

Modélisation de la formation et de l'évolution non linéaire des barres en croissant de la cote aquitaine

Modelling the formation and the nonlinear evolution of crescentic bars of the Aquitanian coast.

ROLAND GARNIER

University of Nottingham

School of Civil Engineering, University of Nottingham, Nottingham, NG7 2RD, UK

Tél. : +44 (0) 115 951 4604, Fax : +44 (0) 115 951 3898, e-mail : Roland.Garnier@nottingham.ac.uk

PHILIPPE BONNETON

Université Bordeaux 1

CNRS ; UMR 5805 EPOC, avenue des Facultés, F-33405, Talence, France

Tél. : +33 (0) 5 40 00 29 65, Fax : +33 (0) 5 56 84 08 48, e-mail : p.bonneton@epoc.u-bordeaux1.fr

ALBERT FALQUÉS

Universitat Politècnica de Catalunya

Departament de Física Aplicada, C/ Jordi Girona 1-3, Mòdul B4/B5, E-08034, Barcelona, Spain

Tél. : +34 93 401 6889, Fax : +34 93 401 6090, e-mail : falques@fa.upc.edu

DANIEL CALVETE

Universitat Politècnica de Catalunya

Departament de Física Aplicada, C/ Jordi Girona 1-3, Mòdul B4/B5, E-08034, Barcelona, Spain

Tél. : +34 93 401 6827, Fax : +34 93 401 6090, e-mail : calvete@fa.upc.edu

Crescentic bars emerge as free instabilities of the coupling between topography and water motion. Their long term behaviour will be studied in the real case of the French Aquitaine beaches by using the 2DH numerical model MORFO55. For the first time, the equilibrium state of a crescentic bar system is obtained, in the case of steady incident wave conditions. Due to non linear interactions, the final wave length of the system does not inevitably increase with the incident wave height. Finally, the study of variable incident wave conditions suggests that the equilibrium state may depend on the initial conditions.

I ■ INTRODUCTION

Les barres en croissant apparaissent de manière persistante dans la zone subtidale de la plupart des côtes sableuses exposées à la houle telle que la côte aquitaine [1 ; 2 ; 3].

Ces structures rythmiques se développent généralement sur une barre longitudinale. Elles sont caractérisées par une longueur d'onde qui dépendrait de la position transversale de la barre longitudinale [4]. Or, sur la côte aquitaine où leur longueur d'onde peut varier de 300 m à 1 500 m, le faible mouvement transversal de la barre longitudinale suggère que d'autres variables influent sur la longueur d'onde.

Les études actuelles démontrent qu'elles émergent à partir d'instabilités internes du système morphodynamique par un processus d'auto organisation couplant la topographie et l'hydrodynamique [5]. En particulier, elles ont fait l'objet de nombreuses études numériques utilisant des modèles linéaires [6 ; 7] ou non linéaires [1 ; 2 ; 4 ; 8 ; 9]. Cependant ces derniers modèles décrivent uniquement la formation des barres ou les étapes initiales de leur évolution.

L'intérêt principal de cette contribution sera de modéliser le comportement à long terme des barres en croissant des plages d'Aquitaine et d'obtenir un état d'équilibre pour une condition de houle stationnaire. Il sera aussi abordé l'effet d'une variation des conditions de houle. Le modèle numéri-

que MORFO55 utilisé dans le cas d'une plage plane idéalisée pour analyser l'évolution non linéaire des barres obliques et transversales proches de la ligne de côte permettant, en particulier, d'étudier le mécanisme de saturation [10] sera appliqué au cas réel des plages d'Aquitaine [11].

II ■ LE MODELE MORFO55

Le modèle MORFO55 est un modèle numérique non linéaire qui résout les équations de Navier-Stokes en eau peu profonde, moyennées sur une colonne d'eau et sur une période de vague, couplées avec l'équation de conservation du sédiment. La ligne de côte, définie par $x_1 = 0$, est supposée rectiligne. L'axe x_1 représente l'axe transversal et l'axe x_2 , l'axe longitudinal.

