

Simulation numérique du jet de rive généré par un front d'onde turbulent

Sylvain MAURIET¹, Stéphane ABADIE¹, Mathieu MORY¹, Pierre LUBIN²

¹ Université de Pau et des Pays de l'Adour, UFR Sciences et Techniques d'Anglet LaSAGeC², JE 2519, Allée du Parc Montaury, 64600 Anglet, France.

² Université de Bordeaux I, TREFLE-ENSCP, UMR 8508, 16 Avenue de Pey Berland, 33607 Pessac, France

Résumé :

Dans ce travail le phénomène du jet de rive est abordé par le biais de la simulation numérique des équations de Reynolds (code AQUILON, UMR TREFLE 8508). La turbulence est prise en compte par un modèle V2-F (DURBIN, 1991). Un front d'onde turbulent est obtenu par un lâcher de barrage en amont. Lors de son arrivée sur la plage, ce front d'onde s'effondre pour former un jet de rive. La comparaison des résultats de simulation aux données expérimentales de YEH *et al.* (1989) montre que la cinématique du front d'onde est correctement simulée. On en conclut que le rôle du frottement est implicitement bien reproduit. On trouve en effet des valeurs de contrainte de cisaillement comparables aux rares mesures. Les simulations donnent accès à des informations nouvelles sur le coefficient de friction qui est utilisé pour paramétrer les modèles intégrés. Ce coefficient est variable en temps. Enfin la vitesse initiale du jet de rive semble proportionnelle à la hauteur du ressaut avant effondrement, pour les ressauts ondulés.

Abstract :

In this paper, the run-up of a dam break wave over a sloping beach is studied through numerical simulation of RANS equations. The turbulence model is V2-F (DURBIN, 1991). The numerical model is first validated with the experimental data by YEH *et al.* (1989). The agreement obtained seems to indicate that the shear stress calculated by the model is correct. This conclusion is also supported by qualitative comparison with shear stress direct measurement. The friction coefficient is then assessed based on the numerical results. This coefficient is variable with time and shows different values during run-up and run down. Last, we shows that the initial swash velocity is proportional to the bore height only for the case of undular bore.

Mots-clés :

Hydrodynamique côtière – Zone de jet de rive – Equations de Reynolds - méthode V.O.F. - Ressaut Turbulent

1. Introduction

Le jet de rive intervient lorsque la vague déferlée atteint la ligne de rivage et se transforme en un écoulement de nappe. La connaissance de cet écoulement est indispensable pour pouvoir prédire à moyen terme le transport sédimentaire important qui intervient dans cette zone.

En première approximation, le jet de rive peut être approché par un modèle balistique des particules fluides (SHEN & MEYER, 1963b; HUGUES, 1992). Cependant, la courte phase d'accélération lors de l'initiation du run-up n'est pas reproduite correctement par ces modèles (YEH *et al.*, 1989), et la prise en compte du frottement sur le fond nécessite une paramétrisation. Les modèles 1-D, basés sur les équations de Saint-Venant permettent la modélisation complète allant de la zone de surf à la zone de jet de rive, mais comme les modèles balistiques, ils nécessitent une paramétrisation du frottement sur le fond (SHEN & MEYER 1963a, RAUBENHEIMER *et al.*, 1995). Les avancées en termes de moyens de calcul permettent maintenant de résoudre les équations de Navier-Stokes en 2D ou en 3D. Récemment, PULEO (2004) a présenté une modélisation VOF L.E.S. de la zone de jet de rive. Nos simulations sont menées avec un modèle de turbulence adapté à l'étude de la couche limite turbulente développé par DURBIN (1991)

2. Présentation du code de calcul et validation

Nous présentons ici succinctement le code utilisé pour la résolution des équations de Reynolds, ainsi que sa validation pour la simulation de la propagation et de l'effondrement sur une plage d'un front d'onde turbulent.

2.1 Le code de calcul

Le modèle est basé sur la résolution des équations de Reynolds (équations 1 et 2). Le code AQUILON modélise l'écoulement de deux fluides non miscibles (ici l'air et l'eau). Les deux fluides sont assimilés à un seul fluide, de masse volumique et de viscosité variables.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{1}$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (\mu + \mu_t) [\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u}] \tag{2}$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla F = 0 \tag{3}$$

F désigne la fraction volumique d'eau contenue dans chaque maille. ρ et μ désignent la masse volumique et la viscosité dynamique, respectivement,

considérées constantes dans chacune des deux phases. La variation des caractéristiques physiques du fluide se faisant de façon discontinue ($\rho = \rho_{air}$ et $\mu = \mu_{air}$ si $F \leq 0.5$, $\rho = \rho_{eau}$ et $\mu = \mu_{eau}$ si $F > 0.5$).

