

9<sup>èmes</sup> JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

## **SIMULATION D'ÉCOULEMENT A SURFACE LIBRE COMPLEXE AU MOYEN DE METHODES SPH ET VOF**

### **COMPLEX FREE SURFACE FLOW USING SPH AND VOF METHODS**

**M. DORING<sup>(1)</sup>, Y. ANDRILLON<sup>(1)</sup>, B. ALESSANDRINI<sup>(1)</sup>, P. FERRANT<sup>(1)</sup>**

<sup>(1)</sup> Division Hydrodynamique Navale, Laboratoire de Mécanique des Fluides (CNRS UMR6598), Ecole Centrale de Nantes, 1 Rue de la Noë, B.P.92101 44321 Nantes cedex 3, France.  
Email: Mathieu.doring@ec-nantes.fr

### **Résumé**

L'objet de cette publication est la présentation de deux codes de calcul destinés à la simulation d'écoulements à surface libre complexes. Ces deux codes utilisent des approches différentes pour modéliser l'écoulement ainsi que la surface libre. Le premier est fondé sur l'approche lagrangienne appelée "Smooth Particule Hydrodynamics"; elle a pour principe d'assimiler le fluide à un grand nombre de particule en interaction. Le second utilise une approche eulérienne; l'écoulement du fluide est déterminé résolvant les équations de Navier-Stokes et la surface libre est prédite par une méthode de capture d'interface. Différentes simulations sont réalisées afin de comparer ces deux codes à des données expérimentales. Les écoulements abordés sont un cas de sloshing dans une cuve et l'effondrement d'une colonne d'eau.

### **Summary**

The aim of such publication is the presentation of two code used for the simulation of complex free surface flow. The two codes are based on different approaches for the flow modelling. The first one using the "Smooth Particule Hydrodynamics" lagrangian approach is characterized by it meshless properties . The second one is based on an Eulerian approach , it solves the Navier-Stokes equations to determine the flow and the free surface is predicted using a Free Surface Capturing method. Two cases have been simulated in order to compare the different numerical results with themselves and with the experimental ones, sloshing in a tank and dam breaking.

## I- INTRODUCTION

La simulation d'écoulements à surface libre voit ses limites sans cesse repoussées. L'une des dernières grandes difficultés dans ce domaine est liée aux problèmes de reconnections d'interfaces, telle que l'on en rencontre dans les écoulements avec déferlement. Depuis une dizaine d'années, avec l'avènement des méthodes dites de capture d'interface initiées par Hirt & Nichols[2], les simulations d'écoulements comportant des topologies complexes de surface libre sont envisageables. C'est ce type de méthode qui est employé dans le second code présenté dans cette étude. L'approche utilisée par l'autre code provient du domaine de l'astrophysique et était destinée à la simulation d'écoulements auto-gravitants. Elle a été introduite dans le milieu de l'hydrodynamique par Monaghan[8]. Cette méthode nommée "Smoothed Particule Hydrodynamics" présente l'intérêt d'être indépendante de tout maillage, et donc d'autoriser plus de liberté quant aux types d'application à simuler. Cependant un travail de validation est encore nécessaire. Il semble donc intéressant de réaliser une comparaison entre ces deux approches. A cette fin, les simulations par le code VOF et le code SPH ont été réalisées sur des applications utilisées usuellement pour la validation de ce type de logiciel. Ces applications sont la simulation d'une cuve en mouvement oscillant horizontal et la simulation de l'effondrement d'une colonne d'eau au sein d'une cuve.

## II-MÉTHODE SPH

Cette méthode est basée sur la donnée d'une liste de points d'interpolation choisis dans le milieu étudié. Ces points, associés à une fonction de forme, sont utilisés pour discrétiser les opérateurs différentiels partiels ; par exemple, dans le cas d'écoulement à surface libre, les équations discrétisées sont les équations de Navier-Stokes présentés ci dessous :(1, 2). La méthode SPH étant initialement une méthode compressible Lagrangienne est basée sur une équation d'état, l'équation de Tait(3). La simulation d'écoulements incompressibles est abordée en travaillant à de faibles valeurs du nombre de Mach.

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{g} - \frac{\overline{\nabla P}}{\rho} + \overrightarrow{a_{visqueux}} \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \cdot \nabla \cdot \vec{v} \quad (2)$$

$$P = \kappa \left( \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^7 - 1 \right) \quad (3)$$

Pour discrétiser les équations précédentes, on réalise une convolution des variables et de la fonction de forme qui approche une distribution de Dirac. Dans cet article, la fonction de forme choisie est celle introduite par Monaghan[8] :

$$W(q = \frac{|\vec{r}|}{h}) = C \begin{cases} \frac{2}{3} - q^2 + \frac{1}{2}q^3 & \text{si } 0 \leq q < 1 \\ \frac{1}{6}(2 - q)^3 & \text{si } 1 \leq q < 2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4)$$

C étant une constante de normalisation choisie pour que  $\int W = 1$ .

