



HAL
open science

Transformation des vagues sur fonds complexes.

Solène Dealbera

► **To cite this version:**

Solène Dealbera. Transformation des vagues sur fonds complexes.. Génie civil. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2023. Français. NNT : 2023PAUU3046 . tel-04634882

HAL Id: tel-04634882

<https://theses.hal.science/tel-04634882v1>

Submitted on 4 Jul 2024

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.



École doctorale n° 211 : Sciences Exactes et leurs Applications

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

Université de Pau et des Pays de l'Adour

Spécialité doctorale "Génie Civil"

présentée et soutenue publiquement par

Solène DEALBERA

le 13/10/2023

Transformation des vagues sur fonds complexes

Directeur de thèse : **Damien SOUS**

Co-directeur de thèse : **Denis MORICHON**

Jury

France FLOC'H	Maître de conférences - Rapporteur	UBO
Vincent REY	Professeur - Rapporteur	UTLN
Xavier BERTIN	Directeur de recherche - Président	La Rochelle Université
Anne-Claire BENNIS	Professeur - Examinatrice	Université de Caen
Héloïse MICHAUD	Ingénieur de recherche - Examinatrice	Shom
Damien SOUS	Maître de conférences - Directeur de thèse	UTLN
Volker ROEBER	Professeur - Examineur	UPPA

Invités

Fabien LECKLER	Ingénieur de recherche	France Énergie Marine
Denis MORICHON	Maître de conférences - Co-directeur de thèse	UPPA

Veni, vidi, vici - Jules César

Abstract

Bottom friction dissipation is a key factor for wave attenuation in nearshore environments presenting complex geomorphological structures, such as rocky or coral coasts. This Ph.D. thesis is based on the study of two classical models of frictional dissipation: the bottom friction approach valid for small roughness and the volume drag approach valid for vegetated or porous environments. Two databases have been generated for bottom friction analysis and model studies. The first database in a controlled environment was generated through a series of laboratory experiments carried out in a wave flume with a wide range of wave conditions and rough bottom layouts. The second database was generated from hydrodynamic wave measurements, supplemented by micro-topographic roughness measurements, during an in-situ campaign carried out on the rocky platform at the foot of the Corniche Basque cliffs at Socoa. Using frequency-integrated short-wave analysis and classical bottom friction and breaking dissipation models, the wave friction factor and hydrodynamic parameters were estimated from laboratory data. The study of the bottom friction approach shows that the friction factor varies from 0.17 to 98, while the hydraulic roughness varies from 0 to 0.291 m. Observations reveal the combined influence of several topographical metrics, including standard deviation, skewness, directionality, and the effective slope of the seabed elevation. A metric-based multi-varied model for the hydraulic roughness parameter is proposed and confronted with other field data recovered on coral and rocky shores. This multi-varied model is then compared with frictional dissipation data from the Socoa in-situ campaign, yielding encouraging results with immediate model adjustment based on micro-topographic measurements. A study of the volume drag approach using two methods of calculating flow bulk porosity, one based on an idealized geometry, and one based on natural topography, shows that the drag coefficient varies from 0 to 3.64 and 4.70 depending on the calculation method. However, observations fail to identify the influence of topographical metrics, and none of the multi-varied models implemented is satisfactory. A comparison of the two models shows that the volume drag approach outperforms the bottom friction approach for all hydrodynamic conditions. An avenue for improvement suggests that the bottom friction approach gives better results using a reference velocity calculated at the top of the roughness elements.

Keywords: waves, roughness, friction, surf zone, model

Résumé

La dissipation du frottement du fond est un facteur clé de l'atténuation des vagues dans les environnements littoraux présentant des structures géomorphologiques complexes, tels que les côtes rocheuses ou coralliennes. Cette thèse de doctorat se base sur l'étude des deux modèles classiques de la dissipation par frottement : l'approche frottement sur le fond valable pour les petites rugosités et l'approche traînée de volume valable en milieu végétalisé ou poreux. Deux bases de données ont été générées pour l'analyse du frottement sur le fond et l'étude des modèles. Une première base de données dans un environnement contrôlé a été générée grâce à une série d'expériences de laboratoire réalisées dans un canal à houle avec une large gamme de conditions de vagues et de configurations de fond rugueux. Une deuxième base de données a été générée à partir de mesures hydrodynamiques des vagues, complétée par des mesures micro-topographiques de la rugosité, lors d'une campagne in situ réalisée sur la plate-forme rocheuse au pied des falaises de la Corniche Basque à Socoa. En utilisant l'analyse des vagues courtes intégrées en fréquence et les modèles classiques de frottement du fond et de dissipation par déferlement, le facteur de frottement des vagues et les paramètres hydrodynamiques ont été estimés à partir des données laboratoires. L'étude de l'approche frottement sur le fond montre que le facteur de frottement varie de 0.17 à 98 tandis que la rugosité hydraulique varie de 0 à 0.291 m. Les observations révèlent l'influence combinée de plusieurs métriques topographiques, notamment l'écart-type, l'asymétrie, la directionnalité et la pente effective de l'élévation du fond marin. Un modèle multivarié basé sur des métriques pour le paramètre de rugosité hydraulique est proposé et confronté à d'autres données de terrain récupérées sur des rivages coralliens et rocheux. Ce modèle multivarié est ensuite confronté aux données de la dissipation par frottement issues de la campagne in situ de Socoa et donne des résultats encourageants avec un ajustement immédiat du modèle à partir des mesures micro-topographiques. L'étude de l'approche traînée de volume selon deux méthodes de calcul de la porosité de l'écoulement, une basée sur une géométrie idéalisée et une basée sur une topographie naturelle, montre que le coefficient de traînée varie de 0 à 3.64 et 4.70 selon les méthodes de calcul. En revanche, les observations ne permettent pas d'identifier l'influence des métriques topographiques et aucun modèle multivarié mis en place n'est satisfaisant. La comparaison des deux modèles montre que l'approche traînée de volume est plus performante que l'approche frottement sur le fond pour l'ensemble des conditions hydrodynamiques. Une piste d'amélioration suggère que l'approche frottement sur le fond donne de meilleurs résultats à partir d'une vitesse de référence calculée au sommet des éléments de rugosité.

Mots Clés : vagues, rugosité, frottement, zone de déferlement, modèle

Table des matières

Table des figures	i
Liste des tableaux	ix
Liste des symboles	xi
1 Introduction	1
2 Hydrodynamique des vagues	5
2.1 Introduction et généralités	5
2.2 Génération des vagues	6
2.3 Rappels sur la théorie linéaire des vagues (Airy)	8
2.3.1 Hypothèses	8
2.3.2 Équations de base	11
2.3.3 Solution pour une onde progressive	11
2.4 Propagation en eau profonde	14
2.5 Transformation des vagues à la côte	15
2.5.1 Équations de conservation	15
2.5.2 Levée	15
2.5.3 Réfraction	17
2.5.4 Diffraction	18
2.5.5 Réfraction et diffraction	19
2.5.6 Influence des marées et des courants	19
2.5.7 Réflexion	20
2.5.8 Surcote et courants induits par les vagues	21
2.5.9 Dissipation	25
2.6 Introduction aux modèles non-linéaires ou non-dispersifs	29
2.7 Description de l'état de mer	31
2.7.1 Analyse vague-à-vague	31
2.7.2 Analyse spectrale	33
2.8 Introduction à la modélisation	38
2.8.1 Stratégies de modélisation	38

2.8.2	Équation d'équilibre d'énergie/action	39
2.8.3	Modélisation à phase résolue	40
3	Rugosité et frottement sur fond complexe	41
3.1	Structure de l'écoulement	42
3.2	Approche frottement sur le fond	45
3.2.1	Modélisation intégrée en fréquence	45
3.2.2	Modélisation spectrale	48
3.2.3	Modélisation phase résolue	50
3.2.4	Relation entre la rugosité hydraulique et la topographie	51
3.3	Approche traînée de volume	56
3.3.1	Modélisation intégrée en fréquence	56
3.3.2	Modélisation spectrale	57
3.3.3	Modélisation à phase résolue	58
3.3.4	Relation entre le coefficient de traînée et les caractéristiques de la végétation	60
3.4	Conclusion	60
4	Étude expérimentale en laboratoire LEGOLAS	62
4.1	Dispositif expérimental	62
4.1.1	Canal à houle et instrumentation	63
4.1.2	Cas de vagues	65
4.1.3	Configurations du fond rugueux	67
4.1.4	Statistiques de l'élévation du fond	70
4.2	Traitement des données et méthodologie	71
4.2.1	Cadre d'étude	71
4.2.2	Estimateurs de performances	73
4.2.3	Analyses spectrales et statistiques	74
4.2.4	Estimation de la réflexion des vagues	78
4.2.5	Modèle de déferlement	83
4.2.6	Modèle de frottement sur le fond	85
4.2.7	Modèle de traînée de volume	86
4.2.8	Résumé général	87
4.3	Résultats et discussions	88
4.3.1	Observations générales	88
4.3.2	Modèle de frottement sur le fond	89
4.3.3	Modèle de traînée de volume	98
4.3.4	Comparaison des modèles de dissipation par frottement	107
4.3.5	Effet de la rugosité sur le courant moyen	110
4.4	Conclusion	112

5	Étude du facteur de frottement des vagues sur la plate-forme rocheuse de Socoa	114
5.1	Zone d'étude	114
5.1.1	Contexte	114
5.1.2	Caractéristiques	115
5.2	Campagne de mesures	116
5.2.1	Instrumentation	117
5.2.2	Bathymétrie, microtopographie et positionnement	120
5.2.3	Conditions météo-marines	120
5.2.4	Vidéo	122
5.3	Estimation du facteur de frottement	123
5.3.1	Obtention de la bathymétrie du site	123
5.3.2	Traitement des données des ADCPs	125
5.3.3	Traitement des données de pression	125
5.3.4	Reconstruction de la surface libre	128
5.3.5	Calcul des paramètres intégrés	131
5.3.6	Hypothèses de propagation	132
5.3.7	Identification des zones non-déferlantes	132
5.3.8	Calcul des caractéristiques incidentes	133
5.3.9	Calcul de la dissipation par frottement	133
5.3.10	Modélisation de la rugosité hydraulique de la plate-forme rocheuse	134
5.4	Résultats	134
5.4.1	Transformation des vagues	135
5.4.2	Réflexion des vagues	137
5.4.3	Facteur de frottement	138
5.4.4	Modélisation de la rugosité hydraulique	139
5.5	Conclusion	140
6	Synthèse et perspectives	142
6.1	Synthèse générale	142
6.2	Perspectives	144
6.2.1	A propos de la campagne laboratoire LEGOLAS	144
6.2.2	A propos de la campagne terrain EZPONDA	145
6.2.3	Perspectives générales	145
	Bibliographie	147

Table des figures

1.1	Photographies aériennes et satellites des quatre sites terrain : 1. île de Maupiti (Polynésie Française), 2. plate-forme rocheuse de Socoa (Pyrénées-Atlantiques), 3. île de Bannec (Finistère), 4. île de Ré (Charente-Maritime). Photographie 5. canal à houle des expériences laboratoire LEGOLAS.	3
2.1	Classification temporelle des ondes de surface dans l’océan, d’après Munk (1950)	6
2.2	Génération des vagues par le vent en eau profonde.	7
2.3	Profil morphologique transversal caractéristique d’une plage barrée.	9
2.4	Représentation des paramètres classiques des vagues.	10
2.5	Mouvement orbital des particules en fonction de la profondeur.	12
2.6	Levée des vagues sur un terrain à profondeur variable.	16
2.7	Réfraction des vagues sur un terrain à profondeur variable.	17
2.8	Diffraction des vagues derrière un obstacle.	18
2.9	Modification de la direction de propagation de l’énergie des vagues en présence d’un courant.	20
2.10	Réflexion totale et partielle des ondes incidentes à la côte. Le trait cyan représente l’enveloppe d’une onde stationnaire générée par une réflexion totale. Le trait noir représente l’enveloppe d’une onde stationnaire générée par une réflexion partielle. Les cercles bleu représentent le mouvement orbital des particules pour une réflexion partielle.	21
2.11	Modélisation théorique du profil de la surface libre moyenne transversale à la côte (d’après Holthuijsen (2007)).	23
2.12	Génération d’onde infra-gravitaire liée.	24
2.13	Génération de l’« undertow » dans la zone de déferlement.	25
2.14	Présence d’un mouton appuyant sur la surface de la vague.	26
2.15	Profils transversaux des quatre types de déferlement, Galvin Jr. (1968)	28
2.16	Récapitulatif des domaines de validité des équations d’après Le Méhauté (1976)	31
2.17	Présentation de la méthode du passage à zéro.	32
2.18	Distribution de Rayleigh.	33
2.19	Correspondance entre espace physique et spectral.	34

3.1	Régions d'écoulement pour des fonds imperméables et poreux d'après Nikora et al. (2001)	44
3.2	Régions d'écoulement pour une canopée, d'après Ghisalberti and Nepf (2002) . . .	45
3.3	Graphe du facteur de frottement f_w en fonction du rapport A_o/σ_N pour les différentes paramétrisations des travaux de Soulsby (1997) (en gris), avec la rugosité k_r prise égale à σ_N , et de Madsen et al. (1989) (en noir), avec la rugosité k_r prise égale à $4\sigma_N$. Les points représentent les données issues de campagnes de mesures <i>in situ</i>	47
3.4	Schémas illustratifs des différentes configurations de surface rugueuse dans des cas idéalisés.	52
3.5	Schéma illustratif des domaines de validité théorique des deux approches de dissipation par frottement en fonction de la submersion relative et du rapport h_R/A_o	61
4.1	Schématisation de la disposition des sondes dans le canal.	63
4.2	Photographies de la mise en place des sondes à vagues (A), des Vectrino (B) en présence de houle (C) pour la configuration du fond QC2.	65
4.3	Positionnement des cas de vagues en fonction de leurs caractéristiques (amplitude et période) dans les modèles de vagues, d'après Le Méhauté (1976) . Le code couleur est donné dans le tableau 4.2.	66
4.4	Principaux motifs du fond : quinconce à gauche et brique à droite. La définition des paramètres est définie sachant que les vagues viennent du côté gauche.	67
4.5	Exemples illustratifs des configurations du fond avec les vagues venant du côté gauche.	69
4.6	(haut) Évolution du profil de hauteur H_s sur l'axe x pour la composante SW en vert et la composante IG en bleu, (bas) Sur l'axe de gauche, évolution du profil de flux de gradient d'énergie (cercles verts) et du transfert non-linéaire SW (carrés verts) et sur l'axe de droite, évolution du rapport absolu des deux quantités (cercles gris). Les données présentées sont issues du cas de vagues W2 de la configuration RF.	73
4.7	(haut) Évolution du spectre de densité d'énergie sur l'axe x , (bas) avec les profils aux sondes $c3$ (rouge), $c7$ (vert), $c12$ (cyan) et $c19$ (bleu) pour la configuration lisse de référence RF et le cas W1. La ligne noire en pointillés indique la séparation à $f_p/2$ entre les bandes IG et SW.	74
4.8	(haut) Évolution du spectre de densité d'énergie sur l'axe x , (bas) avec les profils aux sondes $c3$ (rouge), $c7$ (vert), $c12$ (cyan) et $c19$ (bleu) pour la configuration quinconce QC6 et le cas W1. La ligne noire en pointillés indique la séparation à $f_p/2$ entre les bandes IG et SW.	75
4.9	Définition des domaines fréquentiels du spectre de vagues.	75

4.10 (haut) Évolution de la distribution de répartition des hauteurs H de vagues sur l'axe x , (bas) avec les profils aux sondes $c3$ (rouge), $c7$ (vert), $c12$ (cyan) et $c19$ (bleu) pour la configuration lisse de référence RF et le cas W1. Les lignes en pointillés représentent les distributions de Rayleigh en chaque sonde considérée.	76
4.11 (haut) Évolution de la distribution de répartition des hauteurs H de vagues sur l'axe x , (bas) avec les profils aux sondes $c3$ (rouge), $c7$ (vert), $c12$ (cyan) et $c19$ (bleu) pour la configuration quinconce QC6 et le cas W1. Les lignes en pointillés représentent les distributions de Rayleigh en chaque sonde considérées.	77
4.12 Profils « cross-shore » des hauteurs significatives calculées à partir du spectre (SW : vert, HF : cyan, IG : bleu), à partir de la variance de la série temporelle filtrée (rouge) et à partir de l'analyse vague-à-vague pour la configuration lisse RF et le cas W1.	78
4.13 Graphe de K_{refl} en fonction du nombre d'Iribarren défini Eq. 2.33, coloré par cas de vagues, pour la méthode à trois sondes (rond) et la méthode UW (triangle).	83
4.14 Profil « cross-shore » à la plage du H_s spectral SW du signal total en vert foncé avec les losanges indiquant les sondes sur la droite, les carrés celles sur la gauche, superposé aux profils de H_s estimés avec l'extension de la méthode à 3 sondes en marron, avec les triangles vers le haut indiquant le signal incident et vers le bas le signal réfléchi, pour le cas W1 de la configuration RF.	83
4.15 Profils « cross-shore » de H_{rms} (gauche) et $\bar{\varepsilon}_t$ (droite). Les mesures de laboratoire sont représentées par des symboles en croix, tandis que le modèle TG83 standard et le modèle TG83 ajusté à la distribution sont présentés en traits pleins et en pointillés, respectivement. Les couleurs verte et bleue correspondent aux cas W2 et W4.	84
4.16 Résumé de la méthodologie : les paramètres des vagues sont indiqués en bleu, les statistiques sur la géométrie du fond rugueux en vert, les valeurs mesurées en rouge, les valeurs optimisées en orange et les valeurs modélisées en violet.	88
4.17 Profil « cross-shore » de hauteur H_{rms} pour trois configurations du fond rugueux : RF (noir), QC4 (rouge), TR1 (vert) et QC6 (bleu). QC4 et TR1 ont le même $\sigma_N = 0.011$ m et QC4 et QC6 ont le même $\Delta_N = 0$. Les profils sont montrés pour le cas de vagues W3.	89
4.18 Valeurs moyennes par intervalle de f_w mesurées, tracées en fonction de $A_o/k_r^{\sigma_N}$, où $k_r^{\sigma_N}$ est la rugosité hydraulique modélisée à l'aide d'une relation mono-échelle comme $k_r^{\sigma_N} = 6\sigma_N$, colorées par la configuration des fonds rugueux. La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023).	90
4.19 Nuage de points de $k_{r,o}$ en fonction de σ_N colorés par cas de vagues.	91

4.20 Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (en cyan) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70] (en bleu). La ligne rouge centrale est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels. 92

4.21 Graphes de la rugosité multivariée $k_{r,m}$ modélisée. 95

4.22 Valeurs moyennes par intervalle de f_w mesurées, tracées en fonction de $A_o/k_{r,m}$, colorées par la configuration des fonds rugueux. La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023). 96

4.23 Valeurs moyennes de f_w mesurées en fonction de $A_o/k_{r,m}$ colorées par la configuration des fonds rugueux. Les symboles noirs vides représentent les données de terrain issues d’études antérieures (Lowe et al., 2005a; Lentz et al., 2016; Poate et al., 2018; Gon et al., 2020) tracées en fonction de $A_o/k_{r,m}$ en utilisant des valeurs typiques pour $Sk_N = 0.5, \Delta = 0$ et $ES_{N,x} = 0.15$. La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023). 98

4.24 Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (en cyan) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70] (en bleu). La ligne rouge centrale est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels. 99

4.25 Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (en cyan) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70] (en bleu). La ligne rouge centrale est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels. 100

4.26 Nuage de points de $C_{d,o}$ en fonction de $ES_{N,x}$ colorés par cas de vagues pour les deux approches géométrique et topographique. 101

4.27 Graphes du coefficient de traînée multivarié $C_{d,m}$ modélisé pour l’approche géométrique. 103

4.28 Graphes du coefficient de traînée multivarié $C_{d,m}$ modélisé pour l’approche topographique. 105

4.29 Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70] (vert foncé pour l’approche géométrique du modèle canopique et bleu pour l’approche géométrique du modèle canopique avec $C_{d,ML04}$). La ligne en pointillés centrale est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels. 106

4.30 Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI pour les valeurs optimisées en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (marron pour le modèle sur petites rugosités, vert foncé pour l’approche géométrique canopique et vert clair pour l’approche topographique canopique) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70]. La ligne centrale en pointillés est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels. 108

4.31 Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI pour les valeurs modélisées en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (marron pour le modèle sur petites rugosités, vert foncé pour l’approche géométrique canopique et vert clair pour l’approche topographique canopique) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70]. La ligne centrale en pointillés est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels. 108

4.32 Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI pour les valeurs optimisées en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (marron pour le modèle sur petites rugosités classique et rouge pour le modèle sur petites rugosités appliqué au sommet de l’écoulement) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70]. La ligne centrale en pointillés est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels. 109

4.33 Graphes en barres de vitesses moyennes temporelles des courants pour les Vectrino du haut (vert) et du bas (gris) pour les configurations du fond suivantes : RF, BS, QC4, QC6 et BK2. 111

4.34 Vitesses moyennes du courant « cross-shore » en fonction du rapport H_s^2/T_p pour le Vectrino du bas, colorés par configuration des fonds rugueux. 112

5.1	Effondrement d'un pan de falaise à Urrugne (Pyrénées-Atlantiques) après le passage de la vague Belharra le 29/10/2020.	115
5.2	Présentation du site de Socoa : A. photo satellite du site, B. zoom sur les crêtes orientées le long du littoral, C. pied de falaise, D. plate-forme intertidale.	116
5.3	(haut) Zone d'étude avec positionnement des stations, bathymétrie et microtopographie du fond marin. Le houlographe du Shom est représenté par une étoile verte, le transect instrumenté complet par le trait bleu, le transect instrumenté de la partie terrestre par le trait rouge, les capteurs de pression OSSI par des cercles noirs, les ADCP Signature par des triangles bleus, les capteurs de pression RBR par des cercles rouges et la station ADV par une fourche turquoise (à côté de la station EZP11_RBR), la station vidéo par un carré jaune. Les couleurs indiquent l'élévation par rapport au Zéro Hydrographique (ZH). (bas) Profil bathymétrique de la zone d'étude avec le positionnement des stations et l'identification des trois zones : plate-forme en marron, tombant en vert et plateau en turquoise.	117
5.4	Présentation des capteurs installés : A. ADCP Signature EZP1 sur son support, B. Capteur de pression RBR fixé sur une cornière et lesté, C. Capteur de pression OSSI fixé sur une cornière et lesté, D. Station ADV fixée et lestée.	118
5.5	Hauteur d'eau mesurée par le marégraphe, Hauteur significative, période pic et direction principale des vagues mesurées par le houlographe, Vitesse et direction du vent mesurés à la station météorologique.	121
5.6	Photographie des caméras et prise de vue de chaque caméra, avec le transect considéré en rouge.	122
5.7	Exemple de timestack généré par la caméra 1 pendant 14 minutes le 27/10/2021 à 9h45.	123
5.8	Schéma des élévations du capteur (en noir), de la bathymétrie (en orange), de la rugosité (en vert) et de la surface libre (en bleu) par rapport au ZH.	124
5.9	(gauche) Graphes des spectres moyens issus de l'altimètre (AST en vert) et reconstruits à partir de la méthode hydrostatique (en bleu), de la méthode linéaire (en orange) et de la méthode linéaire avec limitation par $K_{p,min}$ (en violet). (droite) Comparaison des valeurs de K_p fréquentiel sans limitation (en orange) et avec limitation (en violet). Les données sont affichées pour le capteur EZP1.	130
5.10	Spectre moyen de densité d'énergie pour chaque capteur de pression sur la période de mesures commune à tous les capteurs.	131
5.11	Série temporelle du coefficient γ pour chaque capteur de pression.	132
5.12	Spectre directionnel moyen sur la période de mesure en EZP1	134
5.13	Profils de hauteur $H_{s,SW}$ pour différentes conditions de vagues et niveaux de marée. En rouge, pour des conditions énergétiques à marée haute. En vert, pour des conditions calmes à marée haute. En cyan, pour des conditions énergétiques à marée basse. En bleu, pour des conditions calmes à marée basse. Le profil d'élévation par rapport au ZH du fond est représenté en noir.	135

5.14	Evolution des spectres de densité d'énergie au niveau des stations EZP1, EZP4, EZP7, EZP9 et EZP13 pour différentes conditions de vagues et de niveaux de marée : A. conditions énergétiques à marée haute, B. conditions calmes à marée haute, C. conditions énergétiques à marée basse, D. conditions calmes à marée basse.	136
5.15	Coefficient de réflexion en fonction de D coloré par hauteur de vagues incidentes au niveau de EZP1.	137
5.16	Coefficient de réflexion en fonction de D coloré par hauteur de vagues incidentes au niveau de la plate-forme.	138
5.17	Nuage de points du facteur mesuré f_w en fonction de $A_o/k_r^{\sigma_N}$, où $k_r^{\sigma_N}$ est la rugosité hydraulique modélisée à l'aide d'une relation mono-échelle comme $k_r^{\sigma_N} = 18\sigma_N$, colorés en fonction de la profondeur D . Les carrés gris représentent les valeurs moyennées par intervalle de f_w . La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023). 139	139
5.18	Nuage de points du facteur mesuré f_w en fonction de $A_o/k_{r,m}$ colorés en fonction de la profondeur D . Les carrés gris représentent les valeurs moyennées par intervalle de f_w . La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023).	140

Liste des tableaux

2.1	Tableau distinctif des profondeurs.	8
2.2	Tableau distinctif des profondeurs.	14
2.3	Tableau distinctif des profondeurs.	28
2.4	Importance relative des différents processus affectant l'évolution des vagues en eau profonde et peu profonde : ● ● ● : dominant, ● ● : significatif mais non dominant, ● : mineur, ○ : négligeable. D'après Holthuijsen (2007)	37
4.1	Positionnement des sondes.	64
4.2	Paramètres de la houle irrégulière.	66
4.3	Paramètres des configurations du fond.	68
4.4	Statistiques des configurations.	71
4.5	Valeurs des rugosités hydrauliques optimisées $k_{r,o}$ et modélisées $k_{r,m}$ en mètres.	94
4.6	Valeurs des coefficients de traînée optimisés $C_{d,o}$ et modélisés $C_{d,m}$ pour l'approche géométrique.	102
4.7	Valeurs des coefficients de traînée optimisés $C_{d,o}$ et modélisés $C_{d,m}$ pour l'approche topographique.	104
5.1	Positionnement dans le repère WGS84 des stations et paramètres d'acquisition des capteurs. La station EZP3 n'a mesuré que sur les trois derniers jours de la campagne.	119
5.2	Élévation des capteurs et de la bathymétrie dans le repère du zéro hydrographique.	125
5.3	Éléments de corrections des données de pression avec la méthode du setup en prenant EZP13_RBR comme référence (à l'exception de EZP3_OSSI où EZP4_OSSI est pris comme référence après avoir été calé).	128

Liste des symboles

A	Amplitude de la vague [m]
A_o	Amplitude orbitale des vagues au fond [m]
C_d	Coefficient de traînée
b_v	Largeur caractéristique des éléments de rugosité [m]
C_g	Vitesse de groupe de la vague [$m.s^{-1}$]
C_φ	Vitesse de phase de la vague [$m.s^{-1}$]
D	Profondeur d'eau [m]
E	Énergie totale par unité de surface sur une période
E_c	Énergie cinétique par unité de surface sur une période
E_p	Énergie potentielle par unité de surface sur une période
$ES_{\aleph, x}$	Pente effective cross-shore de l'élévation du fond
f	Fréquence de la vague [Hz]
f_w	Facteur de frottement
g	Constante gravitationnelle [$m.s^{-2}$]
h_R	Hauteur de rugosité caractéristique [m]
h_v	Hauteur moyenne des éléments de rugosité [m]
H	Hauteur de la vague [m]
H_s	Hauteur significative des vagues [m]
H_{rms}	Hauteur moyenne quadratique des vagues [m]
k	Nombre d'onde de la vague [m^{-1}]
k_r	Rugosité hydraulique [m]
L	Longueur d'onde de la vague [m]
n_{\aleph}	Porosité volumique de la rugosité
N_v	Densité surfacique d'éléments de rugosité [m^{-2}]
p	Champ de pression
Sk_{\aleph}	Asymétrie de l'élévation du fond
T	Période temporelle de la vague [s]
T_{m01}	Période moyenne des vagues [s]
T_p	Période pic des vagues [s]
u_o	Vitesse orbitale des vagues [$m.s^{-1}$]

$U_{v,10}$	Vitesse moyenne du vent à 10m au-dessus de la surface [$m.s^{-1}$]
u_w	Vecteur vitesse de la particule de fluide sous la vague [$m.s^{-1}$]
$u_{w,b}$	Vitesse des vagues au fond [$m.s^{-1}$]
u_*	Vitesse de frottement
x	Axe cross-shore de propagation des vagues
X	Longueur de fetch [m]
y	Axe long-shore
z	Axe vertical
α_v	Rapport entre h_v et D
δ_R	Épaisseur de la couche de rugosité [m]
Δ_N	Directionnalité de l'élévation du fond
$\bar{\varepsilon}_b$	Dissipation par déferlement
$\bar{\varepsilon}_f$	Dissipation par frottement sur le fond
η	Élévation de la surface libre [m]
ρ	Densité de l'eau [$kg.m^{-3}$]
τ_b	Contrainte de cisaillement au fond
ϕ	Fonction de potentiel de vitesse
σ_N	Écart-type de l'élévation du fond [m]
ω	Pulsation relative (ou intrinsèque) de la vague
ω_a	Pulsation absolue de la vague
\aleph	Élévation du fond [m]

Chapitre 1

Introduction

Les zones littorales autour de la planète suscitent un intérêt croissant de la part des sociétés humaines, ce qui se traduit par une anthropisation en constante expansion et une forte vulnérabilité aux événements extrêmes et aux effets du changement climatique. La compréhension de l'hydrodynamique littorale reste un défi majeur pour le développement de systèmes de modélisation précis capables de prévenir les risques côtiers, tels que les inondations côtières lors d'événements extrêmes et l'érosion du littoral (Fringer et al., 2019). L'hydrodynamique induite par les vagues, qui jouent un rôle clé dans la circulation, le transport des sédiments et l'exposition du littoral, est au cœur des études sur les zones littorales.

La zone littorale est caractérisée par une bathymétrie peu profonde qui affecte fortement la propagation des vagues, induisant une série de processus hydrodynamiques, notamment la levée, la réflexion, la réfraction, le déferlement induit par la profondeur (Dean and Dalrymple, 1991), les transferts non-linéaires entre les bandes de fréquence (Hasselmann et al., 1973) et la dissipation par frottement sur le fond (Madsen, 1995). Les contributions de ces processus à la transformation des vagues littorales ont été principalement étudiées pour les plages sableuses dont le fond est en pente douce et relativement lisse. Cependant, celles-ci représentent moins de 30% du littoral mondial (Bird, 2000). Les autres zones littorales sont caractérisées par des structures morphologiques plus complexes, notamment des fonds marins rugueux sur des côtes rocheuses ou coralliennes, des pentes abruptes et/ou une bathymétrie irrégulière ou des canopées d'herbes marines. La modélisation de la transformation des vagues dans de tels environnements reste un défi, en raison d'une physique plus complexe et souvent d'un manque de documentation détaillée *in situ* en raison de la difficulté d'accès.

En présence de grands éléments de rugosité, tels que les rochers et les pinacles coralliens, on peut s'attendre à ce que le frottement du fond joue un rôle important dans la transformation des vagues, potentiellement dominant sur le déferlement induit par la profondeur dans l'atténuation des vagues pour les terrains très accidentés. Au cours des dernières années, des expériences de terrain sur des récifs coralliens (Lowe et al., 2005a, 2007; Quiroga and Cheung, 2013; Monismith et al., 2015; Van Dongeren et al., 2013; Rogers et al., 2016; Sous et al., 2023) et des plates-formes rocheuses (Farrell et al., 2009; Ogawa et al., 2015; Poate et al., 2018; Gon et al., 2020; Lavaud

et al., 2020) ont fourni une analyse détaillée de la dissipation des vagues par frottement sur des fonds marins rugueux.

Dans ce contexte, la thèse s’inscrit dans un projet d’études financé par la Direction Générale de l’Armement (DGA), PEA PROTEVS (Programme d’étude amont PRévision Océanique, Turbidité, Ecoulements, Vagues et Sédimentologie) qui vise à améliorer la connaissance en temps réel de l’environnement marin et de son évolution. Les objectifs de ce projet sont multiples :

- améliorer la connaissance des processus océaniques et côtiers impactant les opérations militaires (action continue de « recherche amont ») ;
- étudier la faisabilité de systèmes permettant la reconstitution en temps réel (analyse) de l’environnement hydrodynamique (états de mer, courants, température, salinité) ainsi que de son évolution possible (prévision) ;
- étudier des possibilités d’y intégrer des paramètres biogéochimiques et sédimentaires (matière en suspension, mobilité des sols, transparence, visibilité).

Dans l’optique d’améliorer la qualité des prévisions d’états de mer en temps réel aux échelles côtières et littorales, un contrat de recherche a été initié entre le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (Shom) et l’Université de Pau et des Pays de l’Adour (UPPA) afin d’approfondir les connaissances sur la transformation des vagues sur fond complexe et plus précisément de leur dissipation par frottement sur le fond. A terme, l’objectif de ce contrat est d’améliorer les paramétrisations des processus physiques implémentés dans le modèle spectral de vagues WaveWatch III et d’en comparer les prévisions aux bases de données hydrodynamiques *in situ*. Pour cela, des travaux sont actuellement en cours sur des bases de données existantes issues de campagnes de mesures *in situ* sur différents sites : îles de Sein, Bannec, Ré par le Shom, île de Maupiti par le réseau collaboratif Gladys (Figure 1.1 1, 3, 4). Ces travaux visent à comprendre finement les processus physiques actifs sur les fonds complexes, que ce soit en milieu rocheux ou en milieu corallien. La compréhension de la dissipation par frottement passe également par la génération de cartes topographiques à fine échelle par lidar qui complètent les levés bathymétriques traditionnels. La génération de données topo-bathymétriques acquises permet la production de modèles numériques de terrain (MNT) à très haute résolution qui peuvent être exploités pour la modélisation des processus littoraux. Dans le cadre des campagnes de mesures menées par le Shom et par Gladys, des levés de microtopographie complémentaires sont effectués afin d’avoir une description à fine échelle des éléments de rugosité formant le fond complexe.

Cependant, malgré tous les moyens et efforts déployés, les bases de données restent relativement éparses et ponctuelles compte tenu de la diversité des littoraux et des conditions hydrodynamiques et ne suffisent pas à obtenir une vue d’ensemble des processus dissipatifs en milieu littoral. A ceci se combine la difficulté d’obtenir une relation simple entre les paramètres hydrodynamiques contrôlant la dissipation par frottement et les paramètres de la structure géométrique de la rugosité du fond. Quelques études ont documenté simultanément les processus hydrodynamiques et la structure topographique. La tendance récurrente est que le paramètre

hydrodynamique de la dissipation par frottement devrait principalement dépendre de l'écart-type de l'élévation du fond marin à fine échelle, à la fois pour les écoulements unidirectionnels (Aberle et al., 2010; Flack and Schultz, 2014) ou oscillatoires (Lowe et al., 2005a; Sous et al., 2023) induits par les vagues, mais il n'existe pas à ce jour de formulation générale et applicable à l'ensemble des fonds rugueux.

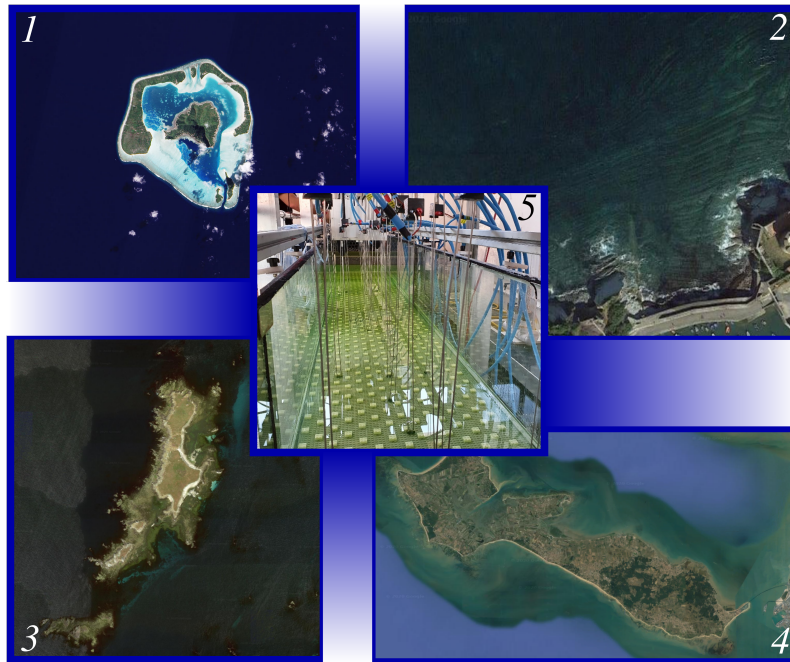


FIGURE 1.1 – Photographies aériennes et satellites des quatre sites terrain : 1. île de Maupiti (Polynésie Française), 2. plate-forme rocheuse de Socoa (Pyrénées-Atlantiques), 3. île de Bannec (Finistère), 4. île de Ré (Charente-Maritime). Photographie 5. canal à houle des expériences laboratoire LEGOLAS.

La thèse vise donc à combler partiellement ce manque de données en générant une base de données hydrodynamique dans un environnement contrôlé via la série d'expériences en laboratoire LEGOLAS (Figure 1.1 5) et à synthétiser les approches existantes en croisant les différentes formulations. Ainsi, une clarification et une évaluation des effets des différents paramètres de la structure géométrique sur les paramètres hydrodynamiques sont ainsi réalisées en comparant deux grandes approches utilisées pour modéliser la dissipation par frottement sur le fond. Elles sont complétées par la mise en place d'une campagne de mesures *in situ* réalisée à l'automne 2021 sur la plate-forme rocheuse de Socoa (Figure 1.1 2) dans le cadre du projet EZPONDA, qui permet la génération d'une nouvelle base de données et de confronter les résultats de la campagne LEGOLAS obtenus sur terrain idéalisé à un site naturel. Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet PROTEVS2 financé par le Ministère des Armées/ la DGA, et pilotée par le Shom et l'Université de Pau.

Le manuscrit est organisé comme suit :

- le Chapitre 2 traite des généralités sur l'hydrodynamique des vagues, et plus particulièrement de leurs transformations en milieu côtier et littoral ;

- le Chapitre 3 permet de synthétiser l'ensemble des approches développées pour modéliser la dissipation par frottement, avec un focus sur les approches intégrées en fréquence et l'approche valable pour les rugosités dans la couche limite ;
- le Chapitre 4 présente la série d'expériences en laboratoire LEGOLAS, le traitement et l'analyse des données ainsi que l'établissement de relations entre les paramètres hydrodynamiques et la structure géométrique du fond en environnement contrôlé ;
- le Chapitre 5 détaille la campagne de mesures *in situ* EZPONDA menée à Socoa et présente les résultats préliminaires de la transformation des vagues, et en particulier de la dissipation par frottement générée sur la plate-forme rocheuse ;
- et enfin, le Chapitre 6 résume les principaux résultats des différents travaux et discute des perspectives pour la suite du projet et des implications.

Chapitre 2

Hydrodynamique des vagues

2.1 Introduction et généralités

On définit les vagues comme une déformation de la surface libre de l'eau sous l'effet d'une force. À l'échelle des océans, cette surface est perturbée par de nombreux phénomènes physiques tels l'action du vent, les gradients de pression atmosphériques, les mouvements de la croûte terrestre qui génèrent des séismes et des glissements de terrain, les interactions gravitationnelles entre la Terre, la Lune et le Soleil. Cette déformation engendre un transfert d'énergie mécanique qui se manifeste par la formation et la propagation d'ondes. L'apparition d'un mouvement oscillant suite à ces perturbations n'est possible que s'il existe des forces de rappel qui tendent à ramener le fluide à sa position d'équilibre. Toutes les ondes présentes en mer sont soumises à plusieurs forces de rappel parmi lesquelles on trouve la gravité, la force de Coriolis, les tensions superficielles et la compressibilité du fluide. On distingue donc les forces génératrices (forces éoliennes, tectoniques, astronomiques....) qui contribuent à la déformation de la surface libre des océans, et les forces de rappel qui déterminent leurs conditions ou caractéristiques de propagation. La diversité de ces phénomènes entraîne ainsi pour l'ensemble des oscillations, une plage de périodes possibles extrêmement large.

On distingue donc plusieurs types d'ondes selon leur origine et selon leur *longueur d'onde* L (que l'on peut considérer comme une période spatiale) ou leur *nombre d'onde* $k = 2\pi/L$ et leur *période temporelle* T ou leur *fréquence* $f = 1/T$, comme décrit par [Munk \(1950\)](#) dans la [Figure 2.1](#). On définit les ondes longues (notamment les marées et les tsunamis) dont la période est supérieure à 5 minutes, les ondes infra-gravitaires comprises entre 30 secondes et 5 minutes et enfin les vagues et houles générées par le vent allant de 1 à 30 secondes, qui sont également désignées sous le terme d'*ondes de gravité*. On note donc l'étendue des longueurs d'onde possibles, pouvant aller de quelques centimètres (ondes capillaires) à quelques milliers de kilomètres (ondes de marée).

Dans la suite, on ne s'intéresse qu'aux vagues, issues de la génération par le vent et caractérisées par une période de 4-25 s et la longueur d'onde correspondante de 8-400 m. Les parties

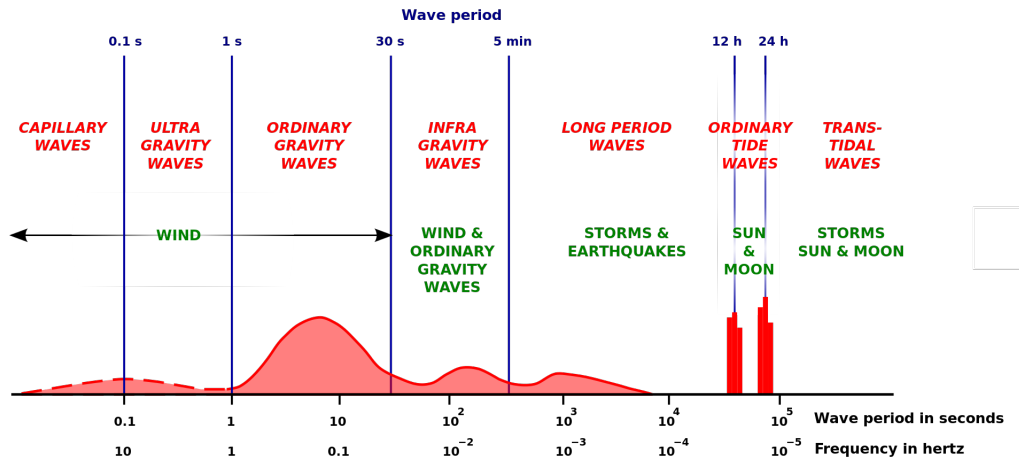


FIGURE 2.1 – Classification temporelle des ondes de surface dans l’océan, d’après Munk (1950).

suivantes détaillent l’ensemble des processus physiques affectant les vagues de leur génération en eau profonde à leur dissipation en zone littorale.

2.2 Génération des vagues

Les vagues ne sont pas générées par le frottement du vent, mais par la variation de pression induite par le vent. Il existe plusieurs théories qui expliquent la formation de vagues générées par le vent. Historiquement, les premières hypothèses sur les mécanismes de formation des vagues se basent sur les instabilités de Kelvin-Helmoltz car l’écoulement du vent au-dessus d’une surface d’eau complètement plane est un cas d’écoulement cisailé en milieu stratifié (Jeffreys, 1925). La théorie de Phillips (1957) stipule qu’au départ, lorsque la surface de l’eau est plane, sans perturbation, un vent uniforme induit une pression turbulente à la surface de l’eau, se propageant sous la forme d’un champ presque figé. Ce champ de pression peut être considéré comme la superposition de nombreuses ondes harmoniques de pression atmosphérique, toutes orientées dans de nombreuses directions différentes mais se propageant toutes dans la direction du vent. Dans la configuration mobile mais presque figée de la pression du vent, certaines composantes de la pression ont la même vitesse, longueur d’onde et direction (c’est-à-dire normale à la crête de pression) que les composantes des ondes d’eau qui se propagent librement. Ces ondes de pression correspondantes transfèrent de l’énergie à leurs homologues de l’eau par résonance.

Cependant cette théorie ne permet pas d’expliquer la croissance principale des vagues par la suite, lorsque le vent ne peut plus être considéré comme uniforme. La théorie de Miles (1957) complète ainsi : le vent pousse effectivement la surface de l’eau vers le bas là où la surface des vagues se déplace vers le bas (le côté au vent de la crête) et tire la surface de l’eau vers le haut là où la surface se déplace vers le haut (le côté sous le vent de la crête). Ce couplage déphasé entre la pression et les vagues à la surface transmet de l’énergie aux vagues. Comme ce transfert dépend de l’amplitude de la vague, il devient plus efficace à mesure que la vague évolue. Le processus s’impose de lui-même : c’est un mécanisme de rétroaction positive.

La croissance des vagues (amplitude, fréquence) dépend de plusieurs paramètres :

- **la vitesse du vent** : il est difficile d'établir un estimateur fiable et représentatif de la vitesse du vent, celle-ci étant très variable dans le temps et dans l'espace. Le paramètre le plus utilisé est la vitesse moyenne à 10 m de la surface $U_{v,10}$;
- **la longueur de fetch** (simplement appelée fetch) : distance sur laquelle souffle le vent. Plus elle est grande, plus les vagues seront hautes et longues ;
- **la durée de fetch** : durée pendant laquelle souffle le vent, limite la hauteur et la période des vagues ;
- **l'âge des vagues** : définit l'étape de développement des vagues, en fonction du rapport entre la vitesse de phase au pic de fréquence $C_{\varphi,p} = 2\pi f_p L_p$ et $U_{v,10}$:
 - si $C_{\varphi,p}/U_{v,10} < 1.2$, alors les vagues sont jeunes, activement générées par le vent, on parle de *mer du vent* ;
 - si $C_{\varphi,p}/U_{v,10} > 1.2$, alors les vagues sont âgées, le vent n'a presque plus d'effet sur elles, on parle de *houle*. La croissance est finie ou ralentie. Les vagues correspondant au pic spectral se déplacent alors légèrement plus vite (20%) que le vent.

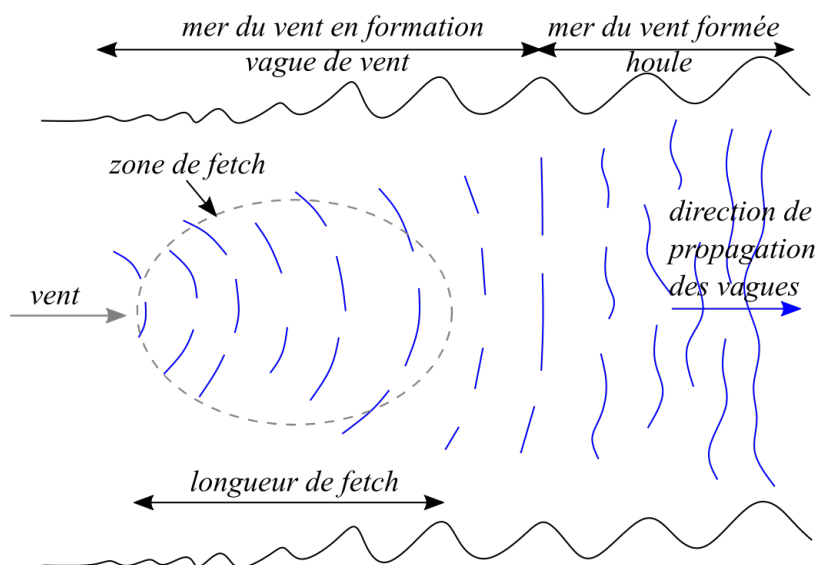


FIGURE 2.2 – Génération des vagues par le vent en eau profonde.

La houle prédomine dans les larges bassins océaniques, particulièrement le long des côtes Est car les vents dominants soufflent d'Ouest en Est au niveau des latitudes tempérées. Elles sont en général le résultat de tempêtes, avec des vents suffisants pour générer des vagues de grandes périodes. Ce phénomène de croissance des vagues alimenté par la rétroaction positive est limité par un phénomène de saturation (Pierson and Moskowitz, 1964) résultant en un équilibre entre les différents mécanismes affectant les vagues : génération, dissipation et interactions non-linéaires (Phillips, 1985).

2.3 Rappels sur la théorie linéaire des vagues (Airy)

La théorie linéaire est une théorie développée et présentée par George Bidell Airy en 1841. Elle donne une description linéarisée du mouvement de la surface libre en réponse à la propagation des vagues. Les approximations présentées ci-dessous font que cette théorie reste valable pour des petits rapports amplitude sur profondeur en eau peu profonde et amplitude sur longueur d'onde en eau profonde. Les scientifiques s'accordent à définir les eaux *profondes* (ou océaniques) comme des milieux dans lesquels les vagues ne sont pas affectées par le fond marin, avec des côtes droites ou légèrement incurvées, sans courants ni obstacles tels que des îles, des promontoires et des brise-lames. À l'inverse, les eaux *peu profondes* (en général côtières) affectent les vagues, en étant adjacentes à une côte, éventuellement avec des îles, des promontoires, des zones de marée, des récifs, des estuaires, des ports ou d'autres caractéristiques, avec des niveaux d'eau et des courants ambiants qui varient dans le temps (induits par les marées, ou le débit des rivières). Pour faire une distinction physique, on utilise le rapport entre la *profondeur* D et le nombre d'onde :

Eau profonde	Eau intermédiaire	Eau peu profonde
$kD > \pi$	Tous les D et k	$kD \ll 1$

TABLEAU 2.1 – Tableau distinctif des profondeurs.

Il est intéressant de noter que selon les ondes étudiées (voir Figure 2.1), la classification des profondeurs varie. En effet, pour de grandes longueurs d'ondes (marées et tsunamis), les bassins océaniques peuvent être considérés comme des eaux peu profondes.

Dans le cadre de notre étude, on se limite aux zones côtières, du talus continental au trait de côte. L'axe transversal à la côte peut être décomposé en plusieurs zones, selon l'axe x , comme montré sur la Figure 2.3.

Malgré la simplicité des hypothèses retenues, la théorie linéaire donne de bons résultats, bien qu'elle ne permette pas de décrire correctement l'écoulement du fluide (les paramètres nécessaires : viscosité, turbulence ou vorticité n'étant pas pris en compte). Elle est largement utilisée dans le domaine du génie civil côtier ou hauturier pour le dimensionnement et le suivi des infrastructures. C'est pourquoi on se basera sur ces résultats dans la suite pour modéliser la propagation des vagues en eau peu profonde et leur transformation à l'approche de la côte, lorsque l'influence du fond se fait ressentir.

On modélise donc la vague comme une onde périodique de *pulsation* $\omega = 2\pi/f$, avec comme paramètres A l'*amplitude* (on a aussi $H = 2A$ désigné comme la *hauteur* de la vague) et L comme montré Figure 2.4 :

2.3.1 Hypothèses

Dans le cadre de la théorie linéaire des vagues, plusieurs hypothèses sont à considérer, la plupart étant raisonnables dans le contexte de vagues évoluant en eau profonde et peu profonde :

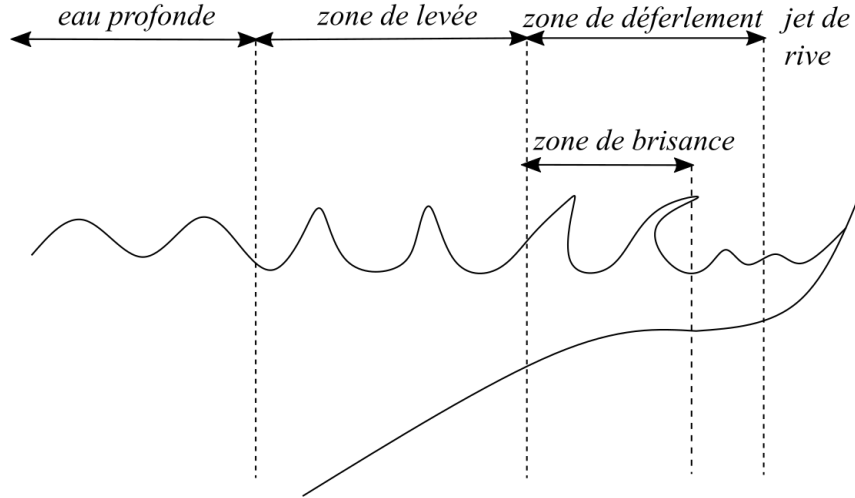


FIGURE 2.3 – Profil morphologique transversal caractéristique d'une plage barrée.

- **Incompressibilité de l'eau** : on considère ici l'eau comme un milieu incompressible et continu, ce qui nous donne l'équation de continuité en coordonnées cartésiennes :

$$\operatorname{div} \vec{u}_w = \nabla \cdot \vec{u}_w = 0 \quad (2.1)$$

avec \vec{u}_w le vecteur de *vitesse de la particule* de fluide sous la vague ;

- **Fond rigide et plat** : le fond sous-marin est considéré comme rigide et immobile, avec des pentes très faibles, le mouvement de l'eau étant plus important, la vitesse verticale du fluide w_w est donc nulle au fond, en $z = -D$, avec z l'axe vertical orienté vers le haut :

$$\vec{u}_w \cdot \vec{z} = w_w = 0 \quad (2.2)$$

- **Fluide parfait** : le mouvement des vagues faisant intervenir des vitesses et des longueurs d'onde importantes donc un nombre de Reynolds élevé, on peut considérer que la contrainte visqueuse est nulle ; et le mouvement est irrotationnel, les particules d'eau ne peuvent pas tourner autour de leur propre axe, la vorticité est alors nulle et on peut définir la fonction de *potentiel de vitesse* ϕ telle que :

$$\vec{u}_w = -\overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi \quad (2.3)$$

C'est une fonction scalaire représentant les vitesses des particules dans l'eau.

- **Pression atmosphérique constante en surface** : induit qu'il n'existe pas de génération par le vent ;

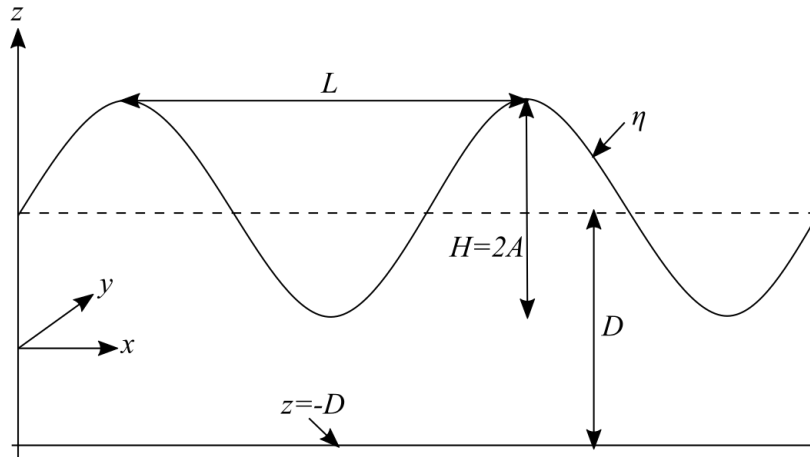


FIGURE 2.4 – Représentation des paramètres classiques des vagues.

- **Pas de tension superficielle** : dans le cas de l'eau claire, cette affirmation empêche la présence d'ondes capillaires ;
- **Linéarité des équations** : les paramètres kA et A/D sont des indices concernant la linéarité des équations ; si $kA \ll 1$ (l'amplitude des vagues est faible par rapport à la longueur d'onde) et $A/D \ll 1$ (l'amplitude est faible par rapport à la profondeur) alors on obtient des équations linéaires ;
- **Pas de courant moyen** : La plupart du temps, le courant moyen est nettement inférieur à la vitesse de propagation des vagues ;
- **Densité constante de l'eau** : aucun phénomène en relation avec les gradients de densité ne peut se produire, notamment les ondes internes ;
- **Effets de la rotation terrestre négligeables** : compte tenu de l'échelle temporelle, en général inférieure à une journée, on peut négliger la force de Coriolis et donc le paramètre de Coriolis sera très inférieur à la pulsation des vagues.

La théorie linéaire donne comme résultat le plus intéressant la description des caractéristiques d'une onde harmonique. Les expressions analytiques correspondantes pour les vitesses des particules et les pressions dans l'eau sont données avec une technique mathématique qui utilise le concept abstrait de la fonction de potentiel de vitesse. Les expressions pour la vitesse des particules et la pression induite par les vagues sont utilisées pour trouver des expressions pour d'autres caractéristiques des vagues, telles que la vitesse de phase et l'énergie des vagues.

2.3.2 Équations de base

Avec les hypothèses précédentes, on peut désormais simplifier et linéariser les équations de base.

Équation de continuité Dans le plan transversal à la côte (x, z) , l'équation de continuité va se formuler de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \nabla^2 \phi = 0 \quad (2.4)$$

Cette équation est également appelée l'*équation de Laplace*.

Conditions aux limites Les conditions *cinématiques* nous imposent une vitesse verticale nulle au fond, en $z = -D$:

$$w_w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (2.5)$$

et en surface, en $z = \eta(x, t)$, avec η l'*élévation de la surface libre* :

$$-\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (2.6)$$

Les conditions *dynamiques* en surface, $z = \eta(x, t)$, nous donnent l'équation linéarisée de Bernoulli suivante, avec p_η une pression constante généralement prise égale à zéro, ρ la *densité de l'eau*, g la *constante gravitationnelle* et $C(t)$ une constante dépendant du temps :

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right) + \frac{p_\eta}{\rho} + gz = C(t) \quad (2.7)$$

2.3.3 Solution pour une onde progressive

2.3.3.1 Mouvement des particules

La solution du potentiel des vitesses est donnée pour une onde progressive par la formule suivante (au moins deux écritures sont possibles avec la relation de dispersion décrite dans la suite) :

$$\phi(x, z, t) = \frac{Ag \cosh(k(D+z))}{\omega \cosh(kD)} \sin(kx - \omega t) = \frac{A\omega \cosh(k(D+z))}{k \sinh(kD)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.8)$$

Cette solution est associée à l'élévation de la surface libre suivante :

$$\eta(x, t) = \left. \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=0} = A \cos(kx - \omega t) \quad (2.9)$$

On retrouve également la vitesse horizontale et verticale des particules en fonction de la profondeur z , sachant que le vecteur vitesse \vec{u}_w est la dérivée du gradient de la fonction de potentiel

(Équation 2.3) :

$$u_w(x, z, t) = -\frac{\partial\phi}{\partial x} = -A\omega \frac{\cosh(k(D+z))}{\sinh(kD)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.10)$$

$$w_w(x, z, t) = -\frac{\partial\phi}{\partial z} = -A\omega \frac{\sinh(k(D+z))}{\sinh(kD)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.11)$$

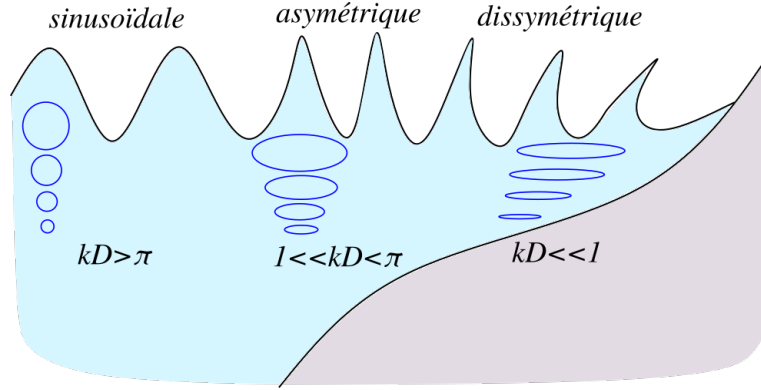


FIGURE 2.5 – Mouvement orbital des particules en fonction de la profondeur.

La Figure 2.5 illustre l'évolution du mouvement des particules sous le passage de la vague en eau profonde (vague sinusoidale avec mouvement circulaire), en eau intermédiaire (vague en dents de scie avec axe de symétrie central) et en eau peu profonde (vague en dents de scie cambrée).

2.3.3.2 Champ de pression

Sous une onde progressive, le *champ de pression* p varie en fonction de l'élévation de la surface libre. On a ainsi :

$$p(x, z, t) = \rho g \left(\frac{\cosh(k(D+z))}{\cosh(kD)} \eta(x, t) - z \right) = \rho g (K_p(z) \eta(x, t) - z) \quad (2.12)$$

où $K_p(z)$ représente le *coefficient de réponse en pression*, défini pour $0 < z < -h$. On constate que la pression sous un creux est donc légèrement réduite par rapport à la pression hydrostatique. Cette réduction due à l'accélération du fluide générée par la vague est d'autant plus forte que l'on est proche du fond.

2.3.3.3 Dynamique des particules

De ces équations précédentes, on peut en déduire ce que l'on appelle la *relation de dispersion des vagues*, qui relie la pulsation à la longueur d'onde et à la profondeur :

$$\omega^2 = gk \tanh(kD) \quad (2.13)$$

Le terme de *dispersion* fait référence au fait qu'à une profondeur donnée, les longueurs d'onde différentes (ou de fréquences différentes) se propagent à des célérités différentes. Ainsi une déformation composée de différentes fréquences va se disperser en une multitude d'ondes monochromatiques. On en déduit alors la célérité de l'onde, aussi appelée *vitesse de phase* C_φ (en m/s) :

$$C_\varphi = \frac{L}{T} = \frac{gT}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi D}{L}\right) = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kD)} \quad (2.14)$$

Dans le cas réel, il est rare qu'une vague se propage sous la forme d'une onde monochromatique. En général, elles existent sous forme de groupe, résultante d'une superposition d'ondes monochromatiques de fréquences différentes. Lorsque deux ondes de fréquence quasi-identiques se superposent, on a un phénomène de *battement* qui apparaît, c'est-à-dire que les vagues se propagent en groupe à l'intérieur d'une enveloppe. Chaque vague se déplace vers l'avant du groupe, où elle disparaît. Le groupe est maintenu par de nouvelles vagues qui se forment continuellement à la queue du groupe, grâce à la propagation de l'énergie. Comme les vagues se propagent dans l'océan en groupes, les temps de parcours des vagues océaniques doivent être calculés avec la vitesse du groupe, et non avec la vitesse de phase.

Pour calculer la vitesse de propagation de l'énergie de la vague, on se base sur la vitesse de phase du groupe de vagues, connue sous le terme de *vitesse de groupe* C_g (en m/s) :

$$C_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = C_\varphi \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kD}{\sinh(2kD)}\right) \quad (2.15)$$

Cela implique que la vitesse d'une onde individuelle est toujours supérieure ou égale à la vitesse du groupe : $C_\varphi \geq C_g$.

2.3.3.4 Énergie des vagues

Les vagues de surface ne propagent pas de masse mais de l'énergie. Celle-ci est présente sous deux formes : l'énergie potentielle, résultant de la différence de potentiel entre les particules sous la crête et celles sous le creux, et l'énergie cinétique, causée par la quantité de mouvement des particules entre les crêtes et les creux.

Dans le cadre de la théorie linéaire, l'énergie potentielle par unité de surface moyennée sur une période E_p (en J/m^2) s'écrit :

$$E_p = \frac{1}{4} \rho g A^2 \quad (2.16)$$

l'énergie cinétique par unité de surface E_c (en J/m^2) :

$$E_c = \frac{1}{4} \rho g A^2 \quad (2.17)$$

et donc l'énergie totale par unité de surface E (en J/m^2) :

$$E = E_p + E_c = \frac{1}{2} \rho g A^2 \quad (2.18)$$

Le flux d'énergie EC_g se conserve en l'absence de processus dissipatifs. Généralement, dans le cas simple (section transversale et dissipation par frottement ou déferlement uniquement), on a :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial EC_g}{\partial x} = -\overline{\varepsilon_t} = -[\overline{\varepsilon_b} + \overline{\varepsilon_f}] \quad (2.19)$$

où ε_t est la moyenne temporelle de la dissipation totale par unité de surface, ε_b est la moyenne temporelle de la dissipation de déferlement par unité de surface et ε_f la dissipation de frottement. Les barres au-dessus des termes indiquent la moyenne temporelle. En pratique, on considère le champ de vagues comme étant stationnaire (disparition de la variable temporelle t) et la dissipation de frottement est généralement négligeable devant la dissipation de déferlement, sauf pour de très faibles profondeurs d'eau ou pour des fonds rugueux.