● II.1 HYDRODYNAMIQUE

L'hydrodynamique est gouvernée par les équations de conservation de la masse (1) et de la quantité de mouvement (2) décrites par [12] :

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (Dv_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -g \frac{\partial z_s}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho D} \frac{\partial}{\partial x_j} (S_{ij}' - S_{ij}'') + \frac{\tau_{bi}}{\rho D}, \quad i=1,2 \quad (2)$$

où $D(x_1, x_2, t)$ est la profondeur d'eau moyenne, $\bar{v}(x_1, x_2, t)$ est le vecteur de courant moyen ($\bar{v} = (v_1, v_2)$), $z_s(x_1, x_2, t)$ est le niveau d'eau moyen, g est l'accélération de la pesanteur, ρ est la densité de l'eau, \bar{S}' est le tenseur de radiation, \bar{S}'' est le tenseur de turbulence de Reynolds et $\bar{\tau}_b$ est le vecteur des contraintes au fond.

La transformation des vagues est régie de la manière suivante. Premièrement, nous utilisons l'équation de densité d'énergie (3) qui inclue les vagues irrégulières :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (c_{g,j} E) = -\varepsilon \quad (3)$$

où $E(x_1, x_2, t)$ est la densité d'énergie définie par $E = \rho g H_{rms}^2 / 8$, H_{rms} est la hauteur *rms* de vague, c_g est la vitesse de groupe des vagues et ε est le taux de dissipation dû au déferlement et à la friction du fond. Remarquons que nous ne tenons pas compte des interactions houle-courant. En effet, les vitesses de courant moyen obtenues au cours de nos simulations ($v \sim 0,2$ m/s) sont très inférieures aux vitesses de groupe ($c_g \sim 10$ m/s). Deuxièmement, le vecteur d'onde $\bar{k}(x_1, x_2, t)$ satisfait la relation de dispersion (4) et la loi de Snell-Descartes (5) :

$$\sigma^2 = gk \tanh kD \quad (4)$$

$$k \cdot \sin \theta = cte \quad (5)$$

où k est le module de \bar{k} et θ l'angle entre les fronts d'ondes et l'axe x_1 . La fréquence angulaire $\sigma = 2\pi/T$ est supposée constante, T étant la période des vagues. La longueur d'onde des structures sableuses étudiées étant grande, la variation longitudinale de la bathymétrie est faible. Nous pouvons alors considérer que les fronts d'ondes sont parallèles et utiliser la loi de Snell-Descartes (5) comme approximation de l'équation eikonale ($\nabla \times \bar{k} = 0$). Nous avons validé cette approximation en montrant que l'utilisation de l'équation eikonale ne change pas les résultats présentés.

● II.2 MORPHODYNAMIQUE

L'évolution du niveau topographique $z_b(x_1, x_2, t)$ couplée à D par la relation $D = z_s - z_b$ est régie par l'équation de conservation du sédiment (6) :

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \frac{\partial q_j}{\partial x_j} = 0 \quad (6)$$

où \bar{q} est le vecteur de flux sédimentaire horizontal et p la porosité du sable. La loi de transport de sédiment (7) s'écrit :

$$\bar{q} = \alpha(\bar{v} - \gamma u_o \nabla h) \quad (7)$$

où $h = z_b - z_b^0$ est la perturbation du fond par rapport à la topographie d'équilibre, u_o est le module de la vitesse orbitale moyenne des vagues, γ est le paramètre de transport dû à la pente du fond ($\gamma = 2$) et α est le facteur de mélange (« stirring ») obtenu d'après la formule de Soulsby et Van Rijn [13].

