



**ETUDE NUMERIQUE D'IMPACTS
HYDRODYNAMIQUES SUR EAU AEREE**

***NUMERICAL STUDY OF HYDRODYNAMIC IMPACT
ON BUBBLY WATER***

M. ELHIMER*, N. JACQUES*, A. EL MALKI ALAOUI*

**Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes (LBMS)
ENSTA Bretagne, 2 rue François Verny – 29806 BREST Cedex 9
mehdi.elhimer@ensta-bretagne.org*

Résumé

Le problème de l'impact d'un solide sur la surface libre d'un liquide contenant des bulles relève de plusieurs applications d'importance en ingénierie. Cependant peu d'études ont été consacrées à cette configuration et l'effet de l'aération (présence de bulles) sur les efforts d'impact est peu documenté. L'objectif de cette étude est d'étudier numériquement la variation de ces efforts en fonction de la fraction volumique du gaz (taux de vide) et de la vitesse d'impact. Dans ce but, des simulations numériques de l'impact d'un cône sur l'eau aérée, avec différents taux de vide ($\alpha = 0, 1\%, 5\%$ et 10%) et pour des vitesses d'impact comprises entre 0.2 m/s et 700 m/s , ont été réalisées avec le code de calculs par éléments finis ABAQUS/Explicit. Nos résultats montrent que l'aération diminue sensiblement les efforts et pressions d'impact. Cette tendance est attribuée principalement à l'effet de la compressibilité de la phase gazeuse.

Summary

The phenomenon of slamming on a bubbly liquid has many occurrences in marine and costal engineering. However, experimental or numerical data on the effect of the presence of gas bubbles within the liquid on the impact loads are seldom and the related physical mechanisms are poorly understood. The aim of the present study is to study numerically the relationship between the void volume fraction and the impact loads. For that purpose, numerical simulations of the impact of a cone on bubbly water have been performed using the finite element code ABAQUS/Explicit. The present results show the diminution of the impact loads with the increase of the void fraction. This effect appears to be related to the high compressibility of the liquid-gas mixture.

I. Introduction

Le problème d'interaction fluide-structure avec prise en compte de l'aération du fluide relève de plusieurs applications d'importance en ingénierie. Ce problème se pose souvent pour le calcul des efforts subit par une paroi solide (rigide ou déformable) lors de l'impact d'un paquet d'eau contenant des bulles d'air. Cette configuration est rencontrée par exemple lors du ballotement du gaz liquéfié contenu dans les réservoirs de méthaniers (Ten and Korobkin 2009), ainsi que lors du déferlement de vagues sur des brise-lames ou autres structures côtières (Bullock et al. 2007). La complexité de ce problème découle de la nécessité de prendre en compte de la nature biphasique du fluide lors du calcul des efforts.

Il est bien connu que la présence d'air dans un liquide augmente considérablement sa compressibilité, ce qui se traduit par exemple par le fait que les ondes acoustiques se propagent dans un milieu à bulles à une vitesse bien inférieure à celle correspondant au liquide pur. Lors d'impacts hydrodynamiques, des effets liés à la compressibilité du fluide peuvent se manifester si l'on considère des corps aplatis ou ayant un faible angle de relèvement (Kapsenberg 2011; Carcaterra et Ciappi 2000). Dans ce cas, la vitesse d'expansion de la surface mouillée peut s'approcher de la célérité du son, et la compressibilité peut jouer un rôle non-négligeable. Il semble évident que l'aération va engendrer des effets de compressibilité plus marqués que ceux observés pour un liquide pur.

Certains travaux portant sur l'impact d'un solide sur un fluide compressible ont été menés en s'appuyant sur la théorie acoustique, voir e.g. Skalak and Feit (1966) et Korobkin (1992). Concernant plus spécifiquement le problème de l'impact de liquides à bulles, on citera les travaux de Peregrine & Thiais (1996), Bresmose et al. (2009) et Dias et al. (2010). Ces travaux montrent que l'aération peut affecter les efforts d'impact et l'écoulement du fluide. Les travaux présentant des données expérimentales sont encore plus rares. A notre connaissance, les seuls travaux dans lesquels la fraction volumique de gaz est précisément contrôlée sont ceux de Eroshin et al. (1980). Ces derniers ont réalisés une série d'expériences d'impact de cônes et de disques rigides sur la surface libre d'un fluide contenant des bulles fines et avec des taux de vide atteignant 30%.

Nos travaux s'inscrivent dans le cadre d'un projet visant à quantifier systématiquement les effets de l'aération sur les forces et les pressions agissant un corps rigide, de géométrie simple, impactant la surface d'un fluide diphasique, avec un taux de vide initialement homogène. Ce projet intègre à la fois des aspects numériques et expérimentaux. Dans cette communication, on se focalise sur la problématique de la modélisation. Sur cette base, l'influence de l'aération sur les chargements hydrodynamiques est discutée pour le cas d'un corps impactant à géométrie conique.

II. Simulations numériques d'impacts hydrodynamiques sur fluide aéré

Présentation des simulations

Nous avons réalisé avec le code de calculs par éléments finis ABAQUS/Explicit des simulations numériques de l'impact d'un cône sur la surface libre d'un mélange diphasique liquide-gaz. Dans ces simulations, les bulles gazeuses présentes dans le mélange ne sont pas représentées directement, car cela conduirait à des durées de simulations trop importantes avec les moyens de calculs actuels. Une approche continue est adoptée : le mélange est vu comme un milieu homogène équivalent. Une équation d'état, qui sera présentée dans le paragraphe suivant, est utilisée pour décrire la réponse de ce milieu. La viscosité n'est pas prise en compte.

