

Etude expérimentale et numérique de la topologie d'une interface gaz/liquide

A. Vassilev, H. Ben Hadid, V. Botton, M. El Hajem

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
Ecole Centrale de Lyon/Université Claude Bernard Lyon 1/INSA-Lyon, UMR CNRS 5509
INSA-Lyon, LMFA, Bât. J. Jacquard, 20 av. A. EINSTEIN, 69621 Villeurbanne CEDEX, France
assen.vassilev@insa-lyon.fr

Résumé :

La topologie interfaciale d'une poche de gaz de grand allongement soumise à un écoulement liquide permanent et immobilisée en amont d'un obstacle, est étudiée expérimentalement et numériquement. Les ondes figées apparaissent dans une zone limitée de l'interface lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment important ($Re > 16000$). Au-delà de ces valeurs de Re , leur longueur d'onde diminue progressivement. Ce comportement peut être expliqué par un modèle basé sur la théorie irrotationnelle des ondes en eau profonde. Il montre que les ondes figées sont générées par la présence de l'obstacle. Il permet également de prédire que les effets capillaires prédominent sur les effets gravitaires. Ceci est particulièrement valable pour $Re > 20000$. En revanche, la modélisation numérique ne prédit l'existence que d'une seule zone interfaciale, siège d'ondes progressives dont la longueur d'onde correspond à la longueur caractéristique des recirculations au sein de la poche.

Abstract :

The aim of the present experimental and numerical study is the topological investigation of a gas-liquid interface. The flow configuration contains one elongated gas pocket immersed in a permanent liquid flow and immobilized upstream of an obstacle. Stationary waves with fixed maxima and minima (frozen waves) appear in a limited interfacial zone, if the Reynolds number is high enough ($Re > 16000$). The further increasing of Re conducts to a progressive decrease of the frozen waves wavelength. This behaviour is explained using a theoretical model that is based on the deep-water-waves theory in an irrotational flow. It shows that the frozen waves could be generated by the obstacle. It allows also predicting that the capillary effects dominate the gravity effects, particularly if $Re > 20000$. In contrast, the numerical calculation predicts the appearance only of progressive waves which wavelength corresponds to the characteristic vortex length in the gas pocket.

Mots-clefs :

Écoulement intermittent ; ondes figées ; interface gaz/liquide

1 Introduction

De nombreux travaux de recherche ont été consacrés ces dernières années aux écoulements à poches de gaz qui se propagent dans un écoulement liquide confiné (*intermittent flow* or *slug/plug flow*). Cette configuration d'écoulement diphasique présente un intérêt particulier en raison de son implication dans de nombreux domaines industriels. En particulier, nous pouvons citer le développement des pompes polyphasiques utilisées dans l'industrie pétrolière (Falcimaigne *et al.* 2002), les systèmes de drainage (Aimable & Zech 2003) ou les réacteurs chimiques et les centrales thermiques qui sont généralement le siège de transferts de masse et de chaleur entre le gaz et le liquide comme il est discuté par Fabre & Liné (1992). Selon ce dernier travail, l'entraînement de gaz par la phase liquide ou, plus généralement, le transfert de masse par convection à travers l'interface gaz/liquide semble être un aspect non suffisamment examiné. Ce phénomène est fortement influencé par l'état et la topologie de l'interface gaz/liquide

