

Écoulement de Couette Taylor diphasique

Henda Djéridi, Céline Gabillet, Jean-Yves Billard

IRENAv, BP 600, École Navale, Lanvéoc Poulmic, 29240 Brest Naval, France

Reçu le 24 octobre 2001 ; accepté après révision le 26 décembre 2001

Note présentée par Évariste Sanchez-Palencia.

Résumé

On présente l'étude des interactions mutuelles entre la phase dispersée et continue dans un écoulement de Couette Taylor. L'introduction de la phase gazeuse se fait par ventilation, et celle de la phase vapeur par diminution de la pression. En régime des premières instabilités, la phase dispersée engendre une modification de l'état d'écoulement, le régime cavitant se caractérisant par une avance à la troisième instabilité. La phase dispersée s'organise d'abord en colliers de bulles le long de l'onde azimutale près du cœur de cellules de Taylor et migre ensuite en paroi du cylindre intérieur dans les zones de outflow. *Pour citer cet article : H. Djéridi et al., C. R. Mécanique 330 (2002) 113–119.* © 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

mécanique des fluides / Couette Taylor / cavitation / écoulement à bulles / mesures de vitesse / visualisation

Two phase Couette Taylor flow

Abstract

This paper presents the study of mutual interactions between dispersed and continuous phase in Couette Taylor flow. The introduction of the dispersed phase is obtained by ventilation or by pressure drop in an airtight chamber. In the first instabilities, the dispersed phase generate a modification of the flow state, the cavitating flow being moreover characterised by an advance to the third instability. The dispersed phase first stands along each of the apparent azimuthal waves as a string of individual bubbles located near the core of the Taylor cells and then migrates to the outflow regions near the inner cylinder. *To cite this article : H. Djéridi et al., C. R. Mécanique 330 (2002) 113–119.* © 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

fluid mechanics / Couette Taylor / cavitation / bubbly flow / velocity measurements / visualisation

Abridged English version

The objective of this Note is to present some experimental results concerning the mutual interactions between the dispersed phase and the liquid flow structure. In order to quantify these interactions, the present study focuses on the velocity measurements and spectral analysis by LDV of the flow pattern in a well-known Couette Taylor flow. The dispersed phase (air bubbles and vapour bubbles) is introduced either by ventilation generated by the agitation of the free surface at the top of the apparatus or by pressure drop.

A particular attention is devoted to the determination of the possible effects of the bubbly phase on the properties of the flow, by comparison between the single phase patterns and those observed in two

Adresse e-mail : djeridi@ecole-navale.fr (H. Djéridi).

phase flow. Cavitating inception and bubbly phase arrangement have been determined with a laser sheet illumination oriented in the radial direction to observe the Taylor cells' transverse structure and the bubbles' location in the gap.

Experiments have been conducted in a vertical circular Couette apparatus (Fig. 1) having a rotating inner cylinder of $R_i = 30$ mm radius, a gap $d = R_0 - R_i$ of 5 mm and an annulus height filled by the fluid of 110 mm. The flow is parameterised by the Reynolds number $Re = R_i \Omega_i d / \nu$, with Ω_i the variable angular velocity, the radius ratio $\eta = R_i / R_0 = 0.857$ and aspect ratio $\Gamma = L / d = 22$. The critical Reynolds number for Taylor Vortex Flow regime (TVF) is $Re_{c1} = 102$, for Wavy Vortex Flow regime (WVF) is $Re_{c2} = 138.4$ and for the Modulated Wavy Vortex Flow (MWVF) is $Re_{c3} = 1023$. Extreme care has been taken to observe the same start up procedures for each test and to insure that there is no 'history effect' due to the acceleration of the rotational velocity. For an accurate analysis of the different states of the transition, LDV measurements using two components, three beams in back scattering mode have been performed for the fluid properties.