2.3.3.5 Approximations eau profonde et peu profonde

Le Tableau 2.2 ci-dessous donne les approximations des quantités précédentes en eau profonde et peu profonde, qui permettent de simplifier le paramétrage ou l'analyse des résultats.

Quantité	Symbole	Eau profonde	Eau peu profonde
Vitesse horizontale	$u_w(x, z, t)$	$A\omega e^{kz} \cos(kx - \omega t)$	$A\sqrt{\frac{g}{D}} \cos(kx - \omega t)$
Vitesse verticale	$w_w(x, z, t)$	$A\omega e^{kz} \sin(kx - \omega t)$	$A\omega \frac{z+D}{D} \sin(kx - \omega t)$
Champ de pression	$p(x, z, t)$	$\rho g(\eta e^{kz} - z)$	$\rho g(\eta - z)$
Relation de dispersion	ω^2	gk	$gk^2 h$
Vitesse de phase	C_φ	$\sqrt{\frac{g}{k}}$	\sqrt{gD}
Vitesse de groupe	C_g	$\frac{C_\varphi}{2}$	C_φ

TABLEAU 2.2 – Tableau distinctif des profondeurs.

En eau profonde, la vitesse du groupe est donc égale à la moitié de la vitesse de la phase, $C_g = 0.5C_\varphi$. En eau très peu profonde, la vitesse du groupe est égale à la vitesse de la phase, $C_g = C_\varphi$, les vagues individuelles se déplacent donc aussi vite que le groupe. Cela signifie que, en eau très peu profonde, chaque vague maintient sa position dans le groupe (aucune vague ne disparaît à l'avant, et aucune vague n'est générée à l'arrière).

2.4 Propagation en eau profonde

La propagation caractérise la transmission d'un signal d'un point à un autre. Par effet dispersif (montré dans la relation de dispersion Eq. 2.13), chaque composante d'un champ de vagues aléatoire se propage avec sa célérité propre qui croît avec la période. Les vagues les plus longues se propagent en premier, laissant derrière les vagues les plus courtes, ce que l'on appelle la *dispersion en fréquence*.

Par ailleurs, l'énergie du champ de vague est redistribuée par interaction non-linéaire dans l'ensemble du spectre. Les ondes les plus courtes se dissipant plus rapidement, on observe une

augmentation de la période moyenne des vagues qui s'ajoute au caractère dispersif des vagues en eau profonde. Ainsi au fur et à mesure de leur propagation, les trains de vagues vont s'allonger (augmentation de la période et de la longueur d'onde). C'est pourquoi on rencontre les houles les plus longues sur les océans les plus vastes.

En plus de devenir de plus en plus régulières, les crêtes des ondes vont s'allonger perpendiculairement à l'axe de propagation, car les ondes du champ de vagues se propagent dans différentes directions. C'est ce qu'on appelle la *dispersion en direction*. Les vagues qui se sont ainsi dispersées dans l'océan sont appelées *houle*, en opposition aux *vagues de vent*.

En eau profonde, la dispersion des fréquences et des directions implique que, à tout moment, le spectre à un point donné ne contient de l'énergie que dans une étroite bande de fréquences et un secteur directionnel dans le cas d'une houle unique. L'énergie dans ce spectre étroit n'est donc qu'une fraction de l'énergie dans le spectre initial, plus large dans la zone de tempête. Les vagues au point donné sont donc plus faibles que celles de la tempête, uniquement en raison de la dispersion ; la dissipation impliquée est très faible (en eau profonde, les vagues perdent rarement de l'énergie en dehors des zones de tempêtes, car elles ne sont pas suffisamment raides pour déferler et les effets de la viscosité de l'eau sont négligeables).

2.5 Transformation des vagues à la côte

Lorsqu'un train de vagues se propage en eau peu profonde, plusieurs changements ont lieu, dont la variation de la hauteur. On observe alors que les vagues les plus proches du point de déferlement sont plus hautes que celles au large. La diminution de la profondeur impacte également la longueur d'onde des vagues et leur direction, changements peu visibles d'une plage mais nettement visibles depuis les airs.

2.5.1 Équations de conservation

Dans le cas simple à deux dimensions (x,y) , avec une phase Ω telle que :

$$\Omega(x, y, t) = \vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t = k_x \cos \theta + k_y \sin \theta \quad (2.20)$$

ce qui nous donne $\vec{k} = \vec{\nabla} \Omega$ et $\omega = -\frac{\partial \Omega}{\partial t}$. On en déduit alors que :

$$\frac{\partial \vec{k}}{\partial t} + \vec{\nabla} \omega = 0 \quad (2.21)$$

Cette équation signifie que tout changement temporel du vecteur d'onde entraîne un changement spatial de la pulsation.

2.5.2 Levée

À mesure que l'onde se propage dans des eaux moins profondes, la vitesse de phase se rapproche de la vitesse du groupe et l'onde devient de moins en moins dispersive (la vitesse de

phase dépend de moins en moins de la fréquence). La vitesse de phase et la vitesse de groupe s'approchent toutes deux de zéro au niveau du trait de côte. Cela a des conséquences importantes sur l'applicabilité de la théorie linéaire dans de telles conditions, car l'amplitude de l'onde est alors portée à l'infini. De telles variations de la vitesse du groupe entraînent des variations de l'énergie des vagues locales et donc de leur amplitude.

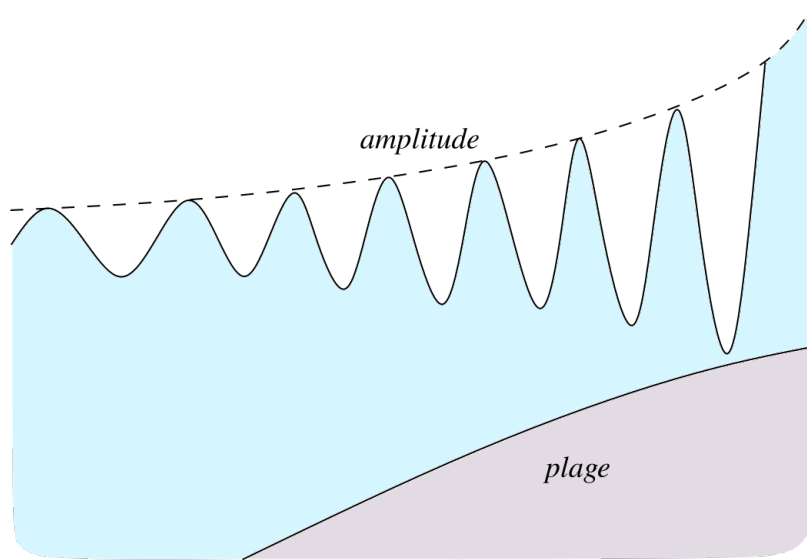


FIGURE 2.6 – Levée des vagues sur un terrain à profondeur variable.

La formule de conservation de l'énergie en zone de levée, caractérisée par une dissipation supposée nulle, issue de l'équation 2.19 :

$$\frac{\partial EC_g}{\partial x} = 0 \quad (2.22)$$

nous permet d'estimer l'amplitude de la vague levée :

$$A_f = \sqrt{\frac{C_{g,i}}{C_{g,f}}} A_i \quad (2.23)$$

où A_i et A_f représente respectivement les amplitudes initiale et finale. Idem pour les vitesses de groupe $C_{g,i}$ et $C_{g,f}$. Si on se place au large, à l'infini, le coefficient K_s donné par $K_s = \sqrt{C_{g,\infty}/C_g}$ est appelé le *coefficient de levée*.

L'effet de la levée (isolé de tous les autres effets de propagation, de génération et de dissipation) sur un fond plat et incliné est d'abord de diminuer, puis d'augmenter l'amplitude. Cet effet peut être appelé *regroupement de l'énergie* (le compactage horizontal de l'énergie, tout comme le compactage d'un embouteillage lorsque les voitures ralentissent). Le bilan énergétique ci-dessus montre que, lorsque la vitesse du groupe s'approche de zéro au niveau du trait de côte, l'am-

plitude de la vague va théoriquement à l'infini. Il est évident que la théorie linéaire n'est plus valable avant ce point critique.

2.5.3 Réfraction

En eaux côtières, si une onde harmonique s'approche d'une côte droite sous un angle (incidence oblique), la vague changera lentement de direction en s'approchant de la côte : c'est ce que l'on appelle la *réfraction*. Ceci est dû à la variation de profondeur le long de la crête de la vague avec une variation correspondante de la vitesse de phase le long de cette crête. La crête se déplace plus rapidement en eau profonde qu'en eau peu profonde, de sorte que, dans un intervalle de temps donné, la crête se déplace sur une plus grande distance en eau profonde qu'en eau peu profonde. L'effet est que la vague se tourne vers la région où l'eau est moins profonde, c'est-à-dire vers la côte. C'est une caractéristique universelle des vagues : une vague se tourne toujours vers la région où la vitesse de propagation est la plus faible.

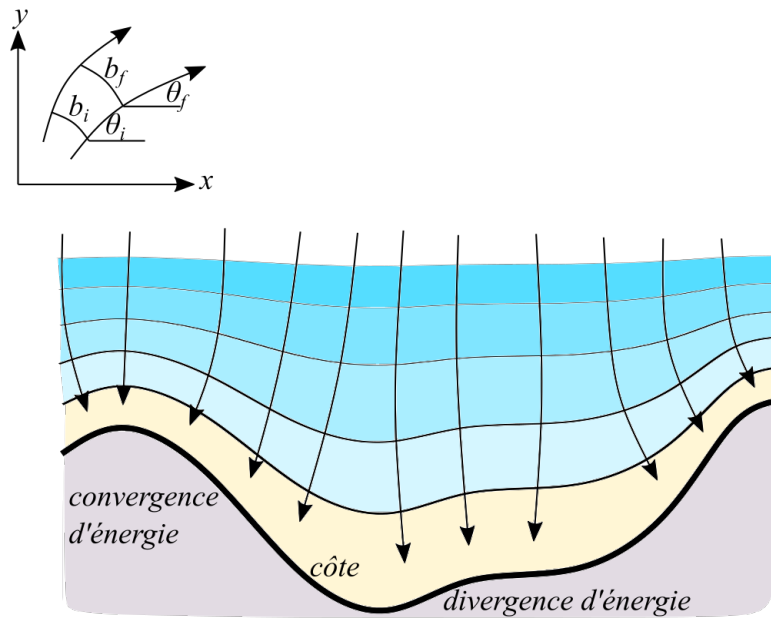


FIGURE 2.7 – Réfraction des vagues sur un terrain à profondeur variable.

Dans une situation simple, avec des contours de profondeur parallèles, on peut utiliser la formule de Snell-Descartes :

$$\frac{\sin \theta_i}{C_{\varphi,i}} = \frac{\sin \theta_f}{C_{\varphi,f}} = \text{constante} \quad (2.24)$$

où θ_i et θ_f représente respectivement les angles d'incidence à la côte initial et final. Idem pour les vitesses de phase. Cette expression montre qu'en théorie, lorsque la vague s'approche du trait de côte, où la vitesse de phase $C_{\varphi} = 0$, la direction de la vague sera $\theta = 0$. Théoriquement, toutes les vagues atteignent toujours le rivage à angle droit, indépendamment de leur direction en eau profonde.

L'amplitude de la vague réfractée est alors :

$$A_f = \sqrt{\frac{C_{g,i}}{C_{g,f}}} \sqrt{\frac{b_i}{b_f}} A_i \quad (2.25)$$

où b_i et b_f représente respectivement les espacements entre les rayons de vagues initial et final. Si on se place au large, on peut définir le *coefficient de réfraction* $K_{refr} = \sqrt{b_\infty/b}$, qui représente la variation de hauteur due à la convergence ou à la divergence des rayons.

Dans le cas d'une bathymétrie locale complexe, on peut utiliser la méthode d'Huygens pour retrouver les rayons des vagues.

2.5.4 Diffraction

Lorsqu'un champ de vagues interagit avec un obstacle ou un haut-fond très brutal, il en résulte une incurvation des crêtes et la propagation des vagues dans les parties cachées de l'obstacle. La direction des vagues est modifiée par la dispersion en amplitude. L'amplitude des vagues dans ces zones va alors diminuer. Dans le cas simple d'un fond plat avec pente douce, on introduit le *paramètre de diffraction* δA qui mesure à quelle vitesse l'amplitude varie dans l'espace par rapport à la longueur d'onde.

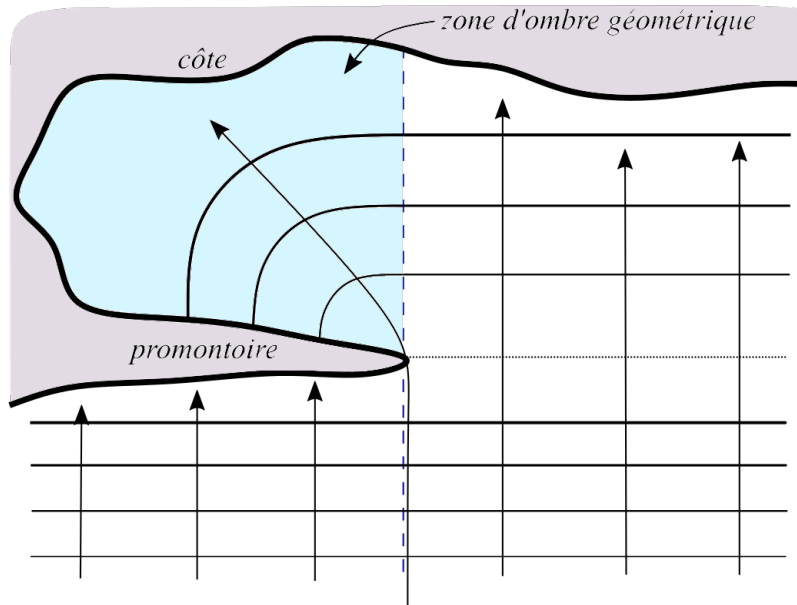


FIGURE 2.8 – Diffraction des vagues derrière un obstacle.

On a donc :

$$\delta A = \frac{\nabla^2 A}{k^2 A} \quad (2.26)$$

et la vitesse de groupe C_g devient :

$$C_{g_\infty} = C_g \sqrt{1 + \delta A} \quad (2.27)$$

Dans les cas complexes, on utilise le principe de Huygens.

2.5.5 Réfraction et diffraction

Si les vagues se propagent en eau peu profonde sur un fond non horizontal, avec des variations spatiales rapides de l'amplitude des vagues, il faut tenir compte à la fois de la réfraction et de la diffraction, et les inclure dans la résolution de l'équation de Laplace. Conceptuellement, des approximations sont faites pour simplifier la résolution. On considère notamment que la diffraction va dominer à quelques longueurs d'onde de la structure, et au-delà, seule la réfraction.

On introduit notamment un paramètre de diffraction modifié δa :

$$\delta a = \frac{\nabla \cdot (C_\varphi C_g \nabla A)}{k^2 C_\varphi C_g A} \quad (2.28)$$

On utilise les *équations de pente douce*, introduites par [Berkhoff \(1972\)](#) :

$$\nabla \cdot (C_\varphi C_g \nabla \eta) + k^2 C_\varphi C_g \eta = 0 \quad (2.29)$$

Ces équations sont appelées « pente douce » car la condition imposée pour trouver une solution à ces équations est de supposer le fond comme étant à pente douce.

2.5.6 Influence des marées et des courants

Les marées et les courants, ou plus précisément les variations temporelles et spatiales de la profondeur et les courants ambiants, qui peuvent être dues aux marées, aux ondes de tempête ou au débit des rivières, peuvent modifier l'amplitude, la fréquence et la direction d'une onde harmonique entrante.

Cependant, la théorie linéaire reste valable si on considère une onde harmonique se propageant dans une zone de profondeur constante en présence d'un courant ambiant constant (constant dans l'espace et dans le temps), en se plaçant dans un cadre de référence lié à l'onde se déplaçant avec le courant. Tous les résultats de la théorie linéaire peuvent être alors appliqués dans un cadre de référence se déplaçant avec le courant. On introduit la *pulsation relative* ou *intrinsèque* de l'onde dans ce cadre de référence mobile ω , et la relation de dispersion donnée par l'Eq. 2.13 est conservée. Dans un cadre de référence fixe (fixé au fond stationnaire), la pulsation de l'onde est appelée *pulsation absolue* et désignée par ω_a . Elle est liée à la pulsation relative (qui découle directement du transport corporel de l'onde par le courant) :

$$\omega_a = \omega + k \vec{u}_c \cdot \vec{n}_w \quad (2.30)$$

où \vec{u}_c est le vecteur vitesse du courant et \vec{n}_w est l'axe de la direction de la vague (c'est-à-dire normal à la crête de la vague). La vitesse de propagation de l'énergie de l'onde dans ce cadre de référence fixe, c'est-à-dire par rapport au fond, $\vec{C}_{g,a}$, est obtenue en additionnant les vecteurs de

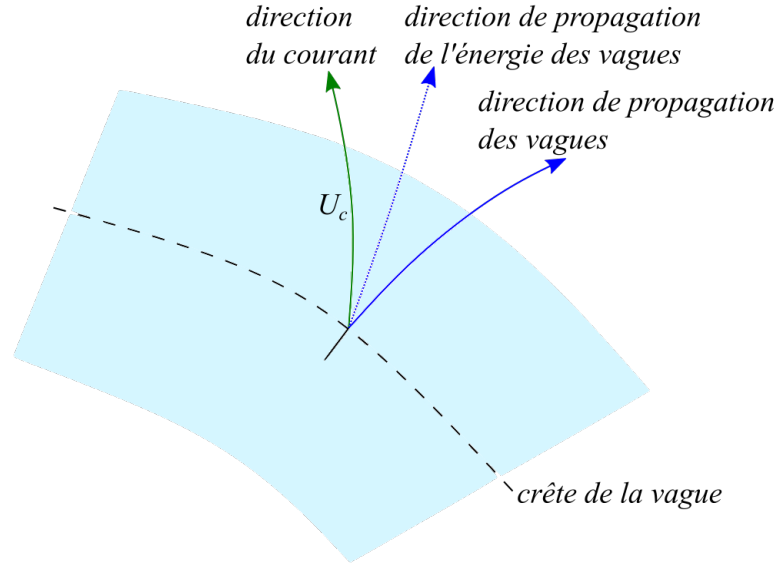


FIGURE 2.9 – Modification de la direction de propagation de l'énergie des vagues en présence d'un courant.

vitesse du courant \vec{u}_c et du groupe par rapport au courant C_g :

$$\vec{C}_{g,a} = \vec{C}_g + \vec{u}_c \quad (2.31)$$

La direction du transport de l'énergie des vagues n'est donc généralement pas normale à la crête des vagues en présence d'un courant ambiant (une partie de l'énergie se propage parallèlement à la crête des vagues).

2.5.7 Réflexion

La côte vers laquelle les vagues se propagent réfléchira très probablement les vagues dans une certaine mesure. Une falaise verticale peut très bien réfléchir 100% de l'énergie des vagues, alors qu'une plage douce réfléchira à peine l'énergie. Le calcul de l'effet d'une telle réflexion sur le champ de vagues est généralement compliqué, même si la vague entrante est une simple onde harmonique à crête longue. À chaque point devant la côte réfléchissante, le mouvement de la vague serait la somme de la vague entrante et d'une ou plusieurs vagues réfléchies selon la complexité géométrique de la côte.

On définit le *coefficient de réflexion* K_{refl} comme étant le rapport de l'amplitude de l'onde réfléchie A_{refl} sur celle de l'onde incidente A_i :

$$K_{refl} = A_{refl}/A_i \quad (2.32)$$

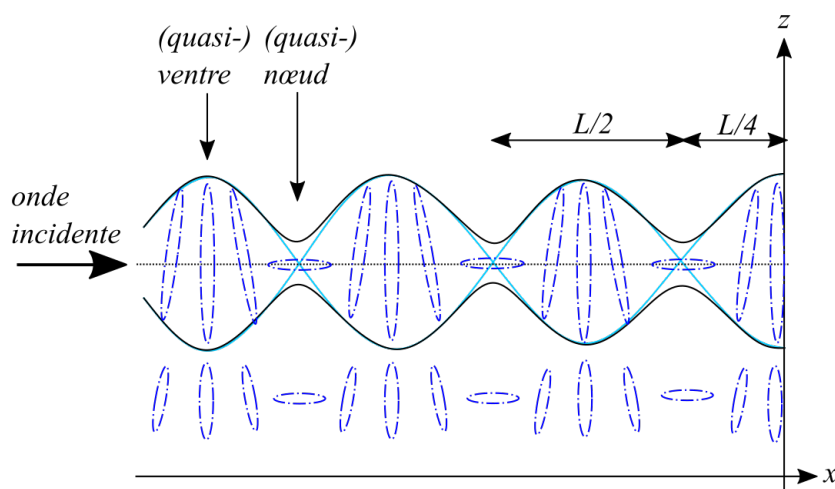


FIGURE 2.10 – Réflexion totale et partielle des ondes incidentes à la côte. Le trait cyan représente l’enveloppe d’une onde stationnaire générée par une réflexion totale. Le trait noir représente l’enveloppe d’une onde stationnaire générée par une réflexion partielle. Les cercles bleu représentent le mouvement orbital des particules pour une réflexion partielle.

On peut calculer des coefficients de réflexion en utilisant le nombre d’Iribarren, fonction de la pente du fond β décrit plus en détail dans la suite, avec :

$$\xi = \frac{\tan \beta}{\sqrt{A_i/L_0}} \quad (2.33)$$

où L_0 est la longueur d’onde en eau profonde.

On peut distinguer deux cas pour les pentes lisses, imperméables et inclinées, définies par [Allsop and Hettiarachchi \(1989\)](#) :

- $K_{refl} \approx 0.1\xi^2$ si $\xi < 2.5$ (pentes douces ou vagues cambrées)
- $K_{refl} > 0.1\xi^2$ si $\xi > 2.5$ (pentes raides ou vagues peu cambrées)

On constate donc que les sites les plus réfléchifs sont les plages à fortes pentes. Par ailleurs, plus la rugosité est importante, plus la réflexion est faible.

2.5.8 Surcote et courants induits par les vagues

2.5.8.1 Tension de radiation

Les ondes ne transportent pas seulement de l’énergie, elles transportent aussi de la quantité de mouvement, ce qui est un exemple de la non-linéarité des vagues. Ce transport de quantité de mouvement est équivalent à une contrainte, appelée *contrainte radiative* et les variations horizontales de cette contrainte agissent comme des forces sur l’eau et peuvent ainsi faire basculer

le niveau moyen de la mer ou générer des courants. Ce processus a été mis en évidence et démontré par Longuet-Higgins and Stewart (1964). Dans les eaux profondes, ces forces sont généralement trop faibles pour être pertinentes dans un contexte d'ingénierie, sauf qu'elles peuvent générer de longues vagues qui sont liées sous des groupes de vagues, appelées *ondes infra-gravitaires liées*. En revanche, dans les eaux côtières, ces forces peuvent être assez importantes, en particulier dans la zone de déferlement (surcote, présentée ci-dessous), où elles peuvent induire des changements considérables du niveau moyen de la mer et de forts courants, appelés *contre-courants*.

On définit S^{rad} , à partir de la quantité de mouvement, comme étant le flux de quantité de mouvement associé aux vagues, moyenné sur plusieurs périodes et intégré sur la verticale. C'est donc un tenseur, dont la divergence fournit une accélération aux particules de fluide. Pour des vagues monochromatiques se propageant dans la direction de l'axe des x , le flux par unité de surface à travers une surface élémentaire perpendiculaire à (Ox) est la somme de la quantité de mouvement advectée ρu_w^2 et de la force exercée par le fluide sur cette surface, donc la pression dynamique p_d . En prenant la moyenne temporelle de son intégrale sur la verticale et en soustrayant le flux en absence de vagues ($u_w = 0$, $p_0 = -\rho g z$) on a le flux dû aux vagues :

$$S_{xx}^{rad} = \overline{\int_{-D}^{\eta} (\rho u_w^2 + p_d) dz} - \frac{1}{2} \rho g \bar{\eta}^2 \quad (2.34)$$

En réutilisant les équations de la théorie linéaire, on peut estimer les contraintes radiatives qui s'exercent sur la colonne d'eau dans le cas d'une onde monochromatique se propageant avec un angle θ avec l'axe (Ox) :

$$S_{xx}^{rad} = \rho g \left[E \frac{C_g}{C_\varphi} \cos^2 \theta + \frac{E}{2} \left(2 \frac{C_g}{C_\varphi} - 1 \right) \right] \quad (2.35)$$

$$S_{yy}^{rad} = \rho g \left[E \frac{C_g}{C_\varphi} \sin^2 \theta + \frac{E}{2} \left(2 \frac{C_g}{C_\varphi} - 1 \right) \right] \quad (2.36)$$

$$S_{xy}^{rad} = S_{yx}^{rad} = \rho g E \frac{C_g}{C_\varphi} \cos \theta \sin \theta \quad (2.37)$$

2.5.8.2 Surcote et décote induite par les vagues

L'un des effets les plus importants de cette contrainte se produit lorsque des vagues du large se propagent sur une plage en pente. Les vagues raccourcissent, s'accroissent et finissent par déferler, mais continuent à se propager avec une amplitude décroissante. Les changements qui en résultent au niveau de la contrainte radiative entraînent des changements au niveau de la surface moyenne. En régime stationnaire, le flux de quantité de mouvement vers le rivage doit être indépendant de t .

La pente de la *surface libre moyenne* $\bar{\eta}$ est alors donnée par la formule suivante, dans l'hypothèse où $\bar{\eta} \ll D$:

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{1}{\rho g D} \frac{dS_{xx}}{dx} \quad (2.38)$$

On en déduit donc que si la contrainte diminue, l'élévation de la surface libre augmente (*surcote des vagues* ou le mot anglais « set-up » plus usité) et inversement (*décote des vagues* ou « set-down » en anglais). C'est pourquoi, lorsque les vagues rentrent dans la zone de levée, le compactage de l'énergie augmente la contrainte, causant un infléchissement de la surface libre, jusqu'au point de déferlement où une partie de l'énergie des vagues est dissipée par déferlement, la diminution de l'amplitude des vagues s'ajoute à la réduction de la profondeur et la surface libre se surélève, comme montré sur la Figure 2.11.

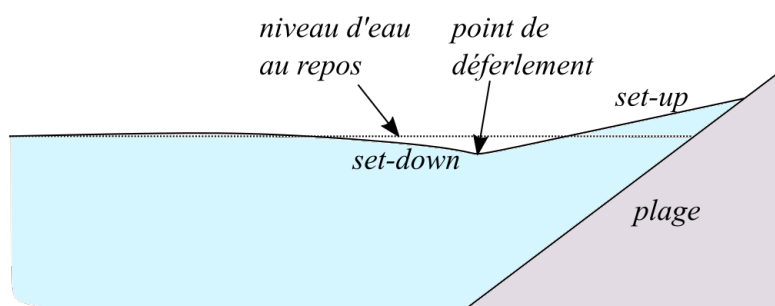


FIGURE 2.11 – Modélisation théorique du profil de la surface libre moyenne transversale à la côte (d'après Holthuijsen (2007)).

2.5.8.3 Génération d'ondes infra-gravitaires

En pratique, les vagues ne se propagent pas sous forme d'ondes monochromatiques, mais bien sous forme de groupe de vagues courtes issus de la superposition de plusieurs ondes monochromatiques, la hauteur des vagues varie le long de leur direction de propagation. Biésel (1952), suivi de Longuet-Higgins and Stewart (1962) ont démontré que cette variation de pression induisait donc une variation de contrainte qui va déformer la surface libre moyenne au passage des groupes, forçant ainsi une deuxième onde de fréquence identique à celle du groupe, donc de période supérieure à 30 s, que l'on appelle *onde infra-gravitaire liée*, en opposition de phase par rapport au groupe (voir Figure 2.12). Ces ondes sont générées en eau profonde, de faible amplitude (inférieure à 1 cm) et subissent des transformations lors de la propagation en eau peu profonde. L'élévation de la surface libre moyenne $\bar{\eta}$ est décrit par Longuet-Higgins and Stewart (1962) :

$$\bar{\eta}(x, t) = -\frac{S_{xx}^{rad}(x, t)}{\rho(gD - C_g^2)} + \text{constante} \quad (2.39)$$

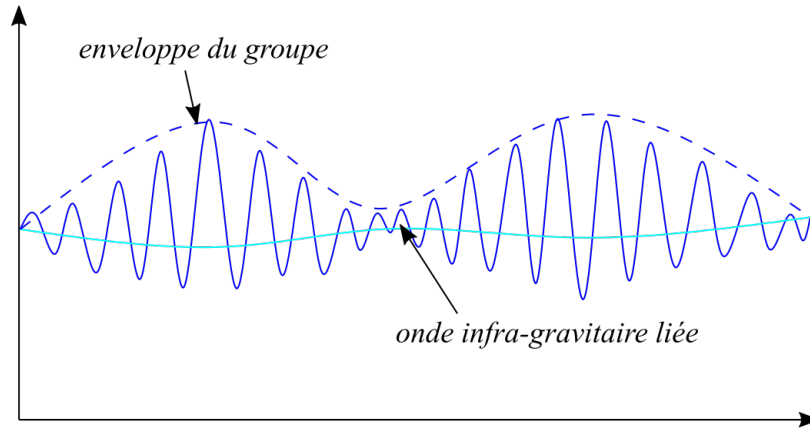


FIGURE 2.12 – Génération d’onde infra-gravitaire liée.

Dans la nature, le champ d’ondes courtes est composé de plusieurs composantes aléatoires (entre 0.04 et 1 Hz) générant des ondes liées de fréquence comprises entre 0.004 et 0.04 Hz (Bertin et al., 2018). La solution proposée par Longuet-Higgins and Stewart (1962) n’est valable que pour un fond plat. Pour un fond en pente, l’onde liée n’est plus en équilibre avec le groupe, et il y a un glissement de la différence de phase, les vagues prenant du retard par rapport à l’enveloppe du groupe. Ce décalage va donc générer un transfert d’énergie des vagues les plus courtes vers les ondes infra-gravitaires qui vont gagner en amplitude. Les ondes infra-gravitaires ne sont plus liées et se propagent alors comme des ondes libres vers la côte.

Par ailleurs, comme la situation sur une plage réelle n’est pas stationnaire, la hauteur des vagues entrantes varie à cause de leur propagation en groupe (les vagues les plus hautes déferlent plus au large) et la position transversale du point de déferlement aussi, générant une variation temporelle du gradient de contrainte radiative dans la zone initiale de déferlement, équilibrée par une variation temporelle de la surcote des vagues. La zone de déferlement se déplace donc périodiquement, du large vers la côte au fur et à mesure que les groupes de vagues arrivent les uns après les autres, générant des ondes infra-gravitaires se propageant vers le large et vers la côte. Ce phénomène est appelé *battement de déferlement*.

2.5.8.4 « Undertow »

Le transport de quantité de mouvement, et la tension de radiation qui en découle, génèrent un transport d’eau vers la côte dans la direction de propagation des vagues, appelé *dérive de Stokes*. Pour compenser cet apport de matière transportée vers le rivage, un courant moyen en direction du large se développe dans la partie basse de la colonne d’eau au niveau de la zone de déferlement. Ce courant, dénommé « undertow » en anglais sans équivalent direct en français

bien que le terme de *courant de retour* soit mentionné, affecte les vagues dans l'ensemble de la zone littorale.

Une formule généralement utilisée pour déterminer le courant moyen sur la verticale est définie par Dally and Brown (1995) :

$$U = -\frac{Q_W + Q_R}{D + \bar{\eta}} \quad (2.40)$$

avec $Q_W = B_0 \frac{C_\varphi H_s^2}{D + \bar{\eta}}$ le flux volumique associé au mouvement du fluide et $Q_R = \frac{\rho_R A}{\rho T_p}$ le flux volumique dû au rouleau de déferlement. B_0 est un paramètre dépendant de la forme des vagues, A et ρ_R définissent l'aire et la masse volumique du rouleau de déferlement.

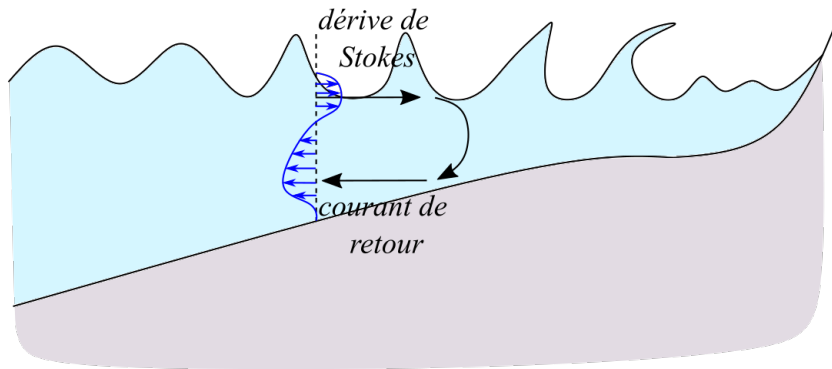


FIGURE 2.13 – Génération de l'« undertow » dans la zone de déferlement.

2.5.9 Dissipation

2.5.9.1 Moutonnement

En eau profonde, on observe un déferlement des vagues particulier que l'on appellera *moutonnement* (en référence à la formation d'écume blanche sur le haut de la vague, semblable à un mouton). On le désigne également sous le terme de *coiffe blanche* (« white cap ») ou de *cheval blanc* (« white horse ») en anglais. C'est un phénomène très compliqué, difficile à observer de manière quantitative, sans explication théorique, ni définition précise généralement acceptée, impliquant une hydrodynamique hautement non-linéaire à des échelles très diverses, allant des ondes de gravité de surface aux ondes capillaires, jusqu'aux turbulences.

Des spéculations ont été faites sur le contrôle du moutonnement, il semble raisonnable de supposer que c'est la cambrure de la vague le principal critère de limitation de la hauteur des vagues. Par exemple, Miche (1944) a montré théoriquement que la hauteur maximale de vague

H_{max} pour une vague périodique de forme fixe (c'est-à-dire la hauteur maximale d'une vague individuelle) est déterminée par le fait que la vitesse horizontale des particules dans la crête ne peut être supérieure à la vitesse de propagation de l'onde. Cependant, les observations en mer ont montré que le fait qu'une vague individuelle se brise ou non est presque indépendant de la pente de cette vague même si la formule de Miche donne une limite supérieure de 0.14 :

$$H_{max} = 0.14L \tanh \frac{2\pi D}{L} \quad (2.41)$$

Le degré d'aléa ou de longueur de crête est peut-être tout aussi important que la pente. L'effet dissipatif du moutonnement sur l'évolution des vagues est localement très non-linéaire, mais en moyenne, c'est-à-dire sur un grand nombre de vagues, il est plutôt faible. Dans les modèles de vagues, il est donc représenté comme un terme source dans le bilan énergétique des vagues. Malgré l'incertitude quant à la pertinence de la pente des vagues, plusieurs approches pour dériver un tel terme source sont basées sur cette hypothèse. La plus connue est la théorie de [Hasselmann \(1974\)](#) dans laquelle chaque mouton agit comme une impulsion de pression sur la surface de la mer, juste sous la crête sous le vent. À cet endroit de la vague, le poids du mouton agit contre la surface de la mer qui monte, drainant ainsi l'énergie de la vague comme montré [Figure 2.14](#). C'est presque le reflet du mécanisme de rétroaction pour la croissance induite par le vent proposé par [Miles \(1957\)](#) : le mouton draine l'énergie de la vague (la transportant vers les courants de surface et les turbulences) à peu près au même endroit que celui où le vent transfère l'énergie à la vague. En d'autres termes, le poids du mouton contrebalance, dans une certaine mesure, l'effet de traction du déficit de pression atmosphérique du côté de la crête sous le vent ([Holthuijsen, 2007](#)).

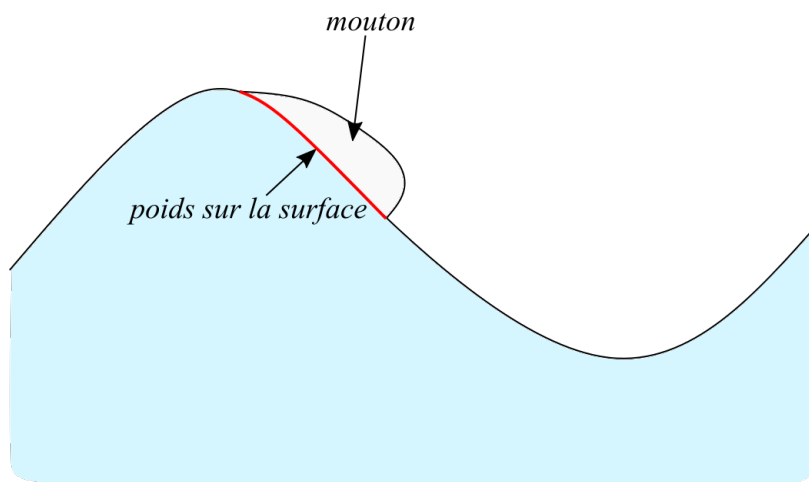


FIGURE 2.14 – Présence d'un mouton appuyant sur la surface de la vague.

2.5.9.2 Déferlement induit par la profondeur

Le processus le plus non-linéaire affectant les vagues dans les eaux côtières est le *déferlement bathymétrique*, induit par la profondeur, à la différence du moutonnement. Ce processus est mal compris, et le violent déferlement des vagues sur les rochers dépasse certainement toute modélisation théorique, bien que les modèles numériques mentionnés précédemment, dans lesquels le mouvement de petits paquets de fluide est calculé à l'aide d'équations de Navier-Stokes bi-dimensionnelles (verticales), produisent des images réalistes de la surface de l'eau et des mouvements des particules. En termes pratiques, cependant, tout ce dont disposent les scientifiques et les ingénieurs sur les vagues déferlantes sont des informations empiriques. Un de ces paramètres empiriques utilisés permet de prédire le type de déferlement, que l'on décompose en quatre principaux (avec des variantes) types selon la littérature (Galvin Jr., 1968) illustrés Figure 2.15 :

- **Déferlement glissant ou déversant** : se caractérise par un glissement d'un mélange d'eau et d'air (mousse) sur la face avant de la vague par effet de cascade. Le déferlement glissant est favorisé par les vagues courtes et les pentes faibles, dans la zone de déferlement ;
- **Déferlement plongeant** : se traduit par une déstabilisation rapide de la vague et par une projection de la lèvre de la vague vers l'avant, laissant apparaître une zone de vide plus ou moins circulaire (nommé « tube » par les pratiquants de surf). L'impact du jet sur la surface libre crée une « éclaboussure » ou un jet secondaire (« splash-up »). Le déferlement plongeant est favorisé par la présence d'une houle longue et d'une pente moyennement douce ;
- **Déferlement frontal ou gonflant** : se caractérise par la propagation d'un mur d'eau vertical de forme dissymétrique et bombé vers le sommet, qui vient s'échouer sur la ligne de rivage. Il est observé pour des pentes relativement fortes, sans zones de déferlement, très réfléchives ;
- **Déferlement à effondrement** : représente un type intermédiaire entre le déferlement plongeant et le déferlement gonflant. Il se caractérise par une instabilité de la base de la vague pouvant entraîner un déferlement sous le niveau moyen de l'eau. Il est souvent observé pour des variations brusques de bathymétries.

Le *nombre d'Iribarren* (ou paramètre de similarité) permet de caractériser le type de déferlement, avec deux formulations possibles, une au large ξ_0 et une à la côte ξ_B :

$$\xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_0/L_0}} \quad \text{et} \quad \xi_B = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_B/L_B}} \quad (2.42)$$

avec H_0 et H_B les hauteurs des vagues au large et au point de déferlement, respectivement, et L_0 et L_B les longueurs d'onde des vagues au large et au point de déferlement, respectivement. Grâce à ce paramètre, on peut distinguer les cas de déferlement comme décrit dans le Tableau 2.3 ci-dessous :

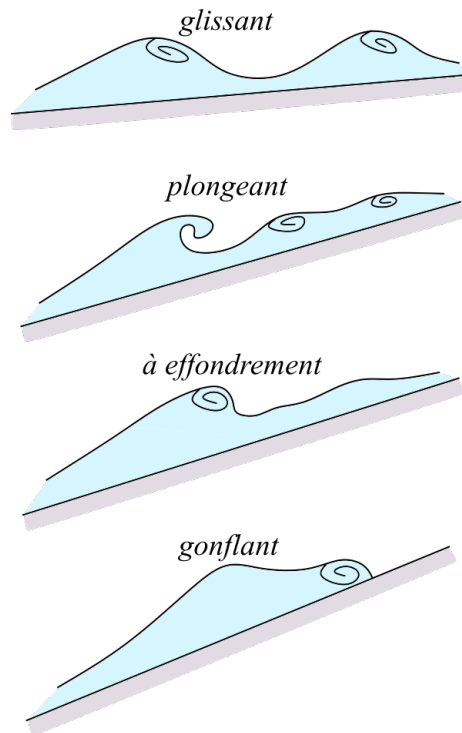


FIGURE 2.15 – Profils transversaux des quatre types de déferlement, Galvin Jr. (1968).

Type	Au large	À la côte
<i>Glissant</i>	$\xi_0 < 0.5$	$\xi_B < 0.4$
<i>Plongeant</i>	$0.5 < \xi_0 < 3.3$	$0.4 < \xi_B < 2.0$
<i>À effondrement</i>	$\xi_0 = 3.3$	$\xi_B = 2.0$
<i>Gonflant</i>	$3.3 < \xi_0$	$2.0 < \xi_B < 4.0$
<i>Pas de déferlement</i>		$4.0 < \xi_B$

TABLEAU 2.3 – Tableau distinctif des profondeurs.

Battjes (1974) montre que la valeur de ξ caractérise non seulement le type de déferlement, mais aussi la réflexion des vagues sur la plage, la remontée des vagues sur une plage ou une digue et la stabilité de l'armure d'un brise-lames (blocs de béton ou gravats).

Battjes and Janssen (1978) sont à l'origine d'un modèle classique et largement accepté de déferlement de vagues induit par la profondeur. Dans ce modèle, la perte d'énergie moyenne d'une seule vague déferlante (par unité de temps, par unité de surface horizontale du fond) est modélisée par analogie avec la dissipation dans un *rouleau* (« bore ») (un saut hydraulique). Le processus de déferlement limite la hauteur des vagues en eau peu profonde et la hauteur maximale des vagues est alors exprimée selon une fraction γ de la hauteur d'eau locale (en incluant la surcote des vagues) :

$$H_{max} = \gamma(D + \bar{\eta}) \quad (2.43)$$

L'indice de déferlement γ dépend de la cambrure de la vague et de la pente du fond. Cette constante n'est pas universelle, elle dépend notamment du type de vagues. Ainsi, pour une vague

solitaire McCowan (1894) donne $\gamma = 0.78$, pour des vagues irrégulières une réanalyse des jeux de données réalisée par Battjes and Stive (1985) donne un γ variant entre 0.6 et 0.83 avec une moyenne de 0.73. La valeur de γ n'est donc pas universelle et de nombreux travaux incluent l'effet d'autres paramètres, notamment la pente de la plage et de la longueur d'onde pour améliorer les prévisions de H_{max} .

2.5.9.3 Frottement sur le fond

Tous les processus décrits jusqu'ici dans ce chapitre sont assez bien connus car ils sont décrits par des équations simples dans des milieux homogènes, à l'exception du déferlement. L'effet du frottement sur le fond a un niveau de complexité similaire au déferlement et est plus difficile à quantifier car il dépend de la nature du fond (sable, vase, roche, présence d'algues) qui est généralement très variable. Par ailleurs, cet effet dépend de la topographie du fond à petite échelle, qui, si le fond est mobile, est elle-même modélisée par les vagues. Enfin, les écoulements sont turbulents, ce qu'il faut paramétrer.

La dissipation par frottement est considérée comme un facteur principal de dissipation sur les mers du plateau continental en eau peu profonde ($H < L/2$). Il couvre les mécanismes de la couche limite turbulente au fond, qui est relativement mince par rapport à la profondeur d'eau, créée par le mouvement des particules d'eau. Il s'agit essentiellement d'un transfert d'énergie et de quantité de mouvement du mouvement orbital des particules d'eau juste au-dessus de cette couche vers le mouvement turbulent de cette couche. Ce transfert dépend donc du domaine ondulatoire lui-même (taille relative des vagues) et des caractéristiques du fond. Ces caractéristiques du fond peuvent à leur tour être affectées et modélées par les vagues. Le Chapitre 3 détaille les différentes formulations existantes pour modéliser la dissipation d'énergie générée par le frottement sur le fond.

2.6 Introduction aux modèles non-linéaires ou non-dispersifs

On a vu précédemment que la théorie linéaire permettait de modéliser simplement la propagation des vagues, de leur génération à leur dissipation, et le transport d'énergie en eau profonde et intermédiaire. Par ailleurs, on peut en déduire des propriétés du second ordre des vagues, grâce à la condition aux limites dynamique, comme la contrainte radiative. Cependant, en eau très peu profonde, lorsque la vitesse verticale des particules est quasi-nulle ou que les vagues sont trop cambrées, ne respectant plus les conditions d'application de la théorie linéaire, elles ne sont plus faiblement non-linéaires. Leur profil évolue comme indiqué sur la Figure 2.5, passant d'un profil sinusoïdal au large à un profil dissymétrique en zone de levée, voire asymétrique en zone de déferlement. Dans ce cas, d'autres équations sont utilisées afin de permettre la modélisation des vagues en eau peu profonde ou avec des phénomènes non-linéaires. Pour prendre en compte la non-linéarité des vagues ou le caractère non-dispersif des vagues en eau peu profonde, plusieurs théories proposent des descriptions en fonction des situations à modéliser, en se basant sur le

nombre d'Ursell Us pour distinguer les cas (Ursell, 1953) :

$$Us = \frac{2AL^2}{D^3} = \frac{2A}{D} \left(\frac{L}{D} \right)^2 \quad (2.44)$$

Si ce paramètre est inférieur à 5, on peut utiliser une théorie linéaire. Sinon il faut partir sur une théorie non-linéaire comme les ondes cnoïdales, que l'on présente dans la suite.

Houle de Stokes La théorie de Stokes est une approche par série de perturbation d'ondes dispersives et faiblement non-linéaires, efficace en eau profonde à cause des relativement courtes longueurs d'onde. Le potentiel de vitesse ϕ est développé jusqu'à un ordre N , conduisant aux modèles de houle régulière (monochromatique). L'ordre 1 correspond à la théorie linéaire d'Airy, détaillée plus haut, tandis que les ordres les plus élevés induisent une déformation de la houle sinusoïdale, aplatissant de plus en plus les creux et surélevant les crêtes. Pour de longues longueurs d'onde, on préfère Boussinesq ou Korteweg-de Vries à cause du fait qu'en eau peu profonde, les séries de Stokes nécessitent un certain nombre de termes pour converger vers la solution, quand elles ne divergent pas pour des conditions de faibles profondeurs. Le deuxième ordre est valable pour $Us \ll 100$ en eau peu profonde.

Équations de Korteweg-de Vries (KdV) Ces équations, proposées par Korteweg et de Vries en 1895, décrivent la propagation de vagues unidirectionnelles faiblement non-linéaires et dispersives, sous la condition $L > 7D$. Deux solutions sont possibles :

- les *ondes solitaires* (ou solitons), dont la longueur d'onde tend vers l'infini ;
- les *ondes cnoïdales*, où interviennent les fonctions elliptiques de Jacobi notées cn , d'où leur nom.

Équations de Boussinesq Dans ces équations, on considère les paramètres de non-linéarité kA et de dispersion kD . Le domaine de validité est le même que pour KdV, à la différence près que ce modèle permet la propagation dans des directions arbitraires. Il est plus difficile à résoudre, bien que l'augmentation de la puissance de calcul fasse qu'il soit de plus en plus utilisé.

Équations de Barré de Saint-Venant Dans le cadre d'eau très peu profonde, on peut négliger la composante verticale de la vitesse fluide, et décrire la propagation d'ondes non-linéaires et dispersives en amplitude (mais pas en fréquence), à condition que $L > 20D$.

Diffusion Sur des bathymétries dont l'ordre de grandeur de la variabilité est inférieur à celle de la longueur d'onde des vagues, des modèles de vagues évanescences ou non-propagatives sont développés pour étudier les effets de l'interaction avec l'obstacle (Fu et al., 2017; Maurel et al., 2019).

Les domaines de validité de ces différents modèles sont récapitulés dans la Figure 2.16 ci-dessus, en fonction de l'amplitude des vagues et de la profondeur.

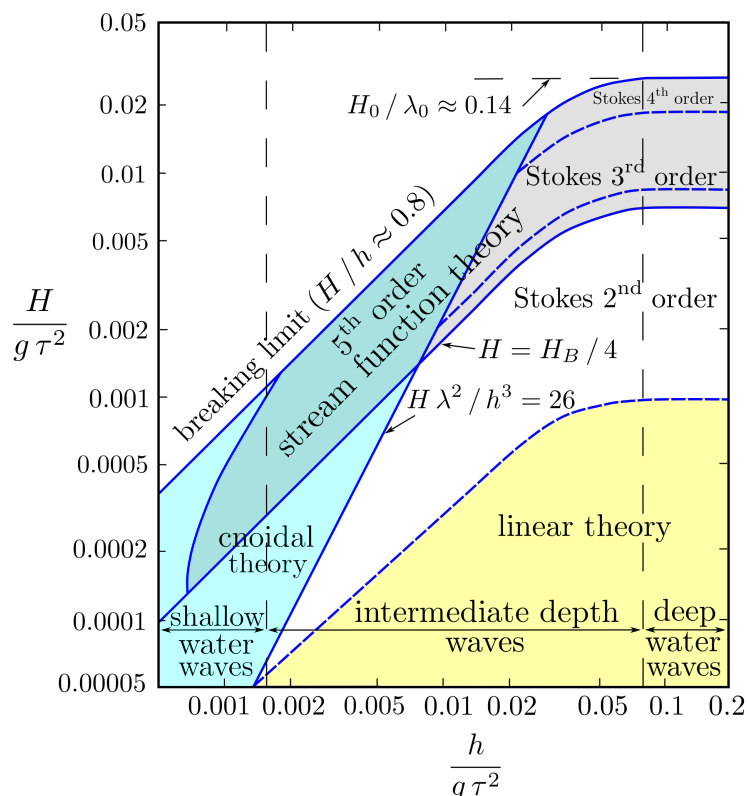


FIGURE 2.16 – Récapitulatif des domaines de validité des équations d’après Le Méhauté (1976).

2.7 Description de l’état de mer

Dans le cadre d’un projet en génie civil côtier, la connaissance des conditions environnementales spécifiques au site d’étude (états de mer au large), est nécessaire pour le dimensionnement et la réalisation de ce projet. Dans le cadre de la thèse, les outils présentés dans cette partie vont nous servir à quantifier la transformation des vagues sur les fonds complexes étudiés en laboratoire et sur le terrain.

2.7.1 Analyse vague-à-vague

La description conventionnelle à court terme des vagues océaniques nécessite une stationnarité statistique. La durée d’enregistrement des vagues océaniques réelles (la fluctuation de l’élévation de la surface de la mer en fonction du temps) doit donc être aussi courte que possible. Toutefois, la caractérisation des vagues avec toute la fiabilité possible exige de faire la moyenne sur une durée aussi longue que possible pour pouvoir suivre l’évolution des propriétés du champ de vagues dans le temps. Le compromis en mer est une durée d’enregistrement de 15-30 min. Si l’enregistrement est plus long, il doit être divisé en de tels segments (éventuellement en chevauchement ; chacun étant supposé être stationnaire) (Holthuijsen, 2007).

L'état des vagues dans un enregistrement stationnaire peut être caractérisé par des paramètres de vague moyens, comme la hauteur significative de la vague et la période significative de la vague. La hauteur significative des vagues est assez bien corrélée avec « la » hauteur des vagues telle qu'elle est estimée visuellement par des observateurs expérimentés. Cela n'est pas vrai pour la période de vague significative. On estime ces paramètres à l'aide de la méthode du *passage à zéro descendant* ou *montant* (respectivement « zero-down crossing » et « zero-up crossing » en anglais), qui consiste à repérer le point d'intersection de la surface libre avec le niveau moyen pour les phases descendantes ou montantes (voir Figure 2.17). La distribution de la hauteur des vagues $P(H)$ suit généralement une loi de Rayleigh (voir Figure 2.18), à l'exception de la zone de déferlement (Thornton and Guza, 1983) :

$$P(H) = \frac{2H}{H_{rms}^2} \exp \left[- \left(\frac{H}{H_{rms}} \right)^2 \right] \quad (2.45)$$

Où H_{rms} est la hauteur moyenne quadratique des hauteurs de vagues définie par :

— **Hauteur quadratique moyenne** = $H_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n H_i^2}$;

— **Hauteur significative** :

$$H_s \approx H_{1/3} = 1.446 H_{rms} \quad (2.46)$$

avec $H_{1/3}$ la hauteur moyenne du 1/3 des vagues les plus hautes de la distribution de Rayleigh.

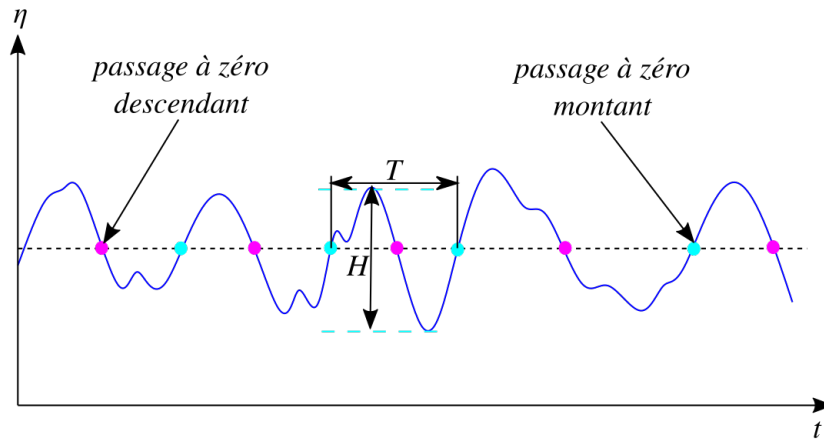


FIGURE 2.17 – Présentation de la méthode du passage à zéro.

L'analyse vague-à-vague est surtout utilisée lorsque l'on aborde des phénomènes tels que le déferlement lié à des seuils de vitesses ou de cambrure de la surface.

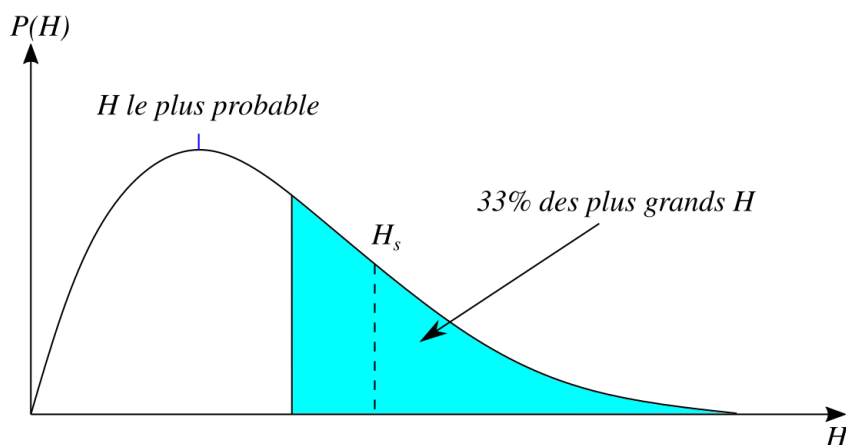


FIGURE 2.18 – Distribution de Rayleigh.

2.7.2 Analyse spectrale

Contrairement à l'analyse vague-à-vague, vue précédemment, qui repère chaque hauteur de vague, l'analyse spectrale s'intéresse uniquement à la décomposition en fréquence du signal sans considérer chaque vague. La théorie linéaire des vagues est une théorie qui correspond parfaitement à la description spectrale des vagues océaniques, car la description spectrale est basée sur l'hypothèse que les composantes des ondes sont harmoniques et indépendantes, en d'autres termes, elles se comportent comme des ondes harmoniques linéaires, avec différentes amplitudes A_j , pulsations ω_j et phases φ_j :

$$\eta(t) = \sum_{j=0}^{\infty} A_j \cos(\omega_j t + \varphi_j) \quad (2.47)$$

2.7.2.1 Spectre de densité d'énergie

On obtient une description de l'état des vagues en décomposant l'enregistrement temporel comme la somme d'un grand nombre d'ondes harmoniques statistiquement indépendantes (composantes de la vague) à l'aide d'une transformée de Fourier (FFT). Ce concept, également appelé *modèle de phase/amplitude aléatoire* conduit au *spectre de densité d'énergie unidimensionnel*, qui montre notamment comment l'énergie est distribuée (représentée par A^2 grâce à la relation de proportionnalité de l'équation 2.18) sur les fréquences des composantes de la vague, avec \underline{A} indiquant que l'amplitude est traitée comme une variable aléatoire :

$$E(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta f} E\left\{\frac{1}{2}\underline{A}^2\right\} \quad (2.48)$$

Si la situation est stationnaire et que les élévations de surface sont distribuées de manière gaussienne, la densité de variance fournit une description statistique complète des vagues.

Ce concept peut être étendu au modèle tridimensionnel, en considérant la direction de propagation θ des ondes statistiquement indépendantes à la surface de la mer, avec $S(f, \theta)$ la *fonction de répartition directionnelle* (ou angulaire) telle que $\int_0^{2\pi} S(f, \theta) d\theta = 1$:

$$E(f, \theta) = E(f)S(f, \theta) \quad (2.49)$$

On obtient alors le *spectre bi-dimensionnel de densité de variance* qui montre comment la variance est distribuée sur les fréquences et les directions de ces composantes d'ondes harmoniques. Le spectre unidimensionnel peut être obtenu à partir du spectre bi-dimensionnel par intégration dans toutes les directions :

$$E(f) = \int_0^{2\pi} S(f, \theta) d\theta \quad (2.50)$$

L'aspect directionnel nécessaire des mesures complémentaires de direction aux mesures de pression, par exemple la vitesse. De même, on retrouve l'énergie totale en J/m^2 en intégrant sur toutes les fréquences :

$$E = \int_0^\infty E(f)df \quad (2.51)$$

Le spectre de densité de variance fournit également une description au sens physique lorsqu'il est multiplié par ρg . Le résultat est la densité d'énergie spectrale. Il montre comment l'énergie des vagues est répartie sur les fréquences (et les directions) (Holthuijsen, 2007).

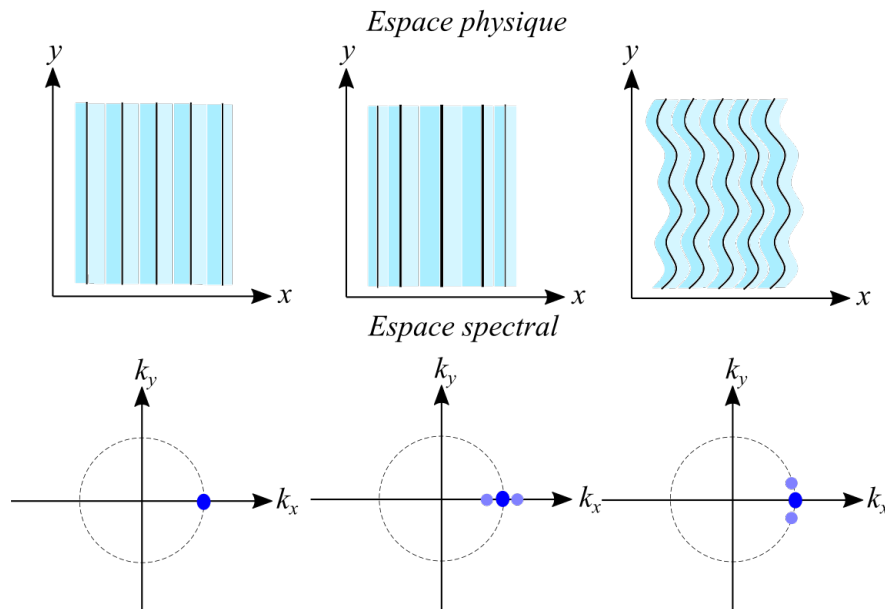


FIGURE 2.19 – Correspondance entre espace physique et spectral.

L'intérêt principal du spectre réside dans sa stationnarité. En effet, bien que les vagues soient irrégulières, le spectre est relativement régulier et varie très lentement en quelques heures. Cette

régularité se prête donc bien à la modélisation et à la prévision des vagues. Bien que l'on perde des informations sur les phases en ne conservant que l'énergie des vagues et leur répartition spectrale et que l'on ne puisse pas reconstituer la surface exacte à partir du spectre, on peut reconstruire une surface statistiquement identique.

De même que pour l'analyse vague-à-vague, on peut extraire des caractéristiques du champ de vagues à partir du spectre :

— **Moment d'ordre n** : $m_n = \int_{f_{min}}^{f_{max}} f^n E(f) df$

— **Hauteur significative** :

$$H_s = H_{m_0} = 4\sqrt{m_0} \quad (2.52)$$

avec m_0 le moment d'ordre 0 du spectre ;

— **Hauteur énergétique moyenne** : $H_E = \sqrt{8m_0}$;

— **Période pic** : $T_p = 1/f_p$, avec f_p la fréquence pour laquelle on observe le pic d' $E(f)$;

— **Période moyenne** :

$$T_{m01} = \frac{m_0}{m_1} \quad (2.53)$$

— **Largeur spectrale** : $\varepsilon^2 = 1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}$, avec m_2 et m_4 les moments d'ordre 2 et 4 du spectre.

Une formule simple permet d'estimer directement le H_s des vagues irrégulières à partir de la série temporelle sans analyse spectrale : $H_s = \sqrt{2}H_{rms} = \sqrt{2}\sqrt{8\sigma(\eta)^2}$ où $\sigma(\eta)$ représente l'écart-type de l'élévation temporelle de la surface libre.

2.7.2.2 Spectres usuels

A partir de considérations théoriques et d'ajustements empiriques, des formes analytiques de spectres unidimensionnels de vagues ont été développées. Basés sur la vitesse du vent, la longueur de fetch ou encore sur la hauteur significative, ils permettent de représenter l'état de mer à un endroit donné. On donne ici les deux spectres les plus connus et utilisés :

— **Pierson-Moskowitz (1964)** ([Pierson and Moskowitz, 1964](#)) : utilisé pour décrire une mer formée, c'est-à-dire lorsque le vent a soufflé sur une distance suffisamment grande pour que la taille des vagues maximales correspondant à ce vent soit atteinte :

$$E(f) = E_{PM}(f) = \alpha_{PM} g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_{PM}}\right)^{-4}\right) \quad (2.54)$$

avec $\alpha_{PM} = 0.0081$ et f_{PM} respectivement l'échelle d'énergie et la fréquence pic du spectre.

— **JONSWAP (JOint North Sea WAve Project)** ([Hasselmann et al., 1973](#)) : résulte de campagnes de mesures en Mer du Nord, sa forme est plus générale et englobe le spectre de Pierson-Moskowitz, convenant ainsi aux états de mer à longueur de fetch limitée :

$$E(f) = E_{PM}(f) \gamma_J \exp\left[\frac{-(f-f_p)^2}{2\sigma_{A/B}^2 f_p^2}\right] \quad (2.55)$$

avec γ_J et $\sigma_{A/B}$ respectivement le facteur d'amplification du pic et la largeur relative autour de f_p qui est affectée par l'amplification du pic.

