

Modélisation de la morphodynamique d'un profil de plage

Karine Spielmann, Dominique Astruc*, Olivier Thual

Institut de mécanique des fluides de Toulouse, UMR 5502 CNRS–INPT–UPS, allée du Professeur-Camille-Soula, 31400 Toulouse, France

Reçu le 10 mai 2001 ; accepté le 21 août 2001

Présenté par Jean Aubouin

Abstract – Morphodynamical modelling of a beach profile. In order to study the wave impact on beach profile morphological changes, we have developed a numerical ‘deterministic’ model. We focus on the sensitivity analysis of various modelling approaches in order to explain their limitations. Validating the model with experimental measurements, we put forward the poor estimation of the bed sediment concentration given by classical formula. We propose a new parameterization relying on a Shields parameter based on the breaking-induced shear-stress. © 2001 Académie des sciences / Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

coastal morphodynamics / sediment transport / reference concentration / undertow / surf zone

Résumé – Afin d'étudier l'impact de la houle sur les changements morphologiques du profil d'une plage, nous avons développé un modèle numérique « déterministe ». L'accent est mis sur l'étude de sensibilité du modèle à différentes approches, afin d'en expliquer les limites. En validant le modèle à l'aide de mesures expérimentales, nous mettons en évidence les faiblesses des paramétrisations classiques de la concentration de sédiment au fond. Nous proposons alors une nouvelle paramétrisation en définissant un paramètre de Shields basé sur le cisaillement induit par le déferlement. © 2001 Académie des sciences / Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

morphodynamique littorale / transport de sédiment / concentration de référence / courant de retour / zone de déferlement

Abridged version

We present a cross-shore deterministic model to predict the beach profile evolution under wave action. We performed a series of sensitivity tests focused on the sediment transport computation through an intercomparison of different approaches and parameterizations used in previous studies [8]. We show that the sea-bed sediment concentration is the key point of such a modelling and a weak point in existing models leading to a wide dispersion in the intercomparison results. We thus propose a new parameterization of this reference concentration based on the Shields parameter $\theta_{s,r}$ that can be constructed with the shear stress induced by the breaking.

Our model is divided into three modules: the wave, the hydrodynamic and the sediment modules. The wave module computes the cross-shore profile of the wave height root-mean-square $H_{rms}(x)$ using the Battjes and Janssen [3] model for random waves (equation (1)). The linear theory is used to compute the suspended sediment transport rate and the first order cnoidal theory for bedload transport evaluation. The breaking roller characteristics are also estimated in order to take into account the transition zone effects [11] (equation (2)).

The hydrodynamic module solves the mean horizontal velocity (VHM) $\bar{u}(x, z)$ and the mean water level (NMSL) $\bar{\eta}(x)$ that are coupled through equation (3). The turbulent

* Correspondance et tirés à part.

Adresses e-mail : Karine.Spielmann@imft.fr (K. Spielmann),
Dominique.Astruc@imft.fr (D. Astruc).

viscosity ν_t is parameterized by equation (4) that takes into account the breaking-induced turbulence. Three conditions are required to solve equation (3). The first one specifies that the mean current balances the momentum flux induced by the wave motion and the breaking (equation (5)). The second condition is the vertical-integrated momentum equation (6) including the breaking-induced radiation stress. A null bottom shear-stress is imposed as the third condition [10].

The sediment transport module computes the bottom profile time evolution (equation (8)) from the total sediment transport rate distribution. This quantity is the sum of the bedload transport rate estimated using an empirical formula [2] and the suspended transport rate computed from the vertical integration of the mean suspended sediment flux, $\bar{u}(x, z)$ times $\bar{C}(x, z)$. The mean suspended sediment Concentration (CMS) is solution of equation (10), the turbulent diffusivity $\Gamma_t(x, z)$ being either constant (equation (11)) or z -dependent over depth (equation (12)). A boundary condition for equation (10) is obtained by imposing the reference concentration $\bar{C}_a(x)$ at the bed level. We compare three classical parameterizations of $\bar{C}_a(x)$ based on the Shields parameter $\theta_{s,w}$ constructed with the wave bottom shear stress (see figure 4 captions).

