

# **COMPARAISON DE DIFFERENTES METHODES POUR LA SIMULATION NUMERIQUE DE L'IMPACT HYDRODYNAMIQUE**

## ***COMPARISON OF THREE COMPUTATIONAL APPROACHES FOR THE HYDRODYNAMIC IMPACT PROBLEM***

**N. JACQUES<sup>\*</sup>, A. CONSTANTINESCU<sup>\*</sup>, S. KERAMPRAN<sup>\*</sup>, A. NEME<sup>\*</sup>**

<sup>\*</sup> Laboratoire de Mécanique des Structures Navales (MSN),  
ENSIETA, 2 rue François Verny, 29806 BREST Cedex 9

### **Résumé**

La conception des navires modernes impose une connaissance de plus en plus fine des efforts induits par le phénomène de tassage, c'est à dire l'impact d'une partie de carène sur la surface de l'eau. La prédiction de ces efforts passe de plus en plus souvent par l'utilisation de simulations numériques. Le but de ce travail est de comparer différentes méthodes numériques appliquées à la simulation de l'impact hydrodynamique. Trois modèles ont été mis au point : (i) un modèle éléments finis basé sur la théorie de Wagner, (ii) un modèle éléments finis (ABAQUS/Explicit) basé sur un formalisme Arbitraire Lagrange-Euler (ALE), (iii) un modèle volumes finis (Fluent) basé sur un formalisme eulérien biphasique et la technique « Volume of Fluid ». Une comparaison des différents résultats obtenus est effectuée ; des résultats théoriques de la littérature sont également considérés.

### **Summary**

The prediction of slamming loads that ships undergo during impact between the bow and the water free surface is an important issue in the naval industry. During the last decades increasing attention has been paid to the development of simulation methods for wave impact problems. The aim of this paper is to compare several computational approaches for the prediction of slamming loads. For this purpose, three models has been developed: (i) a finite element model based on the Wagner theory, (ii) a finite element model (ABAQUS/Explicit) based on a Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) formulation, (iii) a finite volume model (Fluent) based on a two-phase eulerian formalism and the Volume-of-Fluid technique. The different results are compared.

## I-INTRODUCTION

L'impact hydrodynamique désigne le choc d'une structure sur la surface d'un fluide faiblement compressible (par exemple de l'eau). Ce phénomène survient en particulier lorsqu'un navire rencontre des conditions de mer difficiles. En effet, différents facteurs comme la vitesse du navire et la hauteur de la houle peuvent amener la carène à émerger partiellement puis à retomber violemment sur la surface de l'eau. Ce phénomène, appelé tossage ou slamming dans le domaine naval, peut avoir des conséquences très néfastes sur l'intégrité structurale des bâtiments de surface. En effet, les efforts induits par le tossage sont actuellement les plus importants que subissent les navires, en dehors d'agressions accidentelles ou militaires. Une fréquence trop importante des impacts peut conduire à une fatigue prématurée de la structure et même à sa rupture dans les cas extrêmes. Dans ce contexte, on comprend l'importance pour l'architecte naval de connaître les efforts induits par le tossage. Un des premiers travaux sur ce sujet a été publié par Von Kármán [1], qui, en introduisant le concept de masse ajoutée, a proposé une formule analytique très simple qui permet d'estimer l'effort de choc lors de l'impact d'un dièdre. Wagner [2] a proposé également un modèle analytique pour l'impact de dièdres. Dans ce travail, l'écoulement autour du corps impactant est estimé à l'aide de la théorie du potentiel. Un élément essentiel de la théorie de Wagner est de linéariser le problème fluide en projetant les conditions aux limites sur la surface initiale (donc plane) du domaine fluide (Fig. 1.). On comprend que cette hypothèse limite la validité de la théorie de Wagner aux cas où les angles de pénétration sont relativement faibles. Ses travaux ont été ensuite repris et améliorés par de nombreux chercheurs. Des solutions analytiques sont, par exemple, disponibles dans le cas de corps impactants tridimensionnels [3] (avec néanmoins des restrictions importantes sur la forme) et déformables [4] (couplage hydroélastique). De plus, des travaux ont été menés pour étendre la théorie de Wagner à des angles d'incidence plus importants [5]. Dans ce cas, seules les conditions aux limites au niveau de la surface libre sont projetées sur une surface plane.

Néanmoins, si la qualité des prévisions des modèles analytiques a été vérifiée, l'étude de structure complexe nécessite le recours à la simulation numérique. Dans ce cadre, de nombreuses approches sont possibles. Dans les références [6-8], des modèles numériques basés sur la théorie de Wagner sont proposés pour les cas 2D. Le problème potentiel linéarisé est, dans ce cas, résolu par la méthode des éléments finis. Cela permet de considérer des corps impactants rigides ou déformables de forme complexe. Néanmoins, la validité de ces modèles reste bien sûr limitée aux cas des faibles incidences. Pour traiter des angles d'incidence plus grands, Zhao et Faltinsen [9], ainsi que Battistin et Iafrati [10], ont proposé des modèles basés sur la théorie du potentiel non linéarisée. Dans ces travaux, la solution est obtenue à l'aide de la méthode des éléments de frontière. La simulation du slamming a également été traitée à l'aide de codes basés sur un formalisme Lagrangien ou Arbitraire Lagrange-Euler [11]. Les résultats obtenus sont en accord avec des résultats expérimentaux. Notons que cette approche ne permet pas de simuler la séparation du fluide. De plus, sa mise en œuvre peut être délicate à cause de problèmes liés à la distorsion du maillage. Une autre approche possible est l'utilisation de code utilisant un formalisme Eulérien multiphasique associé à une technique de capture d'interface telle que la méthode VOF [12-13] ou Level-Set [14]. Dans ce cas, des écoulements complexes peuvent être simulés. Récemment, des méthodes sans maillages ont été proposées pour la simulation de problèmes d'interaction fluide-structure [15-16]. Ces modèles sont basés sur un formalisme Lagrangien, mais la déformation du domaine fluide n'est plus un problème.

Le but de ce travail est d'évaluer les capacités de différentes méthodes numériques pour la simulation de l'impact hydrodynamique. Trois approches différentes ont été considérées :

- 1) modèle éléments finis basé la théorie de Wagner.
- 2) modèle éléments finis basé sur un formalisme ALE (Arbitraire Lagrange-Euler).

3) modèle volumes finis basé sur un formalisme eulérien biphasique et la méthode « Volume of Fluid ».

Des simulations d'impact de structures bidimensionnelles ont été réalisées. Notons que les modèles 1 et 2 peuvent être appliqués au cas de structures flexibles, ce qui n'est pas le cas du modèle 3 qui nécessiterait d'être couplé à un outil de calcul de structures. Les résultats obtenus sont également comparés à des résultats de la littérature. Les difficultés rencontrées dans la mise au point de ces modèles, ainsi que leurs avantages et inconvénients seront discutés. Au final, nous avons observé une relative concordance entre les résultats des trois modèles. Les résultats obtenus avec le modèle 1 sont légèrement différents de ceux des deux autres. Nous attribuons cela aux hypothèses simplificatrices à la base de la théorie de Wagner. Des écarts plus importants sont observés lors de l'impact de structures flexibles.