This experimental work has highlighted clearly the particular arrangement of the bubbly phase generated by the vortex pattern and the modification of the flow regimes. The bubbly phase (gaseous or vapour) is organised like strings of bubbles agglomerated in the vicinity of the Taylor cells core when the rotation of the inner cylinder is low. These bubble rings are arranged along the axis with alternating distances d_1 and d_2 respectively equal to 1.2 and 0.8 times the gap (Figs. 2a and 3a). They migrate to the outflow region near the inner rotating cylinder as the velocity increases (Figs. 2b and 3b). In these conditions, the dispersed phase gives rise to significant flow state modifications. The axial wavelength is increased by 45% for the ventilated flow and by 25% for the cavitating flow (Fig. 4). Repeated experiments with and without dispersed phase in the annular gap show that the modification of the wave number occurs earlier in the presence of the bubbly phase. The main point is that no other fundamental frequency is introduced by the gaseous phase whereas for the cavitating flow, the estimated spectrum displays two fundamental frequencies and their linear combination. The second fundamental frequency emerge and the third instability advance can be observed. The onset of the MWVF occurs earlier for reduced Reynolds number of $Re / Re_{c1} = 7.2$ instead of the usual critical value of 10.5 (Figs. 5 and 6). It is interesting to mention that a significant difference exists between the dispersed phase characteristics for the ventilated and cavitating flow. In fact the bubble's dynamic can be quite different depending on whether it concerns air–liquid or vapour–liquid interfaces. In the second case, the interface of the inclusion is unstable, because the size of the vapour cavity varies quickly with the pressure drop. Nevertheless, a linkage between the nuclei natural frequency and the fundamental frequency of the flow is not possible because the calculation of the nonlinear eigen frequencies of the nuclei present in the gap, show that those frequencies are not in the same range as those existing in the Couette Taylor flow. Then the final flow state may depend on the volume of the dispersed phase and the determination of the global void fraction using image processing based on a segmentation method shows that the void fraction is greater in cavitating flow than in ventilated flow (Fig. 7).

1. Introduction

Les écoulements diphasiques de type gaz–liquide avec phase gazeuse dispersée ont déjà fait l'objet de nombreuses recherches, ce type de configuration se rencontrant dans de multiples applications industrielles. C'est le cas d'extracteur centrifuge où la phase gazeuse peut servir de traceur pour décrire la dynamique d'un écoulement de Couette Taylor à haut Reynolds [1]. Les auteurs mettent en évidence l'agencement particulier de la phase gazeuse organisée entre les structures toroïdales à hauteur des lignes de courant sortantes. Djéridi et al. [2] ont également observé qu'en écoulement de Taylor Couette ventilé pour les premières instabilités, les structures de l'écoulement avaient un impact important sur la capture, la dislocation et la migration des bulles.

On propose ici d'apporter quelques éléments complémentaires à ces travaux afin de mieux quantifier l'influence de la phase dispersée sur l'état de l'écoulement et si elle peut engendrer le cas échéant une avance ou un retard à la transition vers la turbulence. Peut-on alors dissocier les effets dus à la présence de bulles d'air de ceux relatifs au mécanisme particulier de la cavitation ? L'objet de cette note est donc de décrire les différents mécanismes observés dans un écoulement de Couette Taylor diphasique, en particulier l'arrangement de la phase dispersée ainsi que ces effets sur les régimes d'écoulements en procédant à des visualisations et des mesures par LDV. La phase gazeuse est introduite par agitation de la surface libre et la phase vapeur par diminution de la pression au sein de l'écoulement.

2. Dispositif expérimental

L'appareil est constitué de deux cylindres coaxiaux dont le cylindre intérieur est en rotation et le cylindre extérieur fixe. Les caractéristiques géométriques sont le rayon du cylindre intérieur $R_i = 30$ mm, l'espace annulaire $d = R_0 - R_i = 5$ mm, la hauteur occupée par le fluide dans l'espace annulaire $L = 110$ mm. Le rapport des rayons est $\eta = R_i / R_0 = 0,857$ et le rapport d'aspect est $\Gamma = L/d = 22$. Le nombre de Reynolds est donné par $Re = R_i \Omega_i d / \nu$, où Ω_i est la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Le nombre de Reynolds correspondant à l'apparition des cellules de Taylor (TVF) est $Re_{c1} = 102$, celui relatif au régime d'onde azimuthale (WVF) est $Re_{c2} = 138,4$. Le régime d'onde modulé (MWVF) apparaît quant à lui pour $Re_{c3} = 1023$. La vitesse de rotation du cylindre intérieur est contrôlée par un servo-moteur dont la fluctuation résiduelle introduit sur la détermination du nombre de Reynolds une imprécision variant de $\pm 0,3\%$ à $\pm 0,03\%$, l'erreur relative étant d'autant plus faible que la vitesse de rotation est élevée. L'accélération du cylindre est également contrôlée et reproduite à l'identique de manière à s'affranchir des effets d'histoire [3,4] et d'assurer la répétitivité des résultats. La ventilation peut s'amorcer naturellement par agitation de la surface libre en partie haute de l'entrefer et les bulles générées se transportent assez rapidement vers les cellules inférieures. Pour le régime cavitant une enceinte de mise sous vide est nécessaire pour atteindre la valeur de pression saturante dans l'intervalle annulaire. La diminution progressive de la pression est