(Boettcher *et al.* 2000). C'est cet aspect qui est étudié dans ce papier à travers une configuration proche de celle d'un écoulement intermittent. En particulier, l'objet de cette étude est une longue poche de gaz (air) horizontale. Elle est injectée à l'intérieur d'un conduit de section carrée et immobilisée en amont d'un obstacle en absence d'écoulement (Fig. 1a). Sa longueur initiale $L_{ap,0}$ ¹ comprend la distance entre la partie de la poche la plus proche de l'entrée de la veine d'essais (le front) et l'obstacle. Dans la suite, la longueur $L_{ap,0}$ sera adimensionnée en utilisant le diamètre hydraulique de la veine d'essais $D_h = 0.08\text{ m}$ comme longueur de référence : $L_0^* = L_{ap,0} / D_h$. Trois valeurs de L_0^* sont choisies lors de cette étude : $L_0^* = 8, 14$ et 18 . Elles sont suffisamment importantes pour que la partie horizontale de l'interface air/eau soit nettement plus importante que la longueur capillaire ($L_0^* \gg l_c \approx 3\text{ mm}$). Une telle configuration permet d'analyser non seulement la forme de la poche d'air (Fagundes Netto *et al.* 1999), mais aussi la topologie et les phénomènes instationnaires à l'interface.

Après une description détaillée de la topologie de l'interface gaz/liquide, nous présentons une étude théorique de l'apparition et de l'évolution d'ondes stationnaires à l'interface en fonction du nombre de Reynolds $Re = U \cdot D_h / \nu$, où U est la vitesse moyenne de l'écoulement liquide et ν est la viscosité cinématique de l'eau. Ensuite, nous menons une étude expérimentale de l'évolution spatiale des ondes stationnaires. Notre étude numérique complète le travail en analysant l'écoulement dans les deux phases de part et d'autre de l'interface. Ce calcul est effectué avec un code CFD industriel qui est basé sur la méthode *Volume of Fluid* (VOF).

2 Evolution $L_{ap}(Re)$ et topologie de l'interface

Les premières observations montrent que la poche d'air reste en amont de l'obstacle et aucun entraînement d'air sous forme de microbulles n'est observé, lorsque $Re < 26000$. En dépassant cette valeur critique (Re_{crit}), l'écoulement principal de l'eau entraîne des parties de la poche d'air et déclenche son échappement. Ce comportement ainsi que l'évolution de la forme de l'interface et du front sont pratiquement indépendants des dimensions initiales de la poche d'air. Par conséquent, la discussion ci-dessous sera générale et portera sur les trois cas étudiés, c'est-à-dire, $L_0^* = 8, 14$ et 18 .

Lorsque Re augmente de 0 à 25000, la poche d'air se contracte sous l'effet de l'inertie, c'est-à-dire, sa longueur L_{ap} décroît alors que sa hauteur h_{ap} augmente légèrement (fig. 1). Ainsi, le front se déplace dans le sens de l'écoulement et devient de plus en plus épais. Plus de détails concernant l'évolution des dimensions de la poche peuvent être trouvés dans le travail de Vassilev (2006).

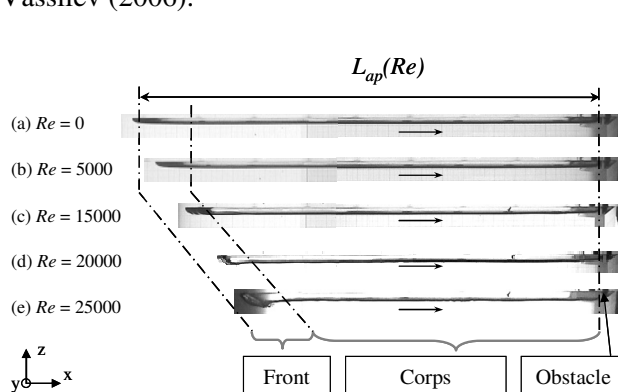


FIG. 1 – Evolution de la longueur de la poche d'air ($L_0^* = 8$) en fonction de Re (vue de côté)