## II-LES TROIS MODELES NUMERIQUES

### II-1 Modèle éléments finis basé sur la théorie de Wagner

Dans cette partie, nous présentons brièvement le code Impact++ABAQUS. Ce dernier reprend globalement le formalisme du code Impact++CASTEM développé par Bundi Donguy dans le cadre de sa thèse de doctorat [6]. Schématiquement, les codes Impact++ sont basés sur une procédure de couplage entre deux modèles éléments finis : un modèle structural et un modèle fluide basé sur la théorie du potentiel linéarisée. Le code Impact++ABAQUS, qui sera par la suite simplement désigné par Impact++, a été implanté dans le code ABAQUS/Standard à l'aide de scripts et sous-programmes écrits en Python et Fortran. Pour plus de détails, le lecteur peut se reporter à [8].

#### *II-1-a Formulation du problème fluide*

Considérons un fluide parfait incompressible initialement au repos. L'écoulement est supposé irrotationnel. Il est donc possible d'introduire une fonction  $\Phi$  appelée potentiel des vitesses telle que :

$$\vec{V}_f = \vec{\nabla} \Phi \quad (1)$$

En notant  $h(x,y,t)$  l'élévation de la surface libre  $\Gamma_L$ , la condition aux limites au niveau de cette dernière peut s'écrire :

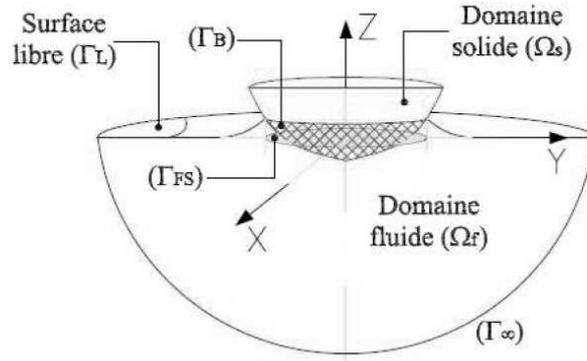
$$p(x,y,h(x,y,t))=0 \quad (2)$$

$p$  étant la pression hydrodynamique.

La condition de glissement au niveau de la paroi de la surface solide  $\Gamma_S$  est :

$$\vec{V}_f \cdot \vec{n} = \vec{V}_s \cdot \vec{n} \quad (3)$$

$\vec{V}_s$  étant la vitesse au niveau du solide et  $\vec{n}$  la normale extérieure au domaine fluide.



**Figure 1. Définition du problème fluide dans le cadre de la théorie de Wagner. Les conditions aux limites sont linéarisées par projection sur la surface plane ( $z=0$ )**

Ce problème fluide est assez complexe, les conditions aux limites étant non linéaires. Afin de le simplifier, Wagner [2] proposa de projeter les conditions aux limites sur la surface libre initiale ( $z=0$ ), Fig. 1.

En négligeant les effets de la pesanteur et la tension de surface, le problème fluide peut maintenant s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 \Delta\Phi &= 0 && \text{dans } \Omega_f, \\
 \frac{\partial\Phi}{\partial z} &= \vec{V}_s \cdot \vec{z} && \text{sur } \Gamma_{FS}, \\
 \Phi &= 0 && \text{sur } \Gamma_L, \\
 \frac{\partial\Phi}{\partial z} &= \frac{\partial h}{\partial t} && \text{sur } \Gamma_L, \\
 |\vec{\nabla}\Phi| &\rightarrow 0 && \text{quand } (x^2+y^2+z^2)^{1/2} \rightarrow \infty
 \end{aligned} \tag{4}$$

Le fluide étant initialement au repos, les conditions initiales sont :

$$\Phi = 0, \quad h = 0 \tag{5}$$

La pression hydrodynamique est obtenue à l'aide de l'équation de Bernoulli dans laquelle les termes quadratiques sont négligés :

$$p = -\rho_f \frac{\partial\Phi}{\partial t} \tag{6}$$

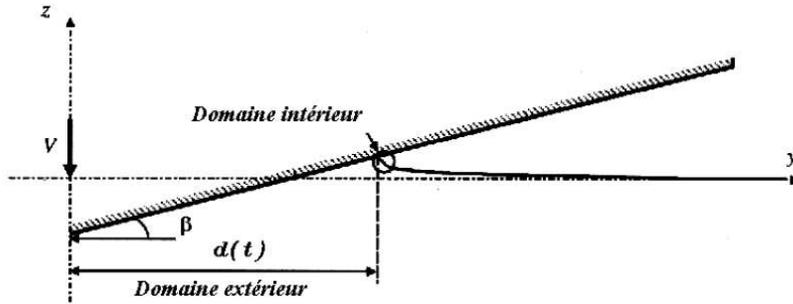
La résolution du problème hydrodynamique nécessite encore de déterminer la longueur mouillée, c'est à dire la position du point d'intersection entre la surface libre du fluide et la surface du solide. Il est donc nécessaire de calculer, l'élévation  $h$  de la surface libre du fluide. Pour cela, il est commode d'introduire un potentiel des déplacements  $\Psi$  :

$$\Psi(x,y,z,t) = \int_0^t \Phi(x,y,z,s) ds \tag{7}$$

Ce dernier est solution du système suivant :

$$\begin{aligned}
 \Delta\Psi &= 0 && \text{dans } \Omega_f, \\
 \frac{\partial\Psi}{\partial z} &= \vec{U}_s \cdot \vec{z} && \text{sur } \Gamma_{FS}, \\
 \Psi &= 0 && \text{sur } \Gamma_L, \\
 \frac{\partial\Psi}{\partial z} &= h && \text{sur } \Gamma_L, \\
 |\vec{\nabla}\Psi| &\rightarrow 0 && \text{quand } (x^2+y^2+z^2)^{1/2} \rightarrow \infty
 \end{aligned} \tag{8}$$

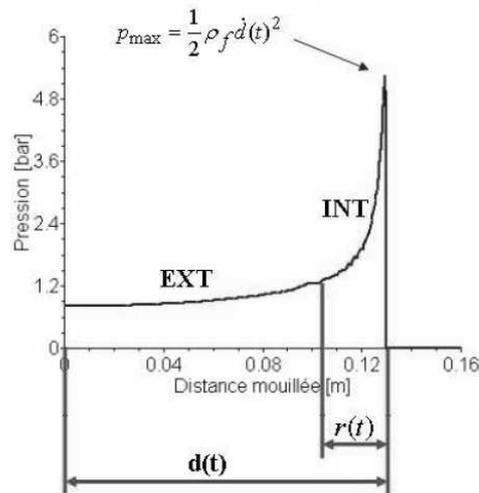
où  $\vec{U}_s$  est le déplacement du solide.