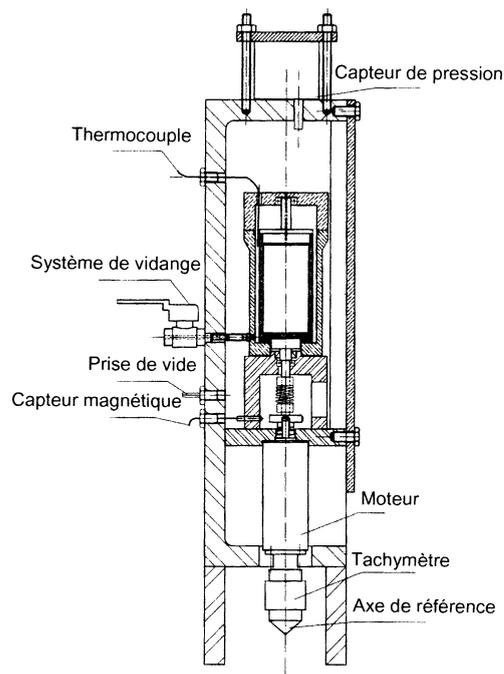


Figure 1. Schéma du dispositif expérimental.

Figure 1. General schematics of the apparatus.

effectuée grâce à une pompe dont le débit de fuite permet d'ajuster la pression recherchée à 1 hPa près. Le dispositif est présenté en Fig. 1.

L'utilisation d'un dispositif de plan laser a permis de procéder à des visualisations de coupes transversales de l'entrefer, observations rendues possibles grâce à quatre facettes planes en paroi extérieure du cylindre extérieur. Des flashes stroboscopiques ont été nécessaires pour illuminer la phase vapeur. Les prises de vues ont été réalisées grâce à un appareil photo numérique. Les composantes axiale et azimutale du champ de vitesse ont été déterminées par Vélocimétrie Laser Doppler, 2 composantes, dont le volume de mesure est une ellipsoïde de $500 \times 40 \times 40 \mu\text{m}$. Le fluide estensemencé de billes de verre. L'analyse spectrale est basée sur une transformée de Fourier rapide du signal ré-échantillonné.

3. Arrangement et effets de la phase dispersée

En régime ventilé, les bulles générées par l'agitation de la surface libre sont capturées par les cellules de Taylor, à partir d'une vitesse de rotation de 13 trs/s correspondant à un nombre de Reynolds réduit de 3. Elles s'arrangent en chapelets de petites bulles sphériques indépendantes, situés au voisinage du cœur des cellules de Taylor en suivant l'onde azimutale. Elles forment des colliers alternés verticalement avec une distance de $0,8$ et $1,2d$. La taille des bulles est stratifiée, les plus grosses se situant en partie haute de l'intervalle annulaire et les plus petites en partie basse. Pour une vitesse supérieure de rotation de 35 trs/s ($Re/Re_{c1} > 7,5$), les agglomérats changent de configuration et les bulles migrent en paroi du cylindre intérieur dans les régions de outflow pour former un filament (Fig. 2). Il est à noter qu'afin de mettre en évidence le rôle particulier de la surface libre, des expériences ont été réalisées avec une condition de paroi plane en limite supérieure. Les bulles sont alors introduites artificiellement au moyen d'une aiguille placée dans l'entrefer. Ces expériences ont montré qu'en deuxième instabilité, les bulles sont capturées par les cellules proches de la zone d'injection et au delà d'un certain seuil de taux de vide, les bulles excédentaires migrent de part et d'autre vers les structures voisines. Cette notion de saturation joue un rôle particulier dans le processus de migration (Djéridi et al. [2]). En régime cavitant, pour une pression voisine de 3000 Pa, l'apparition de la cavitation se matérialise par la capture de bulles isolées alignées le long de l'onde azimutale au voisinage du cœur des cellules de Taylor, comme il a été observé en régime ventilé. De même, en augmentant progressivement le nombre de Reynolds, on constate que le nombre de collier de bulles est divisé par deux, les inclusions n'ont plus un caractère sphérique et migrent en paroi du cylindre intérieur dans les régions de outflow (Fig. 3).