Le cône est modélisé comme un solide rigide (non déformable), son angle de relèvement est fixé à $\beta = 7^\circ$ et son rayon vaut 165 mm. La géométrie du problème est considéré comme axisymétrique autour de l'axe du cône. A cause des déformations très importantes subies par le milieu fluide au voisinage de la surface de contact, une distorsion trop importante des éléments du maillage surviendrait si une approche purement Lagrangienne était employée. Pour limiter cette distorsion et maintenir un maillage de qualité, on utilise la procédure de remaillage adaptatif, basé sur le formalisme Arbitraire Lagrange-Euler (ALE), disponible dans le code ABAQUS/Explicit. Avec cette méthode, les nœuds sont repositionnés périodiquement afin de réduire la distorsion des éléments (cependant le nombre d'éléments et la topologie du maillage ne sont pas modifiés). Afin de limiter les temps de calculs, le remaillage ALE n'est appliqué que sur une zone de taille assez réduite, proche de la surface d'impact. Pour le reste du domaine fluide, un formalisme Lagrangien est employé, voir Figure 1.

Pour décrire l'interaction entre le solide et le fluide, une loi de contact régularisée (de type exponentiel) a été utilisée. Cela signifie que la pression de contact évolue progressivement avec la distance entre les deux corps. Par rapport à une loi de contact non-régulière (« hard contact » dans la documentation ABAQUS), la loi exponentielle permet d'avoir des résultats beaucoup moins « bruités ». Les paramètres de cette loi ont été choisis afin que la distance à partir de laquelle des pressions de contact non nulles apparaissent ne soit que de 10 μm (c'est-à-dire très faible par rapport aux dimensions du cône).

Deux maillages différents ont été utilisés. Le premier comprend 178648 éléments : 110249 éléments quadrangulaires avec interpolation bilinéaire et intégration réduite (ABAQUS CAX4R), correspondant au domaine ALE et dont la longueur initiale vaut 0.25 mm, et 68395 élément triangulaires (CAX3) pour le domaine Lagrangien. La taille de ceux-ci augmente progressivement avec la distance de la zone d'impact. Le second maillage comprend 821144 éléments (441294 quadrangles et 379850 triangles), avec une taille initiale de 0.125 mm dans la zone d'impact. Le maillage le plus fin est utilisé principalement lorsque l'on s'intéresse à des quantités « locales », comme la distribution de pression sur la surface de contact. La taille du domaine de calcul a été choisie afin d'éviter que les efforts agissant sur le cône ne soit affectés par des réflexions d'ondes sur les bords du domaine fluide (Jacques et al. 2010).

Nous pouvons noter que ce type de simulations a été utilisé dans le cas d'impacts sur eau pure (non aérée). Sur la base de résultats théoriques de référence et de données expérimentales, il a été observées qu'elles permettent de prédire les efforts d'impact avec une très bonne précision, voir Jacques et al. (2010) et Tassin et al. (2010).

Equation d'état pour le mélange diphasique

Dans ce paragraphe, nous allons établir une équation d'état pour un mélange diphasique liquide-gaz. Considérons pour cela un volume élémentaire de ce milieu (Figure 2). Nous noterons les volumes initiaux occupés par les phases gazeuses et liquides V_G et V_L , respectivement. Le volume total du mélange vaut $V = V_G + V_L$. Les valeurs initiales de ces quantités sont notées V_{G0} , V_{L0} et V_0 . La fraction volumique initiale du mélange est égale à $\alpha_0 = V_{G0}/V_0$. En négligeant la masse de la phase gazeuse, la masse volumique initiale du mélange ρ_0 peut s'écrire :

$$\rho_0 = \rho_{L0}(1 - \alpha_0) \quad (1)$$

Avec ρ_{L0} la masse volumique initiale du liquide. Nous allons considérer que le gaz et le liquide sont des fluides parfaits barotropes (milieu dont le volume relatif dépend uniquement de la pression locale) et noter P_G et P_L les pressions dans le gaz et le liquide, respectivement. Nous supposons qu'à tout instant les deux phases sont en équilibre mécanique. En négligeant la tension de surface, ceci implique que $P = P_G = P_L$, avec P la pression dans le mélange. Avec ces hypothèses, le mélange diphasique est aussi un milieu

barotrope, dont la réponse peut être décrite par une équation d'état. Il convient de noter que le modèle présenté néglige les phénomènes liés à la dynamique des bulles, voir e.g. (Brennen 2005) chapitres 4 et 10. En d'autres termes, cela veut dire que les bulles sont supposées réagir de manière instantanée à un changement de pression. Nous précisons cependant que pour certaines configurations la dynamique des bulles puissent avoir une certaine influence. Ce point sera étudié dans une étude ultérieure. Dans l'article présent, nous nous concentrons sur le modèle barotrope. On peut montrer facilement que le changement de volume du mélange est lié à celui des deux constituants par l'équation suivante:

$$\frac{V}{V_0} = \alpha_0 \frac{V_G}{V_{G0}} + (1 - \alpha_0) \frac{V_L}{V_{L0}} \quad (2)$$