● II.3 MÉTHODES NUMÉRIQUES

Les cinq équations (1), (2) $i = 1 ; 2$, (3) et (6) avec leur cinq inconnues $z_s(x_1, x_2, t)$, $v_1(x_1, x_2, t)$, $v_2(x_1, x_2, t)$, $H_{rms}(x_1, x_2, t)$ et $z_b(x_1, x_2, t)$ ont été résolues numériquement afin de calculer l'évolution temporelle de la plage en équilibre perturbé. Un schéma numérique en différences finies est utilisé [8], avec, pour les dérivées temporelles, un schéma explicite du type Adams-Bashforth, et pour les dérivées spatiales, un schéma centré retardé. Le nombre d'onde k et l'angle θ aux pas de temps antérieurs sont nécessaires pour la résolution de ces équations. Ils sont calculés, respectivement, à l'aide d'une approximation analytique de l'équation (4), et par un schéma décentré appliqué à l'équation (5).

● II.4 CONDITIONS LIMITES

Au niveau des frontières latérales, chaque variable et sa dérivée première sont supposés périodiques. Au large, v_1 et v_2 diminuent exponentiellement, H_{rms} est imposée, z_s et z_b respectent leurs équations respectives. Sur la ligne de côte, un mur absorbant d'une hauteur de 10 cm impose une vitesse nulle. La variation du niveau de marée n'est pas prise en compte dans le modèle : ce niveau est supposé fixe, et est choisi à l'instant initial en sélectionnant la position transversale de la bathymétrie d'équilibre. Dans notre étude, nous supposons que nous restons dans des conditions de mi-marée. Étant donné que les structures rythmiques modélisées apparaissent au niveau de la barre subtidale (profondeur de 5 m dans nos simulations), nous supposons que la variation du niveau de marée n'affecte pas les mécanismes fondamentaux à l'origine des instabilités. Cependant, il n'est pas exclu que cette variation modifie les caractéristiques des barres en croissant, cela fera l'objet d'une étude ultérieure.

● II.5 BATHYMÉTRIE D'ÉQUILIBRE

La bathymétrie d'équilibre provient d'une bathymétrie moyennée longitudinalement de la plage du truc vert [1] à niveau d'eau moyen ($z_b^0(x_1)$). En utilisant cette bathymétrie initiale, le système bathymétrique reste stable car le transport transversal, *i.e.*, le transport dû au courant de retour et à l'asymétrie des vagues, est négligé. Dans le but d'exciter

les instabilités, une perturbation aléatoire d'une amplitude de 10 cm ($h(x_1, x_2, t=0) = h_0(x_1, x_2)$) est ajoutée à cette bathymétrie d'équilibre telle que la bathymétrie initiale (8) devient :

$$z_b(x_1, x_2, t=0) = z_b^0(x_1) + h_0(x_1, x_2) \quad (8)$$

● II.6 EXPÉRIENCES

Dans la suite de cette contribution, les axes x_1 et x_2 seront dénotés axes x et y . De même, les composantes du vecteur vitesse v_1 et v_2 deviennent u et v . Le domaine de calcul est une grille rectangulaire délimitée par $0 \leq x \leq L_x = 1000$ m dans la direction transversale et $0 \leq y \leq L_y = 9000$ m dans la direction longitudinale. La ligne de côte est définie par $x = 0$ m. Le pas de temps est de 18 s et le pas d'espace est de $25,25$ m². Deux conditions de houle seront étudiées : une houle frontale, de période $T = 12$ s, de hauteur au large (à $x = L_x$) (a) $H_{rms} = 1,5$ m et (b) $H_{rms} = 1,8$ m.

III ■ RESULTATS

● III.1 ETATS DE BASE

Pour une condition de houle stationnaire, l'état de base est défini comme l'état d'équilibre hydrodynamique obtenu lorsque la bathymétrie initiale est exactement uniforme longitudinalement : $z_b(x_1, x_2, t=0) = z_b^0(x_1)$. Dans ces conditions, *i.e.* lorsque la bathymétrie initiale n'est pas perturbée, aucune instabilité morphodynamique ne se développe, autre-

ment dit, la bathymétrie initiale est stable. La figure 1 montre l'état de base obtenu pour nos deux conditions de houles frontales. Les composantes de la vitesse u et v ne sont pas représentées car elles sont nulles. Remarquons que, même si la dissipation d'énergie (cf. H_{rms}) semble la même entre 0 et 200 m dû à la formule de dissipation de Thornton et Guza [14], le set up est plus prononcé dans le cas d'une houle de 1,8 m (cf. z_s).

