

Caractérisation in situ du comportement spectral des vagues en zone de surf

Philippe BONNETON¹, Kevin MARTINS²

1. UMR 5805 EPOC, CNRS – University of Bordeaux, Allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France.

Philippe.bonneton@u-bordeaux.fr

2. UMRi 7266 LIENSs, CNRS – La Rochelle University, 2 rue Olympe de Gouges, 17000 La Rochelle, France.

kevin.martins@univ-lr.fr

Résumé :

BONNETON (2023) a montré qu'en zone de surf interne, pour des plages régulières à pente douce, le spectre d'énergie des vagues suit une loi universelle, constituée d'un domaine inertiel où l'énergie suit une loi en f^{-2} (f : fréquence) et d'un domaine diffusif, à haute fréquence, où l'énergie décroît exponentiellement avec f . Dans cette communication nous allons valider cette théorie à partir de mesures réalisées par scanner lidar sur le site expérimental de Duck NC en septembre 2022 (MARTINS *et al.*, 2024). Nous montrerons comment les nouveaux paramètres définis dans le cadre de notre approche permettent de mieux caractériser le comportement spectral des vagues en zone de surf interne. Finalement nous expliquerons pourquoi il est nécessaire de mesurer l'élévation des vagues à haute fréquence pour obtenir une caractérisation correcte du spectre de dissipation d'énergie.

Mots-clés :

Zone de surf interne, Déferlement, Ondes en dents de scie, Dissipation d'énergie, Modèle de vague spectral, Turbulence d'onde, Scanner lidar.

1. Introduction

Hors de la zone de surf, les vagues peuvent être représentées comme une superposition de modes ondulatoires interagissant non-linéairement de façon plus ou moins intense. Les processus dissipatifs, à l'échelle de quelques périodes, sont le plus souvent négligeables. Il en va tout autrement dans la zone de surf où les processus dissipatifs aux niveaux des fronts déferlés sont très intenses. La forme des fronts de vague est alors déterminée par la compétition entre les processus non-linéaires et la diffusion turbulente. Les spectres d'énergie et de dissipation des vagues sont en grande partie contrôlés par cette compétition entre non-linéarité et diffusion turbulente. Les modèles de vagues spectraux opérationnels actuels (WWIII, SWAN, TOMAWAC, ...), qui reposent sur des paramétrisations ad hoc de la dissipation d'énergie, ne décrivent pas ce phénomène. Or, une bonne représentation de la dissipation d'énergie en zone de déferlement est essentielle pour prédire précisément la circulation induite par les vagues à l'échelle régionale (e.g., MARTINS *et al.*, 2022 ; LAVAUD *et al.*, 2020). Il est donc important d'étudier la dynamique spectrale des vagues en zone de surf, aussi bien pour des raisons fondamentales qu'appliquées.

Dans cet article nous allons nous concentrer sur les vagues se propageant dans la zone de surf interne (ZSI) sur des plages régulières à pente douce. BONNETON (2023) a montré que pour ce type de vague le spectre d'énergie suit une loi universelle, constituée d'un domaine inertiel en f^{-2} (f : fréquence) et d'un domaine diffusif, à haute fréquence, où l'énergie décroît exponentiellement avec f . Cette théorie a été validée à partir d'expériences de laboratoire, mais doit être aussi évaluée pour des vagues réelles en milieu naturel. Pour cela, nous nous appuyerons sur les mesures réalisées par scanner lidar sur le site expérimental de Duck en septembre 2022 (MARTINS *et al.*, 2024). Le caractère haute fréquence de ces mesures est essentiel pour une caractérisation correcte du spectre de dissipation d'énergie.