Chacun de ces deux termes peut être relié à la pression P en utilisant les équations d'états de chacune des phases. En considérant l'air comme un gaz parfait, la loi de Laplace permet d'établir la relation $\frac{V_G}{V_{G0}} = \left(\frac{P}{P_0}\right)^{-\frac{1}{\gamma}}$ avec γ le coefficient de Laplace. Pour des bulles d'air de petite taille (rayon inférieur à 1 mm), le temps pour que le gaz atteigne l'équilibre thermique suite à une compression est assez court, de l'ordre quelques μs (Watanabe and Prosperetti 1994), ce qui est généralement inférieur à la durée typique des impacts considérés dans cette étude. Pour cette raison, nous avons considéré $\gamma = 1$ (transformation isotherme). Pour la phase liquide, l'équation d'état suivante est adoptée: $P - P_0 = -K_{L0} \cdot (V_L - V_{L0})/V_{L0}$, avec K_{L0} correspondant au module de compressibilité initiale du liquide. Pour de l'eau, nous prenons $K_{L0} = 2.19 \text{ GPa}$. Nous obtenons finalement l'équation d'état du mélange :

$$\frac{V}{V_0} = \alpha_0 \left(\frac{P}{P_0}\right)^{-\frac{1}{\gamma}} + (1 - \alpha_0) \left(1 - \frac{P - P_0}{K_{L0}}\right) \quad (3)$$

Cette relation ne fait pas partie des équations d'état disponibles dans ABAQUS, mais ce problème peut être facilement contourné dans la mesure où le logiciel offre la possibilité d'utiliser des équations d'état tabulées (définies sous forme d'un tableau de données).

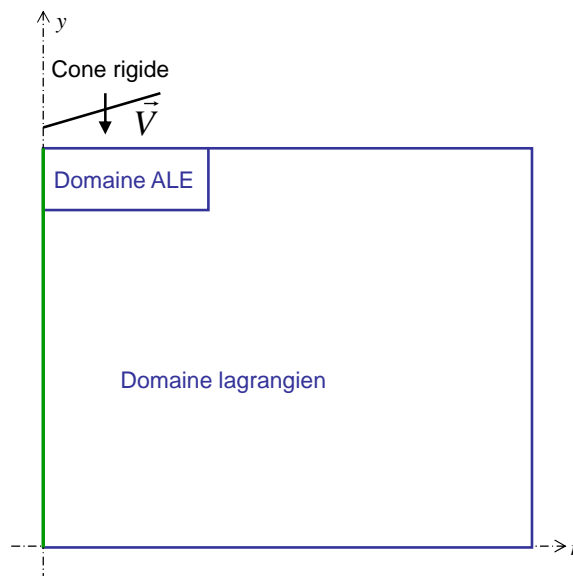


Figure 1. Illustration de la configuration considérée pour les simulations numériques.

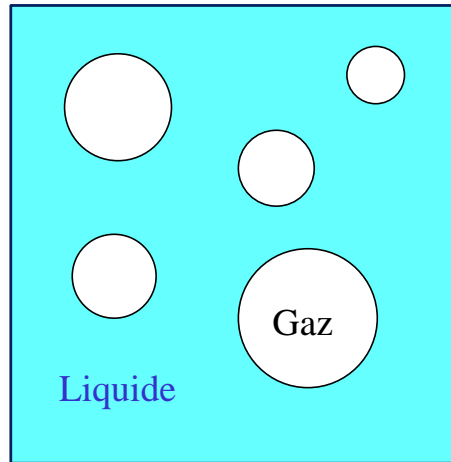


Figure 2. Volume élémentaire de mélange diphasique liquide-gaz.

III. Rappels théoriques

Dans cette partie, nous allons présenter quelques éléments de théorie qui seront utiles afin d'analyser les résultats des simulations numériques.

Impact d'un cône à vitesse constante dans un milieu fluide infini – analyse dimensionnelle.

Nous considérons l'impact d'un cône, dont l'axe de symétrie est vertical, sur la surface libre d'un liquide. La vitesse du cône est constante et est donnée par $\vec{V} = -V_i \cdot \vec{z}$. Le temps est noté t ; $t=0$ correspond au premier contact entre la pointe du cône et le milieu fluide. A cet instant, le liquide est au repos et occupe le domaine $z < 0$. Le fluide est supposé non visqueux et l'action de la gravité est négligée. Par analyse dimensionnelle, on peut montrer que l'évolution de l'effort hydrodynamique total agissant sur le cône F peut s'écrire sous la forme suivante :

$$F = k \rho_0 V_i^4 t^2 \quad (4)$$

- (i) Si le fluide est incompressible, le coefficient (sans dimension) k ne dépend que de l'angle de relèvement du cône : $k = k(\beta)$.
- (ii) Si l'on considère un fluide compressible, décrit par l'équation d'état (3), k dépendra en plus des paramètres liés à la compressibilité du fluide, ainsi que de la vitesse d'impact : $k = k\left(\beta, \frac{P_0}{\rho_0 V_i^2}, \frac{K_{L0}}{\rho_0 V_i^2}, \alpha_0, \gamma\right)$

Par la suite, nous utiliserons le coefficient d'effort adimensionnel f , déjà utilisé par El Malki Alaoui et al. (2012), pour discuter l'influence de la compressibilité :

$$f = k \cdot \tan^3(\beta) = \frac{F \tan^3(\beta)}{\rho_0 V_i^4 t^2} \quad (5)$$

Le coefficient f est plus commode d'utilisation que k car il conserve le même ordre de grandeur quand l'angle de relèvement varie. Pour $\beta = 7^\circ$, la valeur de f correspondant au cas incompressible vaut 7.18 (cette valeur a été obtenue à l'aide de simulations ABAQUS ; elle est très proche de la valeur expérimentale obtenue par El Malki Alaoui et al. (2012)).

Théorie acoustique pour des impacts supersoniques (Skalak et Feit, 1966).

