

Suivi d'une interface solide mobile au sein d'un écoulement diphasique par une méthode de frontière immergée

W. Benguigui^{1,2}, J. Lavieville¹, S. Mimouni¹, E. Longatte-Lacazedieu²

¹ EDF R&D, Département Mécanique des Fluides Energie et Environnement, 6 Quai Watier, 78400 Chatou, France

² IMSIA, UMR EDF/CNRS/CEA/ENSTA 9219, Université Paris-Saclay, 91762 Palaiseau, France
william.benguigui@edf.fr

Résumé — La simulation numérique de l'interaction entre une structure en mouvement et un écoulement diphasique est un challenge important pour le monde des industries navale, nucléaire ou aéronautique. Une méthode de frontière immergée définissant le domaine fluide-structure comme un milieu poreux est présentée. Elle est implémentée au sein d'un code CFD *volumes-finis* dédié aux écoulements diphasiques et basé sur une approche bi-fluide. La structure est définie de manière lagrangienne à l'aide d'une porosité nulle sur une grille cartésienne. Par conséquent, le bilan des fractions volumiques de phases, le bilan de quantité de mouvement de chaque phase, et le bilan de masse sont corrigés de manière à reconstruire l'interface fluide-structure. La méthode dite de "porosité variable en temps et en espace" est évaluée sur différents cas mono- et diphasiques.

Mots clés — méthode de frontière immergée, écoulement diphasique, modèle bi-fluide, CFD.

Introduction

Pour différentes applications industrielles telles que les industries pétrolière, nucléaire ou navale, les vibrations induites par un écoulement diphasique sont d'une importance majeure au vu des dégâts matériels que celles-ci pourraient engendrer. L'expérience et la simulation numérique sont les deux approches permettant d'étudier ces phénomènes. Ici, nous nous intéresserons à cette deuxième approche.

Durant plusieurs années, les vibrations induites par un écoulement (monophasique) ont fait l'objet de nombreuses études numériques permettant d'acquérir une connaissance approfondie de ce phénomène. De ce fait, il existe différentes possibilités pour suivre une interface fluide-structure, certaines à l'aide d'un maillage mobile (ALE [20], ou Chimère [2]) ou fixe (transpiration [1, 15, 19], frontières immergées [21, 18]). Les méthodes IBM (*Immersed Boundary Methods*) sont avantageuses pour plusieurs raisons : pas de limite de déplacement pour la structure due à la déformation de la grille, la structure n'est pas maillée, utilisation d'une grille fixe cartésienne. La qualité d'une méthode IBM se mesure à la précision avec laquelle l'interface fluide-structure est reconstruite dans le domaine. Dans la présente étude, une méthode IBM dédiée aux corps mobiles au sein d'un écoulement diphasique est présentée.

Pour commencer, une brève description des équations résolues par NEPTUNE_CFD et ses modèles est réalisée. Puis, la méthode IBM est justifiée à l'aide de cas de vérification/validation mono- puis diphasique.

1 Modélisation d'écoulement diphasique à l'aide de NEPTUNE_CFD

Le code CFD utilisé dans le cadre de cette étude est NEPTUNE_CFD (co développé par EDF-CEA-AREVA NP-IRSN), il est basé sur une approche bi-fluide étendue à n phases. Une discrétisation *volumes-finis* est utilisée avec variables colocalisées. Une correction par la pression [10] est réalisée lors de la résolution des 3 équations de conservation (masse, quantité de mouvement et énergie) de chaque phase. Ici, nous considérons des écoulements liquide-gaz adiabatiques, ce qui réduit le système à 2 équations

par phase k :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\alpha_k \rho_k \underline{U}_k) &= \sum_{p=1, p \neq k}^N \Gamma_{p \rightarrow k} \\ \frac{\partial(\alpha_k \rho_k \underline{U}_k)}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\alpha_k \rho_k \underline{U}_k \underline{U}_k) &= -\alpha_k \underline{\nabla} P + \alpha_k \rho_k \underline{g} + \underline{\nabla} \cdot \underline{\tau}_k + \sum_{p=1, p \neq k}^N \underline{M}_{p \rightarrow k} \end{aligned} \quad (1)$$

