



16^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique

27-29 novembre 2018 - Marseille



CENTRALE
MARSEILLE



irphé
Institut de Recherche sur les
Phénomènes Hors Equilibre

JETS CRITIQUES DANS UNE VAGUE DÉFERLANTE

CRITICAL JETS IN A BREAKING WAVE

Y.-M. SCOLAN⁽¹⁾, S. ETIENNE⁽²⁾

yves-marie.scolan@ensta-bretagne.fr ; stephane.etienne@polymtl.ca

(1) ENSTA Bretagne, IRDL UMR 6027, Brest, France

(2) École Polytechnique de Montréal, Canada

Résumé

On compare les résultats de deux codes de résolution des équations de la Mécanique des Fluides. Les applications portent sur le retournement d'une vague accompagnée de l'apparition de jets critiques. La mise en mouvement du fluide est réalisée par le mouvement forcé d'un réservoir. L'analyse paramétrique met en évidence la forte non-linéarité entre l'amplitude du mouvement forcé et la cinématique du fluide dans les jets. Un des jets s'apparente à l'effet "bazooka" tel qu'il a été identifié par [12]. Le deuxième jet est de type flip-through comme identifié par [2]. La nature singulière des jets est étudiée. Les simulations numériques peuvent en principe être reproduites expérimentalement. Celles ci devront confirmer l'influence des effets visqueux ainsi que des interactions bifluïdes à l'interface.

Summary

The numerical results of two softwares are compared. They solved the equations of conservation of the Fluid Mechanics. Applications cover the large deformation of a free surface due to the forced motion of a tank. A parametrical study shows the highly non-linear features of the phenomena. In particular critical jets are captured. The first one looks like the "bazooka" effect as described by [12]. The second is a typical flip-through as described by [2]. The singular nature of the jets is studied. The numerical simulations could be reproduced experimentally. Those experiments should confirm the influence of the viscosity and the bifluid interactions at the interface.

1 Introduction

On connaît encore assez peu la cinématique du fluide lors du ballonnement dans les cuves surtout lorsque la surface du fluide a des déformations importantes. Les concepteurs des membranes de méthaniers comme la société GTT, sont soucieux d’anticiper la dynamique du fluide lors des chargements les plus violents. Dans ce sens, le projet SLOSHEL (voir [1]) a mis en évidence l’importance du phénomène de Flip-Through (voir [2]) qui se produit au droit de la paroi d’un réservoir lors de l’approche d’une vague suffisamment énergétique. Ce phénomène marque la transition entre l’emprisonnement d’une poche de gaz par un déferlement plongeant et une remontée de fluide sans impact le long de la paroi. Les chargements mesurés lors du Flip-Through sont en général très importants. C’est en recherchant des déformations importantes de surface libre dans un réservoir en mouvement forcé que nous avons pu mettre en évidence une nouvelle manifestation du Flip-Through. Ce problème est abordé numériquement en mettant en œuvre plusieurs codes de résolution des équations de la Mécanique des Fluides. A ce stade deux codes sont concernés :

- le code CADYF résout les équations de Navier-Stokes bifluides incompressibles par une méthode d’éléments finis (ALE),
- le code FSID résout les équations en théorie potentielle.

Ces deux codes ainsi que leurs conditions d’utilisation sont décrits succinctement dans la section (2). La section (3) présente les résultats de comparaison des codes. Conclusions et perspectives sont dressées en section (4)

2 Modèles numériques utilisés

Le problème aux limites à résoudre est illustré par la figure (1). On décrit le mouve-

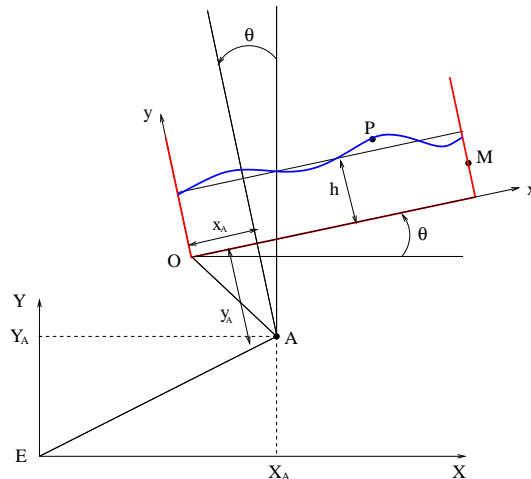


FIGURE 1 – Description du mouvement forcé du réservoir.

ment d’un liquide contenu dans un réservoir fermé ou pas. Dans le cas du réservoir fermé, on suppose que le liquide est surmonté d’un autre fluide dont la dynamique est régie par les mêmes équations de conservation. Les deux fluides ne se mélangent pas. Le réservoir est en mouvement forcé suivant ses trois degrés de liberté (pour cette configuration bidimensionnelle). Dans la suite seuls des mouvements horizontaux sont envisagés. Cela suffit

à produire les jets critiques auxquels on s'intéresse ici. Les sections qui suivent donnent plus de détails sur les deux codes numériques utilisés.

2.1 Le code CADYF

Cadyf (Calcul de Dynamiques des Fluides) est un logiciel de calcul par éléments finis pour les fluides et les structures en 3 dimensions. Dans le cadre de ce travail, ce sont ses capacités diphasiques en 2D qui sont exploitées. On résout les équations de Navier-Stokes dans chaque domaine par une méthode de suivi de surface libre. Les fluides considérés dans les calculs Cadyf sont de l'eau et de l'air à 20°C et supposés incompressibles.

