



Simulation en méthode particulière d'un écoulement de houle sur des ouvrages marins

Jean-Marc CHERFILS¹, Grégory PINON¹, Elie RIVOALEN²

1. Laboratoire Ondes & Milieux Complexes, UMR 6294 CNRS, Université du Havre, 53 rue Prony, 76058 Le Havre, France.

jean-marc.cherfils@univ-lehavre.fr, gregory.pinon@univ-lehavre.fr

2. Laboratoire d'Optimisation et Fiabilité en Mécanique des Structures, EA 3828, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen,

Avenue de l'Université, BP 08, 76801 St Etienne du Rouvray, France.

elie.rivoalen@insa-rouen.fr

Résumé :

Un code particulière SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) a été développé et amélioré pour tenir compte de l'action de la houle sur une plaque immergée. Le modèle non-visqueux est d'abord appliqué à la propagation d'une onde dans un canal et validé sur l'équation de dispersion. Le modèle est stabilisé par l'introduction d'un flux Rusanov dans l'équation de conservation de la masse, permettant de réduire la dissipation numérique. Le modèle des frontières immergées permet désormais d'accéder directement aux efforts subis par la plaque, pour des nombres de Reynolds modérés.

Mots-clés :

Méthode particulière – SPH – Surface libre – Viscosité – Obstacle immergé – Protection côtière – Conditions aux limites

1. Introduction

Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux présentés aux précédentes JNGCGC (CHERFILS *et al.*, 2010). Un code de calcul parallèle en méthode SPH (GINGOLD & MONAGHAN, 1977 ; LUCY, 1977) a été développé. Lagrangienne et sans maillage, cette méthode est bien adaptée au suivi de déformations complexes d'interfaces, ce qui en fait un outil reconnu pour la modélisation de la houle jusqu'au déferlement (MONAGHAN, 1994) ou pour la simulation d'écoulements diphasiques. Elle a, par ailleurs, été appliquée également à la modélisation d'écoulements visqueux, en milieu poreux ou pour la simulation d'impacts à grande vitesse.

Le fluide est représenté par un ensemble de particules possédant leurs propres propriétés physiques et se déplaçant selon un système d'équations de conservation établi (Euler ou Navier-Stokes). On obtient alors une approximation numérique de la solution de ce système.

Notre travail porte sur la conception d'un logiciel de simulation en méthode SPH, *JOSEPHINE*, pour l'étude de l'action de la houle sur des ouvrages dans le domaine du

génie côtier. Des optimisations du code et une parallélisation efficace ont été mis en place, réduisant considérablement le temps de calcul. Des améliorations ont également été apportées afin de permettre au code de traiter des problèmes à la dynamique plus lente (interaction houle-ouvrages marins), (CHERFILS *et al.*, 2012).

La méthode de la frontière immergée est maintenant employée pour la prise en compte de conditions aux limites de type adhérence sur des obstacles. Le logiciel permet ainsi la simulation d'une grande variété d'écoulements à surface libre, avec prise en compte d'obstacles immergés. Les résultats préliminaires présentés aux précédentes journées ont donc été revus et améliorés. Le code donne accès direct aux efforts subis par les structures immergées modélisées.

Le code de calcul *JOSEPHINE* est d'abord présenté sur le cas test de l'effondrement d'une masse d'eau et de son impact sur un mur vertical. Les résultats précédents (CHERFILS *et al.*, 2010) ont été améliorés, étendus et sont comparés aux données expérimentales et numériques disponibles. Puis, notre modèle est appliqué à l'écoulement autour d'une plaque immergée dans un canal à houle, montrant sa capacité à prendre en compte des écoulements visqueux à surface libre autour d'obstacles.