The model is validated on a two-bar profile using the dataset of the Delta Flume'93 experiment [1]. The case of highly erosive wave condition is retained. Hydrodynamics as well as sediment concentration profiles are validated

through a stationary simulation. The wave height rms profile $H_{rms}(x)$ is accurately predicted by both wave theories (figure 1a). The introduction of the breaking contribution in the estimation of $\bar{\eta}(x)$ and $\partial_x \bar{\eta}(x)$ improves the results, but this contribution seems to be overestimated near the shoreline (figure 1b). This conclusion is confirmed by the analysis of the $\bar{u}(x, z)$ results (figure 2): when the breaking is taken into account, the model results are close to the experimental data, except at the most shoreward location. In order to test the Γ_t parameterization influence, we impose an experimentally measured bed concentration $\bar{C}_a$ instead of its parameterization. We show that the CMS $\bar{C}(x, z)$ fits the measurements with the z -dependent Γ_t parameterization (figure 3), even though the Γ_t constant profile gives better results near the shoreline.

At last, we study the influence of the reference bottom concentration $\bar{C}_a(x)$ on the suspended sediment transport rate (figure 4). The classical parameterizations, based on the Shields parameter $\theta_{s,w}$ (computed from the wave bottom shear stress) or on the wave bottom shear stress excess, seem not to be relevant for surf zone computations. Our parameterization based on the breaking roller shear stress (equation (13)) gives better results for the transport rate. The bed evolution simulated over 16 h with our model is still not in complete agreement with the observations (figure 5): the bars are shifted seaward and their amplitude is too small. But, unlike the other models behavior, their shape persists in time.

1. Introduction

La zone littorale est sujette à de nombreux changements morphologiques résultant de forçages extérieurs (saisons, marées, tempêtes...), dont la prévision est un enjeu important, tant au niveau scientifique qu'économique. Nous nous intéressons, dans cette étude, à l'impact de la houle et du courant sur l'évolution du profil d'une plage en quelques heures de tempête. Nous avons ainsi développé un modèle numérique basé sur la description des processus physiques spécifiques à cette zone, explicitement résolus ou paramétrisés selon les échelles de résolution spatio-temporelles choisies. Ce modèle s'insère dans la classe des modèles « déterministes » [8], comme celui proposé par Srinivas et Dean [10].

Si les modèles déterministes sont de nature comparable, chacun utilise cependant des approches et des paramétrisations différentes pour évaluer le transport de sédiment, dont la bonne estimation assure, a priori, une prévision correcte de l'évolution temporelle du fond sableux. Notre modèle offre la possibilité de tester plusieurs paramétrisations issues d'études antérieures ; différents tests de sensibilité sont menés dans le but d'en définir les limites.

Roelvink et Broker [8] ont montré que les modèles morphodynamiques déterministes donnaient des résultats très différents quant à la position, la forme et la dynamique des barres littorales. Afin d'expliquer ces disparités, nous testons plusieurs paramétrisations de la concentration de référence au fond, pour évaluer leur influence sur le calcul du flux de sédiment en suspension. Nous proposons une nouvelle approche en définissant un paramètre de Shields induit par le déferlement.

Après avoir décrit le modèle dans le paragraphe 2, sa validation par confrontation avec des expériences réalisées pour un profil de plage présentant deux barres littorales est présentée dans le paragraphe 3. L'analyse des tests de sensibilité nous permet de conclure dans le paragraphe 4.

2. Description du modèle

Le modèle développé permet de calculer l'évolution d'un profil de plage perpendiculaire à la ligne de côte. Il est divisé en trois modules, le module de houle, le module de courant et le module sédimentaire, chacun décrivant les processus spécifiques des échelles spatio-temporelles retenues. Les variables sont moyennées sur une période de houle et seule l'équation d'évolution du fond est instationnaire.

2.1. Module de houle

Le module de houle calcule la hauteur quadratique moyenne de la houle $H_{\text{rms}}(x)$ le long du profil. Deux théories sont disponibles et sont respectivement basées sur la réfraction de la houle linéaire ou de la houle cnoïdale du premier ordre. Dans la zone étudiée, ces deux théories sont identiques à l'ordre dominant pour la détermination des vitesses orbitales $\tilde{u}(x, z, t)$ et $\tilde{w}(x, z, t)$ et donc pour le calcul du courant moyen. En revanche, seule la houle cnoïdale permet d'évaluer un transport par charriage non nul, ce qui justifie son utilisation dans le module sédimentaire.