À chaque instant, l'interface entre deux fluides est une frontière partagée des deux domaines et de leurs maillages. Sur cette interface il est alors aisé de définir les conditions qui s'y appliquent. Nous considérons qu'il n'y a pas de changement de phase et donc pas de transfert de masse entre les deux domaines mais aussi que les vitesses sont continues entre les deux domaines. La vitesse normale de l'interface est égale à la vitesse normale des fluides. La condition dynamique implique que les contraintes normales sont continues entre les deux domaines aux effets de tension de surface près. La condition dynamique est alors remplacée par un saut de contraintes normales correspondant au produit de la courbure locale fois le coefficient de tension de surface.

La discrétisation spatiale est effectuée par la méthode des éléments finis. La discrétisation est basée sur des éléments linéaires P1-P1 ou des éléments courbes de type Taylor-Hood P2-P1. Pour les deux éléments, la pression est continue aux bords de l'élément. Pour les écoulements incompressibles, ce qui est notre cas pour l'eau dans ce travail, l'élément P1-P1 ne vérifie pas la condition dite LBB. Nous utilisons donc la formulation Petrov Galerkin (PSPG) à pression stabilisée. De plus, pour les problèmes dominés par la convection, nous utilisons la formulation SUPG (Streamwise Upwind Petrov Galerkin) pour l'élément le P1-P1. Pour les problèmes interfaciaux, nous n'utilisons que des éléments isoparamétriques de sorte que la vitesse du pseudo-solide est discrétisée comme la vitesse fluide en utilisant soit des fonctions d'interpolation linéaire pour l'élément P1-P1, soit des fonctions d'interpolation quadratiques pour le P2-P1. Cela signifie notamment que l'interface est représentée en tant que collection de segments linéaires pour les éléments P1 et de segments quadratiques pour les éléments P2.

Dans l'approche de suivi de surface libre, les équations sont écrites en formulation Arbitraire Lagrangien-Eulérien (ALE) ce qui permet au maillage de se déformer et d'épouser en tous temps les frontières des domaines et notamment de suivre l'interface entre les deux fluides. Nous utilisons une approche pseudo-solide pour propager les déformations de l'interface dans le temps tout au long du processus de calcul.

L'intégration temporelle est réalisée par une procédure d'intégration automatique d'adaptation hp basée sur les intégrateurs temporels BDF (Backward Differentiation Formula). L'algorithme d'adaptation temporelle effectue à la fois la sélection de la taille du pas de temps et de l'ordre du schéma BDF pour garantir que l'erreur de temps de la solution est inférieure à la tolérance prescrite pour optimiser l'efficacité du calcul. L'intégration temporelle d'ordre élevé (jusqu'à l'ordre 6) sur maillages déformants est réalisée par la formulation éléments finis ALE (voir [7]). L'écoulement, les équations aux dérivées partielles du pseudo-solide et les conditions à l'interface sont résolues par une approche monolithique de la même manière que pour les problèmes d'interaction fluide-structure, comme décrit en détail dans [6].

2.2 Le code FSID

Le code FSID résout les équations de la théorie potentielle (écoulement irrotationnel de fluide parfait et incompressible). Les équations sont formulées pour le potentiel des vitesses dans le système de coordonnées attaché au réservoir. Les inconnues du problème concernent les seules variables attachées à la surface libre. En effet un changement de coordonnées de type transformation conforme permet de s'affranchir de la condition aux limites sur les parois du réservoir.

L'acronyme FSID tient pour Free Surface IDentification. Il a été initialement développé à Centrale Marseille pour traiter des vagues fortement non-linéaires dans les cuves (voir [13]). De nombreuses applications ont été faites dans le cadre du projet SLOSH (voir [1]) notamment comme outil de recherche de formes de vagues fortement non-linéaires au droit d'un mur. La façon la plus simple d'utiliser ce code est de partir d'une déformée initiale de surface libre et de lâcher le système dynamique comme s'il s'agissait de la "rupture d'un barrage" (dambreaking). Même s'il s'agit de phénomènes pratiquement non reproductibles expérimentalement, on constate que ces conditions initiales assez arbitraires amènent à identifier toutes les configurations d'intérêt. Celles-ci vont de la remontée d'eau le long d'un mur (run-up) sans impact, jusqu'à la configuration de la poche de gaz emprisonnée par une crête qui se retourne, en passant par la configuration très critique que constitue le flip-through (voir [2]). Ce phénomène est connu comme étant le résultat d'une compétition entre le run-up vertical et la crête qui "essaie" de se retourner. La forme typique de la surface libre est parabolique et sa taille semble diminuer de manière homothétique jusqu'à disparaître produisant une pression pariétale importante (voir [4]). Hormis ce phénomène particulier, les vagues produites par un écroulement de barrage ne sont en général pas assez énergétiques. La seule façon d'y remédier est de forcer le mouvement du réservoir. On peut ensuite mener des études paramétriques en imposant un facteur multiplicatif sur un mouvement de référence. C'est ce qui est fait dans cet article.

Pour l'ensemble des simulations réalisées par FSID dans le cadre de cette étude, on dispose de 500 marqueurs à la surface libre. Le pas de temps est fixé initialement à $0.01s$. Au bout d'un temps de simulation de $1.6s$, le pas de temps passe à $0.001s$, puis à partir de $1.7s$, le pas de temps est $0.000005s$. Jusqu'à $1.3s$, tant que la surface libre est très peu déformée, on pratique un remaillage des marqueurs à la surface libre. Ensuite, les marqueurs sont libres de se concentrer là où ils le souhaitent. Les équations différentielles de transport Lagrangien sont résolues selon un schéma de Runge-Kutta du 4^{eme} ordre.

