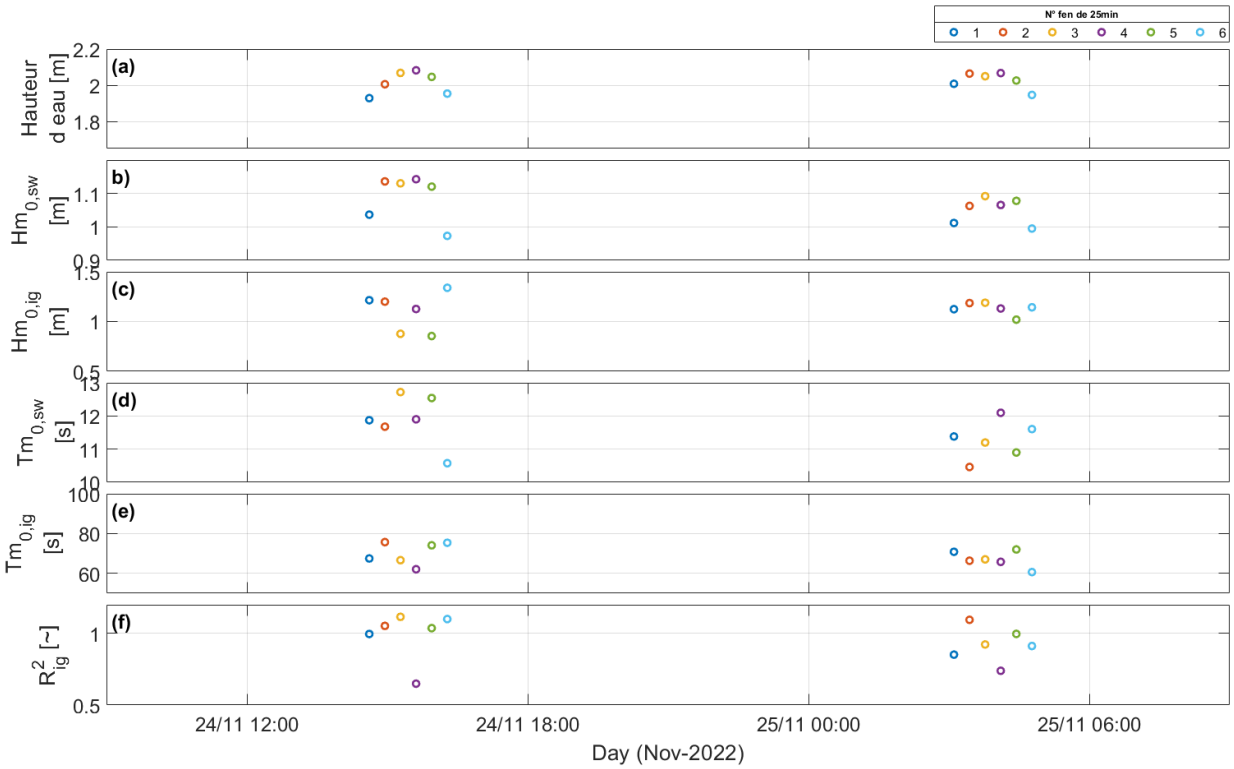

Figure 4.12: (a) Hauteurs d'eau, (b) $Hm_{0,sw}$, (c) $Hm_{0,ig}$, (d) $Tm_{0,sw}$, (e) $Tm_{02,ig}$ et (f) coefficients de réflexion des ondes IG (R^2_{ig}) calculés sur des fenêtres de 25 minutes, au profil Nord, au niveau de l'ADV, pour les deux dernières marées.

4.5.1.2 Données *in situ* de *runup*

À l'aide d'un dispositif de caméra vidéo, le signal du *runup* a pu être obtenu durant les étales de marée haute 3 et 5, au niveau du profil Sud. L'obtention de ces signaux est détaillée dans le chapitre 3, en section 3.2.1. Lorsque la lame d'eau arrive sur l'enrochement, elle monte dessus, cependant cela n'est pas visible sur la vidéo tant qu'elle ne passe pas complètement par dessus l'ouvrage entraînant un signal de *runup* tronqué, comme le montrent les figures 4.13c, 4.13d et 4.14c.

Les variances observées pour les marées hautes 3 et 5 sont respectivement de 1.23 et 1.78 m^2. Ces valeurs sont sous-estimées en raison des signaux de *runup* tronqués, ce qui a empêché l'étude d'autres paramètres habituels dans l'analyse du *runup*, tels que $R_{2\%}$, $R_{\max}$. Les figures 4.13a et 4.13b illustrent, respectivement à marée montante et à l'étale de pleine mer de la marée 3, les spectres de densité d'énergie calculés pour le signal de *runup* (en noir, correspondant à l'axe de gauche) et le signal d'élévation de la surface libre (en gris, correspondant à l'axe de droite). Pour les signaux de *runup*, malgré un signal tronqué qui entraîne l'ajout d'harmoniques et de bruit dans le signal, des pentes proches de f^{-3} sont observables, tant à marée montante qu'à marée haute, en cohérence avec de précédentes études (e.g Senechal *et al.* 2018). En ce qui concerne les spectres obtenus au niveau de l'ADV, à marée haute la saturation des ondes courtes est observée comme dans la littérature en zone de déferlement avec une pente en f^{-2}, bien qu'une faible corrélation entre la régression linéaire théorique et le spectre soit constatée en raison du bruit important dans les hautes fréquences.

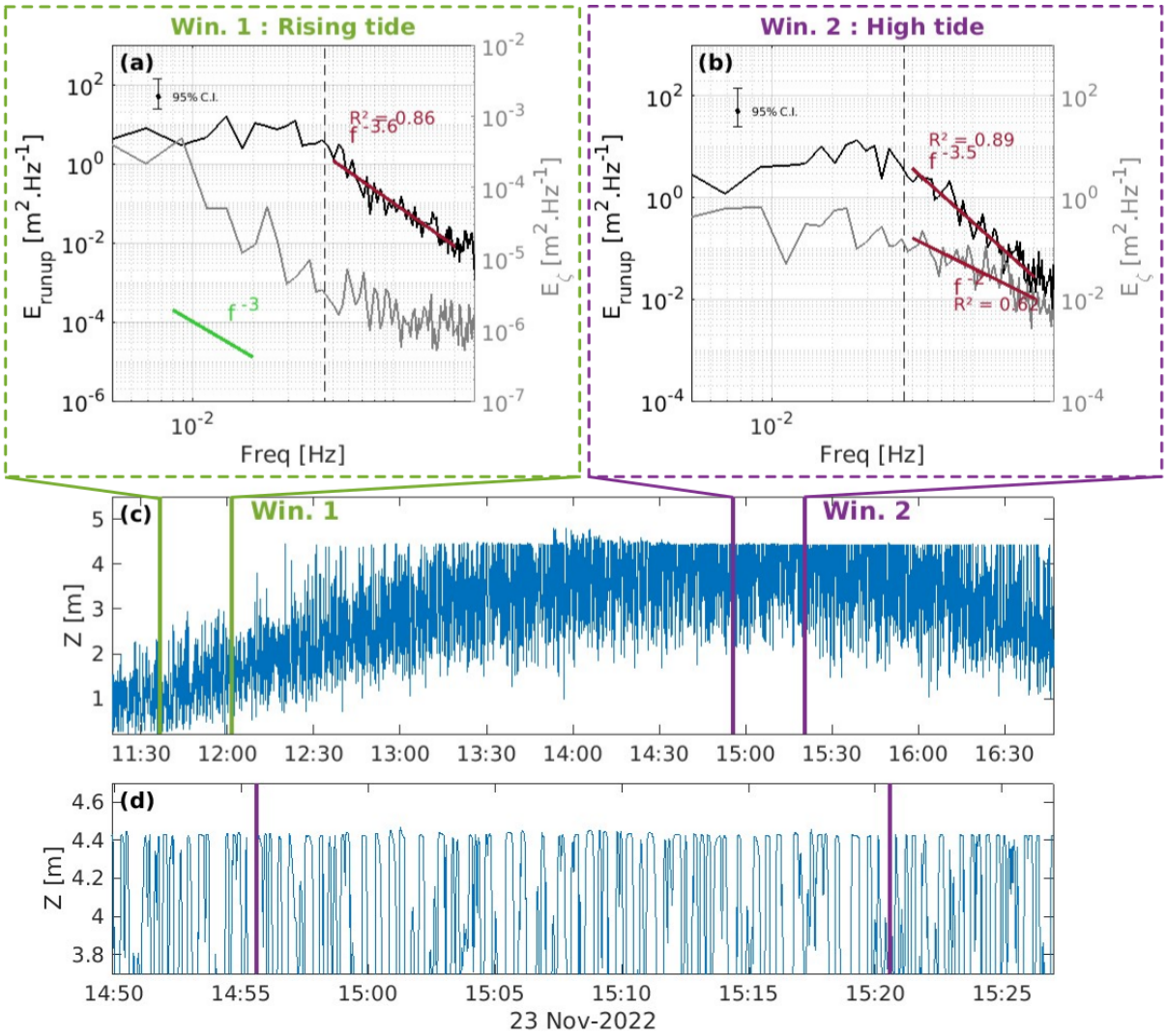

Figure 4.13: Spectres d'énergie des signaux de *runup* (courbe noire) et du signal d'élévation de la surface libre (ζ) (courbe grise) à (a) marée montante (fenêtre verte) et durant (b) la marée haute (fenêtre violette). (c) Signal de *runup* obtenu à partir du système vidéo pour la marée 3 avec en vert la fenêtre 1 et en violet la fenêtre 2. (d) Zoom sur la fenêtre 2. Les courbes noires en tiret représentent la fréquence de $f_p/2$, correspondant à la limite fixée entre ondes courtes et IG. Les courbes noires continues représentent les intervalles de confiance de 95 % des spectres. La droite verte représente une pente en f^{-3} et les rouges, les droites de régression linéaire pour les données de *runup* et de zone de déferlement.

Comme pour la marée 3, les figures 4.14a et 4.14b montrent respectivement à marée montante et à l'étale de pleine mer les spectres de densité d'énergie calculés pour le signal de *runup* (en noir, correspondant à l'axe de gauche) et le signal d'élévation de la surface libre à l'ADV (en gris, correspondant à l'axe de droite), pour la marée 5. Tant à marée montante qu'à marée haute, des pentes en f^{-3} et $f^{-3.3}$ sont observées dans les signaux de *runup*. Enfin, concernant les spectres obtenus au niveau de l'ADV, les mêmes observations que celles faites pour la marée 3 sont effectuées.

4.5.1.3 Simulations numériques avec un niveau d'eau au large variable

Dans le but de compléter les données *in situ* observées, plusieurs simulations numériques ont été mises en place. Une série de simulations à niveau d'eau variable au large a été effectuée afin de

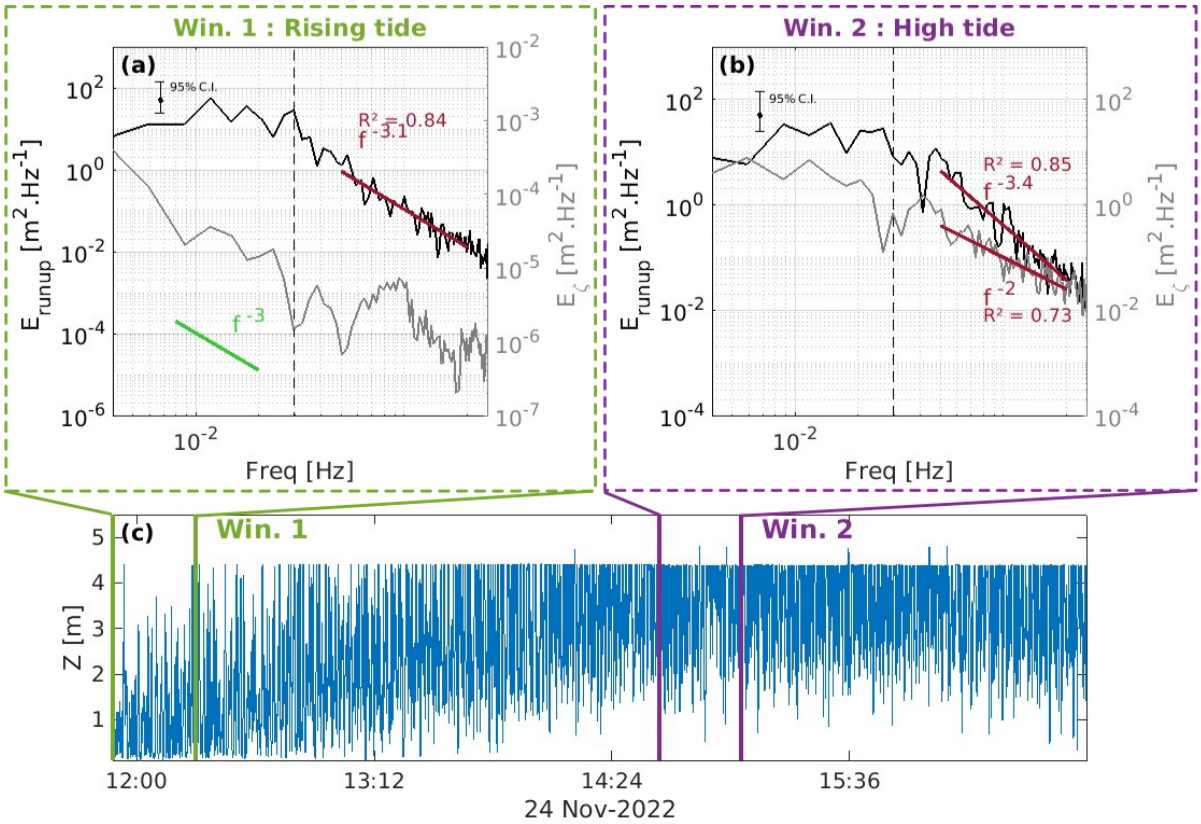

Figure 4.14: Spectres d'énergie des signaux de *runup* (courbe noir) et du signal d'élévation de la surface libre (ζ) (courbe grise) à (a) marée montante (fenêtre verte) et durant (b) la marée haute (fenêtre violette). (c) Signal de *runup* obtenu à partir du système vidéo pour la marée 5 avec en vert la fenêtre 1 et en violet la fenêtre 2. La droite verte représente une pente en f^{-3} et les droites rouges, les droites de régression linéaire pour les données de *runup* et de zone de déferlement.

valider le modèle mis en place. La figure 4.15 représente l'évolution des différents paramètres calculés à partir de ces simulations (données noires) afin de simuler l'évolution des paramètres au cours de la marée, ce pour les marées 3 et 5 qui sont respectivement les marées les moins et plus énergétiques. Les hauteurs d'eau simulées sont similaires aux hauteurs observées (figure 4.15a) et les hauteurs d'ondes courtes simulées correspondent aux valeurs observées malgré des valeurs légèrement inférieures pour la marée 3 (figure 4.15b), avec un écart-type moyen pour les $H_{\text{hrms},sw}$ de ± 0.01 m.

La modulation tidale visible dans les données *in situ* est bien reproduite par le modèle. En revanche, les hauteurs d'ondes IG modélisées n'atteignent pas les données observées avec une différence en moyenne de 0.12 ± 0.04 m et 0.22 ± 0.09 m (soit 25 et 22 %) pour les marées 3 et 5, respectivement. Cependant, le modèle arrive à capturer la tendance, une augmentation des hauteurs entre les deux marées est ainsi observée comme c'est le cas pour les données *in situ*. Les périodes des ondes IG modélisées sont supérieures à celles observées pour la marée 3 et similaires pour la marée 5. Enfin, les coefficients de réflexion modélisés (R_{ig}^2) sont similaires, bien que les valeurs modélisées soient légèrement supérieures à celles observées *in situ*, avec des écarts-types moyens de 0.1.

Des simulations numériques à marée haute ont également été effectuées avec des niveaux d'eau

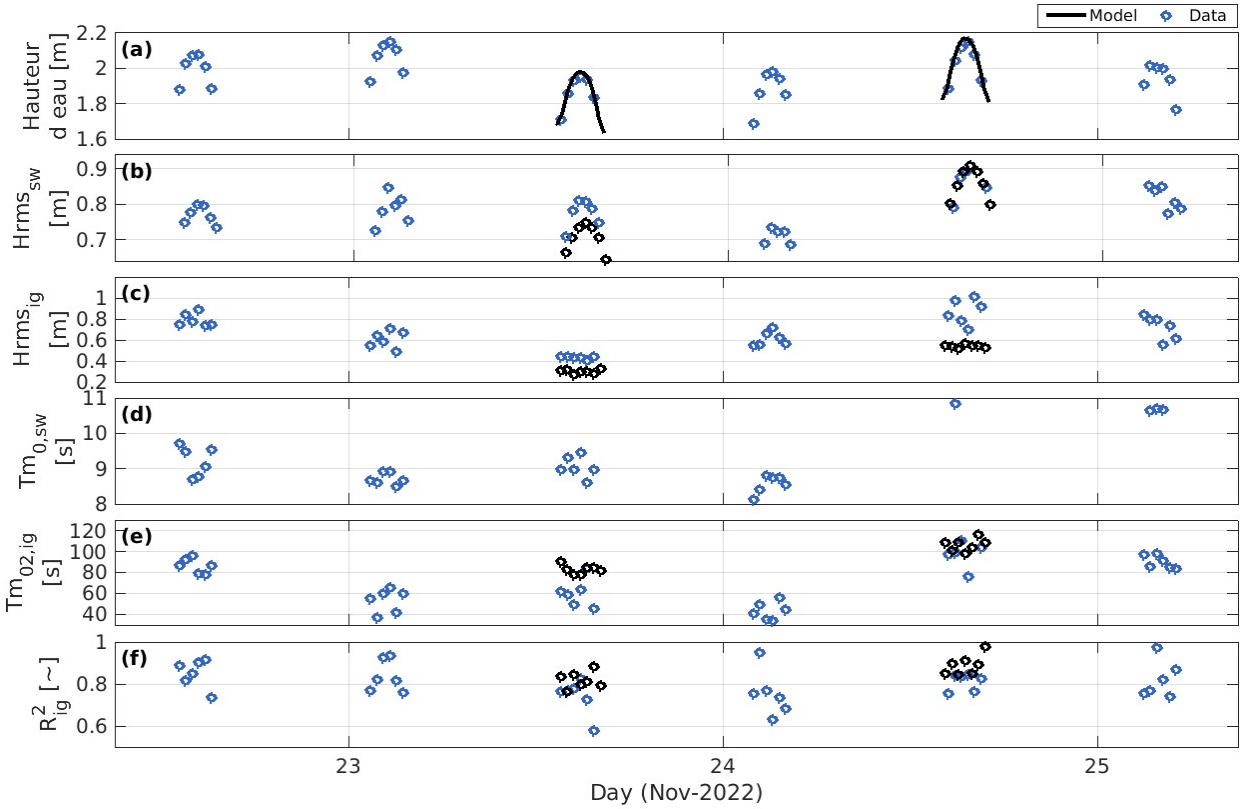

Figure 4.15: (a) Hauteurs d'eau, (b) $H_{\text{rms},sw}$, (c) $H_{\text{hrms},ig}$, (d) $Tm_{0,sw}$, (e) $Tm_{0,ig}$ et (f) coefficients de réflexion des ondes IG (R^2_{ig}) calculés sur des fenêtres de 25 minutes au profil Sud, pour l'intégralité de la campagne de mesure (cercles bleus) et résultats de la modélisation numérique (cercles noirs).

au large stationnaires. Ces simulations permettent d'effectuer des analyses spectrales sur une plus grande période de temps (3 heures). Les paramètres obtenus à partir de ces simulations sont similaires à ceux obtenus avec les niveaux d'eau variables. Leur comparaison est effectuée dans le tableau 4.5. Comme pour les résultats précédents, le modèle sous-estime les hauteurs d'ondes IG observées, cependant une augmentation des hauteurs entre les deux marées est observable comme c'est le cas pour les données *in situ*.

Table 4.5: Comparaison locale pour le profil Sud, au niveau de l'ADV, des données *in situ* et modélisées : Hauteurs d'eau, $H_{\text{rms},sw}$ et $H_{\text{rms},ig}$.

N °	Date [UTC]	Hauteurs d'eau [m]		$H_{\text{rms},sw}$ [m]		$H_{\text{rms},ig}$ [m]	
		In situ	**Bathy 2022**	*In situ*	**Bathy 2022**	*In situ*	**Bathy 2022**
3	23/11/22 01:40pm	2.0	1.97	0.80	0.74	0.43	0.32
5	24/11/22 2:30pm	2.19	2.1	0.95	0.91	0.89	0.56

4.5.2 Variations spatiales et temporelles des ondes longues

La figure 4.16 montre la répartition spatiale moyenne des hauteurs d'ondes IG dans les conditions de houle des marées 3 (a) et 5 (b). Tout d'abord, il est possible d'observer un contrôle par le forçage au large des $H_{\text{rms},ig}$. La houle au large la moins énergétique (marée 3) entraîne des hauteurs d'ondes IG moins importantes avec des valeurs maximales sur l'ensemble du domaine de 0.47 m contre 0.71 m pour la marée 5 (l'écart-type entre les différentes simulations est significatif avec un niveau de confiance de 99%). Dans un second temps, un contrôle bathymétrique significatif est observé. Les courbes blanches présentes sur les figures 4.16a et 4.16b représentent les isobathes de la **Bathy 2022**. Des $H_{\text{rms},ig}$ plus importantes, de l'ordre de 0.10 m sur les barres sont observées (± 0.005 et 0.02 m pour les marées 3 et 5, respectivement), vraisemblablement associés à des processus de *shoaling* et de réfraction (discutée dans la section 4.6.2). Enfin, au niveau de la zone de déferlement interne, il n'y a pas d'augmentation des $H_{\text{rms},ig}$ au droit de l'enrochement qui est présent entre les positions *longshore* -750 et -75 m.

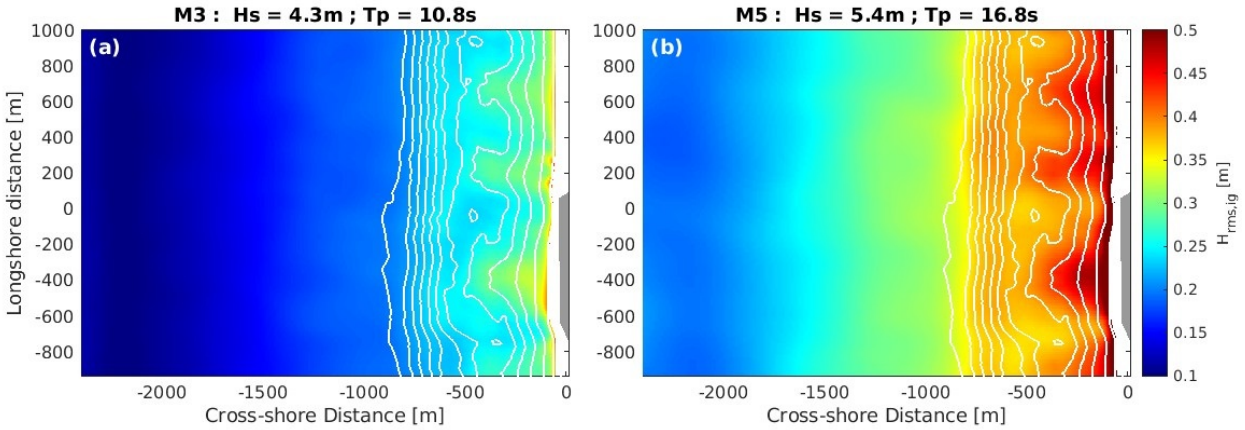

Figure 4.16: Répartition spatiale des $H_{\text{rms},ig}$ moyennes pour 10 simulations, dans les conditions de houle des marées (a) 3 et (b) 5 avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise).

La figure 4.17 représente la répartition spatiale moyenne des périodes d'ondes IG dans les conditions de houle des marées 3 (a) et 5 (b). Tout d'abord, comme pour les $H_{\text{rms},ig}$, il est possible d'observer un contrôle par le forçage au large des $Tm_{02,ig}$. La marée la moins énergétique entraîne des périodes d'ondes IG maximales moins importantes avec des valeurs maximales de 94 ± 4 s contre 133 ± 8 s pour la marée 5. Les variations *longshore* des $Tm_{02,ig}$ ne sont pas significatives compte tenu des écart-types entre les 10 simulations qui sont de 2 et 10 s pour les marées 3 et 5.

4.5.3 Variation *longshore* du signal de *runup*

Les paramètres statistiques du *runup* tels que les excursions minimales et maximales (a), le $R_{2\%}$ (b), le R_{max} (c) et la hauteur (H_{swash}) (d) en fonction de la distance *longshore* pour la marée 3 sont montrés sur la figure 4.18. Les mêmes paramètres sont représentés pour la marée 5 sur la figure 4.19.

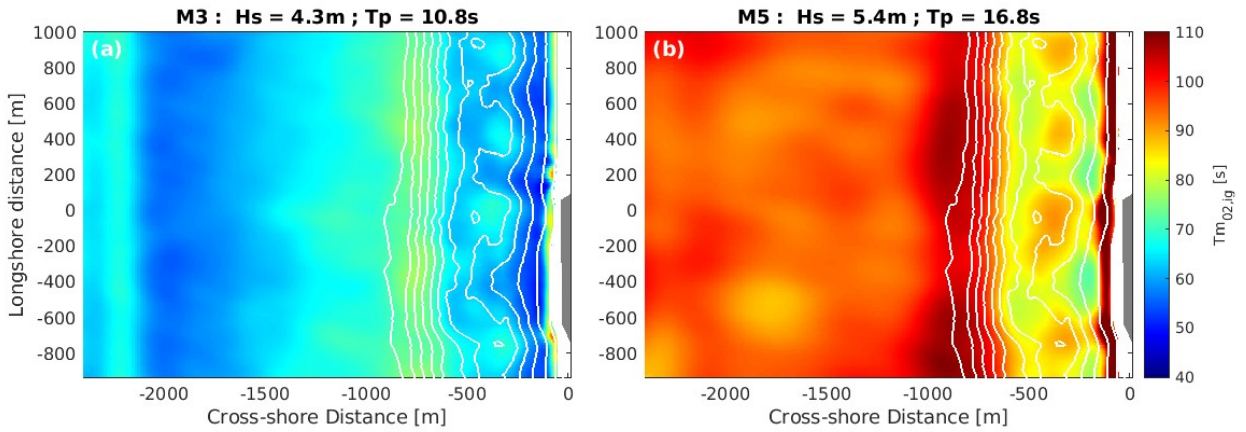

Figure 4.17: Répartition spatiale des $Tm_{02,ig}$ moyennes pour 10 simulations, dans les conditions de houle des marées (a) 3 et (b) 5 avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise).

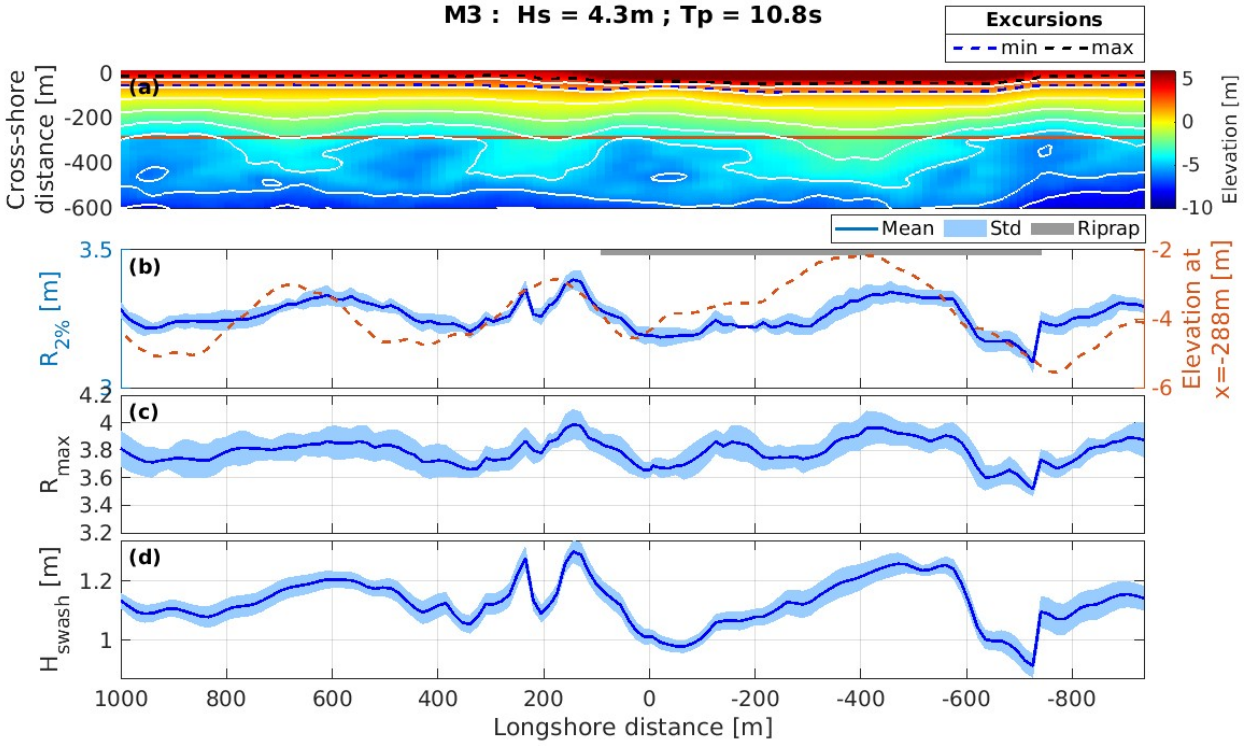

Figure 4.18: (a) Bathymétrie avec les excursions de *runup cross-shore* minimale (tirets bleus) et maximale (tirets noirs) et évolution *longshore* du (b) $R_{2\%}$ observé, (c) R_{max}, (d) H_{swash} moyens pour la marée 3. L'aire colorée représente l'écart-type des 10 simulations. La position *longshore* de l'enrochement est symbolisée par un trait gris. Les variations bathymétriques du transect *longshore* avec la meilleure corrélation avec le $R_{2\%}$ sont représentées par des tirets oranges.

Pour la marée 3, des variations *longshore* modérées du signal de *runup* sont observées le long de la côte, ce qui se traduit par les faibles étendues de $R_{2\%}$ et R_{max} (figures 4.18b et 4.18c), avec des valeurs respectives de 0.13 ± 0.02 et 0.44 ± 0.01. En revanche, le H_{swash} (figure 4.18d) présente des variations plus significatives, atteignant 0.36 ± 0.08 m soit 56 % de variation. Comme mentionné précédemment, une alternance de chenaux et de barres est observable au niveau de la barre interne, le long de la côte (figures 4.18a et 4.19a), où les isobathes sont représentés en blanc. Une corréla-

tion a été réalisée entre le $R_{2\%}$ et plusieurs transects *longshore* à différentes positions cross-shore (tableau 4.6). La meilleure corrélation a été obtenue pour le transect symbolisé par un trait orange sur la figure 4.18a, dont la bathymétries est illustrée par les tirets oranges de la figure 4.18b. Cette corrélation entre la barre subtidale et le $R_{2\%}$ est de r=0.37.

Table 4.6: Corrélation entre les variations *longshore* du signal de $R_{2\%}$ et la bathymétrie de différents transects *longshore*.

Position *cross-shore* des transects *longshore*	Corrélation avec $R_{2\%}$	
	M3	M5
x= -450 m	0.1767	-0.2790
x= -400 m	0.2740	-0.2143
x= -288 m	0.3747	-0.1856
x= -245 m	0.3395	-0.2431
x= -170 m	0.2268	-0.4015
x= -100 m	0.0739	-0.5660

Concernant la marée 5, une forte variation le long de la côte est observée, avec des amplitudes de $R_{2\%}$, R_{max} et H_{swash} (figures 4.19b, 4.19c et 4.19d) de 2.2 ± 1.46, 0.9 ± 0.3m et 1.36 ± 1.3m, respectivement. Les écarts-types mentionnés correspondent aux maxima observés dans les zones non enrochées, sur toute la distance *longshore*, comme illustré par la figure 4.19. Contrairement à la marée 3, aucune corrélation n'a été établie entre la bathymétrie du transect x=288 m et les variations *longshore* de $R_{2\%}$ (corrélation de -0.19). Un contrôle des paramètres $R_2\%$ et H_{swash} par l'enrochement est observable (figures 4.19b et 4.19d). En effet, les variations de $R_{2\%}$ et H_{swash} montrent que les moyennes des 10 simulations demeurent constantes le long de la portion *longshore* de l'enrochement, et les écarts-types sont également nuls sur cette section.