où α , ρ , \underline{U} , Γ , P , τ , \underline{g} et \underline{M} sont respectivement la fraction volumique, la densité, la vitesse, le transfert de masse, la pression le tenseur de Reynolds, la gravité et le transfert de quantité de mouvement à la phase k . De plus, les fractions volumiques de phases sont reliées par l'équation suivante :

$$\sum_{k=1}^N \alpha_k = 1 \quad (2)$$

avec N le nombre total de phases. Les transferts de masse entre phases ont la propriété suivante :

$$\Gamma_{p \rightarrow k} + \Gamma_{k \rightarrow p} = 0. \quad (3)$$

Il existe différents régimes d'écoulements liquide-gaz allant de bulles dispersées à un écoulement stratifié en passant par des régimes à poches ou à bouchons. Différentes approches sont possibles, en général elles s'attachent à une gamme de taux de vide. Des modèles dit "multi-régimes" tentent de relier ces approches afin de pouvoir simuler une large gamme de taux de vide à l'aide d'un même modèle. On pourra citer les méthodes dites 2-champs où un champ continu représente le liquide, et un champ dispersé ou continu en fonction du taux de vide [16] représente le gaz ; ou les méthodes dites 3-champs où un champ continu représente le liquide, un champ dispersé représente les bulles dispersées et un champ continu représente les poches de gaz [7, 8, 17].

2 Porosité variable en temps et en espace

Les méthodes de frontière immergée ou *Immersed Boundary Method* (IBM) sont introduites en 1972 par Peskin [21]. L'écoulement fluide y est représenté en formalisme eulérien, tandis que la structure est décrite de manière lagrangienne. Le domaine contient la structure, elle n'est pas représentée sur le maillage, c'est pourquoi il est nécessaire de différencier les cellules dites solides ou interfaces. L'avantage principal de ces méthodes est la représentation non-explicite de la structure car elle permet d'utiliser pour des géométries complexes un maillage cartésien. La difficulté majeure de ce type de méthodes est de reconstruire les propriétés des parois de la structure. Plusieurs IBMs sont présentées dans Mittal and Ioccaro (2005) [18].

La méthode dite de "porosité variable en temps et en espace" présentée dans ce résumé est dédiée aux écoulements diphasiques. En effet, le domaine de calcul est défini comme un milieu poreux où la porosité est nulle dans le solide et unitaire dans le fluide. Ceci permet de réécrire l'égalité précédente (2) de manière à ce que dans le solide les fractions volumiques de phases liquides ou gaz soient nulles :

$$\sum_k \alpha_k(\underline{x}, t) = \varepsilon(\underline{x}, t) \quad (4)$$

avec $\varepsilon(\underline{x}, t)$ la porosité dépendant du temps et de l'espace. De plus, afin d'imposer la vitesse aux différentes structures, une méthode de pénalisation de type "direct-forcing" au premier ordre est utilisée.

Les domaines de calculs utilisés sont fixes et cartésiens, ce qui a l'avantage de n'être ni coûteux en termes de temps de calcul ni dépendant du raffinement en maillage. Le corps solide est maillé et défini à l'aide d'une porosité nulle prévenant des transferts de masse avec les fluides. En formalisme *volumes-finis*, la porosité est définie dans une cellule I comme :

$$\varepsilon_I = \frac{\text{Volume de fluide dans } I}{\text{Volume total de } I}. \quad (5)$$

Ici, le mouvement du solide est suivi grâce aux valeurs de la porosité dans chaque cellule. La prédiction de la porosité est donc réalisée de la manière la plus précise et la moins coûteuse possible.