La « formulation VOF » (*Volume Of Fluid*) des équations de Navier-Stokes est décrite par ABADIE *et al.* (1998), LUBIN *et al.*, (2006). Dans le travail présent, les contraintes de Reynolds sont exprimées en fonction de la viscosité turbulente et des gradients de vitesses moyennes. Dans le modèle V2-F de DURBIN, $\mu_t = C_\mu v^2 T$ avec $C_\mu = 0.19$ et T un temps caractéristique de la turbulence.

Le code AQUILON résout le couplage vitesse-pression par la méthode du lagrangien augmenté (VINCENT *et al.* 2004). Le suivi d'interface peut être fait avec reconstruction de l'interface par des segments linéaires par morceaux (méthode VOF PLIC) ou sans reconstruction de l'interface par résolution directe de l'équation d'advection pure en utilisant un schéma TVD Lax-Wendroff (VINCENT & CALTAGIRONE, 2000) afin de limiter la diffusion numérique de l'interface. La méthode VOF-PLIC a tendance à fractionner les deux phases en gouttelettes lorsque l'échelle caractéristique des interfaces devient de l'ordre de la maille. La méthode sans reconstruction que nous appellerons « TVD » ne connaît pas ce problème mais elle entraîne une légère diffusion de l'interface. Dans cet article, l'ensemble des simulations ont été conduites avec la méthode TVD. Les comparaisons entre PLIC et TVD montrent une meilleure adaptation de la méthode TVD pour résoudre les écoulements étudiés.

2.2 Validation du modèle

a) Cas d'un lâcher de barrage.

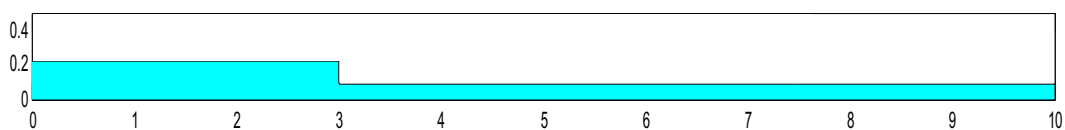


Figure 1 Domaine de calcul.

La vitesse de propagation, le nombre de Froude et la hauteur moyenne du ressaut, peuvent être estimés grâce aux lois de conservation, à partir des caractéristiques du lâcher de barrage initial (STOKER, 1957, §10.8). Pour la rupture d'un barrage de 22.5cm (hauteur totale h_1) dans une lame d'eau au repos de 9.75cm d'épaisseur (h_0), qui correspond au cas décrit par YEH *et al.* (1989) (cf. 2.2b), on obtient $h_m = 0.154$ m, $U = 1.4$ m.s⁻¹ et $Fr_0 = 1.43$ (cf. figure 2). Un bilan énergétique nous a permis d'estimer les valeurs moyennes de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation turbulente dans le ressaut.

On simule ici la propagation d'un ressaut sur fond plat. Différentes valeurs des conditions initiales sur k et ε sont testées afin d'en étudier l'influence.

Les résultats des simulations montrent que hauteur moyenne et vitesse de propagation du ressaut sont très peu sensibles aux valeurs des conditions initiales de la turbulence. En ce qui concerne k et ε , en au maximum 20 fois le temps caractéristiques de l'écoulement ($\sqrt{h/g}$), l'énergie cinétique turbulente et la dissipation convergent et se stabilisent à des valeurs très proches des valeurs théoriques. Le ressaut propagatif que nous simulons est donc en plein accord avec les équations de conservation.

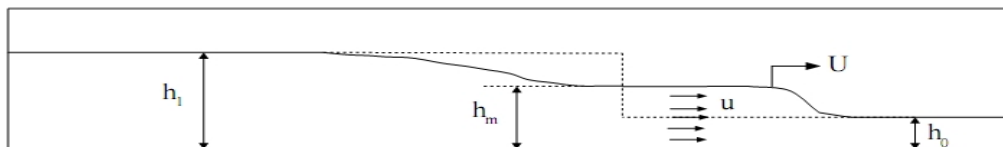


Figure 2 schéma du ressaut propagatif et caractéristiques géométriques.

b) Validation du code sur le cas de YEH *et al.* (1989)

On s'intéresse dans ce paragraphe plus spécifiquement au jet de rive induit par le ressaut propagatif à l'approche de la ligne de rivage (Figure 3). Les simulations sont comparées aux données expérimentales de YEH *et al.* (1989) qui portent notamment sur la vitesse de déplacement du front d'onde du ressaut et du jet de rive.