3 Résultats et discussions

Les tests numériques menés se sont appuyés sur l'outil développé par GTT pour étudier la vague à impact unique (Single Impact Wave); voir les travaux menés par Karimi et al. [8]. Le mouvement consiste à réaliser un cycle unique d'oscillation du mouvement principalement horizontal (mais possiblement en rotation) comme illustré par la figure (2). Ici le mouvement de référence est amplifié par un facteur X variant de 1.10 à 1.19 par pas de 0.01. De fait l'évolution temporelle de la vitesse et de l'accélération sont amplifiées de la même façon. Les derniers instants de l'état de la surface libre au droit du mur présentent un intérêt particulier. On observe le début du retournement d'une crête qui s'interrompt avec la formation d'un jet au milieu du "tube". Le développement de ce jet est lui-même interrompu par le jet du flip-through qui monte le long du mur. La figure (3) montre les profils correspondants pour chaque facteur d'amplification X . On trace les profils de surface libre sur un intervalle en temps qui contient l'instant où la surface libre

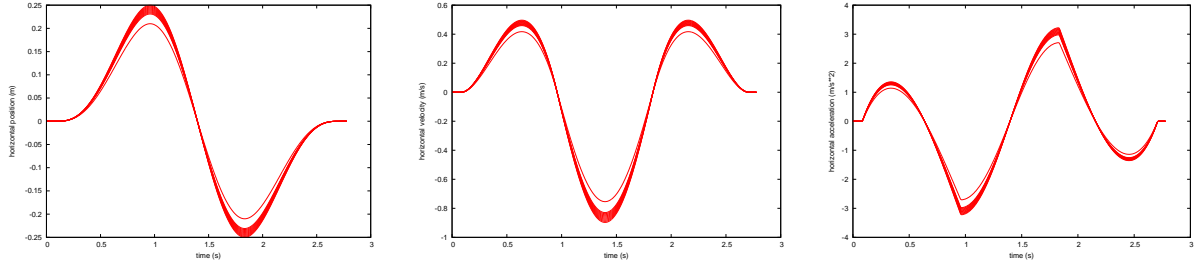


FIGURE 2 – Cycle d’oscillation du mouvement horizontal. Variation temporelle du déplacement (à gauche), de la vitesse (au milieu) et de l’accélération (à droite). Les différentes courbes sont obtenues par facteur multiplicatif $X \in [1.1 : 1.19]$ de l’une d’entre elles.

“flippe” au droit du mur, c’est à dire l’instant où le jet est initié. La variation temporelle

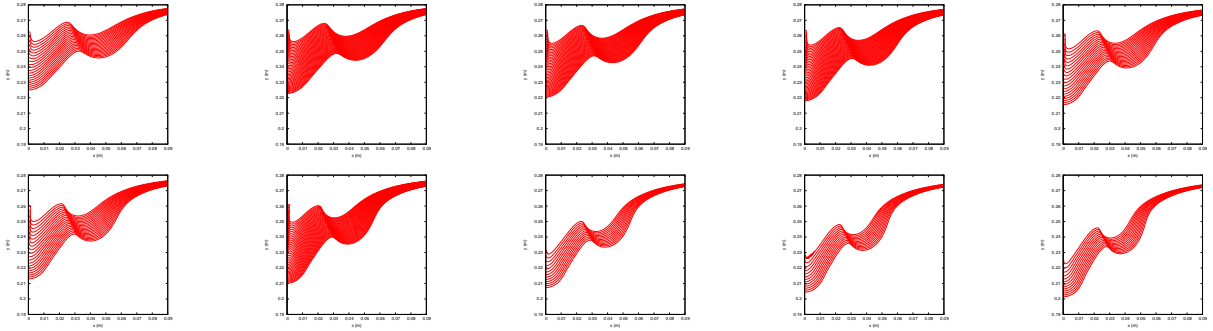


FIGURE 3 – Profils successifs de la surface libre pour les 10 cas traités. Du haut en bas et de gauche vers la droite le facteur d’amplification X varie de 1.10 à 1.19 par pas de 0.01. L’intervalle en temps entre chaque profil est $2ms$.

des deux composantes de l’énergie fluide sont tracées sur la figure (4). Afin de superposer les courbes on les divise par une puissance de X , soit r l’exposant. Intuitivement on aurait choisi $r = 2$, néanmoins $r \approx 1.83$ permet une meilleure superposition, plus spécialement en fin de simulation là où les variations de l’énergie cinétique sont les plus importantes. Il convient de noter que, dans le cas d’une formulation du problème en théorie potentielle, l’énergie cinétique s’exprime comme

$$E_k = \frac{1}{2}\rho \int_S \Phi \Phi_{,n} dl + \frac{1}{2}\rho \int_W \Phi V_n dl \quad (1)$$

où S est la surface libre et W la surface mouillée instantanée des parois. Le potentiel des vitesses Φ est la somme du potentiel des vitesses qui décrit le mouvement fluide (noté φ) ainsi que du potentiel de Stokes-Joukowski qui tient compte du mouvement forcé. Dans le cas présent d’un simple mouvement horizontal à la vitesse u , Φ s’écrit

$$\Phi = ux + \varphi \quad (2)$$

où x désigne la coordonnée horizontale d’un point dans le fluide. Dans les figures (4b) et (4d) l’énergie cinétique tracée correspond au 4^{eme} terme du développement suivant

$$\Phi \Phi_{,n} = u^2 x n_x + \varphi u n_x + x u \varphi_{,n} + \varphi \varphi_{,n} \quad (3)$$