Le domaine pénalisé est déterminé à l'aide d'une fonction d'appartenance. Pour une cellule, un test est effectué pour chaque noeud :

- si tous les noeuds sont pénalisés, la cellule est solide, la porosité est nulle ;
- aucun noeud n'est pénalisé, la cellule est fluide, la porosité est unitaire ;
- si les noeuds ne sont pas tous pénalisés, la cellule contient l'interface, la porosité est comprise entre 0 et 1. Celle-ci est alors déterminée par une méthode VOF (Volume Of Fluid [23]) appelée VOFI [4, 5].

Connaissant les porosités de chaque cellule, et les coordonnées de chaque noeud d'une cellule donnée, les porosités dites "faces" sont déterminées.

Afin d'éviter les dérives numériques, la porosité doit être résolue de la même manière qu'une fraction volumique de phase k : une étape de convection de la porosité est donc requise. Comme il n'y pas de transfert de masse, l'équation de continuité de la porosité s'écrit :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \text{div}(\varepsilon u_s) = 0 \quad (6)$$

et se discrétise de la manière suivante :

$$\frac{\varepsilon_I^{n+1} - \varepsilon_I^n}{\Delta t} \Omega_I + \sum_{J \in N_I} \varepsilon_{IJ}^n \phi_{IJ} = 0 \quad (7)$$

avec $\phi_{IJ} = \underline{u}_s \cdot \underline{n}_{IJ}$, \underline{n}_{IJ} le vecteur normal à la face entre les cellules I et J , et N_I l'ensemble des cellules voisines de I . Pour permettre aux différentes structures d'avoir un mouvement indépendant avec des vitesses différentes, la fraction volumique de phase solide $\beta = 1 - \varepsilon$ est convectée à la place de la porosité car elle est nulle en dehors de chacune des structures. Un découpage du domaine est réalisé où chaque structure possède une zone et une vitesse.

$$\frac{\beta_I^{n+1} - \beta_I^n}{\Delta t} \Omega_I + \sum_{J \in N_I} (\beta_{IJ}^n - 1) \phi_{IJ} = 0. \quad (8)$$

En dehors de chaque structure, $\sum_{J \in N_I} \phi_{IJ} = 0$, cependant pour éviter des soucis d'ordres numériques, sachant que β est nul en dehors de la structure, $\sum_{J \in N_I} \phi_{IJ}$ est remplacé par $\sum_{J \in N_I} \beta_I \phi_{IJ}$.

$$\frac{\beta_I^{n+1} - \beta_I^n}{\Delta t} \Omega_I + \sum_{J \in N_I} (\beta_{IJ}^n - \beta_I^n) \phi_{IJ} = 0. \quad (9)$$

β_{IJ}^n est déterminé à l'aide d'un θ -schéma utilisant une détermination géométrique (privilégiée) et upwind. Les démonstrations de positivité et de préservation du principe du maximum permettent de déterminer θ .

Pour s'affranchir de décider sous quel critère une cellule doit être pénalisée, le choix a été de recalculer un centre de gravité aux cellules dites "interfaces" dépendant de cette paroi ou face fictive. Ceci est réalisé de manière similaire aux méthodes cut-cell [6, 22]. De ce fait, une cellule est pénalisée lorsqu'elle est totalement solide.

La reconstruction des différentes variables à l'interface est décrite dans [3]. Ici, seule la reconstruction du gradient de pression est présentée.

Au sein des différentes cellules interfaces, un traitement spécial doit être appliqué pour calculer un gradient de pression exact. La contribution provenant de la face solide doit être prise en compte (ce qui est aussi vrai pour les autres variables à reconstruire). En formalisme *volumes-finis*, le gradient de pression d'une cellule I intersectée par une face solide s'écrit :

$$\int_{\Omega_I} \nabla P d\Omega = \sum_{J \in N_I} \varepsilon_{IJ} P_{IJ} \underline{n}_{IJ} + P_G \underline{n}_p. \quad (10)$$

avec Ω_I le volume de la cellule I , P_{IJ} la pression à la face commune à la face de I et J , \underline{n}_{IJ} le vecteur unitaire normal à la face commune de I et J , P_G la pression en G le centre de gravité de la face solide, \underline{n}_p le vecteur unitaire normal à la face solide. P_G est exprimée à l'aide du gradient de la cellule telle que :