2. Description du modèle

2.1 Schéma d'interpolation

Le domaine fluide simulé est représenté par un ensemble de particules, transportant les grandeurs physiques liées à l'écoulement. Afin de résoudre les équations de Navier-Stokes sur cet ensemble de particules, il est nécessaire d'approcher la valeur de ces grandeurs et de leurs dérivées à chaque itération. Pour cela, la méthode SPH s'appuie sur la notion d'opérateur-intégrale, permettant l'interpolation d'un champ scalaire f , à partir des données connues sur les particules :

$$\langle f(x) \rangle = \int_{\Omega} f(y) \eta_{\varepsilon}^0(y-x) dy. \quad (1)$$

$\eta_{\varepsilon}^0(y-x)$ est ici une fonction gaussienne (COLAGROSSI & LANDRINI, 2003), à symétrie radiale (voir équation (2)), modifiée afin de permettre une coupure au-delà d'une distance de $\delta = 3\varepsilon$, n'exploitant ainsi que les interactions locales pour l'approximation.

$$\eta_{\varepsilon}^0(s) = \frac{e^{-\left(\frac{s}{\varepsilon}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\delta}{\varepsilon}\right)^2}}{2\pi \int_0^{3\varepsilon} s \left(e^{-\left(\frac{s}{\varepsilon}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\delta}{\varepsilon}\right)^2} \right) ds} \quad \text{avec } s = |y-x| \quad (2)$$

On peut alors définir un opérateur-intégrale discret pour l'interpolation du champ f et, en dérivant l'équation (1), pour l'approximation de sa dérivée :

$$\langle f(x_i) \rangle = \sum_j f(x_j) \eta_{\varepsilon}^0(x_i - x_j) V_j \quad \text{et} \quad \langle \nabla f(x_i) \rangle = \sum_j f(x_j) \nabla \eta_{\varepsilon}^0(x_i - x_j) V_j \quad (3)$$

où V_j représente le volume de la $j^{\text{ème}}$ particule.

2.2 Application aux équations de la Mécanique des Fluides

Les deux opérateurs précédents peuvent être appliqués à de nombreux systèmes d'équations aux dérivées partielles. Dans le cas présent, le fluide modélisé est considéré comme "faiblement compressible" ($\text{Mach} < 0,1$), les variations de masse volumique sont limitées afin de se rapprocher d'un fluide incompressible. En appliquant les opérateurs (3) aux équations de Navier-Stokes, on obtient le système d'équations suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{Dx_i}{Dt} = u_i \\ \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho_i} \sum_j (P_i + P_j) \nabla \eta_\varepsilon^0(x_{ij}) \frac{m_j}{\rho_j} - \sum_j m_j \frac{2\mu}{\rho_i \rho_j} u_{ij} \frac{x_{ij} \cdot \nabla \eta_\varepsilon^0(x_{ij})}{r_{ij}^2} + g + f_i \\ \frac{D\rho_i}{Dt} = \rho_i \sum_j \left(u_{ij} + \underbrace{n_{ij} \left(\frac{c_{ij}}{\rho_i} (\rho_j - \rho_i) \right)}_{\text{Flux Rusanov}} \right) \cdot \nabla \eta_\varepsilon^0(x_{ij}) \frac{m_j}{\rho_j} \\ P_i = \frac{\rho_0 c_0^2}{7} \left(\left(\frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^7 - 1 \right) \end{array} \right. \quad (4)$$

Où x est la position, u la vitesse, P la pression, ρ la masse volumique, μ la viscosité dynamique et g la gravité. f_i est la force de volume permettant de vérifier la condition limite d'adhérence dans le modèle de frontière immergée. La dernière équation est celle d'état pour un fluide quasi-incompressible (BATCHELOR, 1967), ici il s'agit de l'eau, où ρ_0 est la masse volumique de référence et c_0 la vitesse du son. Pour réduire les temps de calcul, la valeur de c_0 est choisie inférieure à la réalité, mais au moins 10 fois supérieure à la vitesse maximale u_{\max} attendue dans le fluide. Ainsi, l'équivalence $|\delta\rho|/\rho \approx |u_{\max}|^2/c_0^2$ assure des variations de masse volumique inférieures à 1% au cours des simulations. $x_{ij} = x_i - x_j$, $u_{ij} = u_i - u_j$, $c_{ij} = \max(c_i, c_j)$ avec c_i , la vitesse du son effective dans la particule i , déduite de la loi d'état par : $c_i = c_0 (\rho_i / \rho_0)^3$. $n_{ij} = (x_i - x_j) / |x_i - x_j|$ est le vecteur unitaire allant de la particule i vers la particule j . Le flux Rusanov, inclus dans l'équation de conservation de la masse (FERRARI *et al.*, 2009), permet de stabiliser le schéma, tout en réduisant la dissipation numérique observée avec le modèle précédent (CHERFILS *et al.*, 2010).