Nous avons retenu l'approche de Battjes et Janssen [3] pour décrire la dissipation due au déferlement de la houle aléatoire $D_w(x)$ qui régit l'évolution de $H_{\text{rms}}(x)$:

$$\partial_x [c_g(x) E_w(x)] = D_w(x)$$

et

$$E_w(x) = \frac{1}{8} \rho g H_{\text{rms}}^2(x) \quad (1)$$

où $E_w(x)$ et $D_w(x)$ représentent respectivement l'énergie de la houle et son taux de dissipation, $c_g(x)$ la vitesse de groupe, ρ la masse volumique de l'eau et g l'accélération gravitationnelle.

Ce module inclut également le calcul des grandeurs caractéristiques du rouleau de déferlement, processus important dans l'hydrodynamique de la zone de déferlement [11] :

$$\partial_x [2c(x) E_r(x)] = D_w(x) - D_r(x)$$

et

$$D_r(x) = 2g\beta E_r(x)/c(x) \quad (2)$$

où $E_r(x)$ et $D_r(x)$ représentent respectivement l'énergie du rouleau de déferlement et son taux de dissipation, $c(x)$ la vitesse de phase de la houle et β un coefficient lié à la cambrure de la vague (ici, $\beta = 0, 1$).

2.2. Module de courant

L'équation 1D verticale de diffusion turbulente qui régit le profil vertical de la vitesse horizontale moyenne (VHM) $\tilde{u}(x, z)$ correspond à l'équation de conservation de quantité de mouvement horizontale, moyennée sur une période de houle :

$$\begin{aligned} \partial_z [\nu_t(x, z) \partial_z \tilde{u}(x, z)] \\ = g \partial_x \bar{\eta}(x) + \partial_x [\bar{\tilde{u}}^2(x, z) - \bar{\tilde{w}}^2(x, z)] \end{aligned} \quad (3)$$

où $\bar{\eta}(x)$ représente le niveau moyen de la surface libre (NMSL), $\tilde{u}$ et $\tilde{w}$ les composantes horizontale et verticale de la vitesse orbitale de la houle. Le tenseur des contraintes de Reynolds est modélisé par

une fermeture du premier ordre faisant apparaître la viscosité turbulente ν_t [5, 10]. Le profil de ν_t utilisé, constant selon z , correspond à la somme de deux sources de turbulence induites par le frottement sur le fond d'une part et par le déferlement en surface d'autre part :

$$\nu_t(x) = \kappa u_\star(x) d(x) + M d(x) [D_r(x)/\rho]^{1/3} \quad (4)$$

où κ est la constante de von Kármán (0,41), $d(x)$ la profondeur, M un coefficient égal à 0,025 [5] et $u_\star(x)$ la vitesse de friction au fond générée par le mouvement oscillant de la houle. Cette vitesse est définie par $\bar{\tau}_{b,w}(x) = \rho u_\star^2(x)$, la contrainte de cisaillement au fond due à la houle $\bar{\tau}_{b,w}(x)$ étant calculée grâce à la paramétrisation de Jonsson [6].

Pour résoudre l'équation (3), c'est-à-dire trouver $\bar{\eta}(x)$ et $\tilde{u}(x, z)$, trois équations supplémentaires (conditions aux limites ou intégrales) sont nécessaires.

Une première condition traduit le rôle principal du courant de retour, qui est de compenser le flux de quantité de mouvement induit par la houle et le déferlement en surface :

$$\int_{-d(x)}^0 \tilde{u}(x, z) dz = - \frac{E_w(x) + 2E_r(x)}{\rho c(x)} \quad (5)$$

De nombreux choix ont été proposés pour les deux conditions supplémentaires. Pour déterminer le NMSL $\bar{\eta}(x)$, nous avons choisi l'équation de conservation de la quantité de mouvement intégrée sur la verticale, en ajoutant la contribution du déferlement [12] :

$$\begin{aligned} \rho g d(x) \partial_x \bar{\eta}(x) + \partial_x [S_{xx,w}(x) + S_{xx,r}(x)] \\ + \bar{\tau}_b(x) = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

où $S_{xx,w}(x)$ et $S_{xx,r}(x)$ représentent les contraintes de radiation (excès de flux de quantité de mouvement) induites respectivement par la présence de la houle et du déferlement et $\bar{\tau}_b(x)$ le cisaillement au fond induit par le courant. Ce dernier terme est souvent négligé, car on peut considérer que c'est sa valeur au-dessus de la couche limite qui intervient, ce qui impose comme troisième condition au fond [10] :

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_b(x) = \nu_t(x, -d) \partial_z \tilde{u}(x, -d) = 0 \\ \text{en } z = -d(x) \end{aligned} \quad (7)$$

Au §3, nous analysons l'influence de la prise en compte du déferlement sur les résultats en imposant $E_r(x) = 0$ dans la condition (5) et $S_{xx,r}(x) = 0$ dans l'équation (6). Néanmoins, la viscosité turbulente reste dépendante de $D_r(x)$ dans ces deux tests.

