

Modélisation numérique 2-D du jet de rive

Sylvain Mauriet¹, Stéphane Abadie¹, Mathieu Mory¹ & Pierre Lubin²

¹ Université de Pau et des pays de l'Adour, LaSAGeC²

1 Allée du parc Montaury 64600 Anglet, sylvain.mauriet@univ-pau.fr

² ENSCPB Université de Bordeaux I, Laboratoire TREFLE

ENSCPB, 16 av. Pey-Berland 33607 Pessac Cedex

Résumé :

Nous présentons les résultats de simulations Navier-Stokes/VOF (code AQUILON – TREFLE) de l'écoulement air/eau d'un jet de rive, qui est l'écoulement final généré par une vague déferlante lorsqu'elle arrive sur le haut d'une plage. La partie amont du jet de rive est d'abord validée par la simulation de la propagation d'un ressaut hydraulique sur fond plat. Nous étudions ensuite la transformation d'un ressaut en jet de rive sur une plage inclinée. Les résultats en termes de profils de surface libre et de vitesse de propagation du mascaret et de la nappe de swash, comparés aux mesures par Yeh *et al.* (1989), montrent une bonne correspondance.

Abstract :

Results of Navier-Stokes/VOF simulations (AQUILON – TREFLE model) of the air/water swash flow are presented. The upstream part of the swash is validated by the study of the propagation of a bore on a flat bottom. We then study the collapse of a bore on a sloping beach. Time evolution of the free surface and of the bore propagation are compared with laboratory measurements by Yeh *et al.* (1989). They show a good agreement.

Mots-clefs : swash; méthode VOF; Navier-Stokes

1 Introduction

L'évolution ultime des vagues, après leur déferlement, prend la forme de lames d'eau de quelques cm à quelques mm d'épaisseur qui recouvrent et découvrent alternativement la plage. Le perpétuel va-et-vient de la masse d'eau génère différents processus regroupés sous le nom de jet de rive (« swash »). La zone de swash constitue véritablement l'interface entre le milieu océanique et le milieu terrestre. Elle est notamment importante à cause du transport sédimentaire produit par les jets de rive.

Jusqu'à présent, la modélisation d'écoulements déferlants sur les plages s'est le plus souvent appuyée sur les équations de Saint-Venant (Hibberd et Peregrine, 1979). Les équations de Navier Stokes n'ont été que peu utilisées. Nous présentons dans cet article les résultats d'une modélisation Navier-Stokes qui simule la propagation d'un mascaret (« bore ») dans des configurations où des résultats expérimentaux sont disponibles (Yeh *et al.* 1989, O'Donoghue *et al.* 2006). Le lâcher d'une masse d'eau (comme dans le cas d'un lâcher de barrage) produit le mascaret qui se propage sur une plage. Cet écoulement de type « bore » a des caractéristiques hydrodynamiques proches de celles des vagues après déferlement.

Nos simulations ont été réalisées avec le code de calcul AQUILON. Après avoir d'abord brièvement décrit le code, nous présentons une validation dans le cas du ressaut, produit par un lâcher de barrage, et se propageant sur une lame d'eau au repos de profondeur constante. Puis nous comparons nos résultats avec ceux de Yeh *et al.* (1989) pour des configurations de swash sur une plage.

2 Le code de calcul AQUILON

Le code AQUILON modélise l'écoulement de deux fluides non miscibles (air et eau ici). La formulation eulérienne est composée des équations de Navier-Stokes (Eq. 2) et de la condition d'incompressibilité (Eq. 1)

$$\nabla \cdot U = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla) \cdot U \right) = \rho g - \nabla \cdot \mu (\nabla U + \nabla^T U) + \sigma \kappa \delta_i n_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \cdot \nabla C = 0 \quad (3)$$

ρ et μ désignent la masse volumique et la viscosité dynamique, respectivement, considérées constantes dans chacune des deux phases. La formulation VOF (*Volume Of Fluid*) des équations de Navier-Stokes considère les deux phases dans chaque volume de discrétisation. La fraction d'eau est décrite par une fonction C , telle que $C = 1$ si le volume de discrétisation est rempli d'eau, et $C = 0$ s'il est rempli d'air. L'évolution spatio-temporelle de la fonction $C(\vec{x}, t)$ est déterminée par l'équation de transport (3). L'interface eau-air est représentée par la surface isovaleur $C(\vec{x}, t) = 0,5$.