Skalak et Feit (1966) ont développé un modèle analytique pour l'impact normal de solides rigides sur un fluide compressible. Ce modèle est basé sur la théorie acoustique dans laquelle toutes les perturbations se propagent dans le milieu à une même vitesse, noté c , qui est donc indépendante de l'amplitude de ces perturbations. La théorie acoustique ne permet

pas de tenir compte de non-linéarités associées à la réponse du fluide. La théorie de Skalak et Feit (1966) est valable quel que soit la vitesse d'impact considérée¹, mais des expressions simples de l'effort et de la pression d'impact ne sont obtenues que pour des impacts supersoniques. Ce terme désigne des conditions d'impact pour lesquelles la ligne d'intersection entre la surface du solide et la surface initiale du fluide (c'est-à-dire le plan $z=0$) se déplace à une vitesse supérieure à la célérité des ondes dans le fluide. Dans ce cas, les perturbations du fluide induite par l'impact ne peuvent donc pas se propager à la surface libre et celle-ci ne se déforme pas (Figure 3). Pour un cône, un impact sera supersonique si la condition suivante est vérifiée :

$$\frac{V_i}{\tan(\beta)} > c \quad (6)$$

Dans ce cas, le terme de gauche correspond à la vitesse d'expansion radiale de la surface de contact. Pour un impact supersonique d'un corps rigide animé d'un mouvement vertical, Skalak et Feit (1966) obtinrent l'expression suivante pour l'effort total F agissant sur le solide :

$$F = \rho_0 c V_i A_0 \quad (7)$$

où A_0 désigne l'aire de la projection de surface de contact sur le plan $z=0$ (pour un cône, $A_0 = \pi(V_i t / \tan(\beta))^2$). D'après cette relation, il apparait que la pression moyenne agissant sur la surface de contact $P_m = F/A_0$ est donnée par la relation suivante :

$$P_m = \rho_0 c V_i \quad (8)$$

Ainsi dans ce régime d'impact supersonique, le rapport $P_m/(\rho_0 V_i)$ est constant et égal à la célérité des ondes acoustiques dans le milieu.

Il est bien connu que la vitesse des ondes acoustiques dans une mélange liquide-gaz peut être atteindre des valeurs très basses pour une grande gamme de valeurs de la fraction volumique de gaz. Cette vitesse peut être obtenue par la formule de Wood (1941) Wood:

$$c = \left[\frac{1}{c_G^2} \left(\alpha_0^2 + \alpha_0(1 - \alpha_0) \frac{\rho_L}{\rho_G} \right) + \frac{1}{c_L^2} \left((1 - \alpha_0)^2 + \alpha_0(1 - \alpha_0) \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^{-1/2} \quad (9)$$

Où c_G et c_L désignent les célérités acoustiques correspondant aux phases gazeuse et liquide, respectivement. Notons qu'à température ambiante et pression atmosphérique, c est égale à 100 m/s pour $\alpha_0 = 1\%$ et à 46 m/s pour $\alpha_0 = 5\%$. Sur la base de la formule (9), il semble que des conditions d'impact supersoniques pourraient être atteintes pour des vitesses d'entrée du solide relativement modeste : 12.3 m/s pour $\alpha_0 = 1\%$ et 5.6 m/s pour $\alpha_0 = 5\%$ si l'on considère un cône d'angle de relèvement $\beta = 7^\circ$. Néanmoins, les résultats qui seront présentés par la suite montreront que le régime supersonique pour un fluide aéré est en fait atteint pour des vitesses d'impact nettement plus élevées.

¹ Il est d'ailleurs intéressant de noter que le modèle de Skalak et Feit (1966) se réduit au modèle classique de Wagner (1932) (qui est basé sur l'hypothèse d'un fluide incompressible) lorsque la vitesse d'impact tend vers 0.

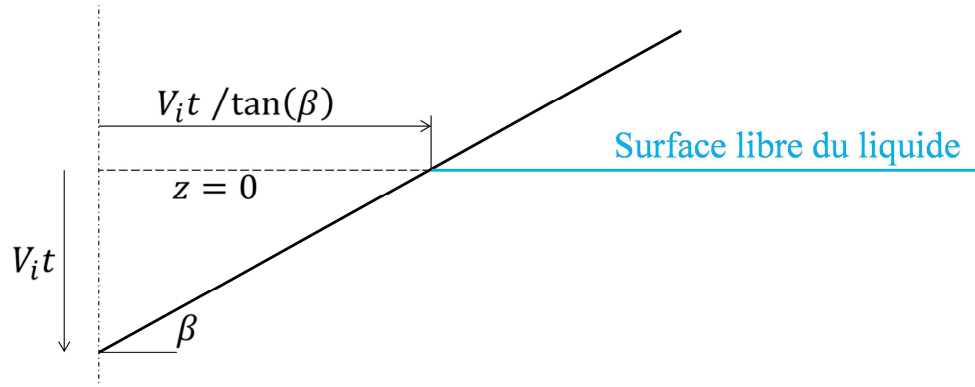


Figure 3. Illustration d'un impact supersonique dans le cas d'un cône d'angle de relèvement β . La vitesse d'expansion de la surface de contact est supérieure à la célérité des ondes dans le fluide c . Pour cette raison, la surface libre du liquide ne se déforme pas lors de l'impact. La surface de contact correspond donc à la partie de la surface du cône en dessous de la surface initiale du liquide ($z=0$) ; son rayon vaut $V_i t / \tan(\beta)$.

IV. Résultats

Dans ce paragraphe, une synthèse des résultats de simulations obtenus est présentée. La force hydrodynamique totale agissant sur le cône est notée F (cette quantité est calculée par le code ABAQUS à partir des efforts de contact pour l'ensemble des nœuds du domaine fluide en contact avec le cône). L'aire de la surface de contact est notée S_c et la pression moyenne au niveau de cette surface P_m . Pour un cône, on a $P_m = F / (S_c \cdot \cos(\beta))$.