2.3. Module sédimentaire

L'évolution de la position du fond $d(x, t)$ est régie par l'équation de conservation des sédiments (la dépendance en temps n'étant explicitement mentionnée que dans cette équation) :

$$\partial_t d(x, t) = \partial_x \bar{q}_t(x, t) \quad (8)$$

où $\bar{q}_t(x) = \bar{q}_c(x) + \bar{q}_s(x)$ représente le transport total de sédiment, somme du transport par charriage $\bar{q}_c(x)$, estimé par la formule de Bailard et Inman [2] en utilisant la vitesse au fond induite par la houle cnoïdale du 1^{er} ordre, et du transport en suspension $\bar{q}_s(x)$, calculé explicitement comme suit :

$$\bar{q}_s(x) = \frac{1}{\rho_s} \int_{-d(x)}^0 \bar{u}(x, z) \bar{C}(x, z) dz \quad (9)$$

avec ρ_s la masse volumique des sédiments ($2650 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$) et $\bar{C}(x, z)$ la concentration moyenne de sédiment en suspension (CMS).

Le champ de concentration est solution d'une équation d'advection–diffusion verticale qui, avec l'hypothèse d'un flux de concentration nul en surface, s'écrit :

$$\Gamma_t(x, z) \frac{\partial \bar{C}(x, z)}{\partial z} + w_s \bar{C}(x, z) = 0 \quad (10)$$

où l'advection est provoquée par la vitesse de chute constante w_s des sédiments et la diffusion par la turbulence, représentée par le coefficient de diffusivité turbulente $\Gamma_t(x, z)$. Deux paramétrisations de $\Gamma_t(x, z)$ sont proposées :

$$1) \Gamma_{t,1}(x, z) = \nu_t(x) \\ = \kappa d(x) u_*^3(x) + M h(x) (D_r(x)/\rho)^{1/3},$$

c'est-à-dire un profil constant selon z (11)

$$2) \Gamma_{t,2}(x, z) = \nu_t(x) + \kappa u_*^3(x) z,$$

c'est-à-dire profil un affine selon z (12)

Pour résoudre l'équation (10), la condition à la limite consiste à fixer la concentration de référence au fond $\bar{C}_a(x)$. Trois paramétrisations de $\bar{C}_a(x)$ sont testées dans le §3 : celle de Nielsen [7], notée N86, basée sur le paramètre de Shields $\theta_{s,w}$ déduit du cisaillement au fond généré par la houle $\bar{\tau}_{b,w}(x)$; celle de Van Rijn [13], notée VR89, qui calcule l'excès de cisaillement au fond (basé sur le paramètre de Shields) disponible pour mettre en suspension les grains de sable ; enfin, celle de Smith et Mocke [9], notée SM93, qui ajoute une contribution dépendante du taux de dissipation $D_r(x)$ en plus du paramètre de Shields.

Nous proposons une quatrième paramétrisation (SAT01) en déterminant un paramètre de Shields