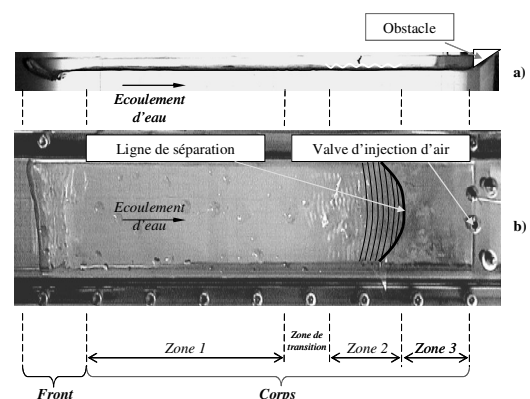


FIG. 2 – Vue globale de la poche d'air à $Re = 25000$ ($L_0^* = 8$) : a) vue de côté, b) vue par dessus

¹ Indice $ap \cong$ air pocket

Cependant, des ondes progressives apparaissent sur la partie horizontale de l'interface pour $Re > 1000$. Leur amplitude croît progressivement avec Re . Au-delà de $Re \approx 3000 - 5000$, une ligne, orientée dans le sens transversal par rapport à l'écoulement, apparaît au niveau de l'interface et la sépare en deux parties. Cette ligne, que nous désignerons par « *ligne de séparation* », est illustrée sur la fig. 2b.

Lorsque $Re > 16000$, le corps de la poche évolue vers une nouvelle structure composée de trois zones interfaciales (fig. 2). Notons la présence d'une zone (*Zone 2*) occupée par des ondes stationnaires dont les maxima et les minima restent fixes dans le temps : ondes figées. Ces ondes sont presque perpendiculaires à l'écoulement principal et leur amplitude croît avec Re , pendant que leur longueur d'onde décroît. La *Zone 2* est séparée de la *Zone 1*, toujours le siège d'ondes progressives, par une *Zone de transition*. Notons que contrairement à la *ligne de séparation*, l'étendue de la *Zone de transition* est difficile à déterminer avec précision, car l'amplitude des ondes figées diminue progressivement en se déplaçant de la ligne de séparation vers le front de la poche d'air. Quand à la *Zone 3*, qui est la partie de la poche d'air entre la *ligne de séparation* et l'obstacle, elle se maintient et reste toujours le siège d'ondes progressives.

3 Nature des ondes dans la Zone 2

Les ondes figées observées dans la *Zone 2* peuvent être considérées comme des ondes interfaciales qui se propagent vers l'amont de l'écoulement avec une célérité égale à la vitesse locale de l'écoulement à l'interface. Ceci explique le fait que ces ondulations apparaissent à des positions fixes (par rapport à un repère absolu). La longueur d'onde λ , pour un Re donné, peut être ainsi prédite par la théorie classique des ondes d'interface d'un écoulement irrotationnel. Les conditions expérimentales ($h/l_c > 25$ et $h/\lambda > 3$) vérifient assez bien les hypothèses d'ondes en eau profonde ($h \gg l_c$ et $h \gg \lambda$) où h et l_c sont respectivement la profondeur d'eau comprise entre l'interface air/eau et la paroi inférieure du conduit et la longueur capillaire. Cette dernière est définie par $l_c = [\sigma / (\rho g)]^{0.5}$ avec σ la tension de surface entre l'eau et l'air. Dans ce cas, la célérité c de ces ondes est donnée par la relation suivante (Acheson 1989) :

$$c^2 = \frac{g}{k} \tanh(kh) (1 + k^2 l_c^2) \approx \frac{g}{k} + g k l_c^2 \quad (1)$$