Dans nos simulations, trois valeurs du taux de vide initial ont été considérées : $\alpha_0 = 1\%$, 5% et 10% . Des calculs ont aussi été réalisés pour de l'eau pure ($\alpha_0 = 0$). Les vitesses d'impact sont comprises entre $V_i = 0.2 \text{ m/s}$ et $V_i = 700 \text{ m/s}$. Néanmoins, nous préférons présenter les résultats en fonction $V_i / \tan(\beta)$ car cette quantité donne une estimation de la vitesse d'expansion radiale de la surface libre. Il convient cependant de noter que la vitesse d'expansion n'est égale à $V_i / \tan(\beta)$ que pour des impacts supersoniques. Dans le cas subsonique, du fait de la déformation de la surface libre, la vitesse d'expansion de la surface de contact est légèrement plus importante². Les valeurs de $V_i / \tan(\beta)$ correspondant aux simulations réalisées sont comprises entre 1.6 m/s et 5700 m/s .

Effet de l'aération sur les efforts d'impact

Nous allons commencer par discuter l'influence de l'aération sur les efforts d'impacts. Pour cela, nous avons calculé le rapport F_α / F_0 , où F_α est la force d'impact obtenue pour une valeur α du taux de vide et F_0 la force obtenue pour l'eau pure, en considérant la même vitesse d'impact et une même valeur du temps. On précise que F_α et F_0 augmentent durant l'impact, mais leur rapport reste constant. Les valeurs de F_α / F_0 obtenues pour différentes valeurs initiales de fraction volumique sont tracées en fonction de $V_i / \tan(\beta)$ sur la figure 4. Ces résultats mettent en évidence une réduction de la force d'impact lorsque le taux de vide augmente. En outre, comme on pouvait s'attendre, la force d'impact pour le fluide aéré est toujours plus faible que pour l'eau pure ($F_\alpha / F_0 < 1$). On remarque que l'influence du taux de vide dépend de la vitesse d'impact. La réduction d'effort induite par l'aération est maximale pour une valeur de $V_i / \tan(\beta)$ d'environ 250 m/s , et ce pour tous les taux de vide considérés. Cela correspond à une vitesse d'impact assez modérée proche de 30 m/s . L'effet de l'aération se réduit ensuite pour de plus grandes vitesses d'impact.

² On notera que la théorie de Wagner (1932), qui est basée sur l'hypothèse d'un fluide incompressible, prévoit que la vitesse d'expansion de la surface mouillée lors de l'impact d'un cône est égale à $\frac{4}{\pi} \frac{V_i}{\tan(\beta)}$.

La figure 5 présente l'évolution du ratio $P_{m\alpha}/P_{m0}$ (ce dernier est calculé de manière similaire à F_α/F_0 mais en considérant la pression moyenne au lieu de l'effort) en fonction de $V_i/\tan(\beta)$ pour différents taux de vide. Il apparaît que l'aération conduit à une réduction des pressions hydrodynamiques agissant sur le cône. Globalement, l'allure des courbes présentées à la figure 5 est proche de celles de la figure 4. Cependant, on observe que, pour une valeur donnée de V_i et α_0 , la diminution de la pression moyenne est moins importante que pour la force d'impact. Ceci s'explique par le fait que l'aération modifie l'écoulement du fluide. Ainsi, à un instant donné, la surface de contact n'est pas identique si l'on considère un fluide aéré ou de l'eau pure. Cela est illustré par la figure 6 qui présente le ratio $S_{c\alpha}/S_{c0}$. On observe que l'aération induit une réduction de la surface de contact tant que $V_i/\tan(\beta)$ reste inférieure à environ 1500 m/s. Au-delà de cette vitesse, la surface de contact devient indépendante du taux de vide. On verra par la suite que cela coïncide avec l'apparition d'un régime supersonique pour lequel la surface libre ne se déforme pas.

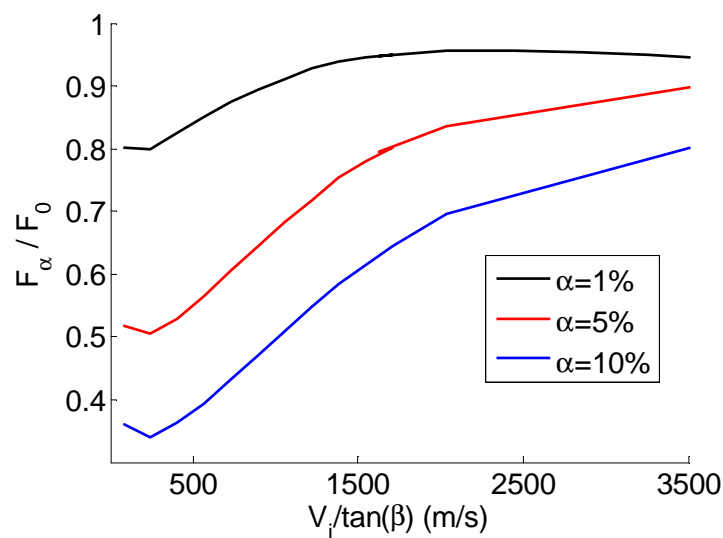


Figure 4. Evolution du rapport F_α/F_0 en fonction de $V_i/\tan(\beta)$ pour différents taux de vide.