**Figure 2. Différents domaines pour la solution.**

La solution du problème (4), que l'on appelle aussi problème extérieur, est singulière au niveau de l'intersection entre la surface libre et la surface mouillée. C'est pourquoi, on introduit généralement une solution intérieure (fig. 2) pour essayer de prendre en compte les effets liés à l'existence du jet qui se forme à cet endroit. La pression « composite »  $p_{num-fin}$  s'exerçant sur le solide (fig. 3) résulte donc de la composition de la pression extérieure  $p_{ext}$  et intérieure  $p_{int}$  et d'une pression de raccord numérique  $p_{rac-num}$  :

$$P_{num-fin} = p_{ext} + p_{int} + p_{rac-num} \quad (9)$$



**Figure 3. Illustration du champ de pression « composite »**

### II-1-b Résolution numérique du problème fluide

La résolution numérique du problème fluide passe par la détermination de la longueur mouillée  $d(t)$ , puis du champ de pression. Le calcul de cette longueur est réalisé à l'aide d'un processus itératif qui permet de vérifier que l'intersection entre surface mouillée et libre correspond bien à un point de la surface du solide. Il est donc nécessaire de déterminer l'élévation de la surface libre, ceci est fait en résolvant par éléments finis le problème (8) lié au potentiel des déplacements  $\Psi$ .

La pression extérieure est déterminée à l'aide de l'équation de Bernoulli (6). La dérivée temporelle du potentiel des vitesses est estimée par différences finies :

$$p_{ext} = -\rho_f \frac{\Phi_{t+\delta} - \Phi_t}{\delta t} \quad (10)$$

L'estimation numérique de cette pression exige donc de calculer le potentiel de vitesses à deux instants différents. Notons que pour des raisons de précision, il a été nécessaire d'introduire un pas de temps  $\delta t$  associé au calcul de pression, inférieur du pas de temps global  $\Delta t$  (fig. 4).

Les résultats présentés dans le paragraphe III ont été obtenus avec  $\Delta t = 20 \text{ s}$  et  $\delta t = \Delta t/3$ .

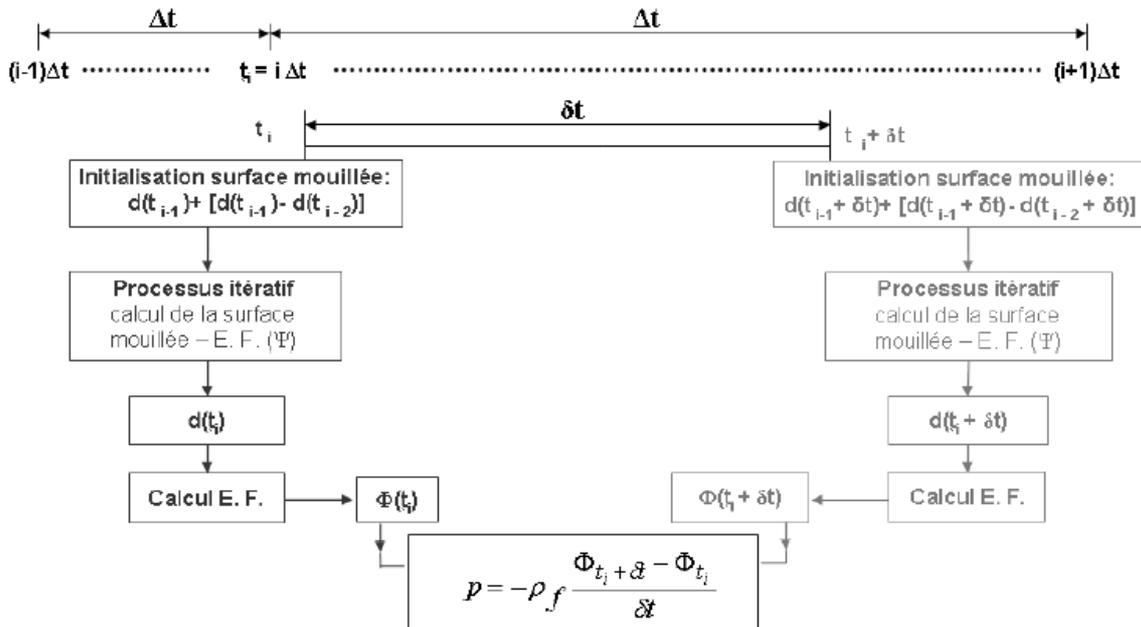


Figure 4. Organigramme d'un calcul fluide.

Remarque : D'un point de vue pratique, l'implémentation de la méthode de résolution du problème fluide est basée sur une analogie fluide thermique. On remarque en effet que les équations (4) et (8) sont similaires à celles gouvernant les problèmes de transfert thermique en régime permanent. Cela nous permet d'utiliser le module thermique du code ABAQUS/Standard pour réaliser les calculs par éléments finis des potentiels de vitesse et de déplacement. Le domaine fluide est maillé avec des éléments finis triangulaires linéaires de transfert thermique (DC2D3 dans le cas 2D plan et DCAX3 dans le cas axisymétrique). La taille minimale des mailles est comprise entre 1 et 2  $\mu\text{m}$ . Le domaine maillé correspond à un quart de disque dont le rayon extérieur est huit fois la largeur mouillée (la taille du domaine est ajusté au cours du calcul).

### II-1-c Couplage fluide- structure

Le modèle présenté dans le paragraphe précédent permet de déterminer les efforts hydrodynamiques lors de l'impact d'une structure rigide dont la vitesse est constante. La modélisation de l'impact hydroélastique est plus complexe, car elle nécessite l'utilisation d'un algorithme pour coupler le modèle fluide à un outil de calcul de structures.

La modélisation du comportement de la structure est basée sur l'hypothèse de l'élasticité linéaire en petites perturbations (HPP). Des dièdres et des cônes ont été considérés. Les premiers sont modélisés à l'aide d'une rangée d'éléments coque (S4). Les cônes sont, quant à eux, maillés avec des éléments coque axisymétrique (SAX1). L'intégration temporelle des équations du mouvement est réalisée à l'aide du schéma implicite de Hilbert, Hughes et Taylor (avec  $\alpha = -0.05$ ).

L'interaction entre le fluide et la structure est réalisée de la manière suivante. Le champ de pression issu du calcul fluide représentera le chargement appliqué à la structure. Les déplacements et vitesses de la structure sont en retour appliqués comme conditions aux limites lors des simulations « fluides ». L'algorithme de couplage utilisé est de type implicite. Le champ de pression qui est appliqué à la structure au cours d'un pas de temps  $\Delta t$  correspond à la pression dans le fluide calculée à partir des déplacements et vitesses de la structure pris à la

fin de cet incrément. La résolution du couplage ne peut donc se faire que de manière itérative. Le critère de convergence utilisé est basé à la fois sur la pression et l'énergie de déformation élastique.