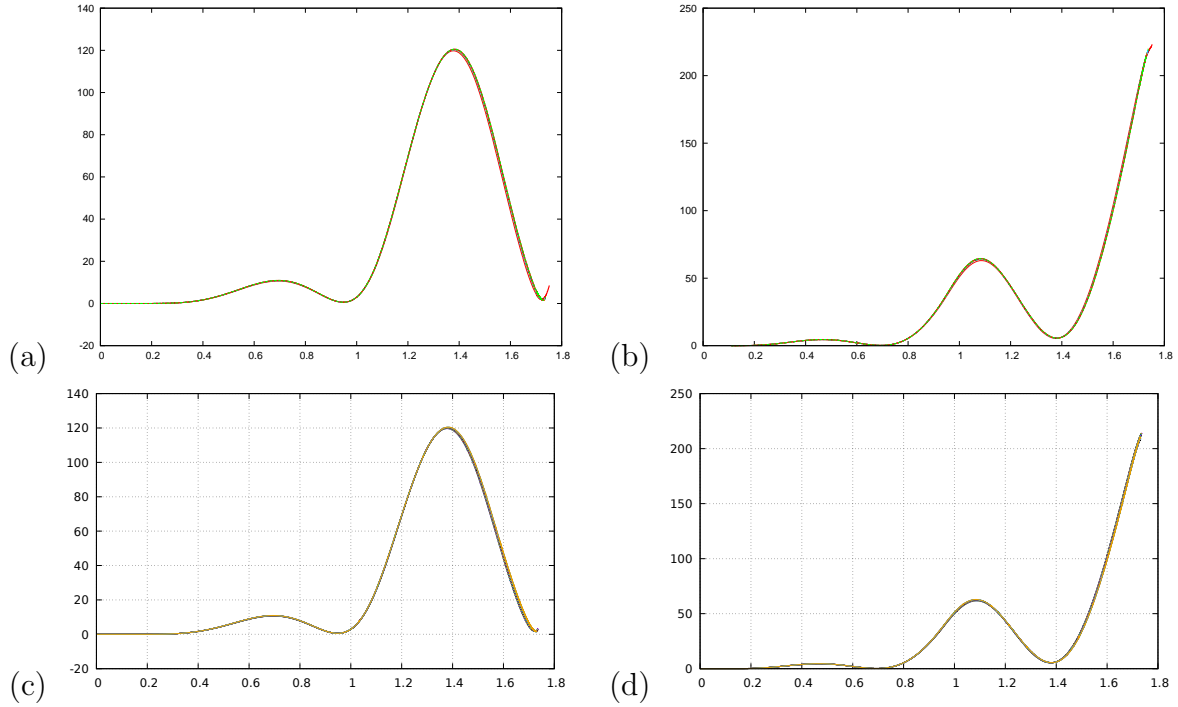


FIGURE 4 – Energies potentielle ((a) FSID, (c) Cadyf) et cinétiques ((b) FSID, (d) Cadyf) de l'eau divisées par $X^{1.83}$.

Les figures (5) montrent la variation temporelle des accélérations du point d'intersection de la surface libre avec le mur gauche. Elles sont adimensionnalisées par la gravité $g = 9.81m/s^2$. La figure de gauche montre les variations sur l'ensemble de la simulation. La figure de droite est un zoom autour du maximum atteint (noté \ddot{y}_m). On constate que l'approche purement potentielle prédit des accélérations pouvant atteindre plus de 3300 fois la gravité. On reste encore en deçà des accélérations prédites par [3], de l'ordre de 59000g! Plus intéressants sont les résultats obtenus en résolvant les équations de Navier-Stokes. En effet la prise en compte des effets visqueux ainsi que la dynamique du gaz au dessus du liquide fournit des niveaux d'accélération assez semblables. On note aussi un étalement du phénomène dans le temps. Il est donc crucial de mener des expériences pouvant confirmer ces résultats.

Dans la suite on s'intéresse aux pics d'accélération. Il apparaît que la valeur du pic augmente avec le facteur d'amplification du mouvement forcé X . On peut sans doute conjecturer : est ce fortuit ou non? Il est certain que le facteur X conditionne le niveau d'énergie cinétique totale injectée dans le fluide si l'on se fie aux résultats de la figure (5).

Un autre exercice consiste à corrélérer la valeur du pic d'accélération \ddot{y}_m avec X . La régression est faite sur l'intervalle $X \in [1.1, 1.19]$ avec la fonction suivante

$$\log \left(\frac{\ddot{y}_m(X)}{\ddot{y}_m(1.1)} \right) = f \left(\log \left(\frac{X}{1.1} \right) \right) \quad (4)$$

La figure (6a) montre les variations correspondant à FSID et Cadyf. Ces variations sont plus ou moins linéaires et la pente est 20 pour FSID et 18.2 pour Cadyf. Ce n'est pas un résultat quantitatif vraiment exploitable au sens où il n'est pas envisageable de formuler une loi entre le facteur X et les caractéristiques cinématiques du flip-through. Par contre cela montre clairement le caractère fortement non linéaire du phénomène. Afin d'examiner