Les valeurs d'une fonction et de son gradient sont alors obtenues comme suit :

$$f(\vec{r}) \approx \int_D f(\vec{x})W(\vec{r} - \vec{x})d\vec{x} \quad (5)$$

Pour le gradient, on procède à une intégration par partie pour reporter l'opérateur différentiel sur la fonction de forme ; le terme surfacique est négligé puisque la fonction de forme s'annule pour  $\frac{|\vec{r}|}{h} \geq 2$ .

$$\nabla f(\vec{r}) \approx \int_D \nabla f(\vec{x})W(\vec{r} - \vec{x})d\vec{x} = \int_D f(\vec{x})\nabla W(\vec{r} - \vec{x})d\vec{x} \quad (6)$$

Dès lors que l'on choisit une fonction de forme symétrique, cette discrétisation est d'ordre 2 en espace, mais pour améliorer les performances numériques, comme la conservation de la quantité de mouvement, ces formules sont symétrisées [8] en utilisant les identités suivantes :

$$\rho.\nabla.\vec{v} = \nabla.(\rho\vec{v}) - \nabla\rho.\vec{v} \quad (7)$$

$$\frac{\nabla P}{\rho} = \nabla\frac{P}{\rho} - \frac{P}{\rho^2}\nabla\rho \quad (8)$$

Les intégrales sont calculées de manière approchée en utilisant les points d'interpolation dont on a parlé précédemment, auxquels on associe un "poids" dans la formule de quadrature est :

$$f(\vec{r}) = \sum_i f(i) \omega_i W(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (9)$$

Ce "poids"  $\omega_i$  a la dimension d'un volume et on le fait donc évoluer suivant  $\nabla.v$  pour conserver le volume :

$$\frac{d\omega_i}{dt} = \omega_i \nabla.v \quad (10)$$

c'est à dire :

$$\frac{d\omega_i \rho_i}{dt} = 0 \quad (11)$$

$\omega_i \rho_i$  est donc constant au cours du temps, et a la dimension d'une masse ; on peut donc interpréter les points d'interpolation comme des particules de masse  $m_i = \omega_i \rho_i$ . On peut alors déduire le schéma numérique suivant, où l'indice  $i$  désigne la particule considérée :

$$\frac{d\vec{x}_i}{dt} = \vec{v}_i \quad (12)$$

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{g} - \sum_j m \left( \frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \nabla W(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (13)$$

$$\frac{d\rho_i}{dt} = -\sum_j m (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \nabla W(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (14)$$

Le système différentiel obtenu est intégré en temps par des méthodes de type Runge-Kutta, Leap-Frog, Predictor-Corrector d'ordre 2 en temps.

### III-METHODE VOF

Le second code présenté dans cette étude emploie une méthode dite de capture d'interface. Cette désignation regroupe différentes approches qui consistent à repérer la surface libre dans un maillage fixe au moyen d'un champ de valeur connu dans le domaine contenant la surface libre. Méthode opposée aux approches dites de suivi d'interface qui consistent à faire suivre les déformations de surface libre au maillage, l'intérêt majeur de ces méthodes de capture est la possibilité de simuler des écoulements présentant des reconnections d'interface. D'autre part, il est à noter que l'écoulement du second fluide en contact avec l'interface est également résolu. Dans le cas présent la technique adoptée est celle de l'approche "Volume Of Fluid". La variable qui permet de caractériser le fluide dans la cellule considérée se nomme la fraction de volume et elle correspond au rapport entre le volume de fluide 1 et le volume de l'élément considéré, l'interface se détermine alors a posteriori de l'isovaleur 0.5 de la fraction de volume .

L'écoulement des deux fluides est quant à lui déterminé en résolvant les équations de Navier-Stokes présenté ci-dessous (15,16).

$$\int_V \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} dV + \int_S \rho u_i (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS + \int_S P \vec{i}_i \cdot \vec{n} dS + \int_S \frac{\mu}{Re} (\vec{\nabla} \vec{u} \cdot \vec{n}) dS$$

$$= \int_V \frac{1}{Re} (\vec{\nabla} \mu) \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) dV + \int_V \rho \frac{1}{Fr^2} \frac{\vec{g}}{g} dV \quad (15)$$

$$\int_S \vec{u} \cdot \vec{n} dV = 0 \quad (16)$$

Celles-ci sont utilisées sous leur forme conservative, afin de pouvoir appliquer une discrétisation par volumes finis. Ce choix de discrétisation autorise l'emploi de maillages quelconques, structurés ou non-structurés. Le système à résoudre issu d'une formulation fortement couplée, est résolu au moyen d'un algorithme de type BiCGSTAB- $\omega$  et d'un préconditionnement LU.