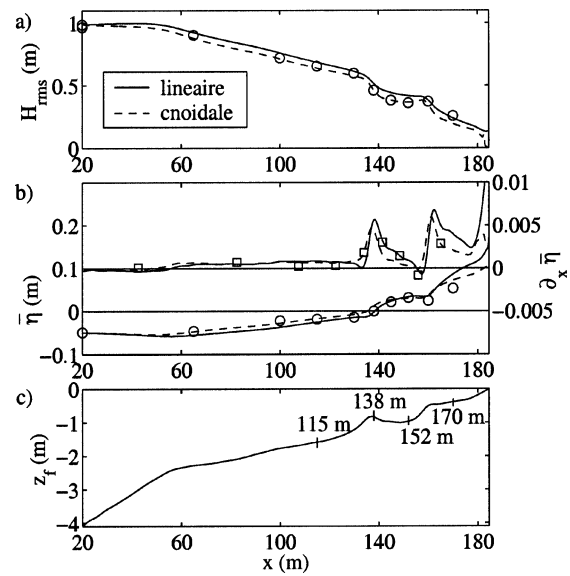


Figure 1. Profils horizontaux mesurés ou simulés pour $t = 17$ h. **a.** Hauteur quadratique moyenne $H_{rms}(x)$ de la houle : (o) mesures, (—) houle linéaire, (---) houle cnoïdale. **b.** Niveau moyen de la surface libre NMSL $\bar{\eta}(x)$ et de son gradient horizontal $\partial_x \bar{\eta}(x)$: (o) mesures de $\bar{\eta}(x)$, (□) estimation de $\partial_x \bar{\eta}(x)$ à partir des mesures, (—) simulation avec prise en compte du déferlement, (---) simulation sans prise en compte du déferlement. **c.** Profil de plage $d(x)$ mesuré.

Figure 1. Measured and simulated cross-shore profiles at $t = 17$ h. **a.** Wave height root-mean-square $H_{rms}(x)$: (o) experimental data, (—) linear wave, (---) cnoidal wave. **b.** Mean water level NMSL $\bar{\eta}(x)$ and its horizontal gradient $\partial_x \bar{\eta}(x)$: (o) $\bar{\eta}(x)$ measurements, (□) $\partial_x \bar{\eta}(x)$ estimation from measurements, (—) simulation with the wave breaking effect, (---) simulation without the wave breaking effect. **c.** Measured beach profile $d(x)$.

$\theta_{s,r}(x)$ basé sur le cisaillement en surface induit par le déferlement $\bar{\tau}_{s,r}(x) = D_r(x)/c(x)$ [4]. La paramétrisation de Nielsen [7] (1986) a été retenue comme base ; nous pouvons ainsi écrire :

$$\bar{C}_a(x) = 1 \cdot 10^{-6} \rho_s \theta_{s,r}^3(x) \\ \text{avec } \theta_{s,r}(x) = \frac{\bar{\tau}_{s,r}(x)}{(\rho_s - \rho) g D_{50}} \quad (13)$$

où D_{50} est une valeur de diamètre telle que 50 % des grains ont un diamètre plus petit.

3. Validation sur un profil à deux barres

Le modèle est validé grâce aux résultats de l'expérience de Delta Flume '93 [1] réalisée en canal à houle sur fond sableux, correspondant au cas de l'érosion d'un profil de plage à deux barres, pour 16 h de régime de houle soutenue. Le jeu de données mesurées permet en effet de valider et/ou de contraindre les modèles déterministes.

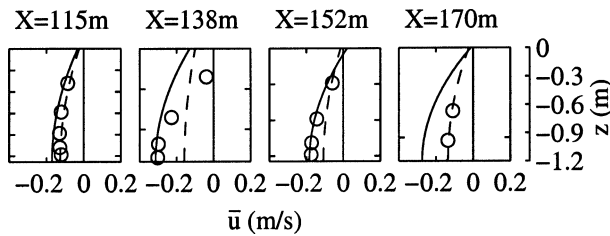


Figure 2. Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne VHM $\bar{u}(x, z)$ pour les quatre positions instrumentées. (o) mesures expérimentales, (—) simulation avec prise en compte du déferlement, (---) simulation sans prise en compte du déferlement.

Figure 2. Vertical profiles of the mean horizontal velocity VHM $\bar{u}(x, z)$ for the four instrumented locations. (o) experimental data, (—) simulation with the wave breaking effect, (---) simulation without the wave breaking effect.

3.1. Validation des processus hydro-sédimentaires

Pour valider la modélisation des processus hydro-sédimentaires, nous avons calculé les variables hydrodynamiques et la concentration de sédiment en suspension au moment où les barres sont les plus marquées (*figure 1c*). Le modèle requiert en entrée les valeurs au large de la hauteur de houle $H_{rms}(x_0)$ et du NMSL $\bar{\eta}(x_0)$. Pour le calcul des profils de CMS $\bar{C}(x, z)$, nous avons utilisé la valeur de la concentration au fond, mesurée comme concentration de référence, afin de pouvoir tester les paramétrisations du coefficient de diffusivité turbulente Γ_t en s'affranchissant de celle de $\bar{C}_a(x)$.