Notons que, comme les maillages du fluide et de la structure ne sont pas coïncidents, nous avons utilisé une technique d'interpolation de type spline pour le transfert de données entre maillages.

## II-2 Modèle éléments finis basé sur un formalisme ALE (Arbitraire Lagrange-Euler)

Ces simulations ont été réalisées à l'aide du code ABAQUS/Explicit. Cette approche impose de prendre en compte la compressibilité du fluide. Nous avons pour cela choisi d'utiliser une équation d'état de Mie-Gruneisen.

$$p = \frac{\rho_0 c_0^2 \eta}{(1 - s\eta)^2} \left( 1 - \frac{\Gamma_0 \eta}{2} \right) + \Gamma_0 \rho_0 E_m \quad \text{avec} \quad \eta = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \quad (11)$$

$p$  étant la pression,  $\rho$  la masse volumique et  $E_m$  l'énergie interne par unité de masse. Les paramètres de cette équation sont  $\rho_0$  la masse volumique initiale,  $c_0$  la célérité initiale des ondes (pour l'eau,  $\rho_0=1000 \text{ kg/m}^3$  et  $c_0=1424 \text{ m/s}$ ),  $s$  et  $\Gamma_0$  qui ont été pris égal à zéro afin de retrouver la compressibilité classique. Bien que ce ne soit pas absolument nécessaire, la viscosité a également été prise en compte :

$$S = 2\eta\dot{\epsilon} \quad (12)$$

$S$  et  $\dot{\epsilon}$  étant respectivement le déviateur du tenseur des contraintes et celui du tenseur des vitesses de déformation,  $\eta$  est la viscosité de fluide ( $\eta=0.001$  pour l'eau).

Le domaine initial de fluide est maillé à l'aide d'éléments finis linéaire bidimensionnels (dont les inconnues nodales sont les déplacements). L'intégration explicite des équations du mouvement est réalisée à l'aide du schéma des différences centrées. Les simulations consistent en une succession de phases de calcul lagrangiennes, pendant lesquelles le maillage se déforme en suivant le mouvement du fluide, et de phases d'adaptation de maillage (méthode split). Lors de ces dernières, le mouvement du fluide est figé et les nœuds du maillage sont repositionnés afin de diminuer la distorsion des éléments. Les variables aux nœuds et aux points d'intégration sont ensuite transférées de l'ancien vers le nouveau maillage. Notons que l'utilisation d'une méthode de remaillage adaptative n'affranchit pas d'utiliser un maillage initial suffisamment fin, en particulier près de la zone d'impact où la surface du fluide se déforme fortement. Dans cette zone, le maillage est constitué d'éléments quadrangulaires dont la taille initiale est de  $150 \mu\text{m}$ . Le reste du domaine est modélisé à l'aide d'éléments triangulaires.

Nous avons étudié à la fois l'impact de structures rigides et déformables. Dans le dernier cas, la structure est modélisée à l'aide d'éléments de poutre pour le cas de dièdres ou à l'aide d'éléments de coque axisymétrique pour le cas de cônes. L'interaction entre le fluide et la structure est prise en compte en utilisant une loi de contact normal de forme exponentielle.

Remarque : choix de la taille du domaine fluide.

Notre objectif est de calculer les efforts hydrodynamiques s'exerçant sur une structure pénétrant un domaine fluide supposé infini. Il est donc important d'utiliser dans les simulations un domaine fluide dont la taille est suffisamment importante pour éviter les effets de confinement. La compressibilité étant prise en compte, on peut déterminer la taille du domaine en remarquant que la structure impactante ne verra pas l'effet des conditions aux limites si les ondes se réfléchissant sur les bords du domaine n'ont pas le temps de revenir sur celle-ci :

$$L \geq \frac{c_0 T}{2} \quad (13)$$

$L$  étant la distance minimale entre les bords du domaine et la structure impactante et  $T$  la durée simulée.

### II-3 Modèle volumes finis basé sur un formalisme eulérien biphasique et la méthode « Volume of Fluid »

#### II-3-a Présentation générale

Le code de CFD commercial Fluent a été utilisé pour réaliser ces simulations. Les équations d'Euler sont résolues à l'aide d'un schéma implicite du second ordre en temps et en espace par la méthode des volumes finis. Le domaine fluide est maillé à l'aide de quadrangles, de manière à obtenir un maillage structuré par blocs. L'interaction entre les phases liquide (eau) et gazeuse (air) est prise en compte à l'aide du modèle de volume fractionnel de fluide (VOF). Rappelons que ce modèle ne résout qu'un seul jeu d'équations de conservation pour l'ensemble des fluides (immiscibles) en présence, et calcule la fraction de volume de chaque fluide dans chacune des cellules du maillage. La position de la surface libre est déterminée grâce à un schéma de type geo-reconstruct, basé sur l'hypothèse que la surface libre est linéaire au sein d'une cellule. Il est possible d'utiliser les outils de remaillage automatique disponibles dans Fluent pour prendre en compte le déplacement de la structure impactante. Toutefois, cette approche conduit à des erreurs non négligeables lorsqu'elle est utilisée conjointement avec un modèle multiphasique, du fait du changement de volume des mailles au niveau des interfaces entre les fluides. Par conséquent, les simulations considèrent un dièdre ou un cône fixe dans un écoulement initialement à une vitesse correspondant à la vitesse d'impact retenue.

La compressibilité de l'eau a été considérée pour une partie des simulations. L'intérêt de la prise en compte de la compressibilité de la phase liquide est discuté dans le prochain paragraphe. La masse volumique est alors calculée dans une UDF (User Defined Function) à l'aide de la relation suivante :

$$\rho = \rho_0 \left( 1 - \frac{p-p_0}{K} \right)^{-1} \quad (14)$$

où  $K$  est le module de compressibilité du fluide ( $K = \rho_0 c_0^2$ ). Il est alors nécessaire d'ajouter une équation permettant le calcul de la vitesse du son afin de stabiliser la solution. Cette dernière est définie par :

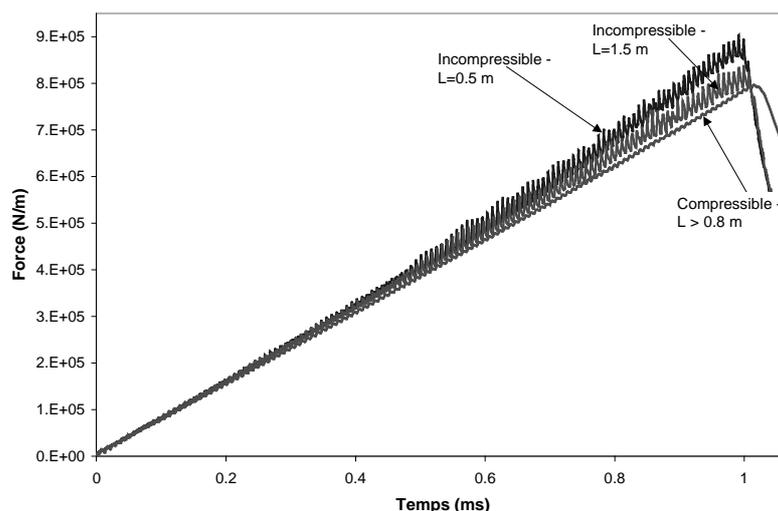
$$c = \left( 1 - \frac{p-p_0}{K} \right) \sqrt{\frac{K}{\rho_0}} \quad (15)$$