#### 1-Méthode Numérique

La méthode VOF employée nécessite la connaissance d'une variable "fraction de volume" par fluide présent dans la simulation soit deux en l'occurrence. Les caractéristiques physiques du fluide, la masse volumique et la viscosité dynamique, se déduisent alors de ces variables par les relations (17). Une simplification dans le cas de simulation bifluide est possible en reliant les deux fractions de volume  $c_1$  et  $c_2$  (18).

$$\rho = \sum_i c_i \rho_i \quad \mu = \sum_i c_i \mu_i \quad (17)$$

$$c_2 = (1 - c_1) \quad (18)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (c \vec{u}) = 0 \quad (19)$$

La fraction de volume restante vérifie une équation de convection (19) déduite de l'équation de conservation de la masse. La discrétisation de cette équation est réalisée par une approche volumes finis. La discrétisation temporelle utilise une décomposition de type Crank-Nicolson, schéma qui confère une précision d'ordre deux en temps. L'un des problèmes majeurs rencontré

avec l'emploi de cette technique tient en grande partie à la difficulté à discrétiser le terme de convection. Celui-ci doit en effet conserver certaines propriétés de la fraction de volume : elle doit rester bornée entre 0 et 1 et les zones de transition entre les deux fluides permettant de localiser la surface libre, doivent être conservées aussi fines que possible. Ces deux propriétés nécessitent par conséquent d'employer des schémas compressifs vérifiant le critère de "Convection Boundedness Criterion" donné par Leonard [7], critère assurant le caractère borné de la fraction de volume. Différents schémas ont été développés à cet effet, comme le schéma HRIC issu des travaux de Perić [9] et le schéma CICSAM développé par Ubbink [10]. Ils se basent sur la même technique qui consiste à travailler sur les Variables Normalisées (20) définies par Leonard [7].

$$\tilde{\varphi} = \frac{\varphi - \varphi_{Upwind}}{\varphi_{Downwind} - \varphi_{Upwind}} \quad (20)$$

Dans le code de calcul présenté, le choix s'est porté sur le schéma CICSAM qui s'avère particulièrement précis sur n'importe quel type de maillage et conserve une zone de transition sur 3 à 5 cellules. Plus précisément, il utilise une habile combinaison des schémas Ultimate-Quick [5] et Hyper-C [6]. La description de ces deux schémas est explicitée ci-dessous respectivement dans (21) et (22).

$$c_{fuq} = \begin{cases} \min\left(\frac{8N_c\tilde{c}_d+(1-N_c)(6\tilde{c}_d+3)}{8}, c_{fbc}\right) \\ \tilde{c}_d \quad \text{sinon} \end{cases} \quad (21)$$

$$c_{fbc} = \begin{cases} \min\left(1, \frac{\tilde{c}_d}{N_c}\right) & \text{if } 0 \leq \tilde{c}_d \leq 1 \\ \tilde{c}_d & \text{sinon} \end{cases} \quad (22)$$

Dans les expressions de ces schémas le nombre de Courant est employé, il est calculé de la façon suivante (23)

$$N_c = \sum \max\left(0, \frac{-\vec{V} \cdot \vec{n} \cdot L}{V_c}\right) \quad (23)$$

Enfin, le schéma CICSAM s'exprime en pondérant l'utilisation des deux précédents schémas comme le montre (24), par un paramètre  $\gamma_f$  indiquant l'orientation de la face par rapport à celle de la surface libre défini en (26).

$$\tilde{c}_{fCICSAM} = \gamma_f c_{fbc} + (1 - \gamma_f) c_{fuq} \quad (24)$$

$$\theta_f = \arccos \left| \frac{\vec{\nabla}c \cdot \vec{n}_f}{|\vec{\nabla}c| \cdot |\vec{n}_f|} \right| \quad (25)$$

$$\gamma_f = \min\left(0.8 \frac{\cos(2\theta_f + 1)}{2}, 1\right) \quad (26)$$

## 2-Discretisation des équations de Navier-Stokes

On utilise un schéma de discrétisation à l'ordre deux en temps des équations de Navier-Stokes totalement implicite. Cela permet de conserver une bonne prédiction des écoulements fortement instationnaires tout en conservant une précision de calcul correcte. Le pas de temps

est variable pour abaisser le temps de calcul . Il est conditionné par le Nombre de Courant qui doit être inférieur à 0.1, afin de conserver les propriétés exigées sur les schémas de convection de l'équation de fraction de volume.

La précision de la discrétisation en espace du terme de diffusion et de convection sont d'ordre deux. Elles sont obtenues en ajoutant au schéma implicite d'ordre un une correction explicite d'ordre supérieur. Le terme de convection est approximé par un schéma décentré amont et le terme de diffusion pas un schéma centré.

Le système numérique est construit avec une technique dite fortement couplée. Cette méthode permet de résoudre simultanément le système linéaire en vitesse  $\vec{u}$  et en pression  $p$  en ajoutant au système deux variables supplémentaires : les vitesses secondaires  $\vec{u}^*$ . Ce système unique se construit dans un premier temps en décomposant l'équation de conservation de la quantité de mouvement sous la forme suivante (27,28).

$$U_{ip} + U_{ip}^* + \frac{g_{ip}}{a_p} \cdot P_p + \sum \frac{g_{in}}{a_p} \cdot P_n = \frac{F u_i}{a_p} \quad \text{avec } i \in \{1, 2\} \quad (27)$$

$$U_{up}^* + \sum \frac{a_n}{a_p} U_{in} = F u_{si} \quad (28)$$

Puis le système est complété en appliquant l'équation (16) à la seconde équation discrète précédemment obtenue (28). Ce qui permet d'obtenir l'équation de pression (29).