La hauteur de houle $H_{rms}(x)$ et le NMSL $\bar{\eta}(x)$ obtenus par le modèle sont en très bon accord avec l'expérience (*figure 1*). Pour les deux théories de houle, la variation de $H_{rms}(x)$ le long du profil (*figure 1a*) est bien estimée par le modèle. On peut néanmoins noter une surestimation de la hauteur de houle par l'approche linéaire entre les deux barres ($\sim 15\%$) par rapport aux mesures expérimentales (o). Le NMSL $\bar{\eta}(x)$ et son gradient horizontal $\partial_x \bar{\eta}(x)$ sont représentés sur la *figure 1b*. Le modèle permet d'obtenir une bonne adéquation avec l'expérience [(o) et (□)]. Cependant, on note une surestimation du NMSL après la deuxième barre, lorsque l'on prend en compte le déferlement, qui semble donc trop important près du rivage. En revanche, la prise en compte du déferlement permet d'obtenir de meilleurs résultats en décalant les deux pics de $\partial_x \bar{\eta}$ vers le rivage, ce qui confirme les résultats antérieurs [12].

La *figure 2* représente les profils verticaux de la VHM $\bar{u}(x, z)$ pour les quatre positions notées sur la *figure 1c*. Les résultats obtenus en prenant en compte le déferlement sont très bons, sauf en $x = 170$ m. En effet, la comparaison donne l'avantage aux résultats obtenus sans prise en compte du déferlement, ce qui confirme sa surestimation près du rivage. De plus, au niveau de la première barre en $x = 138$ m, bien

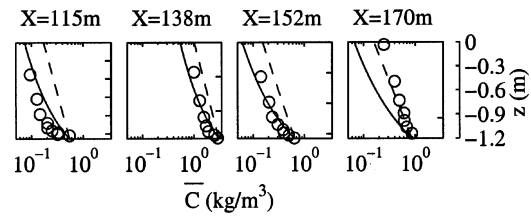


Figure 3. Profils verticaux de la concentration moyenne de sédiment en suspension CMS $\bar{C}(x, z)$ pour les quatre positions instrumentées. (o) mesures expérimentales, (—) simulation avec $\Gamma_{t,1}(x, z)$ (équation (11)), (---) simulation avec $\Gamma_{t,2}(x, z)$ (équation (12)).

Figure 3. Vertical profiles of the mean suspended sediment concentration CMS $\bar{C}(x, z)$ for the four instrumented locations. (o) experimental data, (—) simulation with $\Gamma_{t,1}(x, z)$ (equation (11)), (---) simulation with $\Gamma_{t,2}(x, z)$ (equation (12)).

que la prise en compte du déferlement permette une meilleure estimation de la valeur de $\bar{u}(x, -d)$ au fond (importante dans le calcul du transport), des écarts par rapport aux mesures expérimentales subsistent, en raison de la mauvaise estimation de la structure verticale de $\bar{u}(x, z)$. Le déferlement s'avère donc un processus important à prendre en compte dans le calcul de $\partial_x \bar{\eta}(x)$, dans la condition de flux (5) et dans la paramétrisation de la viscosité turbulente [équation (4)].

Pour les profils verticaux de la CMS $\bar{C}(x, z)$, la paramétrisation affine (11) de $\Gamma_{t,1}(x, z)$ permet d'obtenir de très bons résultats pour les trois premiers profils (voir *figure 3*). Cependant, pour $x = 170$ m, cette paramétrisation aboutit à une sous-estimation de la CMS, alors qu'avec la paramétrisation constante (12) $\Gamma_{t,2}(x, z)$, les résultats sont en parfait accord avec les mesures expérimentales. Ceci met en évidence le fait que, plus la profondeur est faible, plus la production de turbulence au fond induite par la houle est forte, effet important à introduire dans la modélisation de Γ_t afin de mieux évaluer le transport de sédiment par suspension.

3.2. Validation du modèle morphodynamique

Avant de valider le modèle morphodynamique complet, nous testons d'abord les quatre paramétrisations de la concentration de sédiment au fond $\bar{C}_a(x)$ afin d'évaluer leur influence sur le calcul du flux de sédiments en suspension. Comme référence, nous avons choisi les résultats obtenus à partir des valeurs expérimentales de $\bar{C}_a(x)$, extrapolées en x et invariantes dans le temps, restrictions qui induisent toutefois des imperfections.