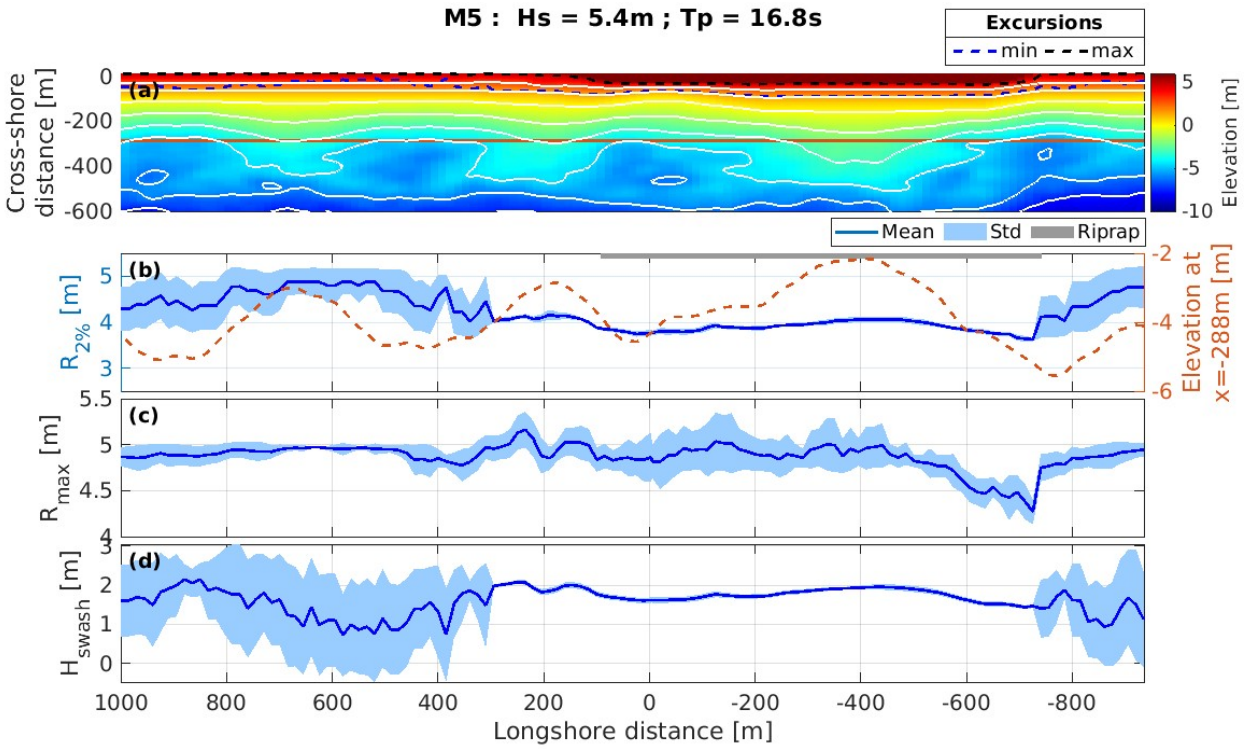

Figure 4.19: (a) Bathymétrie avec les excursions de *runup cross-shore* minimale (tirets bleus) et maximale (tirets noirs) et évolution *longshore* du (b) $R_{2\%}$ observé, (c) R_{max}, (d) H_{swash} moyens pour la marée 5. L'aire colorée représente l'écart-type des 10 simulations. La position *longshore* de l'enrochement est symbolisée par un trait gris. Les variations bathymétriques du transect *longshore* avec la meilleure corrélation avec le $R_{2\%}$ sont représentées par des tirets oranges.

Les $R_{2\%}$ empiriques (équation (4.6) des deux marées calculés à partir de la formule empirique développée par Stockdon *et al.* (2006) pour toutes les plages sableuses naturelles sont représentées par les courbes rouges sur la figure 4.20.

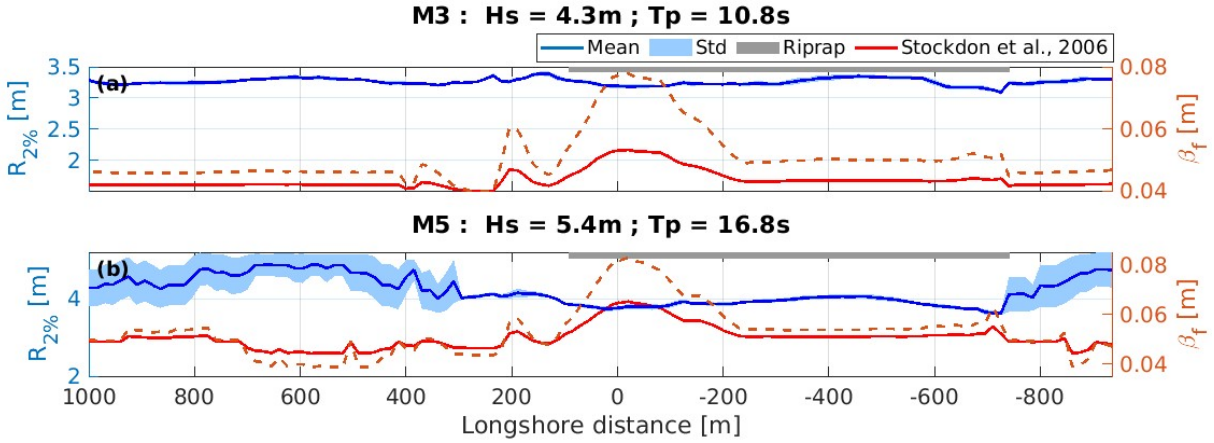

Figure 4.20: Évolution *longshore* du $R_{2\%}$ observé (courbe bleue) et obtenue à partir de la formule de Stockdon *et al.* (2006) (courbe rouge) sur l'axe de gauche, ainsi que la pente de haute de plage (β_f) (tirets oranges et axe de droite) pour les marées (a) 3 et (b) 5. L'aire colorée représente l'écart-type des 10 simulations. La position *longshore* de l'enrochement est symbolisée par un trait gris.

Pour les deux marées, les valeurs de $R_{2\%}$ obtenues ne correspondent pas aux observations effec-

tuées (figures 4.20a et 4.20b). Des différences ont été précédemment observées dans la littérature entre ce $R_{2\%}$ et les observations. Dans Fiedler *et al.* (2015), pour une plage dissipative, le $R_{2\%}$ observé était 25% inférieur à celui obtenu à partir de la formule empirique de Stockdon *et al.* (2006). En effet, le $R_{2\%}$ empirique, suit la pente du haut de plage (β_f) (indiquée par des tirets oranges sur la figure 4.20) tandis que le $R_{2\%}$ observé pour des conditions de houle modérées est en corrélation avec la bathymétrie. Cette différence peut suggérer que les modèles empiriques ne capturent pas pleinement l'influence des caractéristiques morphologiques sur les dynamiques de *runup* dans ces conditions spécifiques.

4.5.4 Réflexion des ondes longues

Afin d'étudier la réflexion des ondes IG, les signaux d'élévation de la surface libre ont été séparés en une composante dirigée vers la côte et une composante dirigée vers le large (section 3.4.1). La figure 4.21 représente la répartition spatiale du rapport entre les flux d'énergies dirigés vers le large et vers la côte pour les marées 3 (a) et 5 (b).

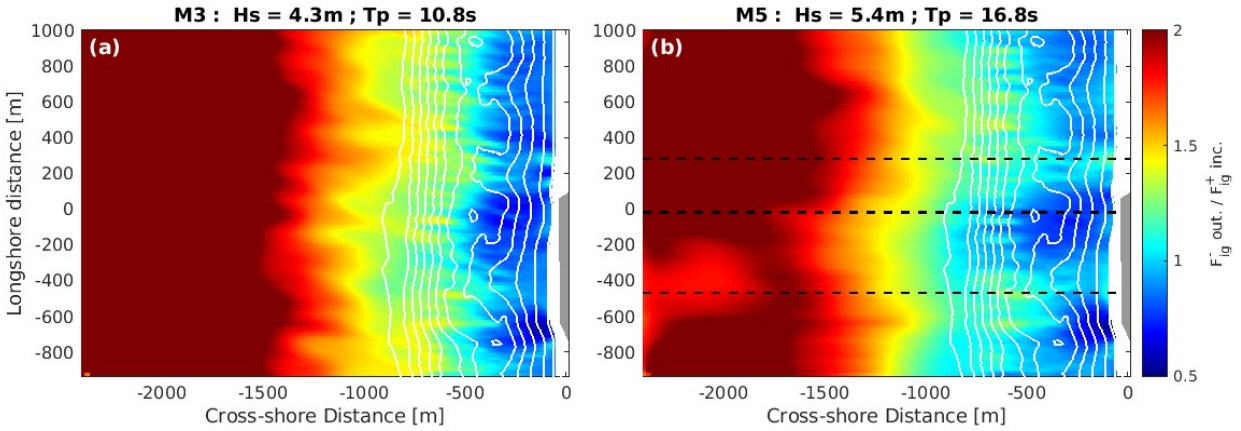

Figure 4.21: Répartition spatiale du rapport moyen entre les flux d'énergie dirigés vers le large et vers la côte (F_{ig}^{-} / F_{ig}^{+}) pour 10 simulations, dans les conditions de houle des marées (a) 3 et (b) 5 avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise). Les lignes pointillées noires représentent trois profils *cross-shore* sélectionnés pour des positions *longshore* de -470.5, -20.5 et 279.5 m.

Sur cette figure, plusieurs zones peuvent être distinguées. Au large de la zone de déferlement (distances *cross-shore* inférieures à -1 000 m), des rapports importants sont observés, avec des valeurs supérieures à 1.5 ± 0.4. L'énergie des ondes IG se dirigeant vers le large est plus élevée que celle des ondes IG se dirigeant vers la côte. Dans la zone de déferlement interne (distances *cross-shore* comprises entre -250 et 0 m), les rapports varient entre 0.5 et 1.2 ± 0.05. Dans cette zone, une signature bathymétrique se dessine: des rapports plus élevés, autour de 1.2, apparaissent au niveau des barres, tandis que des rapports plus faibles, proches de 0.5, sont observés au niveau des chenaux. Les écarts-types dans cette zone ne sont pas uniformément répartis le long de la distance *longshore*, avec des maximaux atteignant 0.08.

Près de l'enrochement, des rapports plus importants sont également observés. Cela peut être attribué à la configuration de barre au niveau de la barre interne au droit de l'enrochement (profil

à une position *longshore* de -470.5 m). Au cours des trois heures de simulation des conditions de houle de la marée 5, la ligne d'eau entrant en interaction avec l'enrochement en moyenne seulement deux fois, l'impact de ce dernier sur la réflexion des ondes IG n'est donc pas à évaluer ici.

Afin d'analyser la réflexion des ondes IG sur la côte, trois profils ont été sélectionnés en fonction de leurs conditions de barre interne, de réflexion et de la présence de l'enrochement (figure 4.21b). Le premier profil, situé à la position *longshore* de -470.5 m, se trouve dans une zone enrochée, caractérisée par une forte réflexion. Le deuxième profil est positionné à -20.5 m, dans une zone non enrochée avec une réflexion modérée. Enfin, le troisième profil est à 279.5 m, également dans une zone non enrochée mais avec un niveau de réflexion plus élevé. Les répartitions spatio-fréquentielles le long de ces profils sont présentées dans la figure 4.22, durant la marée la plus énergétique, la marée 5.

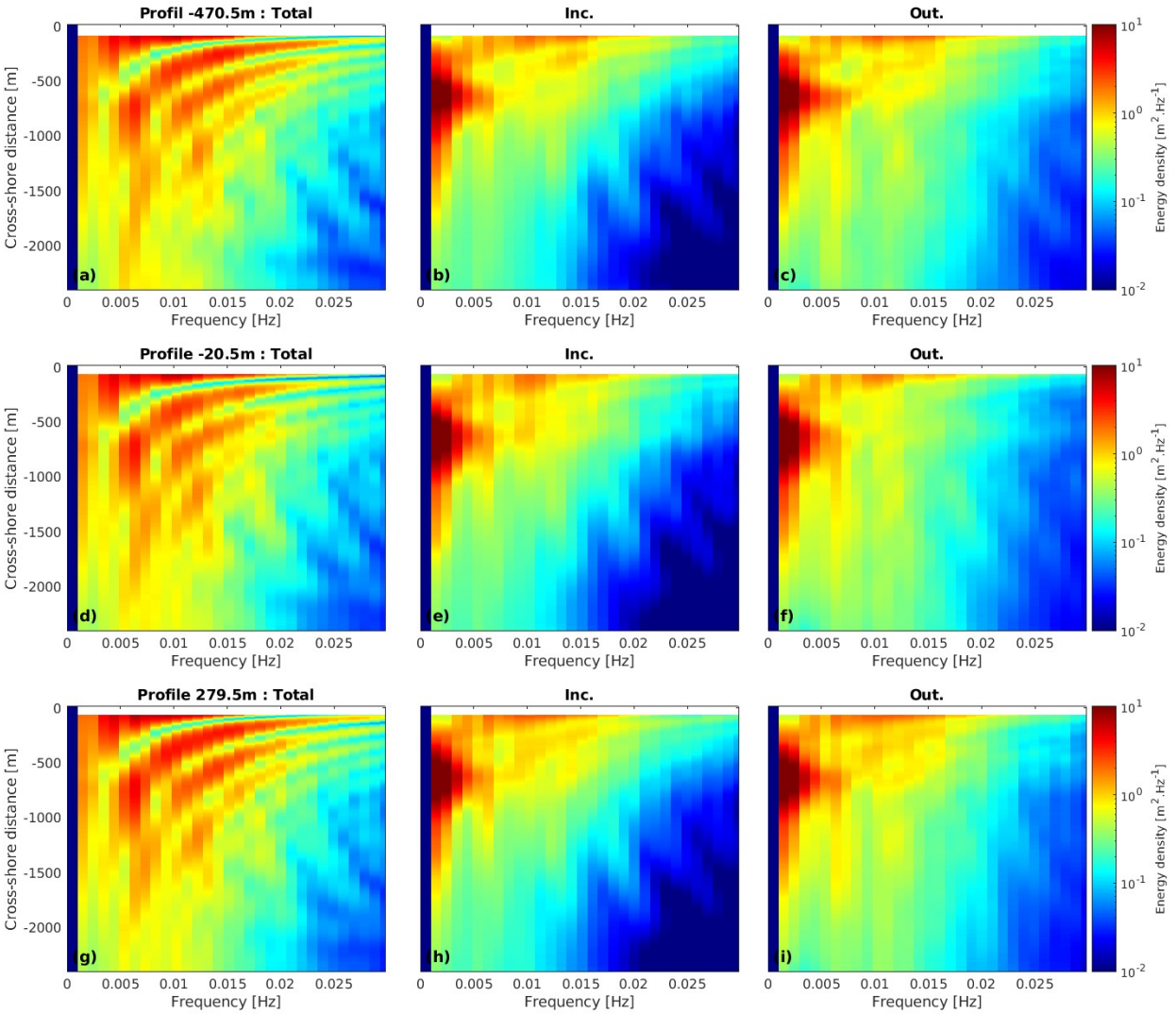

Figure 4.22: Répartition spatio-fréquentielle le long des profils situés à des distances *longshore* de (haut) -470.5, (milieu) -20.5 et (bas) 279.5 m présents sur la figure 4.21, des signaux d'élévation (gauche) totaux, (centre) dirigé vers la côte et (droite) vers le large.

En zone de déferlement interne (pour une distance *cross-shore* de -200 m), pour le profil y=-470.5 m (figure 4.22a), les signaux d'élévation totale présentent trois pics: un pic principal entre

0.0029 et 0.009 Hz, un pic entre 0.012 0.02 Hz et un pic entre 0.03 et 0.037 Hz. Pour les deux autres profils, y=-20.5 et 279.5 m, ces pics sont légèrement décalés vers des fréquences plus basses (pic principal compris, par exemple, entre 0.0029 et 0.008 Hz).

En remontant vers le haut de plage, les trois pics de la zone de *surf* glissent vers des fréquences plus élevées. La fréquence la plus basse domine totalement les spectres de densité d'énergie le long de la ligne de rivage (figure 4.22a, 4.22d et 4.22g) et les deux autres autres pics s'atténuent. Des observations similaires ont été faites en laboratoire par Battjes (2004), *in situ* par Bertin *et al.* (2020) et pour des ondes courtes par Martins *et al.* (2017a). Ceci s'explique par l'interférence entre les ondes IG dirigées vers la côte et vers le large, créant des nœuds et des antinœuds, dont la position par rapport au littoral varie avec la fréquence des ondes IG et la hauteur d'eau car cela contrôle la vitesse de propagation des ondes et donc, où elles interagissent. La disparition de ce motif sur les figures 4.22b, c, e, f, h et i représentant les signaux des ondes dirigées vers la côte et vers le large, corrobore cette hypothèse. Les spectres des ondes dirigées vers la côte (figures 4.22b, e et h) montrent qu'en zone de déferlement, pour des distances *cross-shore* de -300 m, un pic principal est visible autour de 0.0029 Hz et un pic superharmonique autour de 0.013 Hz pour le profil à -470.5 m par exemple (figure 4.22b). À l'approche du littoral, l'énergie du pic principal se déplace vers les plus hautes fréquences. Les spectres des ondes dirigées vers le large subissent les mêmes transformations (figure 4.22c, f et i).

4.6 Discussion

Les conditions de houle décrites dans cette étude étaient très énergétiques, avec des hauteurs pouvant atteindre 6 m et des périodes de pic allant jusqu'à 20 s au large. La plage de Lacanau, caractérisée par un système à double barre, présente une pente de 0,03 dans sa partie basse et une pente proche de 0,06 dans sa partie haute. D'après le nombre d'Irribaren (équation (2.1)), la zone basse de la plage est soumise à des conditions dissipatives, tandis que la zone haute correspond plutôt à des conditions dites intermédiaires.

Dans Bertin *et al.* (2020), en raison du gradient de pente *cross-shore* et de la pente plus raide de la partie supérieure du profil de la plage, les coefficients de réflexion observés et modélisés sous des conditions de houle modérée montrent une forte modulation liée à la marée, avec une réflexion faible à marée basse (R^2_{ig} < 0,2) et une réflexion totale à marée haute (R^2_{ig} = 1,0). Dans des conditions de houle énergétique, comme pour notre étude, les coefficients de réflexion observés restent exceptionnellement élevés pour une plage dissipative (R^2_{ig} = 0,5 (en zone de déferlement) - 1,0 (en zone de levée)), sans modulation tidale.

Au cours de la campagne, des hauteurs crêtes à creux d'ondes infragravitaires atteignant jusqu'à 1.6 m ont été observées. Ces amplitudes sont inférieures aux 2 m mesurées par Bertin *et al.* (2020) sur la plage dissipative de Saint-Trojan (Île d'Oléron, France) pendant la tempête Kurt (février 2017), qui était caractérisée par des vagues courtes de 9.5 m de hauteur et des périodes atteignant 22 s (supérieures aux conditions observées ici). Les vitesses perpendiculaires asso-

ciées aux ondes IG dans notre étude varient de -1 m.s^{-1} (*onshore*) à +1 m.s^{-1} (*offshore*), ce qui est également inférieur aux valeurs observées dans cette même étude. Les vitesses *longshore* supérieures révèlent quant à elles l'influence de la tridimensionnalité de la bathymétrie. Comme pour Bertin *et al.* (2020), une modulation tidale des ondes courtes a été observée, indiquant un contrôle bathymétrique en zone de déferlement interne et une dissipation accrue de l'énergie des vagues par friction sur le fond lorsque la hauteur de la colonne d'eau diminue (Kim, 2003).

4.6.1 Impact du modèle de déferlement sur la modélisation des ondes longues

Le déferlement des ondes courtes est modélisé dans le modèle XBeach en mode *surfbeat* en utilisant un modèle de déferlement. Ce modèle permet de simuler la quantité de mouvement stockée à la surface après le déferlement. Les données regroupées dans le tableau 4.7 sont les moyennes de 10 simulations numériques obtenues avec et sans ce coefficient de déferlement adaptatif à la pente. À noter que les écart-types entre les 10 simulations numériques sont très faibles en particulier en zone de déferlement.

Table 4.7: Différents paramètres obtenus avec les modèles de déferlement adaptatif et non adaptatif : Hauteurs d'eau, $H_{\text{rms},sw}$ et $H_{\text{hrms},ig}$ au niveau de l'ADV du profil Sud.

N°	Date (UTC)	Hauteurs d'eau [m]			$H_{\text{rms},sw}$ [m]			$H_{\text{rms},ig}$ [m]		
		In situ	Mod. Non Ad.	Mod. Ad.	*In situ*	Mod. Non Ad.	Mod. Ad.	*In situ*	Mod. Non Ad.	Mod. Ad.
3	23/11/22 01:40 pm	2.0	1.97	1.97	0.80	0.74	0.71	0.43	0.32	0.28
5	24/11/22 2:30 pm	2.19	2.10	2.10	0.95	0.91	0.86	0.89	0.56	0.49

En zone de déferlement, les hauteurs des ondes courtes modélisées avec un modèle de déferlement adaptatif sont plus importantes, que celles obtenues avec un modèle de déferlement classique. La figure 4.23 montre les répartitions *cross-shore* des hauteurs d'eau (a), $H_{\text{rms},sw}$ (c) et $H_{\text{rms},ig}$ (e) simulées avec les modèles adaptatif et classique. Dans le modèle de déferlement classique, le déferlement des ondes courtes s'effectue sur une plus grande distance (courbe rouge sur la figure 4.23c) entraînant une destruction des groupes de vagues. Le déferlement des ondes courtes contribuent alors à diminuer les hauteurs d'ondes IG (Thomson *et al.* 2006, Martins *et al.* 2021, Bertin and Yeasmin, 2024). Par conséquent, les hauteurs d'ondes IG modélisées sont plus faibles avec le modèle de déferlement classique. Dans le modèle de déferlement adaptatif, la distance de dissipation des ondes courtes est diminuée (courbe bleue sur la figure 4.23c), ceci entraîne une augmentation des hauteurs d'ondes IG à l'approche du rivage. La comparaison des hauteurs d'ondes IG obtenues avec les différents modèles de déferlement permet de voir que la mise en place du modèle de déferlement adaptatif à la pente développé par Pezerat *et al.* (2022) permet de modéliser des conditions énergétiques avec des fortes hauteurs d'ondes IG. Les ondes IG dans les signaux de *runup* des plages dissipatives étant dominantes (Ruggiero, 2004, Senechal *et al.* 2011a,

Hughes *et al.* 2014, Fiedler *et al.* 2015) ceci permet d'améliorer les prédictions de hauteurs de *runup* sur ce type de plage.

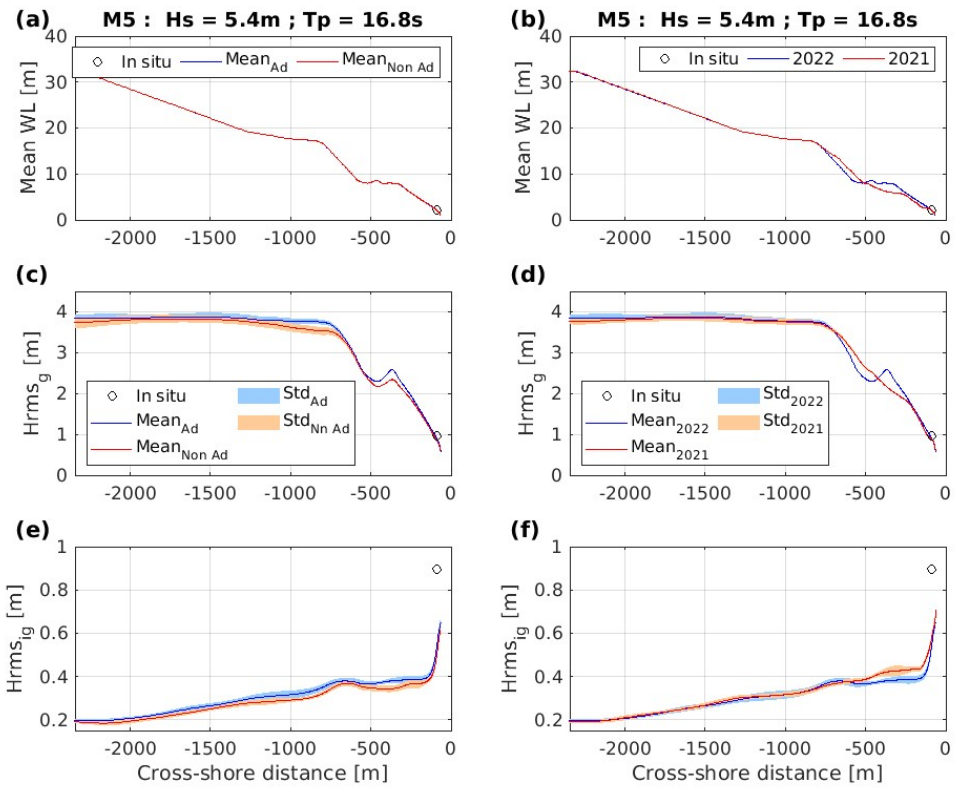

Figure 4.23: Répartitions *cross-shore* des (a et b) hauteurs d'eau, (c et d) $H_{\mathrm{rms},sw}$ et (e et f) $H_{\mathrm{rms},ig}$ simulées à gauche pour les modèles de déferlement adaptatif (courbe bleue) et non adaptatif (courbe rouge) et à droite pour les bathymétries : **Bathy 2021** (courbe rouge) et **Bathy 2022** (courbe bleue),le long du profil Sud, pour la marée 5. Les cercles noirs représentent les données mesurées. Les aires colorées représentent l'écart-type de la variabilité entre 10 simulations.

4.6.2 Influence de la bathymétrie sur les simulations numériques

Ne disposant pas d'un relevé bathymétrique datant de la campagne de mesures et afin d'étudier, à notre tour, l'impact de la bathymétrie sur les simulations numériques, deux bathymétries ont été générées lors de cette étude, **Bathy 2022** (figure 4.5f) qui est la plus proche de la date des mesures et **Bathy 2021** (figure 4.5e) qui a servi à calibrer le modèle d'inversion bathymétrique à partir des images satellites. Suivant la bathymétrie utilisée dans les simulations, le profil Sud se retrouve soit dans une configuration de barre soit dans une configuration de chenal. Les figures 4.23b, d et f représentent l'évolution *cross-shore* des paramètres de hauteurs d'eau et hauteurs quadratiques des ondes courtes et longues avec les deux bathymétries différentes pour les marées 3 et 5. La figure 4.23f montre que l'utilisation de la bathymétrie **Bathy 2022** permet de simuler des hauteurs d'ondes IG plus importantes que celles obtenues avec la **Bathy 2021**, se rapprochant des hauteurs *in situ* observées. Ceci est cohérent avec le fait que **Bathy 2022** est supposée être plus proche de la bathymétrie réelle à la date des mesures.

Afin d'étudier l'impact de la bathymétrie en s'affranchissant des conditions de houle très énergétiques complètement saturées, une série de simulations a été lancée pour des conditions de houle théorique avec une hauteur significative au large de 2 m et une période de 13 s. La figure 4.24 représente la répartition spatiale des périodes et hauteurs moyennes des ondes IG dans ces conditions de houle moins énergétiques.

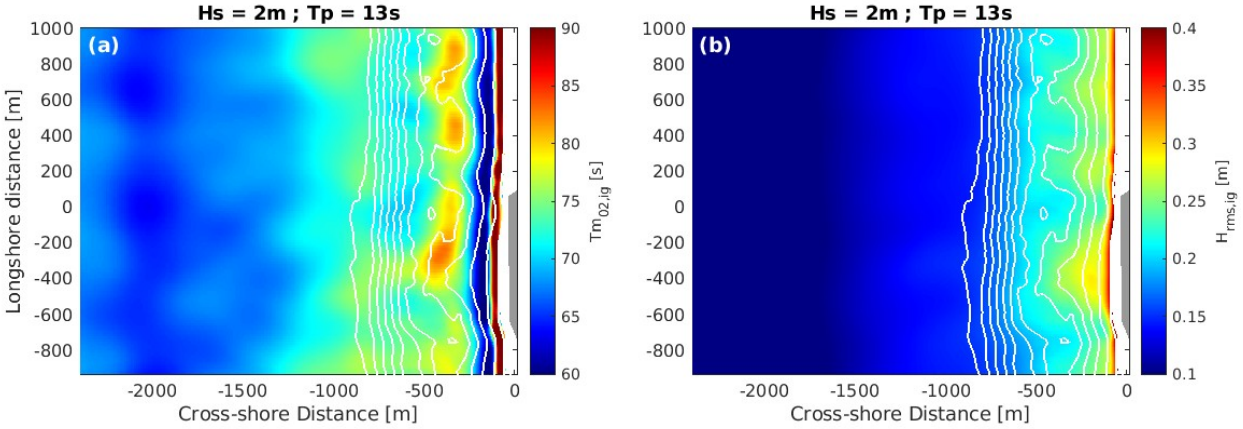

Figure 4.24: Répartition spatiale des (a) $Tm_{02,ig}$ et (b) $H_{\text{rms},ig}$ moyennes pour 10 simulations, dans les conditions de houle de H_s=2 m et T_p=13 s avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise).

L'augmentation des hauteurs d'ondes IG sur les barres observée dans des conditions de houle très énergétique ($H_{\text{rms},ig}$ plus importantes de l'ordre de 0.10 m) reste visible dans des conditions de houle moins énergétique. En ce qui concerne les phénomènes de *runup* (figure 4.25), comme pour les marées 3 et 5, la corrélation entre le $R_{2\%}$ et plusieurs transects *longshore* a été calculée (tableau 4.8). La meilleure corrélation, de 0.6303, a été observée entre le $R_{2\%}$ et la bathymétrie du transect cross-shore x=288 m.

Table 4.8: Corrélation entre les variations *longshore* du signal de $R_{2\%}$ et la bathymétrie de différents transects *longshore*.