$$d_p \cdot U_{ip}^* + \sum d_n U_{in}^* + e_p \cdot \frac{P_p}{a_p} + \sum e_n \cdot \frac{P_n}{a_p} = \frac{F p}{a_p} \quad \text{avec } i \in \{1, 2\} \quad (29)$$

Il en résulte un unique système à résoudre :

$$\begin{bmatrix} I & -I & G \\ C & I & 0 \\ 0 & D & -DG \end{bmatrix} \begin{pmatrix} U \\ U^* \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_U \\ F_{U^*} \\ F_p \end{pmatrix} \quad (30)$$

## IV- SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Les deux codes présentés ont été utilisés sur différentes configurations d'écoulements. D'abord, un cas test d'écoulement avec une topologie de surface libre simple à été réalisé : La simulation d'une cuve entraînée en mouvement horizontal oscillant. Ensuite une seconde simulation présentant un déferlement est abordée : l'effondrement d'une colonne d'eau dans une cuve . Enfin, un troisième cas test a été simulé : l'effondrement d'une colonne d'eau en présence d'un obstacle.

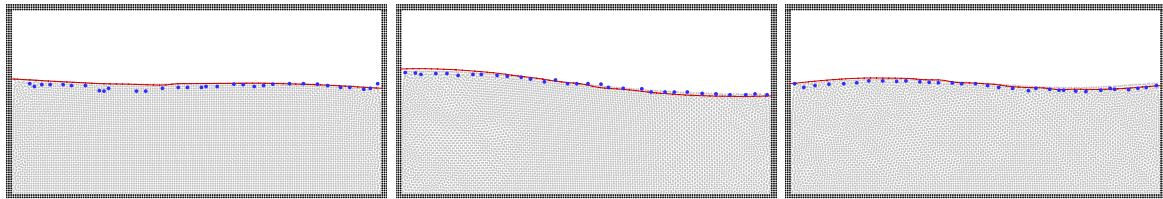
### *1-Sloshing dans une cuve*

La simulation présentée est issue d'une étude expérimentale faite par Corrigan [1] sur les phénomènes de sloshing. L'écoulement calculé est celui d'un fluide dans une cuve soumise à un mouvement horizontal forcé. La cuve expérimentale mesure 0.2 m de hauteur et 0.4 m de largeur. A l'instant initial, elle est remplie à 60 % d'eau. La mise en vitesse qui lui est appliquée est la suivante :

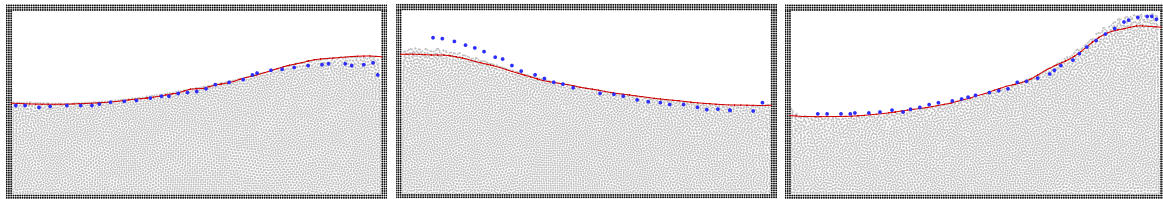
$$X(t) = \begin{cases} A(\sin(2\pi f_1 t) - \sin(2\pi f_2 t)) & \text{si } 0 \leq t \leq 3.43\text{s} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (31)$$

Avec pour amplitude  $A = 7.5 \cdot 10^{-3}$  m, et les fréquences  $f_1 = 1.598$  Hz et  $f_2 = 1.307$  Hz.

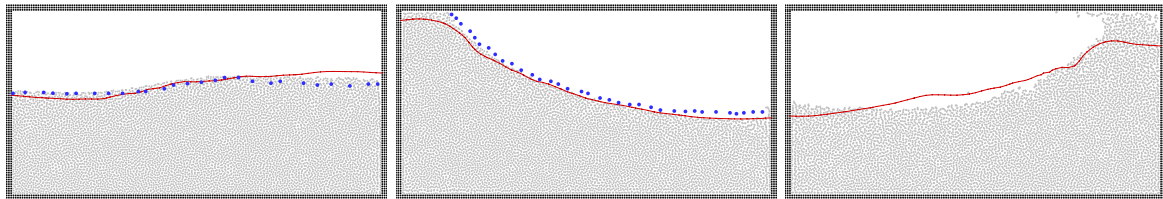
Brièvement, l'écoulement observé dans la cuve avec cette configuration de mise en vitesse est une succession d'oscillations dont l'amplitude maximale augmente progressive jusqu'à  $t=2$ s, puis a cet instant, la surface libre vient impacter le plafond ce qui rend l'écoulement plus complexe. Les données expérimentales de cette simulation sont les profils de surface libre à différents instants.