La *figure 4* illustre les variations le long du profil du flux de sédiment en suspension $\bar{q}_s(x)$ au même instant que précédemment. Les trois paramétrisations classiques surestiment fortement le transport vers le large en amont de la première bosse. Elles divergent également sur la position et la valeur du maximum de $|\bar{q}_s|$:

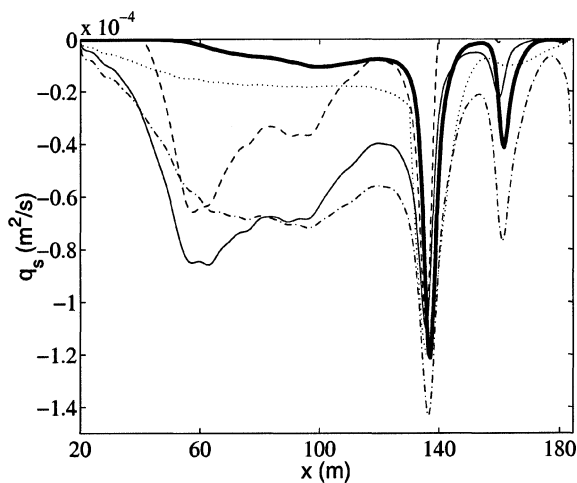


Figure 4. Profils horizontaux du flux de sédiment en suspension, pour quatre paramétrisations de $\bar{C}_a(x)$: (···) résultats de référence obtenus avec une extrapolation des mesures de $\bar{C}_a(x)$, (—) Nielsen 86 N86, (---) Van Rijn 89 VR89, (- · -) Smith et Mocke 93 SM93, (—) Spielmann, Astruc et Thual 2001 SAT01 (cette étude).

Figure 4. Cross-shore profiles of the suspended sediment transport rate, for four parameterizations of $\bar{C}_a(x)$: (···) reference results obtained with $\bar{C}_a(x)$ extrapolated from experimental data, (—) Nielsen 86 N86, (---) Van Rijn 89 VR89, (- · -) Smith and Mocke 93 SM93, (—) Spielmann, Astruc and Thual 2001 SAT01 (this study).

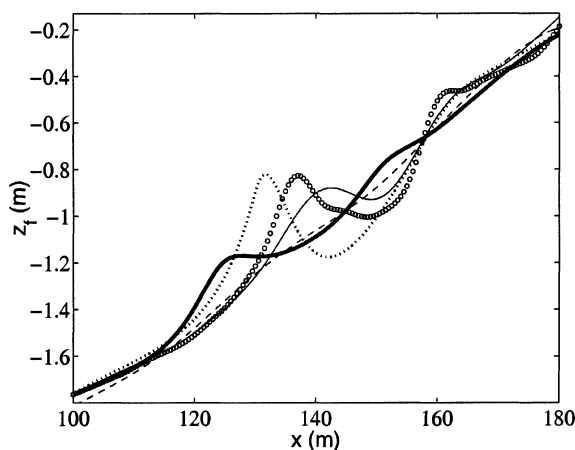


Figure 5. Profils horizontaux du fond obtenus après 16 h de simulation : (—) fond initial, (o) fond final mesuré, (···) avec $\bar{C}_a(x)$ donnée par les mesures extrapolées, (---) avec $\bar{C}_a(x)$ donnée par SAT01 (présente étude), (---) avec $\bar{C}_a(x)$ donnée par N86.

Figure 5. Cross-shore bed profiles after 16 h: (—) initial bed profile, (o) final measured bed profile, (···) with $\bar{C}_a(x)$ extrapolated from experimental data, (---) with $\bar{C}_a(x)$ given by N86, (—) with $\bar{C}_a(x)$ given by SAT01 (this study).

le paramètre de Shields induit par la houle ne semble donc pas pertinent dans la zone de déferlement. De plus, les résultats obtenus avec la paramétrisation de Van Rijn [13], qui impose $\bar{C}_a(x) = 0$ quand l'excès de

cisaillement au fond est négatif, montrent de brusques annulations du flux inadaptées pour le calcul de l'évolution du fond. Notre formulation (SAT01) permet de réduire l'écart aux mesures expérimentales en amont de la première bosse et de prédire le maximum et la position de $|\bar{q}_s|$. Néanmoins, des imperfections subsistent sur sa variation le long du profil, comme en ce qui concerne sa croissance trop brusque en aval de la première bosse.