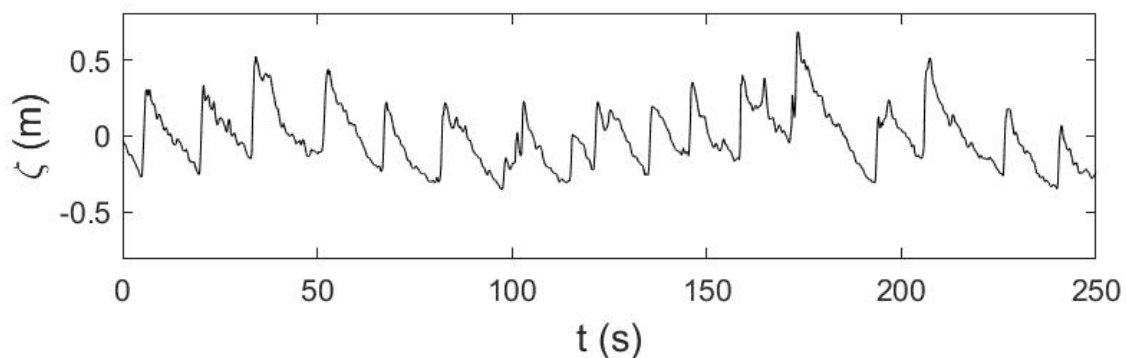


Figure 1. Signal d'élévation ζ des vagues en ZSI mesuré par un lidar en $x=164$ m le 12/09/2022 sur le site de Duck NC. Période pic $T_p=16$ s, hauteur d'eau moyenne $h_m=0.67$ m.

2. Cadre physique

En zone de surf interne, pour des plages régulières et de pente douce, les vagues prennent la forme d'une succession aléatoire d'ondes en dents de scie (Figure 1). Cette forme d'onde est caractéristique des processus ondulatoires non-linéaires et non-dispersifs, tels que les ondes acoustiques. MARTINS *et al.*, (2021) ont montré qu'en ZSI les effets dispersifs en fréquence sont en effet pratiquement négligeables. La structure des fronts d'onde résulte de la compétition entre les non-linéarités, qui tendent à raidir les fronts, et la diffusion turbulente. Nous étudions dans cet article le comportement statistique d'un champ d'onde constitué d'une succession aléatoire d'ondes en dents de scie. Ce type d'écoulement peut être qualifié de « turbulence d'onde » fortement non-linéaire. Cette turbulence d'onde est bien sûr très différente de la turbulence hydrodynamique classique dans laquelle interagissent non plus des ondes mais des tourbillons.

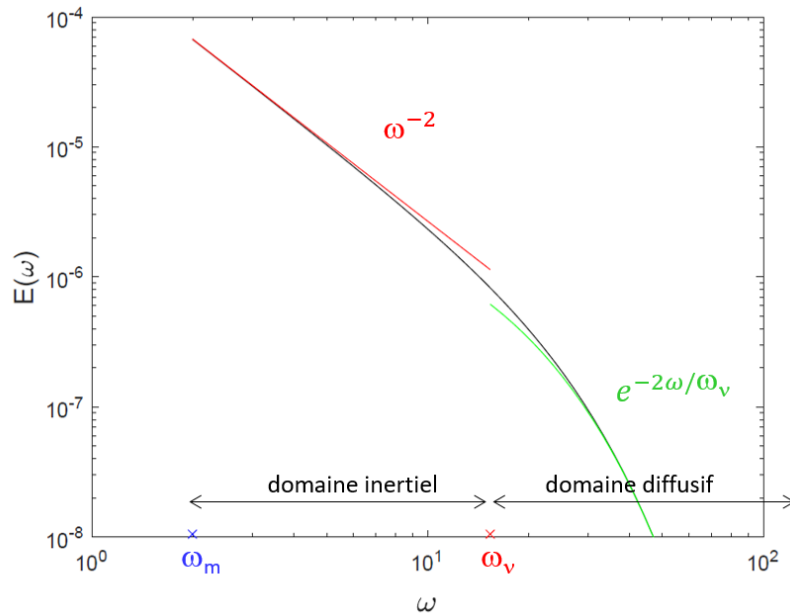


Figure 2. Illustration du spectre théorique (1).

Les échelles caractéristiques du problème sont T_m la période moyenne entre les fronts d'onde ; h_m la profondeur moyenne ; H_c la hauteur caractéristique des fronts et ν_c le coefficient de diffusion turbulente. L'épaisseur des fronts δ est de l'ordre de $\frac{\nu_c h_m}{\sqrt{g h_m H_c}}$. Si on néglige les effets dispersifs, le problème est contrôlé par deux nombres sans dimension : $\varepsilon = (H_c/2)/h_m$ et $B = \frac{g T_m (H_c/2)}{\nu_c}$. Le premier est bien connu et quantifie les effets de non-linéarité des vagues en milieu peu profond.

Le deuxième nombre sans dimension, qui est nouveau dans le domaine de l'étude des vagues littorales, quantifie le rapport des non-linéarités par rapport aux effets turbulents diffusifs. Il s'apparente, dans une certaine mesure, à un nombre de Reynolds. Mais pour

éviter toute confusion avec le nombre de Reynolds classique de la turbulence hydrodynamique nous n'utiliserons pas cette dénomination.