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 (méthode VOF PLIC) ou sans reconstruction de l'interface, (méthode TVD Lax-Wendroff) (Vincent et Caltagirone, 2000). Les deux méthodes permettent de traiter les reconnections et déconnections d'interfaces. 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 TVD ne connaît pas ce problème mais elle entraîne une diffusion de l'interface.

Le code de calcul permet également la mise en œuvre de divers modèles de turbulence, dont le modèle V2-F (Durbin, 1991 et Durbin, 1995) utilisé dans le cadre de ce travail.

3 Propagation du ressaut sur fond plat

Nous considérons dans un premier temps la situation schématisée sur la FIG. 1 où une discontinuité de hauteur d'eau $\Delta h = h_1/h_0$ est imposée à l'instant initial de manière à générer un ressaut propagatif. L'épaisseur de la couche d'eau à l'aval h_0 est constante.

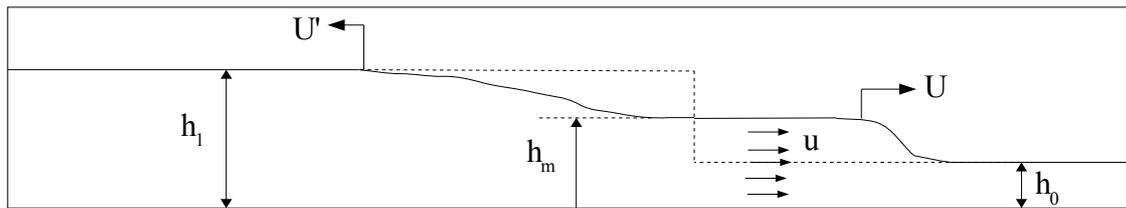


FIG. 1 – Schématisation d'un lâcher de barrage sur fond plat.

Il se produit un mascaret de hauteur h_m qui se déplace à la vitesse U . A l'aval du mascaret la vitesse des particules fluides est nulle. A l'amont, la vitesse est approximativement uniforme sur l'épaisseur de la couche d'eau, et par conservation de la masse $u = U(h_m - h_0)/h_m$. La vitesse de propagation U du mascaret est liée aux épaisseurs amont et aval à travers le nombre de Froude $F_0 = U/\sqrt{g h_0}$ selon le modèle du ressaut hydraulique

$$F_0^2 = \frac{1}{2} \frac{h_m}{h_0} \left\{ \frac{h_m}{h_0} + 1 \right\} \quad (4)$$

Un argument de conservation d'énergie entre la partie amont proche du ressaut et la partie amont éloignée (Stoker, 1957, § 10.8), relie la hauteur du mascaret et son nombre de Froude aux hauteurs initiales h_0 et h_1

$$\sqrt{h_1} = \sqrt{h_m} + (h_m - h_0) \sqrt{\frac{h_m + h_0}{8h_m h_0}} \quad (5)$$

Nos simulations ont été réalisées avec le modèle Aquilon pour un domaine de 10 m par 0.60 m, une hauteur d'eau amont $h_0=10$ cm et des valeurs de Δh variant de 2 à 5. A l'instant $t=0$, la discontinuité se situe à $x_0=6$ m. Cette valeur permet d'obtenir un ressaut quasi-stationnaire avant que l'onde inverse de célérité U' n'atteigne l'extrémité gauche du domaine. Le maillage possède 500 mailles en x et 100 mailles en y (soit $\Delta x/h_0=0.02$ et $\Delta y/h_0=0.006$). Dans la direction verticale, les 2.5 premiers cm sont maillés plus finement à l'aide d'un maillage irrégulier à distribution exponentielle. Ces simulations sont réalisées avec le modèle de turbulence V2-F.