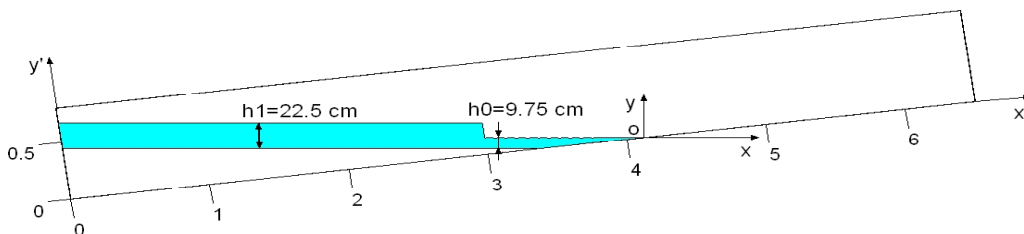


Figure 3 Domaine de calcul pour simuler les expériences de YEH *et al.* (1989).

Différentes simulations ont été réalisées pour tester la validité des paramètres numériques, les techniques de suivi d'interface et la sensibilité au maillage. Les résultats obtenus pour un suivi d'interface TVD avec variation discontinue de la masse volumique et de la viscosité, couplé à un modèle de turbulence V2-F donnent un bon accord avec les résultats expérimentaux proposés par YEH *et al.* (1989).

Les résultats expérimentaux montrent une décroissance de la vitesse de propagation du ressaut à l'approche du rivage. On peut toutefois noter une forte dispersion des résultats, liée à l'instationarité du phénomène et à la variabilité de la

position de la crête du ressaut. Dans YEH *et al.*, le modèle balistique de SHEN & MEYER et la simulation numériques des équations de Saint-Venant sont aussi comparées aux mesures. Le modèle Saint-Venant, sans prise en compte du frottement surestime de plus de 50% la longueur du run-up. Le modèle balistique, doit être corrigé (i.e. U^* , vitesse initiale du jet de rive, remplacée par $0.82U^*$), pour coller au mieux aux mesures. Dans les résultats issus de nos simulations Navier-Stokes l'accélération du front lors de l'effondrement et la décroissance de la vitesse de propagation de la lame de swash sont bien reproduits. La longueur de run-up, est en bonne correspondance avec les résultats expérimentaux. Il semble donc que le modèle simule correctement et de façon implicite le frottement, contrairement au modèle Saint Venant qui nécessite une paramétrisation.

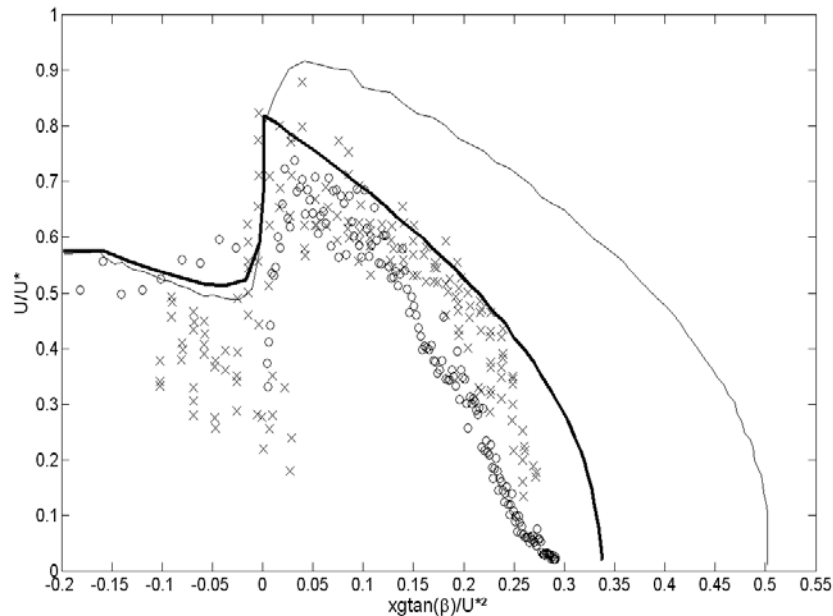


Figure 4 Vitesse de propagation du ressaut et de la lame de jet de rive pour une simulation VOF-TVD, modèle de turbulence V2F avec U^* la vitesse initiale de propagation de la nappe de swash, x la position du front puis de la nappe de swash et β est la pente de la plage (x résultats expérimentaux; o résultats des simulations Navier Stokes; trait gras : modèle Saint Venant; trait fin : modèle de Shen & Meyer corrigé par $0.82 U^*$)