(a)  $t=0,45$  s ,  $t=0,6$  s et  $t=0,75$  s



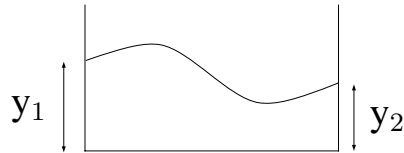
(b)  $t=0,96$  s ,  $t=1,23$  s et  $t=1,65$  s



(c)  $t=1,83$  s ,  $t=2,0$  s et  $t=2,31$  s

### Figure 1. Comparaison entre les surfaces libres numériques et expérimentales

Les figures précédentes montrent les surfaces libres, numériques et expérimentales à certains instants. Les points correspondent aux résultats expérimentaux, la courbe aux résultats VOF, enfin l'ensemble des particules de la simulation SPH sont affichés. Au début de la simulation, les formes de surface libre numériques sont en bon accord avec celles extraites des expériences. Cependant, au cours du temps le code VOF a tendance à amortir les oscillations du liquide, ce qui l'empêche de prédire l'impact du fluide sur le plafond. Dans le même temps le code SPH prédit un impact à  $t = 1.652$  s, et cet impact étant plus important pour un faible nombre de particule, comme il sera possible de l'observer sur la comparaison suivante.



**Figure 2. définition de  $y_1$  et  $y_2$**

Pour évaluer plus finement les résultats des deux codes, la figure 4 présente l'évolution temporelle des positions de surface libre sur les parois gauche et droite de la cuve en fonction du raffinement des discrétisations spatiales.

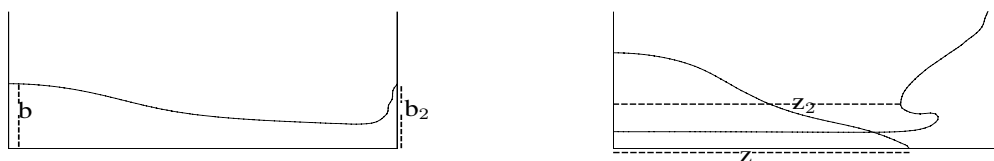
L'avance de l'impact prédit par le code SPH à l'instant  $t = 1.652$  s est explicable par le fait que pour la faible résolution, la distance d'interaction entre particules est importante et la surface libre est très proche du plafond. Cet impact détériore la qualité de la suite de la simulation en accélérant le mouvement du fluide. Pour la résolution  $163 \times 49$ , l'impact semble exister, mais étant beaucoup plus faible, son influence sur le reste de la simulation est moindre.

Les résultats du code VOF sont remarquablement proches pour les trois résolutions présentées. De plus, L'amortissement des mouvements du fluide ne s'atténue avec l'augmentation de la résolution, ce qui ne se retrouve pas dans les résultats SPH.

Les temps de calcul des simulations par la méthode VOF pour les maillages fin et grossier sont de 12 H et de 30 minutes respectivement pour simuler 2 s de temps physique sur un PC de 1.7 GHz. Ceux des simulations SPH pour les nombres de particules  $81 \times 25$  et  $163 \times 49$  étant de l'ordre de 5 H et 24 H sur un PC de 1 GHz.

## ***2-Effondrement d'une colonne d'eau***

La seconde simulation choisie pour comparer les deux codes est l'effondrement d'une colonne d'eau dans une cuve. Cette simulation est couramment employée afin de montrer la capacité des codes de calcul à résoudre des écoulements instationnaires avec déferlement, sur la base de données expérimentales obtenues par Martin et Moyce[3], et plus récemment par Koshizuka[4]. La colonne d'eau large de  $a = 0.146$  m et haute de  $2a = 0.292$  m est adossée à la paroi gauche d'une cuve carrée large de 0.584 m. Dans un premier temps, la colonne s'effondre en créant une vague qui se propage vers la paroi verticale de droite. L'eau heurte ensuite le mur et monte le long de la paroi. Puis l'ascension du fluide sur la paroi verticale cesse et la chute de ce fluide sur le fluide stagnant dans le fond de la cuve crée une vague qui se propage vers la gauche jusqu'à heurter le mur de gauche ; enfin le mouvement s'amortit jusqu'à l'équilibre hydrostatique. Les différentes données expérimentales exploitables sont une série de photographies montrant l'allure de la surface libre à différents instants, et l'évolution temporelle des positions de surface libre sur le fond et la paroi verticale de gauche.



**Figure 3. Description des éléments de comparaison.**



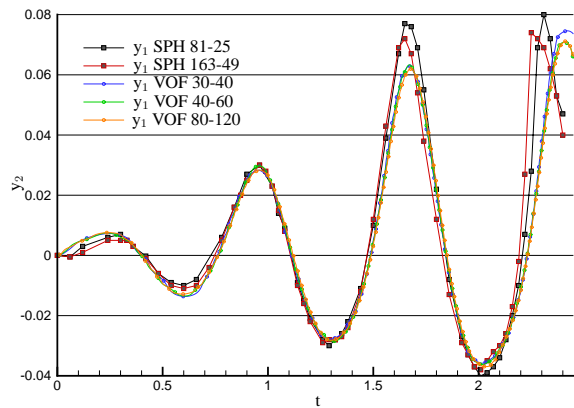
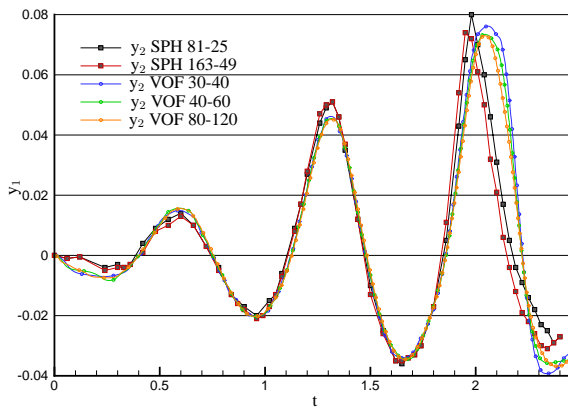