Pour ce qui est des effets de la phase dispersée sur la nature de l'écoulement, on constate par exemple à $Re/Re_{c1} = 10$, à partir des cartographies des iso-vitesses de la composante axiale de vitesse dans le plan $(x = r/d - (R_i + R_0)/(2d), z)$, une augmentation de la longueur d'onde axiale λ de 45 % en régime

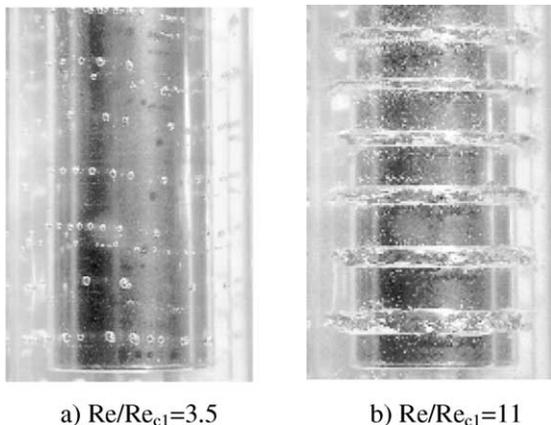


Figure 2. Arrangement de la phase gazeuse.

Figure 2. Ventilated phase arrangement.

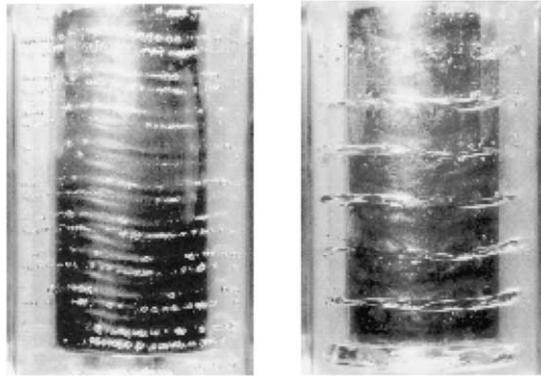


Figure 3. Arrangement de la phase vapeur.

Figure 3. *Cavitating phase arrangement.*

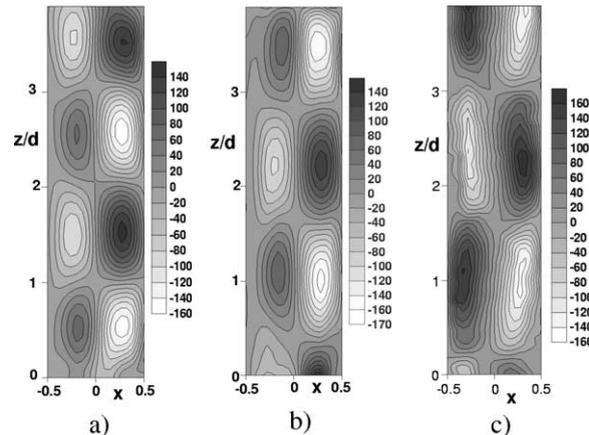
a) $Re/Re_{c1}=3.6$ $Pe=2555Pa$ b) $Re/Re_{c1}=10.5$ $Pe=3000 Pa$

Figure 4. Comparaison des iso-vitesses axiales normalisées par v/d à $Re/Re_{c1} = 10$:

- a) monophasique, b) régime cavitant, c) régime ventilé.

Figure 4. *Iso contours of normalised axial velocity component at $Re/Re_{c1} = 10$:*

- a) *single phase flow*, b) *cavitating flow*, c) *ventilated flow*.



ventilé et de 25 % en régime cavitant (Fig. 4). Cet allongement des cellules de Taylor s'accompagne d'une modification du nombre d'onde m qui varie de 5 en écoulement monophasique à 3 à $Re/Re_{c1} = 7,5$ en présence de la phase gazeuse en régime ventilé. Néanmoins, l'analyse spectrale ne montre qu'une seule raie caractéristique de la deuxième instabilité (Fig. 5). En ce qui concerne les effets de la phase vapeur, on constate sur les Figs. 5 et 6 que lorsque l'enceinte est mise sous vide et que la vitesse de rotation du cylindre intérieur est progressivement augmentée, les décrochages azimutaux se produisent plus rapidement qu'en régime monophasique. Ces décrochages caractéristiques du changement de nombre d'onde m ($5/4$ et $4/3$) se produisent respectivement en écoulement monophasique à des Reynolds réduits de 10,5 et 16 alors qu'en présence de la phase vapeur ces derniers s'opèrent respectivement à 6,5 et 13. L'analyse spectrale atteste de l'existence d'un régime d'ondes modulées bien que le seuil usuel (valable en régime monophasique) ne soit pas atteint.