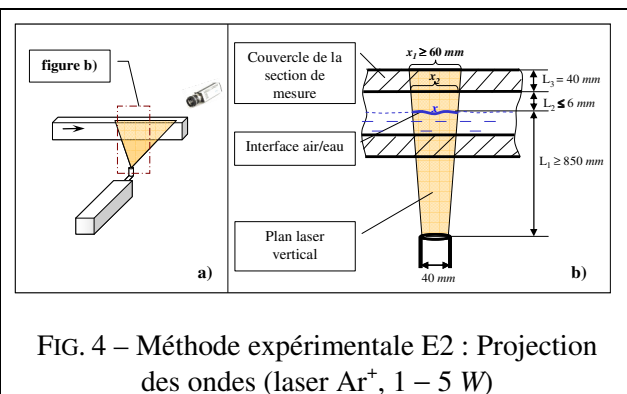
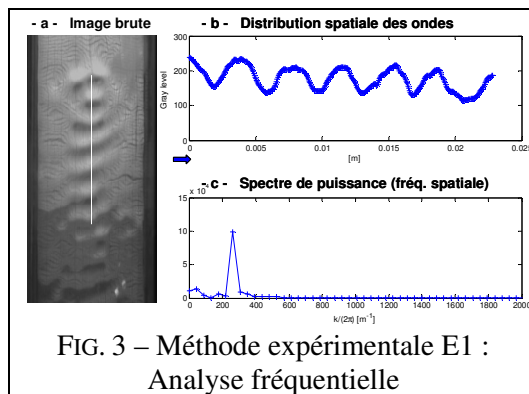
Dans notre étude, les valeurs expérimentales de k et de h sont telles que le terme $\tanh(kh)$ est pratiquement égal à l'unité. L'équation (1) tient à la fois compte des effets gravitaires (g/k) et des effets capillaires ($g k l_c^2$). Notons que le terme ($g k l_c^2$), est plus important que le terme (g/k), car leur rapport varie entre 1.25 et environ 33. Pour $Re > 20000$, ces effets capillaires prédominent sur les effets gravitaires avec une contribution qui dépasse 80%. Par conséquent, l'approximation d'ondes purement capillaires ne nous semble pas tout à fait justifiée.

Lorsque le nombre d'onde k est extrait de l'équation (1), le résultat contient deux racines dont la plus grande correspond au cas où les effets capillaires sont prédominants. Puisque ces ondes sont figées, la célérité c peut être calculée, en première approximation, en utilisant la vitesse débitante U . En termes de longueur d'onde, le résultat est le suivant :

$$\lambda \approx \frac{\pi}{g} \left[c^2 + \sqrt{c^4 - 4(g l_c)^2} \right] \approx \frac{\pi}{g} \left[\left(\frac{v \cdot Re}{D_h} \right)^2 + \sqrt{\left(\frac{v \cdot Re}{D_h} \right)^4 - 4(g l_c)^2} \right] \quad (2)$$

4 Etude expérimentale des ondes à l'interface air/eau

La longueur d'onde λ est déterminée en appliquant deux méthodes expérimentales différentes. La première méthode de mesure (E1) est basée sur une analyse fréquentielle d'images de l'interface éclairée par une source de lumière blanche. L'acquisition s'effectue à l'aide d'une caméra numérique PCO 4000 de haute résolution ($12 \text{ Mpix} = 4032 \times 2688 \text{ pix}$).

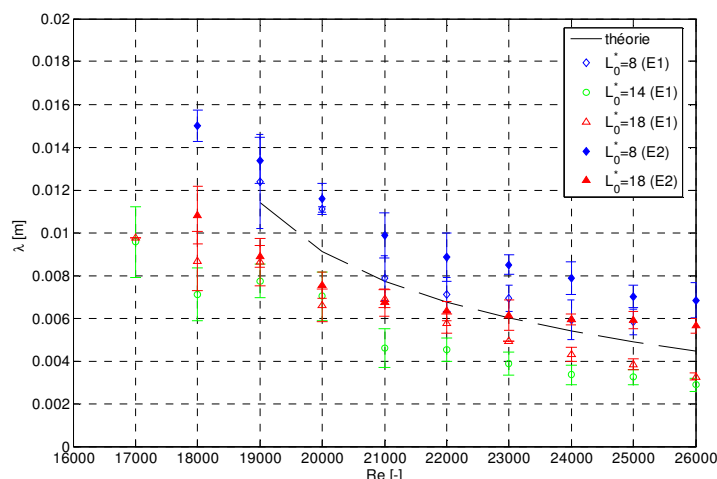


La caméra est utilisée avec un objectif 60 mm, ce qui permet d'avoir une résolution des images de l'ordre de 0.2 mm/pixel. Le traitement d'images consiste en une réduction du bruit de fond par un filtre passe-bas et une extraction de la distribution du niveau de gris le long du plan médian de la veine d'essais (fig. 3a, 3b). L'analyse spectrale par transformée de Fourier rapide (FFT) de cette distribution permet de déterminer la longueur d'onde λ (fig. 3c).