3. Description du phénomène de jet de rive

3.1 Effondrement du ressaut

La vitesse initiale du jet de rive peut être estimée par la relation suivante:

$$U^* = C \sqrt{gH_B} \quad (4)$$

Avec H_B la hauteur de ressaut juste avant l'effondrement. Il est en effet pratique de pouvoir relier simplement la hauteur de vague à la ligne de côte à la vitesse initiale du jet de rive, car cette dernière permet de faire une estimation rapide de la hauteur de run-up.

C est un coefficient, dépendant de H_B , qui traduit l'intensité de l'effondrement. Il est généralement estimé entre 1 et 2 (BALDOCK & HOLMES, 1999) dans le cas de vagues périodiques. Nous cherchons ici à déterminer par la simulation la variabilité de ce coefficient C , en fonction de H_B , la variation de H_B étant obtenue par des nombres de Froude initiaux variables. Les différents cas étudiés vont de la simulation d'un mascaret ondulé ($Fr_0=1.31$) à celle d'un mascaret déferlant ($Fr_0=1.59$) en passant par le cas décrit par YEH *et al.* ($Fr_0=1.43$).

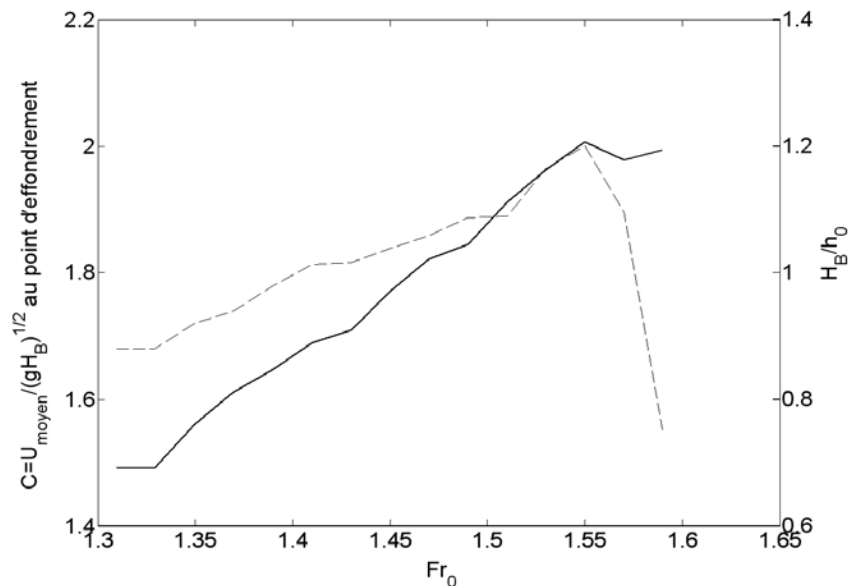


Figure 5 coefficient C (trait tiret) et H_B/h_0 (trait plein) en fonction de Fr_0

Sur la figure 5, on voit que la hauteur du ressaut lors de l'effondrement H_B/h_0 varie de façon linéaire avec le nombre de Froude initial et ce jusqu'à $Fr_0=1.55$ puis se stabilise à une valeur de l'ordre de 1,2. La valeur de $Fr_0=1.55$ correspond à une transition des caractéristiques des écoulements. Pour des nombres de Froude inférieurs à 1.55, on n'observe pas de véritable déferlement du ressaut, ce dernier conservant un caractère ondulatoire. Au-delà de cette valeur, le ressaut arrive à la côte sous la forme d'un déferlement plongeant. Cela montre bien l'influence de l'historique du ressaut sur l'hydrodynamique de jet de rive.

Sur la figure 6 on observe que C varie de façon quasi linéaire avec H_B/h_0 jusqu'à une valeur de 1,2 (régression linéaire : $C=0.585H_B/h_0+1.3$). Au-delà, C présente plusieurs valeurs pour un même H_B/h_0 .