En résumé, l'augmentation de la longueur d'onde axiale et le changement du nombre d'onde azimutal traduisent une modification de l'état d'écoulement en présence de la phase gazeuse, mais le régime d'instabilité reste inchangé. En revanche, la présence de la phase vapeur engendre une avance à la troisième instabilité. Ces différences de comportement de la phase dispersée peuvent être expliquées par un taux de présence différent au sein de l'écoulement ainsi qu'à la dynamique particulière de la cavité de vapeur. La dynamique de la bulle de cavitation ne peut pas être entièrement responsable des interactions observées. Le phénomène d'implosion qui engendre des vitesses d'interface extrêmement rapides est parfois mis en avant pour expliquer l'existence d'interaction entre les bulles de cavitation et le fluide. Cependant, dans

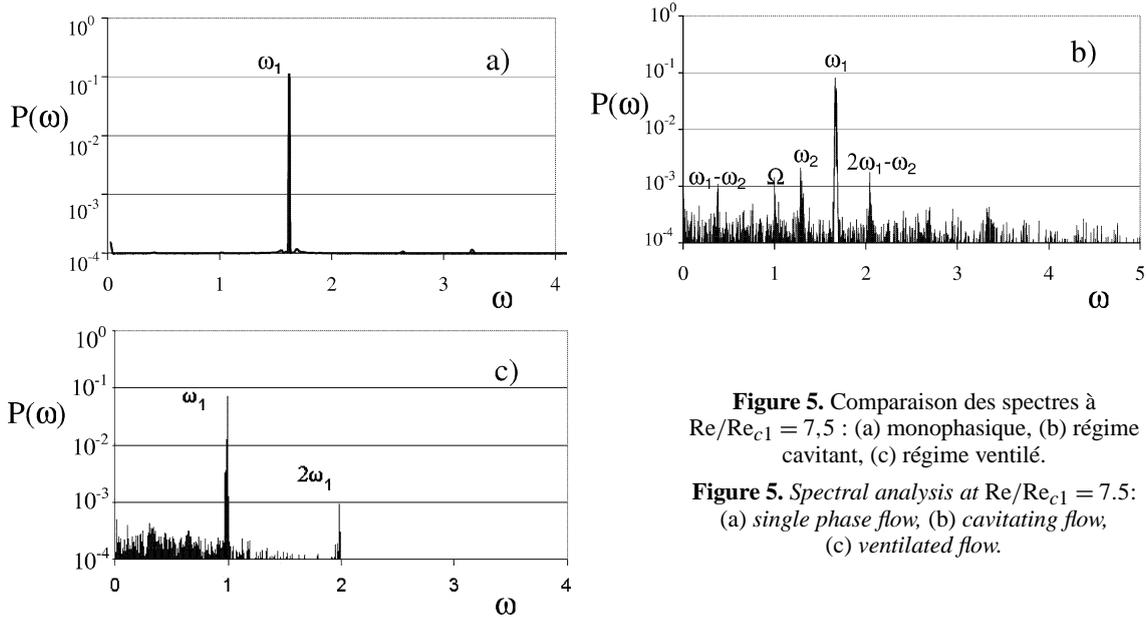


Figure 5. Comparaison des spectres à $Re/Re_{c1} = 7,5$: (a) monophasique, (b) régime cavitant, (c) régime ventilé.

Figure 5. Spectral analysis at $Re/Re_{c1} = 7.5$: (a) single phase flow, (b) cavitating flow, (c) ventilated flow.

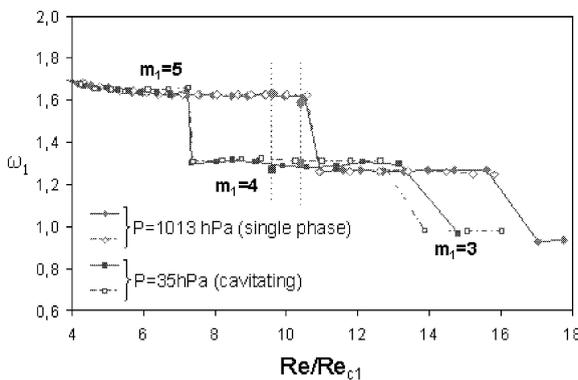


Figure 6. Evolution de la fréquence azimutale normalisée par Ω_i avec et sans cavitation en fonction de Re/Re_{c1} .