3. Effondrement d'une colonne d'eau en deux dimensions

Ce cas décrit l'évolution d'une masse fluide, de dimensions $L \times H$, initialement à l'équilibre hydrostatique. Le mur retenant le fluide est retiré et, sous l'effet de la gravité, la masse fluide s'effondre et se propage vers un mur vertical situé à une distance d à l'extrémité opposée du domaine de calcul (figure 1).

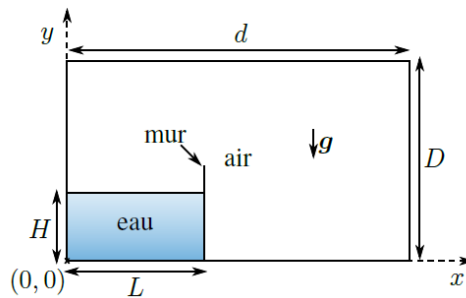


Figure 1. Configuration initiale de l'effondrement d'une colonne d'eau. L représente la largeur du volume fluide initialement retenu, H est sa hauteur. Un mur vertical est placé à une distance d de l'origine.

3.1 Conditions aux limites

Les conditions de glissement sur les parois sont imposées à l'aide de "particules fantômes" créées, à chaque itération, par symétrie des particules du fluide par rapport aux parois (CHERFILS, 2011). La surface libre ne requiert aucun traitement spécifique, en partie grâce à la représentation lagrangienne de l'écoulement. Ceci est un atout de la méthode SPH par rapport à d'autres méthodes numériques telles que la méthode VOF (*Volume Of Fluid*) qui nécessitent différents algorithmes pour le suivi et le traitement des reconnections de surface libre.

3.2 Résultats

La figure 2 montre l'évolution de la masse fluide simulée par le modèle SPH proposé, en négligeant les effets visqueux. L'impact du front d'eau sur le mur opposé conduit à une succession de fragmentations et reconnections de la surface libre. La figure 3 montre l'évolution de la pression calculée au point de coordonnées $(d; 0,192 H)$. La pression augmente brutalement au moment de l'impact (τ_3 à τ_4) jusqu'à une valeur maintenue, qui décroît ensuite au fur et à mesure que les vitesses au coin diminuent (à partir de τ_4).

On remarque cependant que plusieurs pics apparaissent sur les résultats des simulations numériques. A τ_8 , notamment, le retournement du jet vertical sur la surface libre incidente crée un violent choc. Une onde de pression se propage jusqu'au mur et est enregistrée par le code de calcul. De même, à τ_{10} , la cavité (contenant en théorie de l'air, non modélisé ici) s'effondre, formant un second pic violent. Les expériences ne montrent pas ces pics de pression, en raison de la présence d'air dans ces cavités, non modélisées ici, qui amortissent chacun des deux impacts. (COLAGROSSI & LANDRINI, 2003) montrent d'ailleurs que la modélisation de la phase air en SPH change significativement les résultats et que ces pics de pression disparaissent alors. La valeur obtenue pour le palier entre τ_4 et τ_7 est en bon accord avec les données de comparaison.