BONNETON (2023) a montré que le spectre d'énergie des vagues en ZSI, $E(\omega)$, suit une loi universelle en cosécante hyperbolique au carré :

$$E(\omega) = \frac{8}{9} \frac{v_c^2}{g^2} \omega_m \operatorname{csch}^2\left(\frac{\omega}{\omega_v}\right) \quad \omega \geq \omega_m \quad (1)$$

où $\omega = 2\pi f$ est la pulsation, $\omega_m = 2\pi/T_m$ et $\omega_v = 3gH_c/(4\pi v_c)$ est la fréquence diffusive (voir Figure 2). La relation (1) diffère de la relation originale d'un facteur g , pour des raisons de notation. En effet, ici l'énergie totale correspond à $\bar{\zeta}^2$ et non plus $g\bar{\zeta}^2$, où $\bar{\zeta}$ est la moyenne temporelle. On peut distinguer sur la figure 2 deux domaines fréquentiels autour de la fréquence de diffusion ω_v : un domaine basse fréquence ($\omega_m \leq \omega \leq \omega_v$), que nous qualifierons de domaine inertiel, et un domaine haute fréquence ($\omega \geq \omega_v$), que nous nommerons domaine diffusif. Dans le domaine inertiel le spectre d'énergie suit approximativement une loi en ω^{-2} et dans le domaine diffusif $E(\omega)$ décroît exponentiellement avec ω .

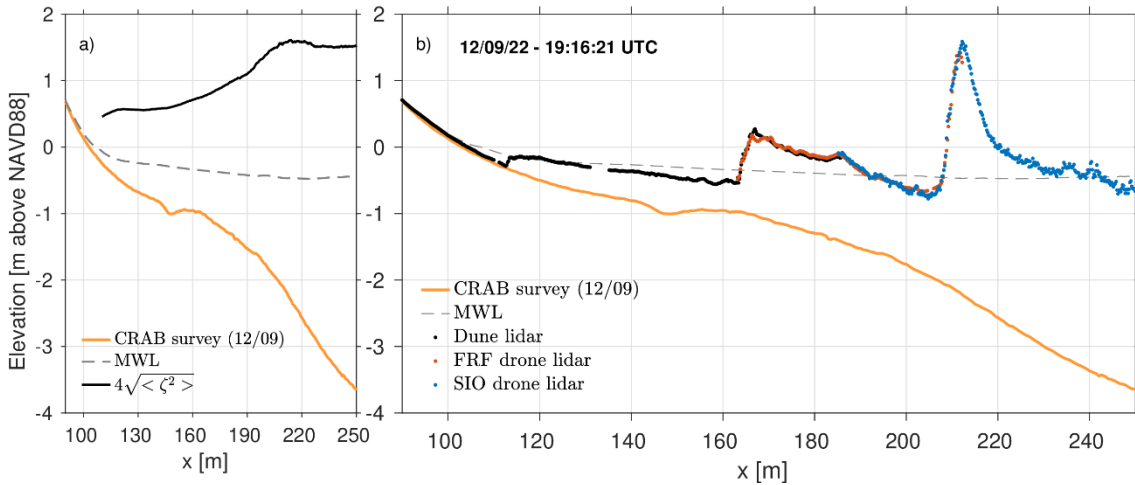


Figure 3. Illustration des données lidar collectées sur la plage de Duck, NC, le 12/09/2022 ($H_{m0} = 1.5\text{m}$, $T_p = 16\text{ s}$). (a), profil de plage mesuré par un véhicule amphibien (CRAB), élévation du plan d'eau moyen et hauteur significative des vagues. (b), profil instantané de ζ mesuré par 3 lidars : station fixe sur la dune, drone stationnaire en $x \sim 175\text{ m}$ (FRF) et drone stationnaire en $x \sim 225\text{ m}$ (SIO).

3. Mesure *in situ*

Nous utiliserons ici des données d'élévation de surface libre, ζ , collectées par lidar en Septembre 2022 lors d'une campagne expérimentale organisée sur la plage de Duck NC. Son objectif était de valider de nouvelles méthodes d'inversion bathymétrique en zone littorale. Trois lidars ont été déployés : un lidar installé sur la dune (O'DEA et al., 2019) collectant 30 min de données à 7 Hz toutes les heures et deux lidars aéroportés (vols