Figure 4. évolution temporelle de  $y_1$  et  $y_2$

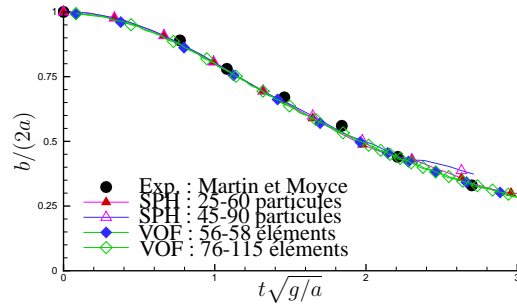
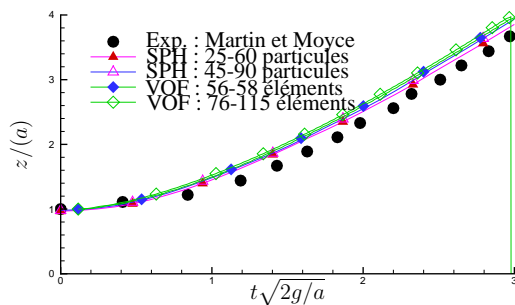


Figure 5. hauteur d'eau sur la paroi horizontale

Figure 6. hauteur d'eau sur la paroi verticale de gauche

Les figures 5 et 6 montrent les différents résultats numériques obtenus comparés aux résultats expérimentaux. On peut remarquer que les différents résultats numériques convergent vers une même solution, solution qui dans le cas de la position de la surface libre sur la paroi horizontale est très proche des données expérimentales. Ces Résultats ne se retrouvent pas dans l'autre comparaison. En effet, les deux méthodes présentent une certaine avance sur les résultats expérimentaux. Cela s'explique par la difficulté à localiser la position exacte de la surface libre. En effet, l'épaisseur d'eau devenant très faible sur la paroi à l'approche du point de contact entre la paroi et la surface libre, celle-ci est difficilement reconstituée avec précision avec des particules.

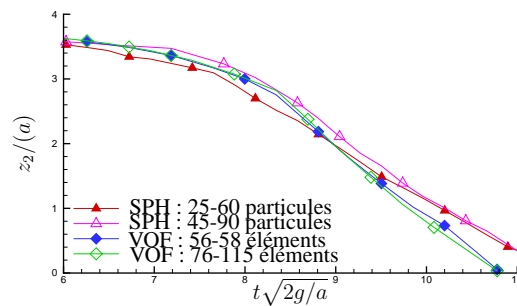
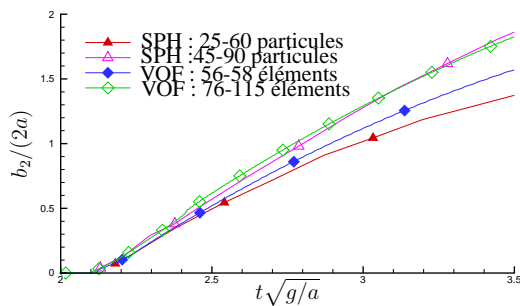
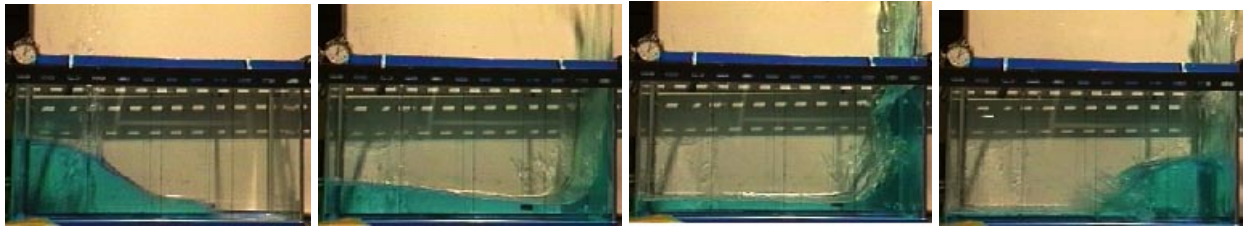


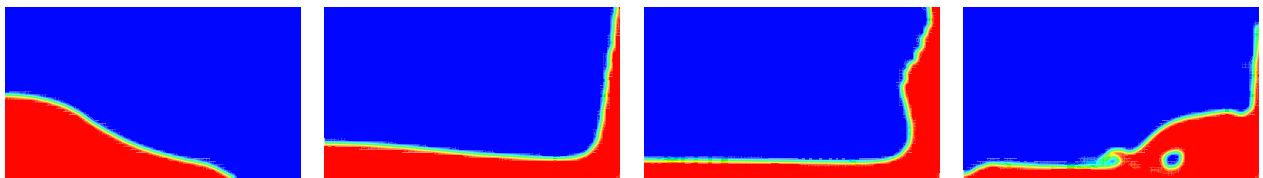
Figure 7. hauteur d'eau sur la paroi vertical de droite