La deuxième méthode (E2) est basée sur la mesure de la projection des ondes de la Zone 2 sur la face supérieure du couvercle. Pour cette mesure, l'interface est éclairée par en dessous au moyen d'une nappe laser (fig. 4). Les ondulations sont enregistrées avec une caméra numérique dont la résolution spatiale est de 1 Mpix. En raison de la divergence de la nappe laser, la longueur d'onde projetée sur la face supérieure du couvercle nécessite d'être corrigée. La connaissance des distances L_1 , L_2 , L_3 ainsi que l'angle de divergence de la nappe laser permet de remonter à la longueur d'onde réelle. La présence d'air d'un côté et de l'autre du couvercle entraîne l'absence de biais lié au changement d'indice optique. La longueur d'onde est une moyenne obtenue à partir de dix images. En utilisant cette technique expérimentale, l'erreur maximale de mesure est estimée à 2%.

La figure 5 présente les résultats expérimentaux de la première (E1) et de la deuxième (E2) méthode ainsi que la courbe théorique donnée par l'éq. 2. La mesure E1 comprend les trois longueurs ($L_0^* = 8, 14$ et 18), alors que la mesure E2 ayant pour but de confirmer les résultats de E1 ne concerne que les longueurs minimale et maximale de la poche d'air ($L_0^* = 8$ et 18). Sur ces figures, les courbes représentent les longueurs d'onde moyennes en fonction du nombre de Reynolds qui varie entre 16000 et 26000. L'écart type qui est également donné, permet de constater que les dispersions de mesure des méthodes E1 et E2 sont assez comparables et, dans la plupart des cas, comprises entre 10 et 15%. Cette dispersion importante est attribuée à la présence simultanée d'ondes progressives dans la Zone 2 qui se superposent aux ondes figées et influencent la mesure. En général, la longueur d'onde λ diminue lorsque Re augmente. Pour chaque Re , λ est la plus élevée dans le cas de $L_0^* = 8$. Elle varie entre 15 mm à $Re = 18000$ et 7 mm à $Re = 26000$. Cependant, les valeurs de λ les plus faibles sont enregistrées pour $L_0^* = 14$. Pour $Re = 17000$ et 26000, λ est égale à 10 mm et à 3 mm respectivement.

Ce type d'ondes stationnaires peut être généré par l'obstacle, lorsque la vitesse de l'écoulement dépasse une certaine valeur critique égale à la vitesse de phase, $U > c_{\text{critique}}$, (Acheson 1989). La vitesse c_{critique} correspond dans notre cas à $Re = 18615$, en dessous duquel l'éq. 2 n'a pas de racine réelle. Au-delà de cette valeur critique, deux types d'ondes apparaissent : des ondes de gravité et des ondes capillaires. Dans l'étude expérimentale, les premières ondes sont observées à partir d'un Re compris entre 16000 et 18000, ce qui donne, en comparaison avec la prédiction théorique, un écart maximal de 14%. Malgré la dispersion entre les valeurs expérimentales et la courbe théorique, ce modèle permet de comprendre la nature des ondes figées apparaissant sur l'interface air/eau et d'estimer leur longueur d'onde.