Il n'est pas possible d'utiliser deux fluides compressibles avec le modèle VOF tel qu'il est implémenté dans Fluent. Ceci interdit par conséquent d'inclure la compressibilité de l'air (par le biais de l'équation des gaz parfaits) dans les simulations. Le mouvement de chasse de l'air sous le dièdre n'est de ce fait pas correctement représenté. Plus précisément, on observe des vitesses d'écoulement très élevées dans ce fluide, ainsi qu'une légère déformation de la surface libre avant le contact avec le dièdre, vraisemblablement imputables à l'incompressibilité de l'air. Ces phénomènes deviennent de plus en plus pénalisants lorsque l'angle de pénétration diminue.

### II-3-b Faut-il prendre en compte la compressibilité du fluide ?

Le code Fluent offre de nombreuses possibilités quant à la modélisation du comportement du fluide. Même, si dans la plupart des travaux portant sur l'impact hydrodynamique, l'hypothèse du fluide parfait incompressible est généralement admise, on peut néanmoins s'interroger s'il n'est pas préférable de prendre en compte la compressibilité

La figure 4 montre l'évolution temporelle de la force hydrodynamique s'exerçant sur un dièdre. Des résultats obtenus avec un fluide compressible et incompressible sont présentés (la viscosité n'est pas prise en compte). De plus, plusieurs tailles de domaine sont considérées. Nous rappelons que nous voulons minimiser les effets de confinement liés à la taille finie du domaine. Comme cela a été indiqué dans le paragraphe II-2, dans le cas compressible, on peut déterminer, en considérant la vitesse des ondes, une taille domaine permettant d'éliminer l'effet des conditions aux limites sur les pressions exercées sur le dièdre. Ceci n'est bien sûr pas possible lorsque le fluide est incompressible, l'effet de confinement se faisant sentir tout au long de la simulation. Nous avons observé que dans le cas incompressible il est difficile de s'affranchir des effets de confinement, même en prenant des tailles de domaine relativement grandes (1.5 m) par rapport à la demi-largeur du dièdre (0.128 m). Pour illustrer ces propos, observons les courbes de la figures 4. On constate, qu'au début de l'impact, les courbes sont confondues et l'augmentation de l'effort est linéaire par rapport au temps. Remarquons, que pour un dièdre impactant à vitesse constante un fluide infini, la linéarité de la force hydrodynamique par rapport au temps peut être démontrée théoriquement par une analyse dimensionnelle. Dans le cas incompressible, on voit que, pour des temps plus importants, la courbe s'éloigne de cette tendance théorique et que cet effet est d'autant plus marqué que la taille du domaine fluide est réduite. Ceci montre très clairement l'effet de confinement. On constate également que les courbes obtenues avec un fluide incompressible présentent un bruit numérique assez important. Ce phénomène est assez commun lors de simulations d'écoulements biphasiques de fluides incompressibles et est dû principalement au manque de résolution concernant la position de l'interface [17]. La prise en compte de la compressibilité permet d'éviter ce problème.



**Figure 4. Effet de la compressibilité et de la taille du domaine fluide lors de la simulation de l'impact d'un dièdre avec Fluent. La composante verticale de la force hydrodynamique exercée sur le dièdre est représentées. Vitesse d'impact constante :  $V=20$  m/s, angle du dièdre :  $\beta=14^\circ$**

Au final, nous pouvons conclure qu'il est préférable de prendre en compte la

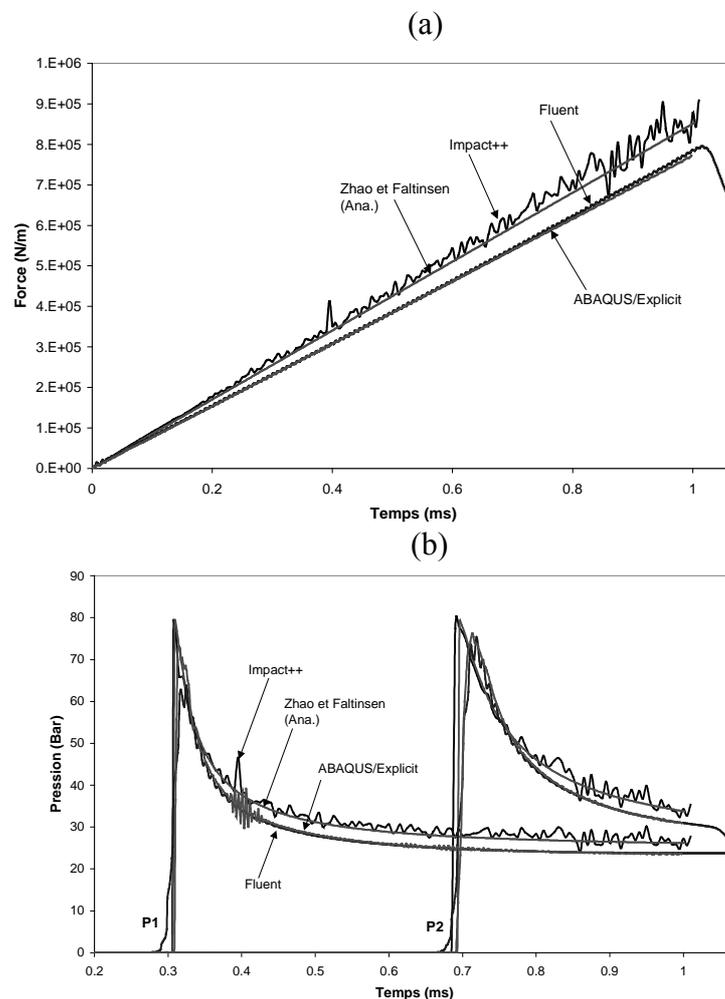
compressibilité, non pas parce qu'elle a un effet important dans le phénomène étudié, mais parce qu'elle facilite la mise en oeuvre des calculs en permettant d'utiliser des maillages moins volumineux et en évitant le phénomène de bruit numérique. Notons que la prise en compte de la compressibilité sera également un avantage pour la simulation et l'analyse d'essais réalisés en bassin dont la taille est forcément limitée.

Des tests ont également été effectués pour déterminer s'il est nécessaire de prendre en compte la viscosité du fluide. Ils ont montré que cette dernière a un effet négligeable.

### III-ETUDE COMPARATIVE

#### II-1 Dièdres rigides

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus dans le cas de dièdres rigides impactant une surface d'eau à vitesse constante.