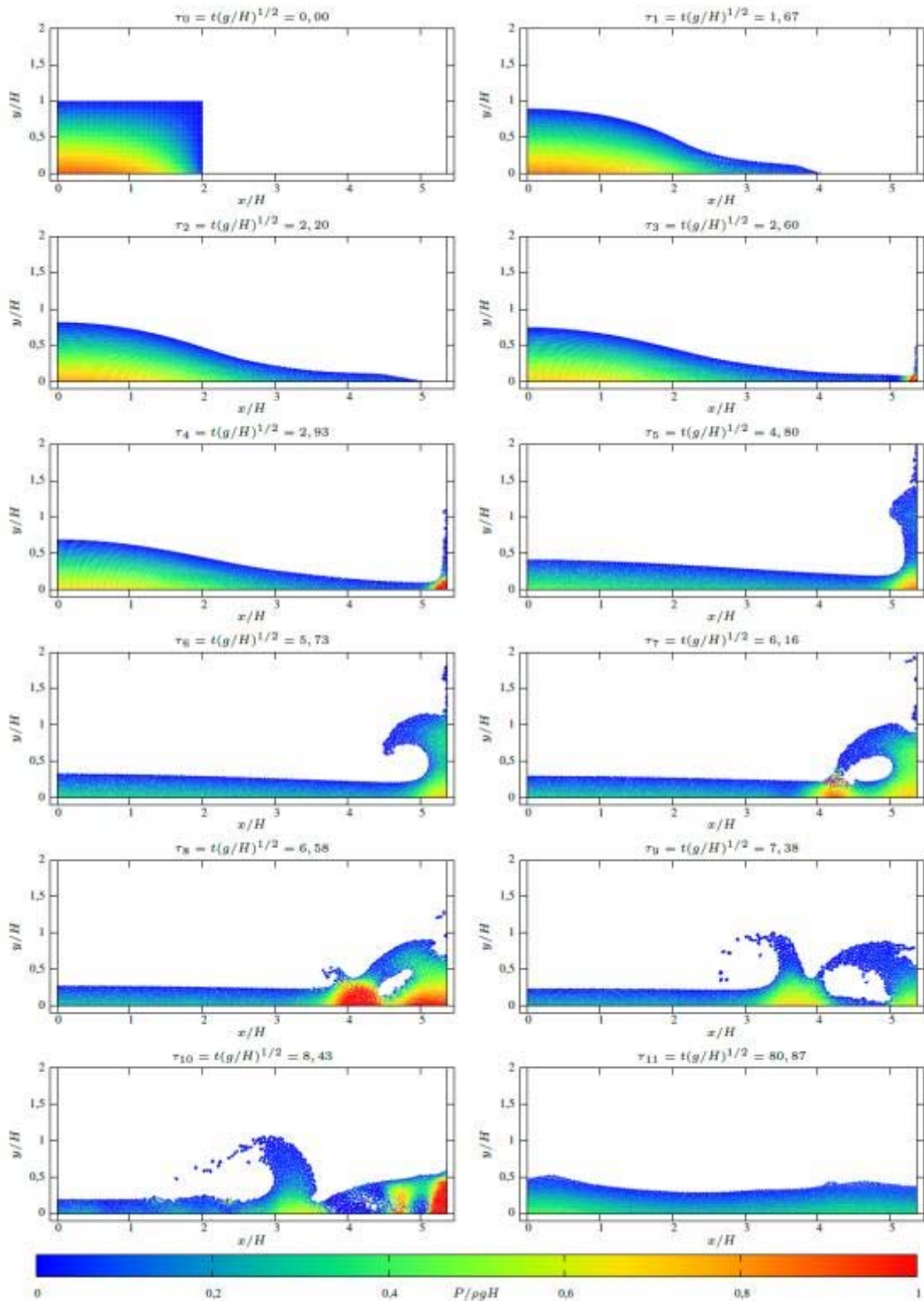


Figure 2. Effondrement d'une colonne d'eau en deux dimensions par SPH. Vues instantanées du champ de pression.