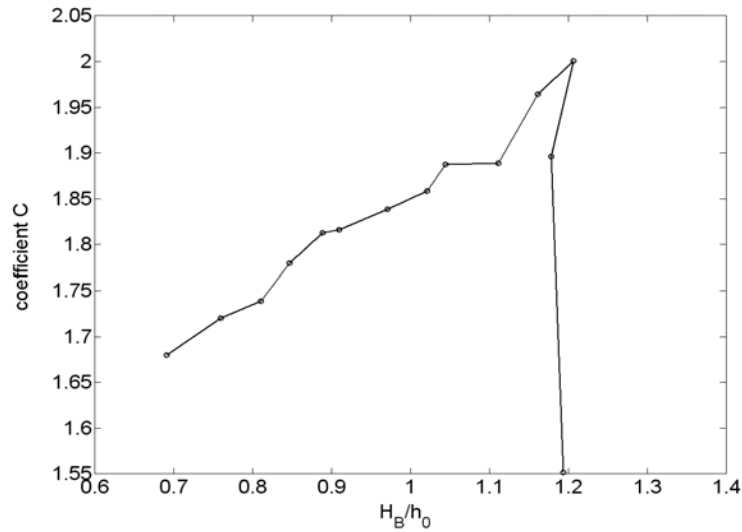


Figure 6 évolution du coefficient C en fonction de H_B/h_0

3.2 Contrainte de cisaillement sur le fond

La contrainte de cisaillement sur le fond est de la forme $\tau = (\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial z}$. La simulation numérique des équations de Navier-Stokes permet d'accéder à cette donnée difficilement mesurable en canal ou in-situ (épaisseur de la couche limite très faible).

Les simulations numériques montrent logiquement que sur le fond la part de la viscosité turbulente par rapport à la viscosité totale reste très faible, (inférieure à 10%). La contrainte de cisaillement sur le fond est principalement liée au gradient vertical de vitesse horizontale. Sur l'ensemble de la colonne d'eau en revanche la viscosité turbulente est prédominante. On rencontre trois zones de production de turbulence. Elles sont situées dans le ressaut, sur la partie horizontale du fond et à l'arrière du ressaut. On introduit les variables adimensionnelles suivantes :

- $t^* = (t - t_0) / t_{max}$ où t_0 représente l'instant où le ressaut arrive sur la plage et t_{max} est l'instant où la hauteur du jet est maximum et $\tau^*_{max} = \tau_{max} / (\rho g H_B)$.

Sur la Figure 7, on trace l'évolution temporelle de la contrainte de cisaillement maximale sur le fond, ainsi que l'évolution spatio-temporelle du point de contrainte de cisaillement maximale sur le fond.

Pour $Fr_0 = 1.43$, on trouve $\tau^*_{max} = 16 \cdot 10^{-3}$ en $x^* = 0$ pour $tps^* = 0.05$, lors de l'effondrement du mascaret sur la plage. Ce maximum de contrainte de cisaillement s'explique par les très fortes vitesses de l'écoulement dans cette zone à cet instant (les vitesses sont jusqu'à trois fois plus élevées que sur les autres points de la plage durant le reste du phénomène). En fin de jet de rive, la contrainte maximale se trouve à l'extrémité de la lame mais elle est très faible.

La valeur maximale de la contrainte de cisaillement atteint 16.5 N/m², ce qui est tout à fait comparable aux mesures de BARNES & BALDOCK (2006). On note enfin une forte dissymétrie de la contrainte de cisaillement sur le fond entre la phase de montée du jet de rive et la phase de descente.