2.7.2.3 Interactions vagues-vagues non-linéaires

Un autre processus physique affectant la croissance des vagues autre que la génération par le vent et la dissipation est l'interaction non-linéaire entre les vagues. La saturation du spectre observée est largement due à ce phénomène qui contrôle en partie la croissance des vagues et à l'instauration d'un équilibre entre la génération, le déferlement (moutonnement en eau profonde) et les interactions non-linéaires (Phillips, 1985). Deux types sont distingués :

- **les interactions quadruples** : soient deux paires d'ondes formant un motif. Lorsque les quatre ondes sont superposées, elles entrent en résonance (formant un *quadruplet*) si les conditions suivantes sont réunies :

$$f_1 + f_2 = f_3 + f_4 \quad (2.56)$$

$$\vec{f}_1 + \vec{f}_2 = \vec{f}_3 + \vec{f}_4 \quad (2.57)$$

Dans ce cas, un transfert d'énergie s'opère entre les ondes, des hautes fréquences vers les basses fréquences, décalant le sommet du spectre vers les fréquences plus basses, et dominant ainsi l'évolution du spectre. Ce phénomène est très fréquent en eau profonde ;

- **les interactions triples** : par analogie avec les conditions de résonance pour quatre composantes d'onde, les conditions de résonance pour trois composantes d'onde exigent que la somme des fréquences et des vecteurs de nombre d'onde de deux composantes d'onde se propageant librement soit égale à la fréquence et au nombre d'onde, respectivement, d'une troisième composante d'onde (*triplet*) se propageant librement :

$$f_1 + f_2 = f_3 \quad (2.58)$$

$$\vec{f}_1 + \vec{f}_2 = \vec{f}_3 \quad (2.59)$$

Ces conditions de résonance ne peuvent être respectées en eau profonde (une telle combinaison ne peut être créée avec la relation de dispersion de la théorie linéaire en eau profonde). En eau peu profonde, les vagues ne sont pas dispersives et de telles conditions sont possibles. Dans des eaux légèrement plus profondes, mais toujours très peu profondes, ces conditions peuvent être presque respectées, de sorte qu'une quasi résonance se produit, entraînant un transfert d'énergie et un couplage de phase entre les composantes des ondes concernées.

Les deux méthodes les plus utilisées pour évaluer ce transfert non-linéaire entre les fréquences du spectre sont :

- **l'analyse interspectrale** (« cross-spectral analysis » en anglais) : elle est utilisée pour calculer les spectres dominants du nombre d'onde et de la vitesse de phase. Comme cette

approche fournit des différences de phase (ou des retards) entre deux signaux dans le domaine des fréquences, elle a été utilisée dans le passé pour étudier, en laboratoire et sur le terrain, les propriétés dispersives des vagues se propageant en eaux profondes et en eaux intermédiaires et peu profondes ;

- **l’analyse bispectrale** (« bispectral analysis » en anglais) : le bispectre de puissance correspond à une représentation dans le domaine des fréquences de son cumulatif ou moment de troisième ordre. Comme il fournit des informations sur la force du couplage de phase entre les triplets de fréquences, c’est un outil utile et puissant pour étudier les phénomènes non-linéaires. Il sert également pour quantifier les transferts d’énergie non-linéaires vers les harmoniques, qui jouent un rôle fondamental dans les motifs spectraux observés dans les hautes fréquences.

2.7.2.4 Bilan des transferts d’énergie

Dans les eaux côtières, la propagation des vagues est affectée par une profondeur d’eau limitée et une amplitude variable des vagues (levée, réfraction et diffraction). Cependant, une profondeur d’eau limitée affecte également la génération, les interactions non-linéaires et la dissipation. Battjes (1994) a passé en revue l’importance relative des différents processus en eaux profondes et peu profondes, ce qui montre que la modélisation des vagues en eau peu profonde doit prendre en compte beaucoup plus de processus qu’en eau profonde.

Processus	Eau profonde	Eau peu profonde		
		Plateau continental	Littoral	Zone portuaire
<i>Génération par le vent</i>	● ● ●	● ● ●	●	○
<i>Interactions quadruples</i>	● ● ●	● ● ●	●	○
<i>Moutonnement</i>	● ● ●	● ● ●	●	○
<i>Frottement sur le fond</i>	○	● ● ●	●	○
<i>Courants</i>	○/●	●	● ●	○
<i>Réfraction / levée</i>	○	● ●	● ● ●	● ●
<i>Déferlement</i>	○	●	● ● ●	○
<i>Interactions triples</i>	○	○	● ●	●
<i>Réflexion</i>	○	○	●/● ●	● ● ●
<i>Diffraction</i>	○	○	●	● ● ●

TABLEAU 2.4 – Importance relative des différents processus affectant l’évolution des vagues en eau profonde et peu profonde : ● ● ● : dominant, ● ● : significatif mais non dominant, ● : mineur, ○ : négligeable. D’après Holthuijsen (2007).

Les processus de génération, d’interaction et de dissipation des vagues qui sont importants en eau profonde ont tendance à s’intensifier en eau peu profonde, mais d’autres processus deviennent actifs et ont tendance à être encore plus forts. Lorsque les vagues entrent en eau peu profonde, elles ralentissent, augmentant ainsi le rapport entre la vitesse du vent et la vitesse de la phase des vagues (le transfert d’énergie du vent vers les vagues est plus important) et les vagues se raidissent, ce qui renforce les interactions quadruples et la formation de moutons, déjà présents

en eau profonde. Les processus supplémentaires en eaux peu profondes sont liés à la propagation (levée et réfraction), aux interactions non-linéaires (les eaux peu profondes permettent une quasi résonance de trois composantes des vagues, ce qui entraîne des interactions triples) et à la dissipation (frottement sur le fond et déferlement). En eau très peu profonde, les interactions triples semblent être aussi importantes que les interactions quadruples en eau profonde. La réflexion et la diffraction dominent l'évolution des vagues devant et derrière les digues et autres obstacles, tels que les rochers et les îlots, ainsi que dans les ports. On note cependant que Battjes (1994) considère que le frottement sur le fond est plus important sur le plateau continental qu'au niveau du littoral. Ceci est probablement dû au manque de documentation des littoraux rocheux de l'époque.

2.8 Introduction à la modélisation

On introduit ici les outils de modélisation utilisés en fonction du contexte d'étude. Selon le contexte, différentes stratégies et donc différents types de modèles sont utilisés pour prédire la transformation des vagues en milieu côtier.

2.8.1 Stratégies de modélisation

Selon la durée et l'échelle de l'étude, différentes stratégies sont proposées pour la modélisation des vagues (Holthuijsen, 2007) :

- Sur de petites échelles spatiales et temporelles (moins d'une douzaine de longueurs ou de périodes de vagues, par exemple la zone de déferlement sur la plage ou un canal dans un laboratoire hydraulique), il est possible de décrire en détail le mouvement réel de la surface de la mer. C'est ce que l'on appelle l'*approche par phase résolue* ;
- À des échelles spatiales et temporelles intermédiaires (de dizaines à des centaines de longueurs ou de périodes de vagues, par exemple quelques kilomètres ou une demi-heure en mer), les conditions des vagues sont décrites avec des caractéristiques moyennes, dont la plus importante est le spectre des vagues. Cela exige que les conditions de vagues soient constantes au sens statistique (stationnaires et homogènes). On utilise donc l'*approche par phase moyennée* ;
- Sur de grandes échelles spatiales et temporelles (de centaines à des centaines de milliers de longueurs ou de périodes de vagues, par exemple, les océans ou les mers épicontinentales), l'espace et le temps doivent être divisés en segments, avec les vagues dans chaque segment décrite avec un spectre. La séquence des segments permet de traiter le spectre comme variant dans l'espace et le temps. On utilise alors une *approche déterministe* ;
- Sur une échelle de temps climatologique (des dizaines d'années ou plus), seules les propriétés statistiques d'une hauteur de vague caractéristique (la hauteur de vague significative) sont généralement prises en compte. C'est ce que l'on appelle une *approche probabiliste*.

Il existe de nombreux modèles numériques qui permettent de considérer ou de négliger tel ou tel processus associé aux vagues. En effet, il n'existe pour le moment pas de modèle qui tienne compte de l'ensemble des processus décrits précédemment à toutes les échelles temporelles. Il s'agit donc de faire le choix le plus judicieux en fonction des objectifs du projet ou de l'étude à réaliser.

2.8.2 Équation d'équilibre d'énergie/action

Dans l'approche spectrale, on utilise l'équation d'équilibre d'énergie (ou l'équation d'évolution) pour modéliser l'évolution temporelle des vagues et du transport d'énergie :

$$\frac{dE(f, \theta)}{dt} = \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial EC_{g,x}}{\partial x} + \frac{\partial EC_{g,y}}{\partial y} + \frac{\partial EC_{\theta}}{\partial \theta} = S_{in}(f, \theta) + S_{nl}(f, \theta) + S_{dis}(f, \theta) \quad (2.60)$$

où les termes de gauche représentent la variation d'énergie, avec C_g la vitesse de propagation de l'énergie dans les deux directions x et y , C_{θ} la lente rotation de la direction des vagues induite par la réfraction (ou même par la rotation de la Terre), et à droite, le terme source peut être décomposé pour représenter les processus affectant la variation d'énergie : apport par le vent (voir Section 2.2), interactions non-linéaires (que l'on détaille dans la Section 2.7.2.3) et dissipation (voir Section 2.5.9).

En pratique, les vagues se propageant dans un milieu matériel, elles peuvent interagir avec leur environnement (voir Section 2.5.6 sur les courants et les marées). Or l'énergie n'est pas conservée dans un milieu non-homogène (en présence de courants, d'accélération, et de variations de profondeur). En revanche, l'action N définie par Bretherton and Garrett (1968) :

$$N(f, \theta) = E(f, \theta)/\omega \quad (2.61)$$

est une quantité invariante. On obtient donc une nouvelle formule avec la densité spectrale d'action :

$$\frac{dN(f, \theta)}{dt} = \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial NC_{g,x}}{\partial x} + \frac{\partial NC_{g,y}}{\partial y} + \frac{\partial NC_{\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial NC_{\omega}}{\partial \omega} = \frac{S_{in}(f, \theta) + S_{nl}(f, \theta) + S_{dis}(f, \theta)}{\omega} \quad (2.62)$$

où le cinquième terme au milieu représente le décalage fréquentiel des vagues.

Cette équation est, par exemple, implémentée dans les modèles spectraux suivants :

- SWAN (Simulating WAVes Nearshore), développé par Delft et qui est l'un des préférés de la communauté ingénieure pour la prévision de vagues en eaux côtières (Booij et al., 1999) ;
- WW3 (WaveWatchIII), développé par l'Agence américaine d'observation océanique et atmosphérique (NOAA) et utilisé par le Shom pour les prévisions en météorologie marine (Tolman, 1991).

2.8.3 Modélisation à phase résolue

Dans le cadre de la thèse, on se focalise sur les modèles spectraux mais une présentation des approches utilisées pour modéliser la dissipation par frottement dans les modèles à phase résolue est donnée dans le Chapitre 3, avec un focus sur le modèle SWASH ([Zijlema et al., 2011](#)), également développé par Delft. D'autres modèles existent, notamment CROCO en non-hydrostatique ([Marchesiello et al., 2021](#)), SYMPHONIE en non-hydrostatique ([Marsaleix et al., 2019](#)) en multicouches et d'autres modèles basés sur les équations de Saint-Venant et de Boussinesq.

Chapitre 3

Rugosité et frottement sur fond complexe

Lorsque les vagues et les courants associés se propagent en eau intermédiaire, ils sont affectés par la topographie du fond et dissipent une partie de leur énergie par frottement. A l'heure actuelle, ce processus est relativement bien compris et modélisé dans le cas des plages sableuses à faible pente, mais l'est moins pour tous les autres types de fond dits complexes : plateformes rocheuses, récifs coralliens frangeants, herbiers marins, graviers, rides de courants (ou dunes hydrauliques)... Des études, par exemple [Lowe et al. \(2005a\)](#); [Flack and Schultz \(2014\)](#) montrent une forte dépendance de la modélisation à la représentation du fond et à la connexion entre la topographie et l'hydrodynamique de l'écoulement. Aussi les résultats et les paramètres varient d'une configuration à l'autre, ce qui fait qu'il n'existe pour l'instant pas d'approche commune à tous les sites observés.

L'objectif de ce chapitre est de résumer l'état de l'art scientifique sur la transformation des vagues sur des fonds marins complexes. En particulier, nous nous intéressons à l'effet de la rugosité du fond depuis la hauteur de rugosité commune, c'est-à-dire beaucoup plus petite que la profondeur locale, jusqu'à la macro-rugosité dont la hauteur est comparable, voire supérieure (émergente), à la profondeur locale. On s'intéresse ici aux approches purement 2D, c'est-à-dire qui considèrent les vagues comme arrivant normales par rapport à la côte. La plupart des approches présentées peuvent être étendues à un système 3D complet et intégrées dans une description globale des processus physiques conduisant à la transformation des vagues sur le rivage présentés dans le Chapitre 2 : déferlement des vagues, déferlement, réfraction, réflexion, transferts d'énergie non-linéaires, etc. La littérature sur l'interaction entre les vagues et les structures poreuses ou les lits rugueux est très riche et largement répandue. Le choix est fait ici de se concentrer sur les approches sur lesquelles sont basés les modèles littoraux les plus courants avec, d'une part, les approches spectrales et intégrées en fréquence des vagues et, d'autre part, les équations non-linéaires des eaux peu profondes résolvant les vagues. Deux grandes approches existent : l'approche frottement sur le fond dans le cadre de petites rugosités et l'approche traînée de

volume qui considère les écoulements dans un milieu présentant de grands éléments de rugosité émergents (zones végétalisées, blocs...).

3.1 Structure de l'écoulement

Cette première section présente les caractéristiques de l'écoulement sur fond rugueux et les définitions des différentes régions d'écoulement en fonction de ces caractéristiques. Elle est basée sur une littérature dense et complète des écoulements stationnaires que l'on étend aux écoulements instationnaires.

Couche limite Tout fluide réel se déplaçant le long d'une frontière solide subit une contrainte de cisaillement à cette frontière. La condition d'absence de glissement impose que la vitesse du fluide à la frontière (par rapport à la frontière) soit nulle; bien qu'à une certaine hauteur de la frontière, la vitesse d'écoulement doit être égale à celle du fluide. La région située entre ces deux points est appelée la couche limite. Cette non-uniformité du courant le long de la verticale du fond à la surface induit un cisaillement entre les couches d'écoulement libre et les couches d'écoulement contrôlé par le fond. Pour tous les fluides à viscosité constante en écoulement laminaire, la contrainte de cisaillement est proportionnelle à la vitesse de déformation du fluide, la viscosité étant la constante de proportionnalité. Lorsque cette contrainte devient importante, de la turbulence se développe. A cause du frottement du fond, la couche limite dissipe l'énergie de l'écoulement supérieur. La variabilité et l'importance de la contrainte de cisaillement dépendent du régime d'écoulement :

- dans le cas d'un courant uniforme et stationnaire, la turbulence est présente dans la colonne entière;
- dans le cas d'un écoulement oscillatoire (mouvement des vagues), la turbulence se développe uniquement dans la couche limite et augmente de manière significative la contrainte de cisaillement;
- dans le cas d'un courant superposé aux vagues, la contrainte de cisaillement augmente non-linéairement, avec une diminution de l'écoulement moyen près du fond. L'angle entre la direction des vagues et du courant joue un rôle important ([Grant and Madsen, 1979](#); [Madsen, 1995](#)).

La contrainte de cisaillement totale au fond (exprimée généralement en force par unité de surface) peut être décomposée en deux termes :

$$\tau_b = \tau_{xz}(z = 0) = \tau_p + \langle \tau_v \rangle \quad (3.1)$$

où τ_p représente la traînée de pression et $\langle \tau_v \rangle$ la moyenne spatiale du frottement superficiel visqueux. Pour des écoulements avec des nombres de Reynolds élevés sur fonds rugueux, le premier est dominant ([Jiménez, 2004](#)). Une paramétrisation classique de τ_b est d'introduire une formulation quadratique en vitesse avec une vitesse d'écoulement de référence, souvent choisie

en se basant sur une hauteur de référence ou en utilisant une moyenne sur la colonne d'eau. Il en résulte des valeurs différentes de coefficients de frottement et complique les comparaisons entre les différentes études.

Régions d'écoulement L'écoulement sur une surface, qu'elle soit lisse ou rugueuse, n'est pas uniforme mais suit un profil de vitesse, avec une vitesse nulle au niveau du fond et une vitesse maximale dans la partie supérieure. Selon [Nikora et al. \(2001\)](#), l'écoulement stationnaire au-dessus d'un fond rugueux ou poreux présente différents régimes selon la distance par rapport au fond comme présentée sur la Figure 3.1 :

- **la couche supérieure** : les effets visqueux et de traînée y sont négligeables. Les caractéristiques physiques sont la *vitesse de frottement* (ou de cisaillement) u_* définie par $u_* = \sqrt{\tau_b/\rho}$ où τ_b est la contrainte de cisaillement calculée au fond $\tau_{xz}(z = 0)$, la vitesse maximale de l'écoulement $U_{c,max}$, la distance par rapport au fond et la profondeur de l'écoulement D ;
- **la couche logarithmique** : les effets visqueux et de traînée y sont également négligeables, en revanche les caractéristiques sont u_* , D et les échelles de la topographie du fond. Elle n'existe que si la profondeur est très supérieure à la hauteur des éléments de rugosité et l'écoulement y est caractérisé par une loi logarithmique (aussi appelée *loi de paroi* ou « Law of the Wall » - LoW en anglais) ;
- **la sous-couche induite par la traînée** : l'écoulement est influencé par les éléments de rugosité. La couche occupe la région juste au-dessus des sommets de rugosité et les contraintes induites par la traînée apparaissent ;
- **la sous-couche inter-faciale** (avec la sous-couche induite par la traînée, on obtient la couche de rugosité) : cette région est également influencée par les éléments de rugosité et occupe l'espace entre les creux et les sommets où la porosité varie ;
- dans le cas de fonds poreux, on rajoute **la couche souterraine** : l'écoulement occupe les pores entre les particules et est caractérisé par la vitesse de frottement u_* et la longueur caractéristique des pores.

Ces couches sont définies pour un écoulement hydrauliquement rugueux, caractérisé à partir d'une hauteur de rugosité caractéristique h_R et de l'épaisseur de la couche de rugosité δ_R :

- $h_R < \delta_R$: écoulement hydrauliquement lisse ;
- $h_R \approx \delta_R$: écoulement transitoire ;
- $h_R > \delta_R$: écoulement hydrauliquement rugueux.

En pratique, lorsque les éléments de rugosité ne dépassent l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, l'effet sur l'écoulement dans la couche limite ne sera pas le même que lorsqu'ils dépassent. On peut considérer que l'on néglige l'effet de la rugosité dans ce cas.

Selon la submersion relative de l'écoulement, certaines régions n'apparaîtront pas. Ainsi, si on définit la *submersion relative* comme étant le rapport entre la hauteur de la rugosité h_R et la profondeur de l'écoulement D , on aura :

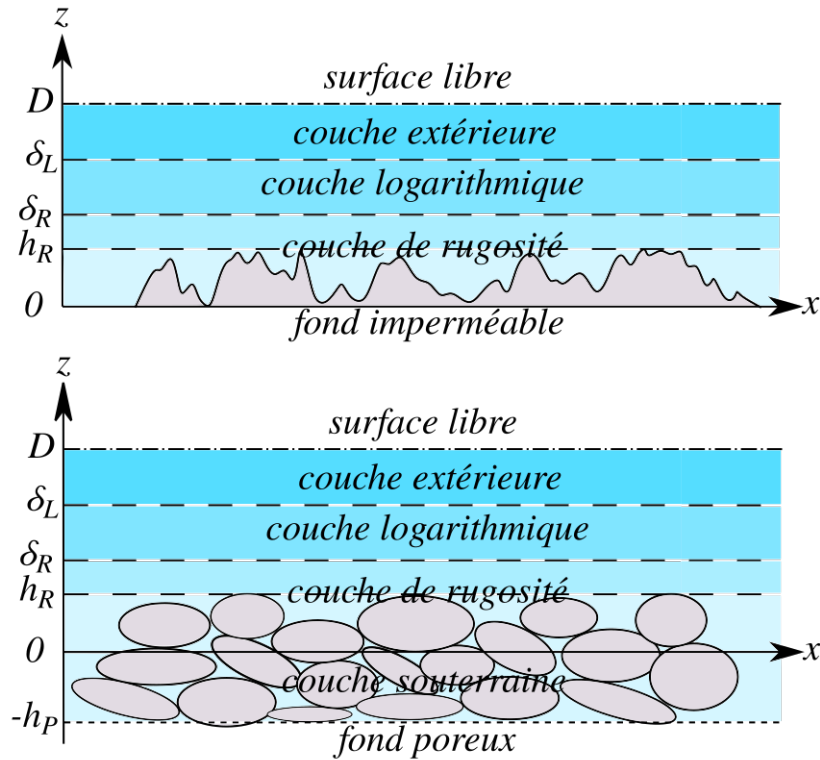


FIGURE 3.1 – Régions d’écoulement pour des fonds imperméables et poreux d’après Nikora et al. (2001).

- $D \gg h_R$: écoulement à haute submersion relative, où toutes les couches citées au-dessus sont présentes ;
- $(2 - 5)h_R > D \geq h_R$: écoulement à faible submersion relative, où la sous-couche induite par la traînée fait office de couche supérieure ;
- $D < h_R$: écoulement sur fond partiellement inondé, avec la sous-couche interfaciale comme couche supérieure.

Cas particulier de la canopée Dans le cas de zones végétalisées (canopées), l’écoulement dans la couche de rugosité se décompose en deux parties : la zone supérieure où ont lieu des échanges turbulents verticaux de quantité de mouvement avec la couche d’eau au-dessus, et la zone inférieure communiquant avec l’eau environnante par le biais de l’advection longitudinale.

Des études montrent que la structure de l’écoulement au-dessus et dans une canopée ressemble plus à une couche de mélange qu’à une couche limite (montrée par Ghisalberti and Nepf (2002) et confirmée par McDonald et al. (2006)). Tous les profils de vitesse moyenne contiennent un point d’inflexion qui rend l’écoulement sensible à l’instabilité de Kelvin-Helmholtz, générant des tourbillons larges et cohérents à l’intérieur de la couche de mélange, générant une déflexion vers l’avant des plantes progressant vers l’avant qu’on appelle *monami*, qui dominant le transport vertical de quantité de mouvement à travers la couche. Folkard (2005) montre que les vitesses significatives d’un écoulement sur des parcelles de *Posidonia* à faible submersion rela-

tive pénètrent les parcelles jusqu'à approximativement la moitié de leur hauteur. La réduction de vitesse ne change pas le motif de l'écoulement mais l'atténue et l'estompe. McDonald et al. (2006) montre que la vitesse globale dans la canopée du récif corallien est, pour tous les nombres de Reynolds, significativement plus faible que celle de l'écoulement.

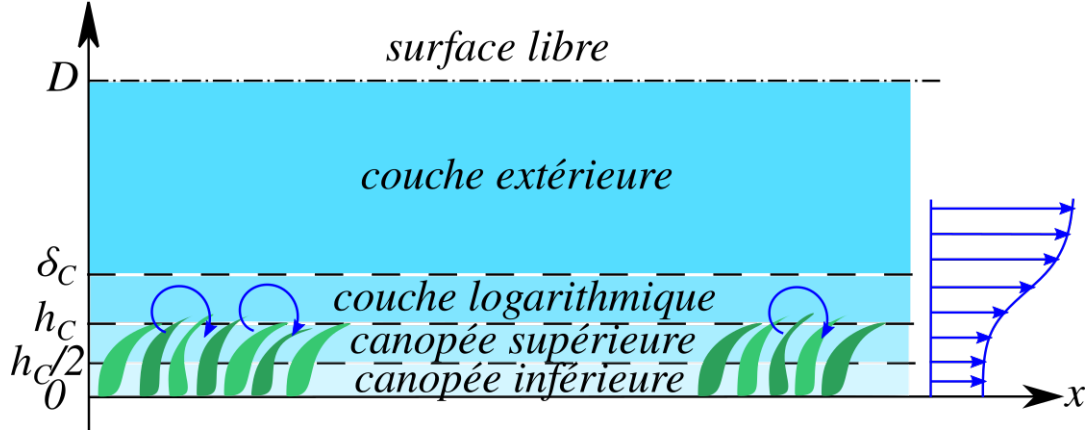


FIGURE 3.2 – Régions d'écoulement pour une canopée, d'après Ghisalberti and Nepf (2002).

3.2 Approche frottement sur le fond

Cette approche est utilisée dans le cas de petites rugosités, dont la hauteur ne dépasse pas l'amplitude orbitale au fond des vagues. Elle se base sur la combinaison de paramètres hydrodynamiques (amplitude orbitale au fond) et de paramètres décrivant la géométrie de la structure du fond (coefficients empiriques et hauteur verticale caractéristique).

3.2.1 Modélisation intégrée en fréquence

La première approche, la plus simple, se base sur la description des paramètres intégrés déduits du spectre des vagues. On reprend alors l'équation de conservation du flux Eq. 2.19 en utilisant les paramètres intégrés en mode stationnaire par combinaison avec l'Eq. 2.18 :

$$EC_g = \frac{1}{8} \rho g C_{g,p} H_{rms}^2 \quad (3.2)$$

avec $C_{g,p}$ la vitesse de groupe associée à la fréquence pic.

L'approche la plus courante pour estimer la dissipation intégrée en fréquence due au frottement sur le fond est basée sur la formulation quadratique par analogie avec celle définie pour les courants, présentée ci-dessus, de la contrainte de cisaillement du fond :

$$\bar{\varepsilon}_f = u_{w,b} \tau_b = \frac{1}{2} \rho f_w u_{w,b} |u_{w,b}|^2 = \frac{1}{2} \rho f_w |u_{w,b}|^3 \quad [kg.s^{-3}] \quad (3.3)$$

où $u_{w,b}$ est la vitesse des vagues au fond, τ_b la contrainte de cisaillement au fond et f_w est le facteur de frottement des vagues. La vitesse des vagues au fond $u_{w,b}$ est l'amplitude de la vitesse,

reliée à la vitesse orbitale des vagues u_o par $u_{w,b}^2 = \frac{1}{2}u_o^2$ ou $|u_{w,b}| = \frac{1}{\sqrt{2}}u_o$. La vitesse orbitale des vagues est généralement donnée par la théorie linéaire :

$$u_o = \frac{\omega H}{2 \sinh(kD)} = \frac{\pi H}{T \sinh(kD)} \quad (3.4)$$

où H et T sont les hauteur et période représentatives souvent prises égales à H_{rms} et T_{m01} ou T_p .

Des formulations classiques pour déterminer $\langle |u_{w,b}|^3 \rangle$ ont été proposées par [Guza and Thornton \(1985\)](#) en fonction du type de vagues, monochromatiques ou irrégulières.

— Pour des **vagues monochromatiques** (ou pour un spectre très étroit), on a :

$$\langle |u_{w,b}|^3 \rangle = 1.2 \langle |u_{w,b}|^2 \rangle^{3/2} = 0.42 u_o^3 \quad (3.5)$$

ce qui conduit à la dissipation d'énergie moyennée temporellement suivante :

$$\overline{\varepsilon_f} = \frac{0.42}{2} \rho f_w u_o^3 = 0.21 \rho f_w u_o^3 \quad (3.6)$$

— Pour des **vagues irrégulières**, ici considérées comme étant linéaires et suivant une distribution gaussienne, on a :

$$\langle |u_{w,b}|^3 \rangle = 1.6 \langle |u_{w,b}|^2 \rangle^{3/2} = 0.57 u_o^3 \quad (3.7)$$

ce qui conduit à la dissipation d'énergie moyennée temporellement suivante :

$$\overline{\varepsilon_f} = \frac{0.57}{2} \rho f_w u_o^3 = 0.28 \rho f_w u_o^3 \quad (3.8)$$

souvent réécrite comme ([Péquignet et al., 2011](#); [Thornton and Guza, 1983](#)) :

$$\overline{\varepsilon_f} = \frac{\rho f_w}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{\pi H_{rms}}{T_{m01} \sinh(kD)} \right)^3 \quad (3.9)$$

où k est le nombre d'onde associé à T_{m01} . Afin de faciliter la comparaison avec d'autres études ([Péquignet et al., 2011](#)), f_w est la moitié du coefficient initialement utilisé par [Thornton and Guza \(1983\)](#). Cette formulation devrait tenir compte de la contribution globale du spectre des vagues à la vitesse au fond ([Thornton and Guza, 1983](#)).

Le coefficient de dissipation de l'énergie des vagues f_w peut dépendre d'un grand nombre de paramètres, notamment les caractéristiques de rugosité du lit, le champ de vagues, la profondeur locale, etc. Pour des raisons de simplicité, il est souvent supposé constant pour un site donné, voir par exemple [Hearn \(1999\)](#); [Péquignet et al. \(2011\)](#); [Van Dongeren et al. \(2013\)](#). Cependant, deux relations ont émergées entre f_w et le rapport de l'excursion orbitale de la vague près du lit $A_o = u_o/\omega$ à une échelle de rugosité verticale typique (la rugosité hydraulique du lit ou la

hauteur de rugosité équivalente de Nikuradse) nommée k_r (ou k_N ou k_s dans la littérature), présentées dans la Figure 3.3 :

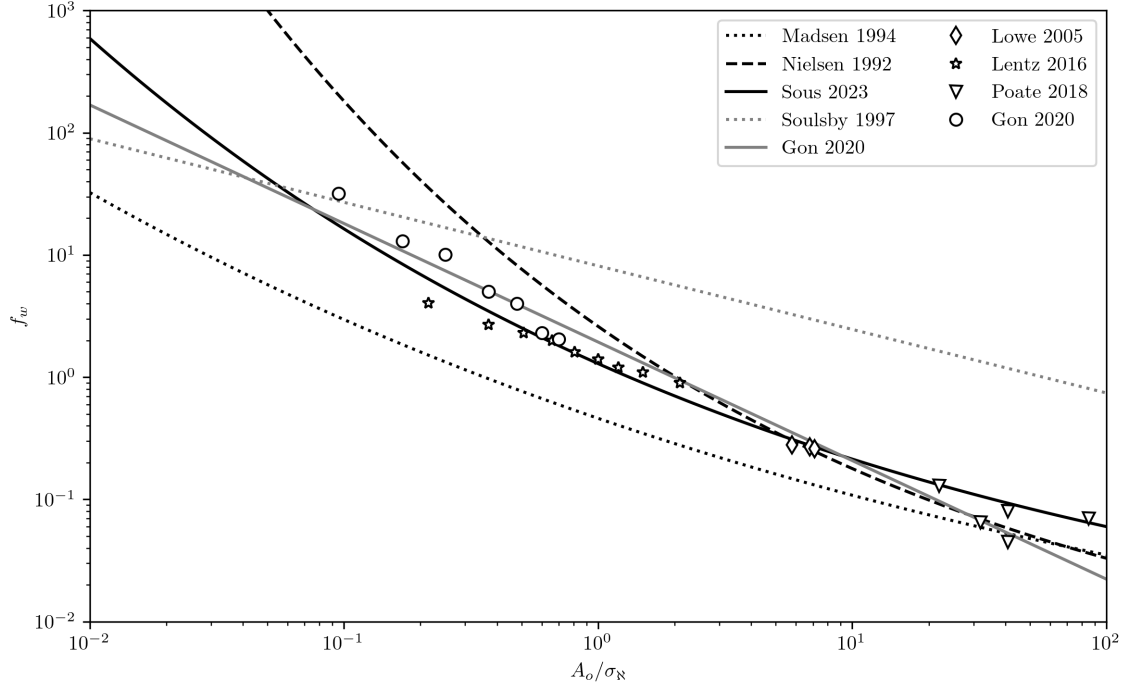


FIGURE 3.3 – Graphe du facteur de frottement f_w en fonction du rapport A_o/σ_N pour les différentes paramétrisations des travaux de [Soulsby \(1997\)](#) (en gris), avec la rugosité k_r prise égale à σ_N , et de [Madsen et al. \(1989\)](#) (en noir), avec la rugosité k_r prise égale à $4\sigma_N$. Les points représentent les données issues de campagnes de mesures *in situ*.

- Les travaux de [Soulsby \(1997\)](#) ont estimé la simple relation suivante basée sur une loi de puissance :

$$f_w = \alpha \left(\frac{A_o}{k_r/30} \right)^\beta, \quad f_{w,max} = 0.3 \quad (3.10)$$

avec α et β des constantes adimensionnelles déterminées empiriquement à partir des bases de données. [Soulsby \(1997\)](#) donne : $\alpha = 1.39$ et $\beta = -0.52$. Les travaux plus récents et plus complets de [Gon et al. \(2020\)](#) donnent : $\alpha = 1.94$ et $\beta = -0.97$ avec $k_r/30 = \sigma_N$, σ_N étant l'écart-type de la rugosité, décrit dans la Section 3.2.4.2.

- Les travaux successifs de [Swart \(1974\)](#); [Madsen et al. \(1989\)](#); [Nielsen \(1992\)](#) se basent sur une relation exponentielle :

$$f_w = \exp \left(a_1 \left(\frac{A_o}{k_r} \right)^{a_2} + a_3 \right) \quad (3.11)$$

où a_1 , a_2 et a_3 sont également des constantes adimensionnelles déterminées empiriquement. [Madsen \(1995\)](#) a initialement estimé $a_1 = 5.61$, $a_2 = -0.109$ et $a_3 = -7.3$ mais le jeu données plus complet de [Nielsen \(1992\)](#) donne $a_1 = 5.5$, $a_2 = -0.2$ et $a_3 = -6.3$. Une compilation des différents jeux de données regroupés par [Sous et al. \(2023\)](#) donne une

optimisation plus ajustée aux milieux naturels, avec $a_1 = 5.0$, $a_2 = -0.15$ et $a_3 = -5.9$. [Madsen \(1995\)](#) propose une formulation incluant l'effet du courant via la relation suivante :

$$f_w = C_\mu \exp \left(a_1 \left(\frac{A_o}{k_r} \right)^{a_2} + a_3 \right) \quad (3.12)$$

avec C_μ un facteur utilisé pour tenir compte du rôle supplémentaire joué par le courant dans la dissipation de l'énergie des vagues défini comme :

$$C_\mu = (1 + 2\mu |\cos \phi_{cw}| + \mu^2)^{1/2} \quad (3.13)$$

avec ϕ_{cw} l'angle entre la direction de propagation du courant ϕ_c et celle des vagues ϕ_w , $\phi_{cw} = \phi_c - \phi_w$ et μ le rapport entre la contrainte de cisaillement due au courant et celle due aux vagues. C_μ vaut 1 en l'absence de courant.

Il faut noter que la relation explicite de l'équation 3.11 provient d'un développement de la relation implicite initiale (utilisée dans SWAN) :

$$\frac{1}{4\sqrt{f_w}} + \log_{10} \left(\frac{1}{4\sqrt{f_w}} \right) = -0.08 + \log_{10} \left(\frac{A_o}{k_r} \right) \quad (3.14)$$

La relation entre k_r et la structure géométrique réelle du fond reste une question ouverte, rarement abordée en raison de la complexité à atteindre une connaissance fine des paramètres hydrodynamiques et géométriques. Pour un site de récif corallien donné, [Lowe et al. \(2005a\)](#) ont démontré que k_r peut être correctement mis à l'échelle par 4 fois l'écart-type de l'élévation du fond.

3.2.2 Modélisation spectrale

On présente ici trois paramétrisations classiques utilisés dans les modèles spectraux pour estimer la dissipation spectrale due au frottement :

- [Hasselmann et al. \(1973\)](#) ont proposé que la dissipation spectrale de l'énergie des vagues par le frottement du fond D_f puisse être écrite (en termes de densité d'énergie) :

$$D_f(\omega, \theta) = -\frac{1}{g^2} C_b \frac{\omega^2}{\sinh(kD)^2} E(\omega, \theta) \quad [m^2] \quad (3.15)$$

où C_b est une constante empirique [$m^2.s^{-3}$] variant entre 0.038 et 0.067. Ceci peut être réécrit en termes d'énergie avec la dissipation d'énergie spectrale $\varepsilon_f(\omega)$:

$$\varepsilon_f(\omega) = -\frac{1}{g^2} C_b \frac{\omega^2}{\sinh(kD)^2} E(\omega) \quad [kg.s^{-3}] \quad (3.16)$$

ou en termes de vitesse au fond :

$$\varepsilon_f(\omega) = -\frac{1}{2}\frac{\rho}{g}C_b u_{w,b}(\omega)^2 \quad [kg.s^{-3}] \quad (3.17)$$

z où $u_{w,b}(\omega)$ est la vitesse au fond associée à la fréquence angulaire ω : $u_{w,b}(\omega) = \frac{A\omega}{\sinh(kD)}$.

- [Collins \(1972\)](#) a proposé d'inclure une dépendance de C_d à la *vitesse représentative* (RMS) au fond $u_{w,b,rms}$.

$$u_{w,b,rms} = \sqrt{\int \frac{\omega^2}{\sinh(kD)^2} S(\omega) d\omega} \quad (3.18)$$

$$C_d = C_f g u_{w,b,rms} \quad (3.19)$$

où C_f est un coefficient de frottement de fond non dimensionnel fixé à 0,015 par Collins.

La dissipation d'énergie basée sur Collins se lit enfin :

$$\varepsilon_f(\omega) = -\frac{1}{2}\rho C_f u_{w,b}(\omega)^2 u_{w,b,rms} \quad (3.20)$$

- L'une des approches les plus complètes consiste à suivre les travaux précurseurs de [Madsen et al. \(1989\)](#) (voir également [Lowe et al. \(2005a\)](#) dans le contexte des récifs coralliens). La dissipation d'énergie spectrale est paramétrée comme suit :

$$\varepsilon_f(\omega) = \frac{1}{4}\rho f_e(\omega) \frac{1}{\sqrt{2}} u_{w,b,rms} u_{w,b}(\omega)^2 \quad (3.21)$$

où $f_e(\omega)$ le facteur de dissipation d'énergie des vagues de la composante fréquentielle ω . $\frac{1}{\sqrt{2}} u_{w,b,rms}$ représente la vitesse maximale représentative au fond. On constate que la dissipation de l'énergie des vagues dans l'équation 3.21 n'est pas seulement régie par la composante fréquentielle correspondante, mais aussi par un effet de frottement global du champ des vagues, c'est-à-dire que d'autres composantes fréquentielles agissent également dans la dissipation.

Le facteur de dissipation de l'énergie des vagues dépendant de la fréquence $f_e(\omega)$ n'est pas directement égal au facteur de frottement des vagues $f_w(\omega)$ en raison du décalage de phase entre la contrainte de cisaillement du fond et la vitesse horizontale près du fond à chaque composante spectrale ([Madsen, 1995](#); [Lowe et al., 2005a](#)). Le facteur de frottement des vagues $f_w(\omega)$ peut être obtenu à partir de l'équation 3.11 pour chaque composante fréquentielle :

$$f_w(\omega) = \exp\left(a_1 \left(\frac{\frac{1}{\sqrt{2}} u_{w,b,rms}}{\omega k_r}\right)^{a_2} + a_3\right) \quad (3.22)$$

Les phases représentative et spectrale Φ_r et $\Phi(\omega)$ (en degrés) sont approximées par [Madsen \(1995\)](#) :

$$\Phi_r = 33 - 6 \log_{10} \left(\frac{u_{w,b,rms}}{\sqrt{2} k_r \omega_r} \right) \quad (3.23)$$

et

$$\Phi(\omega) = 33 - 6 \log_{10} \left(\frac{u_{w,b,rms}}{\sqrt{2} k_r \omega} \right) \quad (3.24)$$

où la fréquence angulaire représentative ω_r est donnée par :

$$\omega_r = \frac{\sqrt{\sum \omega u_{w,b}^2(\omega)}}{\sqrt{\sum u_{w,b}^2(\omega)}} \quad (3.25)$$

L'effet global du rôle du retard de phase sur le facteur de frottement est faible (moins de 5%) pour les k_r considérés. Le facteur de frottement représentatif des vagues $f_{w,r}$ est défini comme suit :

$$f_{w,r} = \frac{f_{e,r}}{\cos \Phi_r} \quad (3.26)$$

où $f_{e,r}$ est le facteur de dissipation d'énergie représentatif :

$$f_{e,r} = \frac{\sqrt{\sum f_e(\omega) u_{w,b}^2}}{\sqrt{\sum u_{w,b}^2}} \quad (3.27)$$

La composante fréquentielle du facteur de frottement est finalement obtenue avec :

$$f_w(\omega) = \left(\frac{f_e(\omega)}{\sqrt{f_{w,r}} \cos \Phi(\omega)} \right)^2 \quad (3.28)$$

De même que pour l'approche intégrée en fréquence, [Madsen \(1995\)](#) inclut l'effet du courant dans l'Eq. 3.22 comme pour l'Eq. 3.12.

Dans SWAN, les formulations Eq. 3.15, 3.19 et 3.21 ont été mises en place, tandis que dans WW3, une formulation équivalente à celle de l'Eq. 3.15 a été mise en place pour JONSWAP. Une formulation SHOWEX basée sur les travaux de [Grant and Madsen \(1979\)](#) est également implémentée dans WW3 mais elle n'est valable que pour des fonds sableux mobiles et ne peut être considérée dans notre étude.

3.2.3 Modélisation phase résolue

L'intérêt de cette section est de présenter les relations existantes entre les paramètres hydrodynamiques des paramétrisations et les caractéristiques de la rugosité, mais on se focalise sur les approches intégrées et spectrales pour dans les chapitres suivants pour l'analyse des données.

Le frottement du fond est ici pris en compte comme une condition limite du fond par le biais du coefficient de traînée du fond C_d . Plusieurs formulations classiques dérivées de l’approche stationnaire hydraulique peuvent être utilisées sur des cas instationnaires :

- une formulation avec un C_d constant ;
- la formule de *Chézy*, initialement conçu pour des débits moyens en profondeur :

$$C_d = \frac{2g}{C^2} \quad (3.29)$$

où C est le coefficient de Chézy, déterminé empiriquement pour représenter les propriétés de rugosité du fond.

- la formule de *Manning* en fonction de la profondeur, également conçue initialement pour les débits moyens en profondeur :

$$C_d = \frac{2gm^2}{D^{1/3}} \quad (3.30)$$

où m est le coefficient de Manning. C’est en général l’approche par défaut.

- la formule de *Nikuradse*, qui découle de l’intégration en profondeur de la loi de paroi, donne une expression pour le coefficient de *Chézy* :

$$C = 7.83 \ln \left(12 \frac{D}{k_r} \right) \quad (3.31)$$

L’approche de *Nikuradse* est *a priori* plus adaptée pour représenter le frottement du fond dans les modèles à résolution verticale, mais le choix de k_r reste une question ouverte.

- la loi logarithmique, qui prend en compte les éventuels effets de sillage ([Davis et al., 2021](#)), et intègre la longueur de rugosité z_0 :

$$C_d = \kappa^2 \left[\ln \left(\frac{D + \bar{\eta}}{z_0} \right) + (\Pi - 1) \right]^{-2} \quad (3.32)$$

où Π un paramètre de force de sillage dépendant de l’écoulement. Une relation communément utilisée est donnée par *Nikuradse* pour des fonds rugueux homogènes formés de grains de sable : $z_0 = k_r/30$ en prenant pour k_r une taille de grain caractéristique.

3.2.4 Relation entre la rugosité hydraulique et la topographie

Le principal verrou scientifique qui empêche de faire des prévisions de traînée en grandeur réelle est l’absence d’une méthode éprouvée pour décrire k_r en se basant uniquement sur les caractéristiques topographiques. C’est pourquoi des études, [Lowe et al. \(2007\)](#); [Poate et al. \(2018\)](#); [Gon et al. \(2020\)](#) entre autres, sont menées actuellement pour enrichir les bases de données existantes et pour tenter d’établir une corrélation entre les caractéristiques topographiques et k_r . Le défi ultime de la recherche dans ce domaine est de produire un modèle généralisé ou une corrélation suffisamment robuste pour fonctionner sur l’ensemble des surfaces rugueuses rencontrées dans les applications. [Chung et al. \(2021\)](#) ont passé en revue les paramètres topographiques

influençant l'écoulement. La Figure 3.4 illustre différents exemples de configuration des éléments de rugosité dans des cas idéalisés.

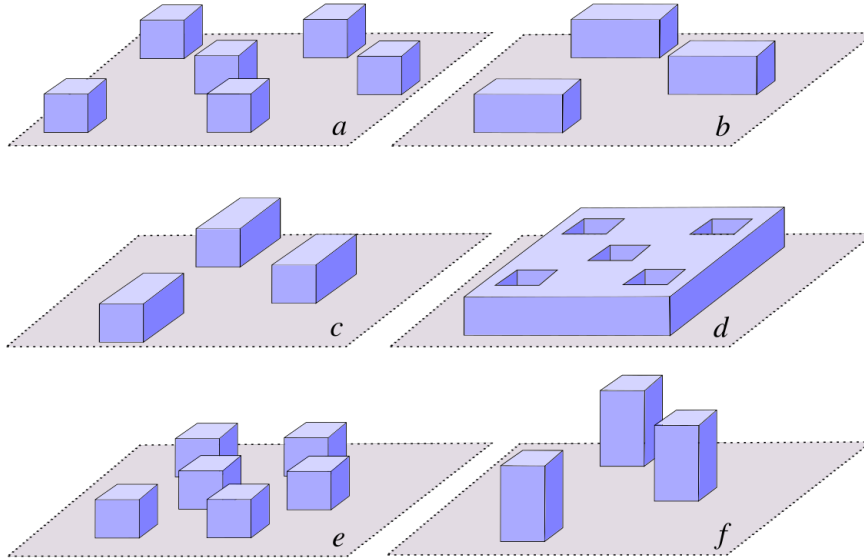


FIGURE 3.4 – Schémas illustratifs des différentes configurations de surface rugueuse dans des cas idéalisés.

3.2.4.1 Échelle de grain caractéristique

Une approche classique de caractérisation du fond est de considérer la rugosité hydraulique comme étant une échelle de grain caractéristique, issue des études sur le transport sédimentaire de particules de différentes tailles, qui a été étendue à l'étude hydraulique des fonds de rivières formés de graviers, galets et autres blocs. On considère la répartition des diamètres présents et on définit un diamètre vis à vis duquel un certain pourcentage en poids des particules ont un diamètre plus fin. Le pourcentage le plus courant est 50%. Cette approche est utilisée dans le seul cas des fonds sédimentaires.

3.2.4.2 Élévation du terrain

La mesure de la hauteur de rugosité est indispensable pour relier la topographie d'une surface à k_r . Ces mesures comprennent la hauteur de rugosité moyenne $\bar{\mathfrak{N}}$, la hauteur moyenne quadratique de rugosité \mathfrak{N}_{rms} , que l'on peut également relier à l'écart-type de l'élévation de la rugosité $\sigma_{\mathfrak{N}}$ avec la formule suivante : $\mathfrak{N}_{rms} = 2\sigma_{\mathfrak{N}}$, ou la hauteur de rugosité maximale entre le pic et le creux \mathfrak{N}_{max} . Les deux premières, qui impliquent des intégrales de surface, sont moins sujettes à l'altération par des aspérités extrêmes et représentent donc des mesures statistiques plus fiables de l'amplitude moyenne de la rugosité. Pour contourner partiellement ces problèmes, on utilise parfois la hauteur de rugosité moyenne entre le pic et le creux, basée sur des sous-zones d'une

surface ou des sous-longueurs d'une surface. Une autre option de calculer la hauteur de rugosité moyenne de $2N$ points, c'est-à-dire la moyenne des N hauteurs de rugosité de pic à pic les plus élevées sur l'ensemble de l'échantillon, par exemple, $N = 5$, la hauteur dite de dix points. Cependant, aucune de ces propriétés ne permet à elle seule de caractériser l'influence de la rugosité sur le paramètre k_r , et d'autres mesures doivent être utilisées.

3.2.4.3 Solidité frontale

Pour un ensemble d'éléments de rugosité, la solidité frontale λ_f est simplement le rapport entre la surface frontale projetée des éléments de rugosité et la surface totale du plan. La solidité frontale mesure la surface disponible exposée à la traînée de pression et peut impliquer une mesure de la densité de rugosité. Il est certain que la rugosité cubique illustrée à la Figure 3.4e présente un λ_f plus élevé et un empilement plus dense qu'à la Figure 3.4a. Les éléments de rugosité très peu denses ou isolés (quand λ_f tend vers 0) tendront vers des conditions lisses puisqu'il y aura des étendues croissantes de conditions lisses entre les éléments, tout comme les éléments de rugosité très denses où les éléments individuels seront abrités en raison de la proximité des voisins (figure 4d). Entre ces deux régimes, il existe généralement une large plage, $0.1 < \lambda_f < 0.3$, où la traînée est maximale. Bien qu'il s'agisse d'une caractérisation purement géométrique destinée au régime hydrauliquement rugueux, le pic de traînée dans la large plage $0.1 < \lambda_f < 0.3$ semble également se vérifier dans le régime transitoire. Malgré son importance, l'utilisation de λ_f seule est inadéquate et il n'existe pas de formulation pour un fond naturel irrégulier. Par exemple, les deux densités de tassement et rapports d'aspect des éléments très différents illustrés Figure 3.4a et f ont le même λ_f et la même hauteur. La solidité du plan λ_p est nécessaire pour distinguer ces cas.

Pente effective Le gradient absolu moyen d'une surface rugueuse dans le sens de propagation des vagues est connu sous le nom de pente effective, $ES_{N,x}$. Cette mesure est équivalente à deux fois la solidité frontale, $\lambda_f = ES_{N,x}/2$, de sorte qu'elle rajoute peu d'informations en complément de cette dernière. Cependant, elle illustre le fait qu'un λ_f faible peut être considéré comme une rugosité peu dense ou une rugosité peu profonde à grande longueur d'onde. De même, un λ_f élevé peut être considéré comme une rugosité dense Figure 3.4d ou une rugosité abrupte de courte longueur d'onde. Pour distinguer les topographies peu profondes des topographies peu denses, il est nécessaire d'introduire une mesure de l'asymétrie (« skewness » en anglais).

Paramètre de densité de rugosité Le paramètre de densité de rugosité est le rapport de la surface totale du plan sur le produit de la surface frontale projetée des éléments de rugosité et de la surface mouillée totale dans le sens du courant. Il a été montré que la valeur locale de ce paramètre est liée à la pente locale si celle-ci est faible. Localement, ce paramètre étant proportionnel à λ_f et à $ES_{N,x}$, il suffit d'une seule de ces trois mesures pour la corrélation avec k_r .

3.2.4.4 Solidité plane

Combinée à λ_f , la solidité du plan λ_p , définie comme le rapport entre la surface du plan des éléments de rugosité et la surface totale du plan peut donner une meilleure mesure de la forme de la rugosité. Les solidités de plan élevées (λ_p tendant vers 1) suggèrent des arrangements densément emballés (Figure 3.4d). De telles surfaces ont tendance à avoir une asymétrie négative. Les cas avec λ_p tendant vers 0 impliquent des arrangements peu denses avec une asymétrie positive. Le rapport λ_f/λ_p peut, dans certains cas, donner une indication du rapport d'aspect des éléments de rugosité. Par exemple, un élément cubique aura $\lambda_f/\lambda_p = 1$ (Figure 3.4a,e), un élément trapu aura $\lambda_f/\lambda_p < 1$ (Figure 3.4d), et des éléments hauts et fins auront $\lambda_f/\lambda_p > 1$ (Figure 3.4f). Ces généralisations peuvent être faussées dans les situations où les éléments sont regroupés.

Asymétrie L'asymétrie (« skewness »), Sk_{\aleph} , est une mesure de l'asymétrie de la distribution de l'élévation de la surface. En général, les surfaces criblées de trou sont négativement asymétriques (Figure 3.4d) et les surfaces présentant des reliefs sont positivement asymétriques (Figure 3.4a,e). Pour les cubes ((Figure 3.4a,e), une mesure de l'asymétrie est véhiculée par λ_p , où $\lambda_p > 0.5$ implique $Sk_{\aleph} < 0$ et vice versa, comme $Sk_{\aleph} = (1 - 2\lambda_p)/[\lambda_p(1 - \lambda_p)]^{1/2}$, la correspondance bijective démontrant qu'ils contiennent la même information. Cependant, cette relation ne se vérifie pas en général, par exemple dans le cas de pyramides. Contrairement à λ_p , Sk_{\aleph} est facile à calculer pour les surfaces irrégulières, et il n'est pas nécessaire de définir le sol sur lequel les éléments sont montés. Des études récentes montrent que Sk_{\aleph} (ainsi que $ES_{\aleph,x}$ et σ_{\aleph}) est essentiel pour relier la topographie à k_r (Flack and Schultz, 2014; Flack et al., 2020). Deux surfaces avec les mêmes σ_{\aleph} et $ES_{\aleph,x}$, la surface présentant des reliefs génère davantage de traînée que la surface criblée de trous.

Fraction solide volumique Couramment utilisée dans la littérature sur la canopée, la fraction solide volumique occupée par la rugosité entre l'élévation maximale et l'élévation minimale de la rugosité peut être considérée comme une généralisation basée sur le volume de la surface λ_p et varie entre 0 et 1. Si elle est petite, $\bar{\aleph}$ s'approchera du minimum de \aleph et on aura une Sk_{\aleph} positive. Cette mesure, avec λ_p et Sk_{\aleph} , caractérise des éléments topographiques liés entre eux.

3.2.4.5 Paramètres caractérisant l'arrangement

Dans cette section, les propriétés topographiques dont l'importance est suspectée (Forooghi et al., 2017; Sarakinos and Busse, 2019), mais pour lesquelles il n'existe pas de mesures bien acceptées, sont listées.

Regroupement La hauteur de rugosité, l'asymétrie et les solidités frontale et plane ne permettent pas de saisir le regroupement ou l'homogénéité spatiale. Pour des surfaces présentant les mêmes $\bar{\aleph}$, Sk_{\aleph} , λ_f , λ_p , et tous les moments d'ordre supérieur (en raison de leurs distributions

d'élévation identiques), avec des dispositions très différentes, l'influence sur l'écoulement n'est pas identique. Sarakinos and Busse (2019) notent que la vitesse diminue avec l'augmentation du regroupement. Le regroupement, lié à l'hétérogénéité, peut apparaître comme une modulation spatiale de l'élévation de la rugosité. Par conséquent, les corrélations spatiales ou les spectres d'élévation de la surface peuvent ne pas caractériser de manière adéquate l'effet du regroupement. L'hétérogénéité à petite échelle peut également jouer sur le k_r : dans le cas de deux surfaces avec des \aleph_{rms} identiques, l'une étant mono-disperse (avec des éléments de rugosité de taille régulière) et l'autre poly-disperse (avec des éléments de rugosité de taille disparate), la surface mono-disperse génère un k_r plus important que la surface poly-disperse (Forooghi et al., 2017).

Directionnalité Le concept de directionnalité, ou d'anisotropie, est dû à la forme ou à l'alignement des éléments de rugosité. Les Figures 3.4a et c comparent deux surfaces présentant les mêmes σ_N , Sk_N , λ_f et λ_p , mais avec des niveaux de directionnalité différents. La rugosité illustrée à la Figures 3.4a est isotrope dans le sens où la traînée serait relativement invariante en fonction de la direction de l'écoulement, alors que la rugosité anisotrope illustrée aux Figures 3.4b et c présente des caractéristiques alignées, où l'on peut s'attendre à ce que la traînée de pression (et λ_f) soit très différente selon l'alignement des barres. Forooghi et al. (2017) montrent que les motifs de surface transverses ont tendance à avoir une traînée plus élevée que les motifs de surface longitudinaux (dans le sens de l'écoulement), car les motifs de surface transverses considérés présentent un $ES_{N,x}$ plus élevé. La régularité est liée à des notions de directionnalité : une surface régulière est souvent anisotrope et génère davantage de traînée qu'une surface dont les éléments de rugosité sont disposés de manière aléatoire. Une mesure de la directionnalité est le rapport d'aspect de la texture de la surface, le rapport de la longueur de corrélation la plus courte de toutes les directions à la longueur de corrélation la plus longue de toutes les directions. Les surfaces avec un rapport d'aspect inférieur à 0.3 (0 pour toutes les rugosités 2D) sont considérées comme directionnelles, tandis que les surfaces avec un rapport d'aspect supérieur à 0.5 sont considérées comme isotropes. Les surfaces fortement directionnelles peuvent entraîner des comportements de traînée atypiques. Par exemple, les peaux de requin (rapport d'aspect égal à 0), lorsqu'ils sont alignés sur l'écoulement, réduisent la traînée en dessous des niveaux de parois lisses (Busse and Jelly, 2020). Cette mesure a été développée pour des fonds rugueux irréguliers générés à partir de distributions d'élévation gaussiennes et se base sur une analyse de Fourier de l'élévation 2D du fond, difficilement applicable aux cas idéalisés d'éléments parallélépipédiques.

3.2.4.6 Analyse fractale

L'analyse fractale est de plus en plus utilisée pour caractériser l'influence des éléments de rugosité à différentes échelles (Duvall et al., 2019). L'idée est d'appliquer une transformée de Fourier sur un profil topographique obtenu soit par sondage mono-faisceau, soit par DGPS, soit par LIDAR, pour décomposer l'élévation spatiale du fond comme de la somme d'un grand nombre d'échelles spatiales, de la même manière que le signal temporel de l'élévation de la surface libre. Il est montré qu'une topographie naturelle a un comportement d'échelle selon la loi de puissance

et le spectre en découplant présente une pente qui le caractérise. [Stewart et al. \(2019\)](#) montre que, toutes choses égales par ailleurs, le facteur de frottement augmente lorsque l'exposant spectral diminue. La relation entre l'exposant spectral et la pente effective de la rugosité est démontré pour la première fois. Les effets du rapport d'aspect sur le facteur de frottement dans la gamme étudiée se sont avérés négligeables.

3.3 Approche traînée de volume

L'approche traînée de volume est développée pour les écoulements avec faible submersion relative, dans lesquels les éléments de rugosité (fond poreux ou canopée) dépassent l'amplitude orbitale au fond des vagues. Dans ce cas, les formulations se basent sur l'équation semi-empirique de Morison qui décrit la force au sein d'un écoulement oscillatoire sur un obstacle. Cette force se décompose en deux composantes :

- **la force d'inertie**, en phase avec l'accélération locale de l'écoulement ;
- **la force de traînée** décrite par la formulation quadratique en vitesse.

Cette approche combine deux paramètres : les paramètres hydrodynamiques (vitesse de phase, nombre d'onde, dépendance verticale du mouvement orbitale) et les paramètres décrivant la géométrie de la structure du fond (coefficient empirique C_d , hauteur et largeur de la rugosité, porosité...). Elle est largement utilisée pour représenter l'atténuation des vagues par la végétation.

3.3.1 Modélisation intégrée en fréquence

L'approche la plus courante est basée sur le modèle empirique de [Mendez and Losada \(2004\)](#) qui suit le travail de [Dalrymple et al. \(1984\)](#) sur un réseau de cylindres immergés, modifié ensuite par [Suzuki et al. \(2012\)](#) pour tenir compte de la variabilité verticale. La perte d'énergie est estimée en utilisant les forces de traînée induites par les cylindres sur le fluide de l'équation de Morison, en négligeant le frottement et l'inertie. Pour une couche unique d'éléments (c'est-à-dire que les éléments de rugosité ou de végétation sont verticalement uniformes), la dissipation moyenne dans le temps pour les vagues se propageant à travers les champs de végétation $\bar{\varepsilon}_v$ est donnée par :

$$\bar{\varepsilon}_v = \frac{2}{3\pi} \rho C_d b_v N_v \left(\frac{k_p g}{2\omega} \right)^3 \frac{\sinh(k_p \alpha_v D)^3 + 3 \sinh(k_p \alpha_v D)}{3k_p \cosh(k_p D)^3} \int_0^\infty H^3 P(H) dH \quad (3.33)$$

où k est le nombre d'onde associé à la période pic T_p , C_d est le coefficient de traînée global (non pas pour un élément isolé mais représentatif de l'effet moyen), b_v est le diamètre de la tige de la végétation, N_v est la densité de la végétation et α_v est la hauteur relative de la végétation. Si on suppose que la distribution de la hauteur des vagues peut être modélisée par une distribution de Rayleigh non modifiée, l'Eq. 3.33 peut se simplifier :

$$\bar{\varepsilon}_v = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \rho C_d b_v N_v \left(\frac{k g}{2\omega} \right)^3 \frac{\sinh(k \alpha_v D)^3 + 3 \sinh(k \alpha_v D)}{3k \cosh(k D)^3} H_{rms}^3 \quad [kg.s^{-3}] \quad (3.34)$$

C_d est un paramètre empirique qui peut dépendre du champ de vagues. Pour un modèle de varech artificiel *K.Hyperborea*, [Mendez and Losada \(2004\)](#) fournissent une relation entre C_d et KC le paramètre de Keulegan-Carpenter $KC = UT_p/b_v$ avec U une vitesse caractéristique agissant sur l'élément de végétation (qui peut être prise comme étant la vitesse horizontale maximale des vagues au milieu de la végétation) :

$$C_d = \frac{\exp(-0.0138KC/\alpha_v^{0.76})}{(KC/\alpha_v^{0.76})^{0.3}} \quad (3.35)$$

Ce nombre de Keulegan-Carpenter est un paramètre adimensionnel décrivant l'importance relative des forces de traînée par rapport aux forces d'inertie pour des objets oscillants dans un fluide en écoulement instationnaire ou au repos. Pour les petits nombres de Keulegan-Carpenter, l'inertie domine, tandis que pour les grands nombres, les forces de traînée (turbulence) sont importantes.

On peut s'attendre à ce que, pour une gamme de hauteur de rugosité intermédiaire, l'approche traînée de volume corresponde à l'approche frottement sur le fond présentée en Section 3.2.1. Sur la base d'une série d'expériences en laboratoire et d'analyses théoriques, [Lowe et al. \(2007\)](#) ont proposé que le coefficient de dissipation de l'énergie des vagues dans l'approche frottement sur le fond soit modifié dans le cas d'une grande rugosité pour inclure l'écoulement dans la canopée :

$$f_e = f_w + C_d \lambda \alpha_w^3 \quad (3.36)$$

où $C_d \approx 1$ est le coefficient de traînée de la canopée, λ la densité de rugosité et α_w le rapport entre la vitesse de l'écoulement induit par les vagues à l'intérieur de la canopée et la vitesse de l'écoulement libre (généralement $0,5 < \alpha_w < 0,7$). Cependant, ce dernier est un paramètre interne du système qui ne peut pas être facilement déduit, ce qui en complique la connaissance prédictive et la paramétrisation.

3.3.2 Modélisation spectrale

Le modèle de dissipation des vagues dans un réseau de cylindres présenté a été étendu à l'approche spectrale : [Suzuki et al. \(2012\)](#). L'hypothèse de base est de considérer que la dissipation attachée à une composante fréquentielle donnée peut être écrite comme suivant ([Eldeberky and Battjes, 1996](#)) :

$$D_v(\omega, \theta) = \frac{D_v}{E} E(\omega, \theta) \quad (3.37)$$

où :

- $D_v(\omega)$ est la composante spectrale de la dissipation, équivalente à $\frac{\varepsilon_v(\omega)}{\rho g \Delta f}$;
- $E(\omega) = \frac{1}{2} \frac{A(\omega)^2}{\Delta f}$ est la composante spectrale associée à ω de la densité d'énergie des vagues ;
- E est la densité d'énergie totale des vagues.