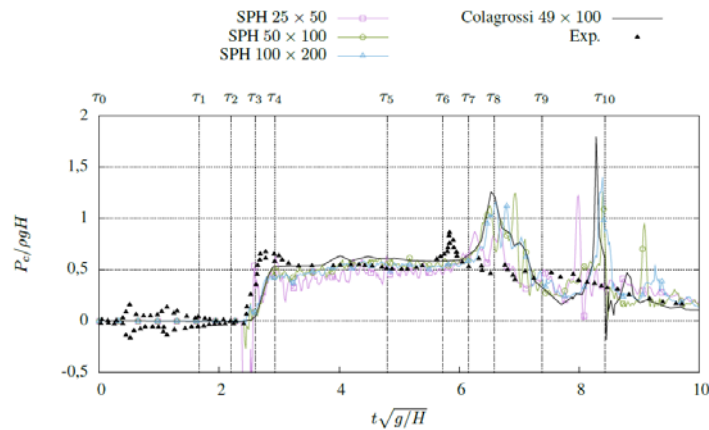


Figure 3. Évolution de la pression calculée à l'impact. Comparaison entre les données expérimentales de (ZHOU et al., 1999), (triangles noirs), la solution SPH de référence fournie par (COLAGROSSI & LANDRINI, 2003) (en noir) et la solution selon le modèle SPH présent pour trois discrétisations différentes.

4. Propagation de houle en canal

Le domaine de calcul considéré à présent est un canal à houle ouvert, comme ceux utilisés actuellement au laboratoire pour l'étude expérimentale de problèmes d'hydrodynamique côtière. La figure 4 montre une vue schématique de ce canal.

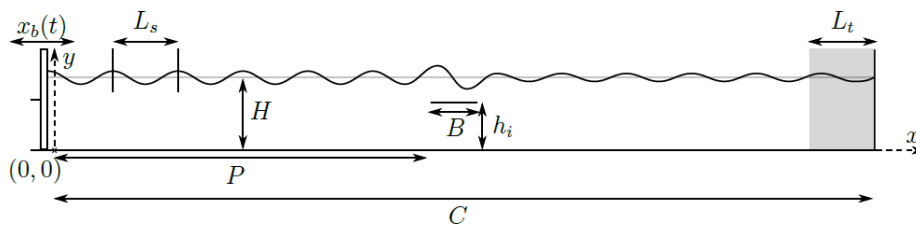


Figure 4. Vue schématique du canal à houle de longueur C , rempli d'eau jusqu'à la hauteur H . Le batteur-piston, de position horizontale $x_b(t)$ (dépendant de sa fréquence f et de son amplitude a), génère une houle régulière de longueur d'onde L_s . Une plaque horizontale de longueur B est placée à une distance P de la position initiale du batteur et à une distance h_i du fond.

4.1 Conditions aux limites

Un batteur piston permet de générer une houle régulière. Les parois extérieures (batteur, fond et extrémité droite) du canal sont modélisées à nouveau par la technique des particules fantômes. La houle est amortie en extrémité de canal par annulation des accélérations des particules sur une zone de longueur L_t , la longueur d'onde fondamentale de houle simulée, à l'extrémité droite du canal (CHERFILS, 2011). Cette approche permet d'assurer une réflexion de la houle inférieure à 5%.

f (Hz)	L_s (m)	L_t (m)	$L_{t,3}$ (m)	$\frac{L_s - L_t}{L_t}$	$\frac{L_s - L_{t,3}}{L_{t,3}}$	$\frac{a_h}{L_s}$
1,25	0,967	0,962	0,978	0,6%	-1,2%	0,021
1,5	0,697	0,689	0,711	1,1%	-2%	0,029
1,75	0,523	0,509	0,54	2,7%	-3,2%	0,038
2	0,412	0,39	0,431	5,6%	-4,4%	0,049

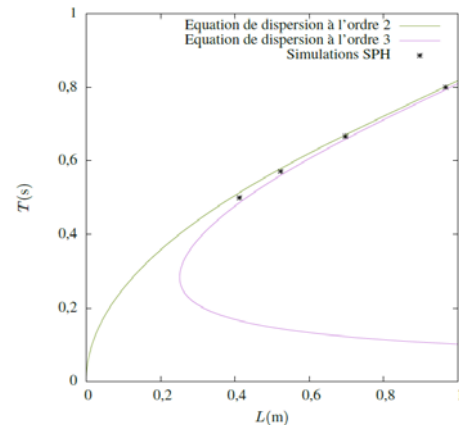


Figure 5. Comparaison entre les équations de dispersion de la houle de Stokes au second ordre et au troisième ordre et les longueurs d'ondes obtenues par le modèle SPH. Ecarts par rapport aux longueurs d'ondes théoriques et cambrure.