Position *cross-shore* des transects *longshore*	Corrélation avec $R_{2\%}$ H_s=2 m et T_p=13 s
x= -450 m	0.5252
x= -400 m	0.6031
x= -288 m	0.6303
x= -245 m	0.6004
x= -170 m	0.4987
x= -100 m	0.3275

Comme pour les marées 3 et 5, un calcul du $R_{2\%}$ empirique à partir de la formule de Stockdon *et al.* (2006) a été effectué (non illustré ici). Le $R_{2\%}$ empirique obtenu n'est pas cohérent avec les résultats obtenus comme pour la marée 3. La formule de Stockdon *et al.* (2006), qui repose sur la corrélation entre le $R_{2\%}$ et la pente de la plage, ne parvient pas à fournir une estimation précise dans ce cas, car le $R_{2\%}$ observé est corrélé à la bathymétrie de la barre externe. Ces observations

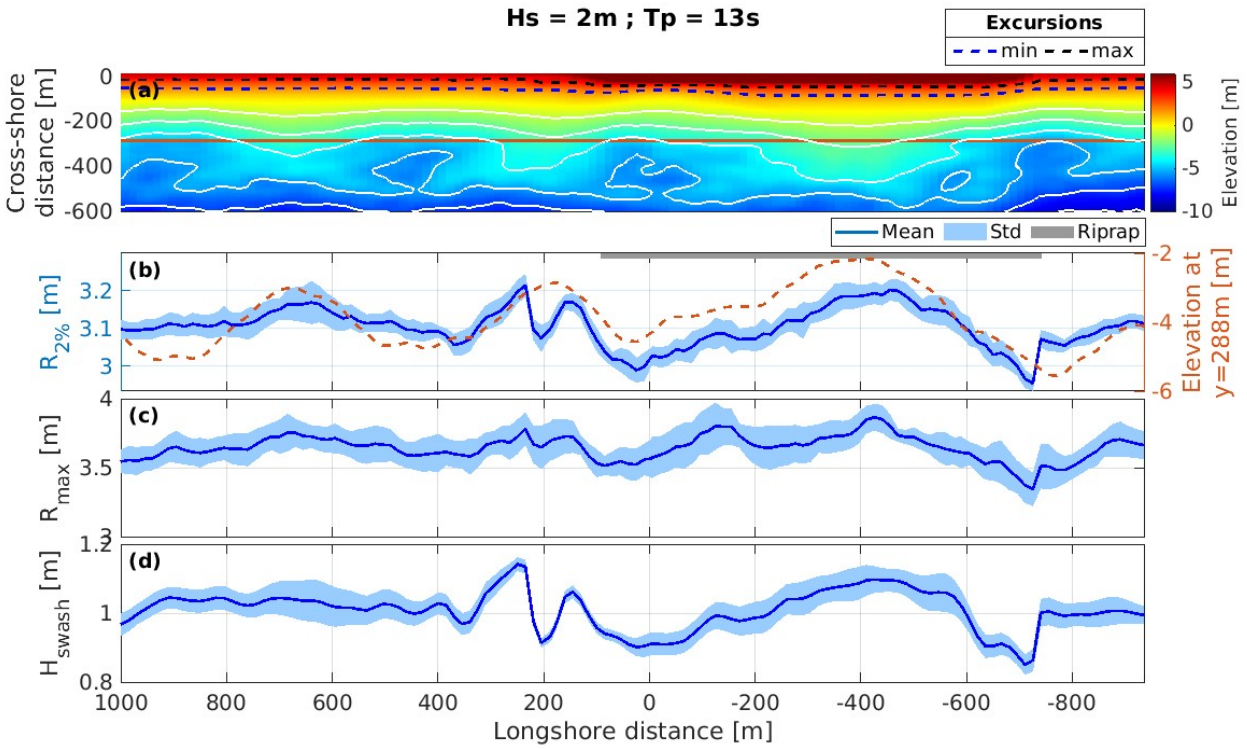

Figure 4.25: (a) Bathymétrie avec les excursions de *runup cross-shore* minimale (tirets bleus) et maximale (tirets noirs) et (b) évolution *longshore* du $R_{2\%}$ observé, (c) R_{max}, (d) H_{swash} moyens pour des conditions de houle de H_s=2 m et T_p=13 s. L'aire colorée représente l'écart-type des 10 simulations. La position *longshore* de l'enrochement est symbolisée par un trait gris. Les variations bathymétriques du transect *longshore* avec la meilleure corrélation avec le $R_{2\%}$ est représenté par des tirets oranges.

suggèrent que, pour la prédiction du *runup*, en plus de la pente de la plage, la bathymétrie des barres internes et externes doit également être prise en compte.

En effet, de nombreuses études indiquent que la présence de barres sableuses littorales, et leur variabilité, peut influencer le *runup* même si les mécanismes sous-jacents ne sont pas encore compris (Cohn and Ruggiero, 2016). Dans Castelle *et al.* (2015), une des hypothèses soulevées pour expliquer l'érosion non uniforme du pied de dune lors de conditions très énergétiques (H_s au large dépassant 9 m) et perpendiculaire à la côte, est que des grandes cellules de circulation drainent le sédiment vers le large et que le motif des barres externes contrôle fortement le *runup*.

Les figures 4.26c et 4.26d représentent les répartitions spatiales du flux d'énergie des ondes infragravitaires, $H^2_{\text{rms,ig}}\sqrt{gh}$, pour les conditions de houle des marées 3 et 5, et les figures 4.26e et 4.26f représentent les répartitions spatiales de l'angle moyen des ondes IG ($\bar{\theta}$) pour les mêmes conditions de houle. L'angle moyen des ondes IG a été obtenu à l'aide de la formule de Herbers *et al.* (1999) :

$$\bar{\theta} = \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{2\langle\hat{u}\hat{v}\rangle}{\langle\hat{u}^2\rangle - \langle\hat{v}^2\rangle}\right), \tag{4.7}$$

où les guillemets angulaires signalent une moyenne sur toute la durée de la simulation stationnaire,

et $\hat{u}$ et $\hat{v}$, sont les vitesses *cross-shore* et *alongshore* auxquelles un filtre passe-bas a été appliqué (avec $f_{\text{min}} = 0.004$ et $f_{\text{max}} = f_p/2$ Hz), afin de ne conserver que le signal des ondes IG.

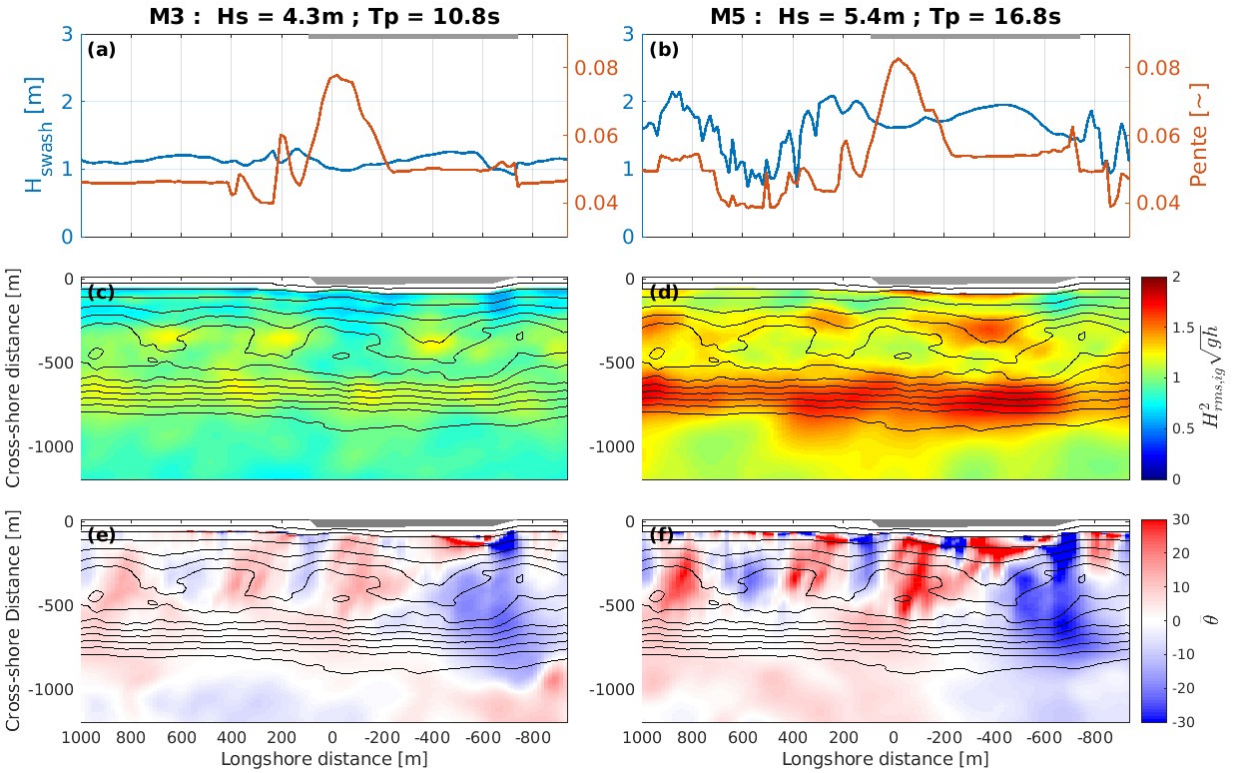

Figure 4.26: Evolution *longshore* du H_{swash} (axe de gauche en bleu) et pente moyenne dans la zone (axe de droite en orange) (a et b); Répartition spatiale des $H^2_{\text{rms,ig}}\sqrt{gh}$ (c et d) et des angles moyens des ondes IG (e et f), dans les conditions de houle des marées 3 (gauche) et 5 (droite), avec les isobathes (courbes noires) et l'enrochement (zone grise).

Une perte d'énergie des ondes IG est observée à partir d'une position *cross-shore* de -600 m (figures 4.26c et 4.26d) marquant le moment où le déferlement des ondes courtes empêchent le *shoaling* des ondes IG (figures 4.23c et 4.23e). A partir de cette position, la tridimensionalité du système de barre externe génère une forte réfraction des ondes qui tendent à être perpendiculaires aux isobathes. Plus le forçage est énergétique, plus ce phénomène est exacerbé comme les montrent les angles de réfraction plus importants pour la marée M5 (f) que M3 (e). Ces phénomènes de réfraction entraînent des gains d'énergie des ondes IG sur les barres. Ceci pourrait expliquer la forte corrélation entre le $R_{2\%}$ ou la hauteur de swash, H_{swash}, et la bathymétrie de la barre externe observée dans des conditions de houle modérée. Pour des conditions de houle plus énergétique comme durant la marée 5, l'impact de la bathymétrie des barres est moins évident (figure 4.26b) et il semblerait y avoir également un impact de la zone d'enrochement bien que le runup l'atteigne rarement. Ceci pourrait être dû à un effet de la pente plus importante en haut de plage, cette partie étant atteinte plus souvent durant la marée 5.

Il serait intéressant d'effectuer une étude sur l'impact de différentes bathymétries tridimensionnelles idéalisées, dans des conditions de houle plus ou moins énergétiques, sur les phénomènes de

runup. Cela permettrait de confirmer les mécanismes responsables de l'origine ou de l'absence des motifs dans les phénomènes de *runup*.

4.6.3 Impact de l'enrochement sur les ondes longues

Lors de la simulation numérique de la marée 5, l'enrochement n'est atteint, en moyenne, que deux fois sur une période de trois heures de simulation, ce qui est inférieur aux données de *runup* observées *in situ*. Les figures 4.27a et 4.27b représentent, respectivement pour la marée montante et l'étale de pleine mer, les spectres de densité d'énergie calculés pour le signal de *runup* et celui d'élévation de la surface libre dirigée vers la côte au niveau de l'ADV, pour une simulation numérique théorique de six heures, basée sur les conditions de houle de la marée 5 et une altitude du niveau d'eau au large surélevée de 1.5 m afin d'étudier l'impact de l'enrochement sur l'hydrodynamique.

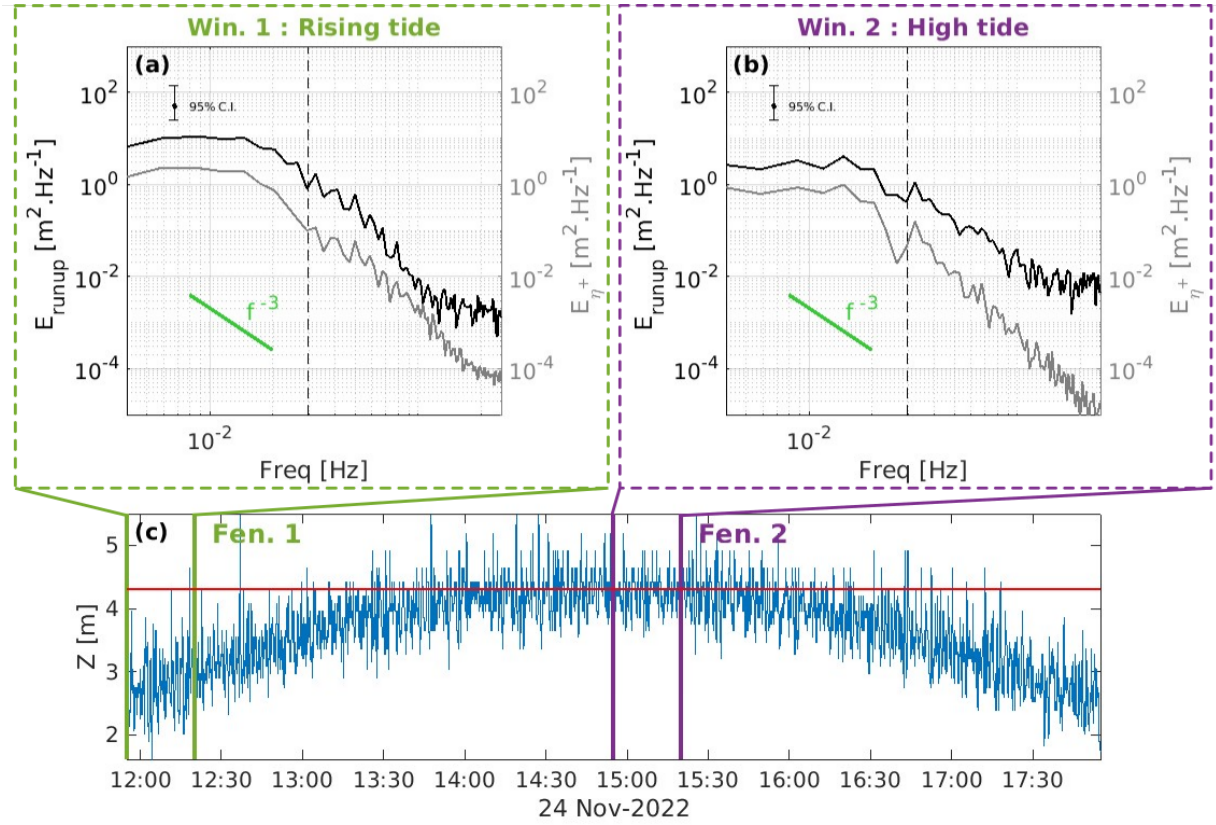

Figure 4.27: Spectres d'énergie des signaux de *runup* (courbe noire) et du signal d'élévation de la surface libre dirigée vers la côte (ζ) (courbe grise) à (a) marée montante (fenêtre verte) et durant (b) la marée haute (fenêtre violette) pour la marée 5 et une altitude de plan d'eau de 3.90 m maximum au large. (c) Signal de *runup* obtenue avec en vert la fenêtre 1, en violet la fenêtre 2 et en rouge l'altitude de l'enrochement.

Comme le montre la figure 4.27c, les données modélisées ne sont pas tronquées contrairement aux données *in situ*. La partie des spectres qui concerne les ondes courtes correspond aux ondes courtes générées au sein du modèle d'XBeach en mode *surfbeat*. Une pente en f^{-3} est observable pour les spectres de *runup* à marée haute.

La figure 4.28 représente la répartition spatiale des hauteurs d'ondes IG dirigée vers la côte (a) et du rapport entre les flux d'énergies dirigées vers la côte et vers le large (b) pour une simulation numérique de 3 heures à marée haute. Lors de cette simulation la lame d'eau rentre en interaction de nombreuses fois avec l'enrochement. Malgré l'élévation du niveau d'eau, aucun effet significatif de l'enrochement ne semble observable sur les rapports de flux d'énergies des ondes IG se dirigeant vers la côte et vers le large. Au droit de l'enrochement, des rapports légèrement supérieurs (R^2_{ig}=1.5) sont néanmoins observables. Comme dans les simulations précédentes, cette légère augmentation peut être attribuée à la configuration de la barre interne située en face de l'enrochement (profil à une position *longshore* de -470.5 m).

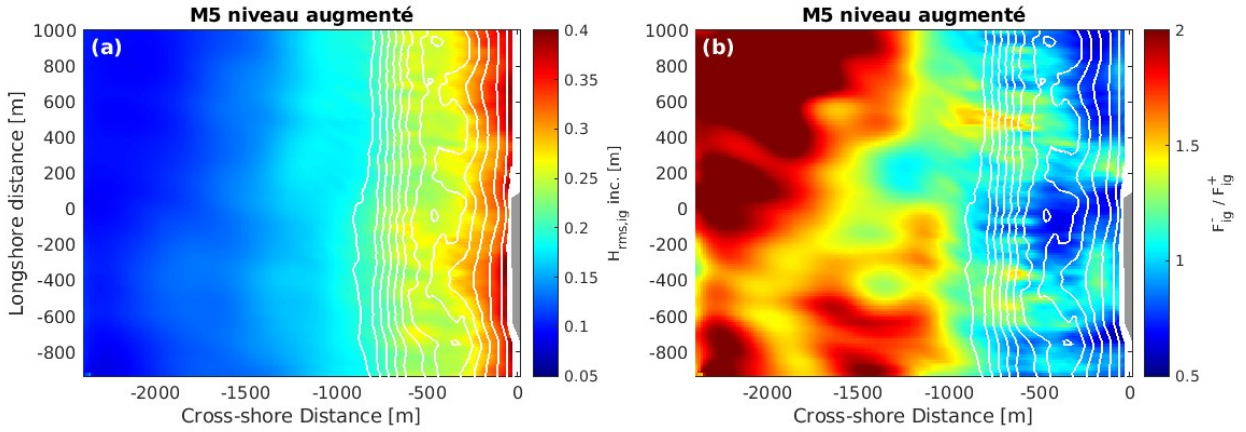

Figure 4.28: Répartition spatiale des hauteurs d'ondes IG dirigées vers la côte ($H_{\text{hrms},ig}$ inc.) et du rapport entre les flux d'énergie dirigés vers le large et vers la côte (F^-_{ig} / F^+_{ig}) pour la marée 5 et une altitude de plan d'eau de 3.2 m avec les isobathes (courbes blanches) et l'enrochement (zone grise).

Il ne semble donc qu'il n'y est pas d'impact de l'enrochement sur la réflexion des ondes IG dans ces conditions de houle. Il serait pertinent d'effectuer une étude en utilisant un modèle à phase résolue avec les modèles SWASH ou BOSZ, afin de confirmer les observations effectuées des interactions entre la structure et les ondes IG. Cette approche permettrait également de modéliser le signal de *runup* des ondes courtes en interaction avec la structure. De plus, l'exploration de l'option de modélisation des structures poreuses dans le modèle SWASH pourrait ouvrir de nouvelles perspectives pour une meilleure compréhension de la dynamique des littoraux anthropisés.

4.7 Conclusions et perspectives

En conclusion, l'analyse des données *in situ* et des simulations numériques a révélé une modulation tidale des hauteurs d'ondes courtes. L'inversion bathymétrique par imagerie satellite pour la simulation de la dynamique des vagues sur le littoral semble un bon moyen de palier au manque de données de bathymétrie. Cependant, les erreurs métriques soulignent la nécessité de poursuivre les recherches dans ce domaine. L'utilisation d'un coefficient de déferlement adaptatif à la pente locale semble nécessaire pour mieux modéliser les conditions énergétiques observées lors de cette campagne.

La tridimensionalité du système de barre externe génère une forte réfraction des ondes IG. Ce gain d'énergie sur les barres entraine une corrélation pour des conditions de houle modérée entre les données de *runup* et les variations bathymétriques *alongshore* de la barre externe (alternance de barres et de chenaux). Dans des conditions plus énergétiques, l'impact de la réfraction est moins évident et la pente de haut de plage qui est modifiée par la présence de l'enrochement semble jouer un rôle. Une étude de l'impact de différentes bathymétries tridimensionnelles idéalisées dans des conditions de houle plus ou moins énergétiques, sur les phénomènes de *runup* serait une future perspective de recherche à explorer.

Les coefficients de réflexion importants observés au large témoignent d'une génération significative d'ondes IG sur le type de plage dissipative de Lacanau. La formation d'ondes stationnaires le long du rivage, avec la présence de nœuds et d'antinœuds, a également été démontrée. Pour les conditions de houle simulées, la présence d'un enrochement ne semble pas accroître la réflexion des ondes IG.

Pour approfondir ces résultats, il est essentiel d'augmenter les points de mesure *in situ* afin d'améliorer la calibration du modèle. Une étude utilisant une approche vague à vague avec les modèles SWASH ou BOSZ, serait également enrichissante. Cette approche permettrait, entre autres, de continuer d'explorer les interactions entre structure de haut de plage et hydrodynamique. L'option de modélisation des structures poreuses de SWASH pourrait par exemple offrir de nouvelles perspectives de recherche pour la compréhension de la dynamique du littoral et permettre l'obtention de contraintes s'exerçant sur les ouvrages de haut de plage.

CHAPITRE 5

Etude de la dynamique de l'aquifère côtier induite par les marées et les vagues sur une plage sableuse méso-tidale

Contents

5.1 Résumé 94

5.2 Observations of tides and waves driven groundwater dynamics in meso-tidal sandy beach - *Article in Water 2024* 94

5.2.1 Introduction 94

5.2.2 Materials and Methods 96

5.2.3 Results 99

5.2.4 Discussion 103

5.2.5 Conclusion 106

5.3 Conclusions et perspectives générales 106

Ce chapitre présente les premières observations *in situ* de l'aquifère côtier de la plage sableuse de Lacanau. Cette étude est basée sur un article publié dans le journal *Water* (Woussen *et al.* 2024) et fournit une réponse à la question de recherche Q3 (section 2.4) rappelée ci-dessous :

Q3 : *Quelles sont, à l'échelle tidale, les interactions entre le signal de marée, les vagues en zone de swash et l'aquifère côtier, et quelles implications ces phénomènes ont-ils sur la gestion des zones côtières ?*

5.1 Résumé

Cette étude porte sur la dynamique non hydrostatique des eaux souterraines d'une plage sableuse méso-tidale sous l'influence des marées et des vagues. Une campagne de terrain a été menée sur la plage de Lacanau, en France, pendant quatre cycles de marée consécutifs en mars 2022. La dynamique des eaux souterraines a été surveillée à l'aide d'un réseau de capteurs de pression enterrés. L'analyse des données a révélé les influences combinées des vagues et des marées sur la circulation des eaux souterraines. Les flux d'eau souterraine à l'échelle de la marée sont principalement dirigés vers le large, principalement contrôlés par le gradient piézométrique résultant d'un aquifère continental élevé. Une cellule de circulation se développe sous la zone de *swash* et se déplace sur la surface de la plage en suivant les oscillations de la marée. À l'échelle journalière, par unités *alonghore* et verticales, le débit observé est de 2.5 $m^3.m^{-2}.j^{-1}$, soit 912.5 $m^3.m^{-2}.an^{-1}$. En extrapolant le jeu de données présenté dans cette étude, on peut s'attendre à ce que des événements combinés, tels qu'un épisode de sécheresse abaissant le niveau de l'aquifère côtier et de marée haute, conduisent à une inversion du gradient à l'échelle de la plage, entraînant potentiellement la salinisation de l'aquifère continental.

5.2 Observations of tides and waves driven groundwater dynamics in meso-tidal sandy beach - *Article in Water 2024*

5.2.1 Introduction

Over the past few decades, beach groundwater dynamics has received special attention because of its implications in many fields, coupling physical, biological, and chemical issues, e.g., (Nielsen, 1990, Li and Barry, 2000, Burnett *et al.* 2006, Robinson *et al.* 2006, Charbonnier *et al.* 2013, Sous *et al.* 2013, Heiss *et al.* 2015, Sous *et al.* 2016, Turner *et al.* 2016, Geng *et al.* 2017, Perera *et al.* 2019). At large scale, the submarine groundwater discharge (SGD) plays a key role in the exchanges between coastal aquifers and the open ocean. Quantifying the groundwater fluxes across beaches or coastal barriers remains a challenge for accurately predicting transports of salinity, contaminants, and nutrients between open sea, lagoons, and aquifers and the related biogeochemical cycles, e.g., (Robinson *et al.* 2006, Burnett *et al.* 2006, Charbonnier *et al.* 2013,

Heiss *et al.* 2015). SGD is also an important component of the hydrological cycle of coastal environments. In terms of volume, the total flux of SGD to the Atlantic Ocean is of the same order as the flux from rivers (Moore, 2010). At a small time and space scale, beach groundwater dynamics has been expected to affect the morphodynamics of sedimentary beaches (Horn, 2002). In particular, the effect of infiltration and exfiltration flows on the sandbed stability has been widely studied by field or laboratory experiments and numerical models, e.g., (Sous *et al.* 2013, Sous *et al.* 2016, Turner *et al.* 2016, Perera *et al.* 2019). For operational purposes, based on the principle that a high watertable should lead to increased erosion (conceptual model of Grant (1946)), devices called beach drainage system have been installed on several beaches, e.g., (Contestabile *et al.* 2012, Fischione *et al.* 2022, West, 2019), although with a limited success.

Our knowledge of beach groundwater dynamics comes up against metrological challenges. The current state of technology does not allow direct measurement of flow velocities within the porous soil. Most estimates of groundwater circulation are therefore based on reconstruction from indirect measurements (Horn, 2002). Different methods are used, such as pressure sensors, seepage meters, piezometers, and hydrograph separation techniques (see Horn (2002) and Burnett *et al.* (2006) for details on different methods). These methods often cover various temporal and spatial scales at different sampling frequencies, which makes comparisons difficult. The variety of time and space scales is also an obstacle for reaching a unified view between observations and models. Note also that most observation techniques remain intrusive.

Despite metrological difficulties, a series of recurring processes have been identified. At large space and time scales, beach groundwater circulation is predominantly governed by the interaction of cross-barrier gradients, driven by the difference between the coastal aquifer elevation and the mean sea water level. The former is controlled by large-scale groundwater hydrological processes, while the latter is driven by the sea level fluctuations associated with tides, wave setup, and coastal-scale processes. The most basic approach is to consider a hydrostatic distribution of pressure within the beach, i.e., linearly increasing with depth. The hydrostatic assumption, which facilitates the interpretation and the modeling of large-scale exchanges between coastal aquifers and the open ocean, implies neglecting the vertical acceleration of the fluid. A more complete view of the beach groundwater circulation requires to account for non-hydrostatic effects, i.e., to monitor the departures of the pressure field to the hydrostatic equilibrium, which give rise to vertical acceleration. The tidal forcing across the intertidal zone is able to produce variations of watertable, leading to oscillating hydraulic gradients (Burnett *et al.* 2006). Under an active swash zone, time-averaged groundwater flow is generally seaward and locally controlled by wave action at the beach face. More detailed approaches, including non-hydrostatic pressure fields, have revealed that tidal action on the beach generates a tide-averaged circulation cell, with water infiltrating the watertable in the upper intertidal zone and exfiltrating in the lower intertidal zone (Burnett *et al.* 2006, Heiss *et al.* 2015). At the swash scale, a wave-driven circulation has been consistently observed, e.g., (Nielsen, 1990, Turner *et al.* 2016, Sous *et al.* 2016) together with the influence of individual swash events, e.g., (Li and Barry, 2000, Sous *et al.* 2013, Sous *et al.* 2016, Turner *et al.* 2016, Geng *et al.* 2017, Perera *et al.* 2019).

The present study focuses on non-hydrostatic beach groundwater dynamics, aiming to provide further insight on both wave- and tide-driven beach groundwater dynamics at the full tidal scale.

5.2.2 Materials and Methods

5.2.2.1 Study Site

Site Description

The study site is the Lacanau beach, situated on the southern French Atlantic coast (Figure 5.1A). Lacanau beach is a double-barred open sandy beach with a 1 km long riprap seawall and two groins, facing the Atlantic swells, in a meso-to-macrotidal environment (Lafon *et al.* 2002). Most of the time, the inner intertidal bar shows a transverse bar and rip morphology, with a wavelength of 400 m (Lafon *et al.* 2002), and the outer subtidal bar is modally crescentic with an average wavelength of 800 to 1000 m (Nicolae Lerma *et al.* 2022). While the lower part of the beach exhibits a gentle slope, less than 0.03, the upper part exhibits a steeper slope of nearly 0.06.

Figure 5.1: (**A**) Location of the study site in the south west of France. (**B**) Aerial photograph of the sea front of Lacanau Ocean taken from the north, with the location of the continental piezometer (orange), the video camera (green), and the monitored profile (blue) (Ph. V. Marieu).

Wave climate

The wave climate was observed at a wave buoy (CANDHIS network) deployed in 50 m water depth at about 60 km southwest of the field site (Figure 5.1A, Cap Ferret buoy). The wave climate is energetic and seasonally modulated with a monthly averaged significant wave height (H_{m0}) and a peak wave period (T_p) that ranges from 1.1 m and 8.5 s in July, with a dominant west–northwest direction, to 2.4 m and 13 s in January, with a dominant west direction (Castelle *et al.* 2017).

Coastal aquifer

Data about continental groundwater input are scarce at the study site. The only available in situ measurements have been performed with a piezometer close to our study area (in orange on Figure 5.1B), from December 2020 to December 2021 (Anteagroup, 2021). The cumulative annual rainfall for Lacanau in 2021 is 819.6 mm (InfoClimat, 2022), with 55 days where it rained more than 5 mm. The monthly average rainfall for Lacanau for the winter season (November to March)

is 96 mm over the 2016–2023 period. A significant seasonal pattern in the water table elevation is observed, with an average height of 3.6 m (according to the French National Datum NGF) during winter periods and an average height of 3.1 m during the summer, which represents an absolute seasonal variation of about 0.5 m. Small modulations (about 0.1 m) are also observed to follow the spring-neap tidal cycles. In addition, data also show a short-term modulation with extreme dry events leading to a minimum observed value of 2.3 m (between the 28 of July and the 11 of August 2021, with last rainfall observed the 12 of July). According to Anteagroup (2021), there is no straightforward connection between rainfall and watertable level. Events of watertable rising can be observed following rainfall, with a response time of weeks, but the response is not systematic. Further study is required to decipher the watertable dynamics at watershed and coastal local scales.

Granulometry

The sand samples taken during our campaign show a similar size distribution at 0.5 and 1 m depth, with a unimodal probability shape around a peak value at 4.7 mm (Figure 5.2). Deeper in the soil (1.5 m), the distribution is slightly flattened, with an increased contribution of 0.6–1.2 mm grains. Overall, considering the moderate variations of sand properties, it will be assumed for the sake of simplicity in the data interpretation that the hydraulic conductivity is constant and uniform throughout the studied beach profiles.

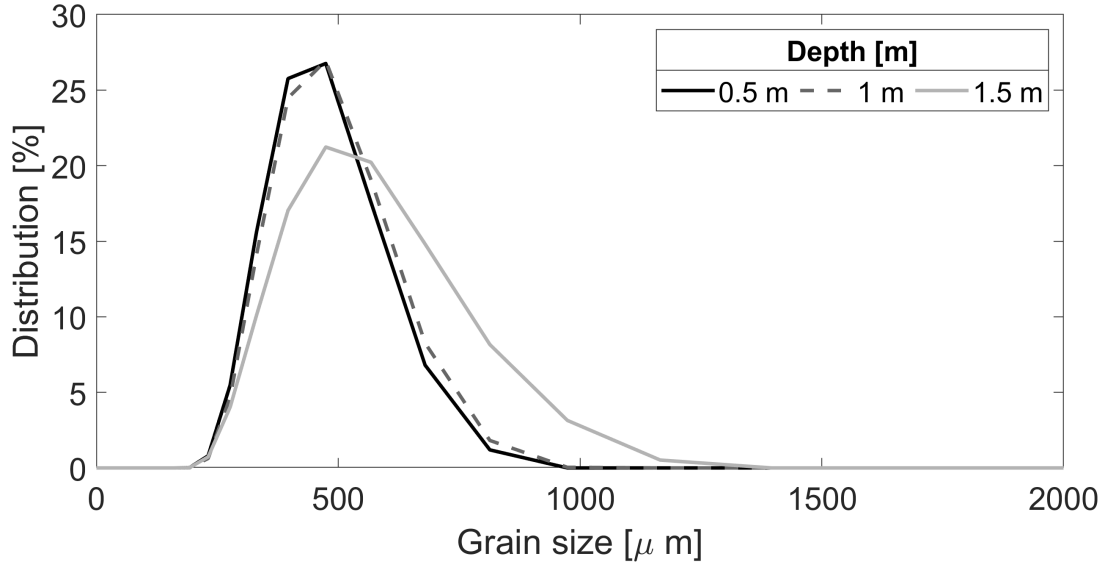

Figure 5.2: Grain size distribution for three sample depths.

5.2.2.2 Instrumentation and Methods

Offshore wave data, H_{m0} and T_p, are two-hourly measurements provided Cap Ferret wave buoy presented previously. Still water level (SWL) data presented below are derived from minute predictions made by SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine). Atmospheric pressure and rainfall data were retrieved from the Lacanau-Ocean station (StatIC station : 45,00° N and 1,19° O). Before the campaign, the last rainfalls recorded were on 15 March, with 1 mm.h^{-1}

during twelve hours, and on 16 March, with 0.2 mm.h^{-1} during five hours. No rainfall has been observed during the study period (from 21 March till 23 March) (InfoClimat, 2022). The groundwater dynamics were monitored using a network of autonomous pressure sensors deployed from 21 March till 23 March during four consecutive tidal cycles, named hereinafter Tide 1 to 4. Figure 5.3 shows the deployment scheme, which was located upstream of the longshore drift.