stationnaires autour de $x \sim 175$ m pour le drone FRF et $x \sim 225$ m pour le drone SIO). Ces trois lidars ont permis de couvrir une zone allant de la zone de swash jusqu'à la zone de levé ($x \sim 250$ m, voir Figure 3b). Les deux lidars aéroportés, étaient des lidars multi-faisceaux (32 profils dans la direction longshore) effectuant 10 scans complets par seconde. Un exemple de profil instantané de ζ mesurée par les trois systèmes lidar est donné en Figure 3b. Le début du déferlement se situe autour de $x \sim 200-210$ m (Figure 3a), et nous nous intéressons ici aux vagues en ZSI pour x compris entre 140 et 180 m. Les données brutes des lidars ont été interpolées en temps (5 Hz) et en espace sur une grille commune aux trois lidars (0.2 m de résolution). Les lidars ne capturant pas nécessairement de retours suivant la texture en surface, des précautions particulières ont été prises pour cette interpolation et l'analyse spectrale de ζ . En temps, seuls 3 profils complets sont utilisés pour générer un interpolant (i.e. l'équivalent de 0.16 s de données autour du temps interpolé) et l'interpolation n'est effectuée que si un nombre de points suffisant est présent dans le voisinage de la position correspondante. L'analyse spectrale utilise l'approche de Welch, et n'emploie que des sous-blocs de données ayant un minimum de données (nombre de NaN < 10% ici).

La figure 4 montre qu'il y a un très bon accord entre les mesures réalisées avec le drone FRF et celui de la dune. Ces mesures commencent à diverger pour des fréquences supérieures à approximativement 1.3 Hz (i.e. $\omega > 8.16$ rad/s). Par la suite nous limiterons nos analyses de spectres à $\omega < \omega_c$, avec la fréquence de coupure ω_c égale à 8. rad/s.

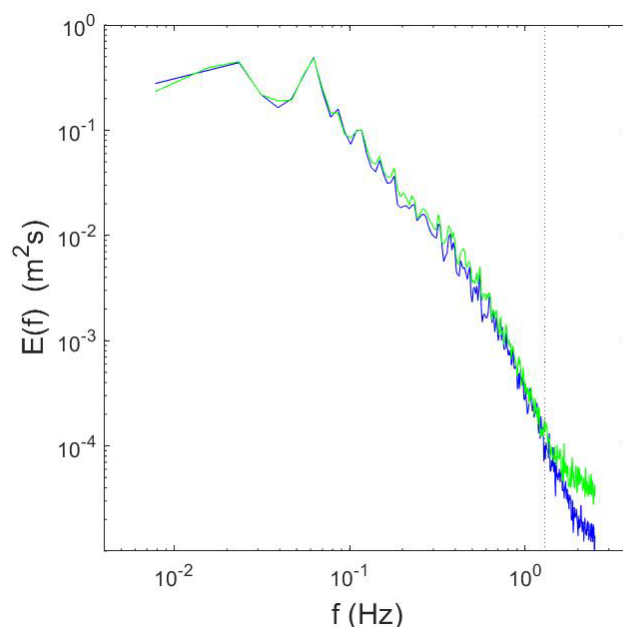


Figure 4. Spectres d'énergie des vagues mesurées en $x=164$ m le 12/09/2022 avec 2 lidars (vert, lidar fixe sur la dune ; bleu, lidar embarqué sur le drone FRF). Période pic $T_p=16s$, hauteur d'eau moyenne $h_m=0.67$ m. Ligne pointillée, $f=1.3$ Hz.

4. Résultats

Pour un signal mesuré donné, si on connaît la période moyenne T_m et l'énergie E_{Tm} , intégrée entre ω_m et ∞ , alors il reste une seule inconnue dans le modèle théorique (1). Pour celle-ci on peut choisir aussi bien ω_v que v_c . Pour chaque série temporelle d'élévation mesurée par lidar, nous avons estimé ω_v en ajustant le spectre mesuré avec le spectre théorique (1) par une méthode des moindres carrés non-linéaire. La figure 5 montre qu'il y a un très bon accord entre la forme des spectres mesurés en ZSI et la loi théorique en cosécante hyperbolique au carré.

Si on fait l'hypothèse que le coefficient de diffusion turbulente v_c , est principalement dépendant de H_c alors, par analyse dimensionnelle, on obtient la relation suivante :

$$v_c = \alpha_v g^{1/2} H_c^{3/2} \quad (2)$$

Cette tendance en $H_c^{3/2}$ est en accord avec les mesures lidar présentées sur la figure 6, ainsi qu'avec les résultats obtenus pour des expériences en laboratoire à petite échelle (cf. BONNETON, 2013). Cependant, le coefficient α_v varie sensiblement entre les mesures en laboratoire et in situ et des investigations supplémentaires sont nécessaires pour en comprendre les raisons. En particulier, il faudra vérifier que le domaine haute fréquence du spectre est correctement décrit par les différentes méthodes de mesure et qu'elles n'introduisent pas une erreur dans l'évaluation de l'inconnue du problème ω_v .