Nous avons introduit un second modèle de conditions aux limites, fondé sur la méthode de la "frontière immergée" permettant de représenter des formes plus complexes que la méthode des particules fantômes (angles droits, parois courbes) et d'imposer, avec précision, une condition d'adhérence. La plaque horizontale servant d'amortisseur est représentée par des points où sont calculées les forces nécessaires (f_i dans l'équation (4)) à l'application de la condition d'adhérence, en fonction de l'action du fluide sur la plaque. Ces forces sont ensuite appliquées aux particules proches de manière à obtenir une vitesse nulle en tout point de la frontière immergée en fin d'itération (CHERFILS, 2011). L'interpolation des forces des particules vers la frontière et inversement est assurée à l'aide de moindres carrés, permettant d'obtenir une précision à l'ordre 2 en espace, essentielle pour la stabilité de cette méthode.

4.2 Résultats sans plaque immergée

La faculté du modèle à simuler une houle régulière en canal, en l'absence d'obstacle, a été mise à l'épreuve. Les paramètres géométriques sont les suivants : $a=0,01$ m, $H=0,3$ m et $C=3$ m. En faisant varier la fréquence du batteur-piston, la longueur d'onde de houle obtenue L_s a été capturée et comparée aux valeurs théoriques issues des équations de dispersion des modèles de Stokes au second (L_t) et troisième ordre ($L_{t,3}$). Le modèle SPH vérifie bien l'équation de dispersion au second ordre, mais s'en écarte progressivement quand la longueur d'onde simulée diminue, en raison de l'augmentation de la cambrure (figure 5). Le modèle de Stokes au 3^{ème} ordre est alors plus approprié.

4.3 Résultats avec plaque immergée

Les paramètres géométriques employés pour ce résultat préliminaire de la frontière immergée appliquée à une configuration proche de celles étudiées au laboratoire, sont : $f=1,75$ Hz, $a=0,01$ m, $C=2,5$ m, $H=0,25$ m, $P=1,2$ m, $h_i=0,15$ m et $B=0,125$ m (figure 5). Sous ces paramètres, la longueur d'onde fondamentale de houle prévue est $L_r=0,508$ m. La masse fluide dans le canal est représentée par 400 particules sur la hauteur et 4000 particules sur la longueur, soit un total de 1,6 million de particules. La déformation de la surface libre est représentée sur la figure 6(a). Le taux de réflexion du mode fondamental par la plaque a été estimé à 0,13.

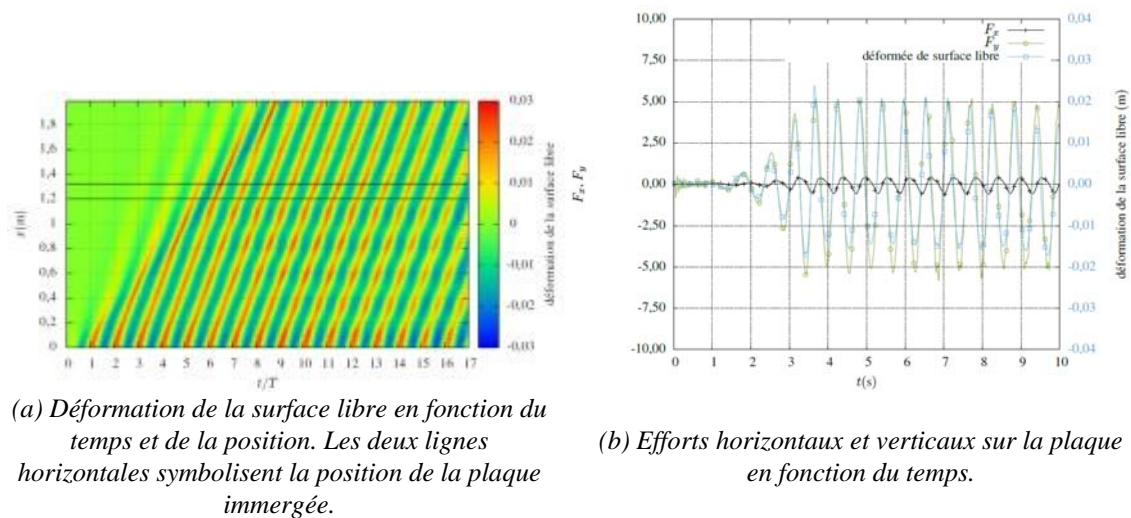


Figure 6. Propagation de la houle en présence d'une plaque immergée.