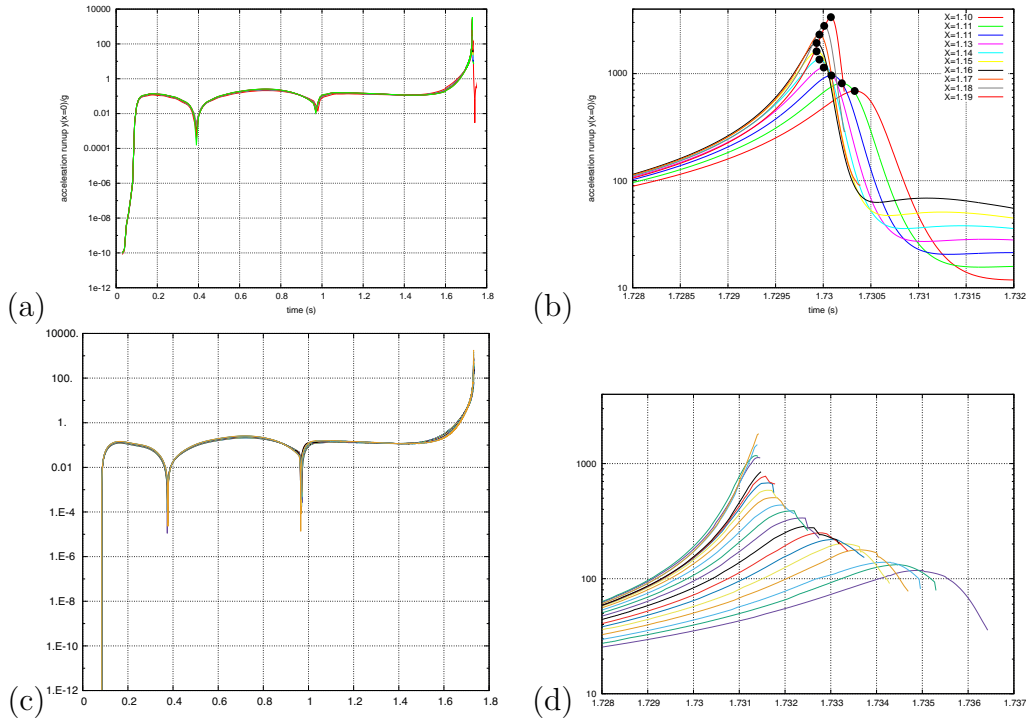


FIGURE 5 – volution temporelle de l'accélération de l'eau à l'intersection de la surface libre et du mur vertical gauche (a) FSID, (c) Cadyf; gros plan autour du maximum d'accélération (b) FSID, (d) Cadyf. Note : résultats FSID pour $X \in [1.10 : 1.19]$, Cadyf pour $X \in [1.00 : 1.18]$

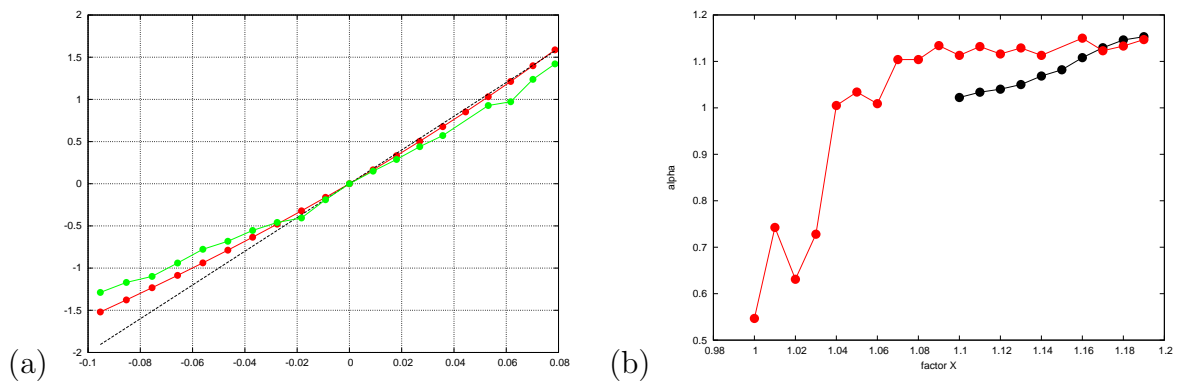


FIGURE 6 – Tracé du maximum d'accélération en fonction du facteur X : équation (4). Comparaison de FSID et Cadyf. Le code Cadyf couvre un intervalle X plus grand $X \in [1., 1.19]$. Variation de l'exposant α en fonction de X comme défini dans l'équation (5) issu de FSID et Cadyf.

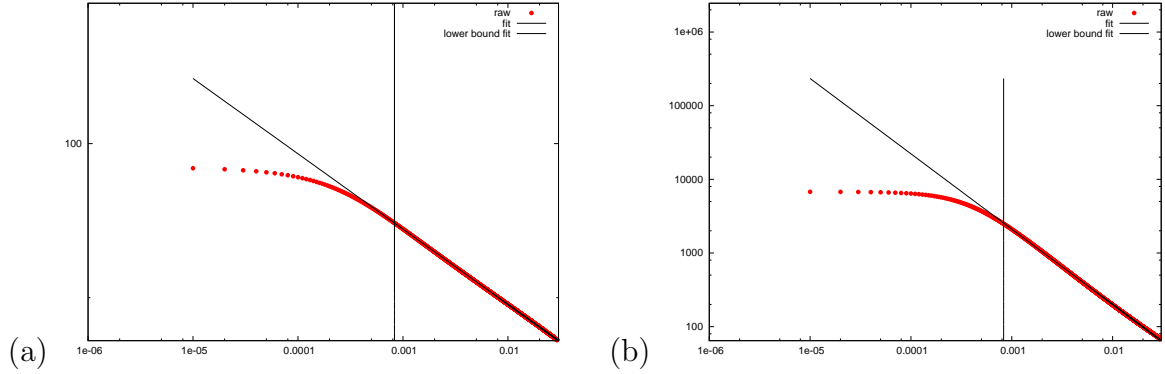


FIGURE 7 – Variation temporelle de la vitesse (a) et de l'accélération (b) et identification avec les équations (5) et (6). Le trait vertical indique la limite en deçà de laquelle la régression n'est pas effectuée.