Nous comparons sur la FIG. 2 le nombre de Froude et le ratio de hauteurs h_m/h_0 obtenus par les simulations avec les valeurs données par la théorie. Pour les résultats présentés, U , k , ε , et $V2$ sont imposées nulles sur le fond. Les rapports des hauteurs d'eau correspondent bien aux valeurs théoriques. Les nombres de Froude simulés sont dans chaque cas légèrement plus faibles que les valeurs théoriques. Cet écart peut provenir de la prise en compte du frottement sur le fond qui est négligé par cette théorie. Une simulation réalisée pour $h_1/h_0=2$ sans frottement sur le fond conduit à une valeur du nombre de Froude de 1.31 (contre 1.27 avec frottement) à comparer à la valeur théorique qui vaut 1.33.

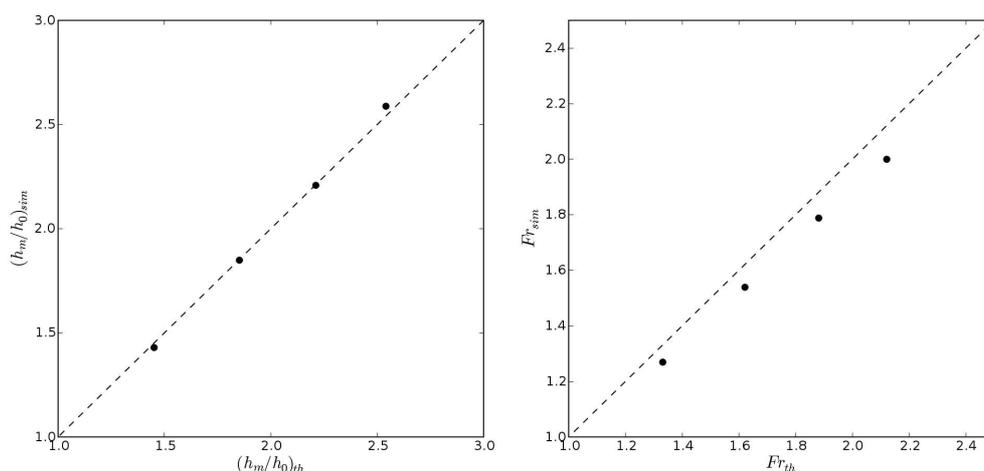


FIG. 2 – Comparaison entre simulation et théorie pour le rapport de hauteur d'eau h_m/h_0 et le nombre de Froude

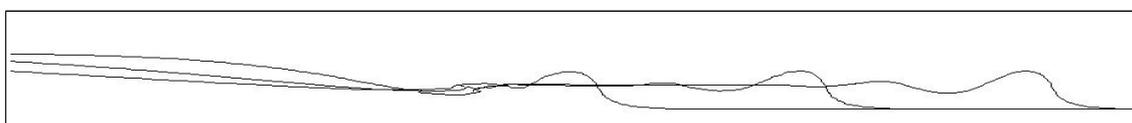


FIG. 3 – Isocontours $C=0,5$ pour $t=0,5$ s, $t=1$ s et $t=1,5$ s. $h_1/h_0=5$.

Tous les ressauts hydrauliques simulés pour des valeurs $h_1/h_0 < 6$ sont de type ondulatoire. La FIG. 3 montre le profil de la surface libre à différents instants. Nous obtenons une transition entre ressaut oscillant et ressaut turbulent (sans oscillations) pour $h_1/h_0 \sim 6$, qui correspondent à un Froude de 2,34. Ce processus de transition entre un ressaut oscillant et un ressaut de type

turbulent (« bore ») est complexe et tridimensionnel. Chanson (1995) obtient la transition en canal pour des nombres de Froude compris entre 1.5 et 2.9.

