

UNE VISION NAÏVE DU TRANSPORT SÉDIMENTAIRE INDUIT PAR UN MASCARET ONDULANT

A. BERCHET^a, A. BEAUDOIN^a, S. Huberson^a, G. Rousseaux^a, B. Simon^b, P. Lubin^b

a. Institut Pprime (UPR 3346), 11 Bd Marie et Pierre Curie, 86962 Futuroscope

b. TREFLE (UMR 8508), 16 Av Pey-Berland, 33607 Pessac

Résumé :

L'objet de ce travail est le transport de sédiments légers, assimilés à des traceurs, par un mascaret ondulant grâce à une méthode particulière lagrangienne et au calcul de l'évolution des moments d'un nuage de particules. Il s'agit ici de décomposer le phénomène du mascaret en deux contributions : une élévation du niveau de la surface libre et des oscillations de celle-ci qui sont approximées par des solitons. Cette décomposition permet de montrer que la contribution ayant un rôle majeur sur la déformation d'un nuage de particules est celle de l'élévation tandis que la contribution des oscillations est très faible voire nulle.

Abstract :

The purpose of this work is the transport of light suspended sediments, considered as tracers, by an undulating tidal bore using a lagrangian particle-based method. The time evolution of the shape of a blob of particles is quantified by its moments. The tidal bore phenomenon is decomposed into two contributions : an elevation of the free surface and several oscillations which are approximated by solitons. This decomposition allows to show that the main contribution in the distortion of the blob is the rise of the surface while the contribution of the oscillations is very small or even zero.

Mots clefs : Mascaret, Transport sédimentaire, Benchmarks, Rupture de barrage et Soliton.

1 Introduction

Dans le cadre du projet ANR « Mascaret » (ANR, 2010), nous étudions le transport de particules généré par un mascaret ondulant (Chanson, 2004 [1]). Cette étude est en partie réalisée à l'aide d'un modèle numérique basé sur une méthode particulière (Beaudoin et al., 2003 [2]) et une méthode des moments (Beaudoin et al., 2002 [3]). La méthode particulière est une approche lagrangienne qui permet de ramener la résolution de l'équation de transport à un simple calcul de la trajectoire des particules numériques, représentant la concentration de sédiments dans l'eau. La méthode des moments consiste à suivre l'évolution au cours du temps des moments caractérisant la forme du panache de sédiments. Le modèle numérique ne résout uniquement que le problème de transport des sédiments non cohésifs. La simulation de l'écoulement du Mascaret est apportée par le code Thétis, utilisant une approche de type VOF pour résoudre les équations de Navier – Stokes (Lubin et al., 2006 [4]). Dans ce travail, les sédiments considérés sont de masse négligeable. Ils n'ont donc pas de rétroaction sur l'écoulement de l'eau. A partir de ces simulations numériques, nous tentons de montrer que l'effet du Mascaret sur le transport sédimentaire est en fait le résultat de la combinaison des effets d'une rupture de barrage et d'un train de solitons. Un mascaret ondulant est une déformation de la surface libre induite par la marée lorsque celle-ci s'oppose au courant d'un fleuve. La marche initiale induite par l'élévation de la marée rappelle un problème de rupture de barrage. Les éteules, apparaissant derrière la marche initiale, peuvent être vus comme un train de solitons dont les vitesses de propagation sont identiques malgré la variation d'amplitude. Naïvement, nous prévoyons que le mascaret soit une superposition d'une élévation semblable à celle induite par une rupture de barrage et d'ondulations qui seraient similaires à une suite de solitons d'amplitudes différentes se déplaçant à la même vitesse (FIG. 1). Le travail présenté ici ne constitue qu'une pré-étude ne permettant d'obtenir que des résultats qualitatifs. Une étude plus complète sera effectuée ultérieurement afin d'obtenir des résultats quantitatifs.