$$P_G = P_I + \underline{IG} \cdot \underline{\nabla} P. \quad (11)$$

De plus, la relation liant les n_{IJ} et n_p s'écrit :

$$\sum_{J \in N_I} \varepsilon_{IJ} n_{IJ} + n_p = 0 \quad (12)$$

ce qui mène à :

$$\nabla P \varepsilon_I \Omega = \sum_{J \in N_I} \varepsilon_{IJ} (P_{IJ} - P_I) n_{IJ} + \sum_{J \in V_I} \varepsilon_{IJ} (\underline{IG}_P \cdot \nabla P) n_{IJ}. \quad (13)$$

Les modifications apportées pour prendre en compte la face solide dans les termes de diffusion, le gradient de vitesses, ou les lois de parois sont similaires à celles du gradient de pression.

3 Vérification et validation

La vérification de la méthode est réalisée sur des cas monophasiques incompressibles simples. Une validation physique monophasique puis diphasique est proposée dans [3] avec le reste de la méthode. Ici, deux cas de vérification sont présentés : le cylindre à même vitesse que le fluide environnant et le piston à accélération constante. Puis un cas de validation diphasique est exposé.

3.1 Cylindre à vitesse fluide

La configuration est la suivante : le domaine est constitué d'un carré de coté 1 et maillé de manière cartésienne en 100x100. En entrée et comme l'initialisation dans le domaine, le fluide a une vitesse \underline{u} ayant une composante selon x et y . La vitesse du solide est imposée égale à celle du fluide en entrée. La pression est initialisée à 0, imposée nulle en sortie et doit rester nulle durant tout le déplacement du cylindre. Ce cas a mis en valeur la nécessité de convecter la porosité et de déplacer les centres de gravité cellules afin de conserver une pression nulle. La figure 1 montre la pression maximum dans le domaine pour chaque itération. Le résultat montre ici une pression quasiment au zéro "machine", ce qui est at-

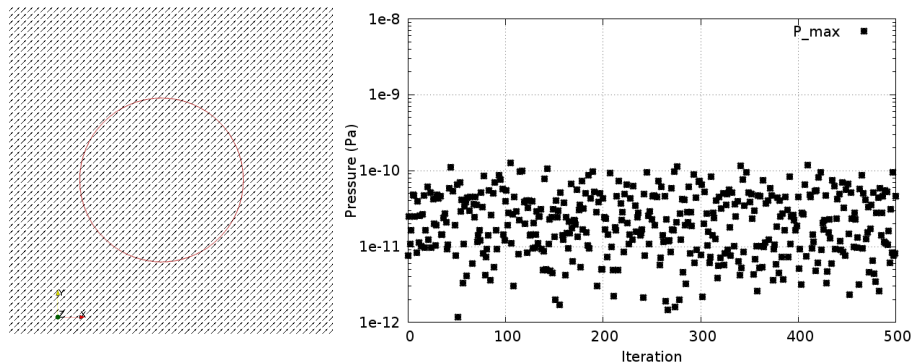


FIGURE 1 – Pression maximum autour d'un cylindre se déplaçant à la même vitesse que le solide.

tendu théoriquement.

3.2 Piston 1D en accélération constante

La validité du gradient de pression décrit précédemment est vérifiée à l'aide d'un cas 1D d'un piston de 20 m maillé 200x1 à accélération constante. Dans ce cas, l'accélération du fluide est théoriquement égale au gradient de pression. Sur la figure 6, le gradient de pression est comparé à sa valeur théorique. Le résultat expose ici une très faible différence entre les valeurs théoriques et calculées ce qui valide le gradient précédemment proposé.