● III.2 CONDITIONS DE HOULES STATIONNAIRES

D'après la figure 1, nous remarquons la présence de deux barres longitudinales sur le profil bathymétrique. La première étant située à $x = 200$ m, la seconde à $x = 550$ m. Lorsque l'uniformité de la bathymétrie initiale est rompue, chacune des deux barres longitudinales se déforme et laisse apparaître un système de barres en croissant. Le premier système ($x = 200$ m) rappelle les structures rythmiques présentes dans la zone intertidale [11], telles que les systèmes en terrasse, découverts à marée basse. Le deuxième système ($x = 550$ m) est caractérisé par une longueur d'onde supérieure et rappelle les systèmes subtidaux de barres en croissant. Dû à une trop forte croissance du premier système, les barres ayant tendance à émerger, le modèle s'arrête. Ceci est probablement dû à une sous estimation de la diffusivité morphodynamique (*i.e.* du transport dû à la pente du fond) dans cette zone. Afin d'étudier l'évolution à long terme du deuxième système, le transport sédimentaire a été déconnecté dans la zone délimitée par $x < 200$ m. Cette approximation, permettant d'isoler le système subtidal, a l'inconvénient d'exclure les interactions possibles avec le système intertidal [15 ; 16 ; 17].

Dans le cas d'une houle stationnaire de hauteur 1,5 m, un état d'équilibre de barres rythmiques en croissant est obtenu, caractérisé par une longueur d'onde des barres de 650 m

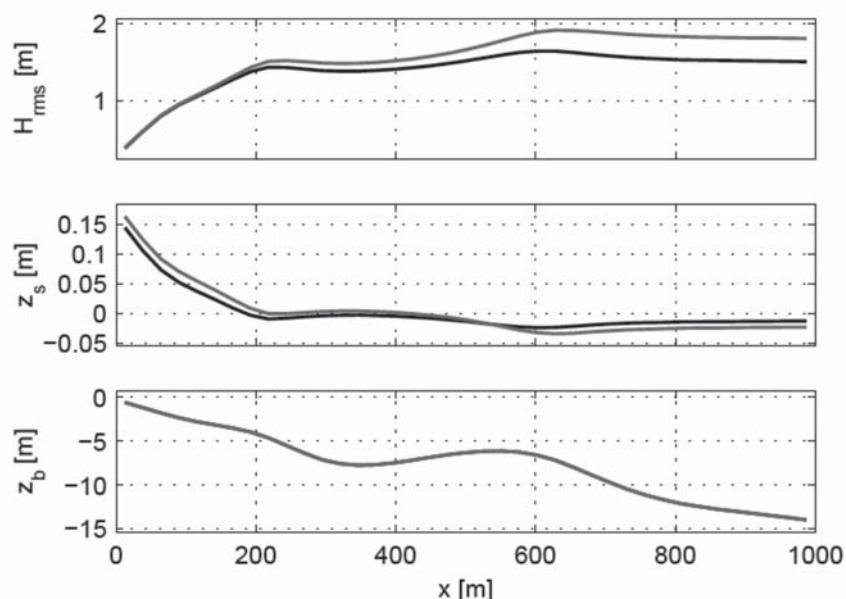


Figure 1 : Etats de base. Houles frontales de hauteur 1,5 m (en noir) et 1,8 m (en gris) et de période 12 s au large.