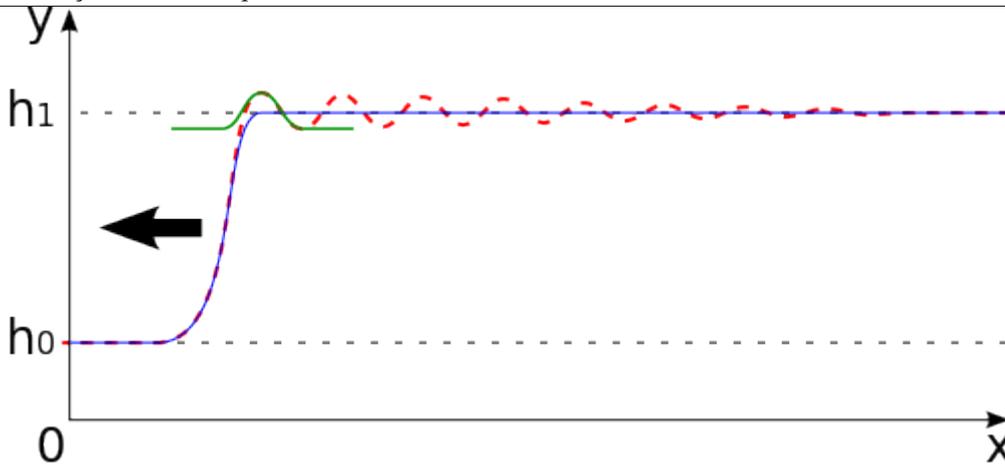


FIG. 1 – Décomposition d'un mascaret ondulant (tirets rouge) en la somme d'une élévation du niveau d'eau assimilable à une rupture de barrage (trait continu bleu) et d'un train de solitons (trait vert).

2 Méthodes utilisées

2.1 Écoulements

Les écoulements hydrodynamiques utilisés lors de cette étude proviennent des cas tests du code de calcul Thétis (voir FIG. 2, 3 et 4). Ce code de calcul utilise une approche de type Volume Of Fluids et permet de simuler des écoulements à surface libre, comme ceux qui nous intéressent ici. Partant de la vision naïve exposée dans l'introduction, un écoulement de type soliton, un écoulement de type rupture de barrage et un écoulement de type mascaret ont été générés. Le soliton est de type Grimshaw (Lubin et al., 2004 [5]), est de faible amplitude et se déplace dans un domaine périodique. L'écoulement de rupture de barrage est effectué dans un canal de 16m de long dont 6m servent de réservoir. Le nombre de Froude de l'écoulement ainsi généré est égal à $Fr = U / \sqrt{gh} = 1,26$, avec U la vitesse du courant produit, h la hauteur d'eau et g l'accélération de pesanteur. L'écoulement de type mascaret est généré dans un canal de 10m. Initialement, un courant uniforme est imposé sur une hauteur de 11cm et une porte est fermée en bout du canal à $t=0s$. Le blocage du courant permet de faire naître une vague remontant le courant qui est supposée proche d'un mascaret. Le Froude de cet écoulement est aussi égale à 1,26. Nous avons choisi d'imposer l'égalité des nombres de Froude afin d'avoir des comportements similaires. Cependant, à Froude égal, l'écoulement de rupture de barrage est déferlant tandis que le mascaret est ondulant. Les FIG. 2, 3 et 4 montrent des aperçus de ces 3 types d'écoulements.

2.2 Méthode particulaire

La méthode particulaire est une approche lagrangienne permettant de résoudre l'équation de transport de la concentration des sédiments en calculant la trajectoire des particules. Dans cette étude préliminaire, la pesanteur ainsi que les interactions entre les particules sont négligées. L'équation d'évolution est donc :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} C = 0 \quad (1)$$

