

Paramétrage du déferlement des vagues dans les modèles spectraux : approches semi-empirique et physique

Jean-François FILIPOT¹, Fabrice ARDHUIN¹, Alexander BABANIN²,
Rudy MAGNE¹

¹ SHOM, division HOM,
13 rue du Chatellier, 29228 BREST CEDEX 2, France

jfilipot@shom.fr ardhuin@shom.fr

² Swinburne University of Technology
PO Box 218, Hawthorn, Victoria 3122, Australie

ABabanin@groupwise.swin.edu.au

Résumé :

La dissipation de l'énergie des vagues est généralement paramétrée de façon empirique avec une distinction arbitraire entre un moutonnement et un déferlement bathymétrique. Nous reprenons les termes de dissipation par moutonnement développés récemment sur des bases semi-empiriques, et proposons une extension par la prise en compte de la dissipation de vagues courtes induite par le déferlement de vagues longues, qui permet d'améliorer la partie haute fréquence du spectre. Le fondement physique de cette formulation est discuté et une extension est proposée pour obtenir un paramétrage unifié du moutonnement et du déferlement bathymétrique. Cette formulation physique se décompose en un taux de dissipation par longueur de crête et une probabilité de déferlement par échelle.

Abstract :

The dissipation of wave energy is generally parameterized empirically with an arbitrary separation between white-capping and depth-induced breaking. Here we follow recent developments in phase-averaged spectral models and extend the semi-empirical parameterization to include the loss of short wave energy due to the breaking of longer waves. The physical basis of this parameterization is discussed and an extension is proposed, giving a unified parameterization for both white-capping and depth-induced breaking. That physical formulation is the product of two verifiable quantities that are the energy dissipation rate per unit length of breaking wave front and the breaking probability for each wave scale.

Mots-clés :

Déferlement – paramétrage – modélisation spectrale – moutonnement

1 Introduction

Le déferlement des vagues est un aspect essentiel de la dynamique des états de mer, et en particulier de la dynamique littorale. Les processus dissipatifs, dont le déferlement, sont un des termes importants du bilan d'énergie pour le champ de vagues et demandent un paramétrage adéquat dans le calcul des états de mer. Par ailleurs, les erreurs dans ces paramétrages peuvent dominer le bilan de quantité de mouvement et donc causer des erreurs importantes pour les niveaux d'eau. Cependant le déferlement est encore assez mal compris et paramétré. Dans le cas de vagues aléatoires, aucun consensus n'existe, ni sur un critère permettant de distinguer les vagues sur le point de déferler des autres, ni sur l'énergie dissipée par ce phénomène. Le rapport entre la vitesse de phase C et la composante horizontale de la vitesse orbitale à la crête $u_c : u_c / C$, semble être critère le plus pertinent (MICHE, 1944). STANSELL & MACFARLANE (2001) ont ainsi mis en évidence que, en laboratoire, le déferlement ne se produit que pour $u_c / C > 0.7$, comme pour des vagues régulières (MICHE, 1944, LONGUET-HIGGINS & CLEAVER, 1994).

Pour la modélisation numérique des états de mer, deux termes distincts représentent généralement le déferlement au large (KOMEN *et al.*, 1984) et à la côte (BATTJES & JANSSEN, 1978). Or il s'agit du même processus de perte d'énergie par déferlement, même si les causes de l'augmentation de la cambrure des vagues qui conduit au déferlement sont différentes.

2 Principes généraux

2.1 Approche semi-empirique

Du fait de la variation des vitesses orbitales avec la profondeur et l'amplitude des vagues, la cambrure critique associée au déferlement est fonction de la profondeur adimensionnelle (MICHE, 1944). Pour des vagues aléatoires cela peut se représenter par un seuil sur le spectre adimensionnel (PHILLIPS, 1984),

$$B(f, \theta) = 2\pi \int_{\theta-\Delta}^{\theta+\Delta} C_g k^3 \cos^p \theta' F(f, \theta') d\theta' \quad (1)$$