- D_v est la dissipation totale d'énergie basée sur l'équation 3.34 (divisée par ρg) en considérant la fréquence moyenne $\bar{\omega}$:

$$\bar{\omega} = \left(\frac{1}{E} \int \frac{1}{\omega} E(\omega) d\omega \right)^{-1} \quad (3.38)$$

et le nombre d'onde moyen \bar{k}

$$\bar{k} = \left(\frac{1}{E} \int \frac{1}{\sqrt{k}} E(\omega) d\omega \right)^{-2} \quad (3.39)$$

Cela conduit à la formulation de Suzuki et al. (2012) utilisée dans SWAN :

$$D_v(\omega) = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} g^2 C_d b_v N_v \left(\frac{\bar{k}}{\bar{\omega}} \right)^3 \frac{\sinh(\bar{k}\alpha_v D)^3 + 3 \sinh(\bar{k}\alpha D)}{3\bar{k} \cosh(\bar{k}D)^3} \sqrt{S} S(\omega) \quad [m^2] \quad (3.40)$$

Cette formulation s'écrit en termes de densité d'énergie. En utilisant $\sqrt{S} = \frac{1}{2\sqrt{2}} H_{rms}^2$ et en convertissant en termes d'énergie, on obtient le terme de dissipation d'énergie attaché à la composante $\varepsilon_v(\omega)$:

$$\varepsilon_v(\omega) = -\frac{1}{2\sqrt{\pi}} g^2 C_d b_v N_v \left(\frac{\bar{k}}{\bar{\omega}} \right)^3 \frac{\sinh(\bar{k}\alpha_v D)^3 + 3 \sinh(\bar{k}\alpha D)}{3\bar{k} \cosh(\bar{k}D)^3} H_{rms} E(\omega) \quad [kg.s^{-3}] \quad (3.41)$$

3.3.3 Modélisation à phase résolue

3.3.3.1 Approche végétation

Les zones végétalisées sont ici encore représentées comme un réseau de cylindres verticaux ou horizontaux : Jensen et al. (2014); Suzuki et al. (2019). La force horizontale $F_{d,x}$ appliquée à un réseau de cylindres verticaux par unité de volume est fournie par l'analyse de l'équation de Morison complète :

$$F_{d,x} = \frac{1}{2} \rho C_d h_v b_v N_v u_f |u_f| + \rho (1 + C_m) h_v A_v N_v \frac{du_f}{dt} \quad (3.42)$$

où u_f est la vitesse de l'écoulement filtrée, c'est-à-dire la vitesse moyenne de l'écoulement dans le milieu poreux (et non pas une vitesse réelle), h_v est la hauteur du cylindre de végétation, C_m est le coefficient de masse ajoutée (relié au coefficient d'inertie par la relation $1 + C_m$) et $A_v = \frac{\pi}{4} b_v^2$ est la surface horizontale d'un cylindre unique. La masse ajoutée décrit l'effet d'inertie pour un écoulement non stationnaire partiellement occupé par un solide. Si les cylindres sont horizontaux, la composante verticale de la force $F_{d,z}$ doit également être prise en compte (la force d'inertie verticale est généralement négligée).

L'équation de la quantité de mouvement devient :

$$(1 + C_m(1 - n)) \frac{\partial(u_f/n)}{\partial t} + n \frac{\partial(u_f/n)^2}{\partial x} + n \left(g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial p_{nh}}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \rho C_d \frac{h_v}{n} b_v N_v \frac{u_f}{n} \left| \frac{u_f}{n} \right| = 0 \quad (3.43)$$

où n est la porosité donnée par $(1 - n) = \frac{V_{fluide}}{V_{total}}$ et vaut $n = 1 - \frac{h_v}{n} \frac{\pi}{4} b_v^2 N_v$ dans le contexte d'un réseau de cylindres.

Il convient de mentionner que l'équation 3.43 inclut l'effet de la traînée volumique ($\frac{1}{2} \rho C_d \frac{h_v}{n} b_v N_v \frac{u_f}{n} \left| \frac{u_f}{n} \right|$), l'effet de la porosité ($\frac{\partial}{\partial t}$) et l'effet de l'inertie $(1 + C_m(1 - n)) \frac{\partial u_f/n}{\partial t}$. Le terme dominant est généralement celui de la traînée, mais selon les cas considérés (densité et orientation des cylindres, caractéristiques des vagues et de la profondeur), les termes de porosité et d'inertie peuvent devenir importants (Suzuki et al., 2019), ainsi que l'effet différentiel à travers la colonne d'eau, nécessitant une bonne résolution verticale de l'écoulement.

3.3.3.2 Approche milieu poreux

Une autre approche existe pour calculer les pertes de charges en hydraulique. Cette approche a été initialement conçue pour l'atténuation des vagues dans les structures de brise-lames côtiers. Le point de départ est la loi de Darcy, qui stipule que, pour un écoulement lent dans un milieu poreux :

$$u_f = - \frac{k_p}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.44)$$

où k_p est la perméabilité du milieu.

Pour étendre le domaine de validité de la loi de Darcy à un régime plus rapide, Forchheimer a ajouté un terme quadratique :

$$- \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial x} = a u_f + b u_f |u_f| \quad (3.45)$$

où a et b sont des constantes déterminées empiriquement. Le terme linéaire $a u_f$ devient négligeable lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Pour un assemblage de sphères, des expressions semi-analytiques peuvent être obtenues pour les constantes (Van Gent, 1993; Jensen et al., 2014) :

$$a = \alpha \frac{(1 - n)^2}{n^3} \frac{\nu}{g D_{50}^2} \quad (3.46)$$

$$b = \beta \frac{(1 - n)}{n^3} \frac{1}{g D_{50}} \quad (3.47)$$

où ν est la viscosité cinématique de l'eau et D_{50} est le diamètre médian des particules sphériques. α et β sont encore des constantes empiriques à déterminer, mais contiennent plus de physique que les a et b initiaux.

Dans des conditions non stationnaires, les effets d’inertie peuvent également être pris en compte en incluant un terme d’inertie (masse ajoutée) avec un coefficient dimensionnel c :

$$-\frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial x} = au_f + bu_f|u_f| + c \frac{\partial u_f}{\partial t} \quad (3.48)$$

Les constantes empiriques ne sont pas nécessairement les mêmes dans des conditions stationnaires et non stationnaires et la détermination dans le cas non stationnaire est très délicate. Plusieurs formulations ont été proposées pour c (Burcharth and Andersen, 1995; Andersen, 1994). Van Gent (1993) montre une dépendance importante de β sur le nombre KC . Les constantes empiriques tendent vers des valeurs constantes pour un grand KC . Pour les faibles KC , la relation suivante a été proposée pour β :

$$\beta_{ns} = \beta \left(1 + \frac{7.5}{KC} \right) \quad (3.49)$$

Cependant, il semble que pour la plupart des structures de brise-lames et des conditions de vagues, l’inertie peut être négligée. Ceci doit être confirmé pour d’autres contextes de fond marin complexe.

3.3.4 Relation entre le coefficient de traînée et les caractéristiques de la végétation

Les travaux réalisés sur des milieux poreux se basent sur des représentations idéalisées du champ végétal à partir de réseaux de cylindres (Mendez and Losada, 2004; Lowe et al., 2005b). Ces cylindres sont définis par leurs caractéristiques simples et qui vont influencer sur le paramètre C_d : la hauteur h_v ou $\alpha_v D$, la largeur b_v , l’aire frontale A_v , la porosité via n ou N_v et le nombre de Keulegan-Carpenter KC , qui peut être vu comme un rapport entre le terme d’accélération volumique et le terme d’accélération local : plus il est élevé, plus l’écoulement est stationnaire et plus la traînée domine sur l’inertie.

3.4 Conclusion

Deux approches majeures sont considérées pour modéliser la dissipation par frottement des vagues : les approches frottement sur le fond, théoriquement valables pour des petites rugosités dont la hauteur caractéristique ne dépassent pas l’épaisseur de la couche limite, et les approches traînée de volume, qui comprennent les approches canopée issue des études sur fonds végétalisés et les approches poreuses issues des études sur les ouvrages de défense, valables dans le cadre d’écoulements se propageant entre des obstacles et dissipant de l’énergie par perte de charge. Comme montré sur la Figure 3.5, l’approche frottement sur le fond est considérée comme valable pour des écoulements à haute submersion relative et pour des petits rapports de h_R/A_o , avec une limite à 1 généralement considérée (Nielsen, 1992; Gon et al., 2020). A l’inverse, l’approche traînée de volume est considérée valable au-delà de cette limite et pour des écoulements à faible submersion relative, voire partiellement inondés. La synthèse des approches montre qu’il n’existe

pas de consensus sur la détermination des paramètres hydrodynamiques à partir des propriétés statistiques de l'élévation du fond, bien qu'il ait été mis en évidence l'effet dominant de l'écart-type de l'élévation du fond (Aberle et al., 2010; Flack and Schultz, 2014; Lowe et al., 2005a).

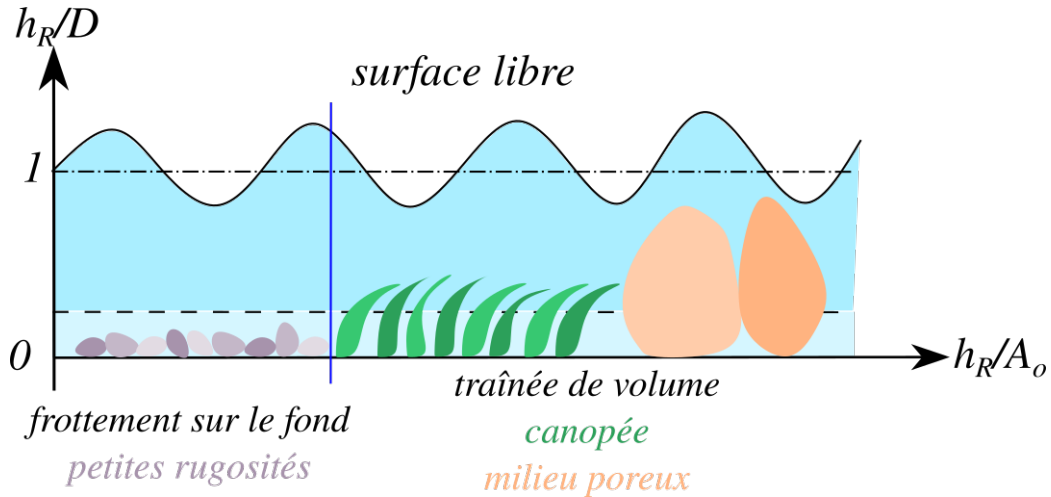


FIGURE 3.5 – Schéma illustratif des domaines de validité théorique des deux approches de dissipation par frottement en fonction de la submersion relative et du rapport h_R/A_o .

L'objectif des chapitres suivants est triple :

- Établir une base de données de dissipation par frottement dans un environnement contrôlé grâce à une série d'expériences en laboratoire et générer une base de données hydrodynamique à partir d'une campagne de mesures terrain sur un site présentant des rugosités émergentes ;
- Déterminer une relation robuste entre les paramètres hydrodynamiques des approches et les statistiques de l'élévation du fond à partir de la base de données laboratoire ;
- Confronter les résultats de cette relation aux données observées sur le terrain.

Chapitre 4

Étude expérimentale en laboratoire LEGOLAS

La présente étude en laboratoire vise à améliorer notre compréhension de la dissipation des vagues par frottement sur les fonds rugueux en évaluant la performance des paramétrisations de frottement standard sur une large gamme de conditions de rugosité et en proposant des relations quantitatives entre les paramètres hydrodynamiques, ici k_r du modèle de frottement sur le fond présenté Eq. 3.11 et C_d du modèle traînée de volume présenté Eq. 3.33, et une sélection de statistiques pertinentes décrivant la structure géométrique de la rugosité du fond rugueux. Dans ce contexte, une série d'expériences en laboratoire a été réalisée en tenant compte de plusieurs configurations de fonds rugueux afin d'obtenir une base de données sur le frottement sur le fond des vagues. On explore une large gamme de rapports A_o/k_r , le cadre initial étant de supposer que les rugosités sont une partie de la couche limite dans l'approche frottement sur le fond qui théoriquement s'effondre en présence de rugosités dépassant cette couche limite, et D/k_r , le modèle de traînée de volume étant supposé valable pour des écoulements à faible submersion relative. La première section décrit le dispositif expérimental mis en place. La deuxième section décrit le traitement des données et les modèles théoriques utilisés pour extraire les paramètres de frottement des vagues. La troisième section présente les résultats, y compris les modèles statistiques mono et multivariés des paramètres hydrodynamiques cités ci-dessus, ainsi que les observations et leurs limites et fournit des perspectives pour les futurs travaux de recherche.

4.1 Dispositif expérimental

Les expériences ont été menées dans le canal à houle CASH (Canal Aéro - Sédimento - Hydrodynamique) de l'école d'ingénieur SeaTech de l'Université de Toulon. Pendant deux semaines, toute une série de conditions de vagues et de configurations de fond a été réalisée afin de créer une base de données de transformation de vagues en milieu rugueux dans un environnement contrôlé.

4.1.1 Canal à houle et instrumentation

4.1.1.1 Canal à houle

Le canal est long de 6 m, large de 0.5 m et profond de 0.22 m, avec une pente linéaire de 1/20, recouvert sur le fond de plaques en inox. Un batteur hydraulique permet de simuler des houles, régulières ou irrégulières, sur le fond plat avant la pente. Un système à l'arrière permet d'absorber partiellement les vagues du batteur pour éviter leur réflexion. On a donc une réduction d'échelle d'environ 1/100 comparé à un site grandeur nature.

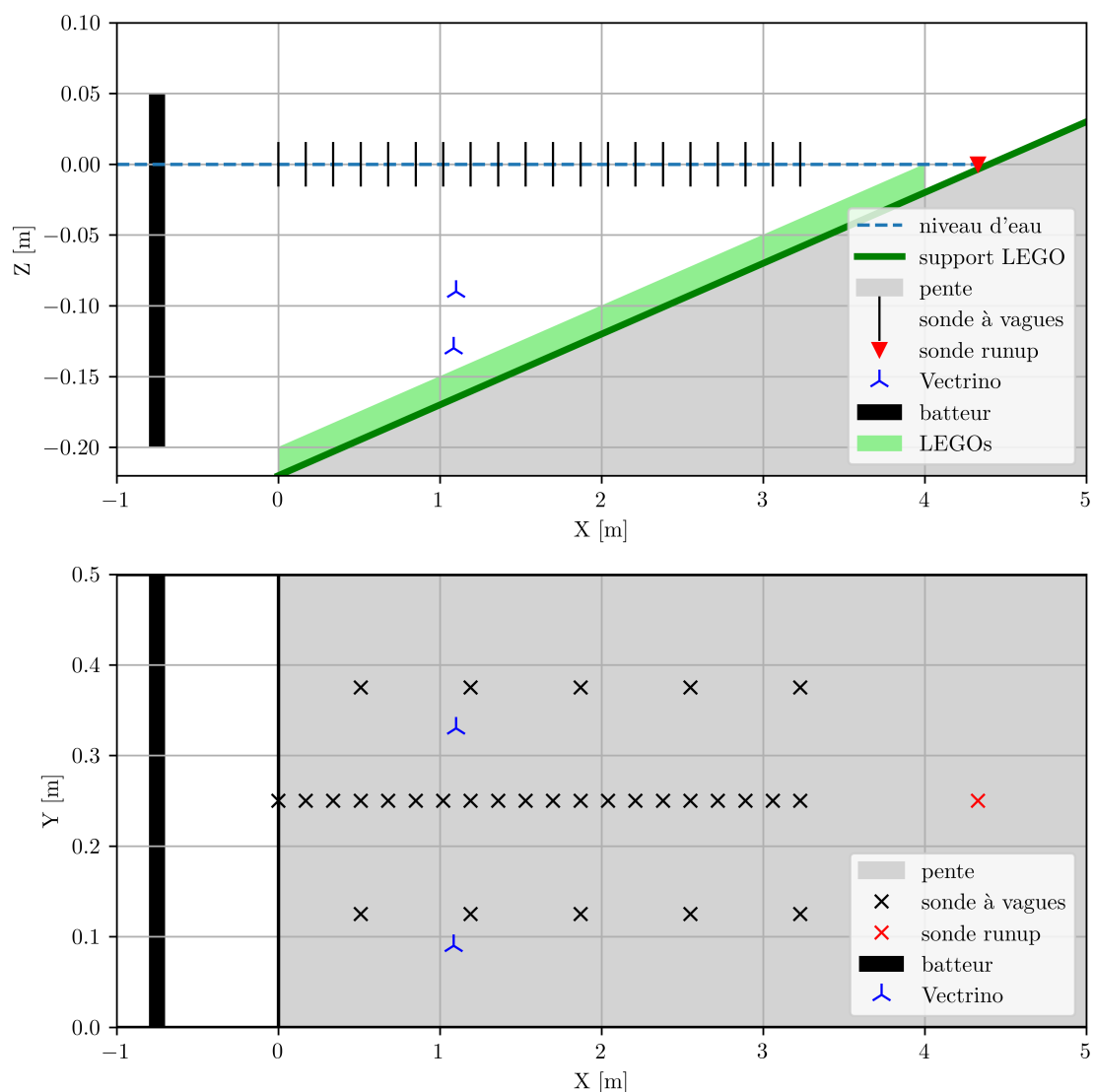


FIGURE 4.1 – Schématisation de la disposition des sondes dans le canal.

4.1.1.2 Sondes à vagues

Des sondes résistives, contrôlées par des conditionneurs, sont installées au-dessus de la surface du canal et, une fois plongées, permettent de mesurer la hauteur de la surface libre. Trois alignements sont considérés : un alignement central dans l'axe du canal où sont réparties 20 sondes tous les 17 cm environ et deux alignements secondaires, parallèles au premier et placés à 12.5 cm de part et d'autre de celui-ci, avec une sonde sur 4, qui permet de compléter les mesures et de contrôler les effets d'ombre géométrique (par exemple juste derrière un bloc). Au niveau de la zone de jet de rive, une sonde *runup* est mise en place. La fréquence d'acquisition est de 100 Hz.

Sonde	Position X [m]	Position Y [m]	Position Z [m]	Remarques
<i>c1</i>	0.00	0.250	-0.0205	Trop proche du batteur
<i>c2</i>	0.17	0.250	-0.1965	Trop proche du batteur
<i>c3</i>	0.34	0.250	-0.1880	OK
<i>g4</i>	0.51	0.375	-0.1795	Non exploitable
<i>c4</i>	0.51	0.250	-0.1795	Non exploitable
<i>d4</i>	0.51	0.125	-0.1795	OK
<i>c5</i>	0.68	0.250	-0.1710	OK
<i>c6</i>	0.85	0.250	-0.1625	OK
<i>c7</i>	1.02	0.250	-0.1540	OK
<i>g8</i>	1.19	0.375	-0.1455	OK
<i>c8</i>	1.19	0.250	-0.1455	Non exploitable
<i>d8</i>	1.19	0.125	-0.1455	OK
<i>c9</i>	1.36	0.250	-0.1370	OK
<i>c10</i>	1.53	0.250	-0.1285	OK
<i>c11</i>	1.70	0.250	-0.1200	OK
<i>g12</i>	1.87	0.375	-0.1115	OK
<i>c12</i>	1.87	0.250	-0.1115	OK
<i>d12</i>	1.87	0.125	-0.1115	Non exploitable
<i>c13</i>	2.04	0.250	-0.1030	OK
<i>c14</i>	2.21	0.250	-0.0945	OK
<i>c15</i>	2.38	0.250	-0.0860	OK
<i>g16</i>	2.55	0.375	-0.0775	OK
<i>c16</i>	2.55	0.250	-0.0775	OK
<i>d16</i>	2.55	0.125	-0.0775	OK
<i>c17</i>	2.72	0.250	-0.0690	OK
<i>c18</i>	2.89	0.250	-0.0775	OK
<i>c19</i>	3.06	0.250	-0.0690	OK
<i>g20</i>	3.23	0.375	-0.0605	OK
<i>c20</i>	3.23	0.250	-0.0605	OK
<i>d20</i>	3.23	0.125	-0.0605	OK
<i>runup</i>	4.60	0.250	0.000	Non exploitée

TABLEAU 4.1 – Positionnement des sondes.

Durant les expériences, 3 étalonnages ont été réalisés : au début, au milieu et à la fin. Ils permettent ensuite de convertir les données des sondes en élévation de la surface libre. Pour l'instant, les données de la sonde *runup* n'ont pas fait l'objet d'un traitement visant à les exploiter.

4.1.1.3 Mesures de courants

En complément des mesures de surface, deux Vectrino sidelooking (Nortek) d'une précision de l'ordre du mm/s sont positionnés de manière à pouvoir mesurer l'effet des rugosités sur le courant de retour, principalement selon l'axe du canal x , dans la rugosité avec un à 1 cm au-dessus du fond ($x=1.085$ m, $y=0.090$ m, $z=-0.1508$ m) et un autre juste au-dessus de la rugosité, à 5 cm au-dessus du fond ($x=1.100$ m, $y=0.330$ m, $z=-0.1500$ m). La fréquence d'acquisition est de 200 Hz. Pour filtrer le bruit, les séries temporelles sont lissées.

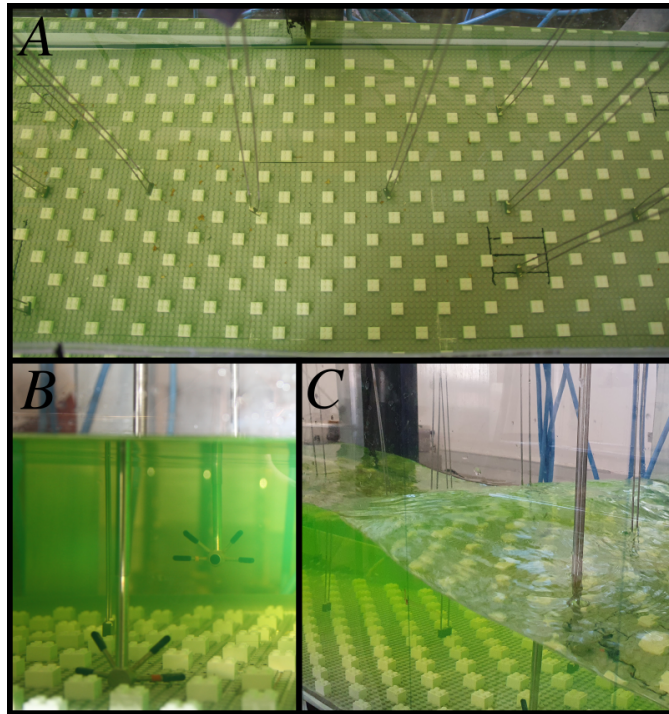


FIGURE 4.2 – Photographies de la mise en place des sondes à vagues (A), des Vectrino (B) en présence de houle (C) pour la configuration du fond QC2.

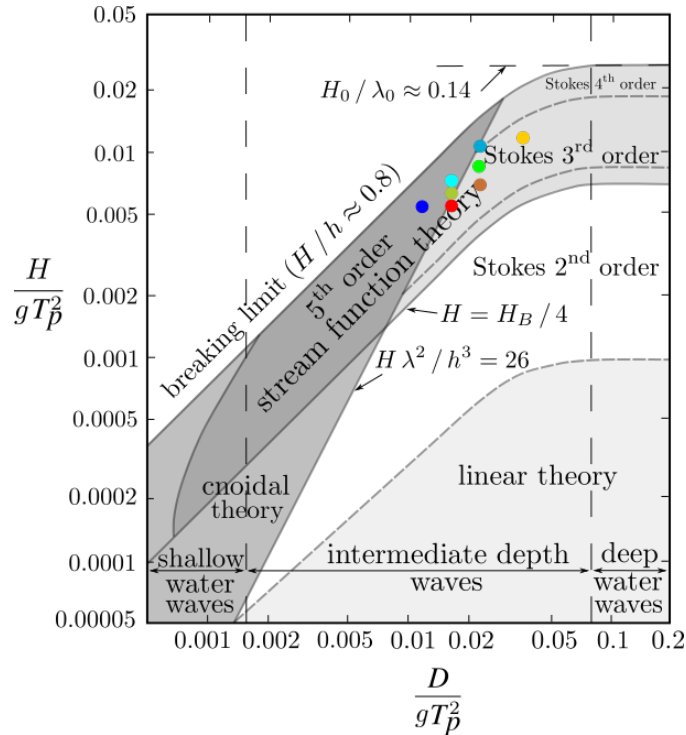
4.1.2 Cas de vagues

Chaque expérience consistait en une série de 5 minutes de vagues irrégulières générées à partir d'un spectre JONSWAP (facteur d'amplification du pic de 7). Les paramètres des vagues sont résumés dans le tableau 4.2. Le niveau d'eau au repos a été maintenu constant à 0.22 m. Les caractéristiques des vagues varient entre 0.04 et 0.08 m pour la hauteur H_s et 0.8 et 1.5 s pour la période T_p . La valeur exacte de la hauteur H_s n'est pas connue *a priori* puisqu'un paramètre d'amplification ajusté visuellement est en consigne du batteur. La hauteur H_s est mesurée en utilisant les données de la sonde *c3* que l'on présente dans le Tableau 4.2.

Scénario	H_s [m]	T_p [s]	T_{m01} [s]	Iribarren	Légende	Code couleur
T0s8AMP60	0.060	0.8	0.7	0.103	-	
T1s0AMP60	0.046	1.0	0.8	0.094	-	
T1s0AMP85	0.065	1.0	0.8	0.079	W1	
T1s0AMP100	0.075	1.0	0.8	0.073	W2	
T1s2AMP80	0.047	1.2	1.0	0.078	W3	
T1s2AMP100	0.061	1.2	1.0	0.069	W4	
T1s2AMP115	0.071	1.2	1.0	0.064	W5	
T1s5AMP170	0.077	1.5	1.2	0.049	-	

TABLEAU 4.2 – Paramètres de la houle irrégulière.

Les analyses *a posteriori* indiquent que cette houle irrégulière générée correspond plutôt à une houle de Stokes du second ordre (voire du troisième), avec $\frac{H_s}{gT_p^2}$ compris entre 0.005 (T1s5AMP170) et 0.013 (T0s8AMP60) et $\frac{D}{gT_p^2}$ compris entre 0.013 (T1s5AMP170) et 0.030 (T0s8AMP60). Les vagues sont donc non-linéaires du fait de la distorsion de similitude entre l'horizontale et la verticale, d'autant plus que l'axe de propagation est relativement court, avec une pente forte. Par souci de comparabilité avec tout ce qui a été fait par ailleurs, on reste dans le cadre de la théorie linéaire pour l'analyse des données. Cela ne modifie pas la démarche générale concernant le traitement des données et l'estimation des paramètres statistiques mais cela peut influencer sur les spectres de surface libre reconstruits à partir du champ de vitesse dans les hautes fréquences.


FIGURE 4.3 – Positionnement des cas de vagues en fonction de leurs caractéristiques (amplitude et période) dans les modèles de vagues, d'après Le Méhauté (1976). Le code couleur est donné dans le tableau 4.2.

4.1.3 Configurations du fond rugueux

Une série de 27 configurations de fonds a été testée sur la pente de la plage, tandis que la section horizontale du canal est restée lisse. La configuration de référence du fond lisse, appelée RF, a été réalisée à l'aide de plaques d'acier inoxydable. La première configuration rugueuse, appelée BS, a été réalisée avec des plaques de base en plastique LEGO® présentant une distribution isotrope de cylindres courts de 1 mm de diamètre, 8 mm d'espacement et 1 mm de hauteur. Vingt-cinq autres configurations de fonds rugueux ont été créées en utilisant des motifs sélectionnés de blocs de plastique fixés sur le fond de la configuration BS. Les trois principaux motifs étudiés étaient le quinconce isotrope (QC), la brique anisotrope (BK) et le bloc de hauteur tri-modale (M3). Pour chaque motif, plusieurs configurations de hauteur, de largeur et d'espacement ont été testées. Les configurations en quinconce ont été définies par la hauteur (H) et l'espacement (SP) des blocs cubiques, tandis que les configurations en briques ont été définies par la hauteur (H), la longueur (L - dimension longitudinale) et l'espacement (SP) des blocs pavés, comme le montre la figure 4.4 et comme le décrit le tableau 4.3. Les variations des alignements du schéma quinconce ont créé de nouveaux schémas avec des barres transverses (TR) et longitudinales (LG), en modifiant soit le décalage transversal (LX), soit le décalage longitudinal (LY), leur hauteur (H), leur longueur (L) et leur dimension dans le sens de l'écoulement (P). En ce qui concerne le motif tri-modal, deux configurations ont été prises, l'une avec un motif en quinconce avec des hauteurs variables et l'autre avec des groupes aléatoires de blocs de différentes hauteurs. La figure 4.5 présente une série illustrative des configurations.

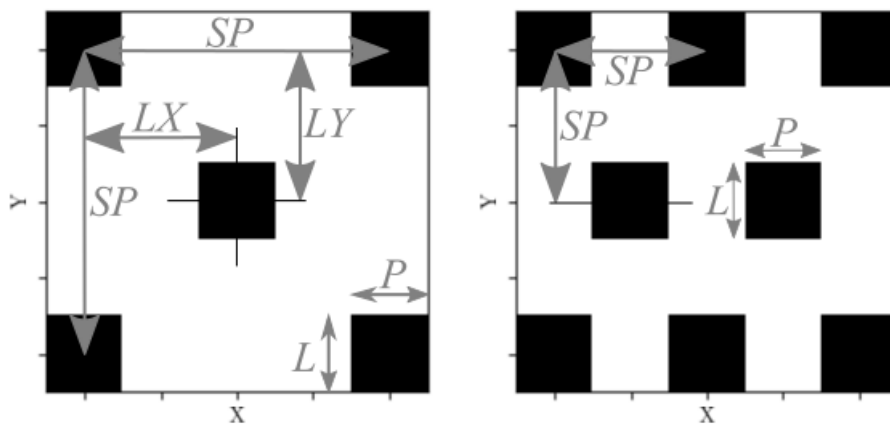


FIGURE 4.4 – Principaux motifs du fond : quinconce à gauche et brique à droite. La définition des paramètres est définie sachant que les vagues viennent du côté gauche.

Configu- ration	H	L	P	SP	LX	LY
<i>Nom</i>	<i>Hauteur [m]</i>	<i>Longueur [m]</i>	<i>Profon- deur [m]</i>	<i>Espace- ment entre les lignes de blocs [m]</i>	<i>Décalage transversal entre les lignes de blocs [m]</i>	<i>Décalage longitudi- nal entre les lignes de blocs [m]</i>
RF	0	0	0	-	-	-
BS	0.001	0.001	0.001	-	0.008	0.008
QC1	0.016	0.016	0.016	0.032	0.016	0.016
QC2	0.016	0.016	0.016	0.064	0.032	0.032
QC3	0.032	0.032	0.032	0.064	0.032	0.032
QC4	0.032	0.032	0.032	0.128	0.064	0.064
QC5	0.048	0.048	0.048	0.096	0.048	0.048
QC6	0.048	0.048	0.048	0.192	0.096	0.096
QC7	0.048	0.048	0.048	0.288	0.144	0.144
QC8	0.064	0.064	0.064	0.256	0.128	0.128
QC9	0.064	0.064	0.064	0.512	0.256	0.256
LG1	0.032	0.032	0.032	0.128	0.064	0.000
LG2	0.032	0.032	0.032	0.128	0.064	0.032
LG3	0.048	0.048	0.144	0.288	0.192	0.144
LG4	0.048	0.048	0.048	0.192	0.096	0.000
LG5	0.048	0.048	0.048	0.192	0.096	0.048
TR1	0.032	0.480	0.032	0.256	-	-
TR2	0.032	0.032	0.032	0.128	0.000	0.064
TR3	0.032	0.032	0.032	0.128	0.032	0.064
TR4	0.048	0.480	0.048	0.384	-	-
TR5	0.048	0.144	0.048	0.384	0.192	0.192
TR6	0.048	0.048	0.048	0.192	0.000	0.096
TR7	0.048	0.048	0.048	0.192	0.048	0.096
BK1	0.064	0.032	0.032	0.096	-	-
BK2	0.032	0.096	0.096	0.128	-	-
M3A	0.016 - 0.032 - 0.048	0.032	0.032	0.128	0.064	0.064
M3B	0.016 - 0.032 - 0.048	0.032	~ 0.096	-	-	-

TABLEAU 4.3 – Paramètres des configurations du fond.

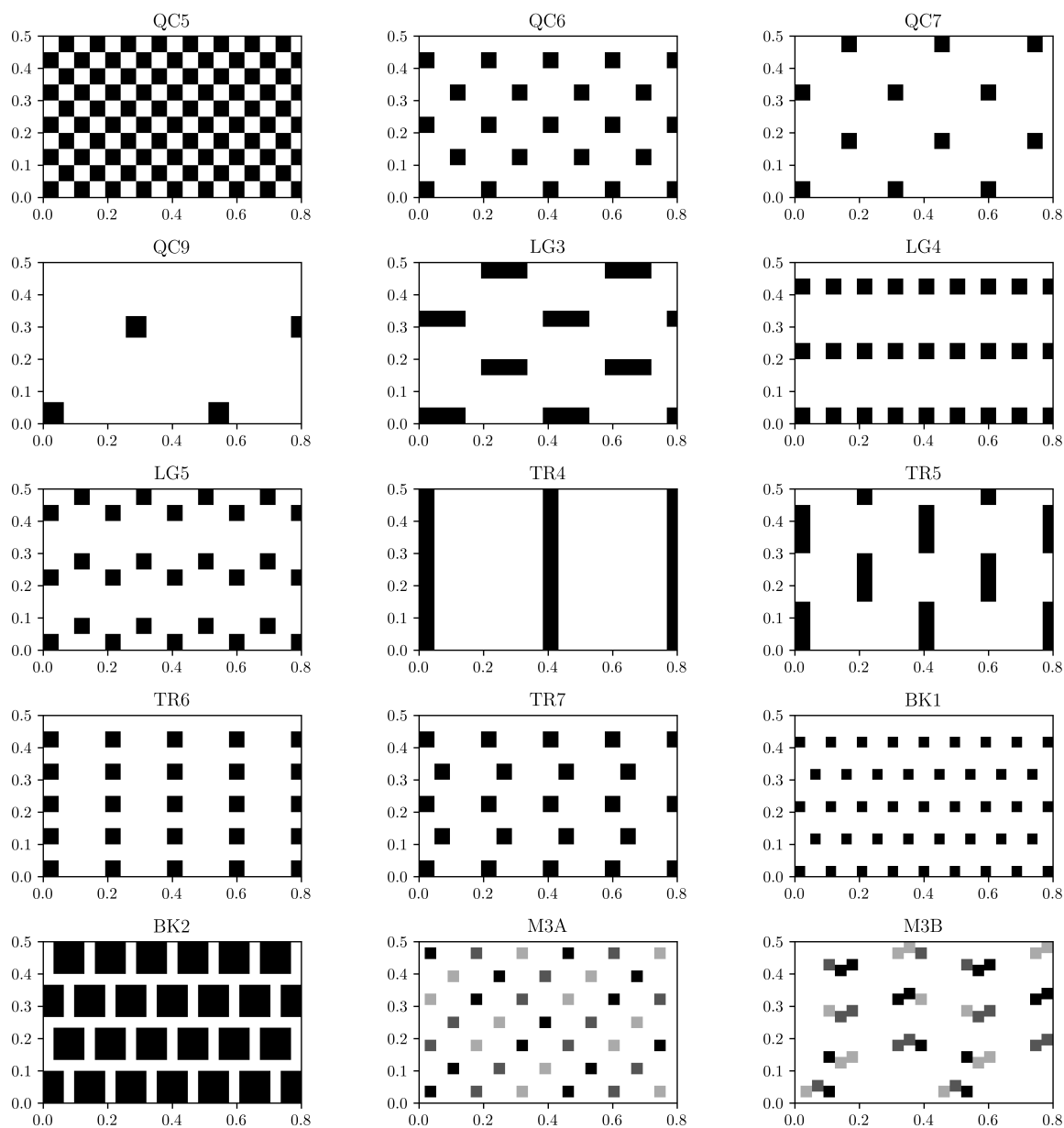


FIGURE 4.5 – Exemples illustratifs des configurations du fond avec les vagues venant du côté gauche.

L'idée est de faire varier les paramètres suivants qui ont montré avoir un effet sur la dissipation par frottement dans le cas d'une couche limite unidirectionnelle (Chung et al., 2021) et définis dans le Chapitre 3 :

- Hauteur de rugosité via l'écart-type de l'élévation du fond ;
- Solidité frontale via la pente effective ;
- Solidité plane via l'asymétrie ;
- Arrangement via la directionnalité.

4.1.4 Statistiques de l'élévation du fond

La topographie de la rugosité de chaque configuration est décrite pour toutes les configurations par un modèle numérique de terrain (MNT) décrivant l'élévation des fonds rugueux en 2D $\aleph(x, y)$, où y est la coordonnée le long du rivage (« long-shore »), avec une résolution de 0.008 m (voir par exemple la figure 4.5). Pour toutes les configurations de fond, les propriétés statistiques ont été calculées, en se concentrant sur les mesures statistiques qui restent utilisables sur une topographie non idéalisée décrites dans la Section 3.2.4 : σ_{\aleph} l'écart-type de l'élévation des fonds rugueux, Sk_{\aleph} l'asymétrie, n_{\aleph} la porosité volumique, Δ_{\aleph} la directionnalité et $ES_{\aleph,x}$ la pente effective dans la direction « cross-shore ». Les trois premières statistiques sont calculées sur la matrice MNT 2D complète (Chung et al., 2021), la porosité n'étant utilisée que pour le modèle de traînée de volume :

$$\sigma_{\aleph} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (\aleph_i - \bar{\aleph})^2} \quad (4.1)$$

$$Sk_{\aleph} = \frac{\frac{1}{n} \sum_i^n (\aleph_i - \bar{\aleph})^3}{\left[\frac{1}{n} \sum_i^n (\aleph_i - \bar{\aleph})^2 \right]^{3/2}} \quad (4.2)$$

$$n_{\aleph} = 1 - \frac{\sum (\sum \max(\aleph(x, y), 4\sigma_{\aleph}) \Delta y) \Delta x}{L_x L_y 4\sigma_{\aleph}} \quad (4.3)$$

où $\bar{\aleph}$ est la moyenne de l'élévation du fond rugueux définie comme $\bar{\aleph} = \frac{1}{n} \sum_i^n \aleph_i$, L_x la longueur dans la direction « cross-shore » et L_y la profondeur dans la direction « long-shore ».

On propose ici une formulation de l'indicateur de directionnalité Δ_{\aleph} , basée sur le calcul des écarts types directionnels $\sigma_{\aleph,x}$ et $\sigma_{\aleph,y}$, dans les directions « cross-shore » et parallèles au rivage, respectivement :

$$\Delta_{\aleph} = \frac{\overline{\sigma_{\aleph,x}} - \overline{\sigma_{\aleph,y}}}{\overline{\sigma_{\aleph,x}} + \overline{\sigma_{\aleph,y}}} \quad (4.4)$$

Δ_{\aleph} vaut 0 pour une structure de rugosité totalement isotrope et tend vers -1/1 pour des configurations de plus en plus anisotropes avec une structure de rugosité uniforme parallèle/normale au rivage, respectivement. La pente effective dans la direction « cross-shore » et moyennée le long du rivage (Napoli et al., 2008; Chung et al., 2021), qui est une mesure de la solidité frontale, est estimée comme suit :

$$ES_{\aleph,x} = \frac{1}{L_x} \sum \left| \frac{\partial \aleph(x)}{\partial x} \right| \Delta x \quad (4.5)$$

avec $\aleph(x)$ l'élévation du fond rugueux dans la direction « cross-shore ».

Nom configuration	Hauteur bloc [m]	σ_N [m]	Sk_N	Δ_N	$ES_{N,x}$	n_N
<i>RF</i>	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
<i>BS</i>	0.001	0.000	1.626	0.000	123.647	0.119
<i>QC1</i>	0.016	0.008	0.000	0.000	119.792	0.250
<i>QC2</i>	0.016	0.005	2.268	0.000	29.948	0.094
<i>QC3</i>	0.032	0.016	0.000	0.000	114.583	0.250
<i>QC4</i>	0.032	0.011	2.268	0.000	28.646	0.094
<i>QC5</i>	0.048	0.024	0.000	0.000	109.375	0.250
<i>QC6</i>	0.048	0.016	2.268	0.000	27.344	0.094
<i>QC7</i>	0.048	0.013	3.144	0.000	15.625	0.073
<i>QC8</i>	0.064	0.022	2.088	0.000	27.778	0.100
<i>QC9</i>	0.064	0.015	3.881	0.000	10.417	0.056
<i>LG1</i>	0.032	0.011	2.268	-0.268	28.646	0.094
<i>LG2</i>	0.032	0.011	2.268	0.000	28.646	0.094
<i>LG3</i>	0.048	0.017	2.068	-0.224	7.813	0.101
<i>LG4</i>	0.048	0.016	2.268	-0.268	27.344	0.094
<i>LG5</i>	0.048	0.016	2.268	0.000	27.344	0.094
<i>TR1</i>	0.032	0.012	1.789	1.000	31.250	0.112
<i>TR2</i>	0.032	0.011	2.268	0.268	26.042	0.094
<i>TR3</i>	0.032	0.011	2.268	0.000	28.646	0.094
<i>TR4</i>	0.048	0.016	2.268	1.000	15.625	0.094
<i>TR5</i>	0.048	0.016	2.268	0.464	21.484	0.094
<i>TR6</i>	0.048	0.016	2.268	0.268	23.438	0.094
<i>TR7</i>	0.048	0.016	2.268	0.000	27.344	0.094
<i>BK1</i>	0.064	0.020	2.475	-0.225	52.083	0.088
<i>BK2</i>	0.032	0.016	-0.167	-0.153	39.062	0.272
<i>M3A</i>	0.016 & 0.032 & 0.048	0.012	2.910	0.000	16.927	0.085
<i>M3B</i>	0.016 & 0.032 & 0.048	0.012	2.955	0.023	11.393	0.083

TABLEAU 4.4 – Statistiques des configurations.

4.2 Traitement des données et méthodologie

4.2.1 Cadre d'étude

La propagation unidirectionnelle des vagues est considérée le long de l'axe de référence « cross-shore » x et abordée dans une approche intégrée en fréquence sur la bande des vagues courtes (SW). Le bilan du flux d'énergie des vagues en l'absence de courant moyen est estimé à partir du gradient du flux d'énergie exprimé par l'Eq. 3.2, qui nous donne la dissipation moyenne totale des vagues $\bar{\varepsilon}_t$.

$$\frac{\partial EC_g}{\partial x} = \bar{\varepsilon}_t \quad (4.6)$$

$\overline{\varepsilon}_t$ combine l'effet de la dissipation par déferlement $\overline{\varepsilon}_b$ et de la dissipation par frottement $\overline{\varepsilon}_f$:

$$\overline{\varepsilon}_t = \overline{\varepsilon}_b + \overline{\varepsilon}_f \quad (4.7)$$

En pratique, $\overline{\varepsilon}_t$ est calculé à partir des données de sondes avec un schéma d'Euler explicite d'ordre 2 centré, en appliquant aux bornes un schéma d'Euler explicite d'ordre 1 (Eq. 4.6).

Suite à des expériences antérieures dans le même canal (Sous et al., 2021), la dissipation par frottement devrait être négligeable dans le cas de référence RF lisse. Dans le cas d'un fond rugueux, la dissipation par frottement est dominée par le frottement du fond et aucune dissipation de la paroi latérale n'est prise en compte.

Une estimation du terme de transfert non-linéaire dû aux interactions triples S_{nl} entre la bande SW et la bande IG a été réalisée sur un cas représentatif lisse, en utilisant la configuration RF et le cas de vagues W2. Comme la contribution relative des transferts non-linéaires au bilan énergétique devrait diminuer avec l'augmentation de la rugosité en raison de l'importance croissante de la dissipation par frottement, la configuration RF est considérée comme le pire scénario en termes de transferts non-linéaires.

La méthode utilisée ici consiste à comparer $\frac{\partial EC_g}{\partial x}$ avec S_{nl} . Ce dernier est le terme source d'interaction triple moyenné dans l'espace et en fréquence sur la bande SW $\langle S_{nl} \rangle$. Tout d'abord, à chaque sonde, les transferts spectraux non-linéaires d'énergie entre les triades de fréquences $S_{nl}(f)$ sont modélisés à l'aide de la théorie de Boussinesq de Herbers et al. (2000) sur l'ensemble du spectre, en supposant que le champ de vagues est faiblement non-linéaire, faiblement dispersif, et que ces effets sont d'ordre similaire (Herbers and Burton, 1997; Martins et al., 2021) :

$$S_{nl}(f) = \rho g \frac{3\pi f}{D} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \text{Im} \{ B_{m,j-m}^* \} \quad (4.8)$$

où B est le bispectre de l'élévation de la surface libre calculé d'après Kim and Powers (1979), $\text{Im}\{\cdot\}$ se réfère à la partie imaginaire et $*$ désigne le conjugué complexe. $S_{nl}(f)$ est ensuite intégré en fréquence sur la bande SW. Enfin, $\langle S_{nl} \rangle$ est approximé comme la moyenne spatiale de ses valeurs aux sondes adjacentes en utilisant la méthode de Sous et al. (2023).

La figure 4.6 représente les résultats de l'analyse S_{nl} pour l'expérience RF/W2. Le gradient de flux estimé reste négatif avec un maximum atteint dans la zone de déferlement, en accord avec les observations réalisées sur le profil SW. $\langle S_{nl} \rangle$ reste une portion très faible du gradient de flux d'énergie de la houle, avec un pic local de contribution inférieur à 16 % du bilan d'énergie de la houle mais généralement inférieur à 1 %. Cette observation confirme la validité d'une influence négligeable des transferts d'énergie non-linéaires dans la configuration expérimentale actuelle.

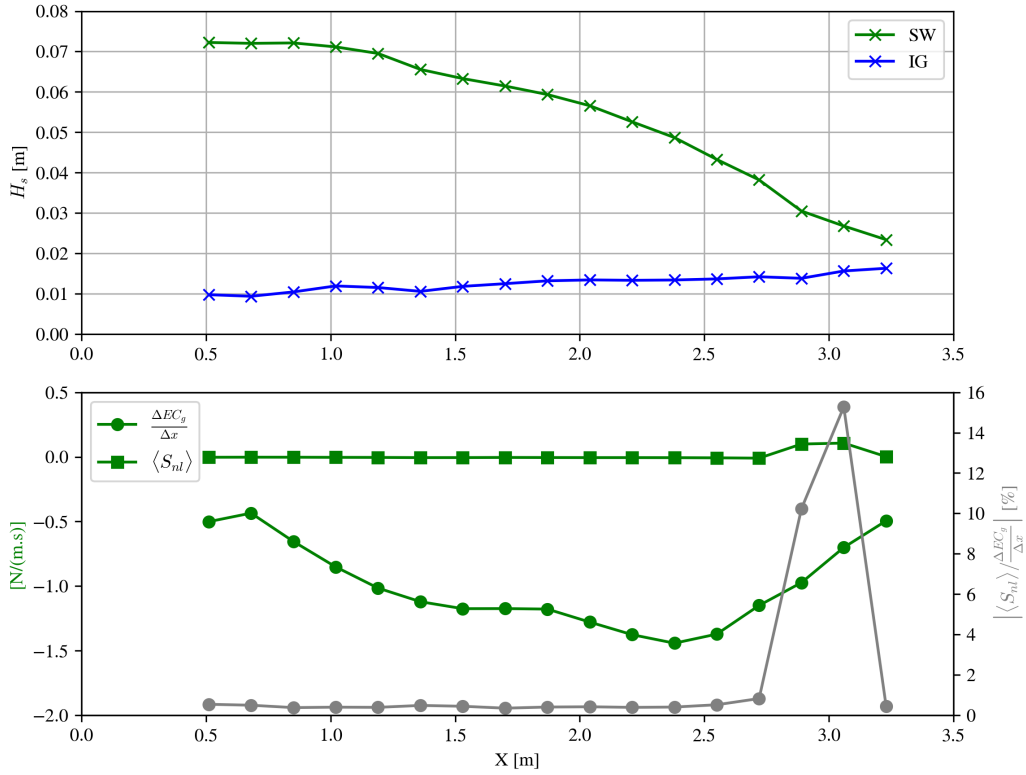


FIGURE 4.6 – (haut) Évolution du profil de hauteur H_s sur l’axe x pour la composante SW en vert et la composante IG en bleu, (bas) Sur l’axe de gauche, évolution du profil de flux de gradient d’énergie (cercles verts) et du transfert non-linéaire SW (carrés verts) et sur l’axe de droite, évolution du rapport absolu des deux quantités (cercles gris). Les données présentées sont issues du cas de vagues W2 de la configuration RF.

4.2.2 Estimateurs de performances

Deux estimateurs classiques sont utilisés pour quantifier la précision de l’accord entre les observations et les prévisions du modèle : l’erreur quadratique moyenne normalisée (NRMSE) basée sur la normalisation de l’erreur quadratique moyenne (RMSE) et l’indice de Willmott (WI) qui présente une mesure d’erreur normalisée entre 0 et 1 :

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (\hat{\theta}_i - \theta_i)^2} \quad (4.9)$$

$$NRMSE = \frac{RMSE}{\sigma(\Theta)} \quad (4.10)$$

$$WI = 1 - \frac{\sum_i^n (\hat{\theta}_i - \theta_i)^2}{\sum_i^n (|\hat{\theta}_i - \bar{\theta}| + |\theta_i - \bar{\theta}|)^2} \quad (4.11)$$

Où $\hat{\Theta}$ est la valeur prédite, Θ la valeur observée et $\bar{\Theta}$ la moyenne des valeurs observées.

4.2.3 Analyses spectrales et statistiques

4.2.3.1 Analyse spectrale

Une analyse spectrale a été réalisée sur la série temporelle totale d'élévation de la surface libre pour l'ensemble des cas de vagues en appliquant une transformée de Fourier d'une résolution et d'une précision spectrale de 0.0036 Hz sur le signal à partir de laquelle les spectres de densité d'énergie sont générés. Deux exemples sont présentés Figures 4.7 et 4.8.

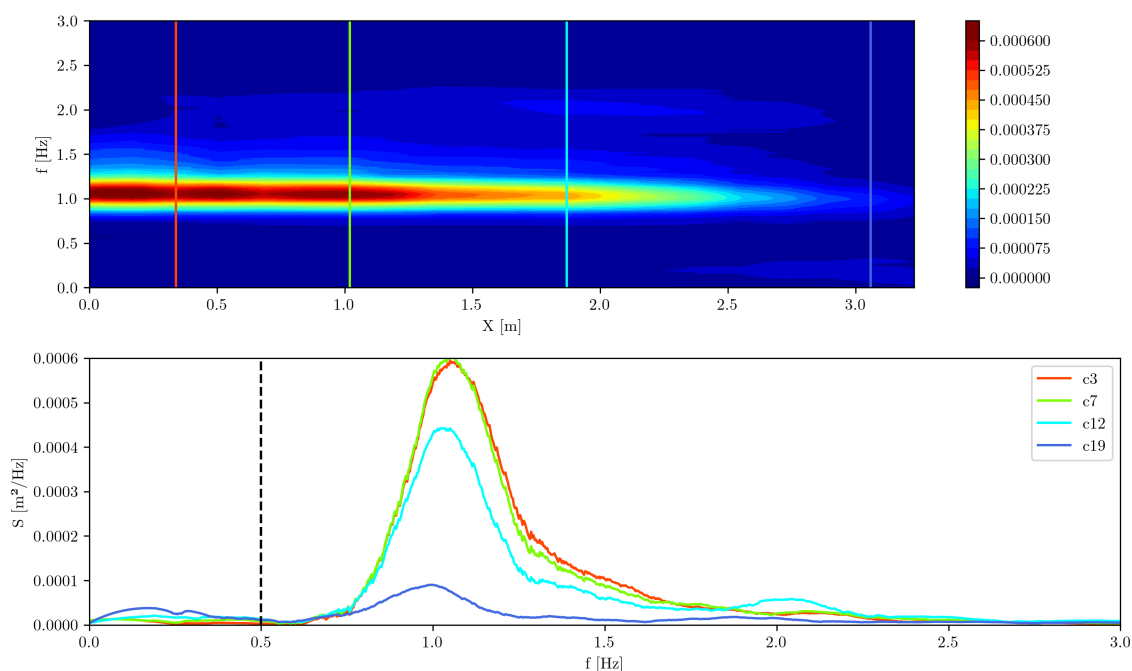


FIGURE 4.7 – (haut) Évolution du spectre de densité d'énergie sur l'axe x , (bas) avec les profils aux sondes $c3$ (rouge), $c7$ (vert), $c12$ (cyan) et $c19$ (bleu) pour la configuration lisse de référence RF et le cas W1. La ligne noire en pointillés indique la séparation à $f_p/2$ entre les bandes IG et SW.

L'analyse de l'évolution « cross-shore » du spectre présenté Figure 4.7 nous indique que pour la configuration de référence, on observe une relative stabilité de la répartition spectrale de l'énergie jusqu'au début de la zone de déferlement (sonde $c12$), où un léger transfert progressif vers les hautes fréquences surharmoniques s'opère avant que l'énergie soit peu à peu dissipée dans l'ensemble de la zone de déferlement. A la fin de la zone de déferlement (sonde $c19$), un début de transfert vers les ondes longues se manifeste par la présence d'un deuxième pic dans la bande de fréquences IG. Un léger glissement du pic vers les basses fréquences dans la bande SW est observé. De Bakker et al. (2015) ont mis en évidence une cascade de transferts non-linéaires triples du pic vers les hautes fréquences ainsi qu'un transfert d'énergie des fréquences légèrement supérieures à la fréquence pic vers les fréquences légèrement inférieures.

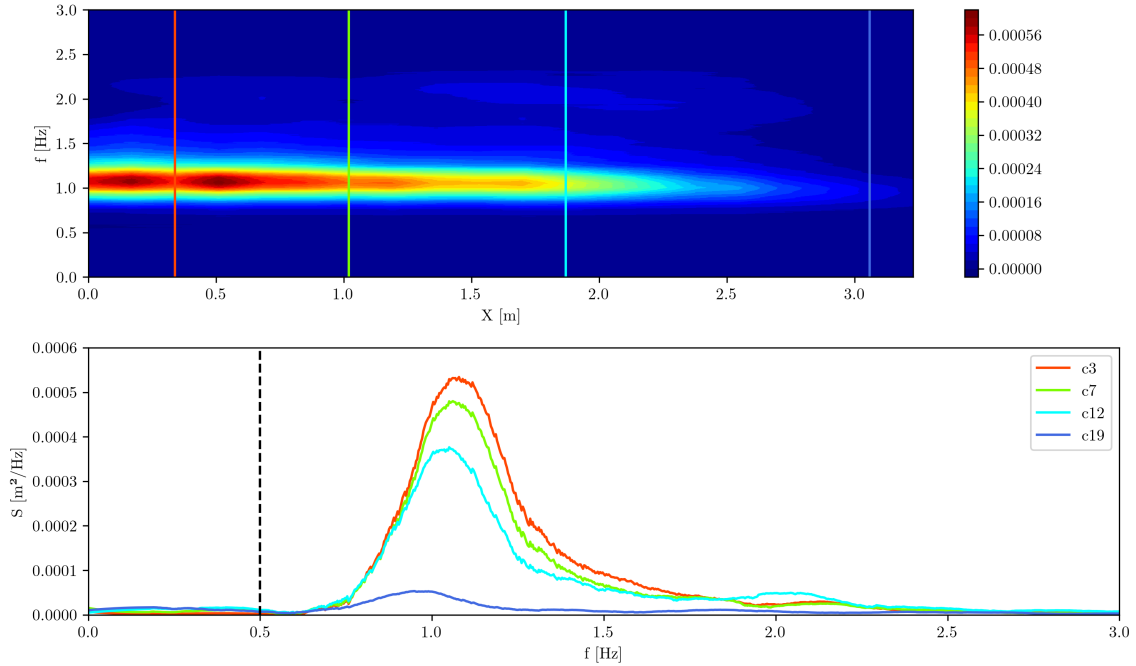


FIGURE 4.8 – (haut) Évolution du spectre de densité d'énergie sur l'axe x , (bas) avec les profils aux sondes $c3$ (rouge), $c7$ (vert), $c12$ (cyan) et $c19$ (bleu) pour la configuration quinconce QC6 et le cas W1. La ligne noire en pointillés indique la séparation à $f_p/2$ entre les bandes IG et SW.

Pour une configuration rugueuse, ici QC6, on observe un décalage du point d'inflexion spectral vers le large (de $X = 2$ m à $X = 1$ m). Le transfert vers les hautes fréquences se fait également plus tôt et est légèrement renforcé par rapport à la configuration RF. En revanche, on n'observe pas de transfert vers les ondes longues à la fin de la zone de déferlement, ce qui confirme l'effet négligeable du transfert non-linéaire SW vers IG. En chaque sonde considérée, on note une diminution de la densité spectrale d'énergie entre la configuration RF et la QC6, ce qui induit une dissipation renforcée en présence d'éléments de rugosité sur l'ensemble du profil « cross-shore ». Le léger glissement du pic vers les basses fréquences dans la bande SW est accentué par rapport à la configuration RF.

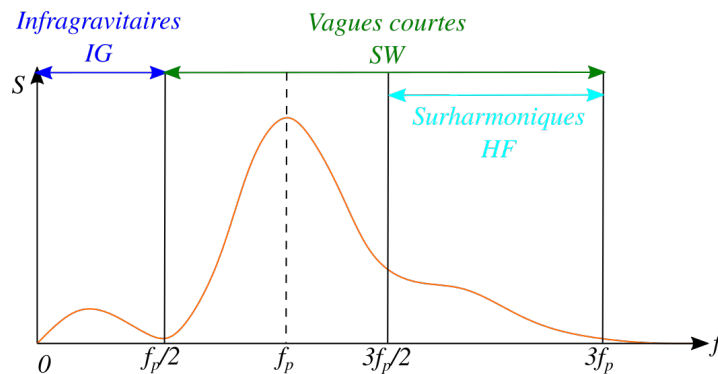


FIGURE 4.9 – Définition des domaines fréquentiels du spectre de vagues.

Cette analyse nous permet d'identifier les bandes fréquentielles correspondant aux domaines suivants, grâce aux équations présentées dans la section 2.7.2.1, comme décrit sur la Figure 4.9. Les hauteurs H_s correspondant à chaque domaine sont calculés à partir de l'Eq. 2.52 :

- Vagues courtes (SW) entre $f_p/2$ et $3f_p$ Hz ;
- Vagues surharmoniques (composantes haute fréquence HF des vagues courtes associées à l'harmonique d'ordre 2) entre $3f_p/2$ et $3f_p$ Hz. Elles sont donc intégrées dans le calcul des hauteurs H_s SW qui sont étudiées dans la suite ;
- Ondes longues (incluant infragravitaires IG et seiche du canal) entre 0 et $f_p/2$ Hz.

4.2.3.2 Analyse statistique

Un filtre passe-haut est appliqué aux séries temporelles avec une fréquence de coupure de $f_p/2$ pour retirer l'effet des ondes longues. Une première estimation du H_s est réalisée à partir de la variance de la série temporelle filtrée, en utilisant l'Eq. 2.46. Une analyse vague-à-vague avec passage à zéro montant est réalisée sur cette même série et nous donne la distribution des hauteurs de vagues. On en déduit le H_s des vagues à partir de l'équation présentée dans la Section 2.7.1.

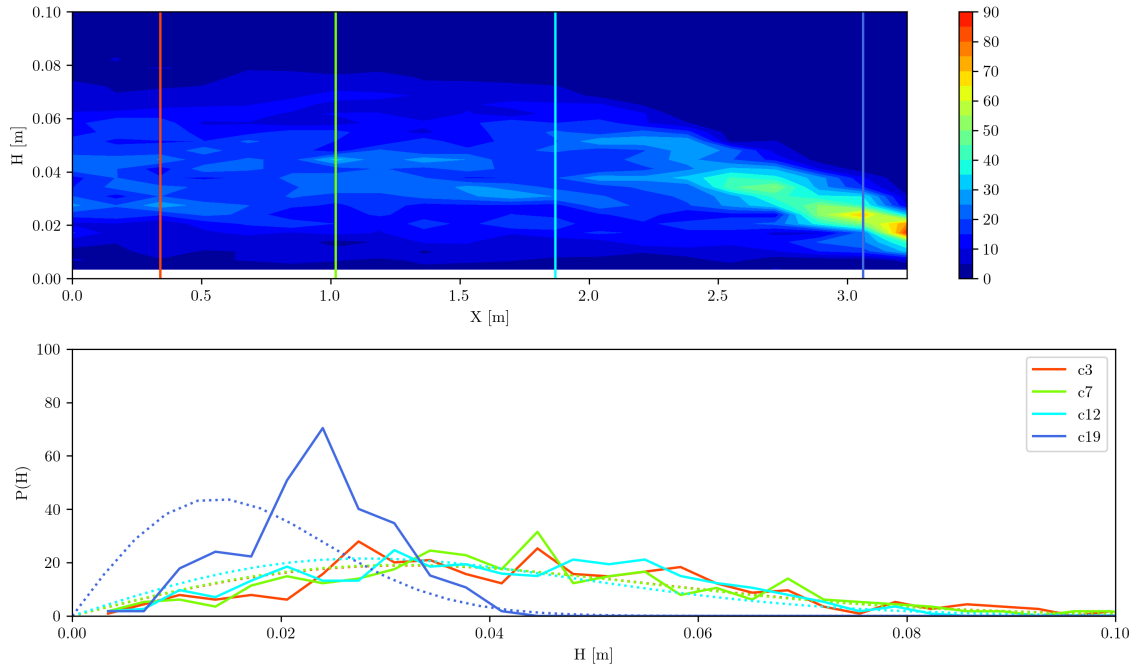


FIGURE 4.10 – (haut) Évolution de la distribution de répartition des hauteurs H de vagues sur l'axe x , (bas) avec les profils aux sondes $c3$ (rouge), $c7$ (vert), $c12$ (cyan) et $c19$ (bleu) pour la configuration lisse de référence RF et le cas W1. Les lignes en pointillés représentent les distributions de Rayleigh en chaque sonde considérée.

Sur le graphique de l'évolution « cross-shore » du profil de distribution des hauteurs de vagues, on constate que plus les vagues s'approchent du rivage plus l'étendue des hauteurs possibles

diminue et plus le pic s'affine, tendant vers une distribution très resserrée de hauteur de vague au rivage, qui varie dans la configuration RF autour de $H = 0.04$ m dans la zone de déferlement interne avant de diminuer à 0.02 m à la fin de la zone de déferlement. La comparaison aux profils définis par une distribution de Rayleigh (voir Eq. 2.45) montre une bonne adéquation pour les sondes $c3$, $c7$ et $c12$ mais un net décalage du pic vers les plus grandes hauteurs de vagues est observé au niveau de la sonde $c19$ à la fin de la zone de déferlement.

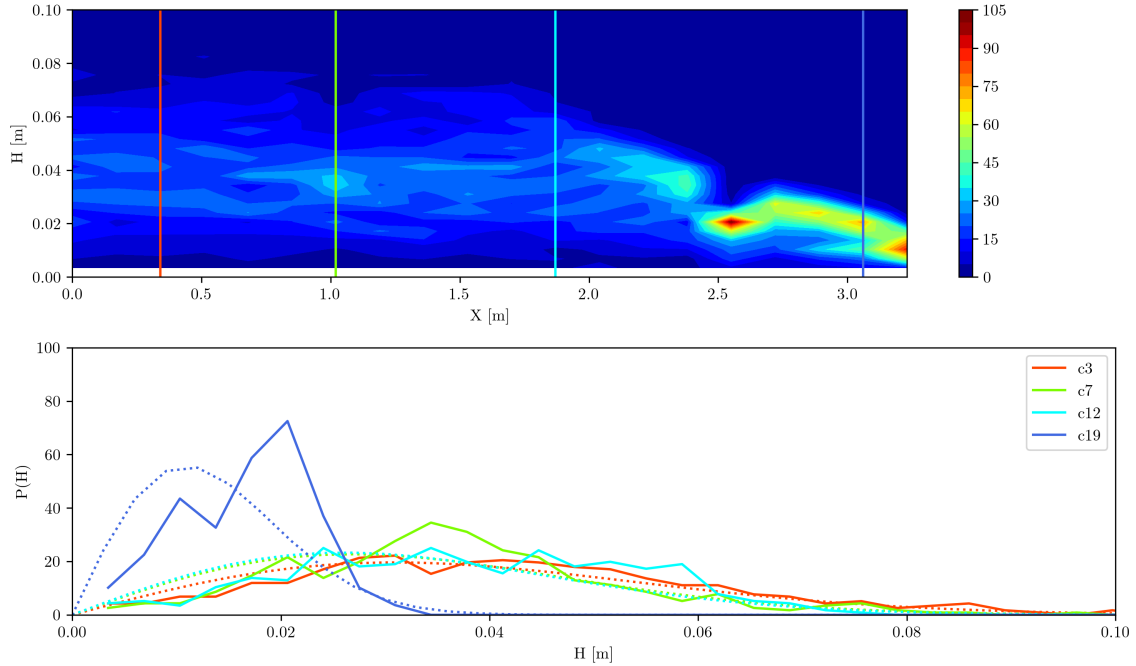


FIGURE 4.11 – (haut) Évolution de la distribution de répartition des hauteurs H de vagues sur l'axe x , (bas) avec les profils aux sondes $c3$ (rouge), $c7$ (vert), $c12$ (cyan) et $c19$ (bleu) pour la configuration quinconce QC6 et le cas W1. Les lignes en pointillés représentent les distributions de Rayleigh en chaque sonde considérées.