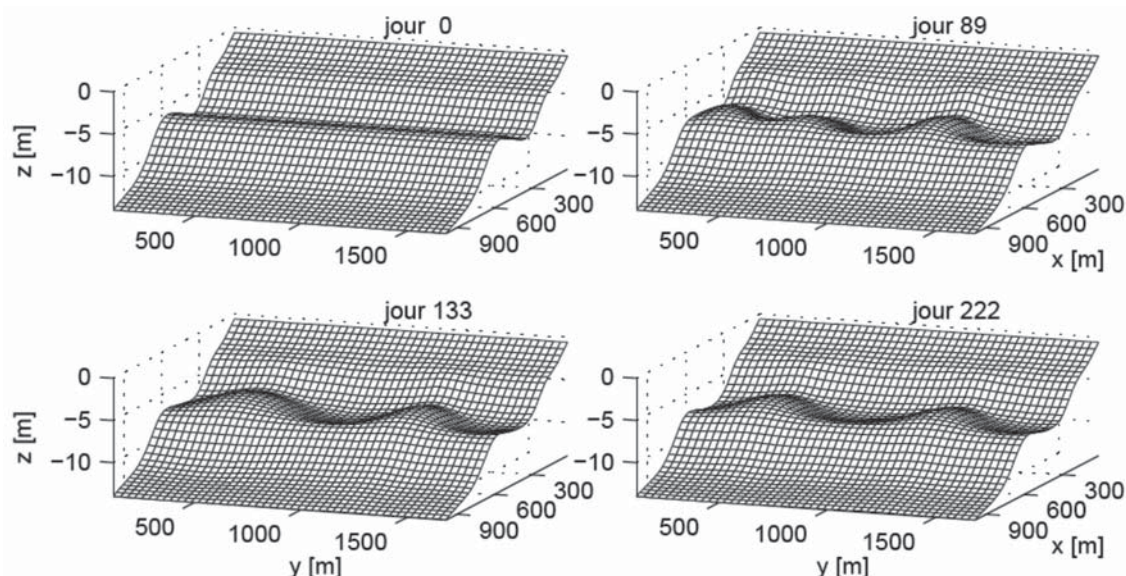


Figure 2 : Vue 3D de la topographie de la plage du Truc Vert. Houle frontale de hauteur 1,5 m et de période 12 s au large. L'axe x représente la direction transversale et l'axe y , la direction longitudinale. L'axe z correspond au niveau topographique.

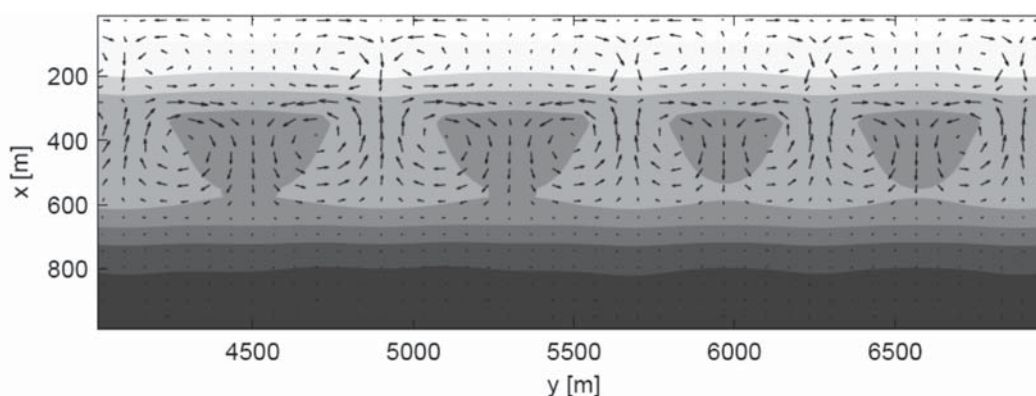


Figure 3 : Etat d'équilibre du système de barres en croissant (après 150 jours d'évolution). Houle frontale de hauteur 1,5 m et de période 12 s au large. Le dégradé de gris représente la bathymétrie z_b . Les zones claires (obscur) sont les zones les moins (plus) profondes. Les vecteurs représentent la vitesse v .

et une hauteur de 2,80 m. La figure 2 montre en vue 3D (seulement en une portion du domaine) l'évolution de ces barres jusqu'à l'état d'équilibre. La figure 3 montre une vue de haut du système de barres à l'équilibre. Remarquons la circulation associée avec un système de courants sagittaux généré dans chaque creux. La figure 4(a) représente l'évolution temporelle de la section correspondant au sommet de la barre longitudinale où se forment les barres en croissant. Les barres rythmiques atteignent leur hauteur maximale autour de 75 jours d'évolution, ensuite elles vont décroître légèrement et interagir pour atteindre leur état d'équilibre vers 200 jours. Une analyse de Fourier nous permet de déterminer le « temps d'accroissement », défini comme l'inverse du taux d'accroissement, du mode correspondant à la longueur d'onde de 650 m. Il est de l'ordre de 12 jours.