où C_g est la vitesse de groupe, k le nombre d'onde et Δ défini la largeur d'intégration autour de θ . Avec $p=2$ on prend en compte la directionnalité des vitesses orbitales. L'intégration de B sur un voisinage spectral permet de représenter le fait que les vagues d'une échelle donnée sont une superposition de composantes spectrales proches en fréquence f et direction θ . Pour que sa valeur adimensionnelle soit constante, la surface de ce voisinage spectral doit être proportionnelle à f . Ainsi, BANNER *et al.* (2000) ont montré une bonne

corrélation entre les probabilités de déferlement observées in situ et, pour $f=f_p$,

$$B^*(f) = \frac{1}{f} \int_{0.7f}^{1.3f} \int_0^{2\pi} B(f', \theta) d\theta df'. \quad (2)$$

Afin d'étendre cette analyse au-delà du pic spectral, BANNER *et al.* (2002) ont défini B avec $\Delta=\pi$ et $p=0$, mais normalisé par la largeur angulaire du spectre, ce qui est proche du résultat avec $p=2$. Dans ce cas, l'absence d'intégration en fréquence fait nécessairement appel au fait que les spectres naturels sont relativement continus, car un train de vague monochromatique de très faible amplitude ne déferlera pas alors que $B(f)$ est infini. L'approche semi-empirique consiste à relier directement le taux de dissipation $S_{ds}(f, \theta)$ à la valeur de $B(f, \theta)$.

Par ailleurs, outre ce déferlement spontané, une dissipation des vagues courtes est aussi induite par le déferlement de vagues plus longues (BABANIN & YOUNG, 2006). Si ce mécanisme n'est pas pris en compte, les modèles ont tendance à surestimer l'énergie à des fréquences supérieures à 3 fois la fréquence du pic (ARDHUIN *et al.*, 2008b).

2.2 Approche physique

Plus proche de la réalité physique, le taux de dissipation doit pouvoir s'exprimer comme produit d'une probabilité de déferlement et celui d'un taux de dissipation par longueur de crête (THORNTON & GUZA, 1983). Plutôt que de fixer une dépendance en fréquence (CHAWLA & KIRBY, 2002), nous proposons de calculer d'abord la dissipation par échelles avant de la redistribuer sur les composantes spectrales. Nous définissons une échelle comme un intervalle de nombres d'onde sur lequel il est possible de calculer l'élévation en convoluant le spectre par une fenêtre appropriée. L'élévation contient ainsi les vagues de cette échelle. L'un des objectifs de cette nouvelle formulation est d'unifier le paramétrage du déferlement du large à la côte. D'abord, nous nous attacherons à décrire et à comparer les taux de dissipation déjà existants. Ensuite, nous présenterons un nouveau paramétrage de la probabilité de déferlement, enfin nous détaillerons la méthode qui permet d'obtenir les échelles et la dissipation spectrale.

3 Paramétrage de la dissipation et équilibre des termes source

Nous rappelons le bilan radiatif de l'état de mer (KOMEN *et al.*, 1994),

$$\frac{dF(f, \theta)}{dt} = S_{in}(f, \theta) + S_{nl}(f, \theta) + S_{ds}(f, \theta). \quad (4)$$

Où F est la densité spectrale d'énergie, S_{in} le terme de génération par le vent, S_{nl} celui décrivant les interactions non-linéaires et S_{ds} le terme de dissipation.

Une formulation ajustée qui prend en compte un seuil réaliste pour B est

$$S_{ds} = \sigma C_{ds} \left\{ \delta \left[\max \left\{ \frac{B_0}{B_r} - 1, 0 \right\} \right]^2 + (1 - \delta) \left[\max \left\{ \frac{B}{B_r} - 1, 0 \right\} \right]^2 \right\} E(f, \theta) + S_{ds,c} \quad (5)$$

avec $B_0 = \max(B(f, \theta))$, $\Delta = 80^\circ$, $\sigma = 2\pi f$ et $B_r = 0.09 \times 10^{-3}$ (BABANIN & YOUNG, 2005). Ce seuil correspond à l'apparition de déferlements. Il est par ailleurs cohérent avec la transition des directions moyennes observée dans le spectre pour des fetches courts et obliques (ARDHUIN *et al.*, 2007). Le coefficient C_{ds} a été ajusté à 1.9×10^{-5} afin d'obtenir un équilibre satisfaisant par fetch court en terme de direction moyenne et énergie (ARDHUIN *et al.*, 2007).