Six pressure sensors (RBR solo™) were fixed by pairs on three poles sunk into the sand in the intertidal zone, between the mean water level (0.34 m) and the high water level (2.43 m). The sensors were named according to their cross-shore (1 being the most onshore) and vertical position (t: top, b: bottom), as shown in Figure 5.3. Two topographic surveys were carried out with a PPK GNSS (vertical accuracy of approximately 3 cm) at the beginning and end of the campaign (the initial profile is shown in Figure 5.3), covering 170 and 300 m in the cross-shore and longshore distance, respectively. The beach level was measured at each pole position at low tide, and little erosion was observed (less than 8 cm on average). As recommended by Turner and Nielsen (1997), the six pressure sensors were protected by a fine net to prevent damage or sediment infiltration in the sensor membrane. All sensors were time-synchronized and set to a 2 Hz sampling rate. Pressure measurements were corrected from atmospheric pressure, and sensor drift was controlled and corrected if necessary using atmospheric pressure measurements before and after the experiment.

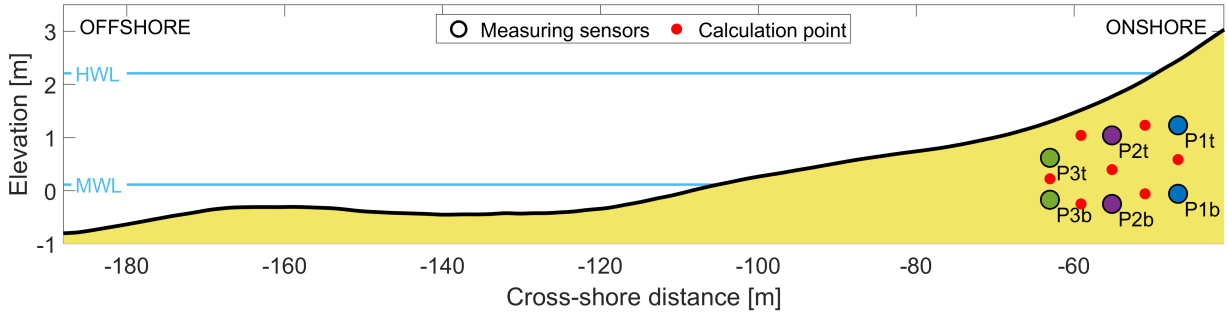

Figure 5.3: Description of the experimental setup, the solid black line representing the beach cross-shore profile during the experiment, the blue lines the high and mean water levels, and the colored circles the onshore (blue), middle (purple), and offshore (green) pairs of sensors. The positions where the velocity is computed using sensor pressure gradients are represented by red dots.

For each sensor, the instantaneous piezometric head h_P was calculated as:

$$h_P = \frac{P}{\rho g} + Z_c \tag{5.1}$$

where P is the measured relative pressure, g the gravity acceleration, ρ the water density, and Z_c the sensor elevation. Note that ρ is assumed to be uniform and constant.

Vertical ($\partial h/\partial z$) and horizontal ($\partial h/\partial x$) instantaneous piezometric gradients have been computed from the instantaneous piezometric heads. To focus on tidal dynamics and discard any short-term wave-driven process, a moving average on twenty minutes was applied to the head gradients. Note that P contains here both hydrostatic P_h and non-hydrostatic P_{nh} components of groundwater pressure. P_h being equal to ρg (to within a constant), the vertical head gradient $\partial h/\partial z$ is

directly representative of the non-hydrostatic part of the pressure field. Provided that water flows in the direction of decreasing fluid potential as stated by Darcy's law (Horn, 2002), any deviation from the hydrostaticity within the soil is expected to induce groundwater flows. Hence, horizontal and vertical velocities (U and V, respectively) were calculated as follows:

$$U = -K\frac{\partial h}{\partial x} \tag{5.2}$$

$$V = -K\frac{\partial h}{\partial z} \tag{5.3}$$

where K is the hydraulic conductivity, and x and z the position coordinates in the horizontal (cross-shore) and vertical directions, respectively. The array of six sensors has been used to approximate Equations (5.2) and (5.3) at first order, allowing for the computation of U and V at the red dot positions (Figure 5.3). The hydraulic conductivity has been estimated at 0.11 cm.s^{-1} using the Krumbein and Monk (1943) method on sand samples from Lacanau beach.

At the high Tides 1 and 4, the spectral density of variance (E) for top and bottom sensor heads were calculated using a fast Fourier transform (FFT) approach over 17 min with 20 hanning windows and an overlap of 50% (degree of freedom of 22). During the fourth high tide period, video images of the monitored profiles were taken at a 2 Hz framerate by a camera installed on the seawall (in green on Figure 5.1B).

5.2.3 Results

5.2.3.1 Measurements Overview

Figure 5.4a shows an overview of the offshore wave conditions during the field experiment. During Tides 1 and 2, stationary conditions were observed, with mean offshore significant wave heights (H_{m0}) and peak periods (T_p) around 1.2 m and 11.5 s, respectively. During Tide 3, H_{m0} and T_p were around 1.75 m and 16 s, respectively. During Tide 4, H_{m0} was at 2 m on average and T_p gradually decreased to an average of 15 s.

Figure 5.4b–d show measured sandbed and instantaneous piezometric heads at each pair of sensor locations. From Tide 1 to 4, the instantaneous piezometric heads of each pair of sensors were decreasing during ebb and low tide and increasing before the high tide. The sensor pair locations can be dry, partly or totally immersed depending on the cross-shore position and the combination of mean water level fluctuations, which are due to tidal-induced SWL oscillation and wave setup, and instantaneous swash events. The heads given by the bottom and top sensors appear nearly superimposed at the present plot scale, indicating a dominant hydrostatic equilibrium, but the head difference, even small, is responsible for vertical pressure gradients and related in/exfiltration velocities. During high Tides 1 and 2, instantaneous piezometric heads of P1tb were always below the sandbed level (in red in Figure 5.4d), indicating that the water table remains below the sand surface. The instantaneous piezometric heads reached the sand bed at P2tb, with individual swash

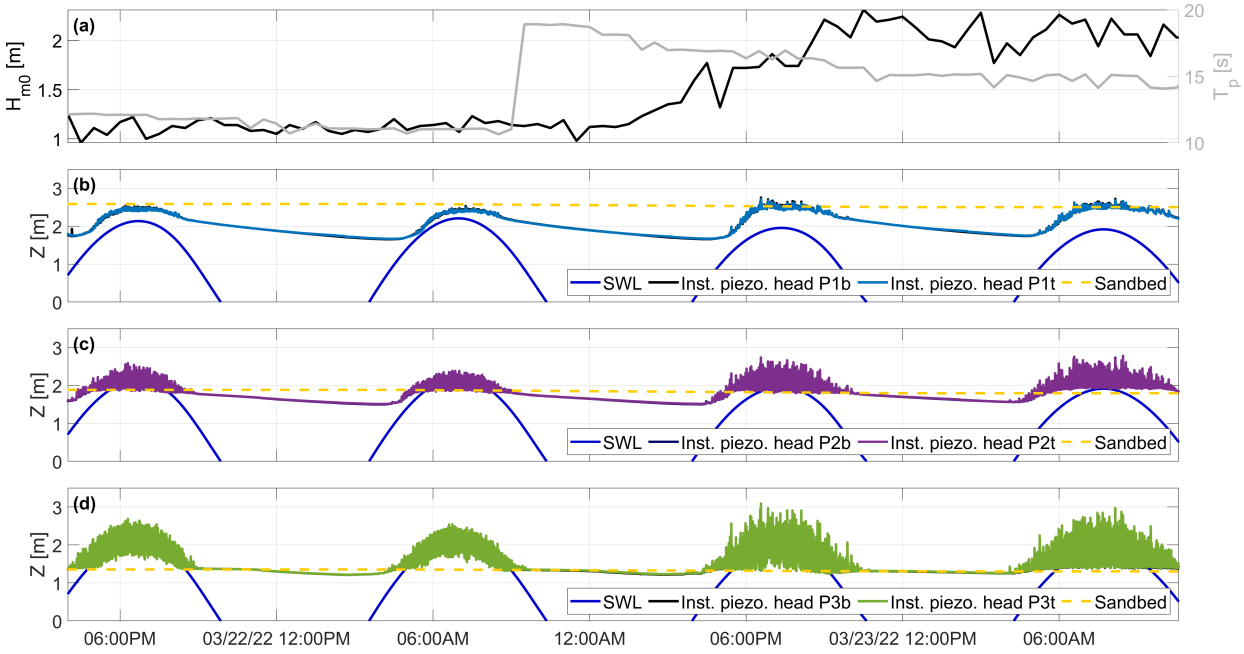

Figure 5.4: (**a**) Significant wave height (black) and peak period (gray) as provided by the offshore buoy. Bottom (black) and top (colored) piezometric heads and measured sandbed height (yellow) at P1tb (**b**), P2tb (**c**), and P3tb (**d**) locations.

events largely overcoming the P2tb location. At the lowest point on the beach, P3tb, the sandbed is fully submerged even during strong backwash events. During high Tides 3 and 4, the wave setup forced by the energetic swell is able to compensate and overcome the decrease of tidal range, leading to higher instantaneous piezometric heads at high tide for each sensor pair. The increase of wave energy for high Tides 3 and 4 is also observed in the magnitude of head fluctuations (Figure 5.4b–d).

Figure 5.5 shows the energy spectrum for top and bottom sensor heads at high Tides 1 (a) and 4 (b). Both top and bottom sensors show nearly identical spectra for the two tides. During Tide 1, the P3tb signal is a mix between short ($F > 0.05$ Hz) and long infragravity ($F < 0.05$ Hz) wave components. At P2tb, the short wave energy peak observed at P3tb is clearly damped, owing to the fact that, upper on the beach face, most swash motions are driven by infragravity waves. During Tide 4, the increase in wave energy shifts the beach to a dissipative state, which is clearly visible on the P3tb wave spectrum, clearly dominated by long waves. P2tb spectrum shape is similar to that observed during Tide 1, with an overall attenuation. The sensor pair P1tb, which is both upper on the beach and deeper in the soil, reveals unexpected spectrum. An overall strong attenuation is also visible for P1tb, but also a stronger attenuation is observable during both tides on a frequency band between 0.04 Hz and 0.06 Hz, leading to a spectral hole in the bulk energy dissipation slope. No straightforward explanation has been obtained about this behavior from the present dataset; such observation may be related to particular processes occurring under the swash zone.

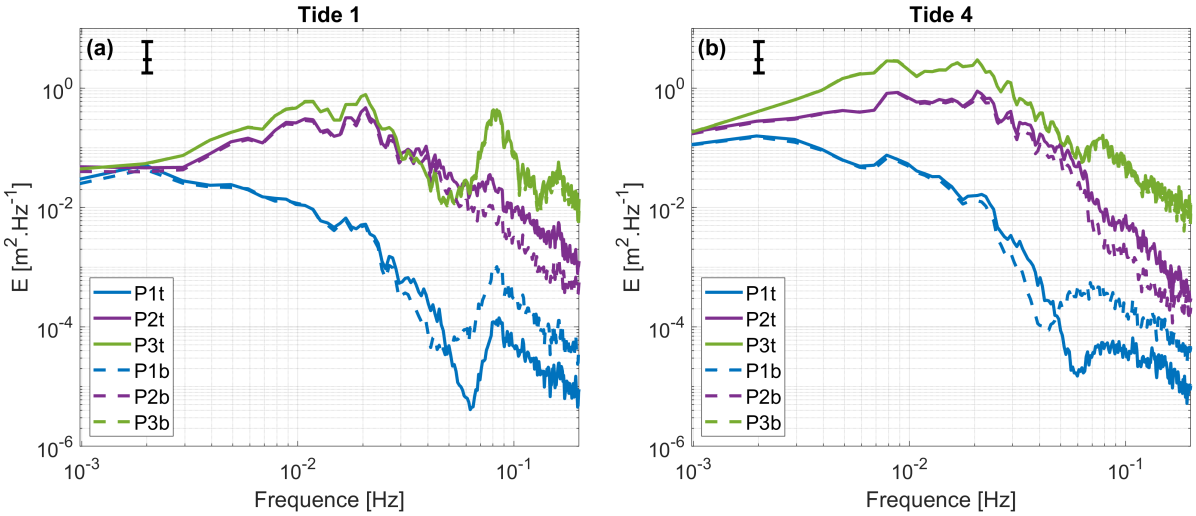

Figure 5.5: Energy spectrum for top and bottom sensor heads at high Tide one (**a**) and four (**b**). Back line represents the 95% confidence interval for all spectra.

5.2.3.2 Tidal dynamics

Figure 5.6b,c shows the evolution of the vertical ($\partial h/\partial z$) and horizontal ($\partial h/\partial x$) piezometric gradients, respectively, during Tide 1 to 4.

The piezometric vertical gradients show similar temporal patterns for the four observed tides. The main observation is that horizontal velocities were found to be mainly directed seaward. Despite an increase of the incoming significant wave height by a factor 2 between Tide 1 and 4, and an increase of the associated wave period by a factor of 1.5 (Figure 5.4), the varying swell conditions did not have a significant impact on the amplitude variation of low-pass filtered vertical and horizontal pizometric gradients, i.e., the mean water fluctuations appear to be the main driver of the groundwater circulation.

The following analysis of the detailed 2D behavior is based on the timeseries displayed in Figure 5.6 combined with a sequence of representative video snapshots depicted in Figure 5.7. Focusing on Tide 3, representative of the dominant observations performed on other tides, Figure 5.6d,e show the evolution of horizontal velocities (U) calculated at the four horizontal locations, P32b, P32t, P21b, and P21t, and vertical velocities (V) at the three vertical locations, P3tb, P2tb, and P1tb. Three successive phases are identified.

Phase 1

Phase 1 took place at falling tide (symbolized by $+$ symbols on Figure 5.6d,e), from before mid-ebb tide to mid-flood tide. During this phase, the horizontal velocity components U were rather stable around 3.6×10^{-5} m.s^{-1} and 2.2×10^{-5} m.s^{-1} for P32 and P21, respectively, both at bottom and top locations. P32 flow was larger than P21 flow by a factor of nearly 1.7. A weak deceleration around 0.9×10^{-5} m.s^{-2} was observed over the five-hour duration of Phase 1. U values reached at the end of Phase 1 are of 2.3×10^{-5} m.s^{-1} and 1.4×10^{-5} m.s^{-1} (bottom- and top-average), for P32 and P21, respectively. All vertical velocity components V were negative during this phase, with a mean value of -1.28×10^{-5} m.s^{-1} (time- and location-averaged), meaning that there was a

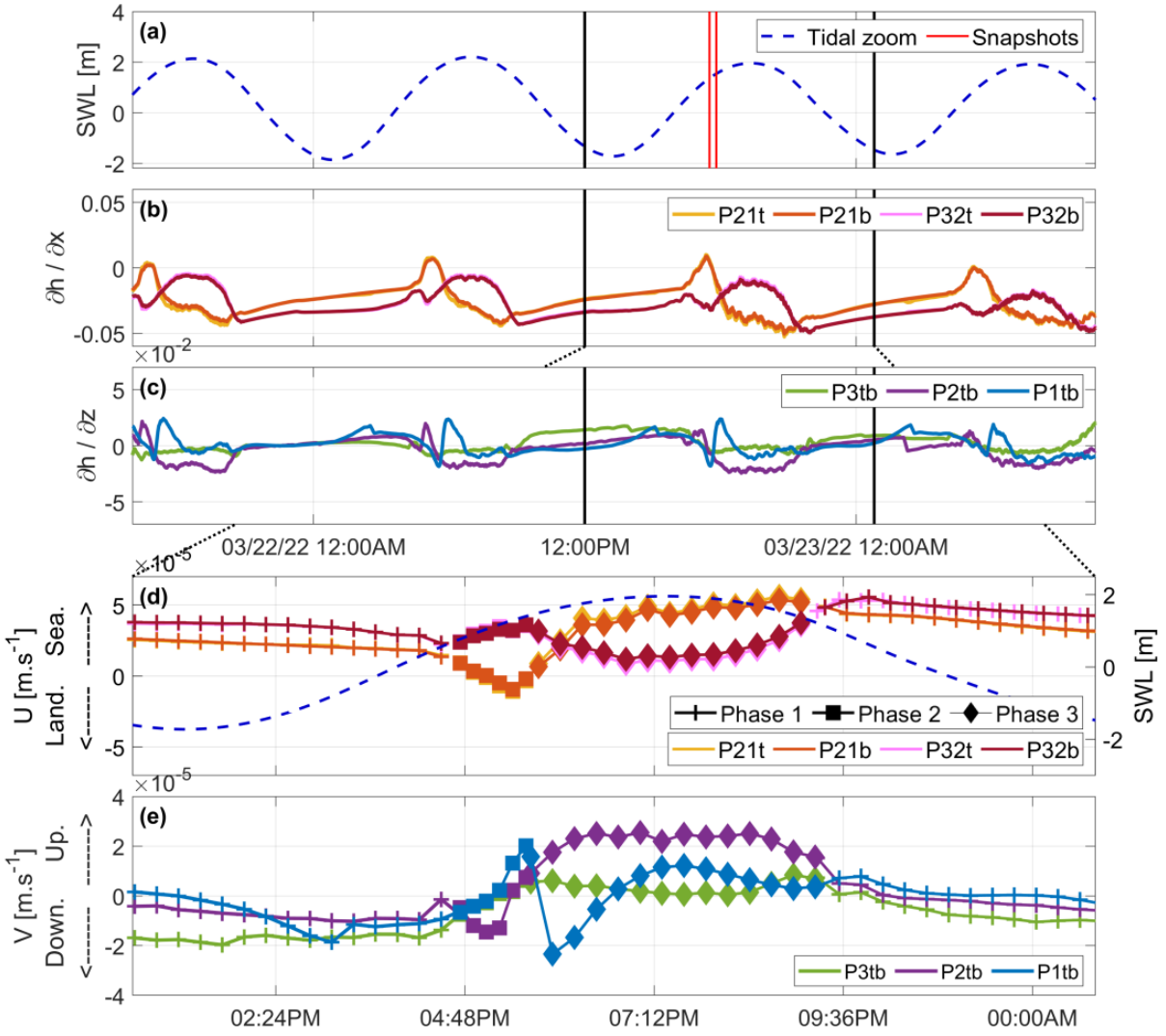

Figure 5.6: (**a**) Sea water level, selected tide (black lines), and time snapshots (dashed red lines). (**b**) Horizontal piezometric gradients ($\partial h/\partial x$) during the entire campaign for the four horizontal locations with the most onshore (top: yellow and bottom: orange) and the most offshore pairs (top: red and bottom: pink). (**c**) Vertical piezometric gradients ($\partial h/\partial z$) during the entire campaign for P3tb (green), P2tb (purple), and P1tb (blue). (**d**) Horizontal velocities (U) for the four horizontal locations with the most onshore (top: yellow and bottom: orange) and the most offshore (top: red and bottom: pink). (**e**) Vertical velocities (V) for P3tb (green), P2tb (purple), and P1tb (blue).

downward vertical flow. At the end of Phase 1, a value of -1.4×10^{-6} m.s^{-1} of P2tb was reached, meaning that there was hardly any vertical flow.

Phase 2

Phase 2 started during the mid-rising tide and is symbolized by squares on Figure 5.6d,e. At the beginning of this phase, SWL reached the cross-shore location of the poles. Snapshot images of the installed camera at 5:31 p.m. show that the saturated sand level was between P2tb and P1tb (Figure 5.7A). During Phase 2, the horizontal velocity component U at P32 (offshore) and P21 (onshore) had different behaviors. For almost an hour, U at P32 increased and reached 3.6×10^{-5} m.s^{-1} (average of top and bottom values). At P21, a large deceleration of U was observed (7.2×10^{-5} m.s^{-2}) at 4:51 a.m. during 32 min, resulting in a shift of the horizontal current

orientation from seaward to landward. This landward flow is the only one observed during the tidal cycle; it reached -1.0^{-5} m.s^{-1} (average of top and bottom values). At 5:04 p.m., the negative vertical velocity component V at P2tb increased in amplitude (i.e infiltration), reaching a value around -1.5×10^{-5} m.s^{-1}. At 5:09 p.m., V of P1tb switched to positive values and started to increase, eventually reaching the maximum exfiltration flow value of 2.0×10^{-5} m.s^{-1} at 5:34 p.m.

Figure 5.7: Snapshots of installed camera at 5:31 p.m. (**A**) and 5:49 p.m. (**B**).

Phase 3

Phase 3 took place around high tide and is symbolized by diamonds on Figure 5.6d,e. The saturated sand level was higher on the beach than P1tb location, as shown by snapshot images of the installed camera (Figure 5.7B). P1tb was regularly covered and uncovered by the runup. At 5:38 p.m., for 2 h and 15 min, U at P32 decreased from 3.6×10^{-5} m.s^{-1} to 1.2×10^{-5} m.s^{-1} and then increased back at 8:12 p.m., for 1 h and 45 min. At 5:22 p.m., for almost 4 h, U at P21 increased from -1.0×10^{-5} m.s^{-1} to 5.3×10^{-5} m.s^{-1}. The horizontal flow at P21 switched rapidly at the beginning of Phase 3 and was redirected seaward. At 6:11 p.m., during two hours and half, V of P2tb reached a platter around 2.5×10^{-5} m.s^{-1}. At 5:54 p.m., V of P1tb switched abruptly and reached a maximum infiltration value of -2.3×10^{-5} m.s^{-1} as observed for P2tb in Phase 2. At 7:01 p.m., for just over an hour, V of P1tb reached a platter around 1.1×10^{-5} m.s^{-1}. Before mid-ebb tide, a new cycle restarted with Phase 1.

5.2.4 Discussion

Most knowledge on beach groundwater dynamics has been gained from studies of tidal-scale dynamics of the watertable, i.e., neglecting the non-hydrostatic circulation within the aquifer, or at the contrary, at a small space- and time-scale to describe a single or a few swash events. The aim of the present study is to present field observations of both watertable dynamics and groundwater circulation, i.e., including non-hydrostatic effects, driven by combined wave and tide forcing, over several consecutive tidal cycles in a meso/macro-tidal sandy beach.

The measured wave-averaged groundwater velocities are in line with previous experiments, either in field measurement on micro-tidal beaches (Sous *et al.* 2016), i.e., $o(10^{-5}$ m.s$^{-1})$, or during full-scale laboratory data (Clément *et al.* 2023), which is two orders of magnitude lower than the

values observed at swash scales, i.e., $o(10^{-3}\,\mathrm{m.s^{-1}})$ (Turner and Masselink, 1998). More generally, the collected data validate and extend the observations previously made on the beach groundwater dynamics. A synthesizing conceptual diagram is proposed in Figure 5.8. At low tide (Figure 5.8a), the groundwater flow is mainly oriented seaward. Below the surf zone, the discharge magnitude is driven by the wave-averaged slope of the water surface, i.e., the wave setup structure, leading generally to very low velocity (Figure 5.8a).

Upper on the beachface but below the exit point, a decoupling between the watertable and the mean water level can be observed (Turner and Nielsen, 1997), corresponding to Phase 1 in the present experiments. The seabed is not exposed, or very intermittently, to wave action. The (saturated) beach slope is therefore the controlling gradient for groundwater velocity. The beach face being generally much steeper than the mean water profile in the surface zone, the decoupling area generally presents a higher slope, leading to stronger seaward velocity. Above the exit point, the landward boundary condition of the coastal aquifer becomes the main controller of the beach discharge. Following this scheme, flow divergences are expected to drive vertical motions in particular near the transitions between the main areas. Such divergences may explain part of the vertical velocity fluctuations observed around low tide in Figure 5.6, but proper documentation is still lacking to provide conclusive comments. At rising and high tide (Figure 5.8b), the dynamics depends on the location with respect to the runup extension, the mean water level, and the watertable elevation. Below the swash zone, the watertable displays a hump shape leading to a local flow reversal (Sous *et al.* 2016, Turner *et al.* 2016). The extension of the reversal zone depends on the extension of the swash zone, the overall watertable slope, and the soil properties. Under the upper part of the swash zone, i.e., near the top of the watertable hump, the reversed horizontal flow is associated with slight upward flow. Lower in the swash zone, infiltration dominates and a circulation cell develops (Li and Barry, 2000, Geng *et al.* 2017, Perera *et al.* 2019, Turner *et al.* 2016, Clément *et al.* 2023), as observed in the present Phases 2 and 3.

The present analysis is based on several assumptions. First, the sand is considered to be homogeneous over the first few meters below the surface of the beach. This assumption appears rather reasonable, according to the recovered granulometric samples and owing to the fact that strong and regular sedimentary rearrangement is expected due to the high wave exposure of the French Atlantic coast. A study carried out on a nearby beach (Truc Vert beach, France) showed a homogeneous granulometric distribution in the first 50 cm of sediment (Figure 5.2 on Labarthe (2023)). Consequently, homogeneous hydraulic conductivity was assumed over the considered area (Geng *et al.* 2020). However, further studies involving granulometric profiling should be engaged to better understand the potential effects of variable hydraulic conductivity on the groundwater circulation structure. Second, the estimation of groundwater dynamics using pressure transducers assumes that pressure sensors are surrounded by a 100 % saturated sand. While widely used in the literature, the measurements may be affected by uncontrolled local effects around the membrane. Additionally, note that no water density data were collected during the campaign, making it impossible to take into account potential buoyancy effects. Part of the slight variations in vertical velocity observed may be due to salinity (horizontal gradients being too large to be affected). While this

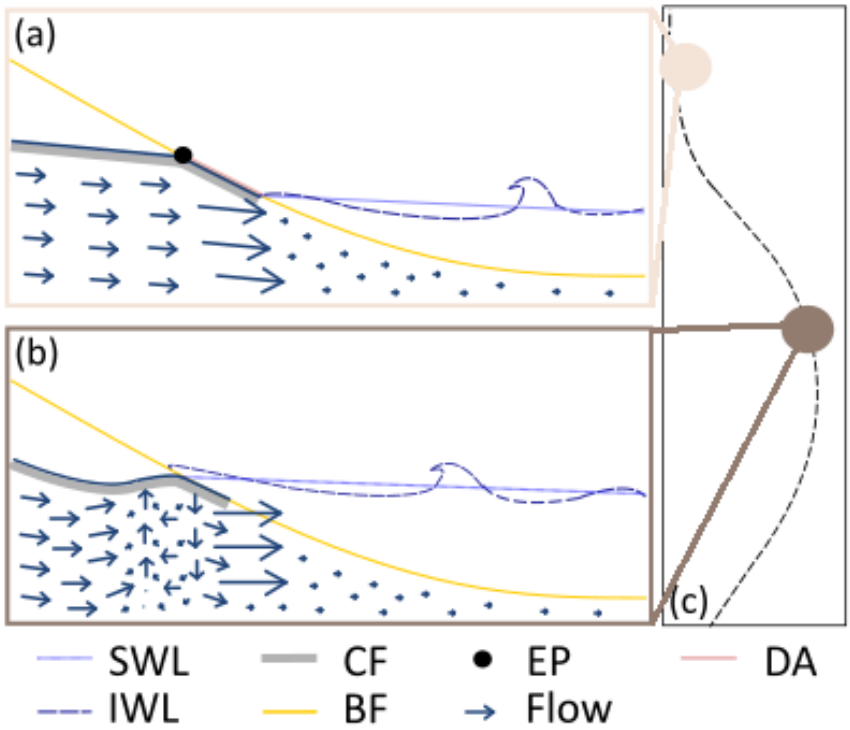

Figure 5.8: Conceptual diagram of water table dynamics at low (**a**) and high tides (**b**) and tidal signal (**c**) with SWL: Still water level, IWL: Instantaneous water level, CF: Capillary fringe, BF: Beachface, EP: Exit point and DA: Decoupling area.

issue should deserve further attention in future campaigns, Geng *et al.* (2016)study showed that salinity variations in the intertidal zone of beaches, due to salt accumulation as a result of evaporation, are not significant, which enforces the validity of the main conclusions of our study. Finally, the present analysis of the coastal aquifer was carried out assuming fixed onshore boundary conditions. This assumption was made knowing that the rainfall around the date of the measurement campaign was small and therefore the inputs derived from them could be neglected (i.e., Section 5.2.2.2). The presence of a riprap behind the monitored profile was not taken into account in the data interpretation. The discrimination of a potential riprap effect on the coastal aquifer and beach groundwater would require an extensive measurement campaign including along-shore variability. Such extension would also allow to account for the full 3D beach morphology, as Lanyon *et al.* (1982) have shown that tidally induced groundwater changes are superimposed on a three-dimensional watertable surface that is tied to the beach morphology and the groundwater recharge from the backshore zone.

In a larger-scale perspective, the estimation of groundwater discharge is a major topic for the quantification of exchanges between ocean and coastal aquifers and the related biogeochemical cycles. During this experiment, a well-developed net horizontal flow is observed. On a daily scale per alongshore and vertical units, the observed flow is $2.5\,m^3.m^{-2}.day^{-1}$, i.e., $912.5\,m^3.m^{-2}.year^{-1}$. This annual horizontal flow is significantly higher than comparable published values, such as those in Lewis (1987), which was conducted under similar conditions (sandy beach, a few meters depth and distance), who measured a flow of 268–454 $m.year^{-1}$ using piezometers and seepage meters.

Note that inter-site comparison is difficult, as different methodologies are used and local effects such as swash zone circulation can have a significant impact on the discharge estimation. Our measurements demonstrate indirectly the importance of the elevation of the continental water table in controlling the seaward discharge, in particular at low tide. According to available data on coastal aquifers on our site, the present observations can be considered representative of the dominant functioning. However, one notes that during summer 2021, a drought-resulting extreme event has been identified with a minimum observed level of 2.3 m, i.e., about 1 m lower than standard conditions. In the context of global change-induced sea level rise combined with a possible increase in drought periods, the combination of low coastal aquifer with high tides may lead to beach-scale reversal of the discharge, inducing deleterious salinization events of continental aquifer.

5.2.5 Conclusion

The present paper reports on a series of field observations performed on the beach groundwater circulation in the Lacanau beach, France. Assuming a homogeneous hydraulic conductivity of the soil and neglecting salinity-induced buoyancy effects, the observed velocities were consistent with existing data dedicated to tidal-driven dynamics but remained lower than the values observed at the swash scale. At low tide, an offshore-directed flow as well as a decoupling between the water table level and the still water level were observed. At high tide, the establishment of a circulation cell below the swash zone was noted. An offshore discharge of about 912.5 $m^3.m^{-2}.year^{-1}$ was estimated from the present measurement. In a larger perspective, the observations made during this study can help quantify the possible exchanges between the ocean and coastal aquifer in connection with the nearshore biogeochemical cycle. In particular, it can be expected that extreme drought events could lead to the reversal of the groundwater flux at the beach scale, potentially inducing salinization of the continental aquifer. Further instrumental deployments, including pressure head and salinity, should be planned to perform a long-term survey of the beach groundwater system in response to both global change and human-induced pressure.

5.3 Conclusions et perspectives générales

Dans ce chapitre, il a été possible de comparer les observations *in situ* aux données disponibles dans la littérature, sans pour autant constater d'impact notable immédiat de l'enrochement. L'hypothèse de la salinisation de l'aquifère côtier lors d'épisodes de sécheresse extrême à également été abordée. Des déploiements instrumentaux supplémentaires sont nécessaires pour confirmer cette observation. Il serait notamment pertinent d'instrumenter plusieurs profils, à la fois dans des zones naturelles et enrochées. Le suivi de l'aquifère continental permettrait également de mieux comprendre les interactions entre aquifères continental et côtier, comme cela sera le cas à Biscarrosse, par exemple. Le suivi du niveau de l'aquifère côtier par système GPS est également envisageable, comme illustré sur la figure 5.9.