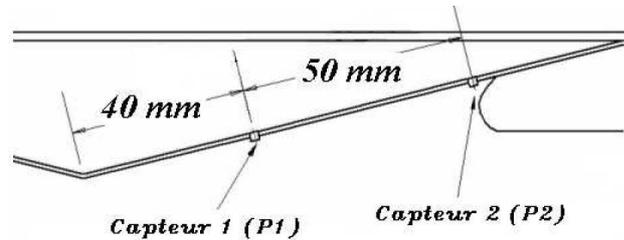


**Figure 5. Prévisions des différents modèles. Dièdre rigide, angle :  $\beta=14^\circ$ , vitesse d'entrée  $V=20$  m/s. (a) Effort hydrodynamique. (b) Pression aux points P1 et P2.**

La figure 5 montre les résultats obtenus avec un dièdre dont l'angle est égal à  $14^\circ$ . L'évolution temporelle de l'effort hydrodynamique s'exerçant sur le dièdre, ainsi que de la pression au niveau de deux capteurs dont la position est indiquée sur la figure 6, est représentée. En plus des résultats obtenus à l'aide des trois modèles numériques, nous avons également indiqué ceux obtenus à l'aide du modèle analytique de Zhao et Faltinsen [9].

Notons que ce dernier est également basé sur la théorie de Wagner.

On observe que les résultats obtenus avec Fluent sont très proches de ceux obtenus avec ABAQUS/Explicit. Les résultats du code Impact++ sont, quant à eux, très proches de ceux obtenus avec le modèle théorique de Zhao et Faltinsen. Entre les résultats Fluent et ABAQUS/Explicit d'une part, et ceux d'Impact++ et de Zhao et Faltinsen d'autre part, on observe un écart d'environ 10%. En ce qui concerne la vitesse d'avance de la surface mouillée, on observe que les quatre modèles prévoient des valeurs très proches.



**Figure 6. Position des capteurs de pression**

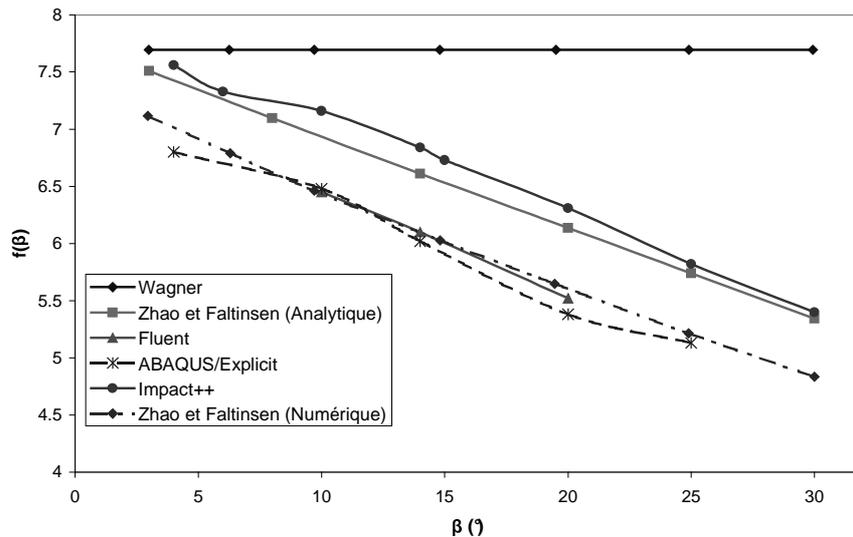
La synthèse des résultats obtenus avec des dièdres rigides est présentée par la figure 7. Comme nous l'avons indiqué précédemment, pour un dièdre impactant une surface d'eau à vitesse constante l'effort hydrodynamique augmente linéairement au cours du temps, il est donc commode de représenter les résultats à l'aide du nombre sans dimension suivant<sup>1</sup> :

$$f(\beta) = \frac{F \tan(\beta)^2}{\rho V^3 t} \quad (16)$$

où  $F$  est l'effort hydrodynamique (par unité de longueur),  $V$  la vitesse d'entrée dans l'eau,  $\rho$  la masse volumique du fluide et  $\beta$  l'angle du dièdre.

En plus des résultats obtenus avec les trois modèles numériques, nous avons également représenté sur la figure 7 les résultats obtenus avec le modèle analytique de Wagner [2], ainsi que les résultats analytiques et numériques obtenus par Zhao et Faltinsen [9]. Notons que le modèle numérique de Zhao et Faltinsen est basé sur une résolution par la méthode des éléments de frontière du problème potentiel non linéaire. Si on exclut les résultats du modèle de Wagner qui ne représente pas correctement l'influence de l'angle du dièdre, on remarque une bonne concordance entre les résultats des différents modèles. Cependant, comme nous l'avons mis en évidence précédemment, on observe que les résultats des modèles basés sur la théorie de Wagner (Impact++ et modèle analytique de Zhao et Faltinsen) prédisent des efforts hydrodynamiques légèrement plus élevés que les modèles « non linéaires » (ABAQUS/Explicit, Fluent et modèle numérique de Zhao et Faltinsen). En outre, la différence relative augmente lorsque l'angle du dièdre devient plus important. On peut donc raisonnablement penser que cette différence est due à la linéarisation des conditions aux limites sur la surface fluide faite dans la théorie de Wagner. Cette hypothèse est bien sûr de moins en moins valable quand l'angle du dièdre devient important.

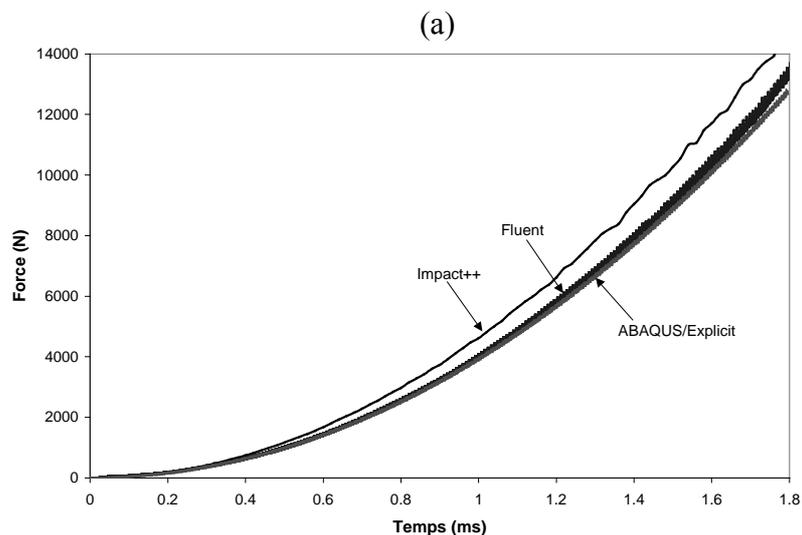
<sup>1</sup> Notons qu'en toute rigueur, les résultats obtenus avec les modèles prenant en compte la compressibilité du fluide, ne devrait pas être représentés dans ce graphique. Néanmoins, les résultats des simulations montrent que, pour les cas présentés dans le paragraphe III, l'effet de la compressibilité est très faible et donc la valeur de  $f(\beta)$  ne dépend pratiquement pas de la vitesse d'impact.