davantage les similarités du phénomène en fonction de X , on s'intéresse au (possible) caractère singulier du phénomène. C'est sous cet angle que [11] étudie également le flip-through. Pour cela on introduit l'instant $t_s(X)$ auquel l'accélération atteint son maximum. On cherche donc à identifier l'accélération avec le comportement suivant

$$\gamma + \frac{\beta}{(t_s(X) - t)^\alpha} \quad (5)$$

et par conséquent la vitesse pourra s'identifier à la fonction

$$\eta + \gamma t + \frac{\beta}{\alpha - 1} \frac{1}{(t_s(X) - t)^{\alpha-1}} \quad (6)$$

Pour l'ensemble des cas étudiés, on obtient une variation claire de l'exposant α avec le paramètre X . Cela est illustré sur la figure (6b). Après avoir identifié un exposant $\alpha_{LH} \approx 1.22$ sur la base des résultats de [2], [11] suggère qu'il existe un exposant théorique $\alpha_{th} = 4/3$ pour ce genre de jet de manière consistante avec les analyses de [15]. Les résultats présents semblent le contredire. L'identification est illustrée sur la figure (7) pour $X = 1.1$. On constate que l'on a effectivement une loi en puissance sur un intervalle en temps particulièrement long. Cela cesse d'être le cas dès que l'on s'approche du maximum à moins d'une milliseconde.

On peut aussi examiner les similarités des profils de surface libre. Pour cela on superpose les profils correspondant aux instants où l'accélération atteint son maximum. La figure (8) montre que ces profils présentent les mêmes caractéristiques. On note principalement que l'accroissement du facteur X conduit à une augmentation de la pente au mur. Pour quantifier cette corrélation on procède à une affinité sur tous les profils afin de superposer le maximum d'élévation du jet primaire de coordonnées (x_m, y_m) ainsi que le point d'intersection de la surface libre avec le mur $(0, y_o)$

$$(x, y)_{\in FS} \quad \Rightarrow \quad \left(\frac{x}{x_m}, \frac{y - y_o}{y_m - y_o} \right) \quad (7)$$

Cette transformation géométrique est illustrée sur la figure (9a). Le coefficient $\frac{y_m - y_o}{x_m}$ quantifie l'importance de la pente de la surface libre au mur. On trace sa variation en fonction du facteur X sur la figure (9b). Ces résultats sont consistants avec ceux de [5].

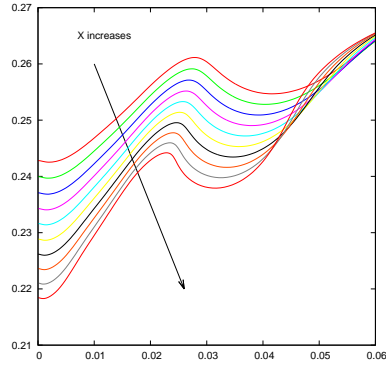


FIGURE 8 – Profils de surface libre aux instants où l'accélération atteint son maximum pour les 10 valeurs de X considérées. Les unités de longueur sont en mètres.

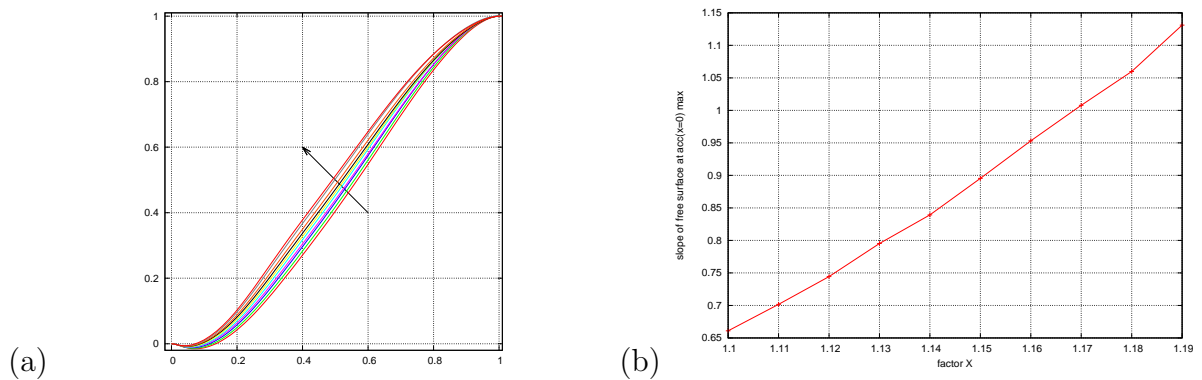


FIGURE 9 – (a) mêmes profils que sur la figure (8) auxquels on fait subir l'affinité définie par l'équation (7). (b) variation de la pente $\frac{y_m - y_0}{x_m}$ en fonction du facteur X .

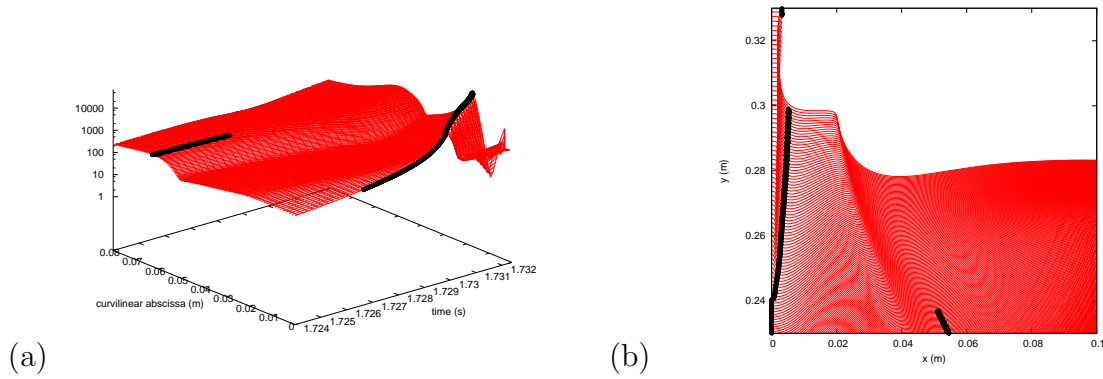


FIGURE 10 – (a) Variations spatio-temporelles de l’accélération à la surface libre pour le facteur $X = 1.16$. L’origine de l’abscisse curviligne se situe au niveau du mur gauche. (b) Profils de la surface libre pour le cas $X = 1.1$. Les marques noires indiquent la position du maximum de l’accélération sur chaque profil.