Les équations décrivant l'évolution temporelle des particules sont simplement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial t} &= \vec{V}(\vec{r}_i) \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

où \vec{r}_i est la position de la particule i , \vec{V} est le champ de vitesse et C_i est le poids d'une particule. Dans ce travail, les particules sont considérées comme des traceurs de masse négligeable et n'ayant aucune rétroaction sur l'écoulement fluide. Le schéma temporel utilisé est de type Runge-Kutta 4 et l'interpolation du champ de vitesse sur la position des particules se fait via des B-splines d'ordre 3. Le pas de temps utilisé pour le calcul

de l'évolution des particules est variable et est le même que celui utilisé par le code Thétis lors de la détermination de l'écoulement. Les nuages de particules sont composés de 1246 particules et sont localisés, c'est à dire que le rayon du nuage est petit par rapport à la hauteur de fluide et aux structures apparaissant sur la surface libre. Ce caractère localisé permet de limiter l'étude à une zone particulière de l'écoulement et ainsi de dissocier des phénomènes pouvant être différents suivant la hauteur d'injection du nuage de particules dans la colonne d'eau. Dans un premier temps nous nous sommes limités à une injection proche du centre de la colonne d'eau (voir FIG. 3). Le nombre et la taille des particules ont été choisis de telle sorte que les moments calculés aient convergé.

3 Résultats

L'allure des différents écoulements ainsi que les positions des nuages de particules injectées sont présentées en Figures 1 (soliton), 2 (rupture de barrage) et 3 (mascaret). Sur chacune d'elles, la frontière rouge/bleu correspond à la surface libre de l'écoulement et les formes noires sont les nuages de particules injectées. En utilisant les méthodes précédemment décrites, nous mesurons l'évolution de la forme des nuages de particules à travers leurs moments, calculés selon l'équation :

$$M_{mn} = \iint_{\Omega} c(x, y) x^m y^n dx dy \quad (3)$$

La Figure 4 représente l'évolution de ces moments pour le cas du soliton. Sur les moments x^2 et y^2 , on observe deux phases. Dans un premier temps, le moment x^2 diminue tandis que le moment y^2 augmente, ce qui correspond à une contraction selon x et une elongation selon y . L'effet inverse se produit ensuite et ces deux moments retrouvent leurs valeurs initiales. Quant au moment croisé xy , il se divise lui en trois phases. Une première phase de diminution qui représente une rotation dans le sens horaire du nuage de particules. Une seconde phase d'augmentation avec un dépassement de la valeur initiale, ce qui exprime une rotation dans le sens trigonométrique. Et enfin une phase de nouvelle diminution faisant revenir le moment croisé à sa valeur initiale. Ainsi, si l'on compare la forme du nuage avant et après le passage du soliton, on observe une parfaite ressemblance, ce qui est caractéristique de ce type d'écoulements. Il n'y a aucune déformation résiduelle. La Figure 5 présente les mêmes moments dans le cas de la rupture de barrage. Cette fois ci, la dernière phase disparaît et on n'observe qu'une elongation selon y et une contraction selon x . Sur la rotation, il ne reste que la première phase de rotation horaire et la seconde phase de rotation anti-horaire d'amplitude supérieure à la première phase. Dans notre cas, l'écoulement présente quelques petites oscillations après le passage du front, ce qui perturbe les moments des particules après les phases décrites précédemment alors qu'ils devraient rester constants. Les résultats issus du mascaret sont présentés en Figure 6 sur laquelle trois zones se distinguent. La zone I correspond à la zone où le mascaret ondulant a le même effet sur les particules que l'élévation due à la rupture de barrage. Dans la zone II, son effet est identique à celui de plusieurs solitons successifs. Ainsi, dans cette zone II, les moments ne font qu'osciller autour d'une valeur moyenne mais il n'y a pas d'évolution notable à long terme, ce qui signifie que dans cette zone, le mascaret n'a aucun effet global sur la forme d'un nuage de particules. Enfin, la zone III correspond à la zone proche de la porte permettant la génération du mascaret et qui induit de fortes perturbations. Cette zone n'est donc pas représentative d'un mascaret. Par ailleurs, de petites oscillations apparaissent dans la phase descendante de chacune des éteules. Celles-ci sont aussi dues à la génération du mascaret qui induit de fortes perturbations à la sortie du canal qui se propagent ensuite en même temps que le mascaret. Elles ne résultent donc pas non plus du mascaret lui même et sont négligées.