À la suite de ces tests, nous avons simulé les seize heures de l'expérience à partir du profil de départ, les conditions au large de la houle et du NMSL étant ré-actualisées toutes les heures. La figure 5 permet de comparer les fonds observés et simulés au bout de 16 h. Le fond simulé par notre modèle de concentration de référence (SAT) reste mal évalué. En effet, le creux entre les barres ainsi que ces dernières augmentent au cours de l'expérience, tout en se décalant légèrement vers le large, alors que le fond simulé présente des dénivellations plus faibles avec des barres qui ont trop « dérivé » vers le large. Ce même biais peut s'observer sur les résultats de Srinivas et Dean [10]. Cependant, notre formulation évite la « disparition » des barres littorales, contrairement à beaucoup de modèles connus, comme par exemple la paramétrisation de Nielsen [7].

4. Conclusion

Le modèle morphodynamique que nous avons développé a permis de montrer, grâce à sa modularité, l'influence et les limites de certaines approches de modélisation.

La validation des processus hydro-sédimentaires nous a permis de mettre en évidence l'importance de la prise en compte du déferlement dans la détermination de la VHM $\bar{u}(x, z)$ ou du NMSL $\bar{\eta}(x)$ et dans la paramétrisation de ν_t , ainsi que dans la surestimation de son énergie près du rivage. Pour le calcul de la CMS $\bar{C}(x, z)$, nous montrons que le terme de diffusivité turbulente induit par la houle doit dépendre de z pour s'annuler au fond, sauf près du rivage, où il doit être pris constant sur la profondeur.

Pour la morphodynamique, nous montrons que le paramètre de Shields classique intervenant dans les formulations usuelles de la concentration de référence $\bar{C}_a(x)$ n'est pas pertinent dans la zone de déferlement. La paramétrisation que nous proposons, basée sur un nouveau paramètre de Shields induit par le déferlement, permet d'obtenir de meilleurs résultats, tant pour l'évaluation du flux de sédiment en suspension que pour la prédiction de l'évolution du fond : les barres littorales, bien que lissées et trop décalées vers le large, persistent dans le temps, contrairement aux paramétrisations classiques.

Remerciements. Les auteurs tiennent à remercier Dirk-Jan R. Walstra, ingénieur chez Delft Hydraulics, Hollande, de leur avoir communiqué les données et rapports de Delta Flume'93. Ils remercient également M. Bêlorgey, professeur à l'université de Caen, pour ses remarques, qui ont permis d'améliorer la lisibilité de cet article.

Références

- [1] Arcilla A.S., Roelvink J.A., O'Connor B.A., Reniers A., Jiménez J.A., The Delta Flume'93 experiments, in : Coastal Dynamics'94, Barcelone, ASCE, 1994, pp. 488–502.
- [2] Bailard J.A., Inman D.L., An energetics bedload model for a plane sloping beach: local transport, J. Geophys. Res. 86 (C3) (1981) 2035–2043.
- [3] Battjes J.A., Janssen J.P.F.M., Energy loss and set-up due to breaking of random waves, in : Proc. 16th Int. Conf. on Coastal Engineering, New York, 1978, pp. 569–587.
- [4] Deigaard R., Fredsoe J., Shear stress distribution in dissipative water waves, Coastal Eng. 13 (1989) 357–378.
- [5] De Vriend H.J., Stive M.J.K., Quasi-3D modelling of near-shore currents, Coastal Eng. 11 (1987) 565–601.
- [6] Jonsson I.G., Wave boundary layer and friction factors, in : 10th Int. Conf. on Coastal Engineering, Tokyo, ASCE, 1966, pp. 127–148.
- [7] Nielsen P., Suspended sediment concentrations under waves, Coastal Eng. 10 (1986) 23–31.
- [8] Roelvink J.A., Broker I., Cross-shore profile models, Coastal Eng. 21 (1993) 163–191.
- [9] Smith G.G., Mocke G.P., Sediment suspension by turbulence in the surf zone, in : Bêlorgey M., Sleath J.F.A. (Eds.), Sediment Transport Mechanisms in Coastal Environments and Rivers, World Scientific, 1994, pp. 375–387.
- [10] Srinivas R., Dean R.G., Cross-shore hydrodynamics and profile response modeling, Coastal Eng. 27 (1996) 195–221.
- [11] Stive M.J.F., De Vriend H.J., Shear stress and mean flow in shoaling and breaking waves, in : Proc. 24th Int. Coastal Eng. Conf., Kobe, 1994.
- [12] Svendsen I.A., Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng. 8 (1984) 303–329.
- [13] Van Rijn L., Handbook of sediment transport by currents and waves, Report H461, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands, 1989.