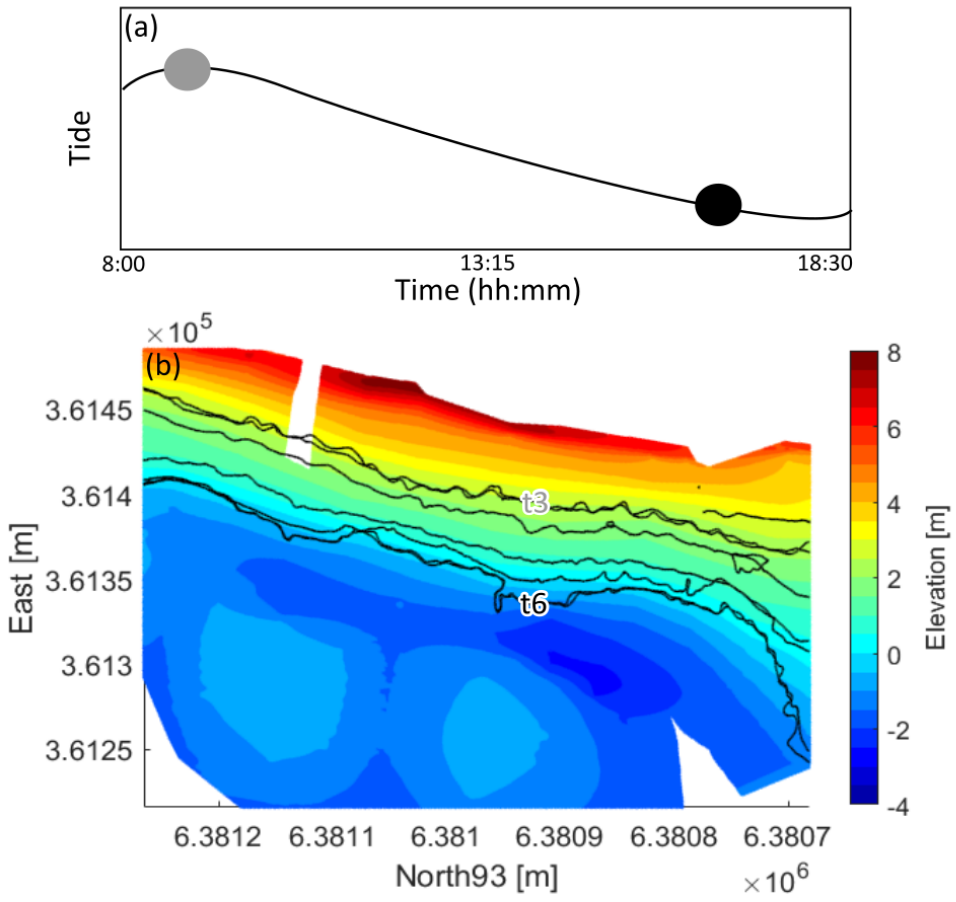

Figure 5.9: Levé topographique de la plage de Biscarosse et lignes de suivi heure par heure de 8 à 17 h des niveaux de l'aquifère côtier (courbes noires) (b) au cours d'un cycle tidal (a).

La figure 5.9b présente un levé topographique de la plage de Biscarrosse, ainsi que les lignes de suivi effectuées heure par heure au cours d'un cycle de marée. Comme le montre la figure 5.9a, la marée haute, survenue à 13h, correspond à la ligne t3 de la figure 5.9b, tandis que la marée basse, survenue à 18h30, intervient juste après la ligne t6, qui correspond au levé effectué à 17 h. Selon ces premières observations et les études de la littérature (Lanyon *et al.* 1982), les variations *longshore* de l'aquifère côtier pourraient être liées à la morphologie de la barre interne. Il serait donc pertinent de réaliser un suivi par drone de l'évolution *longshore* de la plage à une plus grande échelle spatiale, afin de déceler d'éventuelles différences entre les zones anthropisées et naturelles.

CHAPITRE 6

Modélisation géomécanique d'un enrochement par la méthode des éléments discrets

Contents

6.1 Introduction 110

6.2 Site d'étude : l'enrochement de Lacanau 111

6.3 Matériels et méthodes 113

6.3.1 Description du modèle 113

6.3.2 Modèle numérique 3D 117

6.3.3 Détection des blocs superficiels 118

6.3.4 Application des conditions aux limites. 119

6.4 Résultats et discussion 120

6.5 Conclusion et perspectives 125

Ce chapitre présente des simulations réalisées à partir d'un modèle numérique utilisant la méthode des éléments discrets afin d'étudier le comportement géomécanique d'une structure de protection de haut de plage récemment exposée à de nouveaux effets hydrodynamiques dans un contexte d'érosion des plages sableuses. Il fournit ainsi des éléments de réponse à la question de recherche Q4 (section 2.4) rappelée ci-dessous :

Q4 : *Comment modéliser l'impact de l'hydrodynamique, et en particulier des phénomènes de runup, sur les ouvrages de protection côtière de haut de plage, et comment prévoir les effets potentiels du changement climatique ?*

6.1 Introduction

La protection du littoral est un enjeu crucial face à l'érosion côtière et aux tempêtes marines, pouvant nécessiter la mise en place de diverses stratégies d'ingénierie pour préserver les infrastructures et les zones habitées. En effet, parmi les approches adoptées, la lutte dite "dure" consiste en l'installation d'ouvrages de protection permanents destinés à contenir l'action de l'hydrodynamique et à réduire les effets de l'érosion. Différents types de structures sont déployés à cette fin, comme en témoigne la classification des ouvrages présentée en section 2.3.1. Cependant, contrairement aux digues droites traditionnelles qui ont fait l'objet de nombreuses études passées (e.g Allsop *et al.* 1997, Cuomo *et al.* 2010, International Society of Offshore and Polar Engineers, 2016, Abadie *et al.* 2018, Morichon *et al.* 2021, Poncet, 2021, Wu, 2022), les ouvrages de types 2 et 3, tels que les digues inclinées et les enrochements, restent quant à eux, relativement peu documentés.

Ce chapitre s'inscrit dans ce contexte et vise ainsi à approfondir la compréhension et la modélisation d'une digue en enrochement. La digue en enrochement modélisée est constituée de plusieurs blocs de roches non liés entre-eux, extraits de carrières, et disposés de manière à former une structure inclinée avec une pente dirigée vers l'océan et une absence de noyau central. Ainsi, une portion de l'enrochement de 40 m de longueur et de 4 m de haut a été modélisée, elle fait partie d'une structure plus étendue de 1 km de long située à Lacanau plage (Gironde, France). Une approche de modélisation par la méthode des éléments discrets (DEM) est adoptée à l'aide du logiciel LMGC90, cela permet de représenter la nature discontinue et complexe de la morphologie de la digue. La modélisation de la dynamique de contact est effectuée par une approche de type *Non Smooth Contact Dynamic* (NSCD). Les blocs rocheux sont considérés comme des éléments rigides tridimensionnels sur lesquels des forces sont appliquées pour reproduire l'effet des interactions hydrodynamiques.

Afin de fournir une première approche pour simuler les conditions hydrodynamiques observées *in situ*, plusieurs scénarios ont été élaborés et les contraintes en découlant ont été appliquées à l'enrochement. Le comportements des blocs (nombre de blocs en mouvements, déplacements ...) est par la suite étudié par le biais d'une étude paramétrique.

6.2 Site d'étude : l'enrochement de Lacanau

Cette étude numérique vise à modéliser la géométrie et le comportement d'une portion de l'enrochement de 1 km de long situé dans la ville touristique de Lacanau (Sud-Ouest de la France) (figure 6.1A et 6.1B). Une partie de l'enrochement est visible sur la figure 6.1D.

Figure 6.1: Localisation de la plage de Lacanau (A). Enrochement de Lacanau (B) © Photo aérienne: OCNA database. Segmentation de la zone urbaine de Lacanau (C) ; le point rouge indique l'emplacement de la photo, et les lignes noires en pointillé le champ de vision de la photo de la digue (D), d'après Nicolae Lerma *et al.* (2022).

En ce qui concerne l'historique de l'enrochement de Lacanau, celui-ci a été mis en place en 1978, lorsque des blocs rocheux ont été déversés sur la plage pour protéger la dune et stabiliser le trait de côte (de Lacanau, 2014) (figure 6.2c et 6.2d). L'hiver suivant, des tempêtes hivernales de faible intensité, coïncidant avec de grands coefficients de marée, ont entraîné la désorganisation des pieux et des enrochements. Ces derniers ont été reconstruits et agrandis à plusieurs reprises au fil du temps. Par exemple, en 1983, le premier épi (structure perpendiculaire à la côte) a été installé. En 1991, le programme d'aménagement du front de mer s'est poursuivi après un abaissement moyen du profil de plage de 3.5 m, avec l'installation d'un deuxième épi. Parallèlement, les dunes situées au Nord et au Sud de la plage centrale de Lacanau, où les habitations sont plus éloignées de l'océan, ont été reprofilées et revégétalisées en 2001 et 2004, respectivement. En 2012, le soutènement à l'arrière du poste de secours Nord a été renforcé par recépage de palplanches, et un rechargement important en blocs de l'enrochement a été réalisé. Au cours du temps plusieurs dommages sur l'enrochement ont donc pu être observés. Les figures 6.2a et 6.2b illustrent deux des nombreux déplacements de blocs ayant eu lieu durant la tempête Justine en hiver 2014.

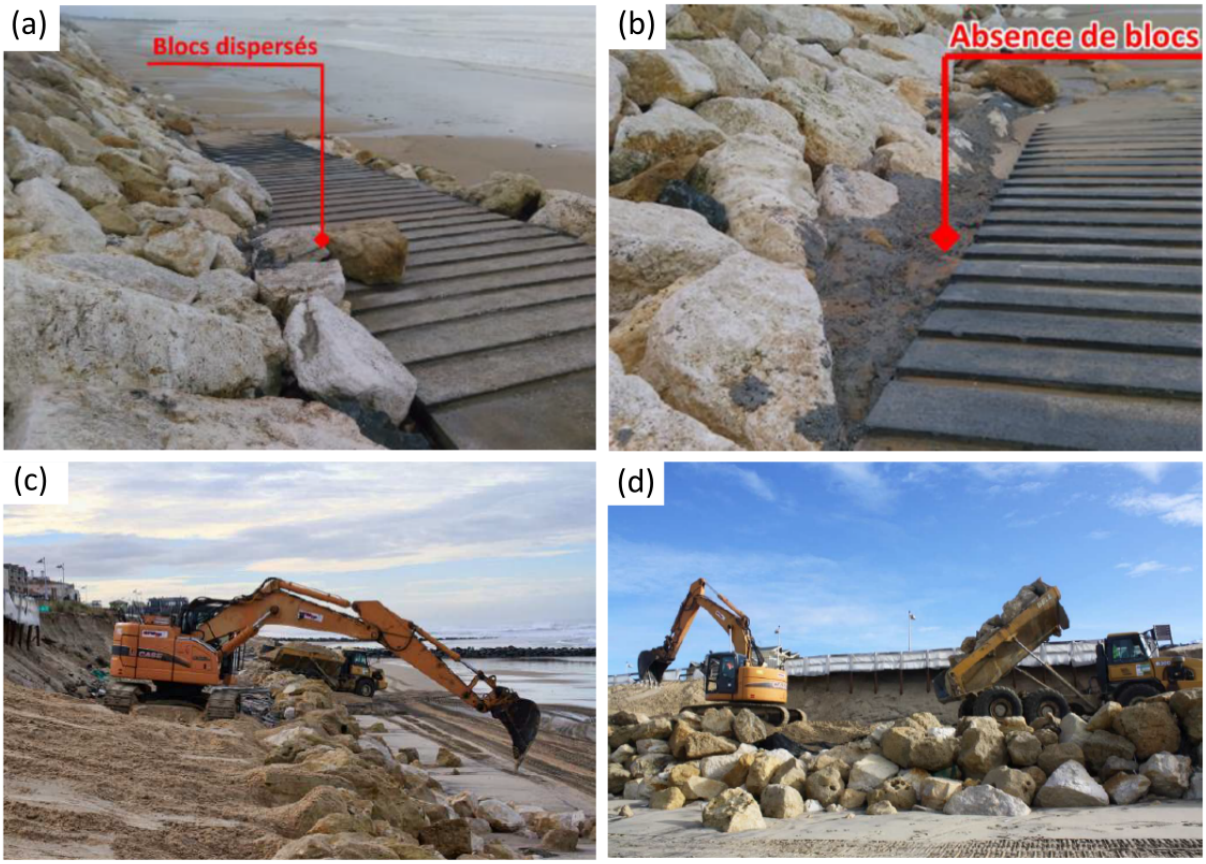

Figure 6.2: Dégâts observés suite à la tempête Justine, ayant eu lieu du 30 au 31 Janvier 2021 : Blocs dispersés (a) et absence de blocs (b), d'après Casagec ingénierie (Ingénierie, 2021). Travaux de reconstruction effectués sur l'enrochement de Lacanau (c) et (d).

En fonction de la construction de l'ouvrage et de son dernier agencement, celui peut être découpé en segments avec des géométries et donc des plans de construction différents. La présente étude ne s'intéresse qu'au segment 3 et à son agencement (figure 6.3).

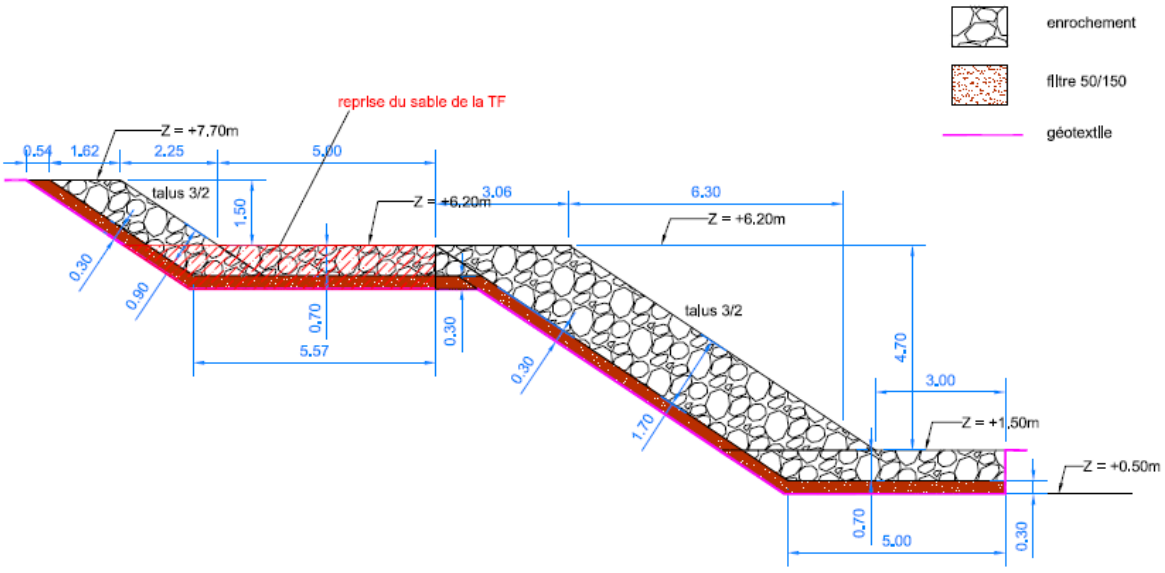

Figure 6.3: Profil schématique de la digue au niveau du segment 3.

6.3 Matériels et méthodes

La modélisation d'un granulat tel que l'enrochement de Lacanau peut être faite à l'aide de diverses approches. Il est possible d'étudier plus ou moins finement, à différentes échelles, les phénomènes liés aux sollicitations auxquelles il est soumis. L'enrochement est généralement modélisé comme un milieu continu à l'aide de la méthode des éléments finis. Cependant, cette approche n'est pas la plus adaptée pour traiter les interfaces, en particulier en ce qui concerne les frottements, les interactions et les ruptures potentielles de granulats, ce qui est pourtant nécessaire pour la modélisation d'un milieu discontinu tel que les enrochements. Ces modèles sont phénoménologiques, ils décrivent le milieu d'un point de vue macroscopique et ils présentent un certain nombre de paramètres. Une alternative à ce type de modélisation est la méthode des éléments discrets, qui prend en compte le caractère discret des granulats. Elle permet de modéliser l'arrangement des grains, leurs interactions, ainsi que les ruptures potentielles des granulats (à un stade ultérieur), aspects essentiels pour expliciter le comportement des milieux granulaires.

6.3.1 Description du modèle

Au sein de ce chapitre, la méthode de simulation par éléments discrets (DEM) et à dynamique de contact non lisse (NSCD) a été utilisée afin de modéliser l'ouvrage. Le modèle LMGC90, développé au LMGC à Montpellier, a ainsi été utilisé (Dubois and Mozul, 2013).

6.3.1.1 Méthode des éléments discrets

Les méthodes par éléments discrets ou *discret element methods* en anglais (DEM) ont pour objectif de modéliser le comportement collectif d'un milieu constitué d'éléments distincts en interaction. Ces méthodes sont couramment utilisées pour la modélisation des milieux granulaires, par exemple le sable, les roches, les milieux condensés comme les gels ou les suspensions, les tissus vivants comme les cellules oesseuses, les milieux fracturés ou enfin dans le domaine de la robotique.

Chaque grain est considéré de manière indépendante et distincte. Les interactions entre les grains sont régies par des lois de contact et le comportement global du matériau dépend des paramètres associés à ces lois. La rupture des grains peut également être modélisée, bien que cela ne soit pas le cas dans la présente étude. Cette approche permet d'analyser les mécanismes qui se manifestent à l'échelle du grain. Le principe général de ces méthodes est illustré dans la figure 6.4.

Les systèmes étudiés ici sont considérés comme non-réguliers. Les grains peuvent subir de grands déplacements et de grandes rotations sans nécessairement être déformés, ce qui implique une non-linéarité cinématique. Dans l'éventualité d'une collision entre deux particules rigides, la fonction dépendant du temps représentant la vitesse est discontinue, ce qui implique une non-régularité temporelle. Une collision apparaît comme instantanée par rapport à l'échelle de temps du mouvement (Saussine, 2006).

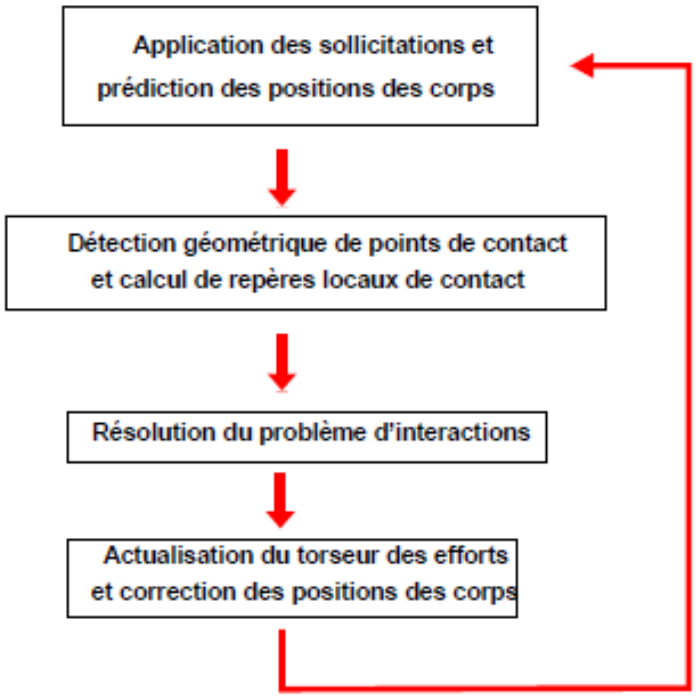

Figure 6.4: Étapes d'une méthode par éléments discrets, d'après Saussine (2006).

Équation de la dynamique

On considère un système composé d'un ensemble de corps déformables. En faisant l'hypothèse que l'évolution du système est assez régulière, l'équation de la dynamique s'écrit :

$$\mathbb{M}(q,t)\dot{V} = F_{\text{ext}}(t) + F_{\text{int}}(q,V,t) + F_c \tag{6.1}$$

avec q les coordonnées généralisées, V les vitesses généralisées, F_c les forces de contact, F_{ext} les forces extérieures, F_{int} les forces intérieures (corps déformables) et $\mathbb{M}$ la matrice de masse.

Afin de traiter les phénomènes non linéaires, par exemple les chocs (discontinuité de vitesse), Moreau (1988) considère une forme faible de l'équation de la dynamique au sens des mesures différentielles :

$$\begin{cases} \mathbb{M}dV = F_{int}(t,q,V)dt + F_{ext}(t)dt + dI \\ q(t) = q(t_0) + \int_{t_0}^{t} V dt \end{cases} \tag{6.2}$$

avec dt la mesure de Lebesgue (mesure permettant d'étendre le concept intuitif de volume à une très large classe de parties de l'espace), dV la mesure différentielle de V, dI la mesure d'impulsion prenant en compte la contribution d'un contact régulier et la contribution d'une densité d'impulsion locale exercée par un choc tel que $dI = Rdt + dP$ où $dP = P\delta_t$ avec δ_t la mesure de Dirac (mesure supportée par un singleton et de masse unitaire) à l'instant t.

Interactions entre les corps

Pour chaque potentiel contact, il est nécessaire de manipuler des informations locales: les coordonnées du point de contact, un référentiel local, une distance relative entre deux corps, une vitesse relative entre deux corps. Les variables globales V et dI peuvent être reliées aux variables locales $[\dot{u}]$ et $d\mathcal{I}$:

$$\begin{aligned} [\dot{u}] &= \mathbb{H}^t(q)V \\ dI &= \mathbb{H}(q)d\mathcal{I} \end{aligned} \tag{6.3}$$

avec $\mathbb{H}$ une application linéaire de $\mathbb{R}^N$ dans $\mathbb{R}^{2,3}$, $\mathbb{H}^t$ sa transposée et N le nombre de degrés de liberté du système.

Les interactions considérées entre les corps sont le contact et le frottement. La condition de contact s'exprime sous forme d'une loi de complémentarité :

$$\begin{aligned} &\text{En supposant } [u(t_0)] \geq 0 \text{ alors } \forall t > t_0 : \\ &\text{Si } [u(t)] \leq 0 \text{ alors } [\dot{u}_n] \geq 0, \;\; d\mathcal{I}_n \geq 0, \;\; [\dot{u}_n]d\mathcal{I}_n = 0 \\ &\text{Sinon } d\mathcal{I}_n = 0 \end{aligned} \tag{6.4}$$

Le frottement entre deux corps est modélisé par la loi de Signorini-Coulomb :

$$\begin{aligned} ||d\mathcal{I}_t|| < \mu_C|d\mathcal{I}_n| \implies [\dot{u}_t] = 0 \\ ||d\mathcal{I}_t|| = \mu_C|d\mathcal{I}_n| \implies \exists\lambda \geq 0, \;\; [\dot{u}_t] = -\lambda d\mathcal{I}_t \end{aligned} \tag{6.5}$$

avec μ_C le coefficient de Coulomb.

6.3.1.2 Stratégie numérique

Il existe plusieurs méthodes, pour simuler le comportement des assemblages de particules, qui peuvent être regroupées en deux grandes familles : les méthodes dites *Non Smooth DEM* et les méthodes dites *Smooth DEM*.

Dans les méthodes de type *Smooth DEM*, les interactions entre grains sont décrites par des lois régulières pouvant être exprimées sous forme de fonction. Ces lois d'interaction autorisent numériquement une légère interpénétration des particules. Elles sont décrites par des raideurs de contact, ce qui permet d'introduire des paramètres de dissipation et de déterminer l'intensité des forces de contact en fonction de l'interpénétration. La régularité de ces modèles permet une résolution explicite des équations de la dynamique.

Les méthodes de type *Non Smooth DEM* diffèrent de cette approche en traitant les contacts via des lois d'interaction non-régulières, comme les lois de choc qui induisent un contact strictement unilatéral. Cette méthode se caractérise par une discrétisation temporelle de type *time-stepping*, utilisant un schéma d'intégration implicite avec détection explicite des contacts. Un solveur local calcule simultanément les vitesses et les réactions en tenant compte des lois d'interaction. Cette méthode repose sur une formulation adaptée de la dynamique, prenant en compte les éventuelles collisions, comme c'est le cas dans la présente étude.

Modèle *NonSmooth Contact Dynamics*

Pour la méthode *NonSmooth Contact Dynamics* (NSCD), l'intégration en temps de l'équation 6.2 donne :

$$\begin{cases} \mathbb{M}(V^{i+1} - V^i) = \int_{t^i}^{t^{i+1}} F_{int}(s,q,V) + F_{ext}(s)\, ds + \int_{t^i}^{t^{i+1}} dI \\ q^{i+1} = q^i + \int_{t^i}^{t^{i+1}} V dt \end{cases} \tag{6.6}$$

Les variables $I_{free} = \int_{t^i}^{t^{i+1}} F_{int}(s,q,V) + F_{ext}(s)\, ds$ et $I^{i+1} = \int_{t^i}^{t^{i+1}} dI$ sont introduites pour faciliter la lecture.

Les intégrales en temps sont évaluées avec un thêta-schéma $\theta \in [0,1]$:

$$\begin{cases} I_{free} = \delta t(1-\theta)\left[F_{int}(t^i,q^i,V^i) + F_{ext}(t^i)\right] + \delta t\theta\left[F_{int}(t^{i+1},q^{i+1},V^{i+1}) + F_{ext}(t^{i+1})\right] \\ q^{i+1} = q^i + \delta t\left[(1-\theta)V^i + \theta V^{i+1}\right] = q_m + \delta t\theta V^{i+1} \quad \textit{où} \quad q_m = q^i + \delta t(1-\theta)V^i \end{cases} \tag{6.7}$$

Si $\theta = 0$, le schéma numérique est explicite. Sinon le schéma numérique est implicite.

Pour résumer, le problème à résoudre s'écrit :

- une équation discrétisée de la dynamique exprimée avec des variables globales : $V^{i+1} = V_{free} + \mathbb{M}^{-1} I^{i+1}$ avec $V_{free} = V^i + \mathbb{M}^{-1} I_{free}$
- une relation d'interaction entre les corps exprimée avec des variables locales : *Contact*$(g^a, \mathcal{V}_n^a, \mathcal{I}_n^a) = 0$ *Friction*$(\mathcal{V}_t^a, \mathcal{I}_t^a) = 0$
- une matrice de passage local/global : $\mathbb{H}$

Les étapes de résolution sont résumées dans la figure 6.1.

Boucle temporelle	
	Calcul de $\mathbb{M}$
	Calcul de V_{free}
	Calcul de la configuration temporaire q_m
	Détection des contacts
	Résolution des contacts: Gauss Seidel
	Correction en vitesse: $V^{i+1} = V_{free} + \mathbb{M}^{-1} I^{i+1}$
	Mise à jour de la configuration
Critère d'arrêt	

Table 6.1: Pseudo-code montrant les étapes de résolution de la méthode NSCD.

6.3.2 Modèle numérique 3D

Les dimensions de l'enrochement modélisé ainsi que sa pente sont visibles sur la figure 6.3. Afin de modéliser géométriquement cet enrochement, deux approches de construction du modèle ont été menées (figure 6.5). Les deux approches se basent sur le Cahier des Clauses Techniques Particulières (CCTP) suite aux dégâts observés durant l'hiver 2014 sur l'ouvrage de Lacanau.

D'après le CCTP (de Lacanau, 2014), l'enrochement est constitué de deux couches de blocs rocheux d'une masse volumique de 2400 $kg.m^{-3}$. Les blocs ne doivent pas être sphériques et doivent présenter des angles marqués. L'enrochement est composé de blocs pesant entre 3500 et 5000 kg, dont au moins 70% doivent avoir un poids supérieur à 4000 kg. Les espaces vides entre ces gros blocs sont comblés par des blocs plus petits, pesant entre 500 et 1000 kg, provenant de la même source (carrière de calcaire).

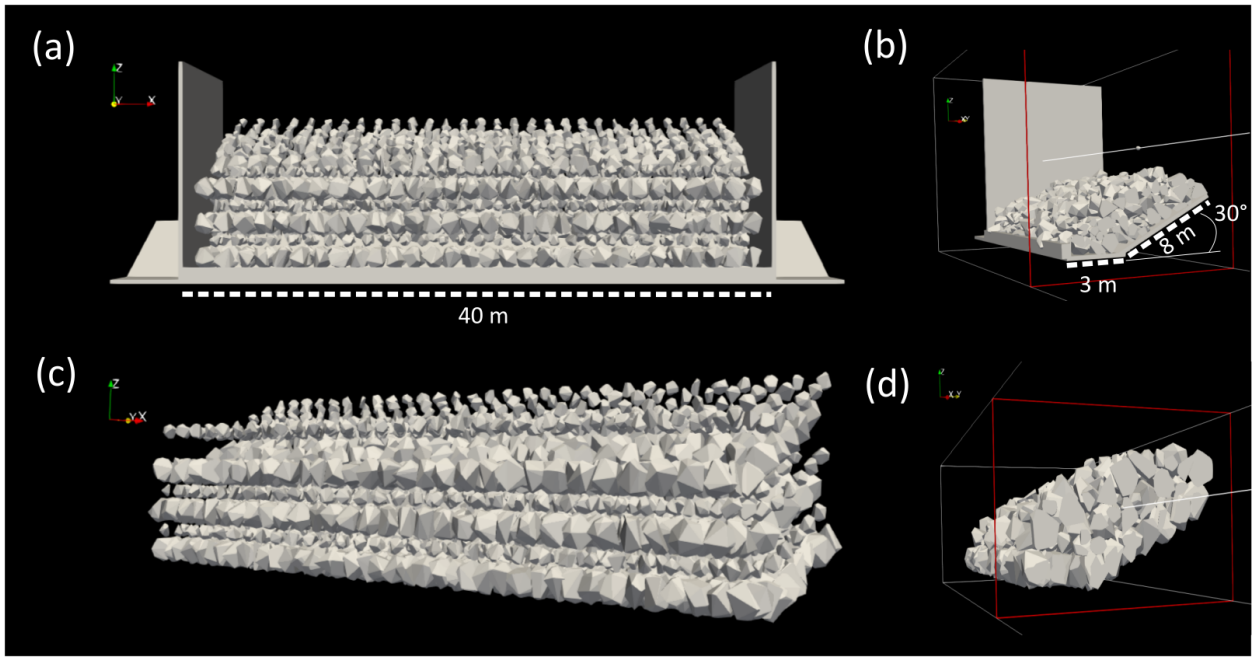

Figure 6.5: Échantillon 1 avant dépôt (a) et après dépôt (b en coupe transversale). Échantillon 2 avant dépôt (c) et après dépôt (d en coupe transversale). Pour chaque image, le repère de position se trouve en haut à gauche.

Pour représenter les gros blocs, dans les deux approches, une première série de polyèdres pou-

vant s'inscrire dans une sphère de 0.8 m de diamètre a été générée. Les petits blocs ont été conçus pour s'inscrire dans des sphères d'un diamètre compris entre 0.4 et 0.5 m. Ainsi, six couches de blocs (trois de gros blocs et trois de petits blocs) ont été superposées et déposées par gravité afin de reproduire le tassement naturel des blocs. Dans la première approche, ces couches ont été déposées sur une surface plane (dont la pente respecte la pente de l'ouvrage dans le CCTP) (figures 6.5a et 6.5b, échantillon 1). Dans la seconde approche, les couches ont pour socle des blocs fixes (figures 6.5c et 6.5d, échantillon 2). Pour l'échantillon 1, un pied en bas du plan ainsi que des plans sur les côtés ont été ajoutés afin d'encadrer l'enrochement. Dans le cas de l'échantillon 2, une pente de 3/2 est respectée, ainsi que les dimensions de l'enrochement mentionnées sur la figure 6.3.

6.3.3 Détection des blocs superficiels

Afin d'appliquer des forces pour simuler l'action de l'hydrodynamique, un travail au préalable de sélection des blocs superficiels de l'enrochement est effectué. Dans un premier temps, la surface convexe de l'échantillon a été obtenue et représentée en vert sur les figures 6.6a et 6.6b.