FIG. 5 – Evolution de la longueur d'onde en fonction de Re

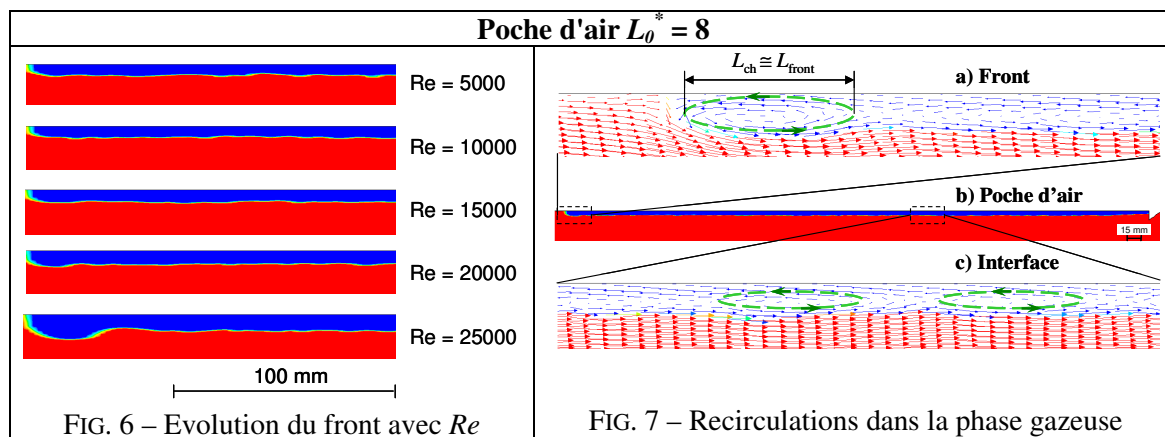
5 Etude numérique de la forme de la poche d'air

Nous présentons ci-dessous les résultats de l'étude numérique basée sur un code de calcul industriel (Fluent, version 6.2). L'approche est bidimensionnelle et instationnaire. La configuration d'écoulement est exactement reproduite à l'instar de celle étudiée expérimentalement. L'eau et l'air sont considérés comme immiscibles, de masse volumique et de viscosité constantes. La méthode *Volume-of-Fluid* (VOF) en conjonction avec le schéma PLIC sont utilisés pour la reconstitution de l'interface gaz/liquide. Etant donné que l'écoulement étudié est principalement turbulent, un modèle de turbulence RNG $k-\varepsilon$ avec traitement précis près de la paroi (*enhanced wall treatment*) est adopté. Les détails du maillage ainsi que du modèle numérique utilisés peuvent être consultés dans le travail de Vassilev (2006).

Au départ, la forme initiale de la poche d'air est rectangulaire de dimensions $L_{ap,0} \times h_{ap,0}$. Notons qu'après les variations importantes qui caractérisent la phase transitoire dont le temps de calcul correspond à 10–15 s, les amplitudes des fluctuations des différentes grandeurs de l'écoulement ainsi que l'interface se stabilisent autour de leurs valeurs moyennes.

La figure 6 donne des instantanés, à $t = 20$ s, de la structure de la poche d'air pour cinq valeurs de Re pour une des trois longueurs initiales étudiées : $L_0^* = 8$. A l'instar de l'expérience, il est observé que la longueur de la poche d'air diminue, alors que sa hauteur augmente avec Re . Aussi, l'épaississement du front commence à être visible à partir de $Re = 15000$ et devient relativement prononcé à $Re = 25000$.