Le terme $S_{ds,c}$ représente la dissipation des vagues de vecteur vitesse de phase est C induite par le déferlement de vagues plus longues de vecteur vitesse C' . La vitesse relative des deux crêtes est $\Delta C = \|C - C'\|$ et le taux de passage de crêtes de vitesses C est donné par $\Delta C l(\mathbf{k})P(\mathbf{k})$ avec $l(\mathbf{k})$ la densité spectrale de longueur de crête et P leur probabilité de déferlement. Cette expression est tout à fait analogue à celle de PHILLIPS (1985) en remplaçant Λ par $l(\mathbf{k})P(\mathbf{k})$. D'après les mesures de BANNER *et al.* (2000), on a $P \approx 14.2(\sqrt{B} - \sqrt{B_r})^2$ et $l(\mathbf{k})$ est de l'ordre de $1/(2\pi^2 k)$. On a donc

$$S_{ds,c}(f, \theta) = -c_3 E(f, \theta) \int_0^{0.7f} \int_0^{2\pi} \frac{14.2}{\pi} \left(\max \left\{ \sqrt{B(f', \theta')} - \sqrt{B_r}, 0 \right\} \right)^2 \frac{\Delta C}{Cg'} d\theta' df' \quad (6)$$

où c_3 est un coefficient d'ajustement, d'ordre 1. En pratique, de bons résultats sont obtenus avec $c_3 = 2$ (figure 1).

Les calculs présentés ici utilisent par ailleurs le terme de génération S_{in} décrit par KOMEN *et al.* (1994), modifié pour prendre en compte la dissipation par frottement à l'interface air-mer (c.f. ARDHUIN *et al.*, 2008b), et le paramétrage DIA de HASSELMANN *et al.* (1985) pour les interactions non-linéaires S_{nl} . La différence avec le paramétrage de ARDHUIN *et al.* (2008b), utilisé par MAGNE & ARDHUIN (2008), est l'introduction du terme $S_{ds,c}$. Comme déjà vérifié par ARDHUIN *et al.* (2008a), On note que, en absence d'effet cumulatif ($c_3=0$), le niveau spectral est trop élevé à haute fréquence par rapport aux observations SHOWEX sauf si le spectre est artificiellement ramené à une décroissance en f^5 au-delà de $F=2.5$ fois la fréquence moyenne. Dans les autres simulations cette décroissance est appliquée au-delà du domaine de calcul ($F=9$). Par ailleurs, la

partie isotrope de la dissipation (terme en B_0 dans l'équation 5), peut éventuellement être supprimée (calcul avec $\delta=0$, figure 1). Mais dans ce cas il y a un peu trop d'énergie qui se propage dans les directions obliques près de la côte. Comme cet effet peut aussi être du à l'élargissement artificiel causé par le paramétrage DIA (Discret Interactions Approximation), cette étude devra être répétée avec un calcul exact des interactions non-linéaires. Une première validation à l'échelle globale donne des résultats tout à fait comparables à ceux présentés par MAGNE & ARDHUIN (2008), avec une nette amélioration des hautes fréquences. Par exemple l'erreur sur la moyenne des carrés des pentes de la surface, calculée pour la bande de fréquence 0.04-0.4 Hz, est réduite de 16% (calcul avec $F=2.5$) voire 19.4% (calcul avec $F=5$) à 12% (nouveau paramétrage et $F=5$) quand on compare aux observations de la bouée NDBC 51001 au large de Hawaii. Il reste aussi à introduire dans le paramétrage l'effet de modulation du spectre, et donc de B , induit par les grandes vagues non déferlantes.