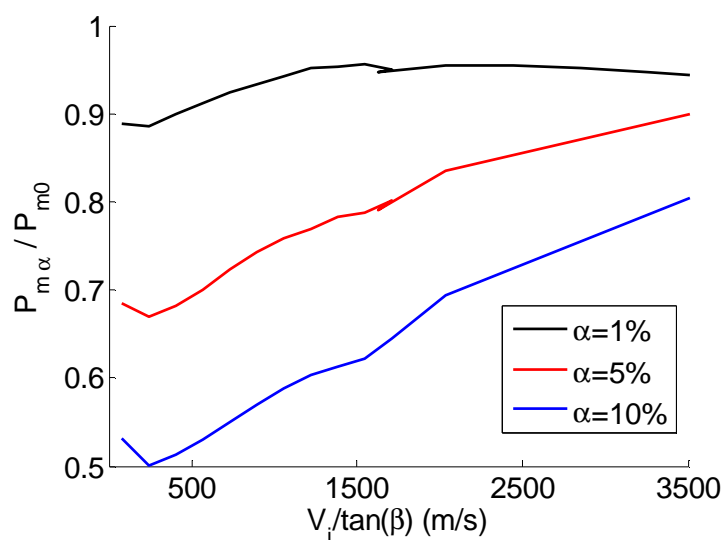


Figure 5. Evolution du rapport $P_{m\alpha}/P_{m0}$ en fonction de $V_i/\tan(\beta)$ pour différents taux de vide.

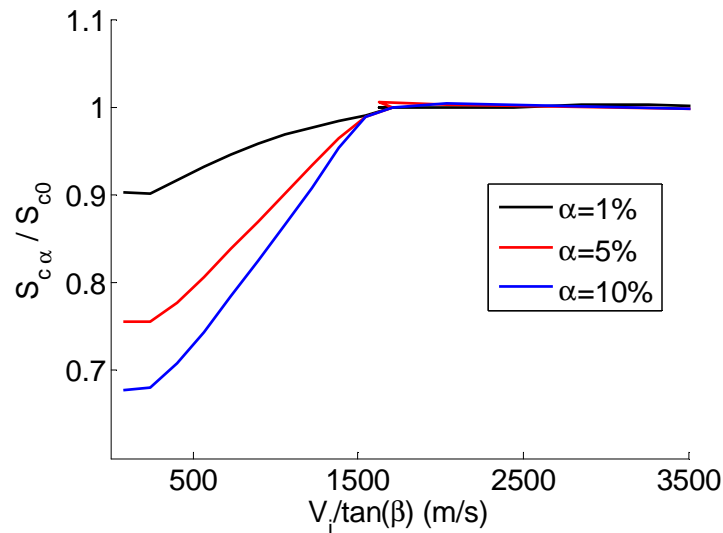


Figure 6. Evolution du rapport $S_{c\alpha}/S_{c0}$ en fonction de $V_i/\tan(\beta)$ pour différents taux de vide.

Afin d'évaluer l'influence de la compressibilité du liquide, la valeur du coefficient d'effort adimensionnel f (voir Eq. (5)) a été calculée pour chaque simulation. Les résultats sont présentés par la figure 7. Rappelons que dans le cas incompressible ce coefficient ne dépend pas de la vitesse d'impact et vaut 7.18 (pour un cône avec $\beta = 7^\circ$). Nous voyons d'ailleurs que les valeurs de f obtenues pour les différents taux de vide tendent toutes vers 7.18 quand $V_i/\tan(\beta) \rightarrow 0$. Par contre, on voit que pour un fluide aéré, le coefficient f chute très rapidement quand la vitesse augmente. Cela montre que les réductions d'effort observées précédemment sont principalement dues à la compressibilité accrue d'un mélange biphasique par rapport au liquide pur. On voit aussi que pour des vitesses d'impact importantes, les écarts entre les courbes correspondantes aux différents taux de vide se réduisent. Pour de faibles vitesses d'impact, la compressibilité d'un mélange eau-air est surtout induite par la phase gazeuse. Pour des vitesses plus importantes, le changement de volume de la phase liquide devient lui aussi important et peut même devenir prédominant aux très grandes vitesses.

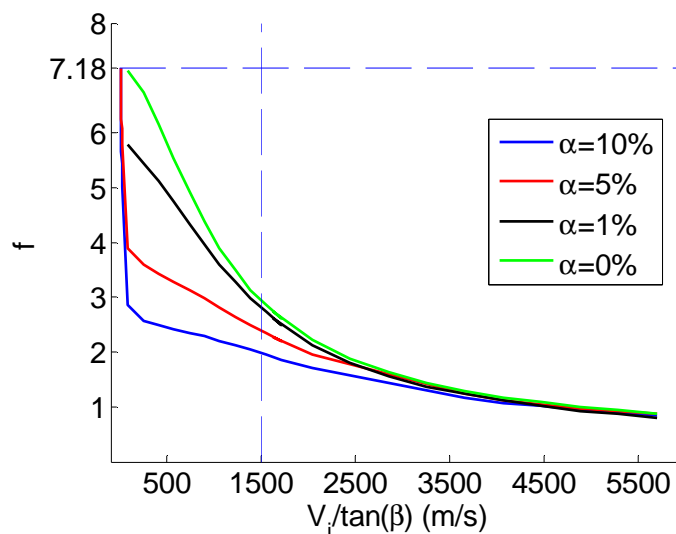


Figure 7. Evolution du coefficient d'effort adimensionnel, Eq. (5), en fonction de $V_i/\tan(\beta)$ pour différents taux de vide.