Pour la configuration QC6, on observe un affinement du pic de probabilité plus au large que pour la configuration RF, avec un décalage ponctuel de la hauteur pic H de 0.04 à 0.02 m avant que ce pic ne revienne pour une hauteur plus importante vers la fin de la zone de déferlement interne avant de stabiliser autour de 0.01 m. On voit donc la diminution de la hauteur pic des vagues en présence d'éléments de rugosité. Une fois de plus, les profils de Rayleigh correspondent bien aux sondes $c3$, $c7$ et $c12$ mais sont décalés au niveau de la sonde $c19$, ce qui traduit la présence de vagues plus importantes que prévu par la formule de Rayleigh dans la zone de déferlement interne.

4.2.3.3 Comparaisons

Le graphe ci-dessous présenté Figure 4.12 montre les profils de hauteurs H_s obtenues en chaque sonde avec les analyses spectrale et statistiques pour la configuration de référence RF et le cas W1. On constate que les profils de hauteur H_s calculés en spectral sur la bande des

vagues courtes (Eq. 2.52) et calculés à partir de la série temporelle coïncident parfaitement tout le long du profil alors que le profil de hauteur H_s estimé à partir de l'analyse statistique (Eq. 2.46) se détache de ces deux profils au niveau de la sonde $c9$, au début de la zone de déferlement. Cela confirme les observations faites avec l'analyse statistique par comparaison avec la formule de Rayleigh. On observe dans la série d'expériences un pic de probabilité décalé vers les plus hautes vagues et donc une hauteur H_s plus importante que prévue dans le cadre de l'analyse statistique.

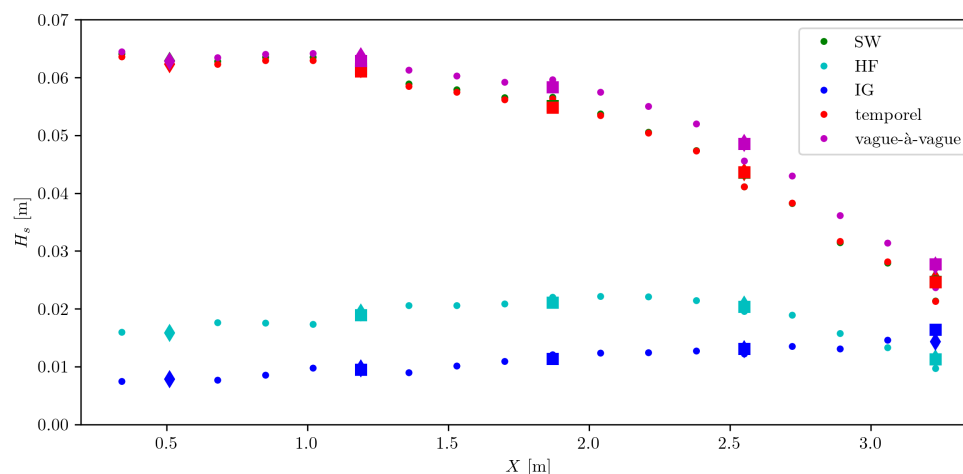


FIGURE 4.12 – Profils « cross-shore » des hauteurs significatives calculées à partir du spectre (SW : vert, HF : cyan, IG : bleu), à partir de la variance de la série temporelle filtrée (rouge) et à partir de l'analyse vague-à-vague pour la configuration lisse RF et le cas W1.

Pour les autres bandes spectrales, on observe l'augmentation de l'énergie dans les fréquences surharmoniques qui atteint un maximum au niveau de $X = 2.1$ m avant de diminuer rapidement jusqu'au rivage. L'énergie dans la bande IG augmente progressivement jusqu'à dépasser celle des surharmoniques au niveau de $X = 3$ m.

La différence observée entre les résultats des deux méthodes de calcul des hauteurs H_s nous conduit à en choisir une pour la suite de l'étude afin de réaliser des analyses sur des quantités comparables. La méthode à 3 sondes décrite dans la suite se reposant sur une analyse spectrale, on retient les hauteurs H_s estimées en spectral pour plus de cohérence.

4.2.4 Estimation de la réflexion des vagues

Dans un canal fermé, les phénomènes de réflexion ne sont pas négligeables et doivent être pris en compte dans le traitement des données. Pour cela, deux méthodes sont implémentées (présentées par [Rey et al. \(2006\)](#) et [Drevard et al. \(2009\)](#)) :

- la méthode à 3 sondes : à partir de 3 sondes d'élévation de la surface, cette méthode restitue les amplitudes incidentes et réfléchies du signal en comparant les vagues entrantes et sortantes du système des 3 sondes. Une variante de cette méthode est implémentée pour tenir compte de la pente du fond. Une extension de cette méthode est développée pour

étendre sa validité à la zone de déferlement et estimer le H_s incident sur l'ensemble du profil, du large au rivage ;

- la méthode UW : à partir des vitesses « cross-shore » et verticales en un point, la méthode restitue une densité spectrale d'énergie lissée des vagues incidentes et réfléchies et permet donc de calculer la hauteur significative des vagues incidentes. On utilise les données du Vectrino du haut, situé entre les sondes $c7$ et $d8-g8$.

4.2.4.1 Méthode à 3 sondes

Cette méthode est développée pour une houle régulière et peut être étendue à une houle irrégulière avec la décomposition en signaux de Fourier, en considérant $\eta_n(t)$ l'élévation de la surface libre mesurée au niveau de la sonde n ($n=[1,2,3]$) :

$$\eta_n(t) = \sum \eta_n(f)(t) = \sum A_n(f) \cos(\omega_n(f)t + \varphi_n(f)) \quad (4.12)$$

En passant en complexe, chaque composante fréquentielle de ce signal peut être décomposée en deux ondes, une incidente et une réfléchie tel que :

$$\underline{\eta}_n(f)(t) = A_i(f)e^{i(\omega t - k^- x)} + A_r(f)e^{i(\omega t + k^+ x + \varphi_n(f))} = \underline{\eta}_i(f)(x, t) + \underline{\eta}_r(f)(x, t) \quad (4.13)$$

avec $A_i(f)$ et $A_r(f)$ les amplitudes incidente et réfléchie complexes de composante spectrale associée à f et $\varphi_n(f)$ le déphasage à l'origine. k^- et k^+ , les nombres d'onde des vagues incidentes et réfléchies, sont déterminés à partir de la relation de dispersion : $(\omega_a \pm |\vec{u}_c| k^\pm)^2 = (\omega^\pm)^2 = gk^\pm \tanh k^\pm D$. Dans notre cas, on considère que $\vec{u}_c = \vec{0}$. En une sonde donnée n , on peut estimer l'élévation telle que :

$$\underline{\eta}_n(f)(t) = \left[A_i(f)e^{-i(k^- x_1 + \Delta n^-)} + A_r(f)e^{+i(k^+ x_1 + \Delta n^+ + \varphi_n(f))} \right] e^{i\omega t} = A_n(f)e^{i(\omega t - \varphi_n(f))} \quad (4.14)$$

avec $\Delta n^\pm(f) = k^\pm(x_n - x_1)$. Le module des amplitudes des ondes incidentes et réfléchies est alors donné par :

$$|A_i(f)| = \left| \frac{s_2(f)s_3(f) - s_{12}(f)s_4(f)}{s_5(f)} \right| \quad (4.15)$$

$$|A_r(f)| = \left| \frac{s_1(f)s_4(f) - s_{12}(f)s_3(f)}{s_5(f)} \right| \quad (4.16)$$

avec

$$\begin{aligned} s_1(f) &= \sum_{n=1}^3 e^{-2i\Delta n^-(f)}; & s_2(f) &= \sum_{n=1}^3 e^{+2i\Delta n^+(f)}; \\ s_{12}(f) &= \sum_{n=1}^3 e^{+i(\Delta n^+(f) - \Delta n^-(f))}; & s_3(f) &= \sum_{n=1}^3 A_n(f)e^{-i(\Delta n^-(f) + \varphi_n(f))}; \\ s_4(f) &= \sum_{n=1}^3 A_n(f)e^{+i(\Delta n^+(f) - \varphi_n(f))}; & s_5(f) &= s_1(f)s_2(f) - s_{12}(f)^2 \end{aligned} \quad (4.17)$$

Le coefficient de réflexion fréquentiel est alors le suivant :

$$R(f) = \frac{|A_r(f)|}{|A_i(f)|} \quad (4.18)$$

et le coefficient de réflexion de hauteur significative :

$$K_{refl} = \frac{H_{sr}}{H_{si}} \quad (4.19)$$

Une extension de cette méthode est développée pour inclure l'effet de la pente, en modifiant la formule du déphasage Δn^\pm . La formule générale est la suivante :

$$\Delta n^\pm(f) = \int_{x_a}^{x_b} k^\pm(x) dx \quad (4.20)$$

Dans le cas d'un fond plat, k reste constant et on obtient alors $\Delta n^\pm = k^\pm(x_b - x_a)$. Dans le cas d'un fond en pente, il faut calculer son intégrale entre x_a et x_b . Or il n'existe pas de formule explicite de k dont on peut calculer directement la primitive et il faut donc recourir à une méthode d'intégration discrète. Dans notre cas, k dépend presque linéairement de x , ce qui nous permet d'appliquer la méthode des trapèzes en limitant l'erreur sur le calcul de l'intégrale. Le déphasage s'écrit donc :

$$\Delta n^\pm(f) = \frac{k^\pm(x_a) + k^\pm(x_b)}{2} (x_b - x_a) \quad (4.21)$$

que l'on remplace dans l'équation 4.16.

Les résultats de la méthode à trois sondes dépendent de la distance entre les sondes. Des tests réalisés sur différents espacements entre les sondes sur ces mêmes expériences montrent que le coefficient de réflexion tend à augmenter avec l'espacement. Une limitation gênante de la méthode à trois sondes est l'explosion du coefficient de réflexion spectral au niveau des harmoniques lorsque l'intervalle entre les sondes est identique ou un multiple.

Extension de la validité de la méthode à 3 sondes à la zone de déferlement La version classique de la méthode à 3 sondes suppose une dissipation nulle, ce qui n'est pas le cas dans la zone de déferlement. L'objectif est donc de calculer les H_s incidents et réfléchis sur chaque sonde du profil « cross-shore » avec la méthode à 3 sondes en étendant la validité de celle-ci à la zone de déferlement. Pour chaque sonde, on réintègre l'amplitude spectrale perdue par dissipation à l'amplitude spectrale du signal.

Pour chaque sonde n du profil, on dispose des paramètres calculés intégralement : $H_{rms,n}$ à partir du spectre de densité spectrale ou de l'analyse vague-à-vague, $C_{g,n}$ à partir de la relation de dispersion pour la période pic du spectre et $\bar{\varepsilon}_n = \frac{\rho g}{8} \frac{\partial H_{rms,n}^2 C_{g,n}}{\partial x}$ à partir de l'équation du flux d'énergie.

En utilisant l'hypothèse posée par [Eldeberky and Battjes \(1996\)](#), on suppose qu'au niveau de chaque sonde n la dissipation de la composante spectrale d'énergie $\varepsilon_n(f)$ est reliée à la dissipation totale d'énergie $\bar{\varepsilon}_n$ et par l'amplitude de la composante spectrale $A_n(f)$ (obtenue par

décomposition de Fourier du signal de vagues, on fait l'hypothèse que la phase n'est pas impactée par la dissipation) :

$$\frac{\varepsilon_n(f)}{\overline{\varepsilon_n}} = \frac{4A_n(f)^2}{H_{rms,n}^2} \quad (4.22)$$

Ce qui nous donne :

$$\varepsilon_n(f) = \left(\frac{2A_n(f)}{H_{rms,n}} \right)^2 \overline{\varepsilon_n} \quad (4.23)$$

On peut également exprimer la dissipation spectrale $\varepsilon_n(f)$ entre les sondes $n-1$ et n à l'aide de l'équation du flux spectrale :

$$-\varepsilon_n(f) = \frac{\Delta(E_n(f)C_{g,n}(f))}{\Delta x} \quad (4.24)$$

En supposant que $C_{g,n}$ (calculée avec la relation de dispersion pour la période spectrale correspondant à f) varie peu entre les deux sondes, on peut prendre sa moyenne $C_g(f)$ sur cet intervalle pour le sortir de la dérivée. Si on considère que l'énergie spectrale est reliée à l'amplitude spectrale par : $E_n(f) = \frac{1}{2}\rho g A_n(f)^2$, la différence $\Delta E_n(f)$ vaut $\frac{1}{2}\rho g \Delta(A_n^2(f)) = \frac{1}{2}\rho g (A_n(f)^2 - A_{n-1}(f)^2)$. En remplaçant $\varepsilon_n(f)$ par l'équation issue de l'hypothèse de [Eldeberky and Battjes \(1996\)](#), on a :

$$A_n(f)^2 - A_{n-1}(f)^2 = -\frac{2\overline{\varepsilon_n}\Delta x}{\rho g C_g(f)} \left(\frac{2A_n(f)}{H_{rms,n}} \right)^2 \quad (4.25)$$

Par simplification on trouve :

$$A_n(f) \sqrt{1 + \frac{8\overline{\varepsilon_n}\Delta x}{\rho g C_g(f) H_{rms,n}^2}} = A_n(f) \sqrt{K(C_g(f))} = A_{n-1}(f) \quad (4.26)$$

Avec $K(C_g(f))$ le coefficient dépendant de $C_g(f)$. Après calcul, on trouve la relation entre $A_n(f)$ et $A_{n-1}(f)$:

$$\Delta A_n(f) = A_{n-1}(f) - A_n(f) = A_{n-1}(f) \left(1 - \frac{1}{\sqrt{K(C_g(f))}} \right) \quad (4.27)$$

On rajoute ensuite cette quantité $\Delta A_n(f)$ à $A_n(f)$ pour restituer la perte d'amplitude par dissipation.

On dispose donc des nouvelles amplitudes spectrales pour chaque sonde, telles qu'elles seraient s'il n'y avait pas de dissipation par déferlement. Sur ces nouvelles amplitudes on peut appliquer la méthode à 3 sondes pour chaque sonde du large au rivage et en déduire les H_s incidents et réfléchis, avec la même phase.

4.2.4.2 Méthode UW

À partir des mesures du champ de vitesses en un point, ici le Vectrino du haut, les équations suivantes sont à résoudre, pour chaque composante fréquentielle complexe ω :

$$\underline{u}(f)(t) = |u(f)|e^{i(\omega t + \varphi_u(f))}; \quad \underline{w}(f)(t) = |w(f)|e^{i(\omega t + \varphi_w(f))} \quad (4.28)$$

Or on sait que :

$$-\frac{\partial \phi(f)}{\partial t} = \frac{\omega}{k} c_v(z) \eta(t) \quad (4.29)$$

Et qu'en passant en complexe, on a les relations suivantes :

$$\underline{u}(f)(x, t) = c_v(z) \left[\underline{\eta}_i(f) - \underline{\eta}_r(f) \right]; \quad \underline{w}(f)(x, t) = i s_v(z) \left[\underline{\eta}_i(f) + \underline{\eta}_r(f) \right] \quad (4.30)$$

Ce qui nous permet de calculer les amplitudes incidentes et réfléchies en tenant compte de l'effet du courant :

$$A_i(f) = \frac{1}{C_{uw}(f)} \left[(s_v^+(f)|u(f)|)^2 + (c_v^+(f)|w|)^2 + 2s_v^+(f)c_v^+(f)|u(f)||w(f)| \sin(\varphi_w(f) - \varphi_u(f)) \right]^{1/2} \quad (4.31)$$

$$A_r(f) = \frac{1}{C_{uw}(f)} \left[(s_v^-(f)|u(f)|)^2 + (c_v^-(f)|w|)^2 - 2s_v^-(f)c_v^-(f)|u(f)||w(f)| \sin(\varphi_w(f) - \varphi_u(f)) \right]^{1/2} \quad (4.32)$$

avec $C_{uw}(f) = s_v^-(f)c_v^+(f) + s_v^+(f)c_v^-(f)$ et

$$s_v^\pm(f) = \omega^\pm(f) \frac{\sinh K_v^\pm(f)}{\sinh k^\pm(f)D}; \quad c_v^\pm(f) = \omega^\pm(f) \frac{\cosh K_v^\pm(f)}{\sinh(k^\pm(f)D)} \quad (4.33)$$

avec $K_v^\pm(f) = k^\pm(f)(z_v + D)$.

On passe en densité spectrale d'énergie : $E_{i,r}(f) = \frac{1}{2} a_{i,r}^2(f)$, avant de procéder à un lissage : $W_{i,r}(f) = \frac{1}{2m+1} \sum_{k=-m}^{+m} E_{i,r}(f+k)$. On peut alors calculer l'intégrale de la densité spectrale d'énergie : $E_{i,r} = \int_{f_p/2}^{2f_p} W_{i,r}(f) df$, ce qui permet d'en déduire la hauteur significative $H_{s_{i,r}} = 4\sqrt{E_{i,r}}$ et le coefficient de réflexion $K_{refl}^2 = \frac{E_r}{E_i}$ (qui équivaut à $K_{refl} = \frac{H_{sr}}{H_{si}}$).

4.2.4.3 Résultats

Les K_{refl} calculés sont compris entre 0.10 et 0.45, avec une médiane autour de 0.35. Le coefficient calculé avec la méthode UW est généralement plus faible que ceux calculés avec la méthode à trois sondes.

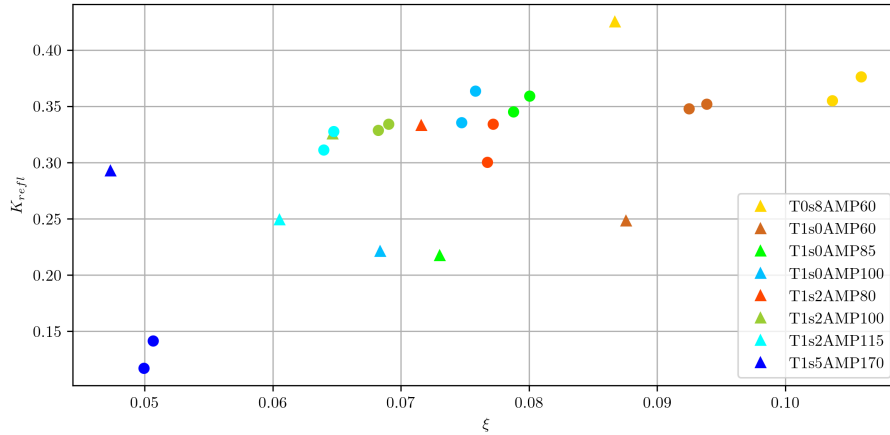


FIGURE 4.13 – Graphe de K_{refl} en fonction du nombre d’Iribarren défini Eq. 2.33, coloré par cas de vagues, pour la méthode à trois sondes (rond) et la méthode UW (triangle).

Lorsque l’on considère la dissipation dans la zone de déferlement, on obtient un profil de H_s incident sensiblement surestimé dans la zone de déferlement par rapport au signal total :

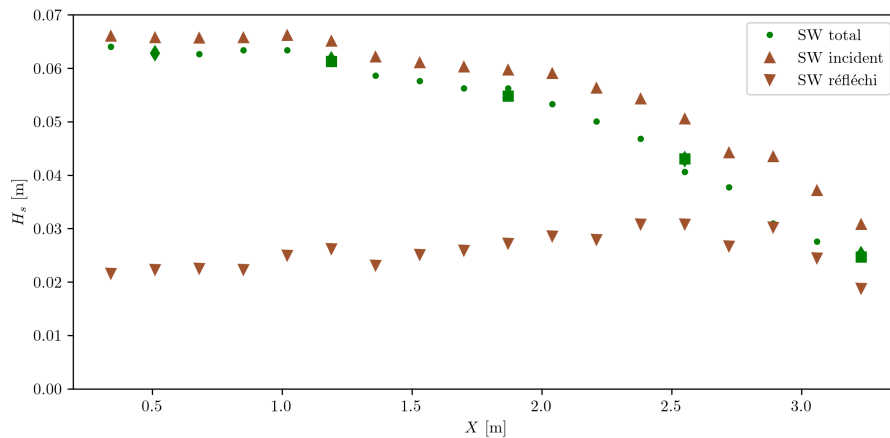


FIGURE 4.14 – Profil « cross-shore » à la plage du H_s spectral SW du signal total en vert foncé avec les losanges indiquant les sondes sur la droite, les carrés celles sur la gauche, superposé aux profils de H_s estimés avec l’extension de la méthode à 3 sondes en marron, avec les triangles vers le haut indiquant le signal incident et vers le bas le signal réfléchi, pour le cas W1 de la configuration RF.

Dans la suite on réutilise les hauteurs H_s incidentes obtenues avec l’extension de la méthode à 3 sondes à partir de la dissipation mesurée avec les hauteurs H_s SW spectrales pour calculer la dissipation incidente mesurée grâce à l’Eq. 3.2, qui sert de référence pour les modèles de dissipation.

4.2.5 Modèle de déferlement

Dans cette partie, on souhaite estimer la dissipation par déferlement en utilisant le modèle classique de Thornton and Guza (1983) (TG83). On utilise comme H_{rms} de référence celui calculé

à partir de la hauteur H_s de l'extension de la méthode à 3 sondes pour extraire la composante incidente du signal de vagues :

$$\bar{\varepsilon}_b = \frac{B^3}{4} \rho g \frac{f_p}{D} \int_0^\infty H^3 P(H) \left(\frac{H_{rms}}{\gamma D} \right)^n \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{H}{\gamma D} \right)^2 \right) \right] dH \quad (4.34)$$

où B est un coefficient de déferlement, $P(H)$ la distribution de la hauteur de vague de crête à creux H , γ un paramètre de déferlement et n un coefficient constant pris à 2, conformément à TG83. Les paramètres du modèle γ et B et la distribution de la hauteur de la vague $P(H)$ sont optimisés par rapport à la configuration du fond de référence RF lisse pour chaque cas de vagues.

Pour modéliser $P(H)$, nous utilisons une distribution de Rayleigh modifiée pour prendre en compte les statistiques observées dans notre canal, avec un poids plus important des hautes vagues dans la zone de déferlement comme décrit dans la Section 4.2.3 :

$$P(H) = \frac{2H}{H_{rms}^2} \exp \left[- \left(\frac{H - H_0/4}{H_{rms}} \right)^2 \right] \quad (4.35)$$

où H_0 est la moyenne quadratique spectrale des vagues incidentes mesurée à la sonde $c3$. La figure 4.15 présente des comparaisons des profils « cross-shore » de la hauteur des vagues et de la dissipation du flux d'énergie entre les mesures, le modèle TG83 standard et le modèle TG83 ajusté à la distribution. Les améliorations apportées par la distribution ajustée dans le modèle TG83 sont directes pour la hauteur des vagues et la dissipation du flux d'énergie.

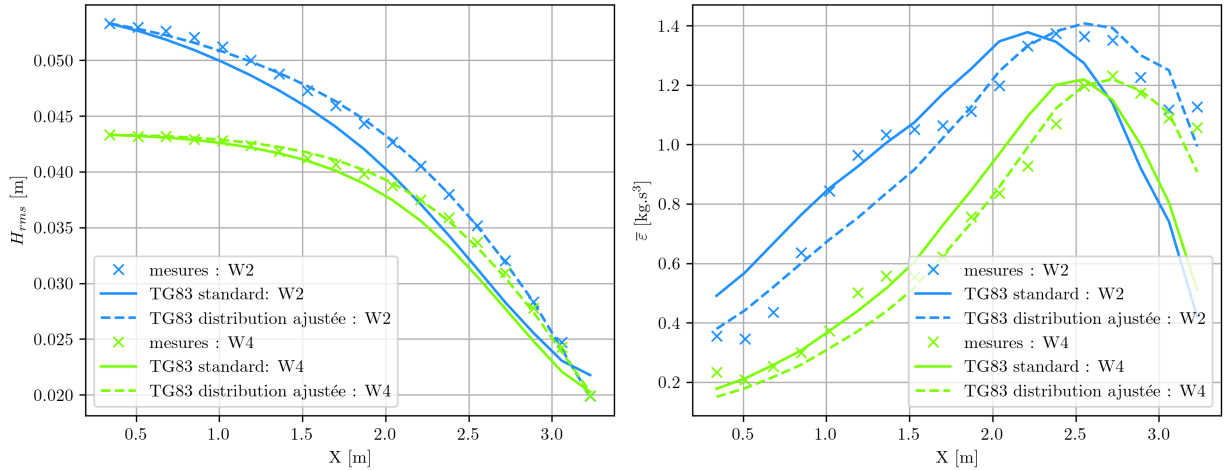


FIGURE 4.15 – Profils « cross-shore » de H_{rms} (gauche) et $\bar{\varepsilon}_t$ (droite). Les mesures de laboratoire sont représentées par des symboles en croix, tandis que le modèle TG83 standard et le modèle TG83 ajusté à la distribution sont présentés en traits pleins et en pointillés, respectivement. Les couleurs verte et bleue correspondent aux cas W2 et W4.

L'ajustement du modèle de déferlement sur les différents cas de vagues de la configuration RF a mis en évidence trois cas de vagues qu'il n'a pas été possible de reproduire fidèlement avec le

modèle TG83 et qui ont donc été exclus de l'analyse. Une nouvelle nomenclature a été proposée dans le Tableau 4.2 ci-dessus pour plus de lisibilité dans la suite.

γ est estimé à partir de l'ajustement linéaire de la relation H_{rms}/D obtenue à partir des mesures de la zone de surf interne. Le second paramètre ajustable B est optimisé en minimisant le NRMSE et en maximisant le WI en comparant la dissipation mesurée et modélisée. La paire de paramètres γ et B est estimée pour chaque cas de vague sur le fond lisse RF et supposée constante pour toutes les autres configurations rugueuses. Les valeurs finales de γ sont 0.36, 0.45, 0.30, 0.40 et 0.45 pour les cas W1 à W5, respectivement, tandis que les valeurs B sont de 0.57, 0.66, 0.63, 0.70 et 0.73 pour les cas W1 à W5, respectivement.

4.2.6 Modèle de frottement sur le fond

L'objectif est d'étudier les performances du modèle de frottement intégré en fréquence sur le fond présenté dans la Section 3.2.1 pour différentes valeurs de A_o/σ_N afin d'en tester les limites. On cherche d'abord à extraire la dissipation par frottement mesurée à partir de la dissipation incidente calculée par l'Eq. 4.6 et de la dissipation par déferlement modélisée ci-dessus, comme décrit par l'Eq. 4.7. On souhaite ensuite établir une relation entre le paramètre hydrodynamique optimisé et les statistiques de l'élévation du fond. Ce modèle étant théoriquement valable uniquement sur des petites rugosités, on le désigne sous l'appellation *petites rugosités* pour davantage de clarté dans la suite.

4.2.6.1 Optimisation du modèle

Le modèle de flux d'énergie des vagues de l'équation 4.6, combinant la dissipation par déferlement de l'équation 4.34 et la dissipation par frottement de l'équation 3.9, est utilisé pour prédire l'évolution « cross-shore » de H_{rms} . Le seul paramètre libre est k_r , la rugosité hydraulique, qui est utilisé comme paramètre d'ajustement pour obtenir le meilleur accord avec le profil H_{rms} mesuré. L'optimisation est réalisée en minimisant le NRMSE et en maximisant le WI, en limitant l'analyse aux données $H_{rms} > 0.01$ m. Par conséquent, pour chaque vague et chaque configuration de fond rugueux, une seule valeur optimisée du paramètre de rugosité hydraulique $k_{r,o}$ est obtenue.

4.2.6.2 Calcul du facteur de frottement

Le facteur de frottement des vagues f_w est directement estimé à partir de données expérimentales en combinant les équations 4.7 et 3.9 :

$$f_w = 4\sqrt{\pi} \left(\frac{\bar{\varepsilon}_t - \bar{\varepsilon}_b}{\rho} \right) \left(\frac{T_{m01} \sinh kD}{\pi H_{rms}} \right)^3 \quad (4.36)$$

où $\bar{\varepsilon}_t$ est déduit des estimations expérimentales du gradient de flux d'énergie en utilisant l'équation 4.6 et $\bar{\varepsilon}_b$ du modèle de déferlement calibré.

4.2.6.3 Régression multivariée

La dépendance de $k_{r,o}$ à chacune des statistiques suivantes : σ_{\aleph} , Sk_{\aleph} , $ES_{\aleph,x}$ et Δ_{\aleph} a été analysée par le biais de relations linéaire ou hyperbolique simples afin d'établir un modèle de k_r basé sur une régression multivariée.

4.2.7 Modèle de traînée de volume

Comme, théoriquement, le modèle de frottement sur petites rugosités n'est valable que sur des configurations dont les éléments de rugosité ne dépassent pas la couche limite, on cherche à vérifier les performances du modèle de traînée de volume en milieu à faible submersion relative et d'établir également une relation entre le paramètre hydrodynamique optimisé et les statistiques du fond. L'idée est d'abord de tester le modèle appliqué à un terrain géométrique idéalisé comme posé par [Mendez and Losada \(2004\)](#) et de l'étendre ensuite à une topographie naturelle à partir des données d'élévation du fond. Dans la suite, on désigne ce modèle sous l'appellation *canopique* car applicable aux canopées marines.

4.2.7.1 Optimisation du modèle

De même que pour le modèle de frottement sur petites rugosités présenté dans la Section 4.2.6, on utilise la combinaison de la dissipation par déferlement de l'équation 4.34 et la dissipation par frottement canopique de l'équation 3.33 (ML04) pour prédire l'évolution « cross-shore » de H_{rms} . Dans le modèle canopique, seul le paramètre C_d est laissé libre par [Mendez and Losada \(2004\)](#). On considère deux approches : une approche basée sur une géométrie idéalisée telle que présenté par ML04 et une approche qui vise à étendre le modèle ML04 à une topographie naturelle.

L'approche géométrique initiée par ML04 se base sur une réseau de cylindres dont l'aire frontale linéaire est donnée par $b_v N_v$. Pour estimer un équivalent de cette mesure pour les topographies naturelles, on se base sur le calcul du volume solide de l'écoulement. Dans le cas des géométries idéalisées de la série d'expériences, le volume solide s'exprime ainsi :

$$V_{solide} = \alpha_b b_v^2 h_v N_v S \quad (4.37)$$

avec α_b le rapport entre la profondeur et la largeur b_v du bloc de LEGO et S la surface de référence du fond.

Pour une topographie naturelle, le volume solide peut s'exprimer ainsi :

$$V_{solide} = \int_x \int_y \max(4\sigma_{\aleph}, \aleph(x, y)) dx dy \quad (4.38)$$

En considérant l'égalité entre les deux expressions du volume solide données par les Eq. 4.37 et 4.38, on en déduit l'expression suivante de $b_v N_v$:

$$b_v N_v = \frac{\int_x \int_y \aleph(x, y) dx dy}{\alpha_b b_v h_v S} = \frac{n_{\aleph}}{\alpha_b b_v} \quad (4.39)$$

Or la détermination d'une largeur caractéristique sur un terrain naturel n'est pas évidente. Des études basées sur l'analyse fractale (Stewart et al., 2019; Duvall et al., 2019) montrent que la rugosité ne présente pas d'échelle horizontale typique identifiable. On suppose alors qu'un terrain naturel :

- a une hauteur maximale caractéristique valant 4 fois l'écart-type de l'élévation du fond σ_N ;
- présente une échelle horizontale caractéristique de la rugosité identique à son échelle verticale (isotropie), soit $4\sigma_N$. L'inclusion des statistiques de l'élévation du fond dans le coefficient C_d pourra compenser les écarts éventuels à cette hypothèse.

Le calcul de $b_v N_v$ est donc simplifié comme suit :

$$b_v N_v = \frac{n_N}{4\alpha_b \sigma_N} \quad (4.40)$$

On obtient donc deux formulations de la dissipation par frottement canopique :

- une formulation basée sur une géométrie du fond idéalisée avec $b_v N_v$ et $\alpha_v = \max(1, \bar{h}_v/D)$ où \bar{h}_v représente la hauteur moyenne des éléments de rugosité (et non de l'élévation du fond) ;
- une formulation basée sur une topographie naturelle avec $\frac{n_N}{4\alpha_b \sigma_N}$ et $\alpha_v = \max(1, 4\sigma_N/D)$.

4.2.7.2 Régression multivariée

La dépendance de $C_{d,o}$ à chacune des statistiques suivantes : σ_N , Sk_N , $ES_{N,x}$ et Δ_N a été analysée par le biais de relations linéaire ou hyperbolique simples afin d'établir un modèle de C_d basé sur une régression multivariée pour les deux approches proposées dans la Section 4.2.7.1.

4.2.8 Résumé général

La procédure globale d'analyse des données est résumée dans la figure 4.16 :

1. Extraction des paramètres intégrés des vagues sur la bande SW grâce à l'analyse spectrale ;
2. Extraction des caractéristiques incidentes des vagues avec la méthode à 3 sondes étendue à la zone de déferlement ;
3. Calcul de la dissipation incidente mesurée ;
4. Calibrage du modèle de déferlement sur la configuration lisse RF ;
5. Extraction de la dissipation par frottement sur les configurations rugueuses ;
6. Optimisation des paramètres hydrodynamiques des modèles de frottement ;
7. Régression multivariée entre les paramètres hydrodynamiques optimisés et les statistiques du fond ;
8. Mise en place d'un modèle multivarié pour prédire les paramètres hydrodynamiques en fonction des statistiques du fond.

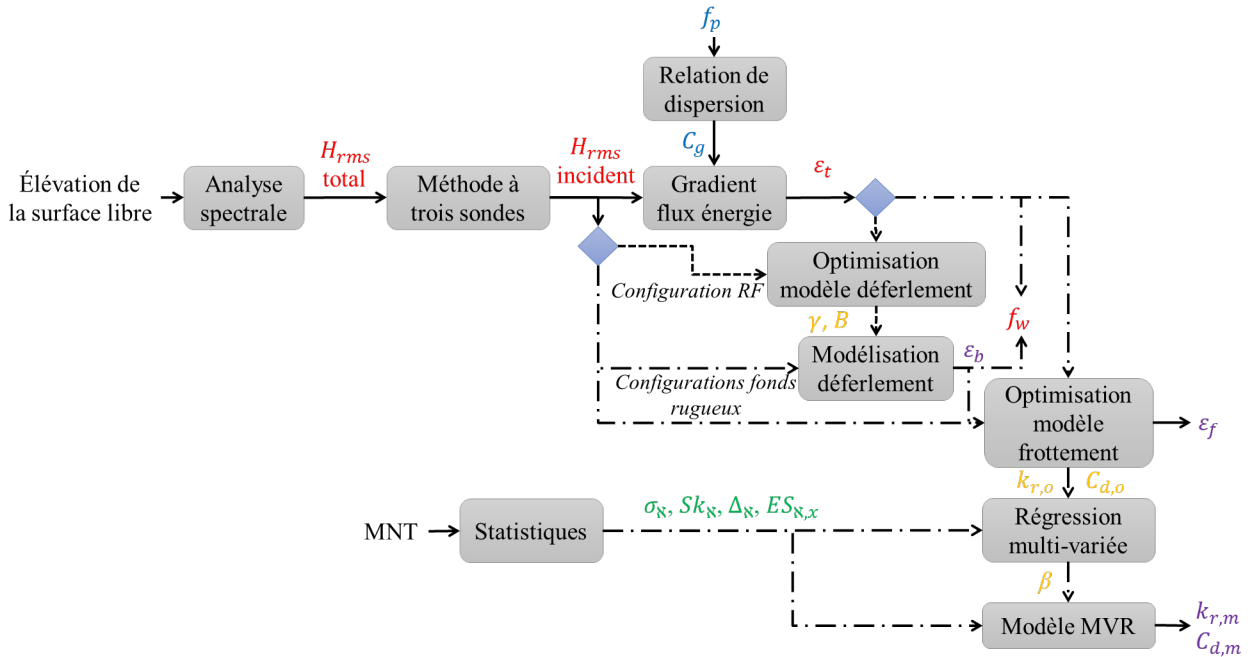


FIGURE 4.16 – Résumé de la méthodologie : les paramètres des vagues sont indiqués en bleu, les statistiques sur la géométrie du fond rugueux en vert, les valeurs mesurées en rouge, les valeurs optimisées en orange et les valeurs modélisées en violet.

4.3 Résultats et discussions

4.3.1 Observations générales

La figure 4.17 représente, pour le cas de vague W3 (voir le tableau 4.2), les profils « cross-shore » de hauteur H_{rms} pour quatre configurations différentes du fond rugueux : RF, QC4, TR1 et QC6. Le profil RF lisse (ligne noire) montre une première section presque constante dans la propagation des vagues, puis une diminution due à l'effet dominant du déferlement des vagues à partir d'environ $X = 2$ m. Pour les fonds rugueux, la première tendance principale est une augmentation de la dissipation des vagues avec σ_N . En comparant par exemple RF, QC4 et QC6 avec $\sigma_N = 0, 0.011$ et 0.016 m, respectivement, nous observons à la fois un taux de dissipation plus important et un début de dissipation plus précoce sur le profil, même loin du point de déferlement pour le cas le plus rugueux. Cependant, σ_N n'est pas le seul facteur de contrôle de la dissipation par frottement. Ceci est démontré par TR1, qui a un σ_N plus petit (0.012 m) que QC6 mais une plus forte atténuation des vagues, avec différentes valeurs de Δ_N (respectivement 1 et 0).

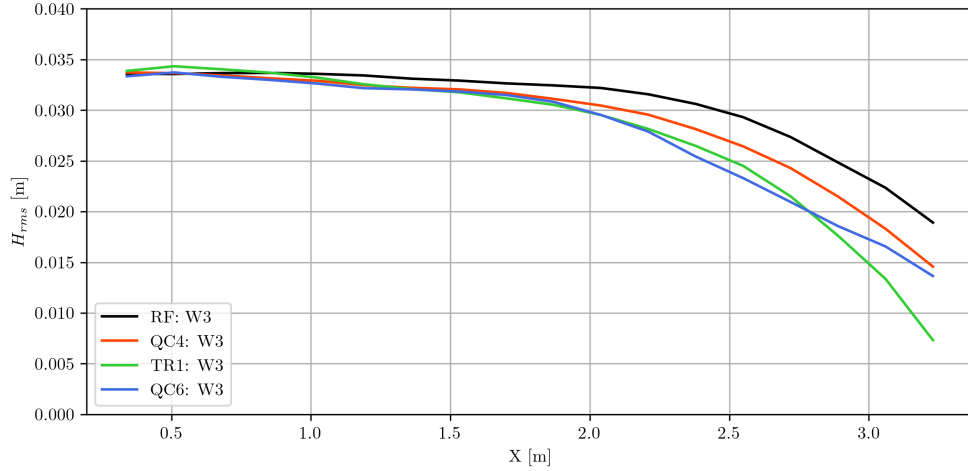


FIGURE 4.17 – Profil « cross-shore » de hauteur H_{rms} pour trois configurations du fond rugueux : RF (noir), QC4 (rouge), TR1 (vert) et QC6 (bleu). QC4 et TR1 ont le même $\sigma_N = 0.011$ m et QC4 et QC6 ont le même $\Delta_N = 0$. Les profils sont montrés pour le cas de vagues W3.

4.3.2 Modèle de frottement sur le fond

Les observations générales montrent que les profils de hauteur H_s sont largement contrôlés par l'écart-type de l'élévation du fond, mais il n'est pas le seul paramètre de contrôle. Dans la suite, deux modèles de rugosité hydraulique sont construits : un modèle monovarié basé sur σ_N et un modèle multivarié intégrant d'autres statistiques de l'élévation du fond grâce à l'optimisation de la rugosité hydraulique pour l'ensemble des conditions de vagues et des configurations du fond rugueux. Les performances de ces deux modèles sont ensuite comparées sur l'estimation du facteur de frottement.

4.3.2.1 Facteur de frottement des vagues en fonction de la rugosité hydraulique à échelle unique

La figure 4.18 illustre la relation entre le facteur expérimental de frottement des vagues f_w (Eq. 4.36) et le rapport A_o/k_r . On suppose tout d'abord que $k_r = k_r^{\sigma_N}$, une fonction mono-échelle dépendant uniquement de σ_N dont le coefficient de proportionnalité a été ajusté sur l'ensemble des expériences à 6 : $k_r^{\sigma_N} = 6\sigma_N$. Les f_w expérimentaux sont moyennés sur des intervalles logarithmiques A_o/k_r , tandis que les niveaux de couleur illustrent les différentes configurations des fonds rugueux. Une comparaison supplémentaire est faite avec la prévision de la formulation théorique de l'équation 3.11.

Le facteur de frottement expérimental moyenné par intervalle varie de 0.17 à 98. La tendance générale des données f_w montre le comportement attendu, c'est-à-dire une diminution du frottement pour l'augmentation du rapport A_o/k_r . À des fins de comparaison avec d'autres ensembles de données, la plage de A_o/k_r couverte par les présentes expériences correspond à $0.15 < A_o/\sigma_N < 30.90$, c'est-à-dire dans la plage typique des études de frottement sur lit rugueux documentées dans le domaine (Lowe et al., 2005a; Gon et al., 2020; Poate et al., 2018;

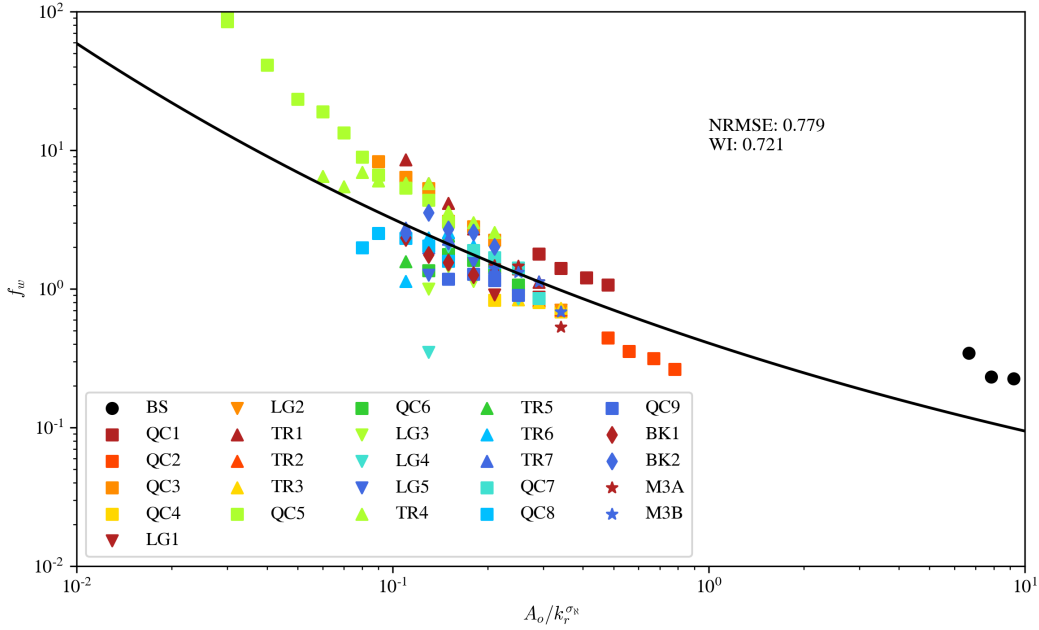


FIGURE 4.18 – Valeurs moyennes par intervalle de f_w mesurées, tracées en fonction de $A_o/k_r^{\sigma_s}$, où $k_r^{\sigma_s}$ est la rugosité hydraulique modélisée à l’aide d’une relation mono-échelle comme $k_r^{\sigma_s} = 6\sigma_s$, colorées par la configuration des fonds rugueux. La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023).

Sous et al., 2023). Le f_w expérimental montre un accord global raisonnable avec la prévision du modèle de frottement (NRMSE=0.779, WI=0.721). Cependant, une forte variabilité est observée, avec des écarts entre les différentes configurations du fond rugueux avec un facteur de plus de 5 pour f_w obtenu à des A_o/k_r similaires. Suite aux observations précédentes sur les profils H_{rms} de la figure 4.17, on s’attend à ce qu’au moins une partie des divergences observées soit due à la variation de la structure de la rugosité, ce qui suggère que l’écart-type n’est peut-être pas la seule échelle de la rugosité hydraulique. La première analyse qualitative peut être déduite d’un examen plus approfondi de la figure 4.18. L’effet de solidité plane peut être évalué en comparant les cas QC6 (carrés verts foncés) et BK2 (losanges bleus), ce dernier montrant une asymétrie beaucoup plus faible que le premier (2.26 contre -0.4). Le cas BK2, à faible asymétrie, présente un f_w globalement plus élevé que le cas QC6, ce qui tend à indiquer qu’une solidité plane plus élevée à écart-type identique est associée à un frottement plus élevé, au moins dans la plage documentée. La direction de la rugosité a un effet significatif sur le facteur de frottement des vagues. En comparant par exemple QC6 avec LG4 (triangles turquoise vers le bas), LG5 (triangles bleus vers le bas), TR4 (triangles verts clairs vers le haut) et TR5 (triangles verts foncés vers le haut), on constate que les alignements longitudinaux/transversaux produisent une diminution/augmentation du frottement pour les mêmes moments statistiques. Le seul effet de la pente effective, lié à la solidité frontale, est difficilement identifiable par des observations directes dans la figure 4.18.

4.3.2.2 Optimisation de la rugosité hydraulique $k_{r,o}$

L'analyse précédente nous a démontré que la rugosité hydraulique ne pouvait pas être réduite à une simple expression linéaire de l'écart-type de l'élévation du fond. Afin d'explorer davantage les relations entre rugosité hydraulique et rugosité, la rugosité hydraulique est optimisée individuellement, pour chaque configuration de fond et chaque cas de vague, afin de produire le meilleur ajustement possible entre modèle hydrodynamique (Eq. 3.9 et 3.11) et observations de hauteur de vague le long du profil.

Le calcul de la hauteur de rugosité optimisée pour la dissipation décrit dans la section 4.2.6.1 fournit des valeurs $k_{r,o}$ allant de 0 m à 0.291 m. Comme prévu, les valeurs les plus faibles sont observées pour les tracés les plus lisses (BS et QC2) tandis que les valeurs les plus élevées $k_{r,o} > 0.2$ m sont obtenues pour la configuration ayant le plus élevé σ_N (QC5), y compris la valeur extrême de 0.291 m associée à la vague la plus énergétique W2.

Afin de mieux comprendre la potentielle nature multivariée de la rugosité hydraulique, la figure 4.19 représente des nuages de point de la rugosité hydraulique optimisée $k_{r,o}$ en fonction de σ_N , en indiquant les différents cas de vagues sous forme de niveaux de couleur. La conclusion précédente est confirmée : une forte dépendance entre $k_{r,o}$ et σ_N , indiquant que σ_N est un paramètre clé dans la formulation de la paramétrisation du frottement. Cependant, pour des valeurs identiques de σ_N , une variabilité notable de $k_{r,o}$ est montrée, ce qui signifie que d'autres statistiques devraient être impliquées dans la paramétrisation du frottement de fond.

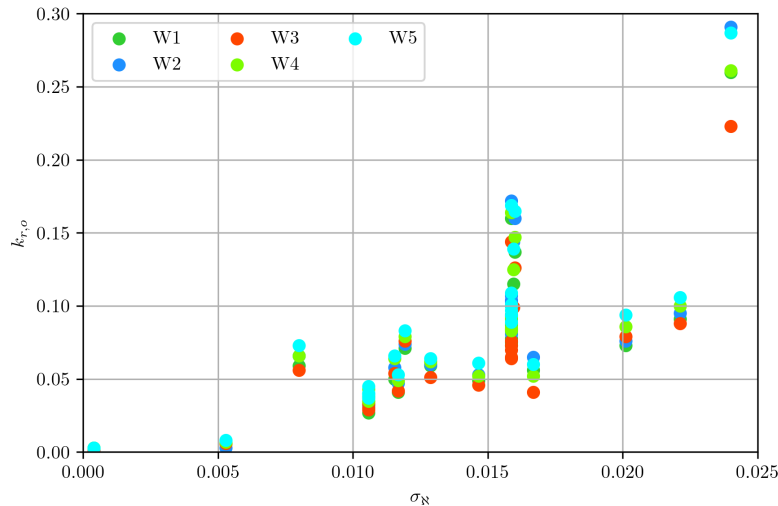


FIGURE 4.19 – Nuage de points de $k_{r,o}$ en fonction de σ_N colorés par cas de vagues.

4.3.2.3 Performance de la paramétrisation standard du frottement dans un environnement à forte rugosité

L'analyse des données de rugosité hydraulique optimisée est poursuivie afin d'évaluer les limites de la paramétrisation standard du frottement donnée par l'équation 3.11. Une fois que

la rugosité hydraulique optimisée $k_{r,o}$ a été obtenue pour chaque fond rugueux et chaque vague, une série de tests est effectuée pour comparer l'accord entre le profil H_{rms} mesuré et le profil H_{rms} modélisé calculé à partir du bilan des flux d'énergie (Eq. 4.6), incluant la dissipation par déferlement donnée par l'équation 4.34 et la dissipation par frottement de l'équation 3.9 basée sur $k_{r,o}$. Nous testons d'abord l'accord entre les expériences et le modèle en fonction du rapport A_o/σ_N , afin d'explorer la dégradation potentielle des capacités prédictives pour une hauteur de rugosité relative importante. Les meilleurs résultats sont obtenus pour $A_o/\sigma_N > 2.5$, avec un NRMSE inférieur à 4 % et un WI supérieur à 0.995. Une dégradation des performances est observée pour des valeurs plus faibles de A_o/σ_N , mais la précision reste correcte, avec des NRMSE et WI médians d'environ 5 % et 0.99, respectivement. La capacité de prévision du modèle ne se dégrade pas davantage pour les valeurs les plus faibles de A_o/σ_N .

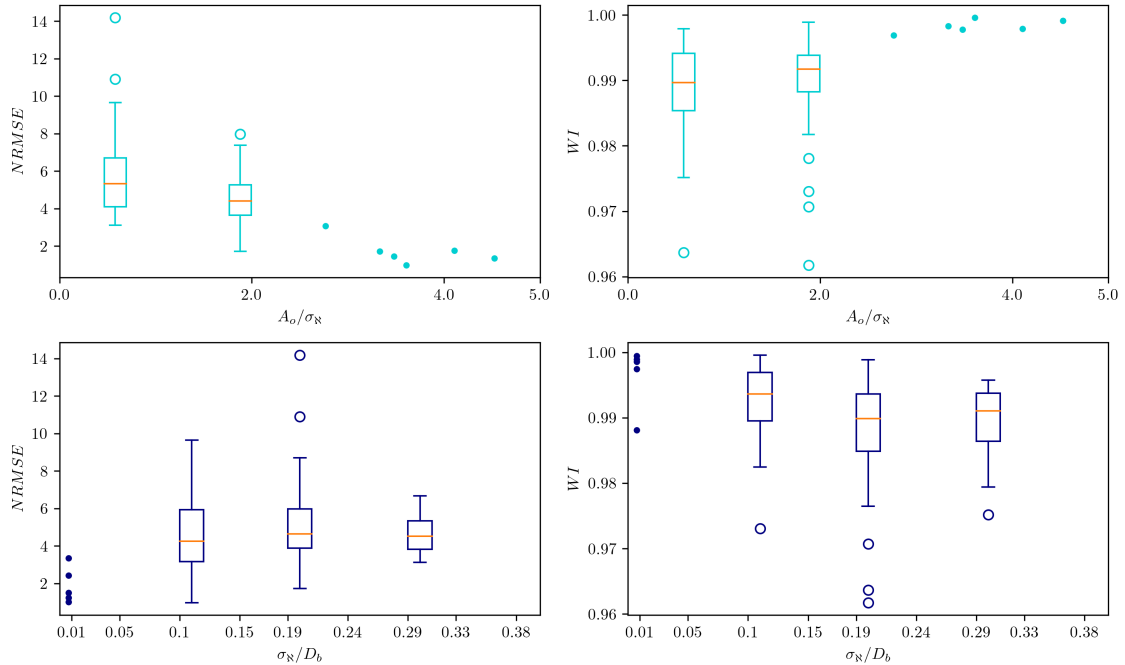


FIGURE 4.20 – Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (en cyan) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70] (en bleu). La ligne rouge centrale est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s'étendent jusqu'à 1.5 de l'intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels.

Une deuxième série de tests est effectuée sur le rapport de submersion relative de la rugosité. Celui-ci étant variable sur le profil, la valeur du point de déferlement σ_N/D_b est utilisée, où D_b est la profondeur de déferlement obtenue à $H_{rms}/D_b \approx 0.7$ (Symonds et al., 1995). Ce rapport est donc calculé au point de déferlement, cependant en fin de profil, il y a généralement des rugosités émergentes, parfois dès le point de déferlement. La première observation est que, de manière similaire aux résultats précédents, les meilleures performances de prévision du modèle de vague sont observées à un faible rapport de submersion ($\sigma_N/D_b < 0.1$) avec NRMSE et WI

restant généralement inférieurs à 4 % et supérieurs à 0.990, respectivement. Une dégradation de la précision est observée pour $\sigma_N/D_b > 0.1$ mais la performance reste plutôt stable et ne chute pas fortement pour un rapport de submersion relative élevé. La plupart des valeurs aberrantes de faible précision sont à nouveau liées à la vague W3, sans explication directe.

4.3.2.4 Modèle de rugosité hydraulique multivarié

Sur la base des observations précédentes, une analyse multivariée est effectuée pour relier la rugosité hydraulique optimisée $k_{r,o}$ aux mesures de la rugosité et fournir ensuite un modèle prédictif de la rugosité hydraulique. Le facteur de contrôle le plus important pour la dissipation par frottement est l'écart-type de l'élévation du fond rugueux, comme prévu à partir de plusieurs décennies d'observations (par exemple Swart (1974); Nielsen (1992); Madsen (1995); Lowe et al. (2005a); Sous et al. (2023)), parmi d'autres. Une dépendance linéaire est d'abord supposée ici, à la suite de Lowe et al. (2005a); Sous et al. (2023). Nous avons ensuite cherché à construire, par une succession de tests de performance, un modèle multivarié le plus simple possible, qui permette d'intégrer successivement l'effet des autres statistiques sur la dissipation. La performance est toujours évaluée en comparant l'accord entre $k_{r,o}$, considéré comme la valeur cible à atteindre, et $k_{r,m}$, la valeur produite par le modèle multivarié. La Figure 4.21 illustre les améliorations successives apportées par l'inclusion des différents statistiques-clés dans le modèle multivarié. L'effet de l'asymétrie, identifié par exemple en comparant les cas QC6 et BK2 dans la figure 4.18, est observé comme étant non-linéaire, peut-être lié aux changements de régime de la couche limite (Flack et al., 2020). Dans la plage d'asymétrie étudiée, la meilleure adéquation a été obtenue en utilisant une relation basée sur tanh. Les formulations de type loi de puissance, telles que celles utilisées dans les études sur la couche limite stable (Flack and Schultz, 2010; Flack et al., 2020), n'apportent pas d'amélioration notable. Les effets de la directionnalité et de la pente effective sont tous deux pris en compte à l'aide d'une relation linéaire simple.

Enfin, nous proposons le modèle de rugosité hydraulique suivant :

$$k_{r,m} = 4\sigma_N (1 + \beta_s + \beta_d + \beta_e) \quad (4.41)$$

où respectivement β_s , β_d and β_e sont les paramétrages ajustés pour respectivement Sk_N , Δ_N and $ES_{N,x}$ donnés par :

$$\beta_s = -0.3 (\tanh(Sk_N - 0.8) - 1) \quad (4.42)$$

$$\beta_d = \Delta_N \quad (4.43)$$

$$\beta_e = 1.1ES_{N,x} \quad (4.44)$$

Le Tableau 4.5 récapitule ci-dessous les valeurs de $k_{r,o}$ et $k_{r,m}$ obtenues pour chaque configuration du fond et chaque cas de vagues.

Configuration	W1 $k_{r,o}$	W2 $k_{r,o}$	W3 $k_{r,o}$	W4 $k_{r,o}$	W5 $k_{r,o}$	$k_{r,m}$ [m]
<i>BS</i>	0.002	0.001	0.000	0.003	0.003	0.002
<i>QC1</i>	0.059	0.066	0.056	0.066	0.073	0.082
<i>QC2</i>	0.006	0.003	0.006	0.007	0.008	0.027
<i>QC3</i>	0.137	0.160	0.126	0.147	0.165	0.160
<i>QC4</i>	0.034	0.039	0.037	0.043	0.040	0.054
<i>QC5</i>	0.260	0.291	0.223	0.261	0.287	0.236
<i>QC6</i>	0.073	0.083	0.064	0.083	0.089	0.081
<i>QC7</i>	0.059	0.060	0.051	0.062	0.064	0.059
<i>QC8</i>	0.091	0.095	0.088	0.100	0.106	0.114
<i>QC9</i>	0.049	0.053	0.046	0.052	0.061	0.064
<i>LG1</i>	0.035	0.040	0.035	0.035	0.045	0.043
<i>LG2</i>	0.033	0.032	0.033	0.038	0.037	0.054
<i>LG3</i>	0.056	0.065	0.041	0.052	0.060	0.064
<i>LG4</i>	0.075	0.093	0.070	0.084	0.094	0.059
<i>LG5</i>	0.078	0.081	0.065	0.085	0.097	0.081
<i>TR1</i>	0.071	0.074	0.076	0.079	0.083	0.112
<i>TR2</i>	0.033	0.032	0.029	0.038	0.039	0.065
<i>TR3</i>	0.027	0.031	0.030	0.038	0.040	0.054
<i>TR4</i>	0.160	0.172	0.144	0.164	0.169	0.138
<i>TR5</i>	0.091	0.103	0.084	0.100	0.109	0.107
<i>TR6</i>	0.094	0.104	0.076	0.092	0.101	0.096
<i>TR7</i>	0.087	0.107	0.073	0.088	0.100	0.081
<i>BK1</i>	0.073	0.076	0.079	0.086	0.094	0.101
<i>BK2</i>	0.115	0.144	0.099	0.125	0.139	0.109
<i>M3A</i>	0.050	0.058	0.054	0.064	0.066	0.060
<i>M3B</i>	0.041	0.047	0.042	0.049	0.053	0.058

TABLEAU 4.5 – Valeurs des rugosités hydrauliques optimisées $k_{r,o}$ et modélisées $k_{r,m}$ en mètres.

Le facteur expérimental de frottement des vagues f_w est tracé en fonction de $A_o/k_{r,m}$ afin d'évaluer l'amélioration apportée par la prise en compte de mesures statistiques supplémentaires de la rugosité dans la définition de la rugosité hydraulique. Les résultats affichés dans la figure 4.22 montrent une meilleure cohérence des données que pour le modèle monovarié de la figure 4.18. La concordance avec le modèle de frottement est également nettement améliorée, avec une diminution significative de la NRMSE et une augmentation des valeurs WI.

4.3.2.5 Discussion

La présente étude visait à comparer les nouvelles données de laboratoire sur l'atténuation des vagues par dissipation par frottement sur des fonds rugueux avec les modèles standards de

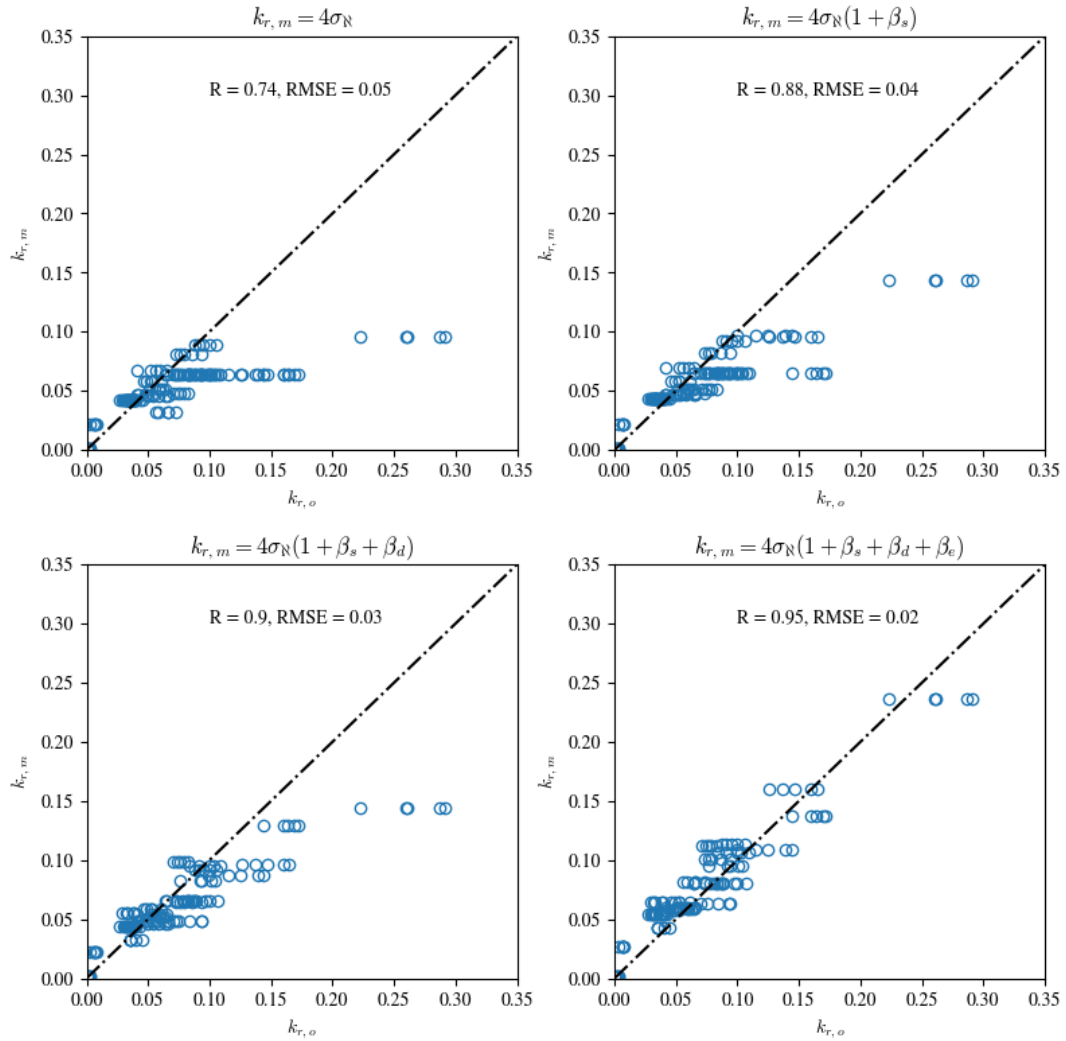


FIGURE 4.21 – Graphes de la rugosité multivariée $k_{r,m}$ modélisée.

frottement des vagues. La première observation est que l’approche traditionnelle, basée sur la théorie linéaire et les modèles classiques de déferlement et frottement sur le fond, montre une capacité de prévision satisfaisante même pour la plus grande configuration de rugosité étudiée ici, liée à une petite amplitude orbitale par rapport à la rugosité et à un grand rapport de submersion relative. Une légère dégradation est observée lorsque l’on augmente la hauteur de rugosité, mais les performances restent globalement stables. Ces observations tendent à confirmer l’utilisation de la théorie traditionnelle de la couche limite des vagues pour paramétrer le frottement, même lorsque la hauteur réelle de la rugosité dépasse les hypothèses initiales du cadre [Madsen \(1995\)](#). Cela indique en outre que les erreurs de prévision associées aux modèles de vagues standards ne seraient pas en mesure d’expliquer entièrement la différence entre les facteurs de frottement des vagues observés entre les sites ([Gon et al., 2020](#); [Sous et al., 2023](#)).