Figure 8. position de la vague déferlante

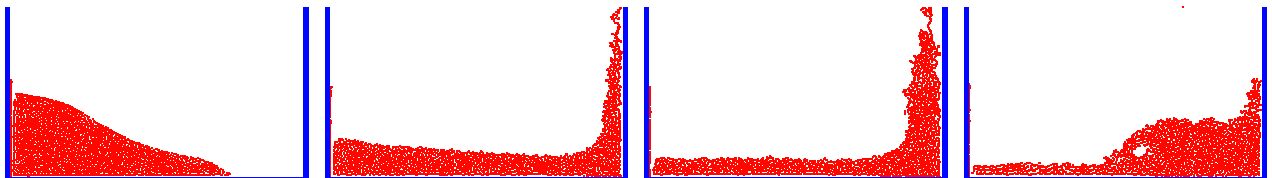
Ces deux autres graphiques 7 et 8 présentent une comparaison uniquement entre les résultats numériques. Le premier montre l'évolution temporelle de la position de l'eau sur la paroi verticale de droite, et le second la position du front de vague qui traverse la cuve de droite à gauche. Si dans les deux cas les résultats VOF et SPH sont relativement proches, il est à noter que ceux-ci divergent avec le temps de simulation. Les différences dans le cas de la paroi verticale restent pour l'instant inexplicées. Dans le cas de la position du front de vague qui revient de droite à gauche, la raison semble provenir du fait que la simulation SPH est une simulation monofluide, explication qui va être abordée plus en détail à travers les prochaines comparaisons.



(a) Résultats expérimentaux



(b) VOF simulation



(c) SPH simulation

**Figure 9. profil de surface libre aux instants  $t = 0.2$  s,  $t = 0.4$  s,  $t = 0.6$  s et  $t = 0.8$  s**

Enfin sont présentées les formes de surface libre à différents instants pour les simulations numériques et expérimentales. Pour les trois premiers instants comparés :  $t = 0.2$  s,  $t = 0.4$  s et  $t = 0.6$  s, les allures d'interface sont en bon accord les unes avec les autres. Cependant à  $t = 0.8$  s instant montré une certaine différence apparaît entre les différents calculs de la bulle d'air. Néanmoins, le solveur SPH étant un solveur monofluide, il apparaît normal que la bulle d'air ne soit pas correctement représentée, ce qui explique les différences observées entre les deux modélisations. Ceci valide alors d'une part les différences de forme de surface libre et d'autre part les différences relevé sur la position de la vague déferlante.

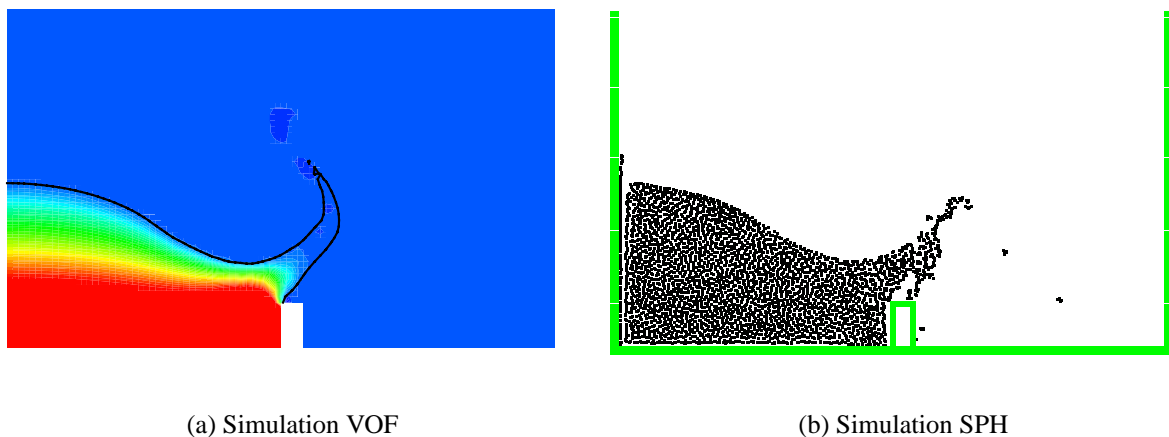
Dans cette seconde application les temps de calcul sont plus important, la simulation de 2 s de l'écoulement sur un maillage fin en utilisant la méthode VOF durent 30 H cpu sur un PC de 1.7 Ghz. Tandis que, celui nécessaire à la méthode SPH pour le plus grand nombre de particule

est de 22 H sur un PC de 1 Ghz.