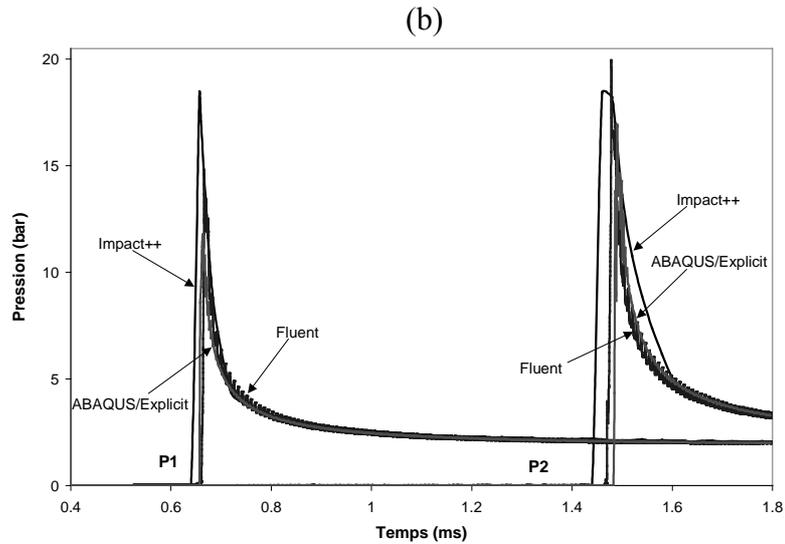


**Figure 7. Synthèse des résultats pour les dièdres rigides. L'effort hydrodynamique adimensionnel (16) est tracé en fonction de l'angle du dièdre.**

### II-1 Cônes rigides

L'impact de cônes rigides a également été analysé. Les résultats concernant un cône avec un angle de  $6^\circ$  impactant l'eau à 5 m/s sont présentés par la figure 8. Globalement, les constatations faites dans le cas des dièdres se retrouvent pour les cônes. On remarque que la force hydrodynamique prédite par Impact++ est légèrement supérieure aux résultats de Fluent et d'ABAQUS/Explicit, qui sont très proches. Là encore, la différence est d'environ 10%. On remarque également que les pics de pression aux niveaux des capteurs P1 et P2 se produisent un peu plus tôt dans le cas des simulations Impact++. Cela indique que la vitesse de surface mouillée prévue par Impact++ est légèrement plus importante que celle prévue par les autres codes. Remarquons également qu'Impact++ prévoit que la valeur du pic de pression ne dépend pas de la position. De leur côté, Fluent et ABAQUS/Explicit prévoient une valeur plus importante de la pression maximale au capteur P2 qu'au capteur P1. Ce phénomène est vraisemblablement un artefact numérique. En effet, des résultats théoriques montrent que lors de l'impact d'un cône le champ de pression est auto similaire [10]. Il semble que la prédiction des pics de pression avec les modèles numériques complets (Fluent et ABAQUS/Explicit) soit assez délicate dans le cas de faibles valeurs de l'angle de pénétration. L'intensité de ces pics est en effet très sensible à la finesse du maillage utilisé.

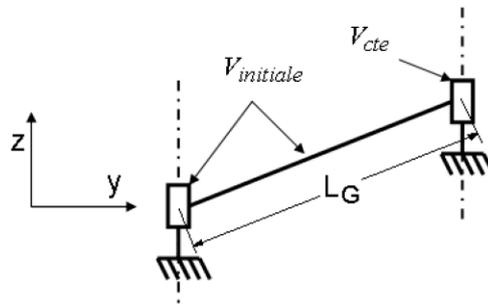




**Figure 8. Prévisions des différents modèles. Cône rigide, angle :  $\beta=6^\circ$ , vitesse d'entrée  $V=5$  m/s. (a) Effort hydrodynamique. (b) Pression aux points P1 et P2.**

### II-1 Dièdres déformables

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats obtenus avec Impact++ et ABAQUS/Explicit dans le cas d'un dièdre flexible. Les conditions initiales et aux limites sont illustrées par la figure 9.

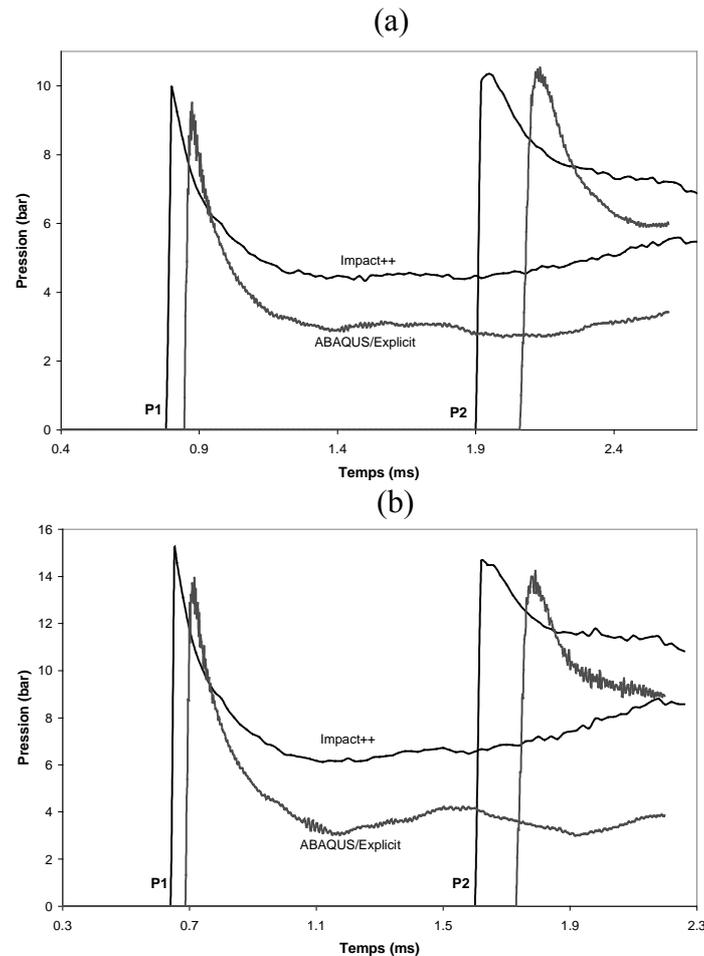


**Figure 9. Géométrie, conditions initiales et aux limites utilisées pour les simulations de l'impact de dièdres flexibles.**