Sur la base d’une optimisation de l’évolution de la hauteur « cross-shore » des vagues modélisée par rapport aux données expérimentales, la rugosité hydraulique est estimée pour chaque type

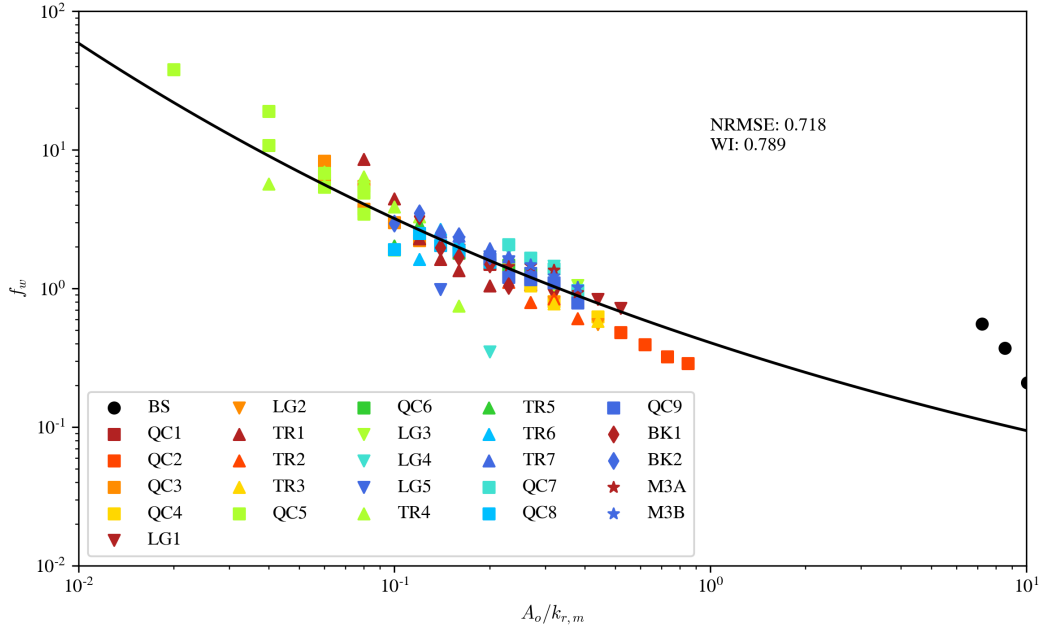


FIGURE 4.22 – Valeurs moyennes par intervalle de f_w mesurées, tracées en fonction de $A_o/k_{r,m}$, colorées par la configuration des fonds rugueux. La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023).

de rugosité et reliée à une série de statistiques de l'élévation du fond afin de fournir un modèle multivarié pour la rugosité hydraulique. Pour des raisons d'interprétabilité, le modèle statistique proposé ici suppose des relations simples entre les statistiques et la rugosité hydraulique. Bien que cette approche fournisse de nouvelles informations utiles sur la rugosité hydraulique pour l'étude des vagues, des dépendances plus complexes peuvent probablement être impliquées. Diverses formulations de corrélation ont été proposées dans le cas des couches limites canoniques (Flack and Schultz, 2010; Barros et al., 2018; Forooghi et al., 2017; Flack et al., 2020), mais leur application directe à la présente étude sur le frottement des vagues n'a pas permis d'améliorer les performances. La poursuite de l'amélioration du modèle k_r nécessitera un plan expérimental beaucoup plus dense, combinant des données de laboratoire sur des terrains plus réalistes avec des données de terrain à l'échelle réelle à la résolution requise, en ce qui concerne les aspects hydrodynamiques et statistiques.

Les mesures de rugosité évaluées dans le présent document ont été sélectionnées pour leur simplicité, ce qui permet de les généraliser à d'autres configurations en laboratoire et *in situ*. Toutefois, il convient de mentionner qu'un certain nombre d'autres mesures ont été proposées, avec des interdépendances potentiellement complexes. Le rôle de la directionnalité de la rugosité a été pris en compte à l'aide d'une métrique simple et d'une paramétrisation linéaire dans le modèle k_r , apportant une nette amélioration par rapport au modèle qui ignore la directionnalité. Cependant, deux cas avec des alignements partiels dans le sens du courant (LG4 en triangles vers les bas turquoises et LG5 en triangles vers le bas bleus) sont encore mal décrits par le modèle, avec un facteur de frottement plus faible que prévu. D'autres améliorations sont nécessaires, à la

fois dans la définition des statistiques et dans la paramétrisation du modèle k_r afin d'améliorer la description de la directionnalité dans de telles configurations. Les effets des moments statistiques d'ordre supérieur, tels que le kurtosis (aplatissement de la distribution des élévations), n'ont pas pu être explorés indépendamment par les expériences actuelles en raison d'une forte corrélation avec l'asymétrie. L'hétérogénéité spatiale de la rugosité semble jouer un rôle en réduisant le facteur de frottement pour une hétérogénéité croissante. Ceci peut être observé en comparant les cas QC4 (carrés jaunes) et M3A (étoiles rouges) dans la figure 4.18, le premier/le dernier montrant une distribution régulière/irrégulière de la hauteur de rugosité, respectivement, pour le même σ_N . La distribution régulière présente des facteurs de frottement généralement plus élevés que la distribution irrégulière. Cependant, aucune mesure non équivoque de l'hétérogénéité spatiale n'a été trouvée lorsqu'elle est appliquée à la configuration actuelle du fond rugueux, mais son effet est probablement pris en compte, au moins en partie, par les mesures sélectionnées pour le modèle de rugosité hydraulique multivarié. On a également émis l'hypothèse que différentes échelles de regroupement spatial auraient pu avoir des impacts plus importants sur la dissipation par frottement (Sarakinis and Busse, 2019; Chung et al., 2021). L'effet du regroupement de la rugosité semble être faible pour les configurations testées. Ceci est mis en évidence par la comparaison des configurations M3A et M3B (étoiles bleues) dans la figure 4.18, qui montrent des valeurs très proches de f_w malgré une configuration spatiale très différente, M3B étant beaucoup plus regroupée que M3A pour des propriétés similaires.

La comparaison du modèle k_r proposé avec les estimations sur le terrain n'est pas simple, principalement en raison du manque de documentation sur les statistiques fines de la rugosité des sites étudiés. Un premier aperçu est donné dans la figure 4.23 qui représente le facteur de frottement des vagues en fonction de A_o/k_r pour les données actuelles (moyenne sur les cas de vagues) et un ensemble sélectionné d'observations sur le terrain de Lowe et al. (2005a); Lentz et al. (2016); Poate et al. (2018); Gon et al. (2020). Pour ces derniers points de données de terrain, les écarts-types de l'élévation du fond rugueux ont été fournis par les auteurs, tandis que nous attribuons des valeurs arbitraires, mais *a priori* réalistes, pour l'asymétrie, la directionnalité et la pente effective, prises à 0.5, 0 et 0.15, respectivement. L'accord global est satisfaisant à la fois en termes de tendance de la dépendance A_o/k_r et d'ordre de grandeur, ce qui indique que les données de laboratoire et le modèle statistique k_r proposé ici peuvent être utilisés comme lignes directrices pour la prévision de la dissipation par frottement des vagues. Des divergences entre les observations et le modèle subsistent, ce qui nécessite des ajustements supplémentaires du modèle et souligne la nécessité d'effectuer d'autres expériences en laboratoire pour explorer des structures de fonds rugueux plus réalistes, ainsi que des études comparatives *in situ* permettant d'identifier les statistiques différentielles entre les sites de terrain.

Notons enfin que la définition de la bathymétrie reste une question importante et difficile lorsqu'on tente de construire une paramétrisation unifiée à partir d'observations effectuées sur différents sites. La bathymétrie est généralement reconstruite à partir de relevés topographiques en utilisant des filtres passe-bas ou des techniques de moyenne glissante. L'utilisation d'approches différentes conduira à des définitions différentes de la profondeur, qui reste un paramètre clé de

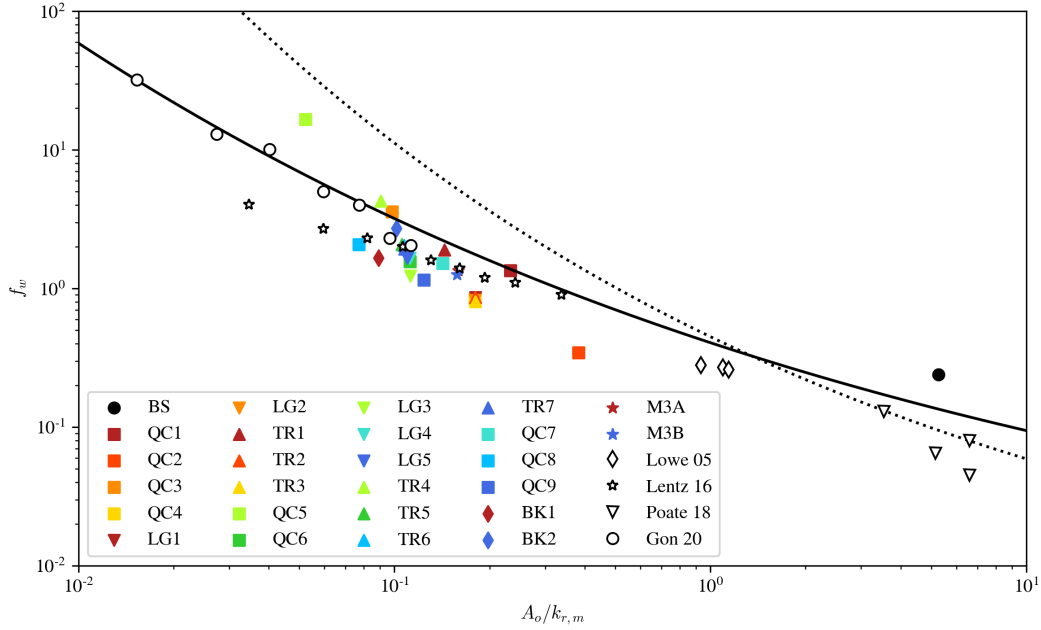


FIGURE 4.23 – Valeurs moyennes de f_w mesurées en fonction de $A_o/k_{r,m}$ colorées par la configuration des fonds rugueux. Les symboles noirs vides représentent les données de terrain issues d'études antérieures (Lowe et al., 2005a; Lentz et al., 2016; Poate et al., 2018; Gon et al., 2020) tracées en fonction de $A_o/k_{r,m}$ en utilisant des valeurs typiques pour $Sk_N = 0.5, \Delta = 0$ et $ES_{N,x} = 0.15$. La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023).

l'équilibre de l'action des vagues. La présente étude, basée sur la configuration lisse de référence, devrait fournir un référentiel de profondeur comparable à l'approche du 10ème percentile de la fenêtre mobile utilisée par Sous et al. (2023) mais peut conduire à des différences pour les estimations de f_w déduites avec d'autres cadres.

4.3.3 Modèle de traînée de volume

Dans cette sous-section, on s'intéresse aux résultats d'optimisation du modèle canopique pour les deux approches proposées : géométrique et topographique, afin d'évaluer leurs performances et d'établir une relation multivariée avec les statistiques de l'élévation du fond.

4.3.3.1 Optimisation du coefficient de traînée

Approche géométrique Le calcul du coefficient de traînée optimisé pour la dissipation décrit dans la section 4.2.7.1 fournit des valeurs de $C_{d,o}$ allant de 0 à 3.64. Comme attendu, les valeurs les plus faibles sont observées pour les configurations les plus lisses (BS et QC2) tandis que les valeurs les plus élevées $C_{d,o} > 3$ sont obtenues pour la configuration donc l'écoulement est le plus perturbé par les éléments de rugosité, les barres transverses de TR4, y compris la valeur extrême de 3.64 associée au cas de vague le moins énergétique W3. Plus marquant, certaines valeurs élevées sont observées pour la configuration de barres longitudinales LG3, sans explication directe.

Approche topographique Dans le cadre de l'approche topographique, on obtient dans l'ensemble des valeurs plus élevées de $C_{d,o}$, qui vont de 0 à 4.70. Les valeurs les plus faibles sont encore observées pour les configurations les plus lisses (BS et QC2), mais également pour la configuration de barres transverses TR1. Les valeurs les plus élevées sont obtenues pour la configuration de barres longitudinales LG3 avec une valeur maximale de 4.70 associée au cas de vagues le plus énergétique W2.

4.3.3.2 Performances de la paramétrisation standard de la traînée

L'accord entre les expériences et les deux approches du modèle est testé en fonction du rapport A_o/σ_N et du rapport σ_N/D_b comme pour la rugosité hydraulique présentée dans la section 4.3.2.3 afin d'étudier les dégradations éventuelles du modèle en fonction des conditions des vagues et de la submersion relative.

Approche géométrique Les meilleurs résultats sont observés pour un faible rapport de $A_o/\sigma_N > 2.5$ avec un NRMSE inférieur à 3% et un WI supérieur à 0.995. Une dégradation des performances est notée pour des valeurs plus faibles de A_o/σ_N mais la justesse reste correcte avec des NRMSE et WI médians d'environ 4% et 0.995.

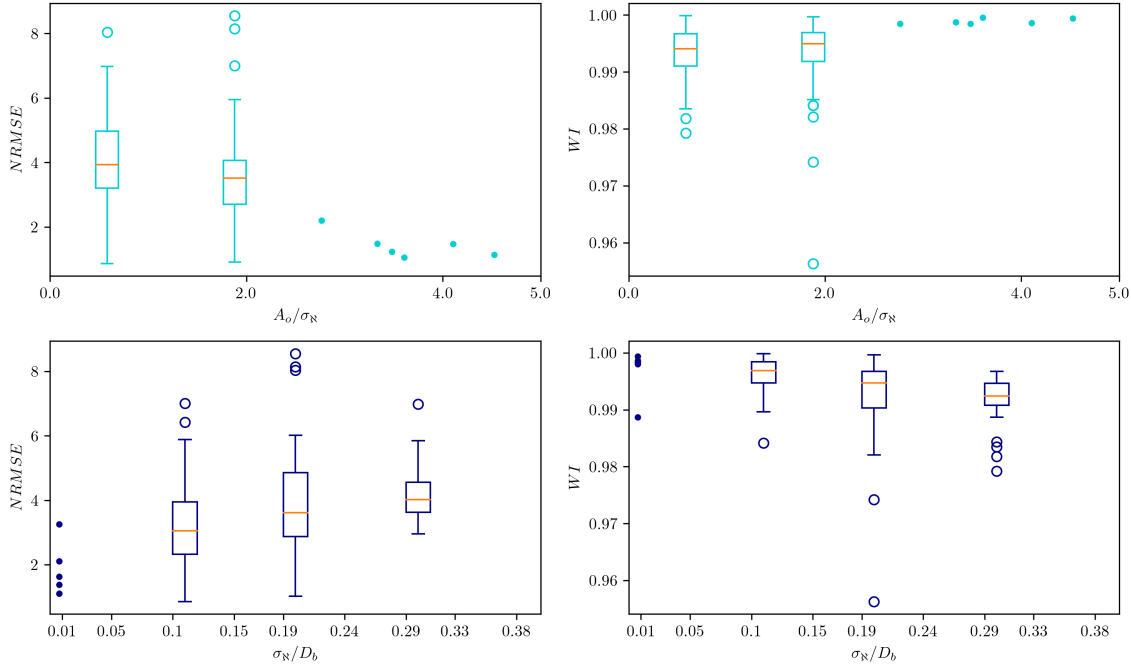


FIGURE 4.24 – Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (en cyan) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70] (en bleu). La ligne rouge centrale est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s'étendent jusqu'à 1.5 de l'intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels.

En ce qui concerne la submersion relative, on constate que les meilleurs résultats sont également observés pour les faibles rapports ($\sigma_N/D_b < 0.1$). De même, une dégradation des performances est observée pour les valeurs plus élevées avant de stagner à partir de $\sigma_N/D_b > 0.15$, avec des NRMSE restant inférieurs à 8% et des WI supérieurs à 0.96. Les moins bonnes performances sont observées pour le cas de vagues W3 et les configurations de barres transverses TR1 et TR4.

Approche topographique Comparées aux performances de l'approche géométrique, les performances de l'approche topographique ne présentent pas de grandes différences, si ce n'est des valeurs de NRMSE légèrement supérieures et de meilleurs WI. De même, les meilleures performances sont observées pour de grands rapports de A_o/σ_N et de petits rapports de submersion relative σ_N/D_b .

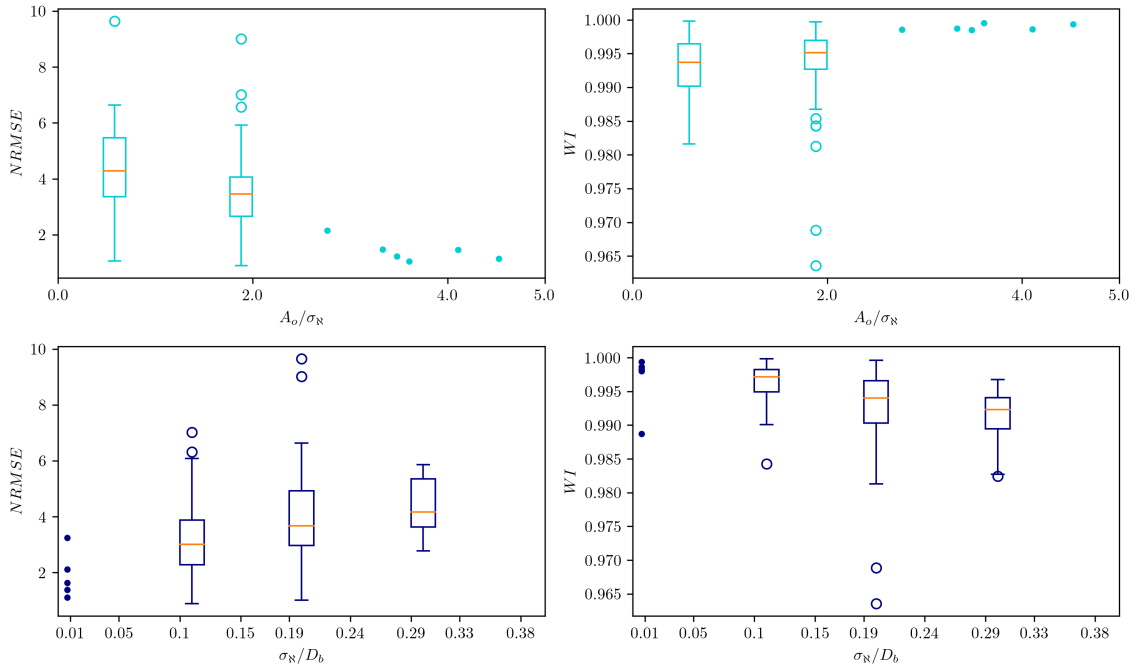


FIGURE 4.25 – Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (en cyan) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70] (en bleu). La ligne rouge centrale est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s'étendent jusqu'à 1.5 de l'intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels.

On note cependant une chute constante des performances en terme de submersion relative puisque les valeurs de NRMSE et WI se dégradent au fur et à mesure sans stagnation comme dans le cas de l'approche géométrique. Les moins bonnes performances sont également observées pour le cas de vagues W3 et la configuration de barres transverses TR1.

4.3.3.3 Modèle de coefficient de traînée multivarié

En se basant sur les relations de dépendance observées entre le coefficient de traînée optimisé $C_{d,o}$ aux mesures de la topographie, on établit un modèle prédictif du coefficient de traînée pour chaque approche. A la différence de la rugosité hydraulique $k_{r,o}$, on n'observe pas de dépendance directe et immédiate de $C_{d,o}$ à une mesure de la rugosité, bien que de nombreuses études ont montré l'effet de la densité et de la hauteur des éléments de rugosité sur l'atténuation des vagues en milieu végétalisé (McDonald et al., 2006; Luhar and Nepf, 2013).

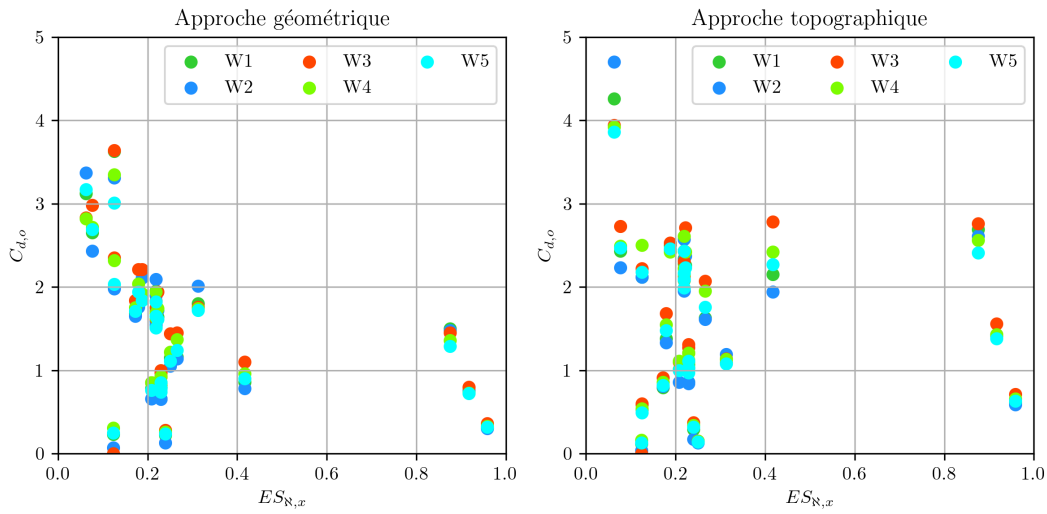


FIGURE 4.26 – Nuage de points de $C_{d,o}$ en fonction de $ES_{N,x}$ colorés par cas de vagues pour les deux approches géométrique et topographique.

La Figure 4.26 montre les nuages de points de $C_{d,o}$ en fonction d'une mesure de la solidité frontale $ES_{N,x}$ en indiquant les différents cas de vagues sous forme de niveaux de couleurs. On note une diminution de $C_{d,o}$ avec $ES_{N,x}$ pour l'approche géométrique, tandis qu'aucune tendance nette ne se dégage pour l'approche topographique. Pour l'établissement des modèles de $C_{d,m}$, on exclut les valeurs aberrantes de $C_{d,o}$ pour les cas de barres transverses bloquant l'écoulement TR1 et TR4 qui sortent de la tendance dans l'observation des valeurs de $C_{d,o}$ en fonction de Δ_N .

Approche géométrique Différents tests ont été effectués pour trouver une relation simple entre le $C_{d,o}$ et les mesures de la rugosité. Deux variables ont montré une dépendance : $ES_{N,x}$ et Sk_N via des relations hyperboliques simples. On propose le modèle de coefficient de traînée suivant :

$$C_{d,m} = \beta_e \beta_s \quad (4.45)$$

où respectivement β_e et β_s sont les paramétrages ajustés pour respectivement $ES_{N,x}$ et Sk_N donnés par :

$$\beta_e = 0.3ES_{N,x}^{-1.2} \quad (4.46)$$

$$\beta_s = 1 - 0.3 \tanh(Sk_N) \quad (4.47)$$

Le Tableau 4.6 ci-dessous liste les valeurs des coefficients de traînée optimisés et modélisés.

Configuration	W1 $C_{d,o}$	W2 $C_{d,o}$	W3 $C_{d,o}$	W4 $C_{d,o}$	W5 $C_{d,o}$	$C_{d,m}$
<i>BS</i>	0.23	0.07	0.00	0.31	0.25	2.00
<i>QC1</i>	0.31	0.30	0.36	0.33	0.32	0.72
<i>QC2</i>	0.22	0.13	0.28	0.26	0.24	1.12
<i>QC3</i>	0.74	0.76	0.80	0.73	0.72	0.75
<i>QC4</i>	0.79	0.79	1.00	0.93	0.78	1.16
<i>QC5</i>	1.50	1.48	1.45	1.36	1.29	0.78
<i>QC6</i>	1.52	1.55	1.62	1.65	1.51	1.21
<i>QC7</i>	1.99	1.98	2.35	2.32	2.03	1.85
<i>QC8</i>	1.64	1.72	1.94	1.74	1.61	1.20
<i>QC9</i>	2.65	2.43	2.98	2.72	2.69	2.74
<i>LG1</i>	0.82	0.79	0.97	0.79	0.85	1.16
<i>LG2</i>	0.79	0.66	0.92	0.85	0.74	1.16
<i>LG3</i>	3.12	3.37	2.83	2.82	3.17	3.32
<i>LG4</i>	1.71	1.90	1.75	1.63	1.65	1.21
<i>LG5</i>	1.59	1.59	1.69	1.69	1.65	1.21
<i>TR1</i>	1.15	1.05	1.44	1.22	1.11	1.12
<i>TR2</i>	0.78	0.66	0.85	0.85	0.76	1.25
<i>TR3</i>	0.66	0.65	0.84	0.84	0.78	1.16
<i>TR4</i>	3.63	3.31	3.64	3.35	3.01	1.89
<i>TR5</i>	1.68	1.65	1.84	1.75	1.71	1.46
<i>TR6</i>	1.90	2.11	2.21	1.92	1.84	1.36
<i>TR7</i>	1.95	2.09	1.83	1.94	1.82	1.21
<i>BK1</i>	0.86	0.78	1.10	0.96	0.90	0.71
<i>BK2</i>	1.80	2.01	1.76	1.74	1.72	1.92
<i>M3A</i>	1.16	1.14	1.45	1.37	1.24	1.02
<i>M3B</i>	1.83	1.76	2.21	2.04	1.94	1.39

TABLEAU 4.6 – Valeurs des coefficients de traînée optimisés $C_{d,o}$ et modélisés $C_{d,m}$ pour l’approche géométrique.

La Figure 4.27 montre l’ajustement du modèle multivarié de $C_{d,m}$ en fonction des deux principales statistiques. Contrairement à la Figure 4.21, le modèle retenu est moins bien ajusté aux mesures puisque le coefficient de corrélation ne dépasse pas 0.63. La mesure statistique

illustrant l'effet de la densité, qui semble avoir un effet important dans les études précédentes, ici la porosité n_N , n'apporte pas d'information complémentaire au modèle multivarié.

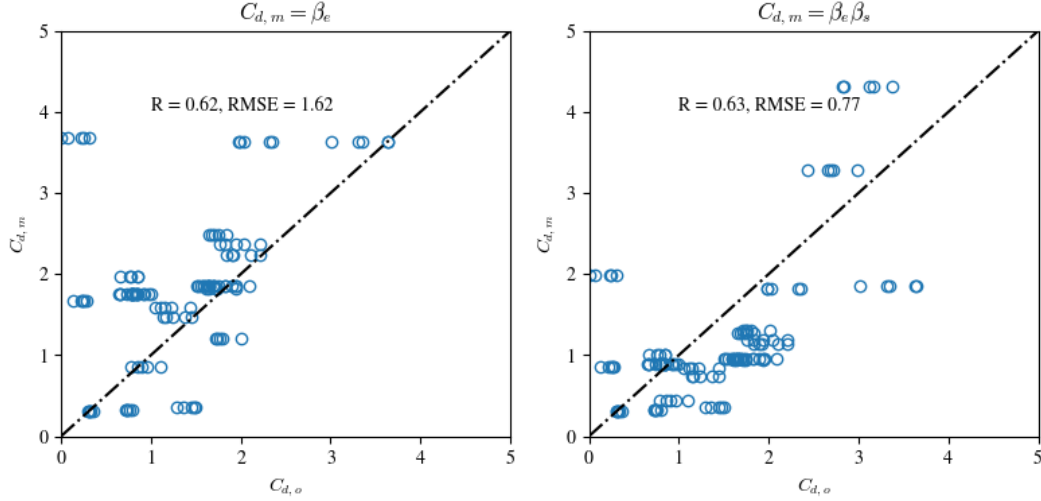


FIGURE 4.27 – Graphes du coefficient de traînée multivarié $C_{d,m}$ modélisé pour l'approche géométrique.

Approche topographique Différents tests ont été effectués pour trouver une relation simple entre le $C_{d,o}$ et les mesures de la topographie. Deux variables ont montré une dépendance : $ES_{N,x}$ et Sk_N via des relations hyperboliques simples. On propose le modèle de coefficient de traînée suivant :

$$C_{d,m} = \beta_e \beta_s \quad (4.48)$$

où respectivement β_e et β_s sont les paramétrages ajustés pour respectivement $ES_{N,x}$ et Sk_N donnés par :

$$\beta_e = 0.7 ES_{N,x}^{-0.8} \quad (4.49)$$

$$\beta_s = 1 - 0.5 \tanh(Sk_N) \quad (4.50)$$

Le Tableau 4.7 ci-dessous liste les valeurs des coefficients de traînée optimisés et modélisés.

Configuration	W1 $C_{d,o}$	W2 $C_{d,o}$	W3 $C_{d,o}$	W4 $C_{d,o}$	W5 $C_{d,o}$	$C_{d,m}$
<i>BS</i>	0.12	0.04	0.00	0.16	0.13	2.66
<i>QC1</i>	0.61	0.59	0.71	0.66	0.63	0.32
<i>QC2</i>	0.29	0.17	0.37	0.34	0.32	1.18
<i>QC3</i>	1.41	1.43	1.56	1.43	1.38	0.33
<i>QC4</i>	1.03	1.02	1.31	1.21	1.03	1.24
<i>QC5</i>	2.69	2.61	2.76	2.56	2.41	0.35
<i>QC6</i>	1.98	1.95	2.13	2.17	1.99	1.31
<i>QC7</i>	2.12	2.12	2.22	2.50	2.18	2.55

Configuration	W1 $C_{d,o}$	W2 $C_{d,o}$	W3 $C_{d,o}$	W4 $C_{d,o}$	W5 $C_{d,o}$	$C_{d,m}$
<i>QC8</i>	2.26	2.37	2.71	2.42	2.23	1.29
<i>QC9</i>	2.43	2.23	2.73	2.49	2.47	4.60
<i>LG1</i>	1.07	1.03	1.27	1.04	1.11	1.24
<i>LG2</i>	1.03	0.86	1.21	1.12	0.97	1.24
<i>LG3</i>	4.26	4.70	3.94	3.92	3.86	5.93
<i>LG4</i>	2.28	2.32	2.31	2.15	2.09	1.31
<i>LG5</i>	2.08	2.10	2.22	2.22	2.17	1.31
<i>TR1</i>	0.14	0.13	0.15	0.15	0.14	1.13
<i>TR2</i>	1.01	0.86	1.10	1.11	1.00	1.39
<i>TR3</i>	0.86	0.84	1.10	1.10	1.02	1.24
<i>TR4</i>	0.59	0.53	0.60	0.54	0.49	2.57
<i>TR5</i>	0.79	0.81	0.91	0.86	0.82	1.75
<i>TR6</i>	2.50	2.45	2.53	2.42	2.46	1.58
<i>TR7</i>	2.34	2.57	2.43	2.61	2.43	1.31
<i>BK1</i>	2.15	1.94	1.14	1.13	1.08	0.60
<i>BK2</i>	1.09	1.19	1.14	1.13	1.08	1.27
<i>M3A</i>	1.63	1.61	2.07	1.95	1.76	1.03
<i>M3B</i>	1.38	1.33	1.68	1.55	1.48	1.66

TABLEAU 4.7 – Valeurs des coefficients de traînée optimisés $C_{d,o}$ et modélisés $C_{d,m}$ pour l’approche topographique.

On n’observe pas de différences majeures pour la formulation des dépendances aux statistiques du fond dans le cadre de l’approche topographique par rapport à l’approche géométrique. Le modèle retenu est encore moins satisfaisant avec un coefficient de corrélation de 0.35. Globalement, il sous-estime les mesures.

4.3.3.4 Discussion

Une fois le coefficient C_d optimisé pour chaque configuration de fond et chaque cas de vagues, les résultats obtenus par le modèle hydrodynamique en approche canopée sont bons, voire meilleurs que pour le modèle de frottement sur le fond. Cependant, on observe une forte variabilité de $C_{d,o}$ et cette variabilité n’a pas pu être efficacement expliquée par les statistiques de la rugosité utilisées ici. Donc, même si les performances individuelles de l’approche canopée sont meilleures que celles du frottement sur le fond, nous n’avons pas réussi ici à établir un modèle multivarié de $C_{d,m}$ suffisamment performant pour être utilisé de manière générique. Les raisons de la variabilité du coefficient C_d peuvent être multiples, et reliées à des processus hydrodynamiques locaux non documentés ici.

[Reidenbach et al. \(2006\)](#) suggère que C_d est un paramètre intégré peu affecté par la géométrie à petite échelle de la rugosité. En revanche, [McDonald et al. \(2006\)](#) montrent que la

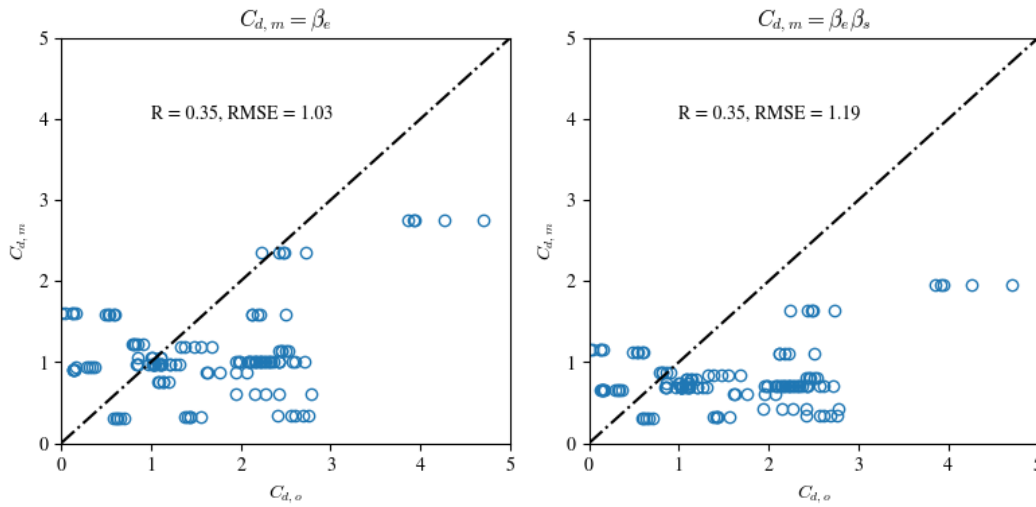


FIGURE 4.28 – Graphes du coefficient de traînée multivarié $C_{d,m}$ modélisé pour l’approche topographique.

submersion relative va jouer un effet important sur la résistance à l’écoulement, plus cette valeur est importante, plus la couche de mélange occupe l’espace au-dessus de la canopée et plus C_d augmente. [Luhar and Nepf \(2013\)](#); [Flack and Schultz \(2014\)](#) mettent en évidence l’effet de l’obstruction frontale caractérisée par la solidité frontale. Plus celle-ci est importante, plus la résistance et donc la traînée est importante. Pour une obstruction constante, [Luhar and Nepf \(2013\)](#) montrent qu’un ensemble de petites parcelles étroites de végétation réduira davantage la vitesse de l’écoulement qu’une large parcelle. Cependant, [Flack and Schultz \(2014\)](#) mettent en évidence un changement de régime pour une certaine valeur d’espacement entre deux éléments consécutifs de rugosité. Si l’obstruction frontale devient trop importante, la rugosité agit comme un écran et l’écoulement ne pénètre plus dans la rugosité, ce qui diminue C_d , ce que la Figure 4.26 confirme pour l’approche géométrique. A l’inverse, plus les éléments sont éparés, plus ils interagissent individuellement avec l’écoulement et génèrent davantage de frottement visqueux. [Coleman et al. \(2007\)](#) illustrent ce changement de régime qui intervient entre des rugosités de type d très rapprochées qui vont générer des tourbillons séparés stables occupant toute la cavité entre les nervures avec une perturbation minimale de l’écoulement extérieur et les rugosités de type k largement espacées qui vont générer des rattachements se produisant avant la nervure suivante avec des tourbillons pénétrant jusqu’au bord de la couche limite évacués de la rugosité. Cette variabilité du régime d’écoulement observée peut expliquer la difficulté de prévision du paramètre C_d basée uniquement sur les statistiques du fond. En principe, la formulation du coefficient β_s lié à l’asymétrie permet de distinguer les rugosités de type d et de type k alors qu’ici Sk_N ne fournit pas d’information sur le changement de régime. La variabilité du régime n’explique pas la différence observée entre l’établissement d’une relation multivariée dans le cadre du modèle sur petites rugosités et dans le cadre du modèle canopique puisque théoriquement, les effets des rugosités de type d ou k sont pris en compte par l’asymétrie Sk_N et par la pente

effective $ES_{N,x}$. L'hypothèse d'isotropie faite pour l'approche topographique pourrait être une source d'erreur, mais elle n'a pas été faite pour l'approche géométrique et les performances de la régression multivariée n'en sont pas meilleures.

Ici, la dépendance à KC a été ignorée, alors que plusieurs études montrent la variabilité de C_d en fonction de KC , notamment [Mendez and Losada \(2004\)](#) et confirmée par [Augustin et al. \(2009\)](#) pour des écoulements submergés. Une série de tests réalisée en partant de l'approche géométrique vise à optimiser un $C_{d,o}$ complémentaire tel que $C_d = C_{d,o}C_{d,ML04}$ où $C_{d,ML04}$ est défini par ML04 dans l'Eq. 3.35 en chaque point du profil « cross-shore ». L'optimisation donne des valeurs de $C_{d,o}$ comprises entre 0 et 55.2, avec les minima obtenus pour l'ensemble des cas de vagues de la configuration BS ($C_{d,o} < 1$) avec la valeur de 0 pour le cas W3, suivie de la configuration QC9. Les maxima sont obtenus pour l'ensemble des conditions de vagues de la configuration QC1 ($C_{d,o} > 50$) avec la valeur de 55.2 pour le cas W2 et qui sont largement supérieurs aux valeurs obtenues pour les autres configurations quinconce en damier de QC3 et QC5.

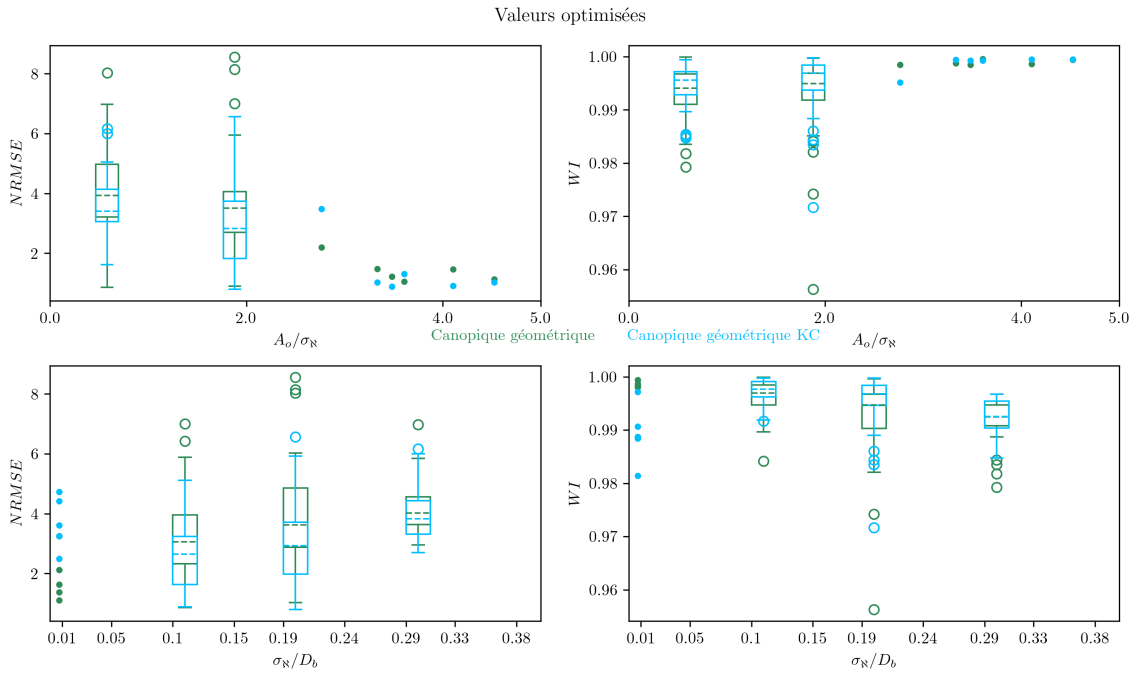


FIGURE 4.29 – Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : $[0.30,0.80,1.30,2.00]$ et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : $[0.00,0.30,0.70]$ (vert foncé pour l'approche géométrique du modèle canopique et bleu pour l'approche géométrique du modèle canopique avec $C_{d,ML04}$). La ligne en pointillés centrale est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s'étendent jusqu'à 1.5 de l'intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels.

On constate une amélioration des performances en incluant un C_d variable le long du profil « cross-shore », quelle que soit la submersion relative ou le rapport A_o/σ_N . Cette amélioration est plus marquée pour les $A_o/\sigma_N < 1$, où la médiane des NRMSE passe de 4 à 3.5% avec une

moindre variabilité et les submersions relatives comprises entre 0.15 et 0.24. Une légère dégradation est observée pour les rapports A_o/σ_N décroissants et une submersion relative supérieure à 0.29. Cependant, les valeurs des NRMSE restent inférieures à 6% et les WI supérieurs à 0.97. Cette prise en compte d'un C_d variable dépendant à KC est d'un intérêt évident puisqu'elle considère l'effet de la diminution de la profondeur et donc de la vitesse de l'écoulement poreux mais elle complexifie l'estimation de C_d à partir des seules statistiques du fond. En outre, le modèle de $C_{d,ML04}$ ne contient pas toute l'information sur la prévision appliquée à d'autres réseaux de végétaux idéalisés et des études ont établi d'autres relations entre C_d et les paramètres hydrodynamiques de l'écoulement autres que KC , comme le nombre de Reynolds Re ou la submersion relative (McDonald et al., 2006; Liu et al., 2015). Dans ce cas précis, on peut supposer que le $C_{d,ML04}$ contient toute l'information hydrodynamique et que le $C_{d,o}$ produit ne contient plus que l'information associée aux statistiques du fond rugueux. Pour autant, il est difficile d'établir une relation évidente avec l'ensemble des statistiques, à part le fait que, cette fois, $C_{d,o}$ augmente avec $ES_{N,x}$.

Comparée à l'approche géométrique traditionnelle de ML04 et implémentée dans SWAN par Suzuki et al. (2012), l'approche topographique mise en place ici ne permet pas l'établissement d'un meilleur modèle de $C_{d,m}$, bien que l'hypothèse d'isotropie ne dégrade pas l'optimisation de ML04. Cette hypothèse a été mise en place par besoin d'estimer une largeur frontale caractéristique des éléments de rugosité. Or dans le cadre d'un fond rugueux naturel, l'élévation du fond suit généralement une loi fractale qui ne permet pas d'en déduire une largeur caractéristique (Duvall et al., 2019; Stewart et al., 2019).

4.3.4 Comparaison des modèles de dissipation par frottement

Dans cette partie, on s'intéresse à la comparaison des domaines de validité des deux modèles étudiés ici. La Figure 4.30 compare les performances du modèle sur petites rugosités (en marron) au modèle canopique (vert foncé pour approche géométrique et vert clair pour approche topographique). On constate qu'à l'exception des faibles submersions relatives et des petits A_o/σ_N , le modèle sur petites rugosités est moins performant que le modèle canopique, pour lequel les deux approches considérées donnent des résultats sensiblement identiques en termes de performances. Ceci peut s'expliquer par l'utilisation d'une formulation adaptée à la distribution de vagues particulière qu'on observe dans notre étude pour le modèle canopique alors qu'on utilise la formulation développée pour une distribution de Rayleigh classique pour le modèle sur petites rugosités, même si par définition le modèle canopique est théoriquement plus performant puisqu'il prend en compte l'effet de volume dans tout ou partie de la colonne d'eau. Des tests ont été menés avec la formulation de TG83 pour une distribution quelconque de vagues (Equation 40 de TG83), mais l'optimisation ne s'est pas avérée concluante avec une absence de convergence vers une valeur de $k_{r,o}$ permettant une bonne adéquation entre les mesures et le modèle.

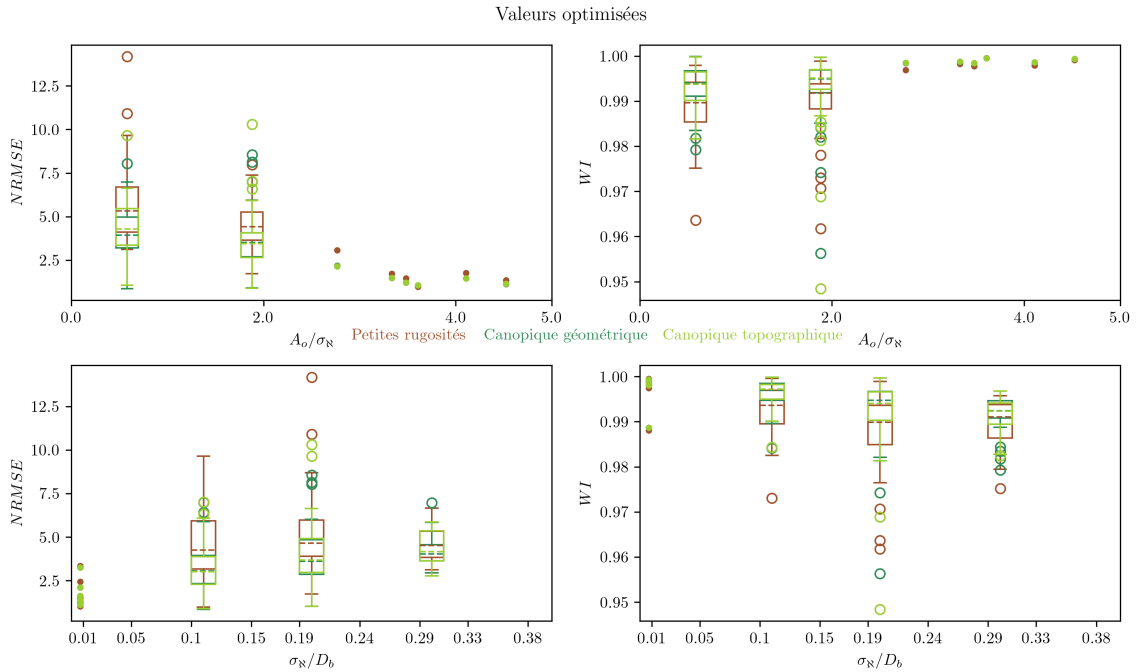


FIGURE 4.30 – Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI pour les valeurs optimisées en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (marron pour le modèle sur petites rugosités, vert foncé pour l’approche géométrique canopique et vert clair pour l’approche topographique canopique) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70]. La ligne centrale en pointillés est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels.

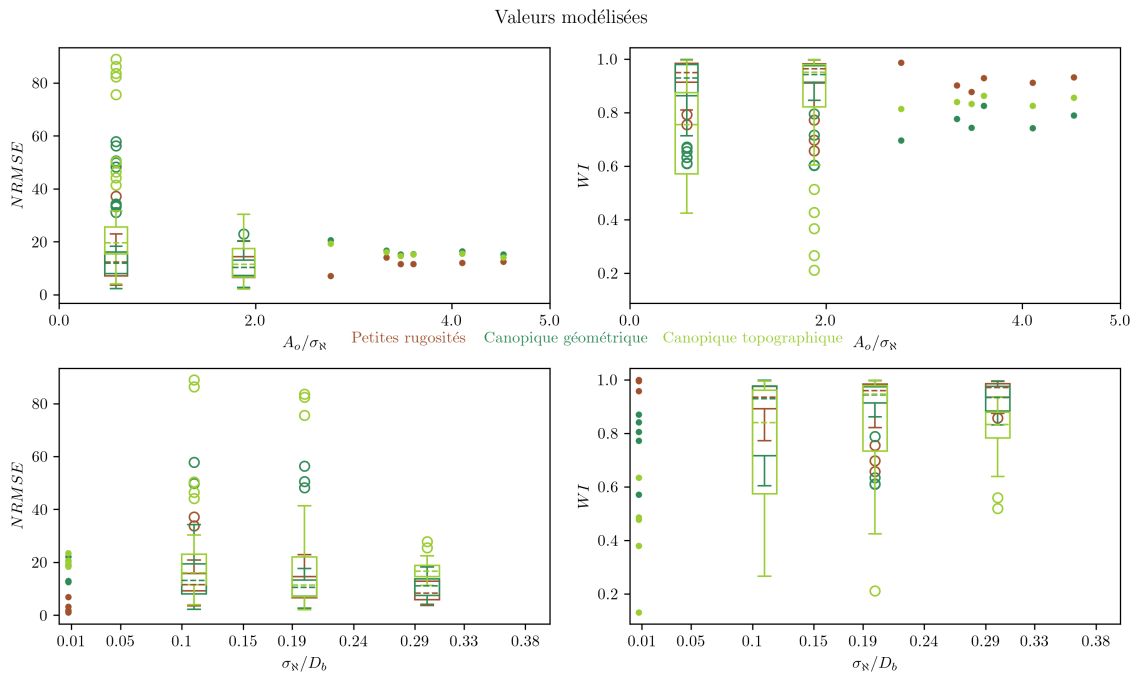


FIGURE 4.31 – Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI pour les valeurs modélisées en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : [0.30,0.80,1.30,2.00] (marron pour le modèle sur petites rugosités, vert foncé pour l’approche géométrique canopique et vert clair pour l’approche topographique canopique) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : [0.00,0.30,0.70]. La ligne centrale en pointillés est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s’étendent jusqu’à 1.5 de l’intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels.

En revanche, si on compare les performances des modèles en terme de modélisation des paramètres hydrodynamiques comme montré sur la Figure 4.31, les constats précédents sont confirmés : les modèles de $C_{d,m}$ ne sont pas aussi bons que celui de $k_{r,m}$, avec des NRMSE en général au-dessus de 15% et des WI en dessous de 0.9 quelles que soient les conditions de submersion ou de A_o/σ_N avec des variabilités importantes pour un même intervalle.

Dans la section 4.3.2.3, les performances du modèle sur petites rugosités ne sont pas fortement dégradées pour des configurations présentant des éléments de rugosité dépassant la couche limite. Cependant cette considération peut être problématique d'un point de vue physique puisque pour des configurations du fond avec des éléments très resserrés ou suffisamment hauts pour qu'on puisse parler d'écoulement poreux, la vitesse estimée au fond n'a plus de sens physique puisqu'elle peut être nulle si l'écoulement ne pénètre jusqu'au fond ou elle peut ne pas prendre en compte la perte de charge générée par un écoulement poreux. Une série de tests a donc été réalisée en prenant comme vitesse de référence non pas la vitesse au fond, mais la vitesse au sommet de la rugosité, comme dans ML04, en la calculant à la position $D - \alpha_v$ en considérant le α_v estimé par l'approche géométrique de ML04. La Figure 4.32 compare les performances de l'approche classique (en marron) avec celles de l'approche classique appliquée au sommet de la rugosité (en rouge).

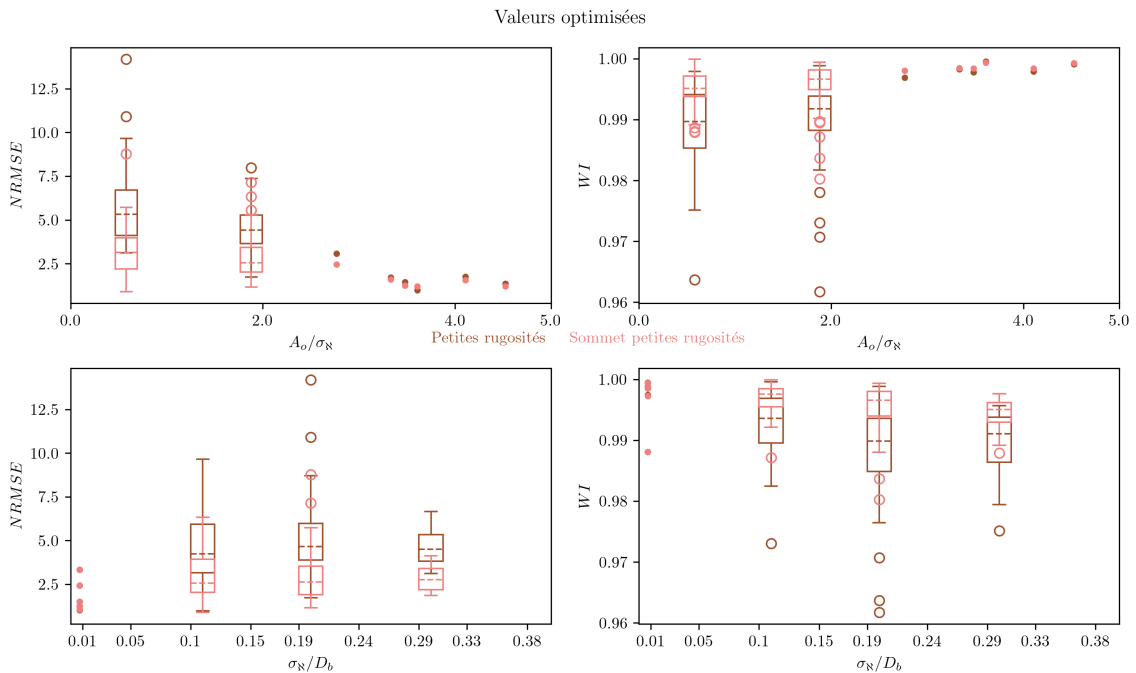


FIGURE 4.32 – Graphes et boîtes à moustache par intervalle du NRMSE et du WI pour les valeurs optimisées en fonction de A_o/σ_N pour les intervalles suivants : $[0.30,0.80,1.30,2.00]$ (marron pour le modèle sur petites rugosités classique et rouge pour le modèle sur petites rugosités appliqué au sommet de l'écoulement) et σ_N/D_b pour les intervalles suivants : $[0.00,0.30,0.70]$. La ligne centrale en pointillés est la médiane, les bords de la boîte sont les 25e et 75e centiles, les moustaches s'étendent jusqu'à 1.5 de l'intervalle interquartile, tandis que les valeurs aberrantes sont représentées individuellement par des cercles. Les points simples sont des points de données individuels.

On constate clairement une amélioration des performances quel que soit le rapport A_o/σ_N et la submersion relative, avec une réduction de la variabilité pour un même intervalle. Une légère dégradation est observée pour la diminution de A_o/σ_N et l'augmentation de la submersion relative, tout en restant modérée avec des NRMSE inférieurs à 6% et des WI supérieurs à 0.98. L'application du modèle sur petites rugosités au sommet de la canopée semble améliorer la prise en compte de l'écoulement en milieu poreux et limiter l'erreur liée à l'estimation de la vitesse au fond perturbée par le passage dans la rugosité. Ce résultat intéressant est obtenu à l'issue de la thèse et il serait judicieux d'approfondir l'analyse afin d'établir une nouvelle relation multivariée appliquée aux nouvelles valeurs optimisées et d'étudier d'autres estimations de la vitesse qui amélioreraient davantage le modèle sur petites rugosités et qui permettraient de l'étendre aux écoulements à faible submersion relative.

4.3.5 Effet de la rugosité sur le courant moyen

L'objectif de cette sous-section est de présenter les résultats préliminaires issus d'un premier traitement des données de courant mesurées par les courantomètres Vectrino. Ici, seules les données de courant moyen sont présentées pour étudier l'effet de la rugosité sur le courant du fond. La Figure 4.33 montre les valeurs moyennées temporellement pour les trois directions x , y et z pour chacun des Vectrino (gris pour celui du fond et vert pour celui du haut). On compare ici les données de référence de la configuration lisse RF, du fond légèrement rugueux BS, des quinconces QC4 et QC6 et de la brique BK2. La présence de grosses rugosités disséminées telles que QC4 ou QC6 semble renforcer le courant de retour là où il est mesuré au fond, alors que la présence de larges blocs resserrés comme BK2 semble générer un fort cisaillement entre un courant dirigé vers le rivage en surface et un courant de retour au fond.

La répartition des valeurs moyennes des courants moyens « cross-shore » observés pour le Vectrino du bas (« bottom ») en fonction du rapport H_s^2/T_p est présenté Figure 4.34.

On constate que, pour une configuration du fond donnée, plus les vagues sont énergétiques (rapport H_s^2/T_p , plus la valeur absolue du courant moyen « cross-shore » augmente. Le courant moyen positif maximal est observé pour la configuration de barres transverses totales TR4 (triangles vers le haut verts clairs), suivis par les barres transverses totales TR1 (triangles vers le haut rouges). La plupart des configurations génèrent des courants « cross-shore » positifs vers le rivage, par exemple BK1 et BK2 (losanges bleus), QC7 (carrés turquoises), M3A et M3B (étoiles) avec un renforcement pour ce dernier. Globalement, les quinconces génèrent un courant « cross-shore » quasi-nul tandis que les configurations de barres transverses génèrent davantage un courant positif, à l'inverse des barres longitudinales qui génèrent un courant négatif, dirigé vers le large. Pour des petites rugosités BS (cercles noirs), le courant est toujours négatif. Il ne se dégage pas de tendance particulière concernant les caractéristiques et les statistiques du fond. L'analyse de l'évolution en fonction des différentes statistiques ne dégage pas de relation évidente, bien que la directionnalité semble favoriser la génération de courants positifs pour un $\Delta_N > 0$ correspondant aux barres transverses et de courants négatifs pour un $\Delta_N < 0$ correspondant aux barres longitudinales. Pour les configurations isotropes de quinconce, on n'observe pas

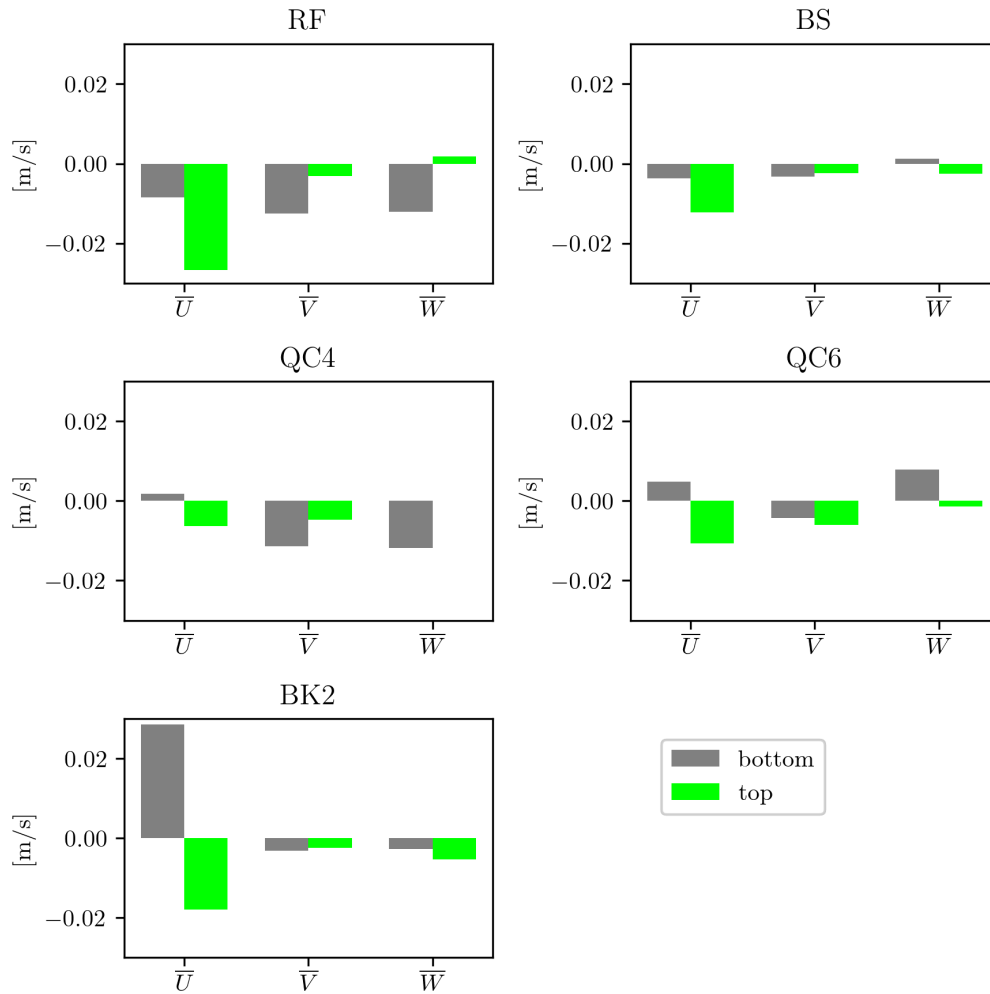


FIGURE 4.33 – Graphes en barres de vitesses moyennes temporelles des courants pour les Vectrino du haut (vert) et du bas (gris) pour les configurations du fond suivantes : RF, BS, QC4, QC6 et BK2.

de corrélation entre la hauteur, l’asymétrie ou la pente effective et la valeur du courant moyen. Des études plus approfondies seraient utiles afin d’évaluer la perte de quantité de mouvement entre l’écoulement à la surface de la rugosité et l’écoulement dans la rugosité comme dans [Lowe et al. \(2007\)](#). [Quiroga and Cheung \(2013\)](#) ayant mis en évidence une augmentation de l’advection verticale avec l’augmentation de la rugosité, il serait intéressant de retrouver cette observation et la compléter par la comparaison avec d’autres statistiques du fond pour évaluer si un effet multivarié de la rugosité sur l’écoulement moyen peut être mis en évidence. Enfin, comparer les mesures du courant de retour au modèle proposé dans la Section 2.5.8.4 permettrait d’en évaluer les performances prédictives.

A terme, on pourra analyser comment l’évolution du courant moyen influe sur le bilan de quantité de mouvement de la zone de déferlement et contrôle la surcote au rivage ([Buckley et al., 2016](#)). Plus en détail, il serait également utile d’explorer les effets de la rugosité sur les orbitales, les flux turbulents ou la circulation générale ([Lavaud et al., 2022](#)).

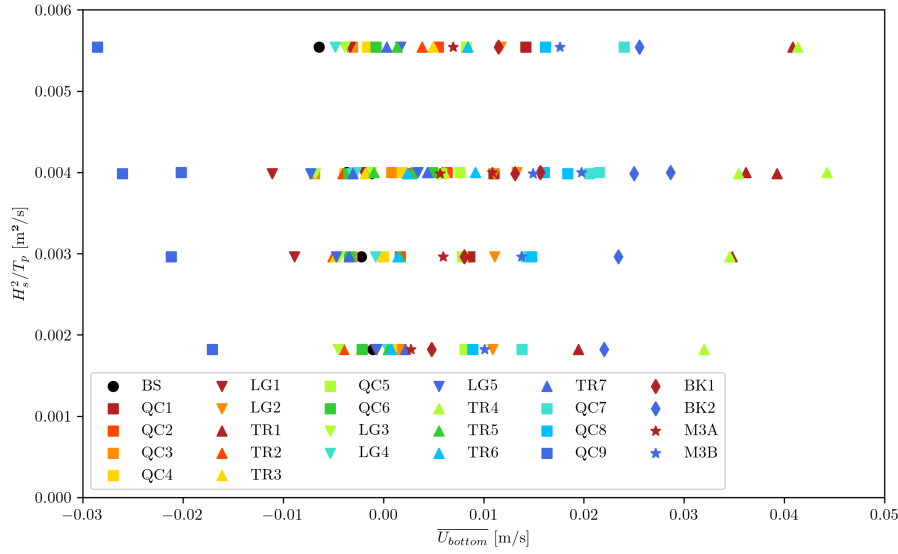


FIGURE 4.34 – Vitesses moyennes du courant « cross-shore » en fonction du rapport H_s^2/T_p pour le Vectrino du bas, colorés par configuration des fonds rugueux.