Dans le cas d'une houle plus grosse, de 1,8 m, comme le suggèrent les études préliminaires [4] et [7], la hauteur des barres augmente (3,2 m) ainsi que le taux d'accroissement (le temps d'accroissement du mode qui prédomine à l'état final étant de 5 jours). Comme l'indique la figure 4(b), la hauteur maximale des barres est atteinte au bout de 45 jours. Cependant la longueur d'onde des barres à l'état final diminue, elle est de 550 m dans le cas (b). En effet, la variation en hauteur de vagues entre (a) et (b) est relativement faible, et, à l'état initial, les longueurs d'onde des barres sont similaires pour (a) et (b). En revanche, une houle plus grande entraîne des tensions de Reynolds plus importantes et donc moins d'interactions non linéaires. Il en résulte que, dans le cas (a) les barres ont plus tendance à s'apparier ce qui entraîne une longueur d'onde finale plus grande.

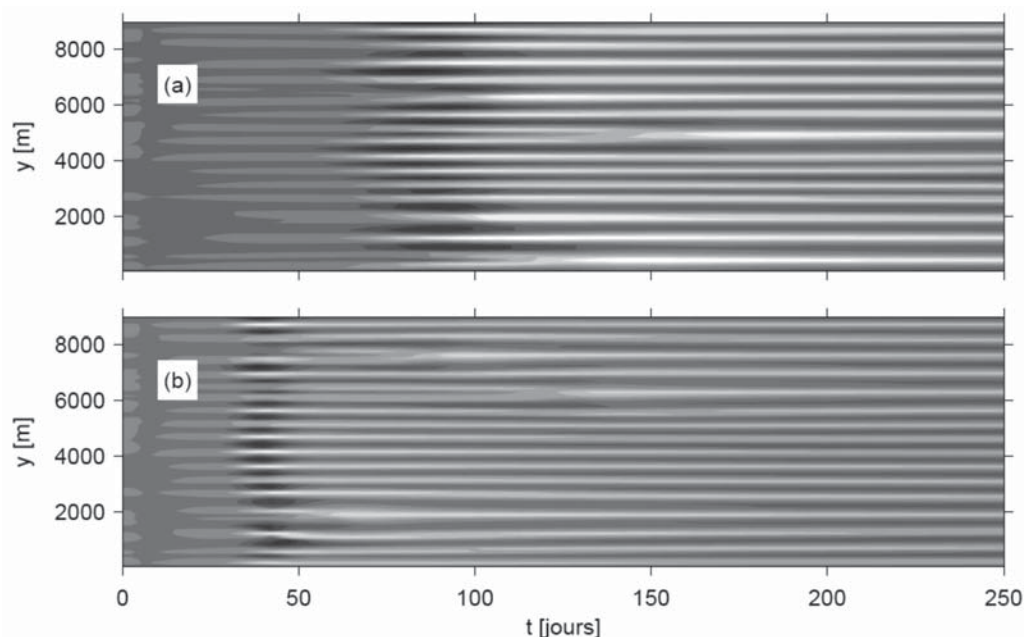


Figure 4 : Séries temporelles de la perturbation du fond le long de la section longitudinale à $x = 500$ m : $h(x = 500 ; y : t)$, pour (a) $H_{rms} = 1 : 5$ m et (b) $H_{rms} = 1 : 8$ m. Conditions de houles stationnaires.