La figure 10 montre l'évolution temporelle de la pression aux points P1 et P2 (fig. 6) pour deux valeurs de la vitesse d'impact ( $V=8$  m/s et  $V=10$  m/s). On constate que la différence entre les résultats d'Impact++ et d'ABAQUS/Explicit est nettement plus importante que pour des structures rigides. De plus, cet écart augmente avec la vitesse d'impact. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette différence. Tout d'abord, dans le cas flexible, un effet cumulatif peut se produire. La légère surestimation des pressions hydrodynamiques du modèle fluide d'Impact++ peut conduire à une réponse structurale légèrement différente que celle qu'on obtient avec un autre modèle fluide. Par conséquent, les vitesses que la structure applique au fluide seront également différentes. On peut ainsi imaginer que l'écart entre les résultats croît au cours du calcul. Une autre raison possible de la différence entre les résultats d'Impact++ et d'ABAQUS/Explicit est que le comportement de la structure n'est pas modélisé de la même façon dans les deux codes. En effet, la modélisation de la structure dans Impact++ est basée sur l'hypothèse des petites perturbations (HPP), alors que les non-linéarités géométriques sont prises en compte dans le code

ABAQUS/Explicit. Des tests nous ont montré que, pour les cas considérés, les niveaux de pression que subit la structure sont déjà trop élevés pour que l'hypothèse d'un comportement linéaire de la structure soit encore valable. En effet, avec les conditions aux limites considérées, la pression hydrodynamique génère des contraintes compressives relativement importantes dans la longueur du dièdre. Ces dernières réduisent la rigidité de flexion du dièdre. Cet effet ne peut pas être prédit par un modèle linéaire.

Notons que les résultats de ce paragraphe ont été obtenus pour des structures « très flexibles ». Pour des cas plus rigides (et plus réaliste), la différence entre Impact++ et ABAQUS/Explicit est moindre.



**Figure 10. Impact hydrodynamique d'un dièdre flexible. L'évolution de la pression aux points P1 et P2 est représentée. Le dièdre a un comportement élastique avec  $E=210000$  MPa,  $\nu=0.3$  et  $\rho=7800$  kg/m<sup>3</sup>. Dimensions : longueur  $L_G=128$  mm, épaisseur  $e=2$  mm, angle  $\beta=14^\circ$ . (a) Vitesse d'impact  $V=8$  m/s, (b)  $V=10$  m/s.**

#### IV-CONCLUSIONS

Dans ce travail, différents modèles numériques ont été mis en oeuvre pour prévoir les efforts générés lors du phénomène d'impact hydrodynamique. Une étude comparative des résultats des modèles a été menée. Des résultats provenant de la littérature ont également été considérés. Globalement, dans le cas de structures rigides, on remarque une bonne concordance entre les résultats des différents modèles. Il est intéressant de noter que des codes commerciaux généralistes (Fluent et ABAQUS) semblent maintenant adaptés pour la prédiction des chargements hydrodynamiques. Nous avons également remarqué que les

modèles qui sont basés sur la théorie de Wagner ont tendance à prédire des efforts légèrement plus importants que les modèles plus « généraux ». De plus, cette différence semble devenir plus importante lorsque les angles de pénétration augmentent. C'est sans doute le prix des hypothèses simplificatrices à la base de la théorie de Wagner (linéarisation des conditions aux limites et de l'équation de Bernoulli), voir également [18].

Lors de l'impact de structures flexibles (couplage hydroélastique), des différences plus significatives ont été observées. Nous pensons que cette différence peut être liée à la modélisation du comportement de la structure. Plus précisément, l'hypothèse d'un comportement linéaire (au sens géométrique) de la structure n'est sans doute plus valide lorsque les efforts hydrodynamiques deviennent importants.

Les travaux présentés dans cet article sont basés sur la comparaison d'outils numériques. Bien sûr, la bonne concordance entre les résultats ne suffit pas à valider les différents modèles utilisés. Cela ne pourra être fait qu'au travers de comparaisons essais-calculs. Notons à ce sujet que la mise au point d'essais d'impact hydrodynamique à l'aide de la récente machine de choc de l'ENSIETA est en cours.

## **REFERENCES**

- [1] Von Kármán T, 1929. The impact of seaplan floats during landing. NACA TN321, Washington.
- [2] Wagner H, 1932. Über Stoß- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik 12(4),193-235.
- [3] Korobkin A, 2002. The entry of an elliptical paraboloid into a liquid at variable velocity. Journal of Applied Mathematics and Mechanics 66(1), 39-48.
- [4] Scolan YM, 2004. Hydroelastic behaviour of a conical shell impacting on a quiescent-free surface of an incompressible liquid. Journal of Sound and Vibration 277, 163-203.
- [5] Faltinsen OM, 2002. Water entry of a wedge with finite deadrise angle. Journal of Ship Research 46(1), 39-51.
- [6] Donguy B, 2002. Etude de l'interaction fluide-structure lors de l'impact hydrodynamique. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Nantes.
- [7] Peseux B., Gornet L., Donguy B, 2005. Hydrodynamic impact: Numerical and experimental investigations. Journal of Fluids and Structures 21(3), 277-303.
- [8] Constantinescu A, 2006. Modélisation 2D de l'impact d'une structure sur l'eau. Initiation de l'endommagement. Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale.
- [9] Zhao R, Faltinsen OM, 1993. Water entry of two-dimensional bodies. Journal of Fluid Mechanics 246, 593-612.
- [10] Battistin D., Iafrati A., 2003. Hydrodynamic loads during water entry of two-dimensional and axisymmetric bodies. Journal of Fluids and Structures 17(5), 643-664.
- [11] Ribet H, Laborde P, Mahé M, 1999. Numerical modeling of the impact on water of a flexible structure by explicit finite element method – Comparisons with Radioss numerical results and experiments. Aerospace Science and Technology 3(2), 83-91.
- [12] Kleefsman KMT, Fekken G, Veldman AEP, Iwanowski B, Buchner B, 2005. A Volume-of-Fluid based simulation method for wave impact problems. Journal of Computational Physics 206, 363-393.
- [13] Aquelet N, Souli M, Olovson L, 2006. Euler-Lagrange coupling with damping effects: Application to slamming problems. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 195, 110-132.
- [14] Collichio G, Greco M, Faltinsen OM, 2006. A BEM-level set domain-decomposition strategy for non-linear and fragmented interfacial flows. International Journal for Numerical Methods in Engineering 67, 1385-1419.

- [15] Oger G, Doring M, Alessandrini B, Ferrant P, 2006. Two-dimensional SPH simulations of wedge water entries. *Journal of Computational Physics* 213(2), 803-822.
- [16] Idelson SR, Onate E, Del Pin F, 2003. A Lagrangien meshless finite element method applied to fluid-structure interaction problems. *Computers and Structures* 81(8-11), 583-593.
- [17] Ganesan S, Matthies G, Tobiska L, 2007. On spurious velocities in incompressible flow problems with interfaces. *Computers Methods in Applied Mechanics and Engineering* 196, 1193-1202.
- [18] Korobkin A, 2004. Analytical models of water impact. *European Journal of Applied Mathematics* 15, 821-838.