Le rotationnel de vitesse, généré par la présence de la plaque immergée, est représenté sur la figure 7. La viscosité employée est supérieure à la viscosité réelle de l'eau, et le nombre de Reynolds, calculé sur la longueur de la plaque est de 1200. On observe la formation de structures tourbillonnaires à une fréquence correspondant à celle de la houle. L'intérêt majeur de la méthode de la frontière immergée est l'accès direct aux efforts sur la structure étudiée. Ainsi la figure 6(b) représente les efforts calculés sur 10 périodes de houle. La déformée de surface libre a été calculée au dessus du centre géométrique de la plaque. Les maxima d'efforts de portance sont synchrones aux passages des crêtes, de même, les minima sont synchrones aux passages des creux. Les efforts de traînée sont d'un ordre de grandeur inférieur à ceux de portance et s'annulent au passage d'une crête ou d'un creux. Ces données vont être également confrontées aux résultats issus d'autres modèles, actuellement à l'étude.

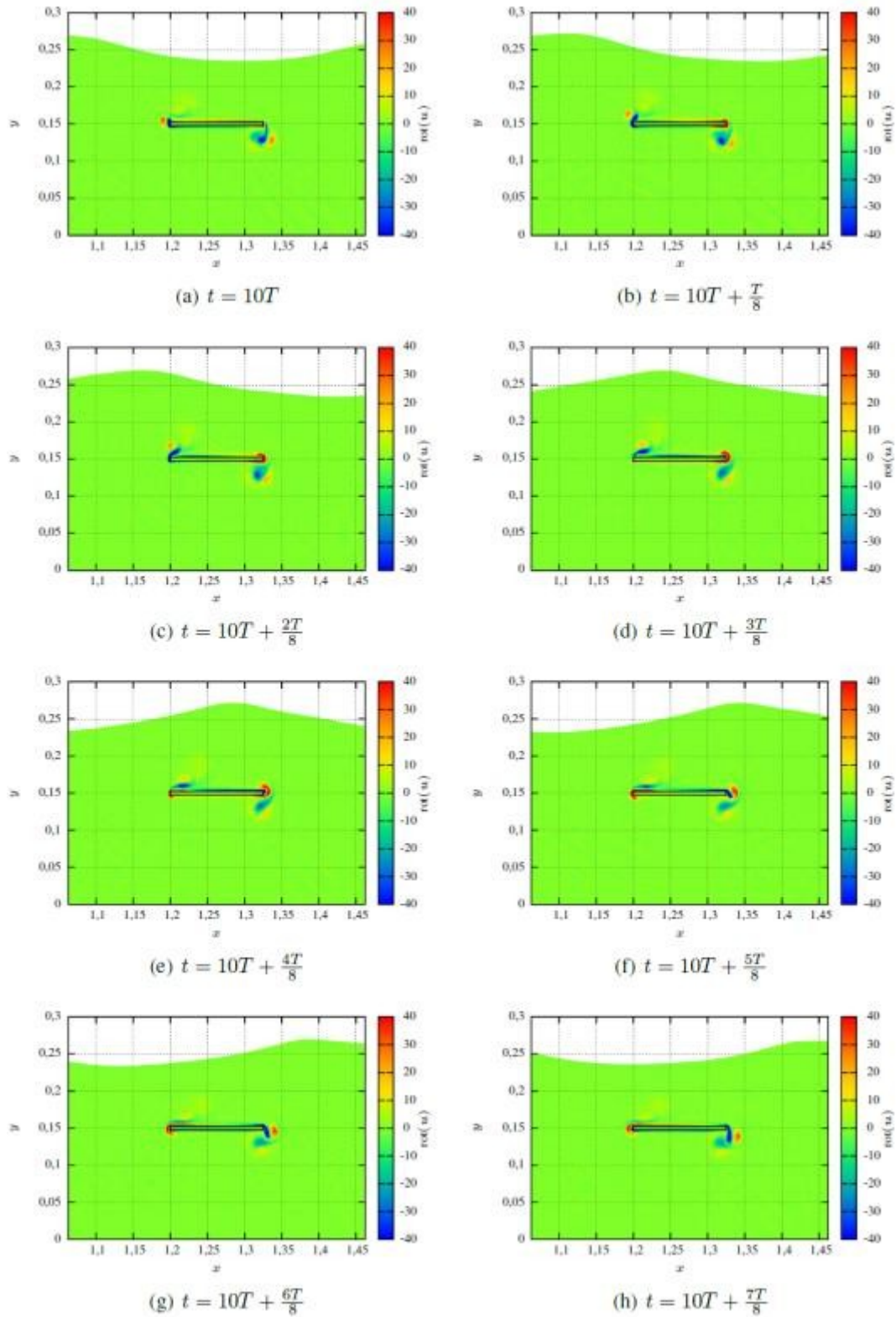


Figure 7. Champ de tourbillon autour de la plaque immergée soumise à l'action de la houle en 8 instants de la 10^{ème} période.

5. Conclusions

Le code de calcul *JOSEPHINE* fondé sur la méthode SPH a été développé pour la simulation d'écoulements visqueux à surface libre. Des résultats préliminaires avaient été présentés aux précédentes JNGCGC. Le modèle de lissage de la masse volumique (flux Rusanov) a été introduit et la méthode de la frontière immergée a été améliorée pour tenir compte de géométries complexes. L'accès aux efforts sur les structures modélisées est maintenant possible et devrait permettre d'en faire un bon outil pour l'étude de l'effet de la houle sur des ouvrages marins, de formes complexes. Le développement de nouvelles fonctionnalités est également envisagé : la simulation multi-phasique et l'adaptation automatique de la résolution spatiale en fonction de la dynamique de l'écoulement.