Régime supersonique

Sur la base des travaux de Skalak et Feit (1966), discutés précédemment, on s'attend à observer un régime d'impact supersonique pour des vitesses du solide suffisamment importantes. Nous rappelons que le régime supersonique se manifeste par le fait que la surface libre du liquide reste indéformée lors de l'entrée dans l'eau du solide. Pour mettre évidence la survenue de ce régime, la figure 8 présente, pour différents taux de vides et vitesses d'impact, le ratio S_c/S^* , où S^* est la surface de la partie du cône étant en dessous du plan ($z=0$). Comme attendu, on observe que ce ratio devient égal à 1 pour des valeurs de $V_i/\tan(\beta)$ suffisamment importantes, traduisant un régime supersonique pour ces vitesses. Ce qui est plus surprenant est que la valeur de $V_i/\tan(\beta)$ pour laquelle cette transition se produit ne dépend quasiment pas du taux vide de vide initial. En fait, cette vitesse de transition est environ égale à 1500 m/s. Elle correspond donc à la célérité des ondes acoustique dans la phase liquide et pas aux célérités initiales pour les mélanges biphasiques (ces dernières sont égales d'après l'Eq. (9) à 100 m/s pour $\alpha_0 = 1\%$, à 46 m/s pour $\alpha_0 = 5\%$ et à 33 m/s pour $\alpha_0 = 10\%$). La compréhension de ce phénomène nécessite des analyses complémentaires, mais il est vraisemblablement lié à la non-linéarité de la réponse du mélange biphasique (voir paragraphe II).

La figure 9 présente l'évolution de $P_m/\rho_0 V_i$ en fonction de $V_i/\tan(\beta)$ pour les différents taux de vide. Rappelons que la théorie Skalak et Feit (1966) prévoit que cette quantité dévient constante en régime supersonique et égale à la célérité c des ondes acoustiques dans le milieu. D'après la figure 9, on observe que pour le liquide pur il y a bien une saturation de $P_m/\rho_0 V_i$ autour de 1500 m/s, ce qui correspond approximativement à la vitesse du son dans l'eau (on notera cependant que $P_m/\rho_0 V_i$ continue à augmenter très légèrement avec la vitesse d'impact dans le régime supersonique). Les choses semblent plus complexes pour les fluides diphasiques. On observe en particulier que, pour les valeurs les plus importantes du taux de vide initial ($\alpha_0 = 5\%$ et $\alpha_0 = 10\%$), $P_m/\rho_0 V_i$ est loin d'être indépendant de la vitesse d'impact dans le régime supersonique. On peut noter toutefois que les valeurs prises par $P_m/\rho_0 V_i$ sont plus proches de la vitesse des ondes acoustiques dans le liquide pur que des célérités initiales (c'est-à-dire à pression atmosphérique) du son pour les mélanges biphasiques.

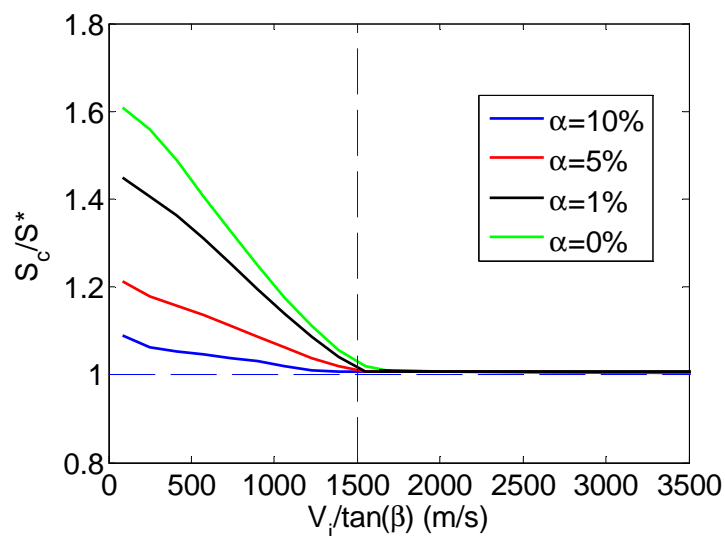


Figure 8. Evolution du ratio entre la surface de contact et la surface du cône en dessous du plan ($z=0$), S_c/S^* , en fonction de $V_i/\tan(\beta)$ pour différents taux de vides.

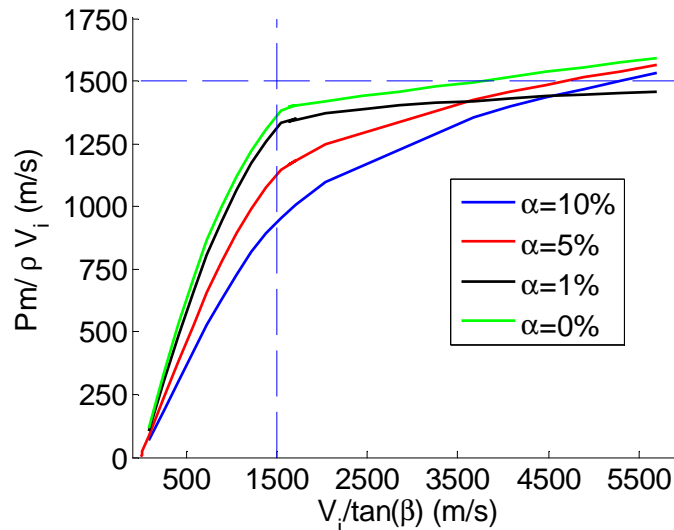


Figure 9. Evolution du rapport $P_m / \rho_0 V_i$ en fonction de $V_i / \tan(\beta)$ pour différents taux de vide.

V. Conclusions et perspectives

Dans cette étude, des simulations numériques d'impacts hydrodynamiques d'un cône rigide sur de l'eau aérée ont été réalisées pour différentes valeurs de taux de vide et de vitesse d'impact. Une équation d'état (modèle barotrope) est utilisée pour décrire la réponse du mélange biphasique. Les résultats montrent que l'aération a pour effet de réduire significativement les forces et les pressions à l'impact. Cela est lié principalement à la compressibilité accrue induite par la présence d'air dans le liquide. Les simulations ont permis d'observer un régime supersonique (pour lequel aucune déformation de la surface libre n'est observée) pour des vitesses d'impact suffisamment élevée. Il est intéressant de noter que ce régime survient quand la vitesse d'expansion de la surface libre dépasse la célérité des ondes acoustiques dans le liquide pur, et non pas la célérité pour le mélange diphasique. Ce point mérite d'être étudié plus en détails à l'avenir.