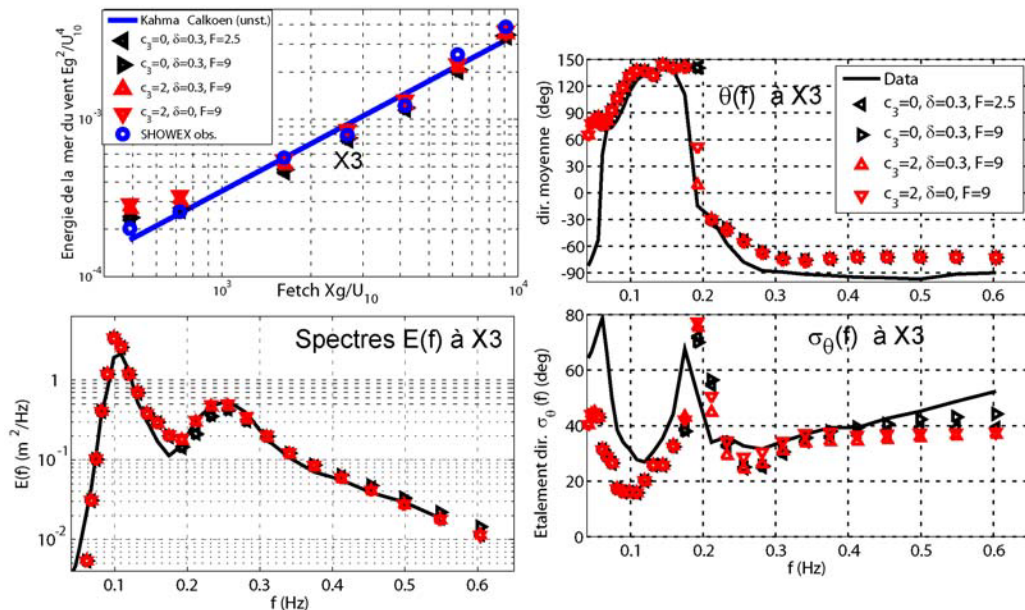


Figure 1. Résultats obtenus pour la croissance de la mer du vent par fetch oblique, en présence de houle, avec plusieurs paramétrages implémentés dans le code WAVEWATCH III v. 3.14-SHOM (voir ARDHUIN et al., 2007 pour les détails). Les résultats complets sont montrés pour la bouée X3, à 39 km de la côte.

4 Probabilité de déferlement intégrées et par échelles

L'amélioration du paramétrage passe, à terme, par sa validation en terme de probabilités de déferlement. La fonction $\lambda(c)$ (PHILLIPS, 1985) représente la densité de longueur de crêtes déferlantes dont la vitesse est comprise entre c et $c+dc$ par unité de surface d'océan, et donne une quantification du déferlement

vérifiable par imagerie vidéo. Cependant, peu d'observations fiables de λ sont encore disponibles. Nous avons donc d'abord travaillé sur des densités de probabilité $P_b(H)$ de déferlement par hauteur, qui peuvent être transformée, de manière équivalente en probabilité par vitesse orbitale de crête. Pour la zone de déferlement, THORNTON & GUZA (1983) ont donné $P_b(H)$ comme la pondération de la distribution de Rayleigh pour les hauteurs, $P_r(H)$, par une fonction $W(H)$ empirique

$$P_b(H) = P_r(H).W(H) \quad (7)$$

$$P_r(H) = \frac{2H}{H_{rms}^2} e^{-\left(\frac{H}{H_{rms}}\right)^2} \quad (8)$$

Cette pondération $W(H)$ est cohérente avec la théorie de MICHE (1944) appliquée à l'eau peu profonde, avec un effet de seuil sur la profondeur. En généralisant à toutes les profondeurs, CHAWLA & KIRBY (2002) ont proposé le poids suivant :

$$W_{ck}(H) = \left[\frac{\bar{k}H_{rms}}{\gamma \tanh(\bar{k}D)} \right]^2 \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{\bar{k}H}{\gamma \tanh(\bar{k}D)} \right)^2 \right] \right\} \quad (9)$$