4 Propagation d'une lame de swash sur une plage : Comparaison avec les expériences de Yeh et al. (1989)

L'écoulement est généré en relevant une paroi amovible, libérant le fluide contenu dans la partie gauche sous la forme d'une onde de surface qui se propage en direction de la plage. La hauteur du mascaret diminue au fur et à mesure de sa propagation vers le rivage, mais les particules fluides sont subitement accélérées lorsque le mascaret atteint le rivage. Le mascaret se transforme en une nappe d'eau qui remonte sur la plage initialement sèche (« run-up ») avant de redescendre (« run-down »). C'est le phénomène du jet de rive que l'on cherche à modéliser dans ce travail. La FIG. 4 montre le domaine considéré pour les simulations. Le maillage est tel que $\Delta x/h_0 = \Delta y/h_0 = 0,10256$. L'objectif étant de simuler la dynamique du jet de rive, le domaine de calcul est incliné par rapport à la direction de la gravité de façon à faire coïncider l'axe x' du domaine de calcul avec le plan de la plage. Le voisinage de la plage est par ailleurs maillé par des éléments de faible épaisseur tels que $\Delta y_{min}/h_0 = 0,0195$.

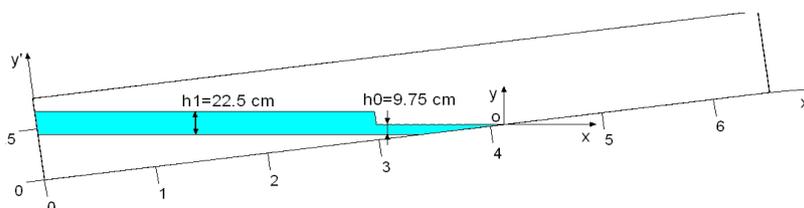


FIG. 4 – Domaine de calcul pour simuler les expériences de Yeh *et al.* (1989).

Pour ces expériences $h_1 = 22.5 \text{ cm}$ et $h_0 = 9.75 \text{ cm}$. La hauteur initiale du mascaret (dans la zone de profondeur h_0) et son nombre de Froude sont donnés par les Eq. (4) et (5) : $F_0 = 1,43$ et $h_m = 15,4 \text{ cm}$. Le calcul de l'évolution du mascaret avant d'arriver au rivage permet enfin de déterminer la vitesse U^* des particules fluides au rivage lorsque le mascaret l'atteint (Whitham, 1958) : $U^* = 2,43 \text{ m/s}$ pour ces conditions expérimentales.

La FIG. 5 compare les résultats numériques de simulations réalisées avec les deux méthodes de suivi d'interface (VOF-PLIC et TVD) avec les résultats expérimentaux de Yeh *et al.* sans modélisation de la turbulence. La position $x=0$ est la position initiale du rivage. Les données tracées pour $x < 0$ correspondent au déplacement du front du mascaret tandis que les données tracées pour $x > 0$ concernent le jet de rive. Le graphique est tracé en valeurs adimensionnées (g est l'accélération de la gravité et β l'angle de la plage). Les données expérimentales montrent avant tout l'accroissement brutal de la vitesse lorsque le mascaret atteint le rivage ($x=0$). Il ralentit ensuite progressivement. Le modèle numérique de Hibberd et Peregrine (1979) utilisé par Yeh *et al.* est basé sur les équations de Saint-Venant. Le frottement sur le fond n'est pas pris en compte. On constate que vitesse de propagation et extension maximale du jet de rive sont surestimées. Ce problème peut être résolu en intégrant une contrainte de cisaillement paramétrée. Apparaît aussi sur la figure, comme dans l'article de Yeh *et al.*, le résultat du modèle analytique de Shen et Meyer (1963) qui décrit le swash pour une vitesse initiale $0.82U^*$, de manière à correspondre aux données expérimentales. La résolution du problème par les équations de Navier-Stokes permet un traitement implicite du frottement.