Il est prévu de poursuivre l'étude en considérant d'autres géométries de corps impactants : cônes avec des angles différents et sphères. Comme nous l'avons noté, la modélisation adoptée dans cette étude néglige les phénomènes de dynamique de bulles. Nous pensons étudier cet aspect à l'avenir, en nous appuyant sur les modèles de milieux à bulles proposés par Grandjean et al. (2012).

Le projet de recherche dans lequel s'insère la présente étude inclut également la réalisation d'expériences d'impact sur eau aérée. Ces expériences nécessitent le dimensionnement et la construction d'un aérateur permettant de générer des bulles de manière contrôlée dans le bassin de la machine de choc de l'ENSTA Bretagne. L'utilisation de tuyaux microporeux, destinés à l'irrigation, est la solution la plus simple et la moins coûteuse pour aérer de grands volumes d'eau. Giovannettone et al. (2009) montrèrent que ce type de dispositif peut offrir des performances proches de celles d'un système à plaque perforé. Un premier aérateur, de taille réduite, a été construit. Il est constitué de tubes microporeux, fabriqués par extrusion d'un mélange de caoutchouc et de polyéthylène, qui sont disposés en parallèle et raccordés de part et d'autre à des nourrices les alimentant en air comprimé. En collaboration avec l'IRENAV-Ecole Navale (Céline Gabillet), le panache de bulles généré par cet aérateur a été caractérisé par un système de sondes optiques. Les résultats préliminaires montrent que le panache a un taux de vide relativement homogène à proximité de la surface du liquide et que les bulles produites sont assez peu dispersées en taille, avec un diamètre moyen compris entre 1 et 2 mm. Ces résultats suggèrent ainsi que des bulles fine et répartie de

manière homogène avec un taux de vide contrôlé pourraient être introduite à proximité de la surface libre par cet aérateur.

VI. Références

- Bredmose, H., D. H. Peregrine, and G. N. Bullock. 2009. "Violent Breaking Wave Impacts. Part 2: Modelling the Effect of Air." *Journal of Fluid Mechanics*.
- Brennen, Christopher E. 2005. *Fundamentals of Multiphase Flows*. Cambridge University Press.
- Bullock, G.N., C. Obhrai, D.H. Peregrine, and H. Bredmose. 2007. "Violent Breaking Wave Impacts. Part 1: Results from Large-Scale Regular Wave Tests on Vertical and Sloping Walls." *Coastal Engineering*.
- Carcattera, Antonio, and Elena Ciappi. 2000. "Prediction of the Compressible Stage Slamming Force on Rigid and Elastic Systems Impacting on the Water Surface." *Nonlinear Dynamics*.
- Dias, Frédéric, Denys Dutykh, and Jean-Michel Ghidaglia. 2010. "A Two-Fluid Model for Violent Aerated Flows." *Computers & Fluids*.
- El Malki Alaoui, A., A. Nême, A. Tassin, and N. Jacques. 2012. "Experimental Study of Coefficients during Vertical Water Entry of Axisymmetric Rigid Shapes at Constant Speeds." *Applied Ocean Research*.
- Eroshin, V. A., N. I Romanenkov, I. V. Serebryakov, and Y.L. Yakimov. 1980. "Hydrodynamic Forces Produced When Blunt Bodies Strike the Surface of a Compressible Fluid." *Fluid Dynamics*.
- Giovanettone, J.P., E. Tsai, and J.S. Gulliver. 2009. "Gas Void Ratio and Bubble Diameter inside a Deep Airlift Reactor." *Chemical Engineering Journal*.
- Grandjean, H., N. Jacques, and S. Zaleski. 2012. "Shock Propagation in Liquids Containing Bubbly Clusters: A Continuum Approach." *Journal of Fluid Mechanics*.
- Jacques, N., A. Constantinescu, S. Kerampran, and A. Nême. 2010. "Comparaison de Différentes Approches Pour La Simulation Numérique D'impacts Hydrodynamiques." *European Journal of Computational Mechanics/Revue Européenne de Mécanique Numérique*.
- Kapsenberg, G K. 2011. "Slamming of Ships: Where Are We Now?" *Philosophical Transactions. Series A, Mathematical, Physical, and Engineering Sciences*.
- Korobkin, Alexander. 1992. "Blunt-Body Impact on a Compressible Liquid Surface." *Journal of Fluid Mechanics*.
- Peregrine, D.H., and L. Thiais. 1996. "The Effect of Entrained Air in Violent Water Wave Impacts." *Journal of Fluid Mechanics*.
- Skalak, R, and D Feit. 1966. "Impact on the Surface of a Compressible Fluid." *Journal of Manufacturing Science and Engineering*.
- Tassin, A., N. Jacques, A. El Malki Alaoui, A. Nême, and B. Leblé. 2010. "Assessment and Comparison of Several Analytical Models of Water Impact." *The International Journal of Multiphysics*.
- Ten, I, and A Korobkin. 2009. "Elastic Response of Vertical Wall to Aerated Fluid Impact." In *Hydroelasticity in Marine Technology*. University of Southampton, UK.
- Wagner, Herbrt. 1932. "Über Stoß- Und Gleitvorgänge an Der Oberfläche von Flüssigkeiten." *Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift Für Angewandte Mathematik Und Mechanik*.
- Watanabe, M., and A. Prosperetti. 1994. "Shock Waves in Dilute Bubbly Liquids." *Journal of Fluid Mechanics*.
- Wood, A. 1941. *A Textbook of Sound*. London: G. Bell and Sons Ltd.