Ensuite, une recherche itérative a été réalisée pour identifier les blocs en contact avec l'enveloppe convexe générée précédemment. Ces blocs sont représentés en rouge sur les figures 6.6c et 6.6d. Ces blocs, appelés par la suite *outer-bloc*, seront soumis aux forces simulant l'action de l'hydrodynamique.

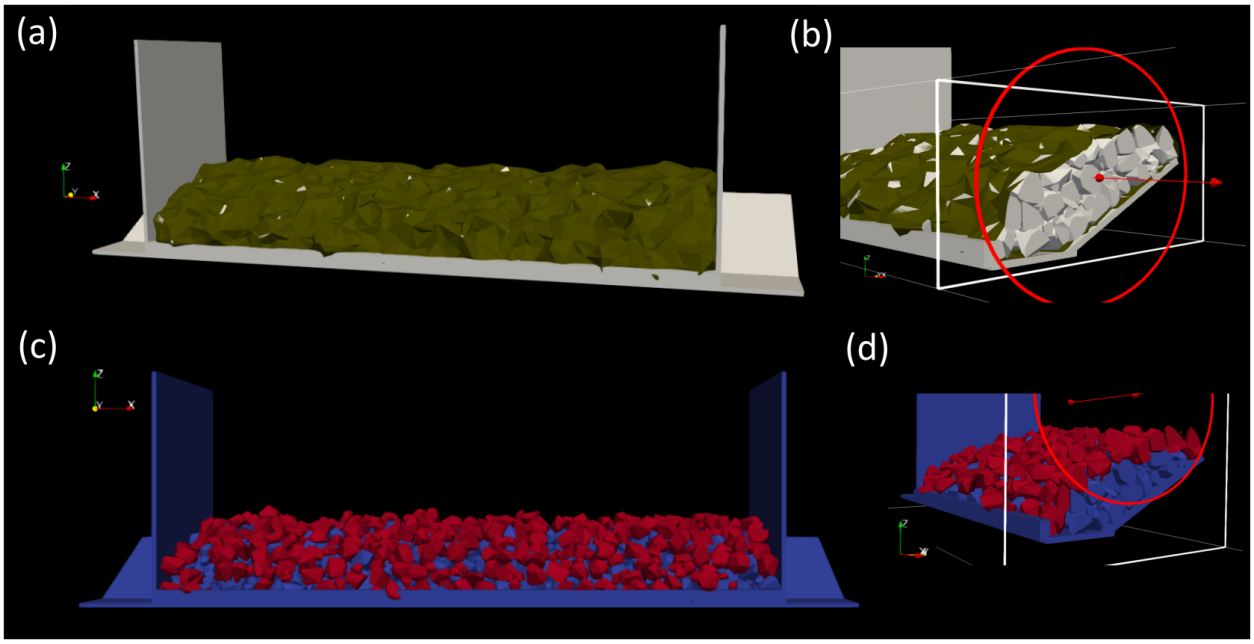

Figure 6.6: Enveloppe convexe (en vert) pour l'échantillon 1 (a et b). Polyèdres en contact avec l'enveloppe convexe (en rouge) pour l'échantillon 1 (c et d). Pour chaque image, le repère de position est situé en haut ou en bas à gauche.

6.3.4 Application des conditions aux limites.

Toutes les simulations qui vont être présentées ont été effectuées à partir de l'échantillon 1 et trois scénarios différents ont été élaborés. D'après un rapport de l'Institut national de la recherche scientifique, Centre Eau Terre Environnement, au Québec (Frandsen *et al.* 2016), des signaux numérisés correspondant à deux types d'impacts ont été obtenus. La principale différence entre les signaux à faible aération ou *flip-through* (figure 6.7f) et ceux à forte aération (figures 6.7c et 6.7i) réside dans l'oscillation de pression provoquée par la présence d'une poche d'air dans ces derniers. En effet, les signaux d'impacts fortement aérés génèrent des pressions d'impact plus élevées, mais de plus courte durée. Les signaux modélisés à partir de ces deux types d'impact sont utilisés à titre indicatif pour illustrer des exemples de contraintes appliquées, tout en tenant compte du fait que tous les aspects de l'hydrodynamique ne sont pas pris en compte (par exemple, les effets du retrait ou de l'asymétrie des vagues mais également ceux de l'angle de provenance des vagues). Le choix a également été effectué d'imposer des niveaux d'eau pour les scénarios 2 et 3. L'arrivée de vague non déferlée n'étant pas possible sans un niveau préexistant. En résumé le scénario 1 correspond à une lame de *runup*, le scénario 2 a une vague qui déferle sur l'enrochement en eau et le scénario 3 a une vague déferlée arrivant sur l'enrochement en eau.

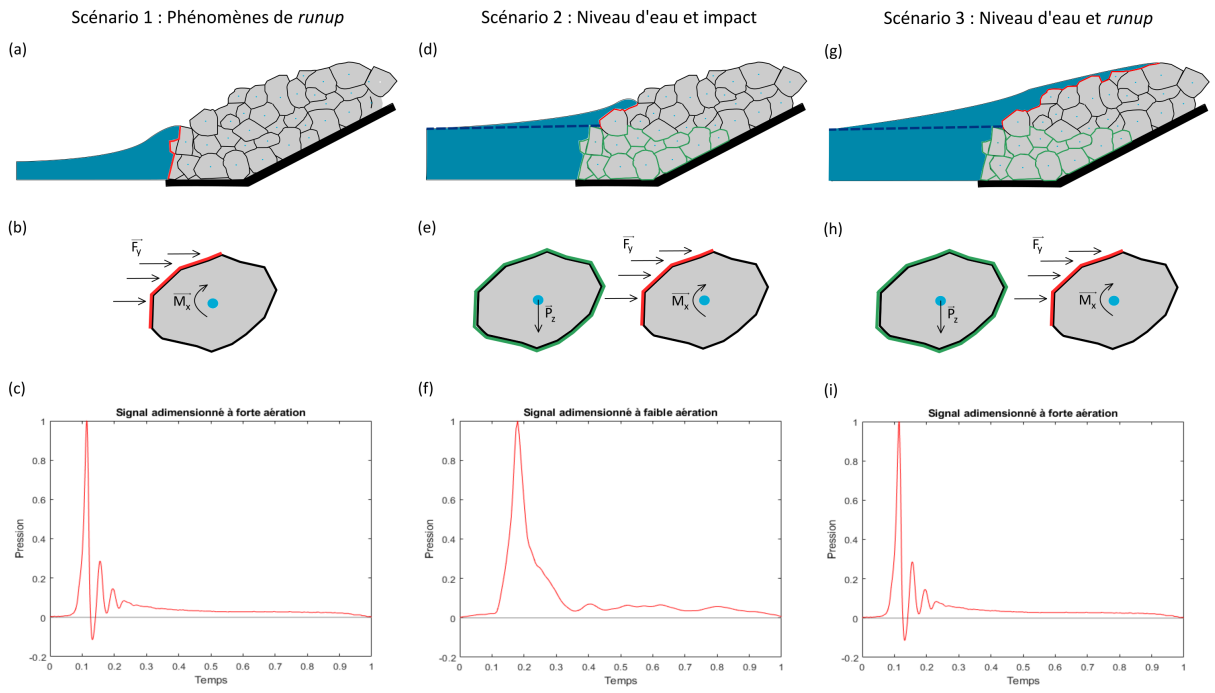

Figure 6.7: Représentation des trois scénarios pour simuler l'action de l'hydrodynamique : avec les phénomènes de *runup* (a-c), les impacts avec un niveau d'eau (d-f) et les phénomènes de *runup* avec un niveau d'eau (g-i); Scénario général (a, d et g); Résultante et moment des forces appliquées sur les blocs (b, e et h) avec en vert la surface du bloc d'application de la force hydrostatique et en rouge la surface d'application de la force dynamique; Signaux adimensionnés pour de forte (c et i) et faible (f) aérations.

Pour chaque scénario, une hypothèse est posée en supposant que la force appliquée sur la surface des blocs ($\vec{F}$) agit uniquement avec une composante horizontale sur les blocs, telle que:

$$\vec{F}\begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ P\,\text{surf(ibdy)} \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{6.8}$$

avec P correspondant à la pression et surf(ibdy), à la surface du bloc sur laquelle est appliquée la force.

Un moment ($\vec{M}$) est défini tel que dans l'équation (6.9). Pour le calcul de ce moment, on considère qu'il est appliqué au centre d'inertie, comme si les blocs étaient des sphères. Le sens du moment varie en fonction de la surface exposée à la contrainte. Dans le cas présent on ne considère que des impacts touchant la surface apparente entière d'un bloc. Les blocs n'étant touchés que dans leurs parties basses ne sont par exemple pas représentés. Le calcul de la surface exposée à la contrainte serait un élément à améliorer dans le futur.

$$\vec{M}\begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\|\vec{F_y}\| \left(\frac{3\,\text{vol(ibdy)}}{4\,\pi}\right)^{1/3} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{6.9}$$

avec vol(ibdy) correspondant au volume du bloc.

Concernant les scénarios 2 et 3, les poids des blocs étant déjà pris en compte par ailleurs dans le modèle, pour simuler un niveau d'eau "constant", une force ($\vec{P}$) a été appliquée sur les blocs immergés :

$$\vec{P}\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \rho_w\, g\,\text{vol(ibdy)} \end{pmatrix}, \tag{6.10}$$

avec ρ_w correspondant à la masse volumique de l'eau salée (1 025 kg.m^{-3} dans cette étude).

6.4 Résultats et discussion

Il est important de mentionner que les résultats présentés ci-dessous ne sont valables que pour l'échantillon 1 sur lequel sont appliquées les contraintes et qui a ses propres caractéristiques (géométrie des blocs, masse volumique des blocs, assemblage, compaction ...). Il serait intéressant d'effectuer les mêmes études sur le deuxième échantillon modélisé, afin de noter les différences potentielles. Différents assemblages de blocs lors de la génération du modèle géométrique pourraient également être simulés et testés dans un second temps.

La figure 6.8a représente le nombre de blocs en mouvement en fonction de la pression d'impact pour un impact d'une durée de 3 secondes dans le cas du scénario 1 (*runup*). Le nombre total de polyèdres est de 1 411. Le nombre de blocs en mouvement évolue linéairement en fonction de la pression d'impact appliquée pour atteindre environ 68% des blocs en mouvement.

Les figures 6.8b et 6.8c, représentent les coupes transversales des simulations du scénario 1,

avant et après un impact pour une pression de 20 000 kPa et 3 secondes de durée. Il est possible d'observer une compaction des blocs de la carapace (en couleur) sur lesquels sont appliqués les contraintes. L'échelle de couleur visible sur les figures 6.8c et 6.8e représente la norme cumulée dans le temps du déplacement des blocs dans les trois dimensions en m et s'étend entre entre 0 et 0.5m. Des blocs remontent également vers le haut de l'enrochement suite à l'action de l'hydrodynamique. Les figures 6.8d et 6.8e représentent des images avant et après l'impact de 60 000 kPa (durée d'impact de 3 s). Après l'impact des blocs "tombent" de l'enrochement et sortent du domaine,délogés par l'hydrodynamique. Ce sont ces blocs que l'on retrouve plus bas sur la plage après certaines tempêtes très énergétiques. Suite à la perte de ces blocs, un réarrangement des blocs restants a donc lieu entre le début et la fin de la simulation.

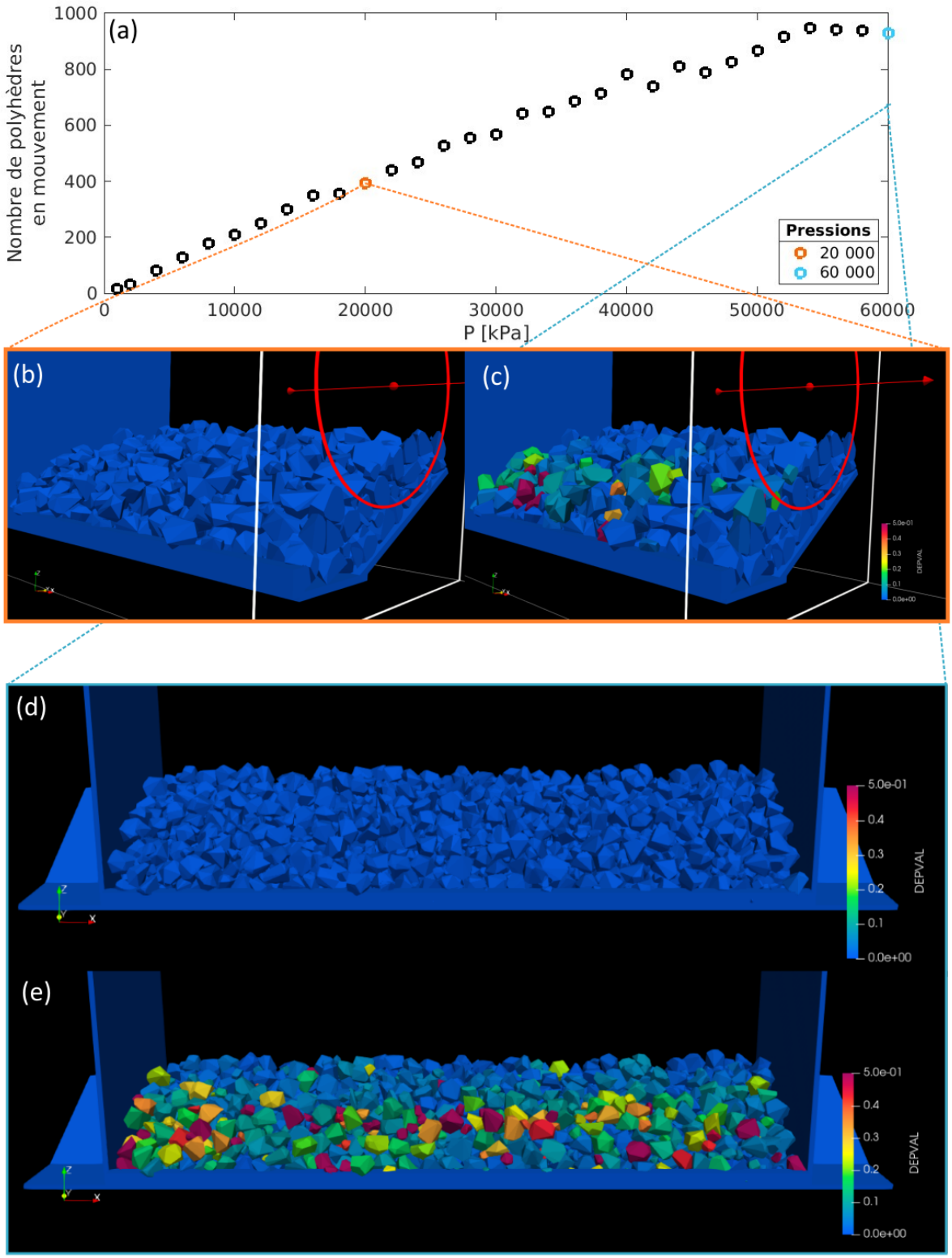

Figure 6.8: Nombre de blocs en mouvement en fonction de la pression d'impact simulée dans le scénario 1 (*runup*), pour une durée d'impact de 3 s (a). Coupes transversales avant (b) et après (c) application du scénario 1 pour une pression de 20 000 kPa. Simulation du scénario 1 avec une pression de 60 000 kPa (d et e). Les couleurs des blocs représentent la norme du déplacement total depuis la position de départ des blocs.

La figure 6.9 représente la vitesse moyenne dans le temps de chaque bloc pour différentes simulations avec différentes pressions d'impact, pour le scénario 1. Cette figure n'est pas une cartographie mais elle permet d'observer que pour toutes les pressions d'impact, ce sont les mêmes polyèdres qui sont en mouvement. La vitesse des polyèdres augmente avec la pression (passage du bleu au rouge).

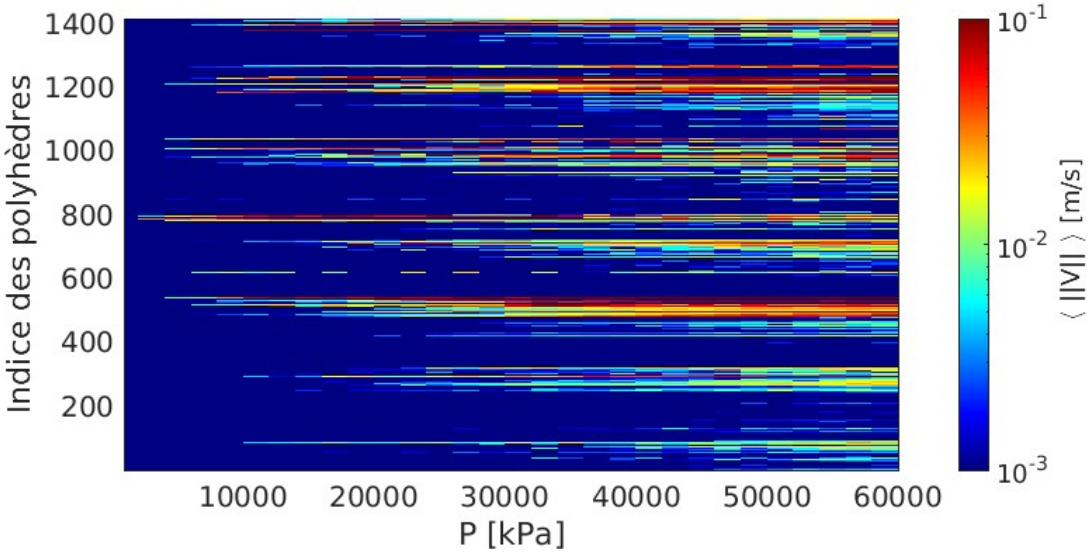

Figure 6.9: Vitesse moyenne par bloc en fonction de la pression d'impact.

La figure 6.10 représente les normes maximales observées des vitesses (en orange, axe de droite), en fonction de la pression d'impact pour le scénario 1. Pour des pressions inférieures à 10 000 kPa, les vitesses maximales observées sont inférieures à 2.8 $m.s^{-1}$; un saut est alors observé, puis, de 10 000 à 50 000 kPa, les vitesses sont aux alentours de 9.2 $m.s^{-1}$, pour des pressions supérieures à 50 000 kPa, elles dépassent 10 $m.s^{-1}$. Concernant les vitesses moyennes de tous les blocs en fonction de la pression (en bleu, axe de gauche), elles augmentent linéairement avec la pression comme le nombre de blocs en mouvement.

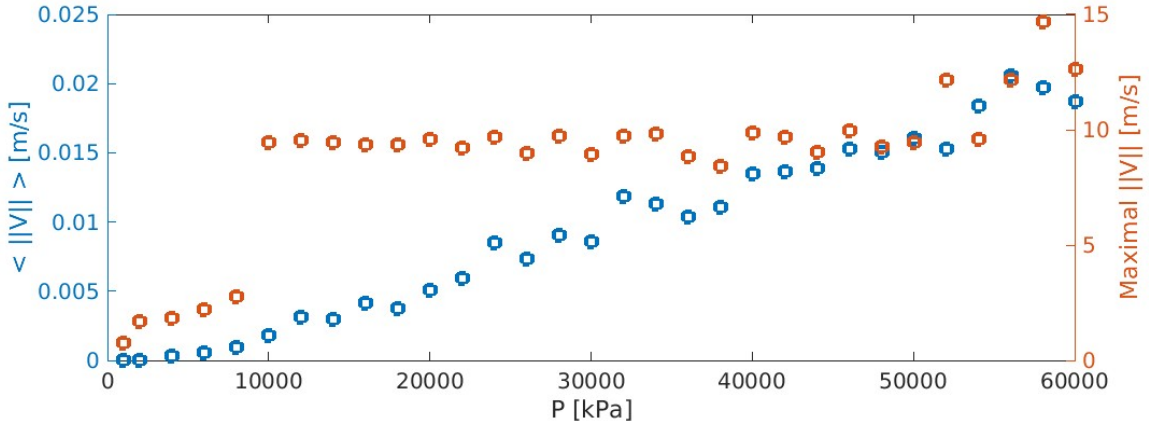

Figure 6.10: Vitesses moyennes (axe de gauche, en bleu) et maximales (axe de droite, en orange) des blocs en fonction de la pression d'impact simulée dans le scénario de *runup*, pour une durée d'impact de 3 s.

La figure 6.11 représente le nombre de blocs en mouvement en fonction de la pression d'impact pour les trois scénarios mentionnés auparavant avec une durée d'impact de 3 secondes[1]. Il est important de noter que les résultats des simulations sont grandement liés à l'élévation à laquelle les impacts sont appliqués. Pour le scénario 1 (en orange), il a été considéré que le *runup* atteignait une élévation z =1.5 m dans le repère local. Pour les scénarios 2 (en bleu clair) et 3 (en noir), le niveau d'eau imposé atteignait z =1 m avec également une hauteur de vagues de 1 m par dessus pour le scénario 2. Pour le scénario 3, au dessus du niveau z =1 m, un *runup* de 3 m a été appliqué afin d'atteindre le haut de l'enrochement. Ce dernier scénario a été effectué afin de simuler l'impact des vagues qui ont déjà déferlé (qui ont donc une forte aération) mais qui arrivent avec un niveau d'eau déjà présent (pendant les coefficients de vives-eaux lorsque la plage a été érodée par exemple).

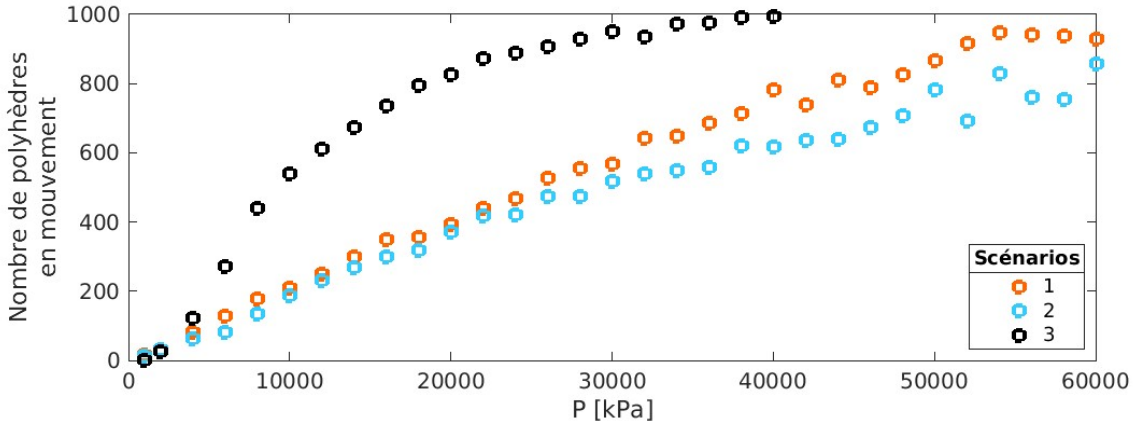

Figure 6.11: Nombre de blocs en mouvement en fonction de la pression d'impact simulée pour les scénarios 1 (*runup*, en orange), 2 (*flip through*, en bleu) et 3 (en noir), pour une durée d'impact de 3 s.

Pour une même pression, le scénario 3 (*runup* avec un niveau d'eau déjà présent) met en mouvement plus de blocs que le scénario 1 qui lui même en met plus que le scénario 2 correspondant aux impacts *flip through*. Le scénario 3 met deux fois plus de blocs en mouvement pour une pression de 20 000 kPa que les autres scénarios mais cela peut être dû, comme mentionné précédemment, à une hauteur d'application des contraintes plus grandes. Pour des pressions supérieures à 40 000 kPa, le scénario 3 génère le mouvement de nombreux blocs, ce qui nécessite d'utiliser un pas de temps très petit (résultats non affichés sur la figure).

La figure 6.12 représente pour une pression de 20 000 kPa le nombre de blocs en mouvement en fonction du nombre d'impacts pour les scénarios 1 (en orange), 2 (en bleu) et 3 (en noir). Entre chaque impact les blocs appartenant à la carapace de l'enrochement et sur lesquels les pressions dynamiques sont appliquées sont identifiés à nouveau, suivant la méthode décrite en section 6.3.3. Jusqu'à 4 impacts consécutifs, le nombre de polyèdres ayant été déplacés augmente, certainement du fait que l'enrochement est déstabilisé par les impacts précédents. A partir de 4 impacts, le nombre de polyèdres ayant subit un déplacement atteint un pallier et l'enrochement nécessiterait

[1]Pour ne pas faire varier tous les paramètres en même temps un impact de même durée a été considéré pour chacun des scénarios ne tenant pas comte des différences de durée observées dans la réalité entre les impacts à forte et faible aération.

alors une pression plus importante pour évoluer. Ces conclusions sont confirmées par la figure 6.13 qui montre l'enrochement après 1 impact et 9 impacts pour une pression de 20 000 kPa. Il est possible d'observer de la compaction de l'enrochement, des blocs qui sont partis et le réassemblage de nombreux blocs.

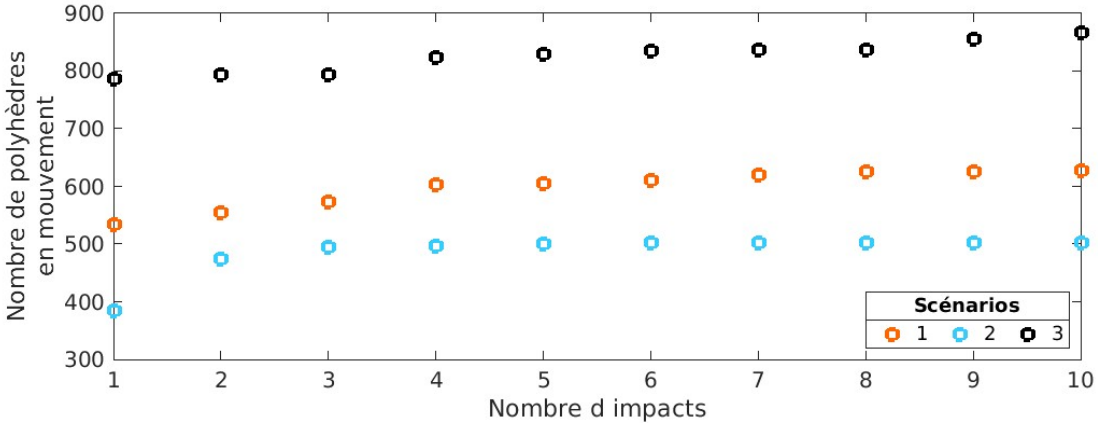

Figure 6.12: Nombre de blocs en mouvement en fonction du nombre d'impact pour le scénario 1 (*runup*, en orange), 2 (*flip through*, en bleu) et 3 (en noir), pour une pression de 20 000 kPa et une durée d'impact de 3 s.

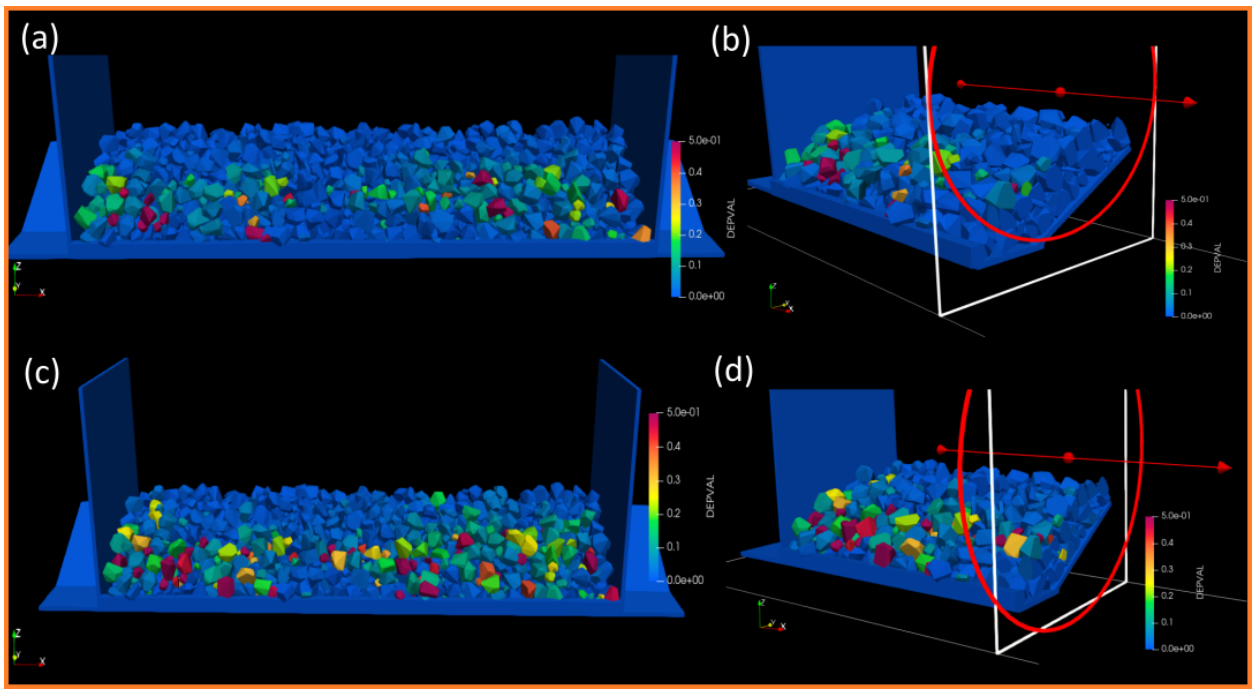

Figure 6.13: Simulation après application de 1 (a et b) et 9 (c et d) impacts du scénario 1 pour une pression de 20 000 kPa et une durée d'impact de 3 s.

6.5 Conclusion et perspectives

La mise en place et le dimensionnement des enrochements soulèvent de nombreux enjeux, en particulier pour les ouvrages de types 2 et 3, tels que les digues inclinées et les enrochements, qui ont été relativement peu étudiés jusqu'à présent. Dans ce chapitre, une première approche a été

développée pour simuler le comportement de ces structures sous l'action de contraintes hydrodynamiques, en s'appuyant sur un modèle numérique basé sur la méthode des éléments discrets.

Pour cela, deux types d'échantillons ont été simulés avec une approche différente et trois scénarios distincts ont été élaborés afin de représenter l'action de l'hydrodynamique sur ces structures. Bien que des signaux issus de données de laboratoire aient été utilisés pour reconstituer les signaux d'impact, il est difficile d'effectuer un lien entre les différents domaines physiques concernés. En effet, les données issues des expérimentations en laboratoire ont été mesurées sur une surface plane, perpendiculaire au sol, tandis que les contraintes sont appliquées dans le modèle sur les centres d'inertie des blocs qui ont des géométries complexes avec, pour chaque bloc, des orientations différentes par rapport au sol. Les questions de mise à l'échelle des données de laboratoire n'ont également pas été traitées ici.

Ce chapitre a permis d'introduire une première approche en appliquant des contraintes sur un milieu discontinu, montrant ainsi que les blocs d'enrochement peuvent effectivement être mis en mouvement sous certaines conditions. Cependant, il est important de noter que les résultats obtenus sont spécifiques au modèle géométrique simulé et que certaines hypothèses simplificatrices ont été nécessaires. Par exemple, seules les forces horizontales ont été considérées, un moment suivant un axe unique a été pris en compte, et l'enrochement a été modélisé comme un milieu semi-perméable.

Les résultats obtenus nécessitent une étude plus approfondie. Pour aller plus loin, il serait nécessaire dans un premier temps, de s'intéresser à la caractérisation des chocs ayant lieu lors de la mise en interaction des enrochements et de l'hydrodynamique. Des données *in situ* doivent ainsi être collectées pour valider et renforcer les modèles numériques. Dans un second temps, il serait intéressant de coupler ces simulations avec d'autres types de modèles, notamment un modèle de mécanique des fluides, afin de mieux représenter les interactions fluides-structures et de caractériser les contraintes exercées sur les blocs.

Enfin, les échantillons sur lesquels les contraintes sont appliquées pourraient également être plus réalistes. Une perspective de recherche importante est d'ajouter la possibilité de fracturer les bloc. Cela permettrait d'observer des potentielles zones de faiblesse sur la structure et d'y ajouter une altération temporelle.