Dans l'expérience de Yeh, le ressaut produit est turbulent déferlant. Dans notre simulation, le ressaut ne déferle pas et reste de type oscillant. Il semble que dans ce cas l'écoulement soit sensible à la taille de la maille. En effet, une simulation sur un maillage raffiné tel que

$\Delta x/h_0=0,0256$ et $\Delta y/h_0=0,0205$, montre un déferlement du ressaut et une quasi disparition des oscillations. Cependant, cette simulation récente n'a pas été totalement analysée et les résultats proposés ici correspondent donc à un ressaut oscillant.

La forte dispersion des résultats expérimentaux, observée plus particulièrement lorsque le bore est proche du rivage, traduit l'instationnarité du phénomène mais aussi la difficulté d'estimer la vitesse du bore à cet endroit. On retrouve la même difficulté pour l'exploitation des résultats de notre modèle numérique. Des résultats différents sont obtenus selon que l'on estime la vitesse du bore en considérant le déplacement de la crête de la première onde ou que l'on considère le déplacement du premier changement de pente de la surface libre. Yeh ne précise pas dans son article comment il a estimé la célérité du bore. En amont du rivage ($x \text{ tg } \beta / U^{*2} < -0,07$) la vitesse de déplacement du ressaut évolue de façon différente de ce que prédit le modèle St Venant, même si l'ordre de grandeur est correct. Près du rivage, notre modèle, en dépit d'incertitudes, montre une diminution de la vitesse de déplacement que le modèle de St Venant ne prédit pas mais que les mesures expérimentales semblent constater.

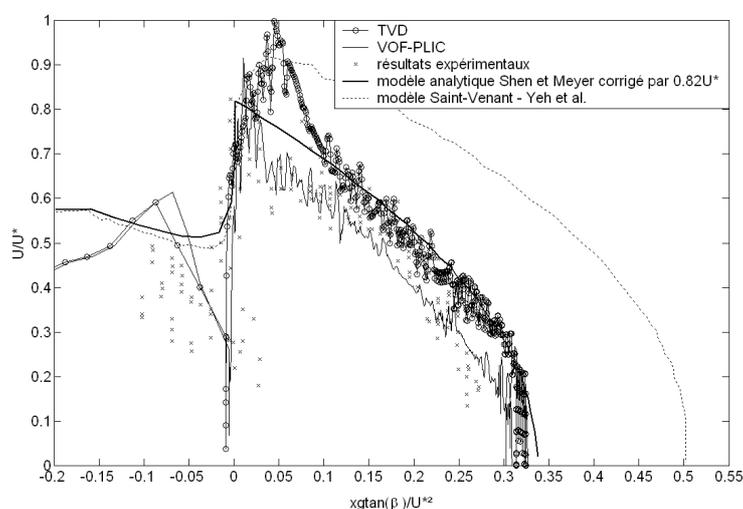


FIG. 5 – comparaison des résultats des simulations en fonction de la technique de suivi d'interface.

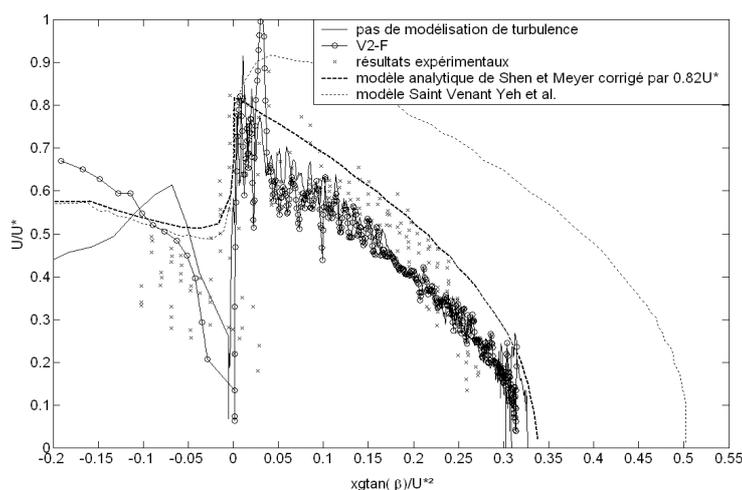


FIG. 6 – Effet de la modélisation de la turbulence sur les résultats de simulations numériques.