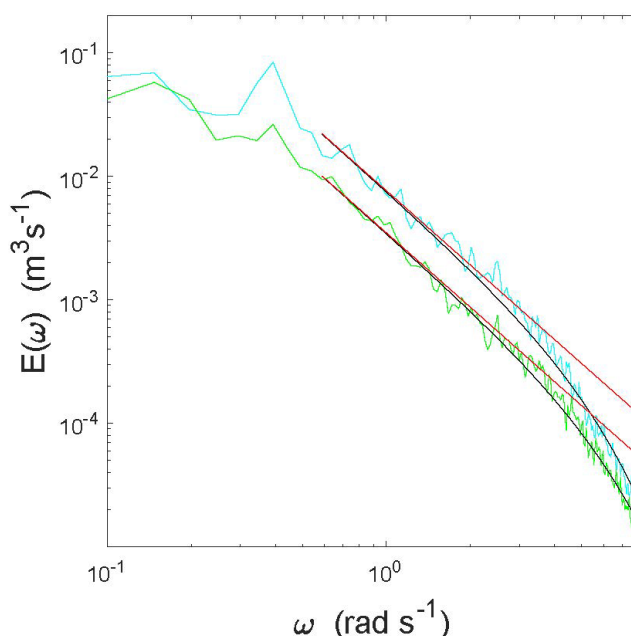


Figure 5. Comparaison entre la théorie (équation 1) et des spectres mesurés en deux points de la ZSI. Ligne cyan, $H_s=0.71$ m, $\omega_v= 3.4$ rad/s ; ligne verte, $H_s= 0.51$ m, $\omega_v= 3.9$ rad/s ; ligne noire, équation (1) ; ligne rouge, loi de puissance en ω^{-2} .

On déduit de la relation (2) que le nombre sans dimension B est proportionnel à $\sqrt{\frac{gT_m^2}{H_c}}$. Lorsque les vagues se propagent en ZSI la hauteur des vagues diminue et la période moyenne augmente (phénomène d'appariement des fronts d'onde), ce qui conduit à une augmentation de B . Ceci signifie que lorsque les vagues s'approchent du rivage le rapport des effets non-linéaires sur les effets diffusifs augmente. Ceci se traduit, comme B est proportionnel à ω_v/ω_m , par un élargissement du domaine fréquentiel inertiel (Figure 2) entre le début et la fin de la ZSI.

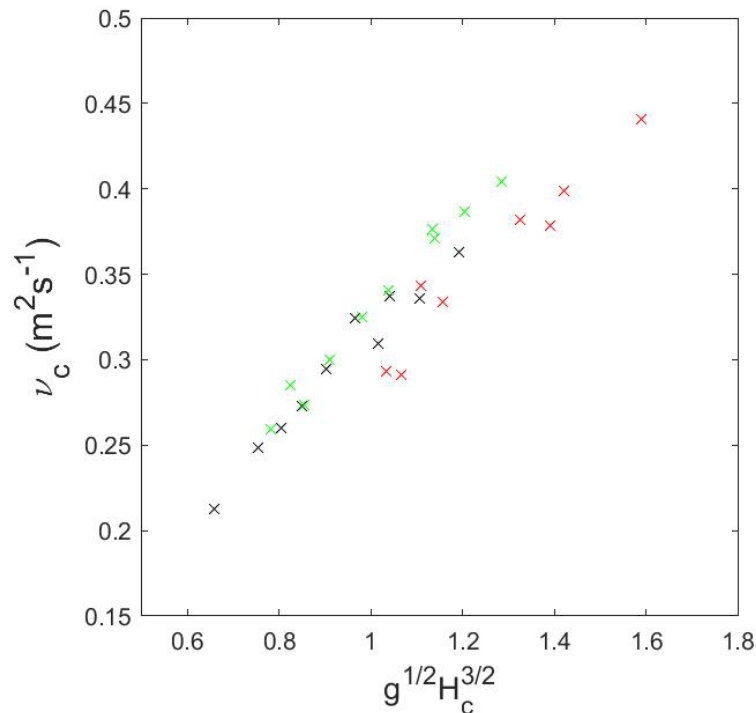


Figure 6. Evolution du coefficient de diffusion turbulente en fonction de $g^{1/2}H_c^{3/2}$. Mesures effectuées avec le lidar dune. \times , $T_p=15.8$ s, $H_{m0}=1.5$ m ; \times , $T_p=15.6$ s, $H_{m0}=1.5$ m ; \times , $T_p=12.7$ s, $H_{m0}=0.85$ m ; T_p et H_{m0} sont la période pic et la hauteur significative des vagues incidentes mesurées dans 8m de profondeur.