4 Conclusion

Selon ces premiers travaux exploratoires, il semble que le transport induit par le mascaret soit bien la superposition d'un effet d'élévation du niveau de la surface libre, similaire à l'élévation provoquée par une rupture de barrage, et d'un effet d'oscillations, de moyenne nulle, induit par le passage des éteules au comportement proche de celui de solitons. Ainsi, nous supposons que la distribution verticale des sédiments dans la colonne d'eau sera très majoritairement gouvernée par la hauteur et la forme de l'élévation globale du niveau d'eau au passage du front du mascaret oscillant plutôt que par les mouvements oscillants provoqués par les éteules qui suivent ce front. Une étude plus approfondie permettant de donner quantitativement l'effet de la hauteur et de la forme de l'élévation globale du niveau d'eau sur le transport sédimentaire est actuellement en cours.

Références

- [1] Chanson, The hydraulics of open channel flows : an introduction, Butterworth-Heinemann, 2004.
- [2] Beaudoin A., Huberson A., Rivoalen E., Simulation of anisotropic diffusion by means of a diffusion velocity method , Journal of Computational Physics, 186, 122-135, 2003.
- [3] Beaudoin A., Huberson A., Rivoalen E., Méthode particulaire anisotrope , Comptes Rendus de Mécanique, 330, 51-56, 2002.
- [4] Lubin P., Vincent S., Abadie S. and Caltagirone J.-P., Three-dimensional Large Eddy Simulation of air, entrainment under plunging breaking waves, Coastal Engineering, 53, 631-655, 2006.
- [5] Lubin P., Lemmonier H., Propagation of solitary waves in constant depths over horizontal beds, Multiphase Science and Technology, 16 (1-3), 239-250, 2004.

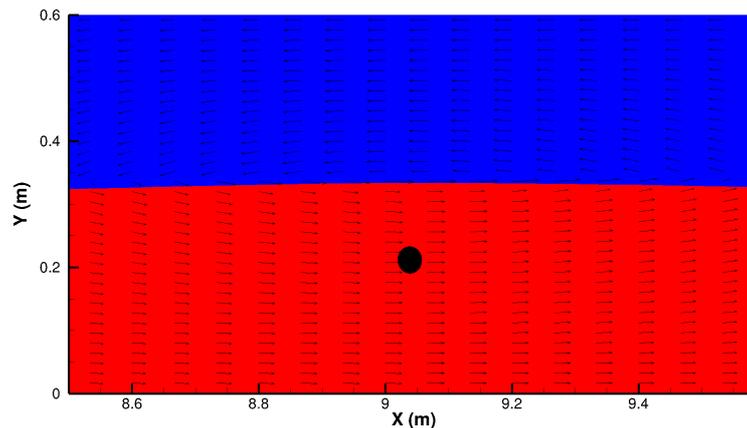


FIG. 2 – Exemple de nuage de particules (en noir) évoluant sous un écoulement de type soliton se déplaçant de la gauche vers la droite.

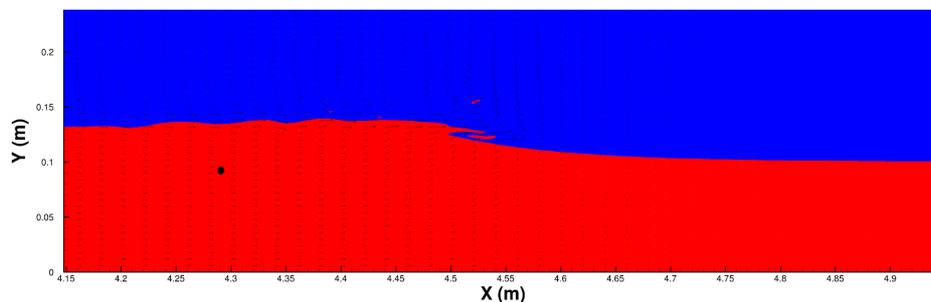


FIG. 3 – Exemple de nuage de particules (en noir) évoluant sous un écoulement de type rupture de barrage.