● III.3 CHANGEMENT DES CONDITIONS DE HOULE

Un changement de condition de houle est considéré lorsque l'état final a été atteint. En particulier, une houle de 1,8 m a été imposée sur l'état final obtenu dans le cas d'une houle de 1,5 m : cas (a2). Inversement, une houle de 1,5 m a été imposée sur l'état final de (b) : cas (b2) (les cas (a2) et (b2) ne sont pas illustrés dans cet article). Remarquons, que le changement de conditions de houle, revient à considérer un changement de bathymétrie initiale, qui n'est plus uniforme longitudinalement, mais composée de barres en croissant dont la longueur d'onde est différente de ce qui est attendu. Dans aucun des cas, nous ne constatons une variation de longueur d'onde du système morphodynamique. L'état final dépend donc des conditions initiales, les modes d'instabilités correspondant aux longueurs d'ondes 550 m et 650 m coexistent à la fois pour une hauteur de houle de 1,5 m et de 1,8 m.

Dans le cas de houle stationnaire, tous les modes étaient présents à l'instant initial du à l'ajout d'une perturbation aléatoire sur la bathymétrie initiale. Dans le cas présent, la bathymétrie initiale étant l'état final d'un cas de houle stationnaire, très peu de modes sont présents, en fait, un seul prédomine largement. Les interactions non linéaires entre les modes ne sont probablement pas suffisantes pour exciter tous les modes, si bien que l'évolution est forcée à rester confinée dans son sous espace et la longueur d'onde ne varie pas.

IV ■ COMPARAISON AVEC LES OBSERVATIONS

Même si l'objet principal de cette étude n'était pas une comparaison précise du modèle avec les observations, nous

constatons des résultats encourageants sur ce point. En effet, les structures rythmiques modélisées correspondent de part leur forme, leur amplitude et leur temps d'accroissement, aux structures observées sur la côte aquitaine [1 ; 2 ; 3]. En particulier, les barres en croissant présentées ont une longueur d'onde de l'ordre de 600 m, une amplitude de l'ordre de 1 m et un temps d'accroissement de l'ordre de 10 jours. Elles ont donc des propriétés similaires aux barres en croissants observées dans la zone subtidale. De plus lorsque nous considérons une incidence de vagues légèrement oblique (cf. [11], non présenté dans cet article), nous constatons que les barres migrent en direction du courant ambiant (*i.e.*, vers le sud) avec une vitesse de migration de l'ordre de 5 m/jour, en accord avec l'observation. Enfin les structures modélisées près de la côte (cf. [11], non présenté dans cet article) ressemblent aux structures observées dans la zone intertidale : elles présentent une longueur d'onde inférieure et un taux d'accroissements supérieurs comparés aux barres en croissant de la zone subtidale. Un système ressemblant aux systèmes de terrasses intertidales, et un système similaire aux systèmes de barres/bâines apparaissent dans le cas d'une houle frontale et oblique, respectivement.

V ■ CONCLUSION

Les barres en croissant des plages aquitaines émergent à partir d'instabilité du système morphodynamique. Pour la première fois l'équilibre d'un tel système a été modélisé, pour une condition de houle stationnaire. Le temps au bout duquel le système a atteint son état d'équilibre est de l'ordre de 100 jours. Il est improbable que de telles conditions de houle soient observées dans la nature, cependant, nous mon-

trons que cet état d'équilibre peut exister. D'autre part, nous montrons que l'état d'équilibre obtenu n'est pas unique, et peut dépendre des conditions initiales.

Les études préliminaires montrant que la longueur d'onde était une fonction croissante de la taille des vagues, ou, plus précisément, de la taille de la zone de surf, sont ici étendues au régime non linéaire. Dû à des mécanismes d'interactions non linéaires (appariement des barres) la longueur d'onde de l'état final peut diminuer lorsque la houle grossie.

Malgré une représentation des conditions de houle très simplifiée, nous constatons une concordance des résultats avec les observations, en particulier, concernant la longueur d'onde, l'amplitude et le taux d'accroissement des systèmes de barres en croissants de la zone subtidale. Afin de réaliser des comparaisons avec les observations plus précises, par exemple, à partir d'un événement particulier, certains aspects du modèle sont en cours de développement. En particulier, l'évolution du niveau de marée sera prise en compte. De plus, l'interaction entre les systèmes intertidaux et subtidaux est envisagée.