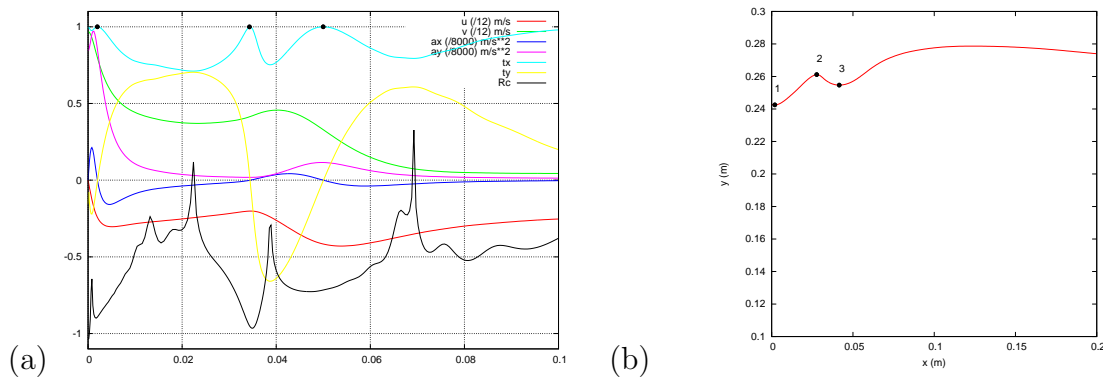


FIGURE 11 – (a) Distribution de vitesse et accélération pour $X = 1.1$ à l’instant $t = 1.73033s$. (b) profil de surface libre correspondant. Les points noirs se correspondent entre les 2 figures.

Une fois que la surface libre a “flippé”, l’accélération pariétale diminue très rapidement. Par contre, la position du maximum de l’accélération le long de la surface libre se déplace. Le niveau d’accélération reste de surcroît important voire peut encore augmenter. L’analyse de la distribution spatio-temporelle de l’accélération à la surface libre indique un facteur 2 pour les cas les plus sévères. La figure (10a) illustre les variations spatio-temporelles de l’accélération à la surface libre pour le facteur $X = 1.16$. Les marques noires indiquent la position du maximum. Ces marques définissent une ligne qui s’écarte progressivement du mur gauche. On distingue davantage la position de ces maxima, en examinant les profils de surface libre comme illustrés par la figure (10b). On constate que ce maximum se produit au pied du jet le long du mur là où le rayon de courbure est également très petit. On analyse la distribution de vitesse et accélération pour $X = 1.1$ à l’instant $t = 1.73033s$. C’est l’instant où l’accélération pariétale est maximum. Trois points sont identifiés, là où la pente est horizontale. Ils permettent aussi de se repérer dans la figure de gauche. On vérifie ici que l’accélération horizontale s’annule aux points caractéristiques où la surface libre est verticale, c’est à dire $n_y = t_x = 1$ or $n_x = -t_y = 0$; en d’autres termes dans un creux ou sur une crête. Pour s’en convaincre il suffit d’écrire

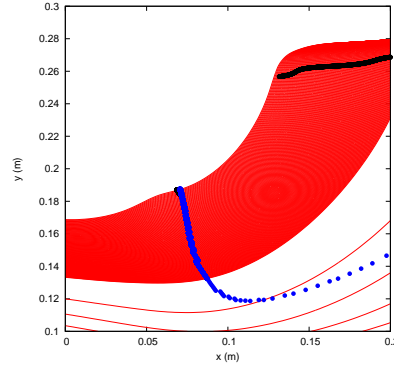


FIGURE 12 – Profils de la surface libre pour le cas $X = 1.1$ autour de l’instant où apparaît le premier jet. Points noirs : maxima de vitesse, points bleus : maxima d’accélération.

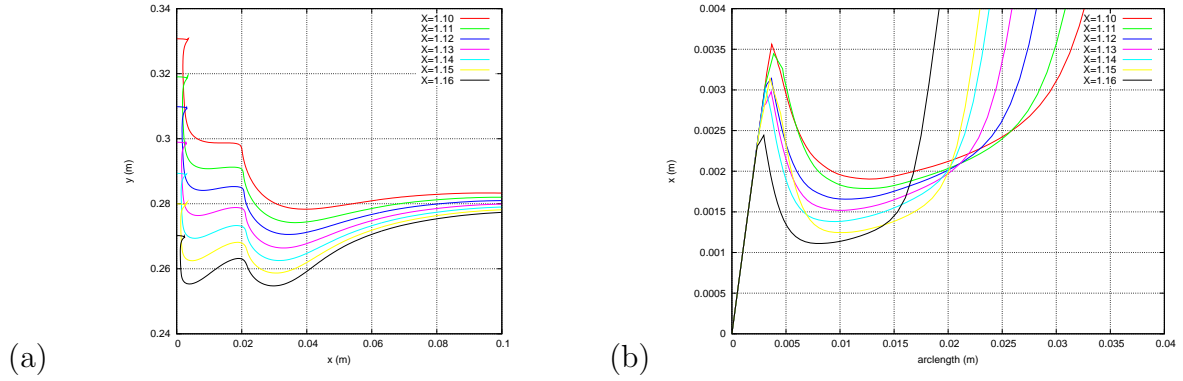


FIGURE 13 – (a) Derniers profils de surface libre calculés pour les cas $X \in [1.10 : 1.16]$. (b) Tracé de la coordonnée horizontale en fonction de l’abscisse curviligne.