Ce paramétrage de $W_{ck}(H)$ conduit à une probabilité de déferlement $P_b(H)$ assez éloignée des observations de CHAWLA & KIRBY (2002). Il convient aussi de remarquer que ces auteurs ont fixé $\gamma=0.6$ alors que γ est une fonction de $\bar{k}D$ (RUESSINK *et al.*, 2003). En refaisant l'analyse de MICHE (1944) en utilisant la théorie de la fonction de courant (DEAN, 1965) on obtient,

$$\gamma_{ra} = -2.8814X^3 + 3.8824X^2 - 1.7971X + 1.0267 \quad (10)$$

où $X = \tanh(\bar{k}D)$. La combinaison de (9) et (10) donne une nouvelle pondération W_{cknew} . Sur la base d'observations de déferlement, nous avons développé d'autres paramétrages. Nous utilisons les mesures faites lors de la campagne AUSWEX qui s'est déroulée dans le lac George (Australie) en 1997 (BABANIN & YOUNG, 2005). Les vagues mesurées sont très jeunes et en profondeur intermédiaire ($\bar{k}D \sim 1$). Nous avons remplacé les critères inspirés de Miche (1944): $\left[\bar{k}H_{rms} / \gamma \tanh(\bar{k}D) \right]^2$ et $\left[\bar{k}H / \gamma \tanh(\bar{k}D) \right]^2$ par les paramètres $k_p H_{rms}$ (BANNER *et al.*, 2000) et $\bar{k} H_{rms}$ la pondération $W(H)$. Les deux nouvelles fonctions poids sont donc :

$$W_p(H) = 8.5(k_p H_{rms}) \left\{ 1 - \exp(-k_p H) \right\} \quad (11)$$

$$W_b(H) = 3.5(\bar{k}H_{rms})\{1 - \exp(-\bar{k}H)\} \quad (12)$$

Les deux derniers paramétrages, $W_p(H)$ et $W_b(H)$ donnent des résultats nettement meilleurs que les formulations de départ W_{ck} et W_{cknew} (Figure 1). Par la suite, nous utiliserons $W_b(H)$ car la variable \bar{k} sera plus appropriée que k_p pour le calcul de la dissipation spectrale.

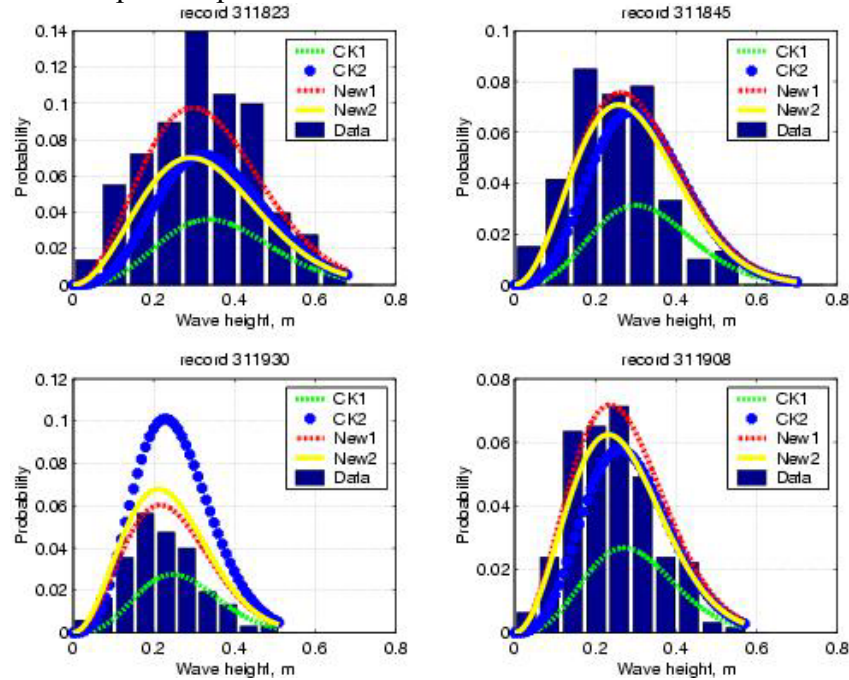


Figure 1. Probabilités de déferlement pour différents enregistrements AUSWEX. CK1, CK2 : paramétrages de Chawla et Kirby 2002, calculés respectivement avec γ et γ_{ra} . New1, New2 : paramétrages utilisant $W_p(H)$ et $W_b(H)$.