VI ■ REMERCIEMENTS

Les travaux de recherche de R. Garnier, A. Falqués et D. Calvete ont fait part du projet PUDEM (Ministerio de Ciencia y Tecnología (Espagne), contrat REN2003-06637-C02-01/MAR). Les travaux de R. Garnier ont été financés par le Gouvernement Catalan (bourse IQUC) et par l'Université de Nottingham, Royaume Uni (bourse de recherche). Les travaux de D. Calvete ont été financés par le contrat espagnol : « Ramón y Cajal ».

VII ■ RÉFÉRENCES ET CITATIONS

- [1] CASTELLE B., BONNETON P., BUTEL R. (2006) — Modeling of crescentic pattern development of nearshore bars : Aquitanian Coast, France. *C.R. Geosciences*. **338 (11)** : 795-801
- [2] CASTELLE B. (2004) — *Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la côte aquitaine*. Ph.D. thesis, Université Bordeaux I, France.
- [3] LAFON V., APOLUCENO D. D. M., DUPUIS H., MICHEL D., HOWA H., FROIDEFOND J. M. (2004) — Morphodynamics of nearshore rhythmic sandbars in a mixed-energy environment (SW France) : I. mapping beach changes using visible satellite imagery. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*. **61** : 289-299
- [4] DAMGAARD J., DODD N., HALL L., CHESHER T. (2002) — Morphodynamic modelling of rip channel growth. *Coastal Eng.* **45** : 199-221
- [5] FALQUÉS A., COCO G., HUNTLEY D. A. (2000) — A mechanism for the generation of wave-driven rhythmic patterns in the surf zone. *J. Geophys. Res.* **105 (C10)** : 24071-24088
- [6] DEIGAARD R., DRONEN N., FREDSOE J., JENSEN J. H., JORGENSEN M. P. (1999) — A morphological stability analysis for a long straight barred coast. *Coastal Eng.* **36(3)** : 171-195
- [7] CALVETE D., DODD N., FALQUÉS A., VAN LEEUWEN S. M. (2005) — Morphological development of rip channel systems : Normal and near normal wave incidence. *J. Geophys. Res.* **110 (C10006)** : doi 0.1029/2004JC002803
- [8] CABALLERIA M., COCO G., FALQUÉS A., HUNTLEY D. A. (2002) — Selforganization mechanisms for the formation of nearshore crescentic and transverse sand bars. *J. Fluid Mech.* **465** : 379-410
- [9] RENIERS A. J. H. M., ROELVINK J. A., THORNTON E. B. (2004) — Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. *J. Geophys. Res.* **109 (C01030)** : doi 10.1029/2002JC001586
- [10] GARNIER R., CALVETE D., FALQUÉS A., CABALLERIA M. (2006) — Generation and nonlinear evolution of shore-oblique/transverse sand bars. *J. Fluid Mech.* **567** : 327-360
- [11] GARNIER R. (2007) — *Nonlinear modelling of surf zone morphodynamical instabilities*. PhD thesis, Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Spain.
- [12] MEI C. C. (1989) — *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*. *Advanced Series on Ocean Engineering*. World Scientific, Singapore. **1**
- [13] SOULSBY R. L. (1997) — *Dynamics of Marine Sands*. Thomas Telford, London, U.K.
- [14] THORNTON B., GUZA R. T. (1983) — Transformation of wave height distribution. *J. Geophys. Res.* **88 (10)** : 5925-5938
- [15] CASTELLE B., BONNETON P. (2004) — Nearshore waves and currents over crescentic bars. *J. of Coast. Res.* **SI 39** : 687-691
- [16] RUESSINK B. G., COCO G., RANASINGHE R., TURNER I. L. (2007) — Coupled and noncoupled behavior of three-dimensional morphological patterns in a double sandbar system. *J. of Geophys. Res.* in press.
- [17] GARNIER R., CALVETE D., DODD N., FALQUÉS A. (2007) — Modelling the interaction between transverse and crescentic bar systems. RCEM 2007. *5th IAHR Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, in preparation*.