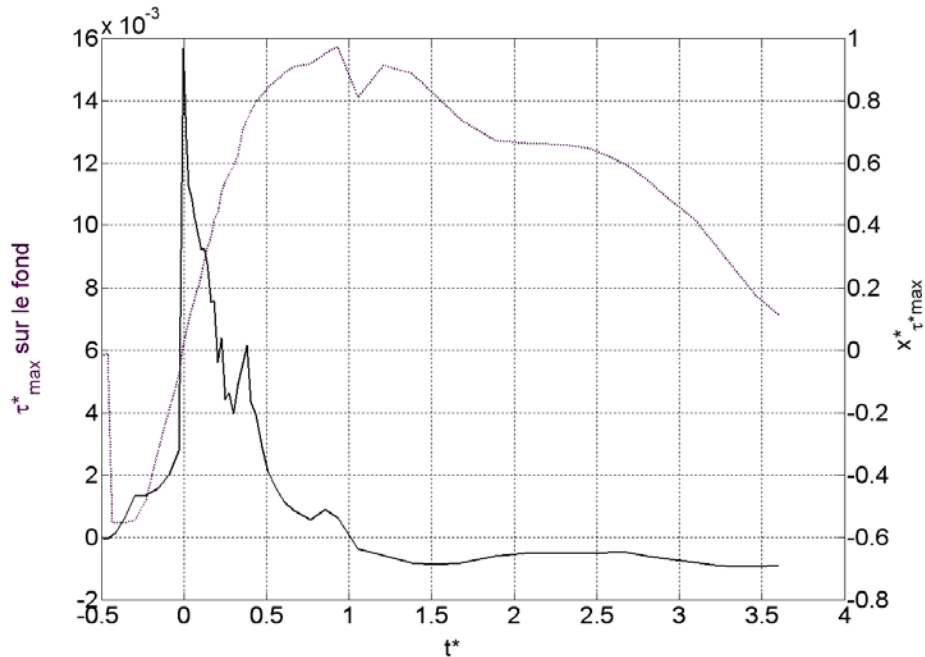


Figure 7 évolution de τ_{max}^* et $x^*(\tau_{max}^*)$ pour l'expérience décrite par YEH et al. (1989) $Fr_0=1.43$ (τ_{max}^* trait gras, $x^*(\tau_{max}^*)$, trait fin)

3.3 Coefficient de friction

Outre l'intérêt évident que présente la simulation Navier-Stokes dans la compréhension directe des processus à méso-échelle en zone de surf, une telle approche peut également permettre de mieux paramétrer les modèles intégrés plus utilisés à macro-échelle (e.g. Saint-Venant).

En suivant cette idée, nous proposons dans ce paragraphe d'obtenir des informations sur le coefficient de friction $f = \frac{2}{\rho} \frac{\tau}{U^2}$, couramment utilisé pour paramétrer le frottement dans les modèles Saint-Venant. Les valeurs du coefficient de friction les plus couramment rencontrées sont comprises entre et 0.002 à 0.054 pour la montée du jet de rive et de 0.001 à 0.038 pour la descente (PULEO, 2004)). Ces valeurs de f ont été déterminées expérimentalement par différents moyens (mesures de vitesse ou estimation à partir de capteurs de cisaillement).

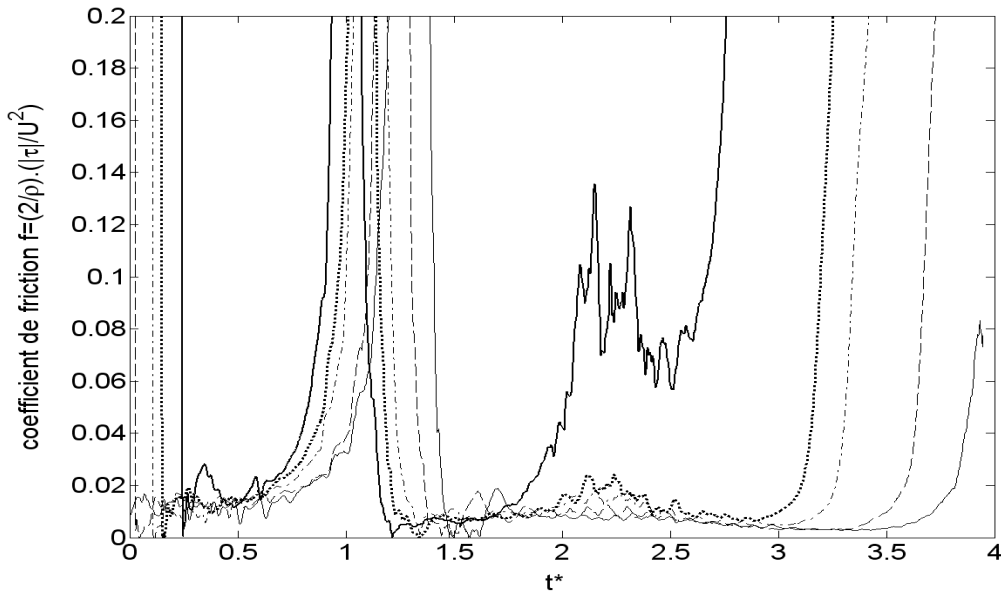


Figure 8 évolution temporelle du coefficient de friction f sur le fond pour $Fr_0=1.43$ (YEH et al.) lors du jet de rive (trait plein fin : $x^*=-0.110$, pointillé fin : $x^*=0.175$, tiret fin : $x^*=0.365$, pointillé gras : $x^*=0.555$, trait plein gras : $x^*=0.840$).