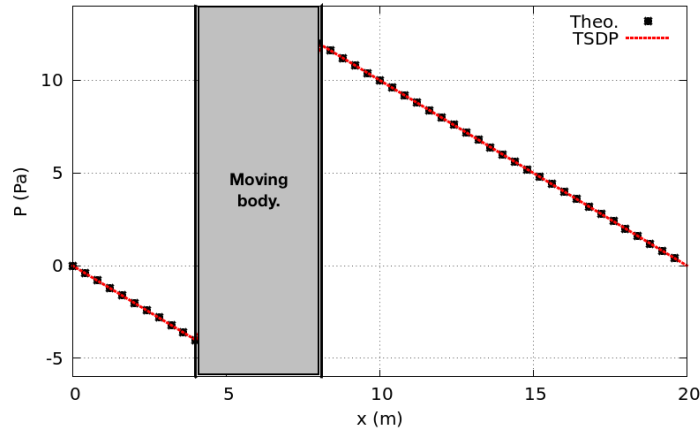


FIGURE 2 – Profil de pression pour un solide accéléré de manière constante.

3.3 Validation diphasique

Pour valider l'aspect IBM en diphasique, un batteur à houle est simulé. Ici, le solide est une paroi ayant un mouvement imposé oscillant face à une surface libre. Son mouvement crée des vagues périodiques. La profondeur d'eau initiale est de 0.28 m et des mesures de hauteur d'eau sont effectuées en 3 abscisses plus ou moins éloignées de la paroi.

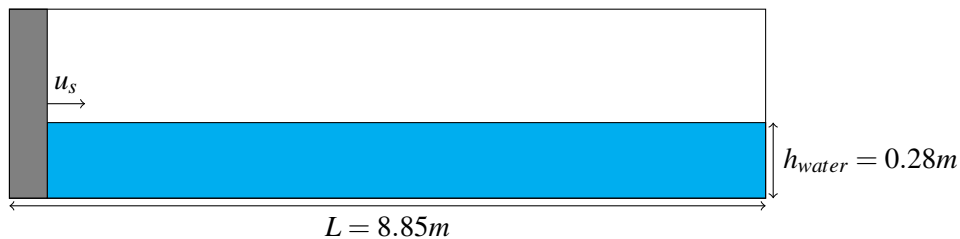


FIGURE 3 – Géométrie du batteur à houle

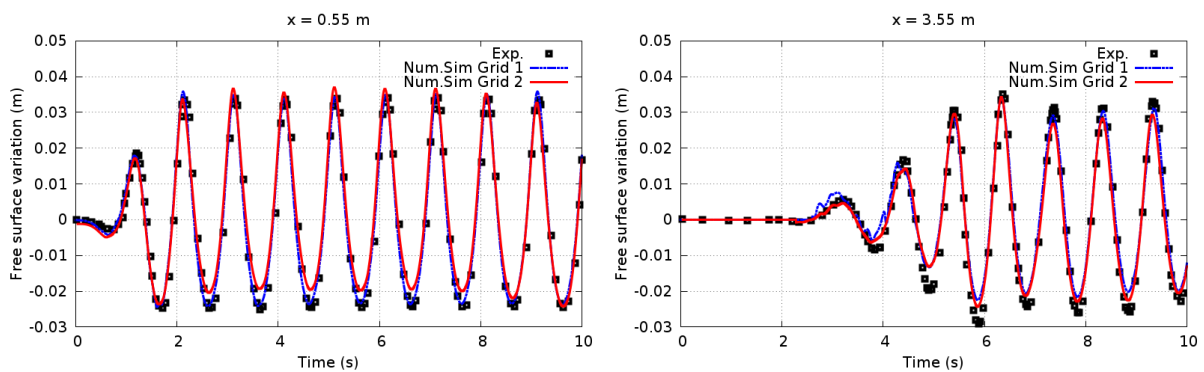


FIGURE 4 – Evolution de la surface libre sur $x = 0.55m$ et $x = 3.55m$.

La période imposée aux vagues est bien reproduite par la simulation. Il en est de même pour la hauteur d'eau pour deux raffinements de maillages différents.

4 Vers l'ordre 2 en temps

Ayant pour but de terminer la validation monophasique de la méthode sur le cas d'un écoulement transverse autour d'un cylindre à nombre de Reynolds 3900 à l'aide d'une méthode Large Eddy Simulation (LES, [12]) pour modéliser la turbulence, un schéma en temps à minima d'ordre 2 est nécessaire.