5. Conclusion et perspectives

Actuellement, la technologie lidar semble la plus adaptée pour réaliser en milieu naturel des mesures précises hautes fréquences de ζ en zone de surf. Grâce à cette technologie nous avons pu réaliser une première validation avec des données in situ du spectre d'énergie théorique (1). Nous avons confiance dans notre méthodologie car les résultats sont cohérents, aussi bien lorsqu'on utilise différents types de lidar, que lorsqu'on les compare aux expériences de laboratoire.

Cependant, des études complémentaires sont nécessaires pour quantifier la précision de la mesure des composantes hautes fréquences du spectre d'énergie. Pour cela nous allons réaliser des inter-comparaisons d'instruments (scanner lidar, sonde capacitive, méthode

acoustique, capteur de pression), aussi bien en laboratoire à l'échelle 1:4 qu'en milieu naturel. On pourra alors avoir une connaissance précise de la dynamique spectrale en zone de surf et être capable à partir du modèle théorique (1) d'estimer les paramètres clés de cette dynamique, tels que la fréquence diffusive ω_v , la largeur du domaine inertiel, le coefficient de diffusion turbulente ν_c et le paramètre sans dimension B qui caractérise le rapport des effets non-linéaires sur les effets diffusifs.

Si l'intérêt fondamental de cette approche est clair on peut se poser la question de son utilité pour des études appliquées, dans la mesure où l'énergie autour de ω_v est très faible par rapport à l'énergie autour de la fréquence pic. L'importance pratique de caractériser la dynamique à très haute fréquence est liée au fait que le spectre de dissipation d'énergie n'est pas proportionnel à $E(\omega)$, comme cela est postulé dans les modèles de vagues spectraux (cf. ELDEBERKY & BATTJES, 1996), mais pratiquement constant jusqu'à ω_v (BONNETON, 2023). C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de quantifier précisément la dynamique spectrale au-delà de ω_v . Par exemple, pour les mesures in situ présentées dans cet article, il faut considérer les fréquences $f = \omega/2\pi$ au moins jusqu'à 1 Hz. L'analyse spectrale présentée dans cet article est centrée sur les vagues en ZSI. Cependant, elle peut servir de cadre théorique pour développer des paramétrisations dans les modèles de vagues spectraux pour l'ensemble de la zone de surf.

6. Références bibliographiques

- BONNETON P. (2023). *Energy and dissipation spectra of waves propagating in the inner surf zone*. Journal of Fluid Mechanics, 977, A48. doi:10.1017/jfm.2023.878
- ELDEBERKY Y., BATTJES J.A. (1996). *Spectral modeling of wave breaking: application to Boussinesq equations*. J. Geophys. Res. 101 (C1), 1253–1264.
- LAVAUD L., BERTIN X., MARTINS K., ARNAUD G., BOUIN M.N. (2020). *The contribution of short-wave breaking to storm surges: The case Klaus in the Southern Bay of Biscay*. Ocean Modelling, 156, 101710.
- MARTINS K., BONNETON P., MICHALLET H. (2021). *Dispersive characteristics of non-linear waves propagating and breaking over a mildly sloping laboratory beach*. Coastal Eng., 167, 103917. doi.org/10.1016/j.coastaleng.2021.103917
- MARTINS K., BERTIN X., MENGUAL B., PEZERAT M., LAVAUD L., GUÉRIN T., ZHANG Y.J. (2022). *Wave-induced mean currents and setup over barred and steep sandy beaches*. Ocean Modelling, 179, 102110.
- MARTINS K., BRODIE K.L., FIEDLER J., O'DEA A.M., SPORE N.J., GRENZEBACK R.L., DICKHUPT P.J., BRUDER B.L., BONNETON P. (2024). *Nearshore depth-inversion from lidar scanners: current progress, limitations and future perspectives*. ICCE 2024 conference.
- O'DEA A., BRODIE K.L., HARTZELL P. (2019). *Continuous coastal monitoring with an automated terrestrial lidar scanner*. Journal of Marine Science and Engineering, 7(2), 37.