l’équation de conservation de quantité de mouvement sur la surface libre

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho}p,n\vec{n} + \vec{g}, \quad \text{à la surface libre} \quad (8)$$

Le gradient de pression n’a de composante que normale à la surface libre puisque la pression s’y annule. On note principalement qu’il est difficile de corrélérer les maxima de l’accélération avec le rayon de courbure de la surface libre comme cela était possible pour un déferlement plongeant classique (voir [14]). On trace les profils successifs de surface libre autour de l’instant où apparaît le premier jet. les points surajoutés permettent de suivre les maxima de vitesse (en noir) et les maxima d’accélération (en bleu). Il est intéressant de noter sur la figure (12) qu’ils ne se trouvent pas aux bouts de jet. Enfin on examine la variation de l’épaisseur du jet qui se développe le long du mur. La figure (13) collecte les derniers profils calculés pour un facteur d’amplification variant dans l’intervalle $X \in [1.1 : 1.16]$. Il apparaît que l’épaisseur du jet décroît avec X ; l’importance de la cinématique tend donc à diminuer l’épaisseur du jet. Dans le cas présent l’épaisseur est de l’ordre du millimètre. Une analyse plus fine ne permet pas de conclure que le débit dans le jet est invariant.

4 Conclusion

On examine ici des configurations d'écoulement dans des réservoirs où les déformations de la surface libre ne peuvent plus être simulées par des modèles linéaires. On souhaite en outre injecter dans le fluide suffisamment d'énergie pour favoriser l'émergence de jet critique. C'est le cas en forçant le mouvement d'un réservoir rempli au quart de sa longueur. Un simple mouvement d'oscillation horizontal avec une accélération maximum ne dépassant pas le quart de la gravité. Cela permet de faire apparaître successivement un jet primaire suivi d'un flip-through. Le présent travail a permis de quantifier les cinématiques obtenues. De futurs travaux (tant expérimentaux que théoriques) devront permettre de mieux comprendre les conditions d'apparition du premier jet.

Remerciements : Les auteurs remercient la société GazTransport et Technigaz pour le soutien qu'elle fournit à leurs actions de recherche ainsi que le programme de Subvention à la Découverte du Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et en Génie du Canada.

Références

- [1] BROSSET, L., MRAVAK, Z., KAMINSKI, M. COLLINS, S. AND FINNIGAN, T., 2009, Overview of SLOSH project, *Proc. ISOPE, Osaka, Japan*.
- [2] COOKER, M.J., PEREGRINE, D.H., 1990, A model of breaking wave impact pressures. *Proc. 22nd Conf. Coastal Engineering*, Holland ASCE, 1473-1486.
- [3] COOKER M.J. 2005, Breaking WaterWaves : Unsteady 2D Free-Surface Computations *PAMM Proc. Appl. Math. Mech.*, **5**, 3-6.
- [4] COOKER M.J. 2009, The flip-through of a plane inviscid jet with a free surface. *Journal of Engineering Mathematics*, **67**, Issue 1, 137-152.
- [5] COOKER M.J. 2010, The flip-through of a plane inviscid jet with a free surface. *Journal of Engineering Mathematics*, **67**, Issue 1-2, 137-152
- [6] HAY, A., YU, K. R., ETIENNE, S., GARON, A., AND PELLETIER, D., 2014, High-order temporal accuracy for 3D finite-element ALE flow simulations, *Computers and Fluids*, **100**(1), 204-217.
- [7] HAY, A., ETIENNE, S., PELLETIER, D., AND GARON, A. 2015, Time-integration for ALE simulations of Fluid-Structure Interaction problems : Stepsize and order selection based on the BDF, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **295**, 172-195.
- [8] KARIMI M.R., L. BROSSET, J.-M. GHIDAGLIA, M.L. KAMINSKI, 2015, Effect of ullage gas on sloshing, Part I : Global effects of gas-liquid density ratio. *European Journal of Mechanics B/Fluids* , **53**, 213-228.
- [9] LONGUET-HIGGINS, M.S., AND COKELET, E.D. 1976, The deformation of steep surface waves on water. 1. A numerical method of computation, *Proc. R. Soc. London A* **364**, 1-26.
- [10] LONGUET-HIGGINS, M.S. 1993, Highly accelerated, free-surface flows. *J. Fluid Mech.*, **248**, 449-475.
- [11] LONGUET-HIGGINS, M.S., AND OGUZ, H.N. 1997, Critical jets in surface waves and collapsing cavities. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **A 355**, 625-639.

- [12] LONGUET-HIGGINS, M.S. 2001, Vertical jets from standing waves : The bazooka effect. *in IUTAM Symp. on Free Surface Flows*, ed. Y.D. Shikhmurzaev, Kluwer Acad. Publ. pp. 195-204
- [13] SCOLAN, Y.-M., 2010, Some aspects of the flip-through phenomenon : A numerical study based on the desingularized technique *J. Fluid Struc.*, **26**, Issue 6, 918-953.
- [14] SCOLAN Y.-M. 2017, The kinematics in a plunging breaker revisited. *Proc. of the 32nd International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, Dalian, China, 173-176.
- [15] ZEFF, B. W., KLEBER, B., FINEBERG, J. & LATHROP, D. P. 2002, Singularity dynamics in curvature collapse and jet eruption on a fluid surface. *Nature*, **403**, 401-404.