Ce chapitre marque une première étape vers une meilleure compréhension des enrochements soumis à des conditions hydrodynamiques. Cependant, il reste essentiel de poursuivre ces recherches pour affiner les modèles existants afin d'être capable de mieux reproduire la réalité complexe de ces interactions entre l'hydrodynamique et les ouvrages côtiers.

CHAPITRE 7

Conclusions et perspectives

Contents

7.1 Rappel des objectifs de cette étude 128

7.2 Perspectives 129

7.1 Rappel des objectifs de cette étude

Ce travail a permis d'approfondir notre compréhension des interactions entre les processus hydro-sédimentaires et les structures de protection du littoral en haut de plage. Dans un contexte de changement climatique et d'érosion des plages sableuses, avec l'élévation du niveau marin, notamment lors des tempêtes, il est nécessaire de maîtriser les différents paramètres pouvant agir sur ces structures de protection afin de prévoir leur affaiblissement, de planifier leur entretien et éventuelles extensions. Pour appréhender cette question, trois domaines/compartiments ont été abordés dans ce travail de doctorat. En effet, l'interaction entre les lames d'eau arrivant sur la plage et les structures situées en haut de la plage, telles que les enrochements, est l'étape finale de différents processus amont qui ont été ici abordés séparément.

Dans un premier temps, une étude a été menée sur la transformation des ondes longues au cours de leur propagation. Ces ondes occupent la majeure partie de l'énergie présente dans la zone de *swash* sur ce type de plage dissipative. A l'aide de mesures *in situ* ainsi que de simulations numériques réalisées avec le modèle XBeach, la réflexion de ces ondes sur une plage sableuse enrochée a été analysée, ainsi que l'influence des différents paramètres jouant un rôle majeur dans leur évolution. Dans un deuxième temps, le compartiment de l'aquifère côtier a été étudié en présence d'un enrochement, à l'aide de données *in situ* recueillies en zone anthropisée. Dans une troisième partie, un modèle numérique basé sur la méthode des éléments discrets a été adapté et mis en place afin de fournir une première approche de l'impact de l'hydrodynamique sur les enrochements. Dans chacun de ces trois domaines, des progrès significatifs ont été réalisés au cours de ce travail de doctorat. Ainsi, ce travail contribue à répondre aux quatre questions de recherche introduites dans la section 2.4, comme illustré ci-dessous.

Q1 : *Comment les ondes longues se transforment-elles en condition de tempête, en fonction de la présence ou non d'ouvrage de protection du littoral ?*

Le modèle numérique mis en place dans le chapitre 4 a permis d'observer la génération significative d'ondes infragravitaires sur ce type de plage. La mise en place d'une onde stationnaire avec des noeuds et des antinoeuds a également été observée. En haut de plage, une corrélation en conditions de houle modérée a pu être établie entre le $R_{2\%}$ et les variations bathymétriques au niveau de la barre externe, dans la direction longitudinale à la côte. Cette corrélation semble liée à la réfraction des ondes IG. Dans des conditions plus énergétiques, l'impact de la réfraction est moins évident et la pente de haut de plage qui est modifiée par la présence de l'enrochement semble jouer un rôle. Aucun impact notable de l'enrochement sur la réflexion des ondes IG n'a été observé dans les conditions de houle très énergétiques simulées ici.

Q2 : *Quels sont les processus clés à prendre en compte pour modéliser la transformation des ondes longues et comment paramétrer au mieux le modèle XBeach?*

Le choix de la bathymétrie utilisée pour la modélisation numérique (chapitre 4) s'est révélé très important avec notamment un changement dans la configuration de la barre interne au droit de

l'enrochement. Cela montre également que la bathymétrie a un rôle clé dans la transformation des ondes IG et, que celle-ci doit être la plus précise possible pour simuler la propagation des vagues et leur impact sur le haut de plage et les structures présentes sur le littoral. Le modèle de déferlement des ondes courtes choisi s'est également révélé important afin de reproduire les hauteurs d'ondes IG observées. En effet, les groupes de vagues générant eux-mêmes des ondes IG, il est très important de représenter précisément la transformation des vagues en zone de déferlement pour simuler l'impact des ondes IG sur le littoral.

Q3 : *Quelles sont, à l'échelle tidale, les interactions entre le signal de marée, les vagues en zone de swash et l'aquifère côtier, et quelles implications ces phénomènes ont-ils sur la gestion des zones côtières ?*

À travers des observations *in situ* de l'aquifère côtier présentées dans le chapitre 5 une cellule de recirculation a été identifiée sous la plage, elle est provoquée par les marées et les ondes courtes et IG arrivant du large. L'enrochement présent sur la plage s'est révélé n'avoir aucun effet immédiat notable sur les échanges avec la nappe. L'importance de cette dynamique a soulevé des enjeux futurs notamment sur la salinisation de l'aquifère continental.

Q4 : *Comment modéliser l'impact de l'hydrodynamique, et en particulier des phénomènes de runup, sur les ouvrages de protection côtière de haut de plage, et comment prévoir les effets de l'augmentation de leurs sollicitations ?*

Un modèle à éléments discrets (LMGC90) a été utilisé pour la première fois afin de simuler un enrochement similaire à celui présent sur la plage de Lacanau dans le chapitre 6. La génération de plusieurs scénarios d'application de contraintes sur les blocs de l'enrochement a été effectuée en première approche. La mise en mouvement des blocs de l'enrochement s'est révélée possible lorsque les forces exercées sur les blocs étaient suffisamment importantes. Le déplacement et la vitesse des blocs croissent avec l'augmentation de la pression d'impact mais également par le d'impacts successifs.

7.2 Perspectives

Au cours de ce doctorat de nombreux domaines ont été étudiés mettant en avant plusieurs perspectives de recherche pouvant être envisagées à court, moyen et long termes.

En effet, à court terme il est possible d'envisager:

P1 : *Exploitation du modèle XBeach pour effectuer une étude paramétrique complète*

La validation du modèle XBeach avec un cas réel permet à présent de l'exploiter afin d'étudier de manière approfondie l'effet d'un certain nombre de paramètres sur le *runup*. Il serait particulièrement intéressant de générer des bathymétries idéalisées présentant un degré de tridimensionalité variable et d'étudier leur impact sur le *runup*. De même, une étude paramétrique sur une importante gamme de conditions de vagues incidentes permettrait d'étudier le rôle de la réfraction plus précisemment sur la transformation des ondes IG. Par ailleurs, la simulation de cas synthétiques

permettrait également d'explorer l'impact de conditions extrêmes, que ce soit en termes de niveau d'eau, ou d'énergie des vagues.

P2 : *Simuler différents assemblages de blocs et leurs fatigues*

Un travail relativement rapide à mettre en œuvre consisterait à simuler différents assemblages de blocs pour générer diverses géométries tout en respectant la géométrie globale de l'enrochement en termes de pente. Il serait également possible d'introduire la possibilité de fracturation des blocs de l'enrochement. Pour ce faire, la méthode de Saussine (2006), développée dans le modèle LMGC90, pourrait être mise en œuvre.

À moyen terme il serait intéressant de:

P3 : *Mise en place d'un modèle numérique à phase résolue*

Concernant la modélisation des transformations des ondes IG sur une plage enrochée l'utilisation d'un modèle à phase résolue tels que SWASH (e.g de Bakker *et al.* 2016, Gomes da Silva *et al.* 2018, Rijnsdorp *et al.* 2015, Rijnsdorp *et al.* 2022) ou BOSZ (e.g Filipot *et al.* 2013, Pinault *et al.* 2020, Azouri *et al.* 2024, Bondehagen *et al.* 2024) permettrait d'approfondir l'analyse des interactions entre les ondes courtes et longues. Il sera cependant nécessaire de valider également ces modèles sur un cas réel et les données acquises durant ce doctorat pourraient être utilisées à nouveau. Un des avantages de l'utilisation du modèle SWASH est qu'il permet d'intégrer une structure poreuse telle que l'enrochement présent en haut de plage à Lacanau. Un modèle à phase résolue permettrait également de préciser les contraintes caractéristiques des vagues sur l'enrochement, celles-ci pourraient alors être intégrées plus précisément dans le modèle d'éléments discrets LMGC90 utilisé dans le chapitre 6.

P4 : *Mise en place d'une nouvelle campagne d'instrumentation de la nappe phréatique sous une plage sableuse en zones naturelle et enrochée*

Il serait pertinent de profiter de l'expérience du déploiement de capteurs dans la nappe phréatique acquise durant ce doctorat pour aller plus loin sur ce type de campagnes de mesures. Les variations *longshore* de l'aquifère côtier pourraient être liées à la morphologie de la barre interne (Lanyon *et al.* 1982). Il est également intéressant de se demander si à plus grande échelle que celle abordée dans la présente étude, les zones anthropisées ont également un impact sur ces variations. Afin d'approfondir nos connaissances il serait donc pertinent d'instrumenter plusieurs profils, à la fois dans des zones naturelles et enrochées. Ceci pourrait être complété d'un suivi par drone de l'évolution *longshore* de la plage à grande échelle spatiale et pour différents coefficients de marée, afin de déceler d'éventuelles différences de niveaux et de comportements, entre les zones anthropisées et naturelles. Le suivi de l'aquifère continental permettrait également de mieux comprendre les interactions entre aquifères côtier et continental et de voir l'impact de ce dernier.

P5 : *Modélisation numérique de l'écoulement dans la nappe et sur la plage*

Il est très difficile de tirer des conclusions du travail réalisé dans le chapitre 5 car il repose essentiellement sur une seule campagne de mesures et ce type d'environnement est très difficile à

instrumenter. Cependant cette campagne de mesures pourrait également servir de validation à des modèles numériques d'écoulement dans la nappe et sur la plage (e.g Chassagne *et al.* 2012, Sous *et al.* 2013, Sous *et al.* 2016, Turner *et al.* 2016, Perera *et al.* 2019, Clément *et al.* 2023), une validation sur un site réel permettrait d'effectuer des simulations paramétriques du comportement de la nappe pour différents forçages et différents niveaux de marée.

Enfin, à long terme ceci pourrait être mis en place:

P6 : *Affiner les contraintes appliquées sur les blocs*

Il est nécessaire d'affiner les contraintes appliquées sur les blocs dans le modèle numérique mis en place. Un premier travail peut être effectué sur la surface des blocs soumis à l'impact de l'hydrodynamique, cela permettrait de générer des moments pouvant être dans les deux sens de rotation (horaire et antihoraire) autour d'un axe. L'introduction d'un angle d'incidence de l'impact pourrait également engendrer l'application d'un moment suivant un autre axe de rotation. Pour cela il serait intéressant d'intégrer des travaux de mesures d'impacts sur des structures construites et parsemées de capteurs de pression comme les travaux actuels du laboratoire commun transfrontalier KOSTARISK (Morichon *et al.* 2024). L'application de contraintes sur les blocs à l'intérieur de l'enrochement la carapace de l'enrochement permettrait de prendre en compte la porosité de l'enrochement et pourrait également être envisageable.

P7 : *Couplage du modèle numérique de mécanique des structures LMGC90 avec un modèle hydrodynamique*

Il serait intéressant de coupler le modèle numérique de structure mis en place avec d'autres types de modèles, notamment en intégrant un modèle de type *computational fluid dynamics* (CFD), afin de mieux représenter les interactions fluides-structures (e.g Poncet, 2021, Robinson *et al.* 2014) et, à terme, de prendre localement en compte les contraintes exercées par les vagues sur les blocs.

Bibliographie

Abadie, S., Beauvivre, M., Egurrola, E., Bouisset, C., Degremont, I., & Arnoux, F. (2018), A database of recent historical storm impact on the french basque coast. *Journal of Coastal Research*, *85*, 721–725. https://doi.org/10.2112/SI85-145.1

Alexander, L., Allen, S., Bindoff, N., Breon, F.-M., Church, J., Cubasch, U., Emori, S., Forster, P., Friedlingstein, P., Gillett, N., Gregory, J., Hartmann, D., Jansen, E., Kirtman, B., Knutti, R., Kanikicharla, K., Lemke, P., Marotzke, J., Masson-Delmotte, V., & Xie, S.-P. (2013), Climate change 2013: The physical science basis, in contribution of working group i (WGI) to the fifth assessment report (AR5) of the intergovernmental panel on climate change (IPCC). In *Climate change 2013: The physical science basis*.

Allsop, N., McKenna, J., Vicinanza, D., & Whittaker, T. (1997), New design methods for wave impact loadings on vertical breakwaters and seawalls.

Almar, R., Ranasinghe, R., Bergsma, E. W. J., Diaz, H., Melet, A., Papa, F., Vousdoukas, M., Athanasiou, P., Dada, O., Almeida, L. P., & Kestenare, E. (2021), A global analysis of extreme coastal water levels with implications for potential coastal overtopping. *Nature Communications*, *12*(1), 3775. https://doi.org/10.1038/s41467-021-24008-9

Almeida, L. P., Almar, R., marchesiello, P., Benshila, R., Martins, K., Blenkinsopp, C., Floc'h, F., & et al. (2016), Swash zone dynamics of a sandy beach with low tide terrace during variable wave and tide conditions.

Angnuureng, D. B., Almar, R., Senechal, N., Castelle, B., Appeaning Addo, K., Marieu, V., & Ranasinghe, R. (2017), Two and three-dimensional shoreline behaviour at a MESO-MACROTIDAL barred beach. *Journal of Coastal Conservation*, *21*(3), 381–392. https://doi.org/10.1007/s11852-017-0516-6

Anteagroup. (2021), *Equipement et suivi géotechnique des bâtiments de 1er rang* (A108032). AnteaGroup.

Anthony, E. J., Brunier, G., Besset, M., Goichot, M., Dussouillez, P., & Nguyen, V. L. (2015), Linking rapid erosion of the mekong river delta to human activities. *Scientific Reports*, *5*(1), 14745. https://doi.org/10.1038/srep14745

Asbury H. Sallenger, J. (2000), Storm impact scale for barrier islands [Publisher: Coastal Education & Research Foundation, Inc.]. *Journal of Coastal Research*, *16*(3), 890–895. Retrieved September 5, 2024, from http://www.jstor.org/stable/4300099

Azouri, A., Roeber, V., Guiles, M. D., Merrifield, M., Becker, J., & Luther, D. S. (2024), Computations of energetic nearshore waves: Are weakly dispersive phase-resolving models telling

the same story? *Coastal Engineering*, *194*, 104625. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2024.104625

Bagnold, R. A. (1939), INTERIM REPORT ON WAVE-PRESSURE RESEARCH. (INCLUDES PLATES AND PHOTOGRAPHS). [_eprint: https://doi.org/10.1680/ijoti.1939.14539]. *Journal of the Institution of Civil Engineers*, *12*(7), 202–226. https://doi.org/10.1680/ijoti.1939.14539

Battjes, J. A. (2004), Shoaling of subharmonic gravity waves. *Journal of Geophysical Research*, *109*, C02009. https://doi.org/10.1029/2003JC001863

Bertin, X., de Bakker, A., van Dongeren, A., Coco, G., André, G., Ardhuin, F., Bonneton, P., Bouchette, F., Castelle, B., Crawford, W. C., Davidson, M., Deen, M., Dodet, G., Guérin, T., Inch, K., Leckler, F., McCall, R., Muller, H., Olabarrieta, M., … Tissier, M. (2018), Infragravity waves: From driving mechanisms to impacts. *Earth-Science Reviews*, *177*, 774–799. https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2018.01.002

Bertin, X., Martins, K., De Bakker, A., Chataigner, T., Guérin, T., Coulombier, T., & De Viron, O. (2020), Energy transfers and reflection of infragravity waves at a dissipative beach under storm waves. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *125*(5), e2019JC015714. https://doi.org/10.1029/2019JC015714

Bertin, X., & Yeasmin, N. (2024), Dynamics of infragravity waves at a dissipative beach under paroxysmal conditions. *XVIIIèmes Journées, Anglet*, 25–32. https://doi.org/10.5150/jngcgc.2024.003

Blenkinsopp, C. E., Turner, I. L., Mole, M. A., Garden, L., & Peirson, W. L. (2011), Light detection and ranging (LiDAR) for measurement of coastal processes. *20th Australasian Coastal and Ocean Engineering Conference 2011 and the 13th Australasian Port and Harbour Conference 2011, COASTS and PORTS 2011*, 757–762.

Blenkinsopp, C., Matias, A., Howe, D., Castelle, B., Marieu, V., & Turner, I. (2016), Wave runup and overwash on a prototype-scale sand barrier. *Coastal Engineering*, *113*, 88–103. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2015.08.006

Bobo, A. M., Khoury, N., Li, H., & Boufadel, M. C. (2012), Groundwater flow in a tidally influenced gravel beach in prince william sound, alaska. *Journal of Hydrologic Engineering*, *17*(4), 478–494. https://doi.org/10.1061/(ASCE)HE.1943-5584.0000454

Bondehagen, A., Kalisch, H., & Roeber, V. (2024), Infragravity waves and cross-shore motion–a conceptual study. *Frontiers in Marine Science*, *11*, 1374144. https://doi.org/10.3389/fmars.2024.1374144

Bonneton, P., & Lannes, D. (2017), Recovering water wave elevation from pressure measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, *833*, 399–429. https://doi.org/10.1017/jfm.2017.666

Bonneton, P., Lannes, D., Martins, K., & Michallet, H. (2018), A nonlinear weakly dispersive method for recovering the elevation of irrotational surface waves from pressure measurements. *Coastal Engineering*, *138*, 1–8. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2018.04.005

Bonneton, P., Bruneau, N., Castelle, B., Marche, F., ,Université Bordeaux 1, CNRS, UMR 5805-EPOC, avenue des Facultés, Talence, F-33405, & ,Université Montpellier 2, Institut de

Mathématiques et de Modélisation de Montpellier, CC 051, Place Eugene Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5. (2010), Large-scale vorticity generation due to dissipating waves in the surf zone. *Discrete & Continuous Dynamical Systems - B*, *13*(4), 729–738. https://doi.org/10.3934/dcdsb.2010.13.729

Boufadel, M. C., Li, H., Suidan, M. T., & Venosa, A. D. (2007), Tracer studies in a laboratory beach subjected to waves. *Journal of Environmental Engineering*, *133*(7), 722–732. https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9372(2007)133:7(722)

Bredmose, H., Bullock, G. N., & Hogg, A. J. (2015), Violent breaking wave impacts. part 3. effects of scale and aeration. *Journal of Fluid Mechanics*, *765*, 82–113. https://doi.org/10.1017/jfm.2014.692

Brodie, K. L., Raubenheimer, B., Elgar, S., Slocum, R. K., & McNinch, J. E. (2015), Lidar and pressure measurements of inner-surfzone waves and setup. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *32*(10), 1945–1959. https://doi.org/10.1175/JTECH-D-14-00222.1

Bruneau, N., Bonneton, P., Castelle, B., & Pedreros, R. (2011), Modeling rip current circulations and vorticity in a high-energy mesotidal-macrotidal environment. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *116*, 2010JC006693. https://doi.org/10.1029/2010JC006693

Bruneau, N., Bertin, X., Castelle, B., & Bonneton, P. (2014), Tide-induced flow signature in rip currents on a meso-macrotidal beach. *Ocean Modelling*, *74*, 53–59. https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2013.12.002

Burnett, W., Aggarwal, P., Aureli, A., Bokuniewicz, H., Cable, J., Charette, M., Kontar, E., Krupa, S., Kulkarni, K., Loveless, A., Moore, W., Oberdorfer, J., Oliveira, J., Ozyurt, N., Povinec, P., Privitera, A., Rajar, R., Ramessur, R., Scholten, J., ... Turner, J. (2006), Quantifying submarine groundwater discharge in the coastal zone via multiple methods. *Science of The Total Environment*, *367*(2), 498–543. https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2006.05.009

Carlson, C. T. (1985), Field studies of run-up on dissipative beaches. *Coastal Engineering 1984*, 399–414. https://doi.org/10.1061/9780872624382.029

Castelle, B., Bujan, S., Ferreira, S., & Dodet, G. (2017), Foredune morphological changes and beach recovery from the extreme 2013/2014 winter at a high-energy sandy coast. *Marine Geology*, *385*, 41–55. https://doi.org/10.1016/j.margeo.2016.12.006

Castelle, B., Marieu, V., Bujan, S., Ferreira, S., Parisot, J.-P., Capo, S., Sénéchal, N., & Chouzenoux, T. (2014), Equilibrium shoreline modelling of a high-energy meso-macrotidal multiple-barred beach. *Marine Geology*, *347*, 85–94. https://doi.org/10.1016/j.margeo.2013.11.003

Castelle, B., Marieu, V., Bujan, S., Splinter, K. D., Robinet, A., Sénéchal, N., & Ferreira, S. (2015), Impact of the winter 2013–2014 series of severe western europe storms on a double-barred sandy coast: Beach and dune erosion and megacusp embayments. *Geomorphology*, *238*, 135–148. https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2015.03.006

Chaigneau, A. A., Reffray, G., Voldoire, A., & Melet, A. (2021), IBI-CCS: A regional high-resolution model to evaluate western europe sea level changes. https://doi.org/10.5194/gmd-2021-328

Charbonnier, C., Anschutz, P., Poirier, D., Bujan, S., & Lecroart, P. (2013), Aerobic respiration in a high-energy sandy beach. *Marine Chemistry*, *155*, 10–21. https://doi.org/10.1016/j.marchem.2013.05.003

Chassagne, R. L., Lecroart, P., Beaugendre, H., Capo, S., Parisot, J.-P., & Anschutz, P. (2012), Silicic acid flux to the ocean from tidal permeable sediments: A modeling study. *Computers & Geosciences*, *43*, 52–62. https://doi.org/10.1016/j.cageo.2012.02.014

Ciavola, P., Ferreira, O., Haerens, P., Van Koningsveld, M., Armaroli, C., & Lequeux, Q. (2011), Storm impacts along european coastlines. part 1: The joint effort of the MICORE and ConHaz projects. *Environmental Science & Policy*, *14*(7), 912–923. https://doi.org/10.1016/j.envsci.2011.05.011

Clément, J.-B., Sous, D., Bouchette, F., Golay, F., & Ersoy, M. (2023), A richards' equation-based model for wave-resolving simulation of variably-saturated beach groundwater flow dynamics. *Journal of Hydrology*, *619*, 129344. https://doi.org/10.1016/j.jhydrol.2023.129344

Cohn, N., & Ruggiero, P. (2016), The influence of seasonal to interannual nearshore profile variability on extreme water levels: Modeling wave runup on dissipative beaches. *Coastal Engineering*, *115*, 79–92. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2016.01.006

Commission, E., Environment, D.-G. f., Salman, A., Doody, P., Lombardo, S., Niesing, H., Lucius, I., Misdorp, R., Smallegange, M., & Ferreira, M. (2004), *Living with coastal erosion in europe – sediment and space for sustainability* (A. Salman, P. Doody, S. Lombardo, H. Niesing, I. Lucius, R. Misdorp, M. Smallegange, & M. Ferreira, Eds.). Publications Office.

Contestabile, P., Aristodemo, F., Vicinanza, D., & Ciavola, P. (2012), Laboratory study on a beach drainage system. *Coastal Engineering*, *66*, 50–64. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2012.03.012

Crawford, W., Ballu, V., Bertin, X., & Karpytchev, M. (2015), The sources of deep ocean infragravity waves observed in the north atlantic ocean: DEEP OCEAN INFRAGRAVITY WAVE SOURCES. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *120*(7), 5120–5133. https://doi.org/10.1002/2014JC010657

Cuomo, G., Allsop, W., Bruce, T., & Pearson, J. (2010), Breaking wave loads at vertical seawalls and breakwaters. *Coastal Engineering*, *57*(4), 424–439. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2009.11.005

Daly, C., Roelvink, D., Van Dongeren, A., Van Thiel De Vries, J., & McCall, R. (2012), Validation of an advective-deterministic approach to short wave breaking in a surf-beat model. *Coastal Engineering*, *60*, 69–83. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2011.08.001

de Bakker, A. T. M., Herbers, T. H. C., Smit, P. B., Tissier, M. F. S., & Ruessink, B. G. (2015), Nonlinear infragravity–wave interactions on a gently sloping laboratory beach. *Journal of Physical Oceanography*, *45*(2), 589–605. https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0186.1

de Bakker, A. T. M., Tissier, M. F. S., & Ruessink, B. G. (2016), Beach steepness effects on nonlinear infragravity-wave interactions: A numerical study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *121*(1), 554–570. https://doi.org/10.1002/2015JC011268

de Bakker, A., Tissier, M., Marieu, V., Senechal, N., Ruju, A., Lara, J., & Ruessink, G. (2013), *Coastal dynamics 2013 paper no.* [Journal Abbreviation: Proc. Seventh Int. Conf. on Coastal Dynamics, Bordeaux Publication Title: Proc. Seventh Int. Conf. on Coastal Dynamics, Bordeaux].

de Bakker, A., Tissier, M., & Ruessink, B. (2014), Shoreline dissipation of infragravity waves. *Continental Shelf Research*, *72*, 73–82. https://doi.org/10.1016/j.csr.2013.11.013

de Lacanau, C. (2014), *Dégâts tempêtes janvier-février-mars 2014 -CCTP- DCE*.

Dubois, F., & Mozul, R. (2013), LMGC90. *11e colloque national en calcul des structures*. https://hal.science/hal-01717115

Elgar, S., Herbers, T. H. C., Okihiro, M., Oltman-Shay, J., & Guza, R. T. (1992), Observations of infragravity waves. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *97*, 15573–15577. https://doi.org/10.1029/92JC01316

Fiedler, J. W., Brodie, K. L., McNinch, J. E., & Guza, R. T. (2015), Observations of runup and energy flux on a low-slope beach with high-energy, long-period ocean swell. *Geophysical Research Letters*, *42*(22), 9933–9941. https://doi.org/10.1002/2015GL066124

Fiedler, J. W., Young, A. P., Ludka, B. C., O'Reilly, W. C., Henderson, C., Merrifield, M. A., & Guza, R. T. (2020), Predicting site-specific storm wave run-up. *Natural Hazards*, *104*(1), 493–517. https://doi.org/10.1007/s11069-020-04178-3

Filipot, J.-F., Roeber, V., Boutet, M., Ody, C., Lathuiliere, C., Louazel, S., Schmitt, T., Ardhuin, F., Lusven, A., Outré, M., Suanez, S. S., & Hénaff, A. (2013), Nearshore wave processes in the iroise sea: Field measurements and modelling [Issue: http://www.coastaldynamics2013.fr/pdf_files/055 *Coastal Dynamics 2013 - 7th International Conference on Coastal Dynamics*, p. 605–614. https://hal.science/hal-00879930

Fischione, P., Pasquali, D., Celli, D., Di Nucci, C., & Di Risio, M. (2022), Beach drainage system: A comprehensive review of a controversial soft-engineering method. *Journal of Marine Science and Engineering*, *10*(2), 145. https://doi.org/10.3390/jmse10020145

Frandsen, J. B., Tremblay, O. G., & Xhardé, R. (2016), Modélisation de l'impact des vagues sur un mur vertical: Une expérience à grande échelle réalisée en canal hydraulique [Publisher: Institut national de la recherche scientifique, Le Centre Eau Terre Environnement]. https://doi.org/10.13140/RG.2.2.11253.47841

Gal, Y., Browne, M., & Lane, C. (2011), Automatic estimation of nearshore wave height from video timestacks. *2011 International Conference on Digital Image Computing: Techniques and Applications*, 364–369. https://doi.org/10.1109/DICTA.2011.68

Geng, X., Boufadel, M. C., & Jackson, N. L. (2016), Evidence of salt accumulation in beach intertidal zone due to evaporation. *Scientific Reports*, *6*(1), 31486. https://doi.org/10.1038/srep31486

Geng, X., Heiss, J. W., Michael, H. A., & Boufadel, M. C. (2017), Subsurface flow and moisture dynamics in response to swash motions: Effects of beach hydraulic conductivity and capillarity. *Water Resources Research*, *53*(12), 10317–10335. https://doi.org/10.1002/2017WR021248

Geng, X., Heiss, J. W., Michael, H. A., Boufadel, M. C., & Lee, K. (2020), Groundwater flow and moisture dynamics in the swash zone: Effects of heterogeneous hydraulic conductivity and capillarity. *Water Resources Research*, *56*(11), e2020WR028401. https://doi.org/10.1029/2020WR028401

Goda, Y. (2009), *Random seas and design of maritime structures* (3rd). World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.

Goda, Y. (1974), New wave pressure formulae for composite breakwaters. *Coastal Engineering 1974*, 1702–1720. https://doi.org/10.1061/9780872621138.103

Gomes da Silva, P., Medina, R., González, M., & Garnier, R. (2018), Infragravity swash parameterization on beaches: The role of the profile shape and the morphodynamic beach state. *Coastal Engineering*, *136*, 41–55. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2018.02.002

Grant, U. (1946), Effects of groundwater table on beach erosion. *Geological Society American, Bulletin 57*, 1952 (abstract).

Guedes, R. M. C., Bryan, K. R., Coco, G., & Holman, R. A. (2011), The effects of tides on swash statistics on an intermediate beach. *Journal of Geophysical Research*, *116*, C04008. https://doi.org/10.1029/2010JC006660

Guedes, R. M., Bryan, K. R., & Coco, G. (2012), Observations of alongshore variability of swash motions on an intermediate beach. *Continental Shelf Research*, *48*, 61–74. https://doi.org/10.1016/j.csr.2012.08.022

Guza, R. T., Thornton, E. B., & Holman, R. A. (1984), Swash on steep and shallow beaches. *Coastal Engineering 1984*, 708–723. https://doi.org/10.1061/9780872624382.049

Guza, R. T., & Thornton, E. B. (1982), Swash oscillations on a natural beach. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *87*, 483–491. https://doi.org/10.1029/JC087iC01p00483

Hanley, M., Hoggart, S., Simmonds, D., Bichot, A., Colangelo, M., Bozzeda, F., Heurtefeux, H., Ondiviela, B., Ostrowski, R., Recio, M., Trude, R., Zawadzka-Kahlau, E., & Thompson, R. (2014), Shifting sands? coastal protection by sand banks, beaches and dunes. *Coastal Engineering*, *87*, 136–146. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2013.10.020

Hansen, J. E., & Barnard, P. L. (2010), Sub-weekly to interannual variability of a high-energy shoreline. *Coastal Engineering*, *57*(11), 959–972. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2010.05.011

Hasselmann, K. (1962), On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum part 1. general theory. *Journal of Fluid Mechanics*, *12*(4), 481. https://doi.org/10.1017/S0022112062000373

Hedar, P. A. (1960), *Stability of rock_fill breakwaters* [Doctoral dissertation, Chalmers University of Technology].

Heiss, J. W., Puleo, J. A., Ullman, W. J., & Michael, H. A. (2015), Coupled surface-subsurface hydrologic measurements reveal infiltration, recharge, and discharge dynamics across the swash zone of a sandy beach. *Water Resources Research*, *51*(11), 8834–8853. https://doi.org/10.1002/2015WR017395

Héquette, A. (2001), Courants et transports sédimentaires dans la zone littorale : le rôle des courants orbitaux et de downwelling / Currents and sediment transport in the coastal zone: the role of

orbital and downwelling currents. *Géomorphologie relief processus environnement*, *7*(1), 5–16. https://doi.org/10.3406/morfo.2001.1082

Herbers, T. H. C., Elgar, S., & Guza, R. T. (1999), Directional spreading of waves in the nearshore. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *104*, 7683–7693. https://doi.org/10.1029/1998JC900092

Herbers, T. H. C., Elgar, S., & Guza, R. T. (1994), Infragravity-frequency (0.005–0.05 hz) motions on the shelf. part i: Forced waves. *Journal of Physical Oceanography*, *24*(5), 917–927. https://doi.org/10.1175/1520-0485(1994)024<0917:IFHMOT>2.0.CO;2

Hofland, B., Diamantidou, E., Van Steeg, P., & Meys, P. (2015), Wave runup and wave overtopping measurements using a laser scanner. *Coastal Engineering*, *106*, 20–29. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2015.09.003

Hofland, B., Kaminski, M., & Wolters, G. (2011), LARGE SCALE WAVE IMPACTS ON a VERTICAL WALL. *Coastal Engineering Proceedings*, (32), 15. https://doi.org/10.9753/icce.v32.structures.15

Holland, K. T., Raubenheimer, B., Guza, R. T., & Holman, R. A. (1995), Runup kinematics on a natural beach. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *100*, 4985–4993. https://doi.org/10.1029/94JC02664

Holman, R., & Guza, R. (1984), Measuring run-up on a natural beach. *Coastal Engineering*, *8*(2), 129–140. https://doi.org/10.1016/0378-3839(84)90008-5

Holthuijsen, L., Booij, N., & Herbers, T. (1989), A prediction model for stationary, short-crested waves in shallow water with ambient currents. *Coastal Engineering*, *13*(1), 23–54. https://doi.org/10.1016/0378-3839(89)90031-8

Horn, D. P. (2002), Beach groundwater dynamics. *Geomorphology*, *48*(1), 121–146. https://doi.org/10.1016/S0169-555X(02)00178-2

Horn, D. P. (2006), Measurements and modelling of beach groundwater flow in the swash-zone: A review. *Continental Shelf Research*, *26*(5), 622–652. https://doi.org/10.1016/j.csr.2006.02.001

Hughes, M., Aagaard, T., Baldock, T., & Power, H. (2013), Wave runup (swash) spectra on natural beaches: Morphodynamic controls. *Coasts and Ports 2013*, 412–417.