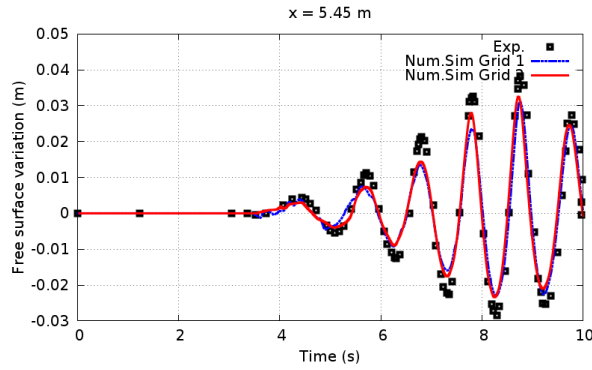


FIGURE 5 – Evolution de la surface libre sur $x = 5.55m$.

Des modifications sont apportées au code et il faut vérifier que la mise en place de la méthode dite de “porosité variable en temps et en espace” ne perturbe pas l’ordre de convergence du schéma en temps ou en espace. Un cas de validation est proposé dans ce sens. Basé sur le cas des vortex de Taylor-Green, il s’agit ici d’un cas à 9 cellules de 4 vortex et une cellule centrale avec condition de glissement en paroi tel que :

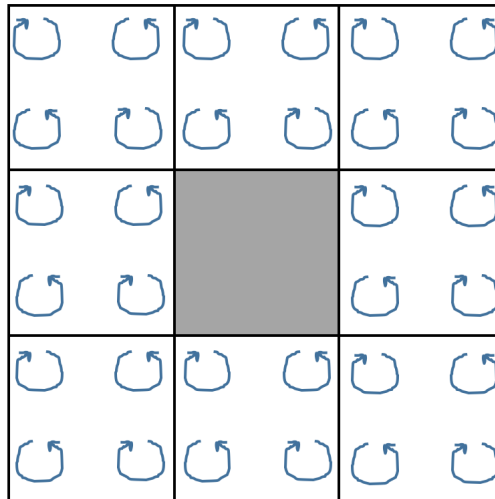


FIGURE 6 – Cas des tourbillons de Taylor-Green modifié pour validation d’une méthode IBM.

Conclusion

Une méthode de suivi d’interface mobile appelée “porosité variable en temps et en espace” est décrite dans ce document. Celle-ci est qualifiée d’*Immersed Boundary Method* où le domaine fluide-solide est entièrement représenté à l’aide d’une grille fixe cartésien. La définition d’un terme de porosité permet alors de déterminer l’interface fluide structure. Afin de permettre à la structure de se déplacer, une étape de convection de la porosité est nécessaire. Cette méthode est validée sur différents cas élémentaires monophasiques puis diphasiques [3].

L’étape suivante de validation est de vérifier l’ordre 2 en temps. C’est pourquoi un futur cas de validation est présenté : les tourbillons de Taylor Green modifié. Ceci permettra de passer par la suite sur des calculs Large Eddy Simulation. Une comparaison avec d’autres méthodes de suivi d’interface sera alors réalisée à précision fixée.