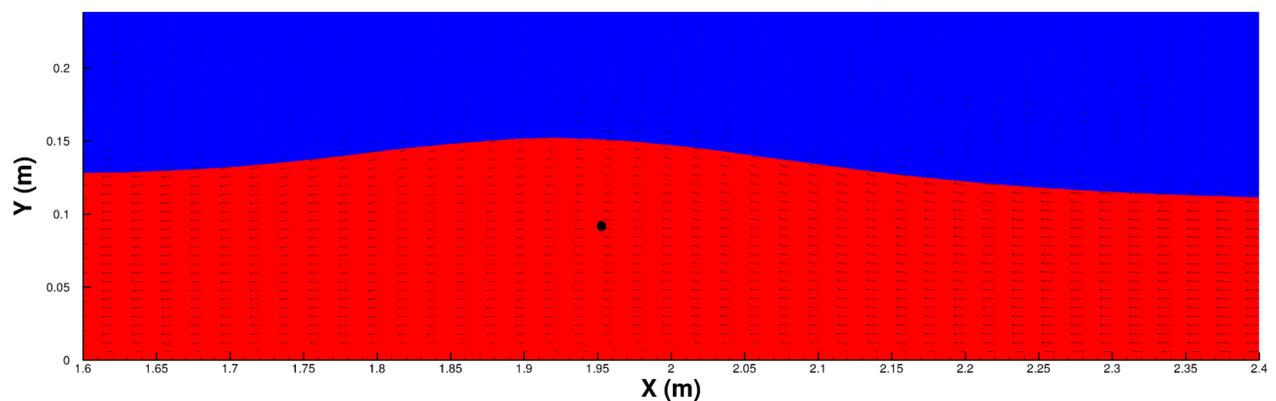


FIG. 4 – Exemple de nuage de particules (en noir) évoluant sous un écoulement de type mascaret.

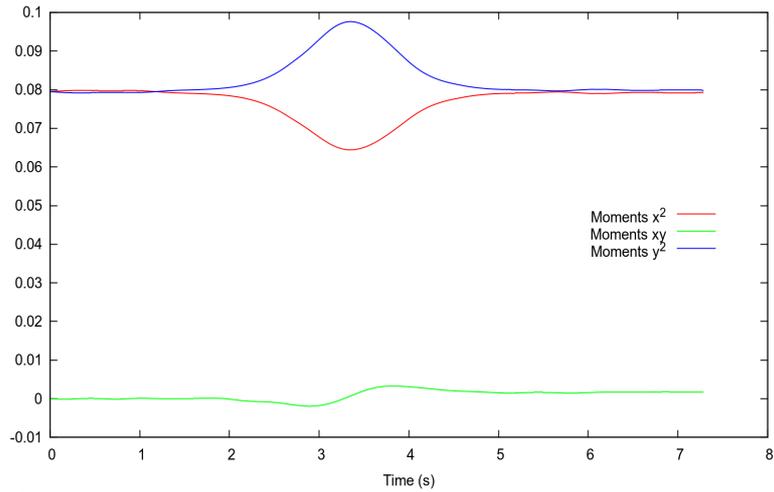


FIG. 5 – Évolution des moments d'ordre 2 d'un nuage de particules sous un soliton.

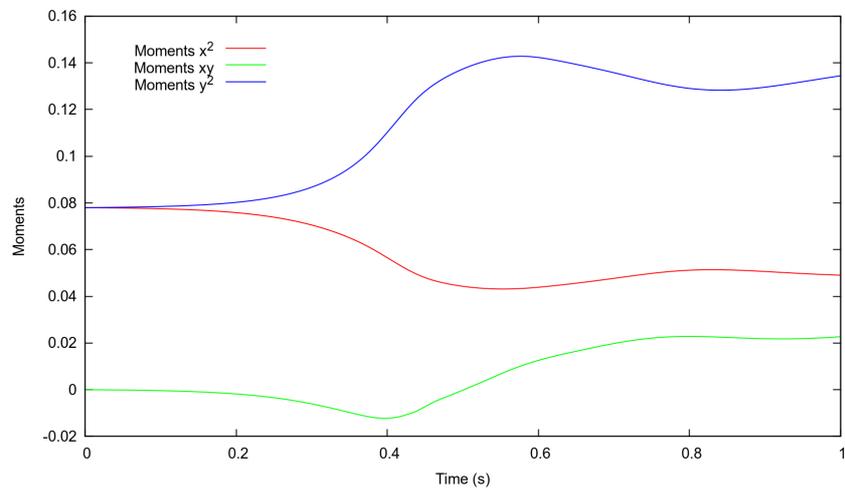


FIG. 6 – Évolution des moments d'ordre 2 d'un nuage de particules sous une rupture de barrage.