Les résultats de l'évaluation de f à partir des simulations Navier-Stokes sont présentés figure 8. On observe que le coefficient de friction garde des valeurs quasi constantes, de l'ordre de 0.015 pendant la première moitié de la montée. Durant la deuxième moitié, la vitesse se réduisant progressivement, on observe une forte croissance de f . Durant la quasi-totalité de la phase descente, f est relativement constant, avec une valeur inférieure aux valeurs atteintes lors de la première moitié de la phase de montée, de l'ordre de 0,01. Ces résultats sont en bonne correspondance avec l'ensemble des valeurs que l'on retrouve dans la littérature (PULEO, 2004), qu'il s'agisse des résultats expérimentaux ou provenant des simulations numériques.

6. Conclusion

Le code de calcul AQUILON, basé sur la résolution des équations de Reynolds et un suivi d'interface VOF permet de simuler correctement le phénomène de lâcher de barrage, la propagation du front d'onde turbulent généré, la transformation en jet de rive et la propagation de ce jet.

On peut estimer U^* à partir de H_B , tant que $Fr_0 < 1.55$ c'est-à-dire tant que le ressaut reste de type ondulatoire.

La contrainte de cisaillement est maximale juste après l'effondrement du ressaut au niveau de la ligne de rivage au repos, là où la vitesse de propagation de la lame

de jet de rive est la plus élevée, avec une forte dissymétrie entre la montée et la descente. Le coefficient de friction peut être considéré constant sur la première moitié de l'ascension de la nappe puis augmente avant l'inversion des vitesses. Il est également à peu près constant durant la phase de descente mais sa valeur est inférieure à celle de la montée.

6. Bibliographie

- ABADIE S., CALTAGIRONE J. P., WATREMEZ P., (1998). *Splash-up generation in a plunging breaker*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Astronomy, 326 9, 553-559
- BALDOCK, T. E., HOLMES, P. (1999). *Simulation and prediction of swash oscillations on a steep beach*. Coastal Engineering 36,3, 219-242.
- BARNES M. P., BALDOCK, T. E., (2006), *Bed shear stress measurements in dam break and swash flows*. International Conference on Civil and Environmental Engineering 2006.
- DURBIN, P. A. (1991) *Near-wall turbulence closure modeling without damping functions*. Theoret. Comput. Fluid Dyn. 3, 1-13
- HUGHES, M.G., (1992), *Application of a non-linear shallow water theory to swash following bore collapse on a sandy beach*. Journal of Coastal Research, 8, 3, 562-578
- LUBIN, P., VINCENT, S., ABADIE, S., CALTAGIRONE, J.P., (2006). *Three-dimensional Large Eddy Simulation of air entrainment under plunging breaking waves*. Coastal Engineering, 53, 8, 631-655
- PULEO, J.A., (2004). *Hydrodynamics and sediment transport in the inner surf and swash zones*. Ph.D. Dissertation, University of Florida.
- RAUBENHEIMER, B., GUZA R.T., ELGAR S., et KOBAYASHI N. *Swash on a gently sloping beach*. J. Geophys. Res., 100, 8751-8760
- SHEN, M. C., MEYER, R.E. (1963 a et b), *Climb of a bore on a beach Part 2. and 3 Run-up*. J of Fluid Mech, 16, 113-125
- STOKER, J. J., (1957), *Water waves*, Interscience Publishers Inc., New-York.
- VINCENT S., CALTAGIRONE, J.P., (2000), *A one cell local multigrid method for solving unsteady incompressible multi-phase flows*. J. Comput. Phys. 163, 172-215
- VINCENT, S., CALTAGIRONE, J.-P., LUBIN, P., and RANDRIANARIVELO, T. N., (2004). *An adaptive augmented Lagrangian method for the three-dimensional multi-material flows*, Computers and Fluids, 33, 10, 1273-1289.
- YEH, H. H., GHAZALI A., MARTON, I., (1989). *Experimental study of bore run-up*. J. Fluid Mech. 206, 563-578.