Références

- [1] F. Bélanger and E. de Langre, Intégration simultanée des équations dynamiques d'un fluide et d'une structure en régime laminaire, *Rapport DMT92.622, CEA*, 1992.
- [2] J. A. Benek, J. L. Steger, and F.C. Dougherty. A flexible grid embedding technique with application to the euler equations, *AIAA Paper, 83 1944*, 1983.
- [3] W.Benguigui, A.Doradoux, J.Laviéville, S.Mimouni, E.Longatte, An Immersed Boundary Method dedicated to moving bodies in two-phase flow. Part 1 : Theory and validation, *Journal of Computational Physics, submitted in november*, 2016.
- [4] Bnà . S, Manservisi S., Scardovelli R., Yecko P., Zaleski S., VOFI - Library to initialize the volume fraction scalar field, *Computer Physics Communications 200 : 291-299*, 2015.
- [5] Bnà . S, Manservisi S., Scardovelli R., Yecko P., Zaleski S., Numerical integration of implicit functions for the initialization of the VOF function, *Computers and Fluids 113 : 42-52*, 2015.
- [6] D. Clarke, M. Salas, H. Hassan, Euler calculations of multi-element airfoils using Cartesian grids, *AIAA Journal 24 : 1128-1135*, 1986.
- [7] R. Denèfle, S. Mimouni, J.P. Caltagirone, S. Vincent, Multifield hybrid approach for two-phase flow modeling - Part 1 : Adiabatic flows, *Computers&Fluids*, 2014.
- [8] S. Fleau, S. Mimouni, N. Mérigoux, S. Vincent, Validation of multifield approach for the simulations of two-phase flows, *Computational Thermal Sciences*, 2015. bibitemGuelfi A. Guelfi, D. Bestion, M. Boucker, P. Boudier, P. Fillion, M. Grandotto, J.-M. Hérard, E. Hervieu, P.Peturaud., NEPTUNE - A New Software Platform for Advanced Nuclear Thermal-Hydraulics, *Nuclear Science and Engineering*, 2007.
- [9] Hovnanian J., Méthode de frontières immergées pour la mécanique des fluides. Application à la simulation de la nage, *Mémoire de thèse INRIA Bordeaux*, 2012.
- [10] Ishii M., Thermo-fluid dynamic, theory of two-phase, *Eyrolles*, 1975.
- [11] I. Janosi, D. Jan, K.G. Szabo, T. Tel, Turbulent drag reduction in dam-break flows, *Experiments in Fluids*, 2004.
- [12] Y. Jus, E. Longatte, J.C. Chassaing, P. Sagaut, Low-mass damping vortex-induced vibrations of a single cylinder at moderate Reynolds number, *Journal of Pressure Vessel Technology*, 2014.
- [13] K. M. T. Kleefsman, Fekken G., Veldman A. E. P., Iwanowski B., Buchenr J., A volume of fluid based simulation method for wave impact problem, *Journal of Computational Physics*, 2005.
- [14] Koumoutsakos P., Leonard A. High resolution simulations of the flow around an impulsively started cylinder using vortex methods, *Mémoire de thèse INRIA Bordeaux Journal of Fluid Mechanics*, 1995.
- [15] M.J. Lighthill, On displacement thickness, *Journal Fluid Mechanics, 4 :383-392*, 1958.
- [16] N. Merigoux, J. Laviéville, S. Mimouni, M. Guingo, C. Baudry, A generalized large interface to dispersed bubbly flow approach to model two-phase flows in nuclear power plant, *CFD4NRS-6*, 2016.
- [17] S. Mimouni, S. Fleau, S. Vincent, CFD calculations of flow patterns maps and LES of multiphase flows, *Nuclear Engineering and Design*, submitted in 2016.
- [18] R. Mittal, G. Iaccarino, Immersed boundary methods, *Annual review of fluid mechanics*, 2005.
- [19] L. Morino, M. Gennaretti, and S.F. Shen, Lighthill transpiration velocity revisited : an exact formulation, *Meccanica, 30(2) :127-137*, 1995.
- [20] Noh, A time dependant two-space-dimensional coupled eulerian-lagrangian code, *W.F.alderb edn. Academic Press. 77*, 1964
- [21] C.S Peskin, Flow patterns around heart valves : A numerical method, *Journal of Computational Physics*, 1972.
- [22] T. Ye, R. Mittal, H. Udaykumar, W. Shyy, An accurate Cartesian grid method for viscous incompressible flows with complex immersed boundaries, *Journal of Computational Physics vol.156 PP. 209-240*, 1999.
- [23] D.L. Youngs, Time-dependent multimaterial flow with large fluid distortion, in : *K.W. Morton, M.J. Baines (Eds.), Numer. Methods Fluid Dyn., Academic Press, New York*, 1982.