Hughes, M. G., Aagaard, T., Baldock, T. E., & Power, H. E. (2014), Spectral signatures for swash on reflective, intermediate and dissipative beaches. *Marine Geology*, *355*, 88–97. https://doi.org/10.1016/j.margeo.2014.05.015

Hughes, M. G., & Baldock, T. E. (2020), The swash zone. In *Sandy beach morphodynamics* (pp. 155–186). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102927-5.00008-4

Huntley, D. A., Guza, R. T., & Bowen, A. J. (1977), A universal form for shoreline run-up spectra? *Journal of Geophysical Research*, *82*(18), 2577–2581. https://doi.org/10.1029/JC082i018p02577

Idier, D., Castelle, B., Charles, E., & Mallet, C. (2013), Longshore sediment flux hindcast: Spatio-temporal variability along the SW atlantic coast of france. *Journal of Coastal Research*, *165*, 1785–1790. https://doi.org/10.2112/SI65-302.1

Inch, K., Davidson, M., Masselink, G., & Russell, P. (2016), Accurate estimation of wave reflection on a high energy, dissipative beach. *Journal of Coastal Research*, *75*, 877–881. https://doi.org/10.2112/SI75-176.1

Inch, K., Davidson, M., Masselink, G., & Russell, P. (2017a), Correcting wave reflection estimates in the coastal zone. *Coastal Engineering*, *119*, 65–71. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2016.09.004

Inch, K., Davidson, M., Masselink, G., & Russell, P. (2017b), Observations of nearshore infragravity wave dynamics under high energy swell and wind-wave conditions. *Continental Shelf Research*, *138*, 19–31. https://doi.org/10.1016/j.csr.2017.02.010

Inch, K., Davidson, M., Masselink, G., & Russell, P. (2015), PROPAGATION AND DISSIPATION OF INFRAGRAVITY WAVES ON a DISSIPATIVE BEACH WITH ENERGETIC WAVE FORCING. *The Proceedings of the Coastal Sediments 2015*. https://doi.org/10.1142/9789814689977_0071

InfoClimat. (2022), Station météorologique de lacanau-océan. https://www.infoclimat.fr/observations-meteo/temps-reel/lacanau-ocean/000DZ.html

Ingénierie, C. (2021), *Note technique du 11/02/2021 - VTA DES OUVRAGES DU FRONT DE MER DE LACANAU*.

International Society of Offshore and Polar Engineers (Ed.). (2016), *The proceedings of the twenty-sixth (2016) international ocean and polar engineering conference: Rhodes, greece, june 26-july 1, 2016: Volumes 1-4, 2016* [Meeting Name: Inernational Ocean and Polar Engineering Conferece]. International Society of Offshore; Polar Engineers (ISOPE).

Iribarren Cavanilles, R. (1965), *Fórmulas para el cálculo de los diques de escolleras naturales o artificiales* (Revista de Obras Publicas).

Jackson, D. W., & Short, A. D. (2020), Introduction to beach morphodynamics. In *Sandy beach morphodynamics* (pp. 1–14). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102927-5.00001-1

Kim, B. (2003), Tidal modulation of storm waves on a macrotidal flat in the yellow sea. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, *57*(3), 411–420. https://doi.org/10.1016/S0272-7714(02)00369-4

Kindeberg, T., Almström, B., Skoog, M., Olsson, P. A., & Hollander, J. (2022), Toward a multifunctional nature-based coastal defense: A review of the interaction between beach nourishment and ecological restoration. *Nordic Journal of Botany*, *2023*(1), e03751. https://doi.org/10.1111/njb.03751

Kortenhaus, A., Oumeraci, H., Allsop, W., Mcconnell, K. J., Van Gelder, P., Hewson, P. J., Walkden, M., Müller, G., Calabrese, M., & Vicinanza, D. (2001), *Wave impact loads - pressures and forces*.

Krumbein, W., & Monk, G. (1943), Permeability as a function of the size parameters of unconsolidated sand. *Transactions of the AIME*, *151*(1), 153–163. https://doi.org/10.2118/943153-G

Labarthe, C. (2023), *Relations entre granularité des sédiments, pente des plages et déferlement des vagues* [Doctoral dissertation]. https://theses.hal.science/tel-04218017

Lafon, V., Froidefond, J., Lahet, F., & Castaing, P. (2002), SPOT shallow water bathymetry of a moderately turbid tidal inlet based on field measurements. *Remote Sensing of Environment*, *81*(1), 136–148. https://doi.org/10.1016/S0034-4257(01)00340-6

Lanyon, J., Eliot, I., & Clarke, D. (1982), Observations of shelf waves and bay seiches from tidal and beach groundwater-level records. *Marine Geology*, *49*(1), 23–42. https://doi.org/10.1016/0025-3227(82)90027-5

Lewis, J. B. (1987), Measurements of groundwater seepage flux onto a coral reef: Spatial and temporal variations. *Limnology and Oceanography*, *32*(5), 1165–1169. https://doi.org/10.4319/lo.1987.32.5.1165

Li, L., & Barry, D. (2000), Wave-induced beach groundwater flow. *Advances in Water Resources*, *23*(4), 325–337. https://doi.org/10.1016/S0309-1708(99)00032-9

Longuet-Higgins, M. S., & Stewart, R. W. (1962), Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beats'. *Journal of Fluid Mechanics*, *13*(4), 481–504. https://doi.org/10.1017/S0022112062000877

Longuet-Higgins, M., & Stewart, R. (1964), Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, *11*(4), 529–562. https://doi.org/10.1016/0011-7471(64)90001-4

Lubin, P., Vincent, S., Abadie, S., & Caltagirone, J.-P. (2006), Three-dimensional large eddy simulation of air entrainment under plunging breaking waves. *Coastal Engineering*, *53*(8), 631–655. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2006.01.001

Martins, K., Blenkinsopp, C. E., Almar, R., & Zang, J. (2017a), The influence of swash-based reflection on surf zone hydrodynamics: A wave-by-wave approach. *Coastal Engineering*, *122*, 27–43. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2017.01.006

Martins, K., Blenkinsopp, C. E., Power, H. E., Bruder, B., Puleo, J. A., & Bergsma, E. W. (2017b), High-resolution monitoring of wave transformation in the surf zone using a LiDAR scanner array. *Coastal Engineering*, *128*, 37–43. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2017.07.007

Martins, K., Bonneton, P., Lannes, D., & Michallet, H. (2021), Relation between orbital velocities, pressure and surface elevation in non-linear nearshore water waves. *Journal of Physical Oceanography*. https://doi.org/10.1175/JPO-D-21-0061.1

Martins, K., Bonneton, P., Mouragues, A., & Castelle, B. (2020), Non-hydrostatic, non-linear processes in the surf zone. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *125*(2), e2019JC015521. https://doi.org/10.1029/2019JC015521

Masselink, G., Kroon, A., & Davidson-Arnott, R. (2006), Morphodynamics of intertidal bars in wave-dominated coastal settings — a review. *Geomorphology*, *73*(1), 33–49. https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2005.06.007

Matheen, N., Harley, M. D., Turner, I. L., Splinter, K. D., Simmons, J. A., & Thran, M. C. (2021), Bathymetric data requirements for operational coastal erosion forecasting using XBeach. *Journal of Marine Science and Engineering*, *9*(10), 1053. https://doi.org/10.3390/jmse9101053

Matsuba, Y., Shimozono, T., & Tajima, Y. (2021), Tidal modulation of infragravity wave dynamics on a reflective barred beach. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, *261*, 107562. https://doi.org/10.1016/j.ecss.2021.107562

Minikin, R. R. (1950), *Wind, waves and maritime structures*. Charles Griffin; Co., Ltd.

Mitsuyasu, H. (1966), Shock pressure of breaking waves (i). *Coastal Engineering in Japan*, *9*(1), 83–96. https://doi.org/10.1080/05785634.1966.11924674

Moore, W. S. (2010), The effect of submarine groundwater discharge on the ocean. *Annual Review of Marine Science*, *2*(1), 59–88. https://doi.org/10.1146/annurev-marine-120308-081019

Moreau, J. J. (1988), Unilateral contact and dry friction in finite freedom dynamics. In J. J. Moreau & P. D. Panagiotopoulos (Eds.), *Nonsmooth mechanics and applications* (pp. 1–82). Springer Vienna. https://doi.org/10.1007/978-3-7091-2624-0_1

Morichon, D., Roeber, V., Martin-Medina, M., Bellafont, F., & Abadie, S. (2021), Tsunami impact on a detached breakwater: Insights from two numerical models. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, *147*(2), 05021001. https://doi.org/10.1061/(ASCE)WW.1943-5460.0000622

Morichon, D., Mader, J., & Delpey, M. (2024), Une démarche de recherche collaborative au service du suivi et de la prévision opérationnelle de l'impact des tempêtes sur les littoraux. *XVIIIèmes Journées, Anglet*, 1033–1034. https://doi.org/10.5150/jngcgc.2024.106

Morris, R. L., Konlechner, T. M., Ghisalberti, M., & Swearer, S. E. (2018), From grey to green: Efficacy of eco-engineering solutions for nature-based coastal defence. *Global Change Biology*, *24*(5), 1827–1842. https://doi.org/10.1111/gcb.14063

Mouragues, A., Bonneton, P., Lannes, D., Castelle, B., & Marieu, V. (2019), Field data-based evaluation of methods for recovering surface wave elevation from pressure measurements. *Coastal Engineering*, *150*, 147–159. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2019.04.006

Munk, W. H. (1950), ORIGIN AND GENERATION OF WAVES. *Coastal Engineering Proceedings*, (1), 1. https://doi.org/10.9753/icce.v1.1

Nairn, R. B., Roelvink, J. A. (, & Southgate, H. N. (1990), Transition zone width and implications for modelling surfzone hydrodynamics. *Coastal Engineering*, 68–81. https://doi.org/10.1061/9780872627765.007

Nicolae Lerma, A., Billy, J., Bulteau, T., & Mallet, C. (2022), Multi-decadal seawall-induced topo-bathymetric perturbations along a highly energetic coast. *Journal of Marine Science and Engineering*, *10*(4), 503. https://doi.org/10.3390/jmse10040503

Nicolae Lerma, A., Pedreros, R., Robinet, A., & Sénéchal, N. (2017), Simulating wave setup and runup during storm conditions on a complex barred beach. *Coastal Engineering*, *123*, 29–41. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2017.01.011

Nielsen, P. (1990), Tidal dynamics of the water table in beaches. *Water Resources Research*, *26*(9), 2127–2134. https://doi.org/10.1029/WR026i009p02127

Perera, E., Zhu, F., Dodd, N., Briganti, R., Blenkinsopp, C., & Turner, I. L. (2019), Surface-groundwater flow numerical model for barrier beach with exfiltration incorporated bot-

tom boundary layer model. *Coastal Engineering*, *146*, 47–64. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2018.12.002

Pérez-Alarcón, A., Fernández-Alvarez, J. C., & Coll-Hidalgo, P. (2023), Global increase of the intensity of tropical cyclones under global warming based on their maximum potential intensity and CMIP6 models. *Environmental Processes*, *10*(2), 36. https://doi.org/10.1007/s40710-023-00649-4

Pezerat, M., Bertin, X., Martins, K., & Lavaud, L. (2022), Cross-shore distribution of the wave-induced circulation over a dissipative beach under storm wave conditions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *127*(3), e2021JC018108. https://doi.org/10.1029/2021JC018108

Pilkey, O. H., & Wright III, H. L. (1988), Seawalls versus beaches. *Journal of Coastal Research*, *SPECIAL ISSUE*(4), 41–64 (24 pages).

Pinault, J. (2022), *Study of swash motion in an embayed beach based on observations and phase-resolving wave modeling - case of the grande plage of biarritz* [Theses]. Universit'e de Pau et des Pays de l'Adour [Issue: 2022PAUU3015]. httpstheses.hal.sciencetel-04004256

Pinault, J., Morichon, D., & Roeber, V. (2020), Estimation of irregular wave runup on intermediate and reflective beaches using a phase-resolving numerical model. *Journal of Marine Science and Engineering*, *8*(12), 993. https://doi.org/10.3390/jmse8120993

Poate, T., Masselink, G., Austin, M. J., Inch, K., Dickson, M., & McCall, R. (2020), Infragravity wave generation on shore platforms: Bound long wave versus breakpoint forcing. *Geomorphology*, *350*, 106880. https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2019.106880

Pomeroy, A., Lowe, R., Symonds, G., Van Dongeren, A., & Moore, C. (2012), The dynamics of infragravity wave transformation over a fringing reef. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *117*, 2012JC008310. https://doi.org/10.1029/2012JC008310

Poncet, P. (2021), *Characterization of wave impact loading on structures at full scale : Field experiment, statistical analysis and 3d advanced numerical modeling* [Doctoral dissertation, Université de Pau et des Pays de l'Adour].

Pranzini, E., & Williams, A. T. (Eds.). (2013), *Coastal erosion and protection in europe* (1st ed). Routledge.

Rijnsdorp, D. P., Ruessink, G., & Zijlema, M. (2015), Infragravity-wave dynamics in a barred coastal region, a numerical study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *120*(6), 4068–4089. https://doi.org/10.1002/2014JC010450

Rijnsdorp, D. P., Smit, P. B., & Guza, R. (2022), A nonlinear, non-dispersive energy balance for surfzone waves: Infragravity wave dynamics on a sloping beach. *Journal of Fluid Mechanics*, *944*, A45. https://doi.org/10.1017/jfm.2022.512

Robertson, B., Gharabaghi, B., & Hall, K. (2015), Prediction of incipient breaking wave-heights using artificial neural networks and empirical relationships. *Coastal Engineering Journal*, *57*(4), 1550018–1–1550018–27. https://doi.org/10.1142/S0578563415500187

Robinet, A., Castelle, B., Idier, D., Le Cozannet, G., Déqué, M., & Charles, E. (2016), Statistical modeling of interannual shoreline change driven by north atlantic climate variabil-

ity spanning 2000–2014 in the bay of biscay. *Geo-Marine Letters*, *36*(6), 479–490. https://doi.org/10.1007/s00367-016-0460-8

Robinson, C., Gibbes, B., & Li, L. (2006), Driving mechanisms for groundwater flow and salt transport in a subterranean estuary. *Geophysical Research Letters*, *33*(3), 2005GL025247. https://doi.org/10.1029/2005GL025247

Robinson, C. E., Xin, P., Santos, I. R., Charette, M. A., Li, L., & Barry, D. (2018), Groundwater dynamics in subterranean estuaries of coastal unconfined aquifers: Controls on submarine groundwater discharge and chemical inputs to the ocean. *Advances in Water Resources*, *115*, 315–331. https://doi.org/10.1016/j.advwatres.2017.10.041

Robinson, M., Ramaioli, M., & Luding, S. (2014), Fluid–particle flow simulations using two-way-coupled mesoscale SPH–DEM and validation. *International Journal of Multiphase Flow*, *59*, 121–134. https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.11.003

Roelvink, D., McCall, R., Mehvar, S., Nederhoff, K., & Dastgheib, A. (2018), Improving predictions of swash dynamics in XBeach: The role of groupiness and incident-band runup. *Coastal Engineering*, *134*, 103–123. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2017.07.004

Roelvink, D., Reniers, A., Van Dongeren, A., Van Thiel De Vries, J., McCall, R., & Lescinski, J. (2009), Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands. *Coastal Engineering*, *56*(11), 1133–1152. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2009.08.006

Roelvink, J. (1993), Dissipation in random wave groups incident on a beach. *Coastal Engineering*, *19*(1), 127–150. https://doi.org/10.1016/0378-3839(93)90021-Y

Ruessink, B. G., Kleinhans, M. G., & van den Beukel, P. G. L. (1998), Observations of swash under highly dissipative conditions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *103*, 3111–3118. https://doi.org/10.1029/97JC02791

Ruessink, B., Michallet, H., Bonneton, P., Mouaze, D., Lara, J. L., Silva, P. A., & Wellens, P. (2013), Globex: Wave dynamics on a gently sloping laboraty beach.

Ruggiero, P. (2004), Wave run-up on a high-energy dissipative beach. *Journal of Geophysical Research*, *109*, C06025. https://doi.org/10.1029/2003JC002160

Ruju, A., Lara, J. L., & Losada, I. J. (2012), Radiation stress and low-frequency energy balance within the surf zone: A numerical approach. *Coastal Engineering*, *68*, 44–55. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2012.05.003

Sainflou, G. (1928), Essai sur les digues maritimes verticales. *Annales des Ponts et Chaussées*, *98*(11), 5–48.

Salmon, S. A., Bryan, K. R., & Coco, G. (2007), The use of video systems to measure run-up on beaches. *Journal of Coastal Research*, *50*. https://doi.org/10.2112/JCR-SI50-041.1

Saussine, G. (2006), *Contribution à la modélisation de granulats tridimensionnels : Application au ballast.* [Doctoral dissertation, Université de Montpellier II].

Secretary-General, U. (2016), Report of the open-ended intergovernmental expert working group on indicators and terminology relating to disaster risk reduction : Note / [Place: [New York] :. 2016-12-01 Publisher: UN,]. *United Nations General Assembly*, 41 p. http://digitallibrary.un.org/record/852089

Senechal, N., Abadie, S., Gallagher, E., MacMahan, J., Masselink, G., Michallet, H., Reniers, A., Ruessink, G., Russell, P., Sous, D., Turner, I., Ardhuin, F., Bonneton, P., Bujan, S., Capo, S., Certain, R., Pedreros, R., & Garlan, T. (2011a), The ECORS-truc vert'08 nearshore field experiment: Presentation of a three-dimensional morphologic system in a macro-tidal environment during consecutive extreme storm conditions. *Ocean Dynamics*, *61*(12), 2073–2098. https://doi.org/10.1007/s10236-011-0472-x

Senechal, N., Coco, G., Bryan, K. R., & Holman, R. A. (2011b), Wave runup during extreme storm conditions. *Journal of Geophysical Research*, *116*, C07032. https://doi.org/10.1029/2010JC006819

Senechal, N., Coco, G., Castelle, B., & Marieu, V. (2015), Storm impact on the seasonal shoreline dynamics of a meso- to macrotidal open sandy beach (biscarrosse, france). *Geomorphology*, *228*, 448–461. https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2014.09.025

Senechal, N., Coco, G., Plant, N., Bryan, K. R., Brown, J., & MacMahan, J. H. M. (2018), Field observations of alongshore runup variability under dissipative conditions in the presence of a shoreline sandwave. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *123*(9), 6800–6817. https://doi.org/10.1029/2018JC014109

Senechal, N., & Ruiz De Alegría-Arzaburu, A. (2020), Seasonal imprint on beach morphodynamics. In *Sandy beach morphodynamics* (pp. 461–486). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102927-5.00020-5

Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM). (2022), *Références altimétriques maritimes (RAM)*. Service Hydrographique et Océanographique de la Marine.

Sheremet, A. (2002), Observations of nearshore infragravity waves: Seaward and shoreward propagating components. *Journal of Geophysical Research*, *107*, 3095. https://doi.org/10.1029/2001JC000970

Small, C., & Nicholls, R. (2003), A global analysis of human settlement in coastal zones. *Journal of Coastal Research*, *19*. https://doi.org/10.2307/4299200

Sous, D., Lambert, A., Rey, V., & Michallet, H. (2013), Swash–groundwater dynamics in a sandy beach laboratory experiment. *Coastal Engineering*, *80*, 122–136. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2013.05.006

Sous, D., Petitjean, L., Bouchette, F., Rey, V., Meulé, S., Sabatier, F., & Martins, K. (2016), Field evidence of swash groundwater circulation in the microtidal rousty beach, france. *Advances in Water Resources*, *97*, 144–155. https://doi.org/10.1016/j.advwatres.2016.09.009

Splinter, K. D., & Palmsten, M. L. (2012), Modeling dune response to an east coast low. *Marine Geology*, *329-331*, 46–57. https://doi.org/10.1016/j.margeo.2012.09.005

Splinter, K. D., Turner, I. L., Reinhardt, M., & Ruessink, G. (2016), Rapid adjustment of shoreline behavior to changing seasonality of storms: Observations and modelling at an open-coast beach. *Earth Surface Processes and Landforms*, *42*(8), 1186–1194. https://doi.org/10.1002/esp.4088

Stive, M. J. F., & De Vriend, H. J. (1994), Shear stresses and mean flow in shoaling and breaking waves. *Coastal Engineering*, 594–608. https://doi.org/10.1061/9780784400890.045

Stive, M. J., Aarninkhof, S. G., Hamm, L., Hanson, H., Larson, M., Wijnberg, K. M., Nicholls, R. J., & Capobianco, M. (2002), Variability of shore and shoreline evolution. *Coastal Engineering*, *47*(2), 211–235. https://doi.org/10.1016/S0378-3839(02)00126-6

Stockdon, H., Thompson, D., Plant, N., & Long, J. (2014), Evaluation of wave runup predictions from numerical and parametric models. *Coastal Engineering*, *92*, 1–11. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2014.06.004

Stockdon, H. F., Holman, R. A., Howd, P. A., & Sallenger, A. H. (2006), Empirical parameterization of setup, swash, and runup. *Coastal Engineering*, *53*(7), 573–588. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2005.12.005

Stumpf, R. P., Holderied, K., & Sinclair, M. (2003), Determination of water depth with high-resolution satellite imagery over variable bottom types. *Limnology and Oceanography*, *48*(1), 547–556. https://doi.org/10.4319/lo.2003.48.1_part_2.0547

Svendsen, I. (1984), Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering*, *8*(4), 303–329. https://doi.org/10.1016/0378-3839(84)90028-0

Symonds, G., Huntley, D. A., & Bowen, A. J. (1982), Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time-varying breakpoint. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *87*, 492–498. https://doi.org/10.1029/JC087iC01p00492

Terrile, E., Reniers, A. J., Stive, M. J., Tromp, M., & Verhagen, H. J. (2006), Incipient motion of coarse particles under regular shoaling waves. *Coastal Engineering*, *53*(1), 81–92. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2005.08.004

Thomson, J., Elgar, S., Raubenheimer, B., Herbers, T. H. C., & Guza, R. T. (2006), Tidal modulation of infragravity waves via nonlinear energy losses in the surfzone. *Geophysical Research Letters*, *33*(5), L05601. https://doi.org/10.1029/2005GL025514

Turner, I., & Nielsen, P. (1997), Rapid water table fluctuations within the beach face: Implications for swash zone sediment mobility? *Coastal Engineering*, *32*(1), 45–59. https://doi.org/10.1016/S0378-3839(97)00015-X

Turner, I. L., & Masselink, G. (1998), Swash infiltration-exfiltration and sediment transport. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *103*, 30813–30824. https://doi.org/10.1029/98JC02606

Turner, I. L., Rau, G. C., Austin, M. J., & Andersen, M. S. (2016), Groundwater fluxes and flow paths within coastal barriers: Observations from a large-scale laboratory experiment (BARDEX II). *Coastal Engineering*, *113*, 104–116. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2015.08.004

van Dongeren, A., Battjes, J., Janssen, T., van Noorloos, J., Steenhauer, K., Steenbergen, G., & Reniers, A. (2007), Shoaling and shoreline dissipation of low-frequency waves. *Journal of Geophysical Research*, *112*, C02011. https://doi.org/10.1029/2006JC003701

van Dongeren, A., & Svendsen, I. A. (1997), Absorbing-generating boundary condition for shallow water models. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, *123*(6), 303–313. https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-950X(1997)123:6(303)

Van den Bos, J. (2006), Design of granular near-bed structures in waves and currents.

Van Dongeren, A., Lowe, R., Pomeroy, A., Trang, D. M., Roelvink, D., Symonds, G., & Ranasinghe, R. (2013), Numerical modeling of low-frequency wave dynamics over a fringing coral reef. *Coastal Engineering*, *73*, 178–190. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2012.11.004

Van Dongeren, A., & Svendsen, I. (1997), *Quasi 3-d modeling of nearshore hydrodynamics* (CACR-97-04). Ocean Engineering Laboratiry - University of Delaware.

Vitousek, S., Barnard, P. L., Fletcher, C. H., Frazer, N., Erikson, L., & Storlazzi, C. D. (2017), Doubling of coastal flooding frequency within decades due to sea-level rise. *Scientific Reports*, *7*(1), 1399. https://doi.org/10.1038/s41598-017-01362-7

Weggel, J. (1988), Seawalls: The need for research, dimensional considerations and a suggested classification. *Journal of Coastal Research*, *SPECIAL ISSUE*(4), 29–39 (11 pages).

West, N. (2019), Beach use and behaviors [Series Title: Encyclopedia of Earth Sciences Series]. In C. W. Finkl & C. Makowski (Eds.), *Encyclopedia of coastal science* (pp. 307–311). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-93806-6_43

Woussen, E., Sous, D., & Sénéchal, N. (2024), Observations of tide- and wave-driven groundwater dynamics in meso-tidal sandy beach. *Water*, *16*(13), 1924. https://doi.org/10.3390/w16131924

Wright, L., & Short, A. (1984), Morphodynamic variability of surf zones and beaches: A synthesis. *Marine Geology*, *56*(1), 93–118. https://doi.org/10.1016/0025-3227(84)90008-2

Wu, Y.-T. (2022), Breaking solitary wave impact on a vertical seawall. *Water*, *14*(4), 583. https://doi.org/10.3390/w14040583

Yates, M., Guza, R., O'Reilly, W., & Seymour, R. (2009), Seasonal persistence of a small southern california beach fill. *Coastal Engineering*, *56*(5), 559–564. https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2008.11.004

Zijlema, M. (2020), Computation of free surface waves in coastal waters with SWASH on unstructured grids. *Computers & Fluids*, *213*, 104751. https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2020.104751

Publication et présentations

Publication

Woussen, E., Sous, D., & Sénéchal, N. (2024), *Observations of tide- and wave-driven groundwater dynamics in meso-tidal sandy beach.* **Water**, 16(13), 1924. https://doi.org/10.3390/w16131924

Présentations en conférence

Woussen, E., Senechal, N., & Boucherie, A. (2022). Étude comparative des méthodes de calcul du coefficient de réflexion : Application à des données de laboratoire. *Journée Nationale Génie Côtier - Génie Civil 2022*. **Présentation Orale**

Woussen, E., Sous, D., & Sénéchal., N. (2023). Groundwater dynamics in front of riprap seawall. *Coastal Sediments 2023*. **Présentation Orale**

Woussen, E., Martins, K., Marieu, V., Burvingt., O, & Sénéchal., N. (2024). Étude des transformations des ondes longues en présence d'ouvrage de haut de plage en conditions de tempête. *Journée Nationale Génie Côtier - Génie Civil 2024*. **Présentation Orale**

Titre : Interactions entre le comportement mécanique des structures de protection du littoral et les processus hydro-sédimentaires contrôlant la dynamique du trait de côte: approche expérimentale couplée numérique

Résumé : Dans un contexte d'augmentation des risques de submersion et d'érosion des littoraux, les gestionnaires disposent de plusieurs méthodes pour mieux prévenir les risques associés. L'une d'elles consiste à travailler avec les défenses dites « dures » existantes en les étendant ou en les renforçant. L'objectif général de ce travail est de mieux comprendre les interactions entre l'hydrodynamique et ce type d'ouvrages de défense déployés en haut de plage et, plus particulièrement, les enrochements. Pour cela, différents processus hydrodynamiques en jeu sur le haut de plage, tels que les ondes longues ou infragravitaires et l'aquifère côtier, sont étudiés en parallèle avec le comportement des enrochements. Dans un premier temps, différentes méthodes de décomposition du signal de la surface libre, en composantes dirigées vers le large et vers la côte, ont été explorées afin d'analyser ensuite les transformations des ondes infragravitaires en condition de tempête sur une plage sableuse protégée par un enrochement. Dans un second temps, des données expérimentales ont été utilisées pour calibrer des simulations numériques réalisées avec le modèle XBeach en 2D (mode SurfBeat). L'analyse de ces simulations a mis en évidence l'importance de la bathymétrie et du modèle de déferlement choisi pour configurer le modèle numérique. Une génération significative d'ondes infragravitaires ainsi que la formation d'ondes stationnaires ont été observées. En condition de houle modérée, les données montrent une corrélation entre le $R_{2\%}$ (proxy couramment utilisé pour prédire le *runup*) et les variations bathymétriques parallèles à la côte au niveau de la barre externe. Aucun impact notable de l'enrochement sur la réflexion des ondes infragravitaires n'a été observé dans ces conditions. Des données expérimentales collectées sur la plage de Lacanau ont également été analysées pour étudier la dynamique de l'aquifère côtier sous une plage sableuse avec enrochement, soumise aux marées et aux vagues. Une cellule de recirculation a été identifiée, sans toutefois détecter d'effet immédiat notable de l'enrochement. Enfin, un modèle numérique, basé sur la méthode des éléments discrets a été développé avec le logiciel LMGC90. Cette première approche fournit une base et des éléments de recherche sur la réponse géomécanique des ouvrages tels que les enrochements, sous l'effet des phénomènes de *runup* et de vagues.

Mots clés : Processus côtiers, ouvrage, ondes infragravitaires, modélisation numérique, aquifère côtier, réflexion

---

Title : Interactions between the mechanical behavior of coastal protection structures and the hydro-sedimentary processes controlling shoreline dynamics: experimental and numerical coupled approach

Abstract : One of the ways to mitigate the increasing risks of coastal flooding and erosion, is optimising the effectiveness of existing coastal structures by extending or reinforcing their defensive properties. The main objective of this work is to improve the understanding of interactions between nearshore hydrodynamics and coastal defense structures, particularly riprap protection walls. To achieve this, the different elements present at the upper beach, such as long or infragravity waves arriving from offshore, the coastal aquifer and their interaction with riprap are studied. Various methods for separating the free surface signal into seaward and shoreward components were explored, in order to analyze the transformations of infragravity waves under storm conditions on a sandy beach protected by riprap. Experimental data were used to calibrate the XBeach numerical model in 2D (SurfBeat mode). Analysis of the simulation results highlighted the importance of bathymetry and the selected wave breaking model in setting up the numerical simulations. Significant generation of infragravity waves and the formation of standing waves were observed. A correlation was established under moderate wave conditions between the $R_{2\%}$ (a commonly used runup proxy) and bathymetric variations parallel to the coast (cyclic pattern at the outer bar). No notable impact of the riprap on infragravity wave reflection was observed under the investigated conditions. Experimental data collected on the beach of Lacanau were also analyzed to study the dynamics of the coastal aquifer beneath a sandy beach exposed to tides and waves, protected by rubble mound structure. A recirculation cell was identified, but no immediate significant effect of the riprap was detected. Finally, a numerical model based on the discrete element method was developed using the LMGC90 software. This initial approach provides a foundation and insights into the geomechanical response of structures such as riprap under the influence of wave runup and forces.

Keywords : Coastal processes, riprap, infragravity waves, numerical modelling, beach groundwater, reflection

---

UMR CNRS 5805 EPOC

EPOC, UMR 5805, Allée Geoffroy Saint-Hilaire - CS 50023 - 33615 PESSAC CEDEX - FRANCE