Afin de redistribuer les probabilités de déferlement sur les différentes composantes spectrales, nous calculons des hauteurs significatives par échelles, en convoluant le spectre par une fonction appropriée. En effet, le déferlement étant local dans l'espace liée à l'échelle de longueur d'onde λ d'une vague individuelle, son support spectral possède nécessairement une largeur de l'ordre de $k=2\pi / \lambda$. En ce sens notre approche, en cours de développement, rejoint directement l'analyse de BANNER *et al.* (2002).

Enfin, il convient d'attribuer aux déferlantes un taux de dissipation par unité de longueur de crête. La théorie du ressaut hydraulique, utilisée par THORNTON & GUZA (1983) a été adaptée pour l'eau profonde par CHAWLA & KIRBY (2002). L'énergie dissipée entre l'amont et l'aval du ressaut, par unité de largeur de crête et unité de temps, est fonction de ρ_w , H , de la gravité g , d'une échelle horizontale

L , et d'un facteur adimensionnel B , hauteur du mouton par rapport à celle de la vague,

$$\varepsilon_{ck} = \frac{\rho g (BH)^3}{4} \sqrt{\frac{gk}{\tanh(kD)}} \quad (13)$$

B a été fixé à 0.74 par CHAWLA & KIRBY (2002), alors que ce facteur devrait varier avec la cambrure. DUNCAN (1981, 1983) a développé une autre analyse à partir de mesures de déferlantes stationnaires en eau profonde, il obtient

$$\varepsilon_{du} = \frac{0.0075 \rho C^5}{g \sin \alpha}, \quad (14)$$

où C est la vitesse de phase et α l'angle d'inclinaison du rouleau de déferlement.

Ces deux dissipations peuvent être comparées en eau profonde, en assimilant la cambrure à l'angle α , $kH = \pi \tan \alpha$. Avec des valeurs de α entre 6.5° et 14° (DUNCAN, 1983) $\varepsilon_{du} / \varepsilon_{ck}$ est compris entre 27.3 et 1.2. Or B devrait être une fonction croissante de α , ce qui devrait encore augmenter la gamme de variation valeurs prises par $\varepsilon_{du} / \varepsilon_{ck}$. MELVILLE (1994) a remis en question l'hypothèse de stationnarité sur laquelle repose les deux analyses précédentes et donne un taux de dissipation sur la base de la théorie de Kolmogorov et sur des résultats expérimentaux de RAPP & MELVILLE (1990). Son taux de dissipation peut être inférieur d'un ordre de grandeur au taux de dissipation de DUNCAN (1981, 1983).

5 Conclusions

La nouvelle formulation semi-empirique proposée ici donne déjà des résultats sensiblement meilleurs que les paramétrages utilisés auparavant, en supprimant en particulier la sensibilité du modèle à la présence de houle. Toutefois, un paramétrage entièrement fondé sur la physique du déferlement demande encore quelques développements. Il s'agit en particulier d'y introduire des probabilités de déferlement, ainsi que des taux de dissipation de l'énergie par longueur de crête qui soient réalistes. Ces deux composantes sont vérifiables par des mesures in situ ou une modélisation numérique réaliste. De telles études devraient permettre en particulier de mieux comprendre l'effet de la directionnalité du champ de vagues sur le déferlement. A terme, il s'agit de construire un modèle numérique capable de calculer, outre le spectre des vagues, un spectre de déferlement avec des applications intéressantes pour le génie océanique et l'étude des échanges air-mer.

Remerciements

J.F. Filipot est financé par une bourse doctorale DGA-CNRS.