Pour la zone de swash, la vitesse initiale U^* , les vitesses au cours de l'écoulement de swash ainsi que l'estimation de la longueur maximale de run-up ($L_{run-up} g \tan \beta / U^{*2} = 0,32$) calculées par la méthode VOF-PLIC correspondent bien aux mesures expérimentales. En revanche, la méthode TVD surestime de 10 à 15 % la longueur de run-up et les vitesses, excepté au début du swash où l'écart est plus important, sans que l'on puisse vraiment proposer d'explication. Il semble cependant que les simulations avec TVD soient sensibles à la condition CFL imposée pour calculer automatiquement le pas de temps au cours de la simulation. Les résultats proposés ici ont été obtenus avec le critère $CFL=0.5$.

La FIG. 6 évalue l'effet de la modélisation de la turbulence (modèle V2-F) sur les résultats des simulations numériques. En amont du rivage ($x g \tan \beta / U^{*2} < -0,07$), les résultats diffèrent sensiblement selon que le modèle de turbulence est actif ou non. C'est naturel dans la mesure où le bore doit dissiper une fraction de l'énergie cinétique à travers la turbulence. En revanche, près du rivage et dans la zone de swash les écarts s'estompent, semblant indiquer que le rôle de la turbulence devient marginal.

5 Conclusions

Le phénomène de propagation d'un bore et de génération d'un jet de rive sur une plage a été simulé en utilisant un modèle Navier-Stokes avec suivi d'interface VOF. Les premiers résultats présentés ici sont encourageants. Le modèle reproduit correctement l'écoulement d'une rupture de barrage sur fond plat. La phase d'initiation du swash ainsi que le swash lui-même sont correctement reproduits par le modèle et ce, sans recourir à un frottement paramétré. Des recherches plus poussées doivent cependant être conduites en ce qui concerne l'influence de la taille de la maille sur la nature (ondulatoire ou turbulente) du ressaut simulé.

Les résultats présentés montrent enfin l'importance de la turbulence dans le bore, rôle qui semble devenir plus marginal dans la zone de swash. Ces résultats doivent être confirmés par une étude plus approfondie. Un travail expérimental récent de O'Donoghue *et al.* (2006) devrait nous permettre de comparer le champ des vitesses simulé avec des mesures expérimentales dans le jet de rive.

Références

- Chanson, H. (1995). "Undular hydraulic jump: myths and reality." *Ressaut hydraulique ondulé: mythes et réalités, Houille Blanche* **50**(7): 54-65.
- Durbin P. (1991). "Near-wall turbulence closure modeling without 'damping function'". *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, vol. 3, p1-13.
- Durbin P. (1995). "Separated flow computations with the k- ϵ -v2 model." *AIAA J.*, vol. 33 (4), p659-664.
- Hibberd, S. and D. H. Peregrine (1979). "Surf and run-up on a beach: a uniform bore." *Journal of Fluid Mechanics* **95**(2): 323-345.
- O'Donoghue, T., L. Hondebrink, et al. (2006). "Bore-driven swash on beaches-numerical modelling and large-scale experiments." *Présentation ICCE2006*.
- Shen, M. C., et Meyer, R.E. (1963), "Climb of a bore on a beach" Part 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., Lubin, P., and Randrianarivelo, T. N., (2004). An adaptive augmented Lagrangian method for the three-dimensional multi-material flows, *Computers and Fluids*, **33** (10), pp. 1273-1289.
- Whitham, G.B., (1958), "On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area flow". *J. Fluid Mech.* **4**: 337-360.
- Yeh, H. H., A. Ghazali, et al. (1989). "Experimental study of bore run-up". *J. Fluid Mech.* **206**: 563-578.