4.4 Conclusion

La série d'expériences menée en laboratoire dans le cadre de la campagne LEGOLAS a permis de générer une base de données assez conséquente sur la dissipation par frottement sur le fond dans un environnement contrôlé. La large de gamme de conditions de vagues et de configurations du fond rugueux permet d'évaluer l'impact de la structure géométrique de la rugosité sur la dissipation par frottement. Une observation générale montre que la présence d'éléments de rugosité entravant l'écoulement induit un déplacement du point d'inflexion vers le large du profil « cross-shore » de la hauteur caractéristique des vagues. L'étude s'est focalisée dans un premier temps sur le modèle classique d'approche frottement sur le fond intégré sur la bande SW. Ce modèle développé pour les petites rugosités ne dépassant pas l'épaisseur de la couche limite reste largement utilisé dans son domaine de validité. Il se base sur une estimation de la vitesse des vagues au fond et un facteur de frottement dépendant du rapport A_o/k_r . L'optimisation de ce modèle à l'aide de la rugosité hydraulique k_r montre que, malgré la grande diversité des conditions de vagues dans la zone de déferlement, les prévisions du modèle restent robustes, bien que dégradées pour les écoulements faiblement submergés. Il a été démontré que l'atténuation des vagues n'est pas seulement fortement contrôlée par l'écart-type de l'élévation du fond, mais aussi par d'autres caractéristiques du fond, qui ont été identifiées comme la porosité frontale via la pente effective et l'asymétrie, et comme la disposition des structures de rugosité via la directionnalité. Plus la pente effective augmente, plus le facteur de frottement augmente. Plus les arrangements forment des barres dans la direction de la propagation des vagues (longitudinale), plus le coefficient diminue et inversement pour le cas des barres perpendiculaires (transversale). Une régression multivariée a permis d'établir une relation simple entre ces paramètres et la rugosité hydraulique, ce qui améliore considérablement les résultats du modèle de frottement. La comparaison du modèle

de rugosité hydraulique avec les résultats d'études antérieures suggère qu'une analyse plus approfondie est nécessaire pour explorer les effets des paramètres de la structure de rugosité sur la dissipation par frottement et pour améliorer ce modèle avant de le confronter à des mesures de terrain pertinentes et de le mettre en œuvre dans des modèles spectraux. Une piste d'amélioration des prévisions hydrodynamiques de ce modèle est suggérée via le calcul de la vitesse de l'écoulement en un nouveau point de référence, ici le sommet de la rugosité, qui permet de prendre en compte le passage de l'écoulement dans la rugosité. Le modèle de traînée de volume a été considéré dans un deuxième temps. Ce modèle basé sur l'effet volumique des éléments de rugosité sur un écoulement poreux est valable pour des écoulements à faible submersion est testé selon deux approches : une approche géométrique basée sur une structure idéalisée de la rugosité et une approche topographique basée sur une topographie naturelle. L'optimisation du modèle avec le coefficient de traînée C_d montre que ses prévisions sont plus performantes et robustes pour les écoulements à faible submersion comme attendu, quelle que soit l'approche. En revanche, il n'a pas été possible d'établir un modèle multivarié de prévision du C_d en fonction des seules statistiques de la structure de la rugosité performant. Une piste possible d'amélioration serait de considérer ce C_d comme étant le produit de deux composantes : une composante purement hydrodynamique basée sur le nombre KC et une composante purement statistique basée sur les caractéristiques de la rugosité. Enfin, une analyse préliminaire du courant moyen appelle à une analyse approfondie de l'effet de la rugosité sur le courant.

Chapitre 5

Étude du facteur de frottement des vagues sur la plate-forme rocheuse de Socoa

L'objectif principal de la thèse est d'établir une connexion entre les paramètres hydrodynamiques contrôlant la dissipation par frottement des vagues sur fond complexe et les statistiques caractérisant la structure géométrique de la rugosité du fond. Dans cette optique, la campagne de mesures réalisée sur le site de Socoa au pied de la corniche basque dans le cadre du projet EZPONDA permet, d'une part, de générer une base de données de l'hydrodynamique des vagues sur un environnement complexe naturel et, d'autre part, d'étudier le processus de dissipation par frottement sur une rugosité naturelle et de l'analyser selon une approche similaire à celle réalisée pour la campagne laboratoire LEGOLAS afin de pouvoir discuter des effets éventuels d'échelle.

5.1 Zone d'étude

5.1.1 Contexte

EZPONDA (falaise, talus en basque) est un projet de recherche co-financé par les fonds FEDER de la Région Nouvelle-Aquitaine qui étudie les instabilités des falaises de la Corniche Basque (illustré Figure 5.1) présentant à leur pied des structures émergentes influençant l'écoulement au-delà de la couche limite du fond, que l'on appelle des *macro-rugosités*. Dans le cadre de la thèse, la campagne de mesures réalisée sur la plate-forme rocheuse de Socoa, sur la côte basque, vise à mieux comprendre la dynamique des vagues sur ce type d'environnement complexe, de leur déferlement à leur impact sur le pied de falaise. Ces mesures, sur lesquelles s'appuieront le développement de modèles côtiers de vagues, permettent de faire avancer les connaissances et les capacités de modélisation des processus hydrodynamiques et de leur interaction avec les falaises basques et leurs macro-rugosités, et plus largement le long des littoraux rocheux soumis à l'action des vagues.



FIGURE 5.1 – Effondrement d’un pan de falaise à Urrugne (Pyrénées-Atlantiques) après le passage de la vague Belharra le 29/10/2020.

Ce projet s’inscrit dans un contexte de fragilité de la côte basque, soumise à l’action continue de l’érosion causée par les conditions météorologiques et océaniques. Cette même côte subit également une pression anthropique croissante liée au développement de l’agglomération urbaine de Bayonne, Anglet et Biarritz. Ainsi, fin octobre 2020, un pan de la falaise s’est effondré à Urrugne, entre Saint-Jean-de-Luz et Hendaye, sans faire de victimes (voir Figure 5.1), illustrant la fragilité du système géomorphologique et l’importance de sa compréhension. Bien que le taux de recul des falaises soit relativement faible le long de la côte basque, de l’ordre de 3 à 11 mm par an, des reculs locaux de plusieurs mètres sont observés à la suite d’événements météorologiques intenses (pluies soutenues ou conditions de tempête) (Prémaillon et al., 2021). Une analyse approfondie permettra de déterminer si l’action des vagues peut être un paramètre participant au déclenchement de glissement de terrain en exerçant des contraintes mécaniques critiques en pied de falaise lors d’événements énergétiques extrêmes combinés à des niveaux de marée élevés et si les macro-rugosités peuvent servir de barrière protectrice naturelle en dissipant une partie de l’énergie des vagues avant qu’elles n’arrivent au pied de falaise. Pour cela, le travail réalisé dans le cadre de la thèse se porte notamment sur une étude de la transformation des vagues et de la quantification de l’énergie qu’elles transportent et qu’elles dissipent au passage sur le fond rugueux. Une attention plus particulière est portée sur la dissipation par frottement et sur l’application du modèle de facteur de frottement déterminée par l’analyse des données LEGOLAS.

Le projet est également l’occasion de générer une base de données de terrain, en complément des autres sites présentés en Introduction.

5.1.2 Caractéristiques

Le site de *Socoa* est situé près de la frontière franco-espagnole. La plate-forme rocheuse intertidale étudiée est située au sud-ouest de la baie de Saint-Jean-de-Luz (Figure 5.2A et Figure

5.3). Elle mesure environ 100 mètres de long avec une pente de 1/100 et est prolongée vers le large par un tombant plus abrupt avec une pente de 1/50 avant d'atteindre un plateau situé à 20m de profondeur (Figure 5.2B). La plate-forme littorale et la falaise associée présentent ce que l'on appelle le *Flysch marno-calcaire de Socoa*, correspondant à une formation marno-calcaire de Flysch (Mulder et al., 2009; Prémaillon et al., 2021). Ce site est représentatif des environnements rocheux présents sur la côte basque est relativement facile d'accès à pied à marée basse sur la plate-forme et par les plongeurs pour la partie immergée.



FIGURE 5.2 – Présentation du site de Socoa : A. photo satellite du site, B. zoom sur les crêtes orientées le long du littoral, C. pied de falaise, D. plate-forme intertidale.

La géométrie de la rugosité présente une structure particulière (macro-rugosités), caractérisée par des crêtes orientées le long du littoral, d'une hauteur typique comprise entre 0.2 et 0.8 m dans la zone étudiée. Les crêtes présentent une asymétrie « cross-shore » marquée avec des faces amont inclinées de 30 à 60° et des faces aval beaucoup plus abruptes (Figure 5.2C,D).

5.2 Campagne de mesures

Cette section présente l'organisation et le matériel déployé pour la campagne de mesure terrain réalisée sur la plate-forme rocheuse de Socoa au pied des falaises entre le 20 Septembre et le 07 Novembre 2021.

5.2.1 Instrumentation

La zone d'étude et le dispositif expérimental sont présentés sur la Figure 5.3. Ces mesures sont réalisées par des instruments placés en une série de points fixes tout au long de la campagne de mesure afin de caractériser au mieux la transformation de la houle le long d'un profil « cross-shore » pour une large gamme de conditions de vagues et de marées.

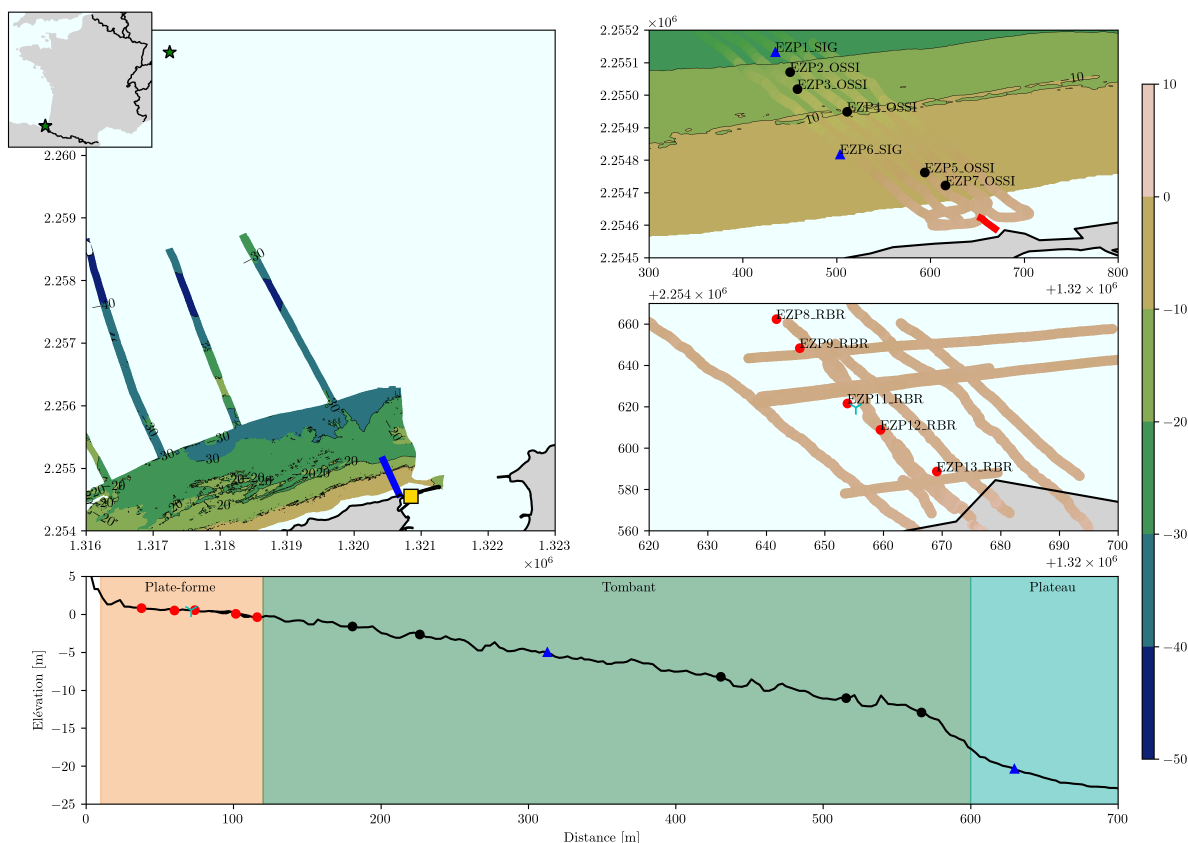


FIGURE 5.3 – (haut) Zone d'étude avec positionnement des stations, bathymétrie et microtopographie du fond marin. Le houlographe du Shom est représenté par une étoile verte, le transect instrumenté complet par le trait bleu, le transect instrumenté de la partie terrestre par le trait rouge, les capteurs de pression OSSI par des cercles noirs, les ADCP Signature par des triangles bleus, les capteurs de pression RBR par des cercles rouges et la station ADV par une fourche turquoise (à côté de la station EZP11_RBR), la station vidéo par un carré jaune. Les couleurs indiquent l'élévation par rapport au Zéro Hydrographique (ZH). (bas) Profil bathymétrique de la zone d'étude avec le positionnement des stations et l'identification des trois zones : plate-forme en marron, tombant en vert et plateau en turquoise.

Pour cela, un transect instrumenté est installé à côté de la digue du fort de Socoa pour des raisons pratiques d'accès et de proximité avec des stations de mesures complémentaires : imagerie vidéo au niveau du fort de Socoa (SIRENA), station météorologique (Météo France) du sémaphore de Socoa situé juste au-dessus du site, station marégraphique du fort de Socoa (Shom) et houlographe à l'entrée de la baie de Saint-Jean-de-Luz (Candhis/CEREMA).

Ce transect est composé de plusieurs instruments de mesures visant à mesurer l'évolution de l'élévation de la surface libre (capteur de pression), de la vitesse locale (ADV) et du profil de vitesse sur la verticale (ADCP). A ceci s'ajoute l'installation d'un houlographe (Shom) au large du profil, à 70m de profondeur et à 7.5 km de la côte, et permettant d'obtenir le forçage avant le passage dans la zone peu profonde induisant une transformation sur la bathymétrie locale complexe (présence de multiples canyons sous-marins). Le tombant prolongeant la plate-forme n'étant pas accessible à marée basse, le transect est décomposé en deux parties :

- une partie **marine** (aussi identifiée comme la partie **tombant**), immergée et instrumentée avec des capteurs de pression OSSIR[®] Ocean Sensor Systems (Figure 5.4C) et des ADCPs Signature[®] 1000 Nortek (Figure 5.4A). L'installation est réalisée par des plongeurs professionnels ;
- une partie **terrestre** (aussi identifiée comme la partie **plate-forme**), émergée à marée basse et instrumentée avec des capteurs de pression RBR*virtuoso*³[®] (Figure 5.4B) et des courantomètres 3D Vector[®] Nortek (Figure 5.4D). L'installation est réalisée lors des grandes marées basses par le SIAME, Gladys, le MIO, le Shom et le GET.

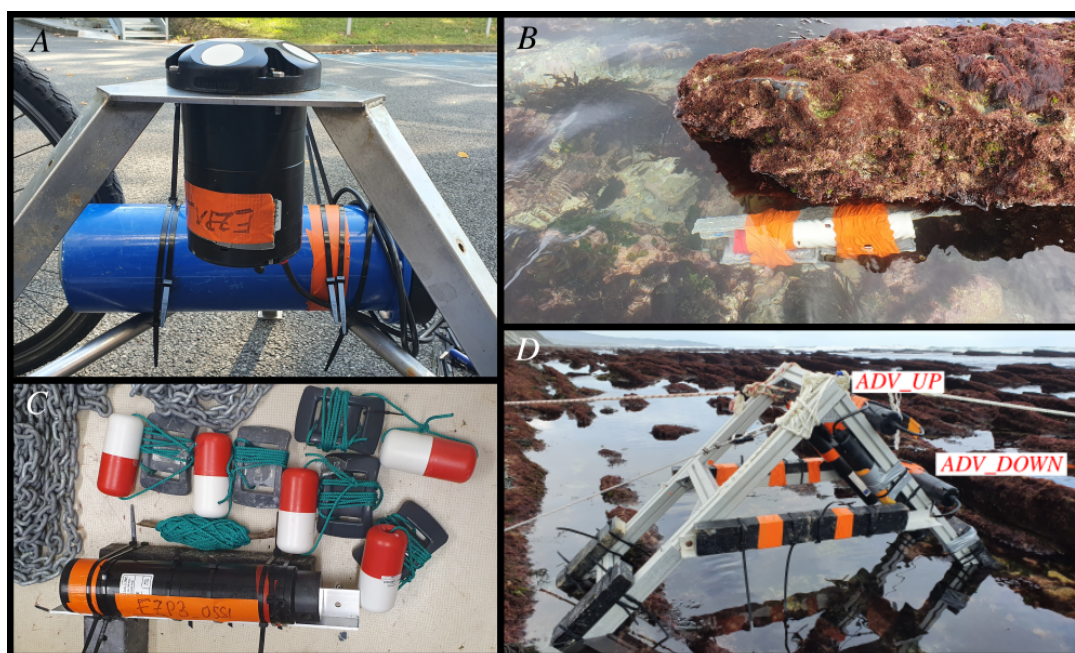


FIGURE 5.4 – Présentation des capteurs installés : A. ADCP Signature EZP1 sur son support, B. Capteur de pression RBR fixé sur une cornière et lesté, C. Capteur de pression OSSIR fixé sur une cornière et lesté, D. Station ADV fixée et lestée.

Le Tableau 5.1 détaille pour chaque station leur position, les caractéristiques des capteurs et les paramètres d'acquisition. L'ensemble des capteurs, à l'exception des ADCPs, mesure en continu.

La station EZP1 permet d'avoir des informations sur l'hydrodynamique au pied du tombant, avant que le fond n'influe sur la transformation des vagues (réfraction, levée et frottement). Plus

Station	Instruments	Période	Longitude E	Latitude N	Fréquence d'acquisition [Hz]	Mode d'acquisition
<i>EZP0</i>	Houlographe	23/09-31/01	-1.732000	43.45783	-	-
<i>EZP1</i>	ADCP	10/09-09/11	-1.688200	43.40093	4	30 min toutes les heures
<i>EZP2</i>	OSSI	10/09-09/11	-1.687967	43.40038	5	Continu
<i>EZP3</i>	OSSI	10/09-09/11	-1.687833	43.39992	5	Continu
<i>EZP4</i>	OSSI	10/09-09/11	-1.687133	43.39932	5	Continu
<i>EZP6</i>	ADCP	10/09-09/11	-1.687133	43.39813	4	30 min toutes les heures
<i>EZP5</i>	OSSI	10/09-09/11	-1.685983	43.39768	5	Continu
<i>EZP7</i>	OSSI	10/09-09/11	-1.685683	43.39733	5	Continu
<i>EZP8</i>	RBR	05/10-07/11	-1.685327	43.39681	8	Continu
<i>EZP9</i>	RBR	05/10-19/10	-1.685268	43.39669	8	Continu
<i>EZP11</i>	RBR	05/10-19/10	-1.685150	43.39645	8	Continu
<i>ADV_DOWN</i>	ADV	06/10-19/10	-1.685131	43.39643	8	Continu
<i>ADV_UP</i>	ADV	06/10-19/10	-1.685130	43.39643	8	Continu
<i>EZP12</i>	RBR	05/10-19/10	-1.685072	43.39634	8	Continu
<i>EZP13</i>	RBR	05/10-07/11	-1.684939	43.39616	8	Continu

TABLEAU 5.1 – Positionnement dans le repère WGS84 des stations et paramètres d'acquisition des capteurs. La station EZP3 n'a mesuré que sur les trois derniers jours de la campagne.

proche du rivage, la station EZP6 permet d'évaluer l'effet de la levée et de la réfraction. La structure ADV sur la plate-forme permet d'observer la circulation induite par les vagues dans la rugosité et à l'extérieur afin d'évaluer l'effet du fond sur la dissipation ou la modification des courants. Suite à un problème technique, la station EZP3 n'a débuté l'enregistrement des mesures que trois jours avant la fin de la campagne en Novembre.

5.2.2 Bathymétrie, microtopographie et positionnement

On dispose de trois jeux de données bathymétriques et microtopographiques pour l'ensemble du site d'étude, présentés ci-dessous et sur la Figure 5.3 :

- un MNT d'une résolution de 2 m issu d'un levé bathymétrique multifaisceaux qui couvre une partie du plateau continental au pied du tombant et une partie de celui-ci. Il permet d'estimer une profondeur approximative des capteurs immergés sur le tombant. Les données sont fournies en Lambert 93 avec comme référence verticale le Zéro Hydrographique (ZH) ;
- des profils bathymétriques d'une résolution de 1 m issus d'un levé monofaisceau sur l'ensemble du transect instrumenté, s'arrêtant au sommet du tombant. Les données sont fournies en L93-CC43 avec le Nivellement Général de la France (NGF-IGN69) comme référence verticale ;
- des profils de microtopographie réalisés avec un GNSS en Real Time Kinematic (RTK) avec un DGPS Leica, connecté au réseau en temps réel Teria, à pied sur la partie de la plate-forme émergée à marée basse. Six profils parallèles et cinq normaux au trait de côte (et parallèles au transect instrumenté) ont été relevés. Le mode d'acquisition utilisé était basé sur une période fixe, c'est-à-dire qu'un nouveau point de mesure est enregistré toutes les secondes. La vitesse de déplacement typique de l'opérateur était comprise entre 2 et 8 cm/s, ce qui a permis d'obtenir une résolution horizontale autour de 4 cm et une résolution verticale variant entre 3 et 15 cm (Sous et al., 2020). Les données sont fournies en L93-CC43 avec le Nivellement Général de la France (NGF-IGN69) comme référence verticale.

Deux méthodes de positionnement sont utilisées :

- Positionnement horizontal par GNSS (GPS) approximatif au-dessus du mouillage de chaque station de la partie marine dans le repère WGS84 ;
- Positionnement horizontal et vertical par DGPS avec une exactitude de l'ordre du 2 cm pour chaque capteur de la partie terrestre dans le repère LG3-CC43 en NGF-IGN69.

5.2.3 Conditions météo-marines

On utilise les données météorologiques enregistrées par Météo France au sémaphore de Socoa. Les paramètres suivants sont téléchargés : pression atmosphérique, vitesse du vent, direction du vent. La période d'acquisition est 1h.

Pour vérifier les niveaux moyens observés par les capteurs de pression, on utilise les données marégraphiques enregistrées et validées par le Shom de la station de Socoa. Malheureusement sur la période d'étude, le marégraphe se retrouve envasé. Les données sont donc considérées comme douteuses par le Shom et n'ont pas fait l'étude d'une validation. Sur la Figure 5.5, un léger aplatissement des courbes, dû à l'envasement, est observé pour les grandes marées basses. Dans la suite, on utilise les données de niveaux d'eau moyen estimés à partir des données de pression de la station EZP1. Le marnage est compris entre 1 m pour les petites marées et 3 m pour les grandes marées. On est donc sur un site mésotidal.

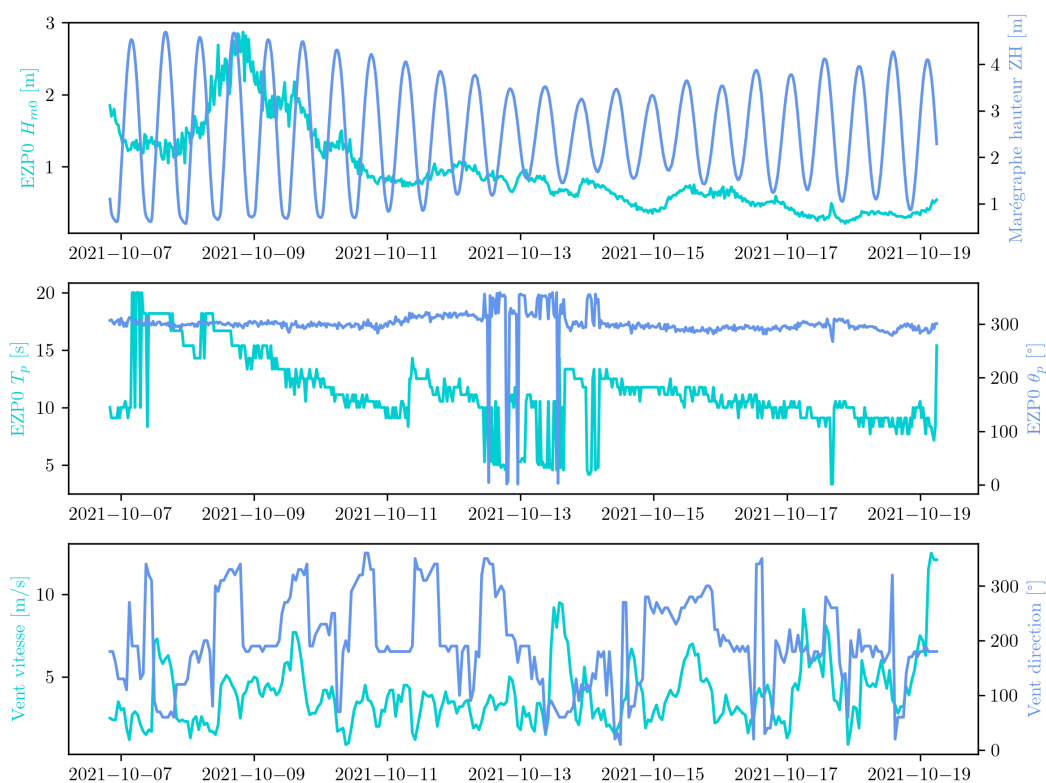


FIGURE 5.5 – Hauteur d'eau mesurée par le marégraphe, Hauteur significative, période pic et direction principale des vagues mesurées par le houlographe, Vitesse et direction du vent mesurés à la station météorologique.

Sur la période de mesures communes (entre le 06/10 et le 19/10/2021) à tous les capteurs entre deux cycles de grandes marées, on a observé dans l'ensemble un régime de houle bien établi avec des hauteurs significatives d'environ 1m. Un régime de tempête a été enregistré au début de la campagne jusqu'au 11/10/21 avec une hauteur de 2.8 m et une période de 15 s au pic de l'évènement. La direction principale des vagues est dans l'ensemble constante autour de 300° (soit Ouest-Nord-Ouest), avec un angle d'incidence de 40° environ par rapport au rivage, avec une période pic variant entre 12 s pour le régime de houle établi et 20 s lors du passage de la tempête.

La vitesse moyenne du vent a relativement peu fluctué entre 4 et 10 m/s avec une direction principale oscillant autour de 200° (soit Sud-Sud-Ouest) avec des fluctuations entre 50° et 300° . Aucune corrélation n'est dénotée entre les conditions de vent et les conditions de vagues, ce qui suppose que les vagues sont davantage issues d'une houle générée par les conditions météorologiques présentes au large dans le golfe de Gascogne que d'une mer du vent dépendante des conditions météorologiques locales.

5.2.4 Vidéo

Une station vidéo est installée et pilotée par le logiciel de supervision SIRENA au sommet du fort de Socoa (carré jaune sur la Figure 5.3). Le système d'acquisition comprend deux caméras (43.396009° N, -1.683543° E), avec des orientations différentes pour capturer la plate-forme rocheuse jusqu'au pied des falaises (caméra 1 entre EZP13 et EZP11) et les zones sur le tombant (caméra 2 à partir de EZP11 jusqu'à EZP5 à peu près), comme montré sur la Figure 5.6. Les caméras utilisent la technologie KOSTASystem développée par AZTI (Liria et al., 2021) et les images ont été capturées à l'aide du logiciel SIRENA (Nieto et al., 2010), qui génère quatre types d'images à partir de chaque caméra :

- Snapshot : une image instantanée ;
- Timex : une image unique faisant la moyenne de plusieurs images snapshot sur une période, généralement de 10 ou 15 minutes ;
- Variance : images de variance ;
- Timestack : valeurs d'intensité enregistrées à chaque pas de temps sur un réseau sélectionné de pixels (transect).



FIGURE 5.6 – Photographie des caméras et prise de vue de chaque caméra, avec le transect considéré en rouge.

Dans le cadre du projet EZPONDA, un travail de calibration et d'ortho-rectification des images timestacks a été réalisé par le laboratoire SIAME et AZTI pour fournir au GET un jeu de données à analyser et à comparer aux données des capteurs de pression qui servent temporairement de point de contrôle au sol. Ces images timestacks ont été extraites sur un transect correspondant au transect instrumenté, avec une fréquence d'acquisition de 2 Hz pendant 14 minutes toutes les 15 minutes. La Figure 5.7 montre un exemple de timestack généré à 2 Hz pendant 14 minutes par la caméra 1. On observe bien le pied de falaise en haut et une barre rocheuse émergente, dans le premier tiers de l'image, où déferlent de part et d'autre les vagues, identifiables par l'écume blanche générée. Plus au large, on observe le déferlement progressif des vagues, avec le décalage temporel. Une boîte à outils Matlab a été développée par [Nuyts et al. \(2023\)](#) et permet d'extraire automatiquement les caractéristiques des vagues à partir d'images timestacks.



FIGURE 5.7 – Exemple de timestack généré par la caméra 1 pendant 14 minutes le 27/10/2021 à 9h45.

5.3 Estimation du facteur de frottement

L'objectif de cette étude est de générer une base de données des paramètres hydrodynamiques des vagues sur l'ensemble de la campagne de mesure. Les données ont fait l'objet d'un traitement focalisé sur l'extraction des paramètres relatifs aux vagues à partir des données de pression et de spectre. L'issue de cette partie est d'estimer le facteur de frottement sur la plate-forme rocheuse et de le confronter au modèle établi à partir des métriques de la rugosité dans le Chapitre 4.

5.3.1 Obtention de la bathymétrie du site

Dans cette partie, on cherche à estimer l'élévation de la bathymétrie au niveau de chaque capteur pour en déduire la profondeur bathymétrique (niveau d'eau moyen) à partir des données de pression. Pour les stations immergées, on ne connaît que leur position horizontale. On utilise alors le MNT bathymétrique issu du levé multifaisceaux sur la zone en-deçà du tombant pour récupérer l'élévation du fond du nœud le plus proche des positions de chaque capteur. On rajoute

à cette valeur la hauteur du capteur par rapport à la rugosité pour obtenir l'élévation du capteur par rapport au ZH. La Figure 5.8 ci-dessous détaille les paramètres relatifs à chaque système considéré (capteur, bathymétrie, rugosité).

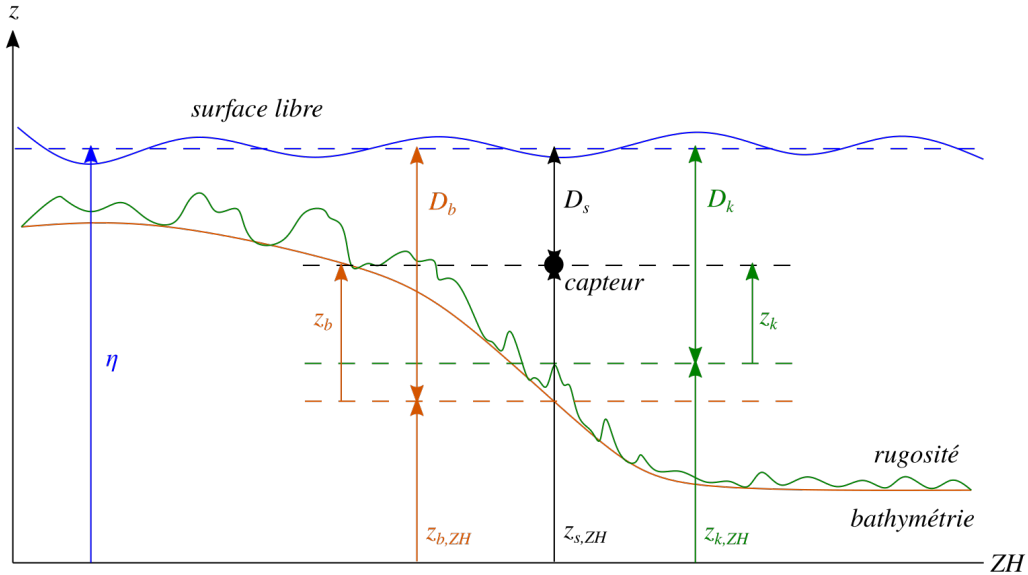


FIGURE 5.8 – Schéma des élévations du capteur (en noir), de la bathymétrie (en orange), de la rugosité (en vert) et de la surface libre (en bleu) par rapport au ZH.

Sur la partie terrestre, la position et l'élévation des capteurs est mesurée avec le DGPS Leica dans le référentiel de projection IGN Lambert 93 CC43. La référence altimétrique utilisée est donc le NGF-IGN69. Ces élévations sont converties dans le référentiel maritime, le ZH. A Socoa, l'écart entre le zéro NGF et le zéro ZH vaut 2.173m. Les élévations en NGF-IGN69 sont converties dans le ZH avec la formule suivante :

$$h_{ZH} = h_{NGF} + 2.173 \quad [m] \quad (5.1)$$

On ne dispose donc que des informations relatives au capteur ($z_{s,ZH}$) et à la rugosité (z_k). Or on a besoin des données relatives à la profondeur bathymétrique pour l'estimation des caractéristiques de propagation des vagues (vitesse de groupe et reconstruction de la surface libre). Pour cela, la bathymétrie est extraite des profils microtopographiques et monofaisceau en utilisant la méthode par fenêtre mobile de [Sous et al. \(2022\)](#). Les profils sont découpés en fenêtre de longueur fixée à 6 m. Cette approche préserve les longueurs d'onde topographiques supérieures à la fenêtre, qui sont considérées comme des caractéristiques de la bathymétrie, tandis que les échelles de longueur inférieures sont considérées comme des caractéristiques de la rugosité. La

bathymétrie de référence est définie comme étant le 10ème centile de l’élévation du terrain calculé pour chaque fenêtre. Connaissant la position horizontale de chaque capteur, on en déduit l’élévation bathymétrique ($z_{b,ZH}$) et la hauteur du capteur par rapport à la bathymétrie ainsi générée (z_b) grâce à la relation suivante : $z_b = z_{s,ZH} - z_{b,ZH}$.

Station	$z_{s,ZH}$ [m]	$z_{b,ZH}$ [m]	z_k [m]
<i>EZP1_SIG</i>	-21.8	-20.351	0.40
<i>EZP2_OSSI</i>	-14.634	-12.939	0.00
<i>EZP3_OSSI</i>	-12.849	-11.047	0.00
<i>EZP4_OSSI</i>	-9.413	-8.232	0.00
<i>EZP6_SIG</i>	-6.702	-4.984	0.60
<i>EZP5_OSSI</i>	-3.118	2.642	0.00
<i>EZP7_OSSI</i>	-1.726	-1.580	0.00
<i>EZP8_RBR</i>	-0.278	-0.507	0.00
<i>EZP9_RBR</i>	0.362	0.068	0.00
<i>EZP11_RBR</i>	0.597	0.568	0.00
<i>ADV_UP</i>	1.366	0.546	0.490
<i>ADV_DOWN</i>	1.091	0.545	0.545
<i>EZP12_RBR</i>	0.827	0.518	0.00
<i>EZP13_RBR</i>	0.719	0.817	0.00

TABLEAU 5.2 – Élévation des capteurs et de la bathymétrie dans le repère du zéro hydrographique.

Le Tableau 5.2 récapitule les coordonnées verticales de chaque capteur.

5.3.2 Traitement des données des ADCPs

Une routine Matlab permet d’extraire les données suivantes des ADCPs :

- Séries temporelles de pression ;
- Séries temporelles d’altimètre ;
- Séries temporelles du compas : roulis, tangage et cap ;
- Spectres directionnels pour chaque burst de 30 minutes obtenus à partir des données de pression et de vitesse avec la « Bayesian Direct Method » (Hashimoto and Kobune, 1987).

L’étude des données de compas montre que la station EZP6 s’est renversée vers le 08/10/2021 aux alentours de 11h, lors du passage d’une houle énergétique. Seules les données de pression sont exploitables.

5.3.3 Traitement des données de pression

En utilisant les données météorologiques, la pression atmosphérique est retranchée par interpolation sur le vecteur temps de chaque série de pression. La calibration des capteurs n’ayant pas été réalisée, on se basera sur l’étude de la surcote pour corriger les éventuels effets du capteur dans la suite. Les données brutes en bar sont converties en Pa et converties de UTC+2 (heure

locale) en UTC. Les séries temporelles de chaque capteur sont décomposées en bursts glissants de 30 min toutes les 15 min. Sur chacun de ces bursts, on calcule :

- la profondeur moyenne hydrostatique $D = D_b$;
- l'élévation moyenne du niveau d'eau $\bar{\eta}$;
- la conversion hydrostatique de la pression en élévation η_{HYD} ;
- la conversion linéaire de la pression en élévation η_L ;
- les spectres de densité d'énergie ;
- les paramètres intégrés des vagues $H_{s,SW}$, T_p et T_{m01} .

5.3.3.1 Recalage temporel des capteurs OSSI

Les capteurs OSSI ont été recalés en temps en comparant les séries temporelles de niveau d'eau moyen avec celles obtenues pour les capteurs RBR, par rajout d'un décalage temporel qui vaut :

- EZP2_OSSI : 63.5 min ;
- EZP3_OSSI : 60 min ;
- EZP4_OSSI : 56.5 min ;
- EZP5_OSSI : 62.75 min ;
- EZP7_OSSI : 64.25 min.

On note ici un décalage moyen d'1h pour l'ensemble des capteurs, probablement lié à un problème de synchronisation des horloges. Il reste des incertitudes sur le calage en temps des capteurs sur le tombant mais celles-ci restent négligeables devant les fluctuations des forçages. Il n'est pas nécessaire pour ces capteurs d'avoir une précision pour l'estimation des phases fréquentielles dans le cadre de l'utilisation de la méthode à 3 sondes.

5.3.3.2 Correction des offsets des séries de pression

Après retrait de la pression atmosphérique P_{atm} pour chaque capteur, les séries temporelles de pression P_m ont été corrigées de l'offset du capteur en utilisant la surcote des vagues. Une méthode utilisée consiste à calculer la surcote des vagues comme le changement des élévations moyennes de la surface libre entre un capteur de pression de référence (par défaut le capteur de pression le plus profond) et les capteurs de pression (par défaut situés plus loin sur le rivage) (Raubenheimer et al., 2001; Lowe et al., 2009; Rijnsdorp et al., 2021) tel que :

$$\Delta\bar{\eta} = \overline{\eta_{rivage}} - \overline{\eta_{large}} \quad (5.2)$$

$\Delta\bar{\eta}$ correspond à une « surcote relative », et correspond presque à la surcote totale si on prend comme capteur de référence EZP1_SIG situé en dehors de la zone de déferlement. Par conséquent, l'élévation moyenne en EZP1_SIG ne comprend que les élévations dues aux marées et

aux surcotes atmosphériques. L'élévation des capteurs est supposée être nivelée sur la plate-forme intertidale alors que celle des capteurs de la partie marine ne l'est pas car le nivellement vertical avec une précision centimétrique est impossible. Pour évaluer les offsets de chaque capteur, les conditions les plus calmes de la campagne sont identifiées de sorte que l'élévation de la surface libre peut être considérée comme horizontale entre le capteur de référence et les autres capteurs à cet instant, ce qui donne une surcote nulle en théorie (c'est-à-dire $\overline{\eta_{rivage}} = \overline{\eta_{large}}$). En pratique, les valeurs de surcote pour ces conditions ne le sont pas et leurs valeurs moyennes, appelées $offset_{setup}$ incluent l'erreur du capteur et l'erreur de positionnement vertical pour les capteurs dont le nivellement centimétrique n'a pu être possible.

Dans le cadre de cette campagne, l'estimation de cette correction a été réalisée en prenant d'abord le capteur EZP13_RBR nivelé comme référence, puis en vérifiant avec les capteurs EZP1_SIG et EZP4_OSSI comme références. Pour chaque burst, cette correction est retranchée à la profondeur moyenne hydrostatique mesurée par le capteur, à laquelle s'ajoute la hauteur du capteur par rapport à la bathymétrie $z_{s,ZH} - z_{b,ZH}$ telle que :

$$D = \frac{\overline{P_m - P_{atm}}}{\rho g} + offset_{setup} + z_{s,ZH} - z_{b,ZH} \quad (5.3)$$

5.3.3.3 Correction de la dérive temporelle des séries de pression

Pour les séries de surcote des capteurs EZP2 et EZP7, on observe une dérive temporelle linéaire que l'on estime avec une régression linéaire qui nous permet d'obtenir la pente de la série temporelle $slope_{drift}$. On retranche cette dérive linéaire à la série de D :

$$D = D - slope_{drift} \cdot t \quad (5.4)$$

où t est la durée en secondes à partir du début de la série temporelle. Les bursts où le minimum de profondeur atteint est inférieur à 0.40 m sont exclus de la suite du traitement pour ne pas considérer les évènements de marée basse pour lesquelles les capteurs restent sous l'eau dans une flaque.

5.3.3.4 Positionnement dans un repère de référence vertical

Lorsque l'on ramène cette profondeur D locale à un repère vertical de référence, ici le ZH, on utilise la formule suivante pour calculer l'élévation moyenne $\bar{\eta}$:

$$\bar{\eta} = D + z_{s,ZH} - z_{b,ZH} \quad (5.5)$$

Le Tableau 5.3 récapitule les paramètres de correction utilisés pour les séries temporelles de pression.

Station	Offset du $offset_{setup}$ [m]	$slope_{drift}$ [m/s]
EZP1_SIG	1.968	0.0
EZP2_OSSI	1.341	-7.77e-9
EZP3_OSSI	-0.066	0.0
EZP4_OSSI	0.710	0.0
EZP6_SIG	7.282	0.0
EZP5_OSSI	-0.080	0.0
EZP7_OSSI	-0.020	-2.55e-8
EZP8_RBR	0.006	0.0
EZP9_RBR	-0.001	0.0
EZP11_RBR	-0.013	0.0
ADV_DOWN	0.126	0.0
ADV_UP	0.667	0.0
EZP12_RBR	-0.040	0.0
EZP13_RBR	0.0	0.0

TABLEAU 5.3 – Éléments de corrections des données de pression avec la méthode du setup en prenant EZP13_RBR comme référence (à l’exception de EZP3_OSSI où EZP4_OSSI est pris comme référence après avoir été calé).

5.3.4 Reconstruction de la surface libre

La reconstruction de la surface libre à partir de la pression mesurée près du fond n’est pas un problème mathématique simple, en particulier dans la zone de déferlement où les vagues sont fortement non-linéaires. Mouragues et al. (2019) fournit une revue récente des méthodes de reconstruction existantes à partir de mesures de pression. Deux méthodes sont ici présentées et peuvent être utilisées pour reconstruire la surface libre : la reconstruction hydrostatique et la méthode classique de la fonction de transfert basée sur la théorie linéaire des vagues. Il existe également une reconstruction non-linéaire développée par Bonneton et al. (2018) que l’on ne détaille pas ici car l’étude se focalise sur une première approche en se replaçant dans les mêmes conditions que les approches classiques utilisées pour la dissipation par frottement et obtenir des résultats comparables avec l’analyse faite sur LEGOLAS.

5.3.4.1 Reconstruction hydrostatique

La reconstruction hydrostatique consiste à convertir les mesures de pression de fond observées en séries temporelles d’élévation de la surface libre en supposant l’approximation hydrostatique, c’est-à-dire en négligeant l’accélération verticale de l’eau dans l’équation de la quantité de mouvement. L’élévation hydrostatique de la surface libre η_H s’écrit :

$$\eta_H = \frac{P(t) - P_{atm}}{\rho g} - D \quad (5.6)$$

La reconstruction hydrostatique fournit de bonnes estimations de l’élévation de la surface libre pour les vagues très longues telles que les tsunamis, les ondes de tempête et les ondes de marée,

caractérisées par une très faible dispersion. La reconstruction hydrostatique a également été appliquée pour estimer l'élévation de la surface libre des vagues courtes dans la zone de déferlement interne, où les processus non-hydrostatiques ont été considérés comme négligeables (Raubenheimer et al., 1996; Senechal et al., 2013). Cependant, il a été démontré que cette méthode peut sous-estimer considérablement la hauteur significative et individuelle des vagues dans la zone de déferlement externe (par exemple, Martins et al. (2017)) et interne (Van Dorn, 1978; Martins et al., 2020). En effet, alors que l'on s'attend à ce que les effets hydrostatiques soient importants près du point de déferlement, où les vagues sont caractérisées par des faces abruptes et de fortes accélérations verticales, Martins et al. (2020) a montré que les processus non-hydrostatiques sont également importants dans la zone de déferlement interne. Par conséquent, des méthodes de reconstruction non-hydrostatiques sont nécessaires pour estimer le champ de vagues dans les zones côtières.

5.3.4.2 Reconstruction linéaire

La méthode non-hydrostatique la plus couramment utilisée est la *méthode de la fonction de transfert* (« Transfer Function Method » - TFM en anglais), qui approxime la vitesse potentielle au premier ordre de la pente de la vague sur la base de la théorie linéaire des vagues (Bishop and Donelan, 1987). Cette méthode de reconstruction linéaire peut s'écrire comme suit pour reconstituer l'élévation de la surface libre linéaire η_L :

$$\eta_L = \mathcal{F}_t^{-1}(\mathcal{F}_t(\eta_L)) \quad (5.7)$$

issue de la TFM :

$$\mathcal{F}_t(\eta_L) = \frac{\mathcal{F}_t(\eta_H)}{K_p} \quad (5.8)$$

avec $\mathcal{F}_t(\cdot)$ la transformée de Fourier, $\mathcal{F}_t^{-1}(\cdot)$ son inverse et K_p le facteur de correction (non-hydrostatique) de la fonction de transfert appliqué à la reconstruction hydrostatique :

$$K_p = \frac{\cosh(kz_b)}{\cosh(kD)} \quad (5.9)$$

avec k estimé à partir de la relation de dispersion donnée Eq. 2.13.

La TFM a d'abord été utilisée pour corriger l'atténuation du signal de pression avec la profondeur et calculer les caractéristiques des vagues dans les eaux profondes et côtières (Guza and Thornton, 1980). La TFM a démontré qu'elle estimait bien les paramètres intégrés associés aux vagues linéaires avec des erreurs inférieures à 10% (par exemple, Guza and Thornton (1980); Tsai et al. (2005)), mais il n'est pas recommandé d'utiliser la TFM pour estimer les paramètres individuels des vagues tels que la hauteur et la forme de chaque vague (Bishop and Donelan, 1987; Mouragues et al., 2019). Lorsque les non-linéarités deviennent importantes à des profondeurs moindres, le facteur de correction est sous-estimé à des fréquences relativement élevées (généralement pour une fréquence $f > 2f_p$; par exemple, Smith (2002); Martins et al. (2020)),

ce qui conduit à une explosion de la solution TFM dans cette partie du spectre. Récemment, [Bonneton and Lannes \(2017\)](#) et [Bonneton et al. \(2018\)](#) ont montré que le gonflement de la partie haute fréquence du spectre est également dû aux non-linéarités des ondes et à la présence d’harmoniques secondaires. Étant donné que ces harmoniques sont liées en phase avec les composantes fondamentales, l’utilisation de la relation de dispersion linéaire dans la TFM conduit à une forte surestimation de leur nombre d’ondes k , qui à son tour surestime K_p dans l’Eq. 5.9 ([Bonneton and Lannes, 2017](#)). Ce problème est généralement surmonté par l’utilisation d’une fréquence de coupure f_{max} , qui est généralement définie empiriquement selon différentes approches possibles ([Smith, 2002](#)). Néanmoins, le fait que la TFM nécessite une fréquence de coupure empêche d’estimer avec précision la densité d’énergie dans la partie haute fréquence du spectre, ce qui implique que la surface libre des ondes fortement non-linéaires ne peut pas être correctement décrite ([Martins et al., 2017](#); [Bonneton et al., 2018](#); [Mouragues et al., 2019](#); [Martins et al., 2020](#)). Une approche suggérée par Léo Seyfried au Shom se base sur la limitation du facteur K_p avec :

$$K_{p,min} = \frac{\cosh(kz_b/(D - z_b))}{\cosh(kD/(D - z_b))} \quad (5.10)$$

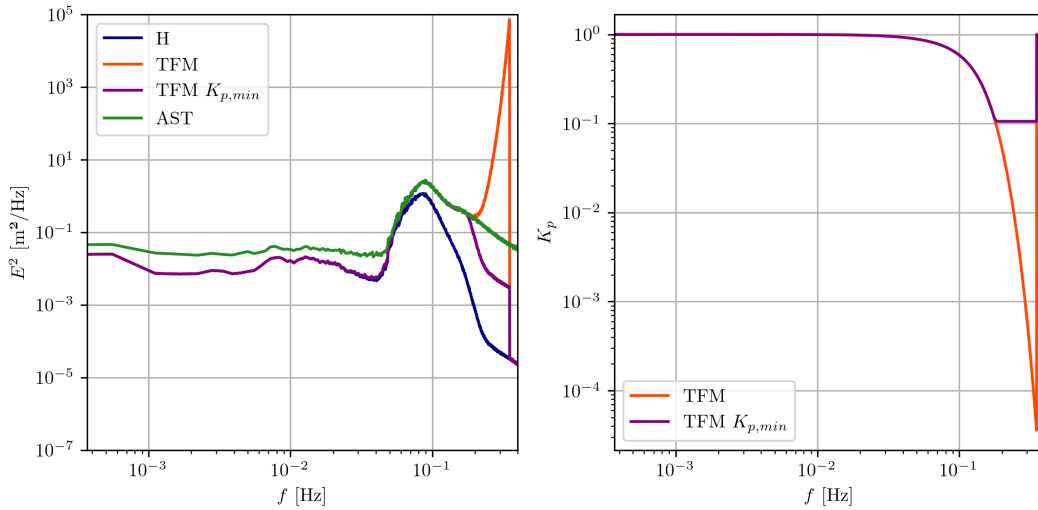


FIGURE 5.9 – (gauche) Graphes des spectres moyens issus de l’altimètre (AST en vert) et reconstruits à partir de la méthode hydrostatique (en bleu), de la méthode linéaire (en orange) et de la méthode linéaire avec limitation par $K_{p,min}$ (en violet). (droite) Comparaison des valeurs de K_p fréquentiel sans limitation (en orange) et avec limitation (en violet). Les données sont affichées pour le capteur EZP1.

Cette limitation est intéressante car elle intervient directement, sans estimation empirique, au niveau de la fréquence à partir de laquelle la TFM sous-estime K_p (qui intervient pour $K_{p,min} \approx 0.1$) comme montré sur la Figure 5.9, qui compare les spectres moyennés observés en EZP1, là où la profondeur est importante, au niveau du capteur de pression et au niveau de l’altimètre. Au-delà de la fréquence pour laquelle intervient la limitation, le spectre de pression est certes sous-estimé par rapport aux données de l’altimètre, mais la perte d’information sur la densité d’énergie dans la partie haute du spectre est minimisée. Ainsi, l’estimation empirique de

la fréquence de coupure de la TFM n'est plus nécessaire et l'estimation des paramètres intégrés gagne en précision. Cette limitation est utilisée avec la méthode de reconstruction linéaire pour générer les spectres de densité d'énergie pour chaque burst.

5.3.5 Calcul des paramètres intégrés

A partir des spectres de densité d'énergie moyennés temporellement sur l'ensemble des bursts pour chaque capteur, on identifie les intervalles fréquentiels associés aux différents types de vagues. L'analyse de la Figure 5.10 nous montre qu'on peut identifier deux domaines :

- les ondes infragravitaires (IG) au début du spectre, jusqu'à 0.04 Hz, qui sont à la limite avec les ondes « Very Low Frequency » (VLF) (la division classique entre VLF et IG est estimée entre 0.005 et 0.008 Hz d'après [Sous et al. \(2019\)](#)), avec un développement classique à l'approche du rivage. L'établissement d'une fréquence de coupure VLF/IG doit être davantage explorée ;
- les vagues courtes (SW) autour de la fréquence pic de 0.07 à 0.10 Hz, sur un intervalle compris entre 0.04 et 0.35 Hz. C'est sur cette bande de fréquences que sera concentrée l'analyse puisqu'elle contient la plus grande partie de l'énergie.

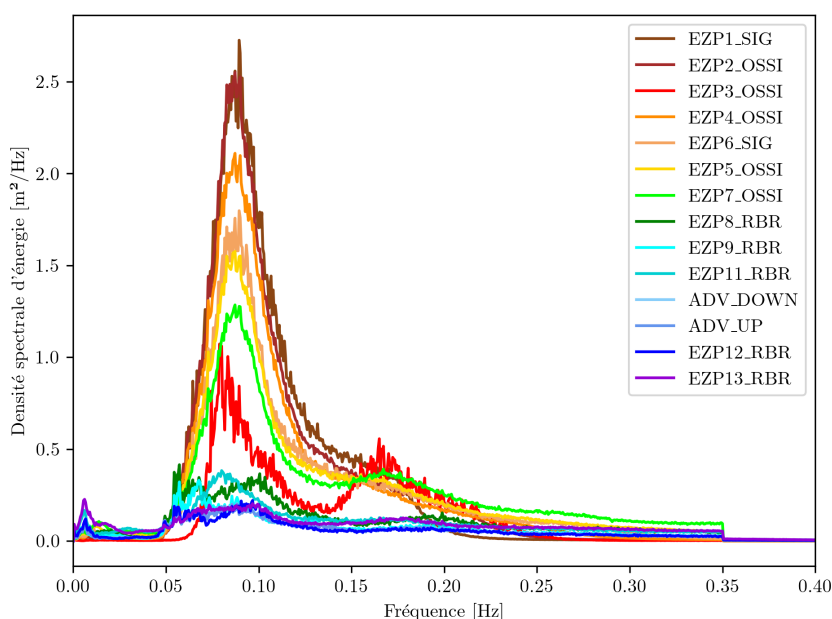


FIGURE 5.10 – Spectre moyen de densité d'énergie pour chaque capteur de pression sur la période de mesures commune à tous les capteurs.

Les hauteurs significatives associées aux SW $H_{s,SW}$ sont calculées grâce à l'Eq. 2.52. Dans l'intervalle SW, les périodes pics T_p et moyennes T_{m01} (Eq. 2.53) sont également calculées. Sur la Figure 5.10, l'apparition d'un deuxième pic dans les hautes fréquences pour le capteur EZP3_OSSI s'explique par le fait que le capteur n'a enregistré des mesures que les trois derniers jours de la

campagne, début Novembre, lors d'un régime de tempête. Ce régime de tempête a favorisé l'apparition de surharmoniques comparés aux régimes de houle bien établis qui ont prédominé durant la campagne.

5.3.6 Hypothèses de propagation

Il apparaît raisonnable de considérer les vagues comme étant purement « cross-shore », i.e. qu'elles se propagent perpendiculairement au rivage, ayant été progressivement réfractées sur la pente douce du tombant jusqu'à être normales au niveau de la plate-forme. La Figure 5.10 ci-dessus montre que le transfert non-linéaire vers les ondes longues, notamment IG, des SW reste relativement faible. Dans la suite, puisque l'on se focalise que sur les conditions non-déferlantes, on fait l'hypothèse que dans ces conditions, les contributions du déferlement et du transfert non-linéaire vers les IG sont négligeable devant la dissipation par frottement sur le fond.

On fait l'hypothèse que les processus hydrodynamiques s'équilibrent au niveau du platier et que la présence du pied de falaise bloque le transport de matière, les courants générés par les vagues restent modérés et n'influent pas significativement sur la propagation globale de celles-ci.

5.3.7 Identification des zones non-déferlantes

Dans cette étude, on s'intéresse uniquement aux conditions non-déferlantes, où la dissipation est uniquement contrôlée par le frottement sur le fond. Pour cela, le rapport $\gamma = H_{rms,SW}/D$ est analysé et comparé aux données de la station vidéo. La Figure 5.11 montre les variations temporelles de γ pour chaque capteur. Il y varie entre 0.05 et 0.6, avec un palier atteint au niveau des stations EZP5, EZP7, EZP8 et EZP9 qui varie en fonction des conditions de vagues. Plus les vagues sont énergétiques, plus la zone de déferlement se décale vers le large au niveau du tombant, entre les stations EZP5 et EZP7. A l'inverse, moins elles sont énergétiques, plus la zone de déferlement se décale sur la plate-forme, entre les stations EZP8 et EZP13.

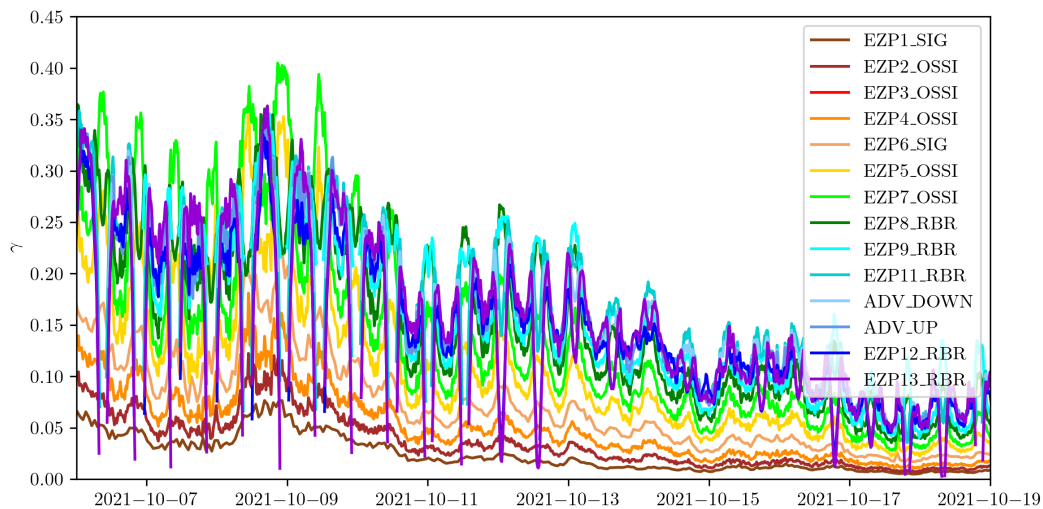


FIGURE 5.11 – Série temporelle du coefficient γ pour chaque capteur de pression.

Il est difficile d'évaluer une valeur de γ limite entre conditions non-déferlantes et déferlantes. Sur la période d'intérêt, on prend comme valeur limite $\gamma = 0.25$, valeur maximale observée pour les conditions calmes sur la plate-forme. Cette valeur est plutôt conservative comparée aux autres seuils établis dans les études précédentes : Thornton and Guza (1983) notaient une valeur élevée de 0.42 sur une pente de 2/100, McCowan (1894) estimait une valeur de 0.36 sans prise en compte de la pente alors que Guérin et al. (2018) trouvent une valeur de 0.32 pour une pente douce de 1/1000. A partir des timestacks générés par la caméra 1 de la station vidéo et traités par le GET, les valeurs des longueurs des rouleaux de déferlement L_r sont extraites en chaque pixel du transect. Ces valeurs sont interpolées sur les positions des stations et comparées aux valeurs de γ observées à chaque instant. Globalement, le critère de déferlement augmente avec la longueur des rouleaux avec une forte variabilité. Cependant, aucune valeur marquante de γ ne peut en être déduite pour établir une valeur seuil pour le critère de déferlement et la forte variabilité observée ne permet d'établir de relation linéaire robuste entre les deux paramètres.

5.3.8 Calcul des caractéristiques incidentes

Sur le site d'étude, deux zones de réflexion possibles sont identifiées :

- une réflexion progressive le long du système, en particulier sur le tombant plus pentu ;
- une réflexion plus localisée sur le pied de falaise.

Sur le tombant, entre les stations EZP1 et EZP7, l'estimation du coefficient de réflexion est réalisée avec les données de l'ADCP en EZP1. Comme précisé dans la Section 5.2.3, la direction de la houle est restée relativement constante autour de 300° au niveau du houlographe en EZP0 et ne varie pas après propagation en EZP1 comme le montre le spectre moyenné temporellement Figure 5.12. Sur ce spectre, on observe très nettement une houle principale entre 250 et 350° avec un pic à 300° avec une fréquence pic de 0.07-0.08 Hz. Une houle secondaire est générée par la réflexion à l'opposé, autour de la direction pic de 120° . A partir des spectres générés à partir des bursts horaires, les hauteurs H_s sont calculées en directionnel entre 250 et 300° pour les vagues incidentes et entre 90 et 150° pour les vagues réfléchies et en fréquentiel sur la bande de fréquence SW (0.04-0.35 Hz). Le coefficient de réflexion K_{refl} global, caractérisant l'ensemble du système tombant et estran, en est ensuite déduit pour l'ensemble des niveaux de marée.

Au niveau de la plate-forme, la méthode à 3 sondes sur fond en pente décrite dans la Section 4.2.4.1 est utilisée pour estimer les hauteurs H_s incidentes et réfléchies ainsi que le coefficient de réflexion entre les stations EZP7 et EZP13.

5.3.9 Calcul de la dissipation par frottement

Ici, les études se focalisent sur la plate-forme entre les stations EZP7 et EZP13 pour évaluer l'effet de la dissipation par frottement sur l'atténuation des vagues et comparer avec les résultats en laboratoire obtenus dans la Section 4.3.2.4.

Pour cela, seules les conditions non-déferlantes, pour lesquelles $\gamma < 0.25$, sont considérées. Ensuite, la dissipation incidente mesurée ε_t est calculée à partir du gradient de flux d'énergie

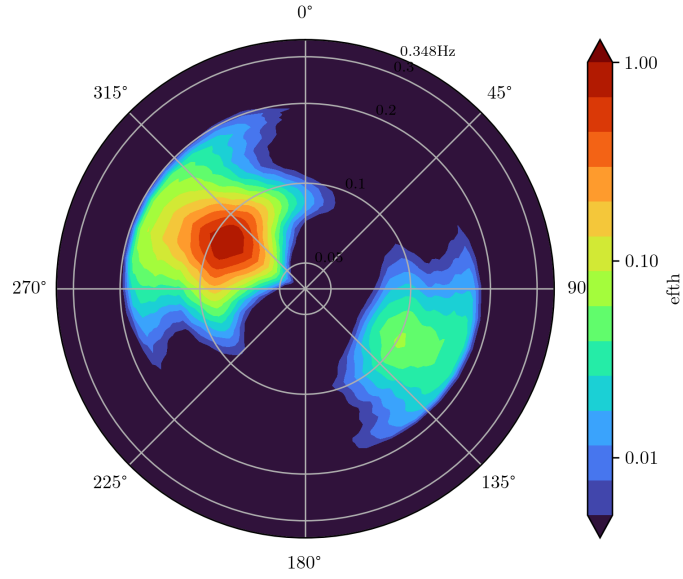


FIGURE 5.12 – Spectre directionnel moyen sur la période de mesure en EZP1

donné par l'Eq. 3.2. Selon l'hypothèse que le seul processus dissipatif présent est le frottement sur le fond, ε_t vaut la dissipation par frottement sur le fond ε_f . Pour modéliser celle-ci, on se base sur l'approche frottement sur le fond donnée par l'Eq. 3.9. On peut alors estimer le facteur de frottement f_w pour chaque burst, au niveau de chaque capteur, grâce à la relation suivante :

$$f_w = \varepsilon_f \frac{4\sqrt{\pi}}{\rho} \left(\frac{T_p \sinh kD}{\pi H_s / \sqrt{2}} \right)^3 \quad (5.11)$$

où H_s est la hauteur significative incidente SW estimée à partir de la méthode à 3 sondes.

5.3.10 Modélisation de la rugosité hydraulique de la plate-forme rocheuse

On se base sur le modèle de rugosité hydraulique déterminé empiriquement grâce aux données laboratoire LEGOLAS et donné par l'Eq. 4.41. L'analyse des données de microtopographie issues des profils DGPS nous permet d'estimer les valeurs suivantes des métriques de la rugosité : $\sigma_N = 0.17$ m, $Sk_N = 0.63$, $ES_{N,x} = 3.71$ et $\Delta_N = 0.25$, ce qui nous donne une rugosité hydraulique modélisée $k_{r,m}$ égale à 3.86 m, que l'on utilise pour tracer les facteurs f_w mesurés en fonction du rapport A_o/k_r .