6 Références bibliographiques

- 1 ARDHUIN F., HERBERS T. H. C., WATTS K. P., VAN VLEDDER G. P., JENSEN R., GRABER H. (2007). *Swell and slanting fetch effects on wind wave growth*. J. Phys. Oceanogr., vol 37, pp 908-931.
- 2 ARDHUIN F., CHAPRON B., COLLARD F. (2008a). *Ocean swell from giant storms*. Nature Geosciences, soumis.
- 3 ARDHUIN F., COLLARD F., CHAPRON B., QUEFFEULOU P., FILIPOT J.F., HAMON M. (2008b). *Spectral wave dissipation based on observations : a global validation*. Proceedings of the Chinese-german joint symposium on hydraulic and ocean engineering, Darmstadt, pp 391-400.
- 4 BABANIN A. V., YOUNG I. R. (2005). *Two-phase behaviour of the spectral dissipation of wind waves*. In Proceedings of the 5th International Symposium Ocean Wave Measurement and Analysis, Madrid, june 2005. ASCE. paper number 51.
- 5 BANNER M. L., BABANIN A. V., YOUNG I. R. (2000). *Breaking probability for dominant waves on the sea surface*. J. Phys. Oceanogr., vol. 30, pp 3145-3160.
- 6 BANNER M. L., GEMMICH J. R., FARMER D. M. (2002). *Multiscale measurement of ocean wave breaking probability*. J. Phys. Oceanogr., vol 32, pp 3364-3374.
- 7 BATTJES, J.A., JANSSEN, P.A.E.M. (1978). *Energy loss and set-up due to breaking of random waves*. 16th International Coastal Eng. Conf., Hamburg, pp 569-587.
- 8 CHAWLA A., KIRBY, J.T. (2002). *Monochromatic and random wave breaking at blocking points*. J. Geophys. Res., vol. 107(C7), 10.1029/2001JC001042.
- 9 DEAN R. G. (1965). *Stream function representation of nonlinear ocean waves*. J. Geophys. Res., vol 70, pp 4561-4572.
- 10 DUNCAN J.H. (1981). *An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil*. Proc. Roy. Soc. Lond. A, vol. 377, pp 331-348.
- 11 DUNCAN J.H. (1983). *The breaking and non-breaking resistance of a two-dimensional hydrofoil*. J. Fluid Mech. vol. 126, pp 507-520.
- 12 KOMEN G. J., HASSELMANN K., HASSELMANN S. (1984): *On the existence of a fully developed wind sea spectrum*. J. Phys. Oceanogr., vol 14, pp 1271-1285.

- 13** KOMEN G. J., CAVALERI L., DONELAN M., HASSELMANN K., HASSELMANN S., JANSSEN P. A. E. M. (1994): *Dynamics and modelling of ocean*. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- 14** LONGUET-HIGGINS M. S., CLEAVER R. P. (1994). *Crest instabilities of gravity waves*. Part 1. The almost highest wave. *J. Fluid Mech.*, vol 258, pp 115-129.
- 15** MAGNE R., ARDHUIN F. (2008). *Prévisions et jeux des états de mer du globe à la plage*. X^{èmes} Journées Nationales Génie Civil – Génie Côtier, Sophia Antipolis.
- 16** MELVILLE W.K. (1994). *Energy dissipation by breaking waves*. *J. Phys.Oceanogr.*, vol 24, pp 2041-2049.
- 17** PHILLIPS O. M. (1984). *On the response of short ocean wave components at a fixed wavenumber to ocean current variations*. *J. Phys. Oceanogr.*, vol 14, pp 1425-1433.
- 18** PHILLIPS O. M. (1985). *Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves*. *J. Fluid Mech.*, vol 156, pp 505-531.
- 19** RAPP R.J., MELVILLE W.K. (1990). *Laboratory measurements of deep water breaking waves*. *Philos. Trans. Roy. Soc. London A*, vol 331, pp 735-800.
- 20** STANSELL P., MACFARLANE C. (2002). *Experimental investigation of wave breaking criteria based on wave phase speeds*. *J. Phys. Oceanogr.*, vol.32, pp 1269-1283.
- 21** ARDHUIN F., CHAPRON B., COLLARD F., QUEFFEULOU P., FILIPOT J.-F., HAMON M. (2008). *Spectral wave dissipation based on observations: a global validation*. Proceedings of the Chinese-German Joint Symposium, Darmstadt, Allemagne, août 2008.
- 22** HASSELMANN S., HASSELMANN K., ALLENDER J., BARNETT T. (1985), Computation and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part II: Parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models," *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 15, pp. 1378-1391.
- 23** THORNTON E.B., GUZA R.T. (1983). *Transformation of wave height distribution*. *J. Geophys. Res.*, vol. 88, pp 5925-5938.
- 24** RUESSINK B.G., WALSTRA J.R., SOUTHGATE H.N. (2003). *Calibration and verification of a parametric wave model on barred beaches*. *Coast. Eng.*, vol 48, pp 139-149.