6. Références bibliographiques

BATCHELOR G.K. (1967). *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press.

CHERFILS J.M., BLONCE L., PINON G., RIVOALEN E. (2010). *Simulation en méthode particulaire des sollicitations hydrodynamiques d'ouvrages marins*. XI^{èmes} Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, Les Sables d'Olonne, pp 69-78. doi:10.5150/jngcgc.2010.009-C

CHERFILS J.M. (2011). *Développements et applications de la méthode SPH aux écoulements visqueux à surface libre*. Thèse. Université du Havre.

CHERFILS J.M., PINON G., RIVOALEN E. (2012). *JOSEPHINE: A parallel SPH code for free-surface flows*. Computer Physics Communications, Vol. 183, pp 1468-1480. doi:10.1016/j.cpc.2012.02.007

COLAGROSSI A., LANDRINI M. (2003). *Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics*. Journal of Computational Physics, Vol. 191, pp 448-475. doi:10.1016/S0021-9991(03)00324-3

FERRARI A., DUMBSER M., TORO E.F., ARMANINI A. (2009). *A new 3D parallel SPH scheme for free surface flows*. Computers & Fluids, Vol. 38, pp 1203-1217. doi:10.1016/j.compfluid.2008.11.012

GINGOLD R., MONAGHAN J.J. (1977). *Smoothed particle hydrodynamics: Theory and application to non-spherical stars*. Monthly Notices Royal Astronomy Society, Vol. 181, pp 375-389.

LUCY L. (1977). *A numerical approach to the testing of the fission hypothesis*. Astronomical Journal, Vol. 82, pp 1013-1024. doi:10.1086/112164

MONAGHAN J. (1994). *Simulating free surface flows with SPH*. Journal of Computational Physics, Vol. 110, pp 399-406. doi:10.1006/jcph.1994.1034

ZHOU Z.Q., DE KAT J.O., BUCHNER B. (1999). *A nonlinear 3-D approach to simulate GREEN WATER dynamics on deck*. Proceedings of the 7th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Nantes, France.