Concernant la structure générale de l'interface, celle-ci apparaît qualitativement indépendante de la dimension initiale de la poche d'air, au niveau de la partie horizontale aussi bien qu'au niveau du front. Sur la figure 7 est présenté un exemple du profil instantané d'une poche d'air obtenu pour un régime d'écoulement correspondant à $Re = 20000$. Pour ce régime d'écoulement, le front de la poche d'air s'est visiblement épaissi. La longueur caractéristique de la recirculation qui a lieu à l'intérieur du front, coïncide avec la longueur du front lui-même. Au niveau de l'interface, l'air subit l'influence des contraintes de cisaillement dont la participation aux mécanismes du déclenchement des instabilités n'est pas à exclure. Dans le cas d'une interface gaz/liquide, ces instabilités seraient, selon Fabre & Liné (1992), de type Kelvin-Helmholtz. Elles sont responsables de la formation d'une recirculation au sein de la poche pour $Re > 0$. Ainsi, les deux écoulements qui se propagent dans des sens opposés à l'intérieur de la poche d'air, créent des gradients de vitesse qui pourraient être générateur d'instabilités et notamment de recirculations secondaires. Ceux-ci apparaissent localement et sont tous orientés dans le même sens. Les zones entre les recirculations correspondent aux maxima des ondulations, alors que les minima des ondulations correspondent aux centres des recirculations.



La longueur caractéristique des recirculations est de même ordre de grandeur que la longueur d'onde des ondulations interfaciales. Notons que contrairement à l'expérience, la modélisation ne prédit l'existence que d'une seule zone interfaciale qui est siège d'ondes progressives.

6 Conclusions et perspectives

Dans le cas d'un écoulement intermittent, la connaissance de la forme de la poche de gaz et de la topologie de l'interface est importante pour l'étude du transfert de gaz entre l'eau et l'air (Boettcher *et al.* 2000). Dans ce papier, nous avons identifié les différentes zones qui caractérisent l'interface gaz/liquide pour des nombres de Reynolds compris entre 0 et 26000. Notamment, la *Zone 2*, siège d'ondes figées, fait l'objet d'une étude approfondie. Le modèle théorique présenté permet de prédire l'apparition de ces ondes qui ont un caractère à la fois capillaire et gravitaire. Il montre également que leur longueur d'onde diminue, lorsque Re augmente. L'approche théorique est comparée favorablement à l'approche expérimentale pour laquelle deux méthodes de mesure différentes sont appliquées. En revanche, la modélisation numérique de la même configuration ne prédit la présence que d'une seule zone interfaciale qui est siège d'ondes progressives. Cependant, elle met en lumière l'écoulement au sein de la phase gazeuse. Elle permet, notamment, d'identifier la présence des recirculations secondaires dont la longueur caractéristique correspond à la longueur d'onde des fluctuations.

Dans l'avenir, ces résultats sont utilisables afin d'étudier quantitativement l'impact des ondes figées sur le transfert de gaz à travers l'interface gaz/liquide.

Références

- Acheson, D.J. 1989 Elementary Fluid Dynamics, pp. 56-119. Clarendon Press, Oxford
- Aimable, R., Zech, Y. 2003 Résultats Expérimentaux sur la Formation de Poches d'Air Isolées dans un Collecteur de Drainage Urbain. *La Tribune de l'eau* **56(624)**, 60–69
- Boettcher, E., Fineberg, J., Lathrop, D.P. 2000 Turbulence and Wave Breaking Effects on Air-Water Gas Exchange. *Phys. Review Letters* **85(9)**, 2030–2033
- Fabre, J., Liné, A. 1992 Modeling of Two-Phase Slug Flow. *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **24**, 21–46
- Fagundes Netto, J.R., Fabre, J., Peresson, L. 1999 Shape of Long Bubbles in Horizontal Slug Flow. *Int. J. of Multiphase Flow* **25**, 1129–1160
- Falcimaigne, J., Brac, J., Charron, Y., Pagnier, P., Vilagines, R. 2002 Multiphase Pumping: Achievements and Perspectives. *Oil & Gas Science and Technology, Rev. IFP* **57(1)**, 99–107
- Vassilev, A. 2006 Étude expérimentale et numérique des phénomènes à l'interface d'une poche de gaz immobilisée au sein d'un écoulement permanent de liquide. *Thèse, LMFA-Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, UMR CNRS 5509*