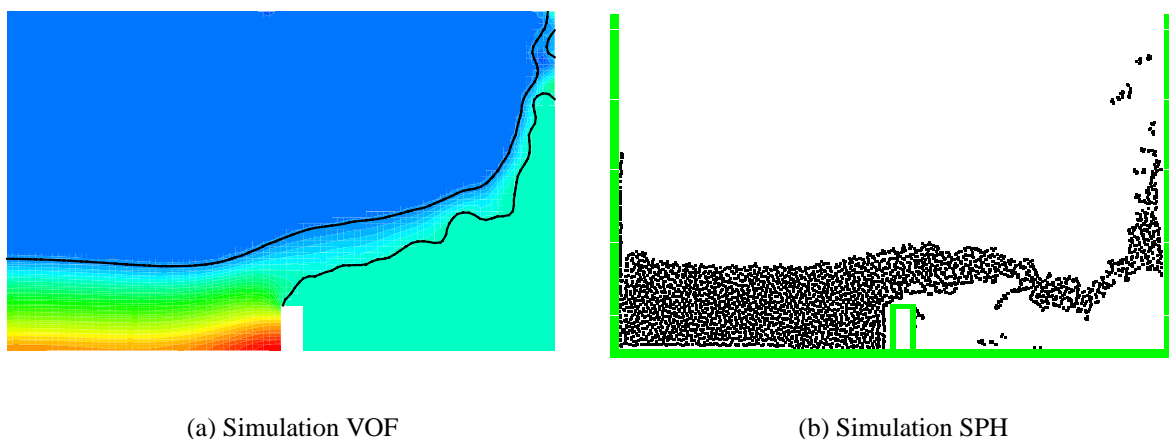
### 3-Effondrement d'une colonne d'eau avec obstacle

Un second cas de simulation de l'effondrement d'une colonne d'eau est réalisé afin de mettre en évidence les différences entre la simulation multifluide VOF et monofluide SPH. Cette simulation utilise le même dispositif que la précédente à l'exception de l'ajout d'un obstacle au fond de la cuve.

L'écoulement est modifié après l'impact du fluide sur l'obstacle. Une langue de fluide se crée, et se propage en direction de la paroi verticale de droite. Cela a pour effet d'emprisonner de l'air sous la liaison fluide entre l'obstacle et la paroi de droite. La présence de cette poche d'air dans l'écoulement va nous permettre de confirmer l'importance de la prise en compte du second fluide, l'air, dans ce type d'écoulement.



**Figure 10. Effondrement d'une colonne d'eau en présence d'un obstacle à l'instant  $t = 0.2s$  (présentation du champ de pression dans (a))**



**Figure 11. Effondrement d'une colonne d'eau en présence d'un obstacle à l'instant  $t = 0.35s$  (présentation du champ de pression dans (a))**

Sur les graphiques 10(a) et 11(a) sont représentés la position de la surface libre ainsi que le champ de pression. Sur les figures 10(b) et 11(b) est présentée la répartition des particules

aux mêmes instants de simulation. Si au temps  $t = 0.2$  s les deux profil de surface libre sont similaire, au temps de simulation  $t = 0.35$  s on peut noter une nette différence entre les surfaces libres. Ceci s'explique en observant la surpression engendrée dans l'air emprisonné, surpression prise en compte uniquement par le solveur VOF. Cela confirme la supposition faite sur l'origine de la différence de l'écoulement en présence de zone d'air emprisonné.

## V-CONCLUSION

Les résultats des deux solveurs ont été comparés à travers différentes simulations. Les résultats numériques semblent un bon accord avec les résultats expérimentaux, mais sous certaines conditions pour le solveur SPH. En effet, il a été mis en évidence l'importance de la modélisation multifluide pour les simulations présentant des bulles d'air. Par conséquent, il apparaît intéressant d'étendre les possibilités du code SPH afin de résoudre des écoulements multiphasiques, afin de pouvoir profiter des nombreux avantages d'utilisation qui lui sont liés comme la suppression des contraintes du au maillage.

### Remerciements :

Le second auteur est soutenu par la Délégation Générale à l'Armement, par l'intermédiaire d'une bourse de recherche.

## REFERENCES

- [1] P Corrigan. Analyse physique des phénomènes associés au ballotement de liquide dans les réservoirs (sloshing). *Thèse de Doctorat*, 1994.
- [2] C W Hirt and B D Nicholls. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational physics*, 39 :201–225, 1981.
- [3] W J Moyce J C Martin and. An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane. *Philos. Trans. Soc. London*, A244 :312–324, 1952.
- [4] S Koshizuka and Y Oka. Moving particle semi-implicit method : Fully lagrangian analysis of incompressible flows. In *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering*. ECCOMAS, 2000.
- [5] B P Leonard. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 19 :59–98, 1979.
- [6] B P Leonard. The ULTIMATE conservative difference scheme applied tounsteady one-dimensional advection. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 88 :17–74, 1991.
- [7] B P Leonard. *Bounded Higher-Order Upwind Multidimensional Finite-Volume Convection-Diffusion Algorithms*, chapter 1, pages 1–57. Taylor and Francis, w j min-kowycz and e m sparrow edition, 1997.
- [8] J J Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 30 :543–574, 1992.
- [9] M Perić and J H Ferziger. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, second edition, 1997.
- [10] O Ubbink. *Numerical Prediction of Two Fluid Systems with Sharp Interfaces*. PhD thesis, Imperial College, 1997.