5.4 Résultats

Dans cette section, la transformation globale des vagues sur l'ensemble du transect est présentée avec identification des forçages (conditions de vagues et niveau de marée), avant une analyse

focalisée sur la réflexion au niveau du tombant et du pied de falaise et sur le frottement au niveau de la plate-forme.

5.4.1 Transformation des vagues

Pour différentes conditions de vagues (calmes et énergétiques) et différents niveaux de marée (marées basse et haute), les profils « cross-shore » de hauteurs $H_{s,SW}$ sont présentés Figure 5.13. Pour une marée haute, les conditions énergétiques sont représentées en rouge et les conditions calmes en vert. Pour une marée basse, les conditions énergétiques sont représentées en cyan et les conditions calmes en bleu.

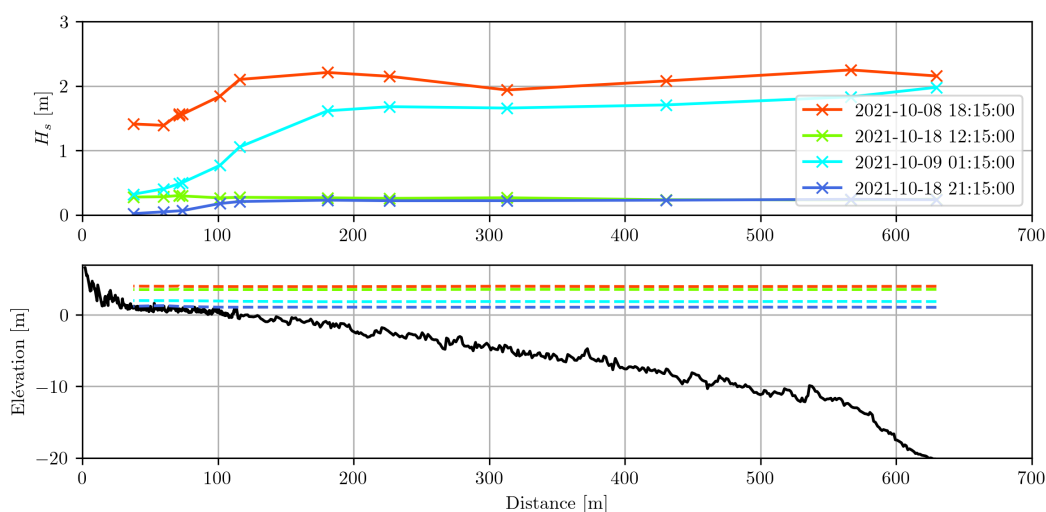


FIGURE 5.13 – Profils de hauteur $H_{s,SW}$ pour différentes conditions de vagues et niveaux de marée. En rouge, pour des conditions énergétiques à marée haute. En vert, pour des conditions calmes à marée haute. En cyan, pour des conditions énergétiques à marée basse. En bleu, pour des conditions calmes à marée basse. Le profil d’élévation par rapport au ZH du fond est représenté en noir.

On constate que pour les conditions énergétiques, quelle que soit la marée, la levée a lieu à une distance d’environ 200 m par rapport à la côte, avant que n’intervienne le déferlement autour de 150 m et que le taux de dissipation est identique à partir d’une distance de 100m, quoique légèrement supérieur pour une marée basse, avant que le profil ne stagne autour de 50-60m. Pour des conditions calmes, peu importe le niveau de marée, quasiment aucune dissipation n’est observée, même si on observe une légère diminution du profil à la fin de la plate-forme.

L’analyse plus en détail des spectres de densité d’énergie pour différentes zones (Figure 5.14), pied du tombant en EZP1, pente du tombant en EZP4, sommet du tombant en EZP7, début de la plate-forme en EZP9 et fin de la plate-forme en EZP13, montre l’évolution de la répartition d’énergie spectrale selon les conditions :

- 2021-10-08 à 18 :15 :00 : conditions énergétiques à marée haute ;
- 2021-10-18 à 12 :15 :00 : conditions calmes à marée haute ;
- 2021-10-09 à 01 :15 :00 : conditions énergétiques à marée basse ;

— 2021-10-18 à 21 :15 :00 : conditions calmes à marée basse.

Pour une marée haute avec conditions énergétiques (Figure 5.14A), le spectre est resserré autour de 0.07 Hz, avec présence de fréquences surharmoniques vers 0.14 et 0.21 Hz, qui sont dissipées en EZP13, et une nette décroissance du spectre du large vers le rivage est observée, avec un léger transfert progressif vers les ondes IG.

Pour une marée basse avec conditions énergétiques (Figure 5.14C), le spectre est également resserré, autour de 0.075 Hz cette fois-ci, et on observe une dissipation plus importante au niveau du pied du tombant entre EZP1 et EZP4. L'énergie des vagues est presque complètement dissipée en arrivant sur la plate-forme en EZP9 et EZP13. Le transfert vers les ondes IG et les fréquences surharmoniques est plus faible et se fait surtout au niveau de EZP7 (zone de déferlement).

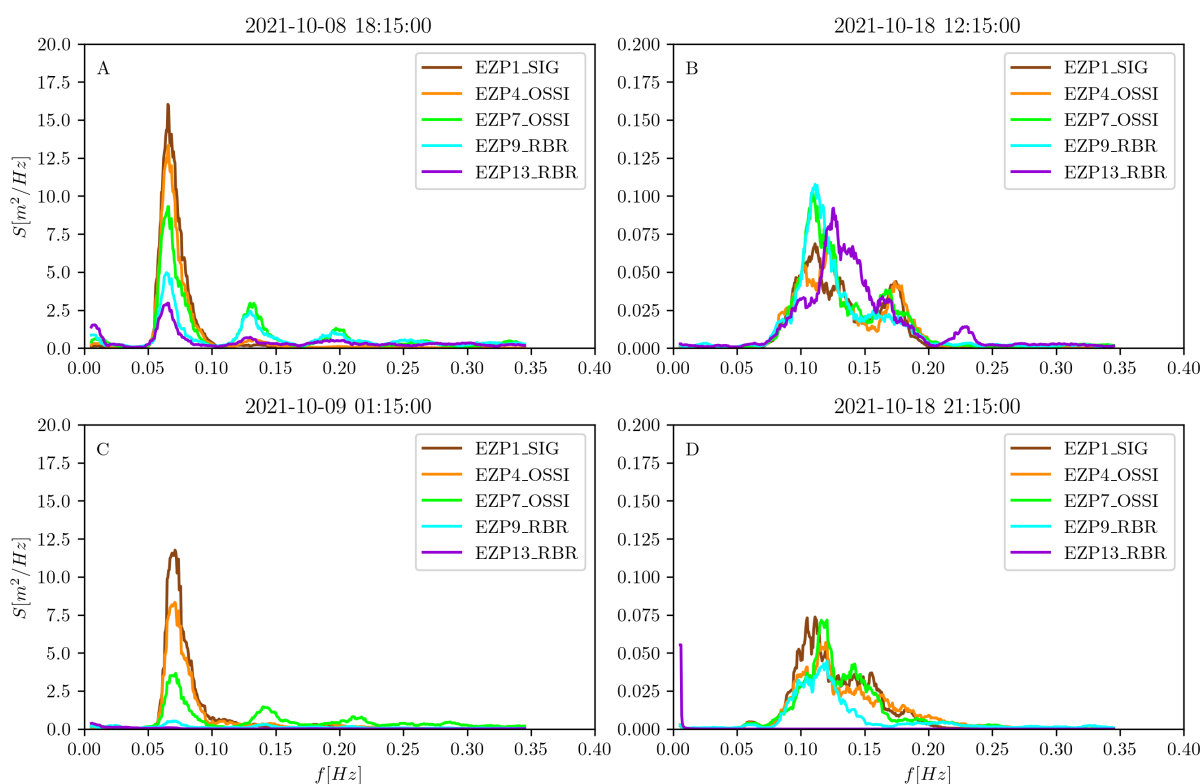


FIGURE 5.14 – Evolution des spectres de densité d'énergie au niveau des stations EZP1, EZP4, EZP7, EZP9 et EZP13 pour différentes conditions de vagues et de niveaux de marée : A. conditions énergétiques à marée haute, B. conditions calmes à marée haute, C. conditions énergétiques à marée basse, D. conditions calmes à marée basse.

Pour une marée haute avec des conditions calmes (Figure 5.14B), le spectre est plus étalé autour de 0.12 Hz, caractéristique d'une mer du vent, avec augmentation de la densité d'énergie sur le sommet du tombant entre EZP7 et EZP9 due probablement à la levée. Le spectre est ensuite décalé vers une fréquence pic de 0.14 Hz avec un développement des fréquences surharmoniques et une dissipation peu marquée en EZP13.

Pour une marée basse avec des conditions calmes (Figure 5.14D), le spectre est également étalé autour de 0.12 Hz avec diminution progressive de la densité d'énergie au pied du tom-

bant entre EZP1 et EZP4 avant de stagner jusqu'à EZP7. L'énergie est ensuite progressivement complètement dissipée, d'abord au niveau des fréquences surharmoniques, entre EZP9 et EZP13 avec un décalage vers la fréquence pic de 0.14 Hz sur la plate-forme. Sur l'ensemble du profil, on observe un léger pic au niveau de la fréquence 0.07 Hz.

On constate que les conditions énergétiques favorisent un transfert non-linéaire d'énergie de la bande SW vers la bande IG et contribuent aux développements des fréquences surharmoniques dans la zone de déferlement au sommet du tombant, qui sont ensuite dissipées sur la plate-forme. L'analyse quantitative réalisée ici montre que ces transferts non-linéaires vers la bande IG ne sont pas le processus dominant sur ce site. Les niveaux de marée semblent avoir une influence peu marquée sur la dissipation des vagues. Ils influent légèrement sur le taux de dissipation dans la zone de déferlement et sur la localisation de celle-ci. Pour des conditions calmes, l'énergie est très peu dissipée sur l'ensemble du profil et tend parfois à augmenter en pied de falaise, avec un décalage du pic vers les hautes fréquences. Ce constat surprenant est à analyser en regard des transferts non-linéaires qui peuvent s'opérer entre la bande SW et la bande VLF/IG.

5.4.2 Réflexion des vagues

L'analyse des coefficients de réflexion réalisée sur l'ensemble des données sur le tombant au niveau de la station EZP1 montre que, globalement, le site présente une réflexion assez importante, avec des coefficients variant entre 10 et 60%, avec une moyenne autour de 40%, comme présenté sur la Figure 5.15. On constate que le coefficient reste assez constant et indépendant des conditions de vagues ou des niveaux de marée. Il tend à être plus faible (autour de 20%) pour des conditions énergétiques et plus important (autour de 50%) pour des profondeurs supérieures à 24 m, observées pour les marées hautes des grandes marées.

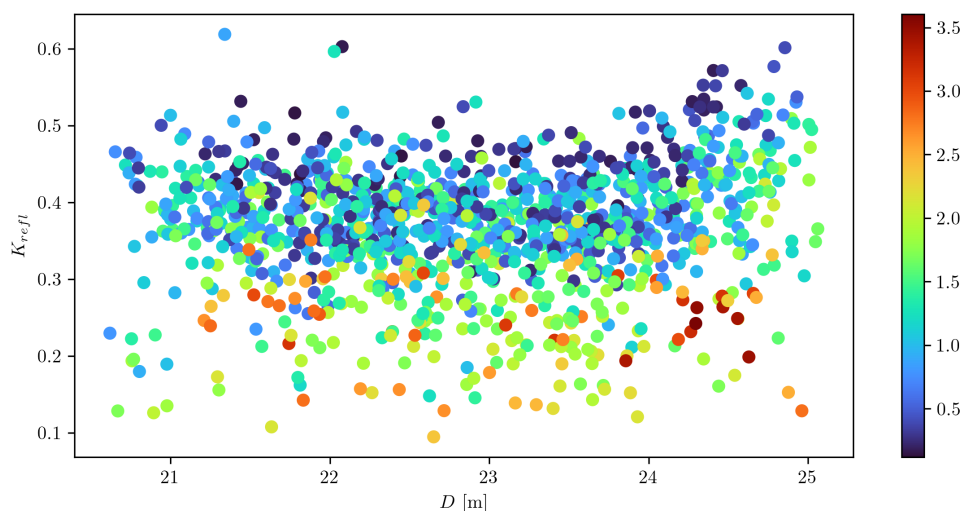


FIGURE 5.15 – Coefficient de réflexion en fonction de D coloré par hauteur de vagues incidentes au niveau de EZP1.

Cette observation est cohérente puisque les processus dissipatifs tels le déferlement ou le frottement deviennent dominants lorsque la profondeur diminue (marée basse) ou lorsque les conditions de vagues sont énergétiques.

Au niveau de la plate-forme, la réflexion observée avec la méthode à trois sondes est plus importante, toujours supérieure à 30% et varie en moyenne entre 40 et 60%, pouvant aller jusqu'à 90% comme montré sur la Figure 5.16. Elle tend à diminuer avec la profondeur, bien qu'elle stagne autour de 50% pour des profondeurs supérieures à 3 m. Globalement, plus les conditions sont énergétiques, moins la réflexion est importante sur le jeu de données analysé à cause de la dominance des processus dissipatifs.

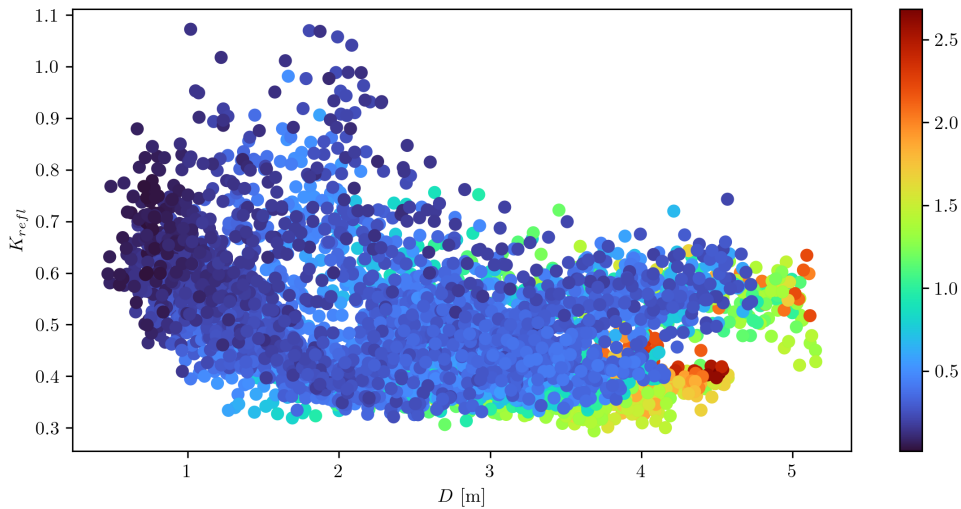


FIGURE 5.16 – Coefficient de réflexion en fonction de D coloré par hauteur de vagues incidentes au niveau de la plate-forme.

5.4.3 Facteur de frottement

La Figure 5.17 illustre la relation entre le facteur de frottement des vagues f_w mesuré (Eq. 5.11) et le rapport A_o/k_r sur la plate-forme rocheuse, entre les stations EZP8 et EZP13. On suppose tout d'abord que $k_r = k_r^{\sigma_N}$, une fonction mono-échelle dépendant uniquement de σ_N dont le coefficient de proportionnalité a été ajusté sur l'ensemble des facteurs f_w mesurés à 18 : $k_r^{\sigma_N} = 18\sigma_N$. L'ensemble des f_w mesurés est affiché avec le niveau de couleur correspondant à la profondeur locale D et sont ensuite moyennés sur des intervalles logarithmiques de A_o/k_r (en gris). Une comparaison supplémentaire est faite avec la prévision de la formulation théorique de l'équation 3.11 donnée par Madsen et al. (1989) avec la paramétrisation de Sous et al. (2023).

Le facteur de frottement moyenné par intervalle varie entre 0.31 et 205.59. La tendance générale des données f_w montre le comportement attendu, c'est-à-dire une diminution du frottement pour l'augmentation du rapport A_o/k_r . Pour un $A_o/k_r^{\sigma_N}$ constant, le coefficient f_w tend à diminuer lorsque la profondeur augmente. À des fins de comparaison avec d'autres ensembles de données, la plage de A_o/k_r couverte par la présente étude sur la plate-forme rocheuse corres-

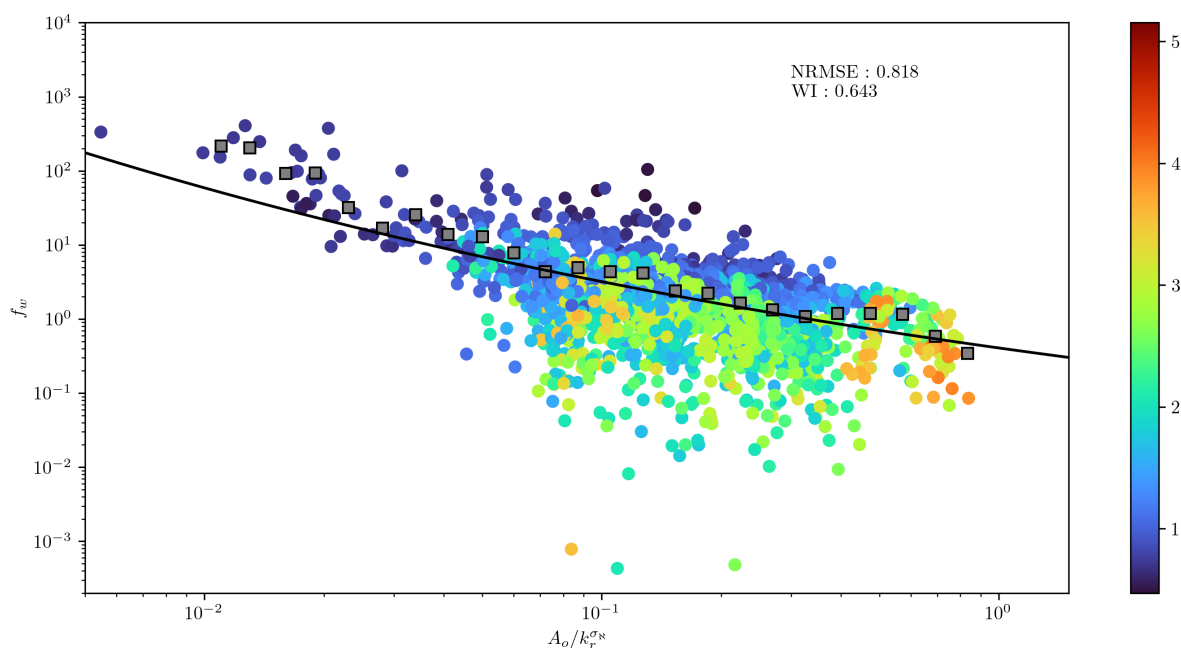


FIGURE 5.17 – Nuage de points du facteur mesuré f_w en fonction de $A_o/k_r^{\sigma_N}$, où $k_r^{\sigma_N}$ est la rugosité hydraulique modélisée à l’aide d’une relation mono-échelle comme $k_r^{\sigma_N} = 18\sigma_N$, colorés en fonction de la profondeur D . Les carrés gris représentent les valeurs moyennées par intervalle de f_w . La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023).

pond à $0.10 < A_o/\sigma_N < 19.28$, c’est-à-dire cohérente avec les autres jeux de données issus des sites rocheux (Lowe et al., 2005a; Lentz et al., 2016; Poate et al., 2018; Gon et al., 2020) et avec les expériences en laboratoire LEGOLAS. Le coefficient f_w mesuré montre un accord global raisonnable avec la prévision du modèle de frottement (NRMSE=0.815, WI=0.643).

5.4.4 Modélisation de la rugosité hydraulique

Le facteur de frottement des vagues f_w est ensuite tracé en fonction de $A_o/k_{r,m}$ afin d’évaluer l’amélioration apportée par la prise en compte de mesures statistiques supplémentaires de la topographie dans la définition de la rugosité hydraulique. Les résultats affichés dans la figure 5.18 montrent un meilleur ajustement des données que pour le modèle mono-échelle de la figure 5.17. La concordance avec le modèle de frottement est cependant amoindrie, avec une augmentation de la NRMSE (0.863) et une légère diminution des valeurs WI (0.640).

Ce constat est encourageant pour la poursuite de l’analyse laboratoire, dont est issue la formulation de la rugosité hydraulique modélisée, et permet un ajustement immédiat du facteur de frottement sans besoin d’estimer empiriquement une valeur de k_r à partir des données hydrodynamiques des vagues.

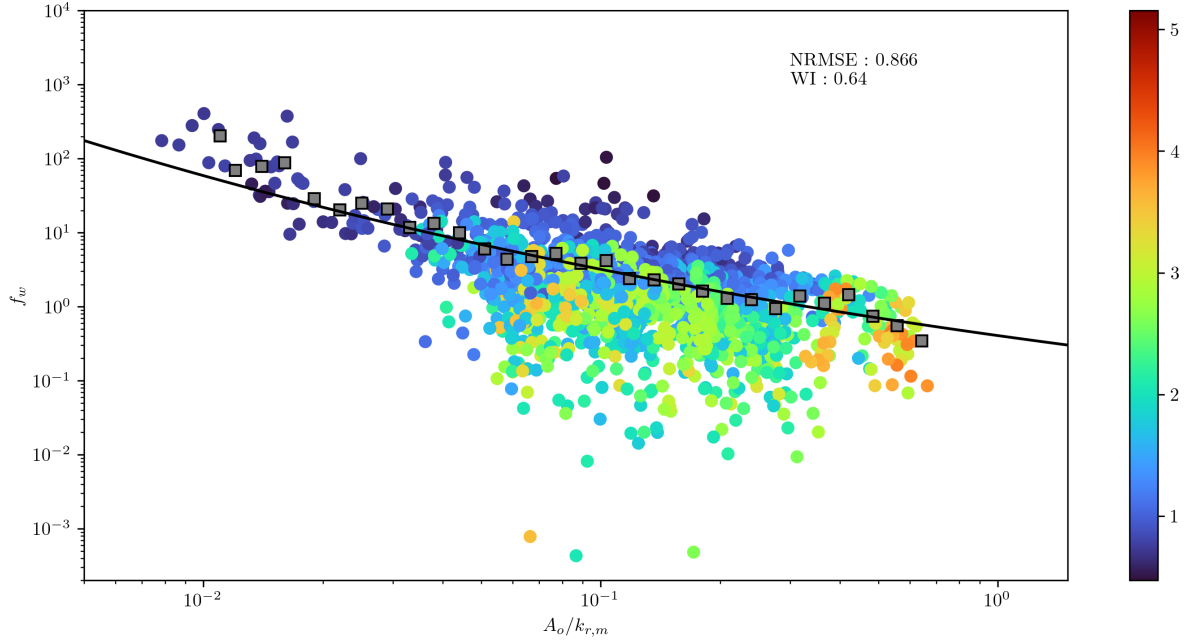


FIGURE 5.18 – Nuage de points du facteur mesuré f_w en fonction de $A_o/k_{r,m}$ colorés en fonction de la profondeur D . Les carrés gris représentent les valeurs moyennées par intervalle de f_w . La ligne noire continue représente la prévision de Madsen (1995) (équation 3.11) en utilisant la paramétrisation de Sous et al. (2023).

5.5 Conclusion

Cette campagne de mesures a permis de générer une nouvelle base de données sur l’hydrodynamique des vagues en milieu rugueux, avec ici des macro-rugosités pouvant émerger dans la zone de déferlement. Ces mesures sont complétées par des relevés topographiques à haute résolution de la rugosité du fond au niveau de la plate-forme rocheuse. Les premières analyses se sont focalisées sur les données de pression afin d’avoir une vue d’ensemble de la propagation et de la transformation des vagues sur la période de mesure commune à tous les capteurs. Il en ressort que les conditions de vagues sont assez variables, avec une direction constante et quasi-normale au trait de côte, sans dépendance notable aux conditions météorologiques locales. Le passage dans la bathymétrie complexe au pied du tombant ne semble pas modifier significativement les caractéristiques de propagation des vagues, qui ne sont pas davantage réfractées. La réflexion est assez importante, autour de 40-50% que ce soit sur le tombant ou au pied de la falaise et ne présente pas de dépendance majeure aux conditions de vagues incidentes ou de niveaux de marée, bien qu’une légère diminution soit observée pour une augmentation de la profondeur. Les transferts non-linéaires, minoritaires, sont observés de la bande SW à la bande IG au niveau du pied de falaise. L’étude du critère de déferlement montre que dans l’ensemble, le déferlement est observé au sommet du tombant pour les faibles niveaux de marée et les conditions calmes de vagues, et plus en amont sur la plate-forme pour les niveaux de marée élevés et les conditions énergétiques. Les conditions non-déferlantes sont sélectionnées en dessous d’une valeur limite du

critère de déferlement, ici fixée à 0.25, au niveau de la plate-forme rocheuse afin d'en déduire le facteur de frottement. Ce facteur de frottement empirique, et comparable aux autres jeux de données des sites rocheux, est comparé au facteur de frottement modélisé à partir de la formulation de la rugosité hydraulique de l'approche frottement sur le fond déterminée grâce aux expériences laboratoires. Il en ressort que le modèle s'ajuste correctement aux mesures, sans besoin de paramétrer les coefficients du modèle de rugosité hydraulique. Ce premier résultat préliminaire, basé sur les relevés topographiques à haute résolution, est encourageant pour la suite des études sur la dissipation par frottement en milieu rugueux.

Chapitre 6

Synthèse et perspectives

6.1 Synthèse générale

La modélisation de la dissipation par frottement sur fond complexe et la connexion des paramètres hydrodynamiques des vagues aux caractéristiques de la rugosité du fond complexe impliquent la compréhension globale des processus physiques impactant les vagues se propageant en eau peu profonde, notamment la réflexion, le transfert non-linéaire généré par les interactions triples, le déferlement et enfin le frottement. Jusqu'à présent, la plupart des études se sont focalisées sur les plages sableuses à pente douce, pour lesquelles le déferlement est le processus dissipatif dominant et pour lesquelles les modèles reproduisent fidèlement les mesures. En revanche, pour les fonds complexes, le frottement peut dominer et la paramétrisation des modèles classiques de dissipation par frottement reste liée à la configuration du site étudié, ce processus étant encore assez peu documenté.

Afin d'appréhender davantage l'influence de la structure géométrique de la rugosité sur les paramètres hydrodynamiques contrôlant ce processus, trois axes majeurs ont été abordés durant la thèse : un premier axe centré sur l'état de l'art de la modélisation de la dissipation par frottement, un deuxième centré sur l'analyse d'une série d'expériences (LEGOLAS) dans un environnement contrôlé, et un troisième centré sur l'étude de la transformation des vagues sur une plate-forme rocheuse (EZPONDA) avec focalisation sur le facteur de frottement.

L'état de l'art a fait ressortir deux modèles classiques de dissipation par frottement intégrés en fréquence : le modèle de frottement sur le fond valable pour des petites rugosités et le modèle de traînée de volume valable pour des écoulements à faible submersion. Afin d'étudier la relation entre les paramètres hydrodynamiques de ces modèles et les caractéristiques de la rugosité, la base de données laboratoire LEGOLAS a été analysée en discriminant les différents processus impactant la transformation des vagues et en se focalisant sur la dissipation par frottement. L'optimisation des deux modèles classiques a mis en évidence la robustesse de leurs prévisions pour l'ensemble des conditions de vagues et des configurations de fond, hors de leurs limites théoriques. Globalement, le modèle de frottement sur le fond est moins robuste pour des écoulements à faible submersion et à faibles rapports A_o/k_r que le modèle de traînée de volume. Une piste

d'amélioration proposée est d'ajuster le calcul de la dissipation en se basant sur une nouvelle référence pour la vitesse estimée, non plus au fond, mais au sommet de la rugosité. Le modèle de traînée de volume développé sur des structures géométriques idéalisées a été étendu à des topographies naturelles et, à première vue, donnent des résultats corrects et satisfaisants pour l'ensemble des fonds rugueux.

Les paramètres hydrodynamiques déterminés empiriquement par optimisation des modèles ont ensuite été reliés à une ou plusieurs statistiques de la structure géométrique du fond. Il a été mis en évidence l'effet majeur de l'écart-type de l'élévation du fond, confirmant les observations d'études antérieures, combiné à l'effet de l'obstruction frontale et plane de la rugosité et de la directionnalité dans le cadre du modèle frottement sur le fond pour la rugosité hydraulique. Une relation multivariée a été mise en place et permet d'améliorer les performances prédictives du facteur de frottement par rapport à une relation simple basée uniquement sur l'écart-type. En revanche, une telle relation n'a pu être mise en place de façon satisfaisante avec le modèle traînée de volume. Une analyse rapide de l'effet de la rugosité sur le courant ne montre pas dans l'immédiat de relation évidente entre les magnitudes du courant moyen et les statistiques du fond.

La mise en place de la campagne de mesures *in situ* sur la plate-forme rocheuse de Socoa à l'automne 2021 a permis la génération d'une base de données de l'hydrodynamique des vagues sur un terrain naturel. Le site de Socoa présente des éléments de rugosité pouvant émerger, appelés macro-rugosités, qui peuvent influencer la transformation des vagues, notamment en pied de falaise sur la dissipation par frottement. Pendant la campagne, un transect instrumenté de 14 capteurs a été déployé sur une période commune de 3 semaines mesurant la pression au fond et la vitesse du courant. Cette installation a été complétée par des observations météorologiques, marégraphiques, du forçage au large et de la surveillance vidéo. Cette base de données a été complétée par des relevés topographiques à haute résolution, ce qui permet de connecter l'hydrodynamique des vagues à la rugosité du fond dans l'analyse des données.

Les processus de réflexion et de transferts non-linéaires entre les bandes SW et IG et de déferlement ont été identifiés afin de ne se focaliser que sur les conditions incidentes non-déferlantes sur la plate-forme, pour lesquelles on suppose que la dissipation est uniquement contrôlée par le frottement sur le fond. On a ainsi identifié une réflexion assez importante du système, autour de 50%, quelles que soient les conditions. Les transferts non-linéaires sont ponctuels, voire négligeables comparés aux processus dissipatifs. Au niveau de la plate-forme, les vagues sont fortement atténuées lors de leur propagation pour l'ensemble des conditions observées. L'analyse du facteur de frottement montre que celui-ci est du même ordre de grandeur que ceux observés sur des sites rugueux étudiés précédemment (Lowe et al., 2007; Lentz et al., 2016; Poate et al., 2018; Gon et al., 2020; Sous et al., 2023). La confrontation du facteur de frottement modélisé à partir de la rugosité hydraulique multivariée, établie en laboratoire, aux mesures montre un bon ajustement du modèle à partir des données d'élévation du fond sans qu'il y ait besoin d'ajuster les coefficients de la relation multivariée.

Le plan de recherche est résumé ci-dessous, synthétisant les conclusions partielles des chapitres précédents :

- Un état de l’art des modèles de dissipation par frottement a été établi, mettant en évidence deux approches classiques ainsi que l’absence de consensus sur la détermination des paramètres hydrodynamiques à partir des propriétés statistiques du fond ;
- Deux bases de données ont été générées : une base de données laboratoire couvrant une large gamme de conditions de vagues et de configurations de fond rugueux en environnement contrôlé et une base de données de l’hydrodynamique des vagues sur un terrain naturel présentant des macro-rugosités complétée par des relevés topographiques à haute résolution décrivant finement la rugosité du fond ;
- Sur la base des expériences en laboratoire, l’optimisation du modèle de frottement sur le fond a montré que ses prévisions restaient robustes pour des écoulements à faible submersion. La connexion de la rugosité hydraulique optimisée aux statistiques de l’élévation du fond a mis en évidence l’effet dominant de l’écart-type et a permis l’établissement d’une relation multivariée. La confrontation de cette relation aux données terrain obtenues à Socoa donne des résultats satisfaisants ;
- L’optimisation du modèle de traînée de volume sur les données laboratoire montre qu’il est globalement plus robuste que le modèle de frottement sur le fond, mais il n’a pas été mis en évidence de relation directe entre le coefficient de traînée et les statistiques de l’élévation du fond ;
- L’analyse de la transformation des vagues pour Socoa montre que le site est réfléchissant, avec une dissipation par déferlement et par frottement marquée et une faible implication des transferts non-linéaires entre les bandes SW et IG.

6.2 Perspectives

6.2.1 A propos de la campagne laboratoire LEGOLAS

La campagne laboratoire LEGOLAS fournit un jeu de données assez conséquent sur la dissipation par frottement des vagues. Une analyse approfondie a d’ores et déjà été menée, mais il reste un certain nombre d’incertitudes et de pistes à explorer :

- L’amélioration des prévisions du modèle de frottement sur le fond en ajustant le calcul de la vitesse de référence ;
- L’établissement d’une relation entre le coefficient de traînée des modèles de traînée de volume et les statistiques de l’élévation du fond en décomposant C_d en deux termes : un terme purement hydrodynamique qui prendrait en considération les paramètres des vagues via le nombre KC et un terme purement topographique qui ne prendrait en compte que les statistiques ;

- Étudier l’effet du fond sur le terme de frottement classique en écoulement quasi-stationnaire basé sur des équations de couche limite turbulente logarithmique ou des paramétrisations empiriques (Manning ou Chézy par exemple) dans les modèles à phase résolue ;
- Reprendre l’analyse effectuée avec une analyse spectrale complète ;
- Approfondir l’analyse sur l’effet de la rugosité sur la dynamique de la quantité de mouvement, incluant l’effet du frottement sur les vagues et du courant de retour, et donc sur le terme de tension de radiation et sur la surcote, comme dans les travaux de [Buckley et al. \(2016\)](#), qui permettrait d’étudier la variation de la surcote générée par les vagues en fonction de la rugosité ;
- Bien que le jeu de données soit conséquent, il n’en reste pas moins limité par les conditions expérimentales. Un canal plus grand permettrait d’éviter la génération de vagues non-linéaires comme dans le cas de LEGOLAS, en travaillant dans des conditions non-déferlantes pour éviter les transferts non-linéaires et le déferlement. Reproduire des configurations de fond plus réalistes permettrait de développer les statistiques de l’élévation du fond. Sur le long-terme, il serait également intéressant d’étoffer la gamme des statistiques proposées.

6.2.2 A propos de la campagne terrain EZPONDA

La génération de la base de données EZPONDA a permis, dans le cadre de la thèse, de se focaliser sur la dissipation par frottement uniquement. Elle a vocation à être analysée bien au-delà du cadre de la thèse, notamment :

- En analysant l’ensemble des processus hydrodynamiques identifiés, par exemple la réflexion, le transfert non-linéaire, le déferlement et le frottement via les données de pression ;
- En allant plus loin grâce à l’analyse des données de courant sur la verticale et à l’extérieur/intérieur de la rugosité, par exemple en étudiant la surcote ou la circulation induite par les vagues ;
- En réalisant une analyse spectrale complète, comme dans [Sous et al. \(2023\)](#), pour analyser finement l’effet de la dissipation par frottement sur l’énergie spectrale ;
- En mettant en place une configuration pour le modèle spectral WW3 afin de valider le modèle de rugosité hydraulique obtenu à partir des expériences LEGOLAS.

6.2.3 Perspectives générales

Le modèle statistique issu de la relation multivariée établie entre la rugosité hydraulique et les statistiques de l’élévation du fond pour le modèle de frottement sur le fond s’est montré être correct pour l’analyse des coefficients de frottement sur le site de Socoa. Ce premier résultat encourageant reste à être confirmé pour d’autres sites rugueux. Il constitue donc une base qui vise à être complétée au fur et à mesure par comparaison avec des jeux de données existants (îles de Ré et Maupiti par exemple) et par acquisition de nouveaux jeux de données laboratoire ou

terrain, à condition de garder une méthodologie identique, c'est-à-dire étudier la bande SW dans le cadre de la théorie linéaire en conditions incidentes non-déferlantes et en l'absence de transferts non-linéaires avec un cadre commun pour la définition de la bathymétrie et de la rugosité, qui joue un rôle majeur dans l'analyse. Des travaux en cours visent à implémenter cette relation dans les routines de dissipation par frottement du modèle WW3, à configurer le modèle sur le site de Socoa et à valider cette nouvelle paramétrisation en comparant les sorties du modèle aux données expérimentales. Plus généralement, les modèles des paramètres hydrodynamiques (rugosité hydraulique et coefficient de traînée) issus de l'analyse de la base données LEGOLAS visent à être intégrés dans les modèles spectraux. Des travaux complémentaires sont également à mettre en place pour améliorer les modèles à phase résolue que ce soit les modèles intégrés sur la verticale (Boussinesq) ou les modèles 3D (SYMPHONIE, SWASH).

Bibliographie

- J. Aberle, V. I. Nikora, M. Henning, B. Ettmer, and B. Hentschel. Statistical characterization of bed roughness due to bed forms : A field study in the Elbe River at Aken, Germany. *Water Resources Research*, 46(3), 2010. doi : 10.1029/2008WR007406.
- N. W. H. Allsop and S. S. L. Hettiarachchi. Reflections from Coastal Structures. In *Coastal Engineering 1988*, pages 782–794, Costa del Sol-Malaga, Spain, 1989. American Society of Civil Engineers. doi : 10.1061/9780872626874.059.
- O. H. Andersen. *Flow in porous media with special reference to breakwater structures*. Hydraulics & Coastal Engineering Laboratory, Department of Civil Engineering . . . , 1994.
- L. N. Augustin, J. L. Irish, and P. Lynett. Laboratory and numerical studies of wave damping by emergent and near-emergent wetland vegetation. *Coastal Engineering*, 56(3) :332–340, 2009. doi : 10.1016/j.coastaleng.2008.09.004.
- J. M. Barros, M. P. Schultz, and K. A. Flack. Measurements of skin-friction of systematically generated surface roughness. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 72 :1–7, 2018.
- J. A. Battjes. Surf similarity. In *Proceedings of 14th Conference on Coastal Engineering*, volume 14, pages 466–480. ASCE, 1974. doi : <https://doi.org/10.9753/icce.v14.26>.
- J. A. Battjes. Shallow water wave modelling. In *Proc. Int. Symp. : Waves – Physical and Numerical Modeling*, volume I, pages 1–23, 1994.
- J. A. Battjes and J. Janssen. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In *Proceedings of 16th Conference on Coastal Engineering*, pages 569–587. ASCE, 1978.
- J. A. Battjes and M. J. F. Stive. Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. *Journal of Geophysical Research*, 90 :9159, 1985. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/JC090iC05p09159.
- J. Berkhoff. *Computation of Combined Refraction & Diffraction*, pages 471–490. 1972. doi : 10.1061/9780872620490.027.
- X. Bertin, A. de Bakker, A. van Dongeren, G. Coco, G. André, F. Ardhuin, P. Bonneton, F. Bouchette, B. Castelle, W. C. Crawford, M. Davidson, M. Deen, G. Dodet, T. Guérin, K. Inch,

- F. Leckler, R. McCall, H. Muller, M. Olabarrieta, D. Roelvink, G. Ruessink, D. Sous, E. Stutzmann, and M. Tissier. Infragravity waves : From driving mechanisms to impacts. *Earth-Science Reviews*, 177 :774–799, 2018. doi : 10.1016/j.earscirev.2018.01.002.
- E. Bird. *Coastal geomorphology : An introduction*. Chichester : John Wiley and Sons, 2000.
- C. T. Bishop and M. A. Donelan. Measuring waves with pressure transducers. *Coastal Engineering*, 11(4) :309–328, 1987. doi : 10.1016/0378-3839(87)90031-7.
- F. Biésel. Équations générales au second ordre de la houle irrégulière. *La Houille Blanche*, 3 : 372–376, 1952. doi : 10.1051/lhb/1952033.
- P. Bonneton and D. Lannes. Recovering water wave elevation from pressure measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 833 :399–429, 2017. doi : 10.1017/jfm.2017.666.
- P. Bonneton, D. Lannes, K. Martins, and H. Michallet. A nonlinear weakly dispersive method for recovering the elevation of irrotational surface waves from pressure measurements. *Coastal Engineering*, 138 :1–8, 2018. doi : 10.1016/j.coastaleng.2018.04.005.
- N. Booij, R. C. Ris, and L. H. Holthuijsen. A third-generation wave model for coastal regions : 1. Model description and validation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C4) : 7649–7666, 1999. doi : 10.1029/98JC02622.
- F. P. Bretherton and C. J. R. Garrett. Wavetrains in inhomogeneous moving media. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 302(1471) : 529–554, 1968. doi : 10.1098/rspa.1968.0034.
- M. L. Buckley, R. J. Lowe, J. E. Hansen, and A. R. Van Dongeren. Wave setup over a fringing reef with large bottom roughness. *Journal of Physical Oceanography*, 46(8) :2317–2333, 2016. doi : 10.1175/JPO-D-15-0148.1.
- H. Burcharth and O. Andersen. On the one-dimensional steady and unsteady porous flow equations. *Coastal engineering*, 24(3-4) :233–257, 1995.
- A. Busse and T. O. Jelly. Influence of Surface Anisotropy on Turbulent Flow Over Irregular Roughness. *Flow, Turbulence and Combustion*, 104(2) :331–354, 2020. doi : 10.1007/s10494-019-00074-4.
- D. Chung, N. Hutchins, M. P. Schultz, and K. A. Flack. Predicting the drag of rough surfaces. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 53 :439–471, 2021.
- S. E. Coleman, V. I. Nikora, S. R. McLean, and E. Schlicke. Spatially Averaged Turbulent Flow over Square Ribs. *Journal of Engineering Mechanics*, 133(2) :194–204, 2007. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9399(2007)133:2(194).
- J. I. Collins. Prediction of shallow-water spectra. *Journal of Geophysical Research*, 77(15) : 2693–2707, 1972.

- W. R. Dally and C. A. Brown. A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents. *Journal of Geophysical Research*, 100 :24873–24883, 1995.
- R. A. Dalrymple, J. T. Kirby, and P. A. Hwang. Wave diffraction due to areas of energy dissipation. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 110(1) :67–79, 1984.
- K. A. Davis, G. Pawlak, and S. G. Monismith. Turbulence and coral reefs. *Annual Review of Marine Science*, 13(1) :343–373, 2021. doi : 10.1146/annurev-marine-042120-071823.
- A. De Bakker, T. Herbers, P. Smit, M. Tissier, and B. Ruessink. Nonlinear infragravity–wave interactions on a gently sloping laboratory beach. *Journal of Physical Oceanography*, 45(2) : 589–605, 2015.
- R. Dean and R. Dalrymple. *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*, volume 2. World Scientific, 1991.
- D. Drevard, V. Rey, and P. Fraunié. Partially standing wave measurement in the presence of steady current by use of coincident velocity and/or pressure data. *Coastal Engineering*, 56(9) : 992–1001, 2009. doi : 10.1016/j.coastaleng.2009.06.002.
- M. S. Duvall, J. L. Hench, and J. H. Rosman. Collapsing Complexity : Quantifying Multiscale Properties of Reef Topography. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 124(7) :5021–5038, 2019. doi : 10.1029/2018JC014859.
- Y. Eldeberky and J. A. Battjes. Spectral modeling of wave breaking : Application to boussinesq equations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 101(C1) :1253–1264, 1996. doi : <https://doi.org/10.1029/95JC03219>.
- E. J. Farrell, H. Granja, L. Cappiotti, J. T. Ellis, B. Li, and D. J. Sherman. Wave transformation across a rock platform, belinho, portugal. *Journal of Coastal Research*, pages 44–48, 2009.
- K. A. Flack and M. P. Schultz. Review of hydraulic roughness scales in the fully rough regime. *Journal of fluids engineering*, 132(4), 2010.
- K. A. Flack and M. P. Schultz. Roughness effects on wall-bounded turbulent flows. *Physics of Fluids*, 26(10) :101305, 2014. doi : 10.1063/1.4896280.
- K. A. Flack, M. P. Schultz, and J. M. Barros. Skin friction measurements of systematically-varied roughness : probing the role of roughness amplitude and skewness. *Flow, Turbulence and Combustion*, 104 :317–329, 2020.
- A. M. Folkard. Hydrodynamics of model *Posidonia oceanica* patches in shallow water. *Limnology and Oceanography*, 50(5) :1592–1600, 2005. doi : 10.4319/lo.2005.50.5.1592.
- P. Forooghi, A. Stroh, F. Magagnato, S. Jakirlić, and B. Frohnafel. Toward a universal roughness correlation. *Journal of Fluids Engineering*, 139(12), 2017.

- O. B. Fringer, C. N. Dawson, R. He, D. K. Ralston, and Y. J. Zhang. The future of coastal and estuarine modeling : Findings from a workshop. *Ocean Modelling*, 143 :101458, 2019.
- S. Fu, J. Zhou, Y. Li, L. Shemer, and A. Arie. Dispersion Management of Propagating Waveguide Modes on the Water Surface. *Physical Review Letters*, 118(14) :144501, 2017. doi : 10.1103/PhysRevLett.118.144501.
- C. J. Galvin Jr. Breaker type classification on three laboratory beaches. *Journal of Geophysical Research*, 73(12) :3651–3659, 1968. doi : <https://doi.org/10.1029/JB073i012p03651>.
- M. Ghisalberti and H. M. Nepf. Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows. *Journal of Geophysical Research*, 107(C2) :3011, 2002. doi : 10.1029/2001JC000871.
- C. J. Gon, J. H. MacMahan, E. B. Thornton, and M. Denny. Wave Dissipation by Bottom Friction on the Inner Shelf of a Rocky Shore. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 125 (10), 2020. doi : 10.1029/2019JC015963.
- W. D. Grant and O. S. Madsen. Combined wave and current interaction with a rough bottom. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 84(C4) :1797–1808, 1979. doi : <https://doi.org/10.1029/JC084iC04p01797>.
- R. Guza and E. B. Thornton. Velocity moments in nearshore. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 111(2) :235–256, 1985.
- R. T. Guza and E. B. Thornton. Local and shoaled comparisons of sea surface elevations, pressures, and velocities. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 85(C3) :1524–1530, 1980. doi : 10.1029/JC085iC03p01524.
- T. Guérin, X. Bertin, T. Coulombier, and A. de Bakker. Impacts of wave-induced circulation in the surf zone on wave setup. *Ocean Modelling*, 123 :86–97, 2018. doi : 10.1016/j.ocemod.2018.01.006.
- N. Hashimoto and K. Kobune. Estimation of directional spectra from a Bayesian approach in incident and reflected wave field. *Kowan Gijutsu Kenkyusho Hokoku ; (Japan)*, 26 :4, Dec. 1987.
- K. F. Hasselmann. On the spectral dissipation of ocean waves due to white capping. *Boundary-Layer Meteorology*, 6(1) :107–127, 1974. doi : 10.1007/BF00232479.
- K. F. Hasselmann, T. P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D. E. Cartwright, K. Eake, J. A. Euring, A. Gicnapp, D. E. Hasselmann, P. Kruseman, et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint north sea wave project (jonswap). *Ergaenzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe A*, 1973.
- C. J. Hearn. Wave-breaking hydrodynamics within coral reef systems and the effect of changing relative sea level. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 104(C12) :30007–30019, 1999.

- T. H. C. Herbers and M. C. Burton. Nonlinear shoaling of directionally spread waves on a beach. *Journal of Geophysical Research*, 102, 1997. doi : 10.1029/97JC01581.
- T. H. C. Herbers, N. R. Russnogle, and S. Elgar. Spectral energy balance of breaking waves within the surf zone. *Journal of physical oceanography*, 30(11) :2723–2737, 2000.
- L. Holthuijsen. *Waves in oceanic and coastal waters*. Cambridge University Press, 2007.
- H. Jeffreys. On the formation of water waves by wind. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 107(742) : 189–206, 1925. doi : 10.1098/rspa.1925.0015. Publisher : Royal Society.
- B. Jensen, N. G. Jacobsen, and E. D. Christensen. Investigations on the porous media equations and resistance coefficients for coastal structures. *Coastal Engineering*, 84 :56–72, 2014.
- J. Jiménez. Turbulent Flows over Rough Walls. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36(1) : 173–196, 2004. ISSN 0066-4189, 1545-4479. doi : 10.1146/annurev.fluid.36.050802.122103.
- Y. C. Kim and E. J. Powers. Digital bispectral analysis and its applications to nonlinear wave interactions. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 7 :120–131, 1979. doi : 10.1109/TPS.1979.4317207.
- L. Lavaud, M. Pezerat, T. Coulombier, X. Bertin, and K. Martins. Hydrodynamics on a rocky shore under moderate-energy wave conditions. *Journal of Coastal Research*, 95 :1473, 2020. doi : 10.2112/SI95-284.1.
- L. Lavaud, X. Bertin, K. Martins, M. Pezerat, T. Coulombier, and D. Dausse. Wave Dissipation and Mean Circulation on a Shore Platform Under Storm Wave Conditions. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 127(3), 2022. doi : 10.1029/2021JF006466.
- B. Le Méhauté. *An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1976. doi : 10.1007/978-3-642-85567-2.
- S. J. Lentz, J. H. Churchill, K. A. Davis, and J. T. Farrar. Surface gravity wave transformation across a platform coral reef in the red sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(1) : 693–705, 2016.
- P. Liria, I. Epelde, I. de Santiago, R. Garnier, A. Abalia Patiño, and J. Mader. KOSTASystem, a coastal videometry technology : development and applications. In *9th EuroGOOS International conference*, 2021.
- P. L.-F. Liu, C.-W. Chang, C. C. Mei, P. Lomonaco, F. L. Martin, and M. Maza. Periodic water waves through an aquatic forest. *Coastal Engineering*, 96 :100–117, 2015. doi : 10.1016/j.coastaleng.2014.11.002.

- M. S. Longuet-Higgins and R. W. Stewart. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to ‘surf beats’. *Journal of Fluid Mechanics*, 13(4) :481–504, 1962. doi : 10.1017/S0022112062000877.
- M. S. Longuet-Higgins and R. W. Stewart. Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications. *Deep-Sea Research*, 11 :529–562, 1964.
- R. J. Lowe, J. L. Falter, M. D. Bandet, G. Pawlak, M. J. Atkinson, S. G. Monismith, and J. R. Koseff. Spectral wave dissipation over a barrier reef. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 110(C4), 2005a.
- R. J. Lowe, J. R. Koseff, and S. G. Monismith. Oscillatory flow through submerged canopies : 1. Velocity structure. *Journal of Geophysical Research*, 110(C10) :C10016, 2005b. doi : 10.1029/2004JC002788.
- R. J. Lowe, J. L. Falter, J. R. Koseff, S. G. Monismith, and M. J. Atkinson. Spectral wave flow attenuation within submerged canopies : Implications for wave energy dissipation. *Journal of Geophysical Research*, 112 :C05018, 2007. doi : 10.1029/2006JC003605.
- R. J. Lowe, J. L. Falter, S. G. Monismith, and M. J. Atkinson. Wave-Driven Circulation of a Coastal Reef–Lagoon System. *Journal of Physical Oceanography*, 39(4) :873–893, 2009. doi : 10.1175/2008JPO3958.1.
- M. Luhar and H. M. Nepf. From the blade scale to the reach scale : A characterization of aquatic vegetative drag. *Advances in Water Resources*, 51 :305–316, 2013. doi : <https://doi.org/10.1016/j.advwatres.2012.02.002>.
- O. S. Madsen. Spectral wave-current bottom boundary layer flows. In *Coastal Engineering 1994*, pages 384–398. American Society of Civil Engineers, 1995.
- O. S. Madsen, Y.-K. Poon, and H. C. Graber. Spectral wave attenuation by bottom friction : Theory. In *Coastal Engineering 1988*, pages 492–504. 1989.
- P. Marchesiello, F. Auclair, L. Debreu, J. McWilliams, R. Almar, R. Benshila, and F. Dumas. Tri-dimensional nonhydrostatic transient rip currents in a wave-resolving model. *Ocean Modelling*, 163 :101816, 2021. doi : 10.1016/j.ocemod.2021.101816.
- P. Marsaleix, H. Michaud, and C. Estournel. 3d phase-resolved wave modelling with a non-hydrostatic ocean circulation model. *Ocean Modelling*, 136 :28–50, 2019. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2019.02.002>.
- K. Martins, C. E. Blenkinsopp, R. Almar, and J. Zang. The influence of swash-based reflection on surf zone hydrodynamics : a wave-by-wave approach. *Coastal Engineering*, 122 :27–43, 2017. doi : 10.1016/j.coastaleng.2017.01.006.

- K. Martins, P. Bonneton, A. Mouragues, and B. Castelle. Non-hydrostatic, Non-linear Processes in the Surf Zone. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 125(2), 2020. doi : 10.1029/2019JC015521.
- K. Martins, P. Bonneton, and H. Michallet. Dispersive characteristics of non-linear waves propagating and breaking over a mildly sloping laboratory beach. *Coastal Engineering*, 167 :103917, 2021.
- A. Maurel, K. Pham, and J.-J. Marigo. Scattering of gravity waves by a periodically structured ridge of finite extent. *Journal of Fluid Mechanics*, 871 :350–376, 2019. doi : 10.1017/jfm.2019.259.
- J. McCowan. On the highest waves of a permanent type. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 38(233) :351–358, 1894. doi : 10.1080/14786449408620643.
- C. B. McDonald, J. R. Koseff, and S. G. Monismith. Effects of the depth to coral height ratio on drag coefficients for unidirectional flow over coral. *Limnology and Oceanography*, 51(3) : 1294–1301, 2006. doi : 10.4319/lo.2006.51.3.1294.
- F. J. Mendez and I. J. Losada. An empirical model to estimate the propagation of random breaking and nonbreaking waves over vegetation fields. *Coastal Engineering*, 51(2) :103–118, 2004. doi : 10.1016/j.coastaleng.2003.11.003.
- R. Miche. Mouvements ondulatoires des mers en profondeur constante ou décroissante. Technical Report 114, Annales des ponts et chaussées, 1944.
- J. W. Miles. On the generation of surface waves by shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 3 (2) :185, 1957. doi : 10.1017/S0022112057000567.
- S. G. Monismith, J. S. Rogers, D. Kowalik, and R. B. Dunbar. Frictional wave dissipation on a remarkably rough reef. *Geophysical Research Letters*, 42(10) :4063–4071, 2015. doi : 10.1002/2015GL063804.
- A. Mouragues, P. Bonneton, D. Lannes, B. Castelle, and V. Marieu. Field data-based evaluation of methods for recovering surface wave elevation from pressure measurements. *Coastal Engineering*, 150 :147–159, 2019. doi : 10.1016/j.coastaleng.2019.04.006.
- T. Mulder, P. Razin, and J.-C. Faugeres. Hummocky cross-stratification-like structures in deep-sea turbidites : Upper cretaceous basque basins (western pyrenees, france). *Sedimentology*, 56 (4) :997–1015, 2009.
- W. H. Munk. Origin and generation of waves. In *Proceedings of 1st Conference on Coastal Engineering*, volume 1, pages 1–4. ASCE, 1950.

- E. Napoli, V. Armenio, and M. De Marchis. The effect of the slope of irregularly distributed roughness elements on turbulent wall-bounded flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 613 :385–394, 2008.
- P. Nielsen. *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*, volume 4. World scientific, 1992.
- M. A. Nieto, B. Garau, S. Balle, G. Simarro, G. A. Zarruk, A. Ortiz, J. Tintoré, A. Álvarez Ellacuría, L. Gómez-Pujol, and A. Orfila. An open source, low cost video-based coastal monitoring system. *Earth Surface Processes and Landforms*, 35(14) :1712–1719, 2010. doi : 10.1002/esp.2025.
- V. I. Nikora, D. G. Goring, I. McEwan, and G. Griffiths. Spatially Averaged Open-Channel Flow over Rough Bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 127(2) :123–133, 2001. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9429(2001)127:2(123).
- S. Nuyts, R. Almar, D. Morichon, S. Dealbera, A. Abalia, J. M. Muñoz, G. O. Abessolo, and V. Regard. CoastCams : A MATLAB toolbox making accessible estimations of nearshore processes, mean water levels, and morphology from timestack images. *Environmental Modelling & Software*, 168 :105800, 2023. doi : <https://doi.org/10.1016/j.envsoft.2023.105800>.
- H. Ogawa, M. E. Dickson, and P. S. Kench. Hydrodynamic constraints and storm wave characteristics on a sub-horizontal shore platform. *Earth Surface Processes and Landforms*, 40(1) : 65–77, 2015. doi : 10.1002/esp.3619.
- O. M. Phillips. On the generation of waves by turbulent wind. *Journal of Fluid Mechanics*, 2 (5) :417, 1957. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112057000233.
- O. M. Phillips. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 156 :505, 1985. doi : 10.1017/S0022112085002221.
- W. J. Pierson and L. Moskowitz. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 69(24) :5181–5190, 1964. doi : 10.1029/JZ069i024p05181.
- T. Poate, G. Masselink, M. J. Austin, M. Dickson, and R. McCall. The role of bed roughness in wave transformation across sloping rock shore platforms. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 123(1) :97–123, 2018. doi : 10.1002/2017JF004277.
- M. Prémaillon, T. J. Dewez, V. Regard, N. J. Rosser, S. Carretier, and L. Guillen. Conceptual model of fracture-limited sea cliff erosion : Erosion of the seaward tilted flyschs of socoa, basque country, france. *Earth Surface Processes and Landforms*, 46(13) :2690–2709, 2021.
- A.-C. Péquignat, J. M. Becker, M. A. Merrifield, and S. J. Boc. The dissipation of wind wave energy across a fringing reef at Ipan, Guam. *Coral Reefs*, 30(S1) :71–82, 2011. doi : 10.1007/s00338-011-0719-5.

- P. D. Quiroga and K. F. Cheung. Laboratory study of solitary-wave transformation over bed-form roughness on fringing reefs. *Coastal Engineering*, 80 :35–48, 2013. doi : 10.1016/j.coastaleng.2013.05.002.
- B. Raubenheimer, R. T. Guza, and S. Elgar. Wave transformation across the inner surf zone. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 101(C11) :25589–25597, 1996. doi : 10.1029/96JC02433.
- B. Raubenheimer, R. T. Guza, and S. Elgar. Field observations of wave-driven setdown and setup. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 106(C3) :4629–4638, 2001. doi : 10.1029/2000JC000572.
- M. A. Reidenbach, S. G. Monismith, J. R. Koseff, G. Yahel, and A. Genin. Boundary layer turbulence and flow structure over a fringing coral reef. *Limnology and Oceanography*, 51(5) : 1956–1968, 2006. doi : 10.4319/lo.2006.51.5.1956.
- V. Rey, R. Certain, D. Drevard, A. Meuret, and J. Piazzola. Mesures de houles partiellement stationnaires en zones côtière et littorale. *Mécanique & Industries*, 7(2) :201–207, 2006. doi : 10.1051/meca:2006034.
- D. P. Rijnsdorp, M. L. Buckley, R. F. Da Silva, M. V. W. Cuttler, J. E. Hansen, R. J. Lowe, R. H. Green, and C. D. Storlazzi. A Numerical Study of Wave-Driven Mean Flows and Setup Dynamics at a Coral Reef-Lagoon System. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 126(4), 2021. doi : 10.1029/2020JC016811.
- J. S. Rogers, S. G. Monismith, D. A. Kowalik, and R. B. Dunbar. Wave dynamics of a pacific atoll with high frictional effects. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(1) :350–367, 2016. doi : 10.1002/2015JC011170.
- S. Sarakinos and A. Busse. Influence of spatial distribution of roughness elements on turbulent flow past a biofouled surface. In *Proceedings of the 11th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 2019. doi : <http://www.tsfpc-conference.org/proceedings/2019/238.pdf>.
- N. Senechal, A. Sottolichio, F. Bertrand, L. Goeldner-Gianella, and T. Garlan. Observations of waves' impact on currents in a mixed-energy tidal inlet : Arcachon on the southern French Atlantic coast. *Journal of Coastal Research*, pages 2053–2058, 2013.
- J. M. Smith. Wave Pressure Gauge Analysis with Current. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 128(6) :271–275, 2002. doi : 10.1061/(ASCE)0733-950X(2002)128:6(271).
- R. Soulsby. *Dynamics of marine sands*. Thomas Telford Publishing, 1997. doi : 10.1680/doms.25844.

- D. Sous, M. Tissier, V. Rey, J. Touboul, F. Bouchette, J.-L. Devenon, C. Chevalier, and J. Aucan. Wave transformation over a barrier reef. *Continental Shelf Research*, 184 :66–80, 2019. doi : 10.1016/j.csr.2019.07.010.
- D. Sous, F. Bouchette, E. Doerflinger, S. Meulé, R. Certain, G. Toulemonde, B. Dubarbier, and B. Salvat. On the small-scale fractal geometrical structure of a living coral reef barrier. *Earth Surface Processes and Landforms*, 45(12) :3042–3054, 2020. doi : 10.1002/esp.4950.
- D. Sous, P. L. Forsberg, J. Touboul, and G. G. Nogueira. Laboratory experiments of surf zone dynamics under on-and offshore wind conditions. *Coastal Engineering*, 163 :103797, 2021.
- D. Sous, S. Maticka, S. Meulé, and F. Bouchette. Bottom drag coefficient on a shallow barrier reef. *Geophysical Research Letters*, 49(6) :e2021GL097628, 2022.
- D. Sous, K. Martins, M. Tissier, F. Bouchette, and S. Meulé. Spectral wave dissipation over a roughness-varying barrier reef. *Geophysical Research Letters*, 2023. doi : 10.1029/2022GL102104.
- M. T. Stewart, S. M. Cameron, V. I. Nikora, A. Zampiron, and I. Marusic. Hydraulic resistance in open-channel flows over self-affine rough beds. *Journal of Hydraulic Research*, 57(2) :183–196, 2019. doi : 10.1080/00221686.2018.1473296.
- T. Suzuki, M. Zijlema, B. Burger, M. C. Meijer, and S. Narayan. Wave dissipation by vegetation with layer schematization in SWAN. *Coastal Engineering*, 59(1) :64–71, 2012.
- T. Suzuki, Z. Hu, K. Kumada, L. K. Phan, and M. Zijlema. Non-hydrostatic modeling of drag, inertia and porous effects in wave propagation over dense vegetation fields. *Coastal Engineering*, 149 :49–64, 2019.
- D. H. Swart. *Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles*. PhD thesis, 1974.
- G. Symonds, K. P. Black, and I. R. Young. Wave-driven flow over shallow reefs. *Journal of Geophysical Research*, 100 :2639, 1995. doi : 10.1029/94JC02736.
- E. B. Thornton and R. T. Guza. Transformation of wave height distribution. *Journal of Geophysical Research*, 88 :5925, 1983. ISSN 148-227. doi : 10.1029/JC088iC10p05925.
- H. L. Tolman. A Third-Generation Model for Wind Waves on Slowly Varying, Unsteady, and Inhomogeneous Depths and Currents. *Journal of Physical Oceanography*, 21(6) :782–797, 1991. doi : 10.1175/1520-0485(1991)021<0782:ATGMFW>2.0.CO;2.
- C.-H. Tsai, M.-C. Huang, F.-J. Young, Y.-C. Lin, and H.-W. Li. On the recovery of surface wave by pressure transfer function. *Ocean Engineering*, 32(10) :1247–1259, 2005. doi : 10.1016/j.oceaneng.2004.10.020.
- F. Ursell. The long-wave paradox in the theory of gravity waves. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 49(4) :685–694, 1953. doi : 10.1017/S0305004100028887.

- A. Van Dongeren, R. J. Lowe, A. Pomeroy, D. M. Trang, D. Roelvink, G. Symonds, and R. Ranasinghe. Numerical modeling of low-frequency wave dynamics over a fringing coral reef. *Coastal Engineering*, 73 :178–190, 2013.
- W. G. Van Dorn. Breaking invariants in shoaling waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 83(C6) :2981–2988, 1978. doi : 10.1029/JC083iC06p02981.
- M. R. A. Van Gent. Stationary and oscillatory flow through coarse porous media. *Communications on hydraulic and geotechnical engineering*, No. 1993-09, 1993.
- M. Zijlema, G. Stelling, and P. Smit. SWASH : An operational public domain code for simulating wave fields and rapidly varied flows in coastal waters. *Coastal Engineering*, 58(10) :992–1012, 2011. doi : 10.1016/j.coastaleng.2011.05.015.