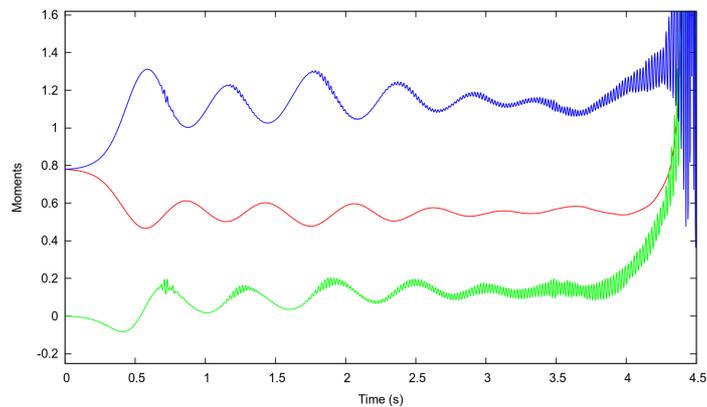


FIG. 7 – Évolution des moment d'ordre 2 sous le mascaret ondulant. Le point d'injection se situe 2.3m en amont de la porte et 7cm au-dessus du fond. La hauteur d'eau avant le passage du mascaret est $h=11$ cm.

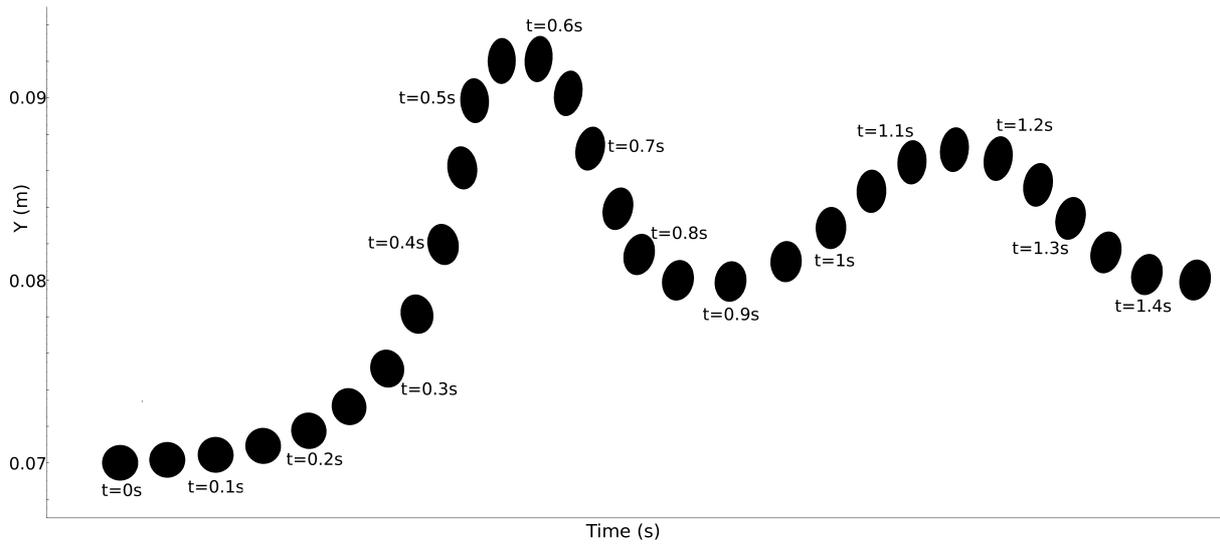


FIG. 8 – Évolution temporelle d'un nuage de particules sous un écoulement de type mascaret. Sur cette figure, les formes et les espacements verticaux sont respectés mais les espacements horizontaux ne représentent que des décalages temporels et non spatiaux car ceux-ci sont très importants par rapport aux autres échelles mises en jeu.