Figure 6. Normalised azimuthal frequency and wave number with and without cavitation versus Re/Re_{c1} .

le cas présent les phases de re-compression lorsqu'elles existent, ne sont pas suffisamment importantes pour engendrer le collapse des germes. La seule configuration pouvant exister ici est celle d'un début de croissance asymptotique dont l'expansion est contenue par le champ de pression. D'autre part, un couplage entre les fréquences d'oscillation des bulles et les fréquences caractéristiques de l'écoulement semblent peu probable dans la mesure où les échelles respectives sont très éloignées. La fréquence de l'onde azimutale ne dépasse pas quelques dizaines de Hertz en deuxième instabilité alors que les fréquences non-linéaires associées à des germes de cavitation de l'ordre de la centaine de micron sont de quelques kilo Hertz. Le paramètre clé de la différence de comportement entre les phases gazeuse et vapeur peut alors être le taux de vide. En première approximation, on peut obtenir un taux de vide global dans chacune des configurations observées en procédant à une analyse par traitement d'image basé sur une méthode de segmentation haute résolution [5]. Cette méthode est utilisée en imagerie sonar pour détecter et classifier des objets se trouvant sur une image. Elle permet de manière précise d'identifier les zones occupées par la phase dispersée. Ce traitement est effectué sur une dizaine d'images obtenues à $Re/Re_{c1} = 7,5$ en régime ventilé et en régime cavitant. Le taux de vide global α est de l'ordre de 12 % en présence de la phase gazeuse et de 17 % en présence de la phase vapeur (Fig. 7). Lorsque le taux de présence de la phase dispersée augmente, les bulles

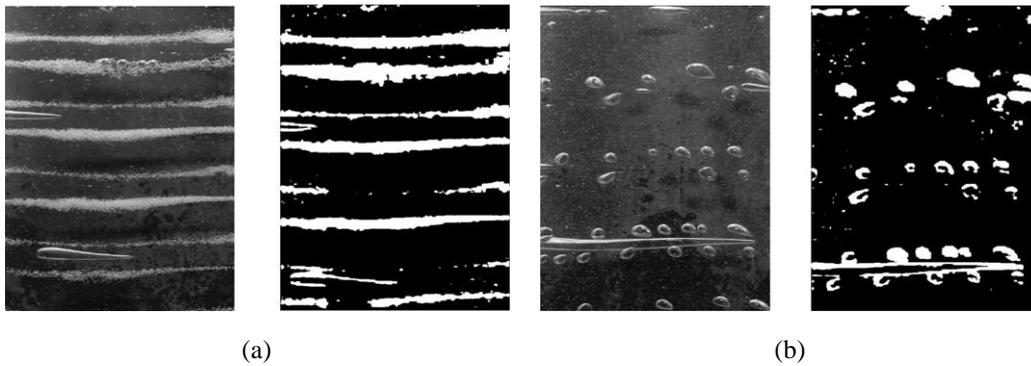


Figure 7. Détermination du taux de vide global par traitement d'images. (a) Régime cavitant $Re/Re_{c1} = 7,5$ avec $\alpha = 17\%$. (b) Régime ventilé $Re/Re_{c1} = 7,5$ avec $\alpha = 12\%$.

Figure 7. *Global void fraction determination using image processing. (a) Cavitating flow at $Re/Re_{c1} = 7.5$ with $\alpha = 17\%$. (b) Ventilated flow at $Re/Re_{c1} = 7.5$ with $\alpha = 12\%$.*

influencent l'écoulement au point de le déstabiliser un peu plus, jusqu'à obtenir la transition à l'instabilité d'ordre supérieur.

4. Conclusion

La présence d'une phase dispersée au sein d'un écoulement de Couette Taylor engendre des perturbations notables de l'état de cet écoulement pour les premières instabilités. En effet la présence de bulles qu'elles soient engendrées par agitation de la surface libre ou par cavitation génère une modification de l'état d'écoulement via une augmentation de la longueur d'onde axiale et une diminution du nombre d'onde azimutal. En revanche, la phase vapeur générée par une diminution de pression dans l'écoulement provoque une transition vers la troisième instabilité plus rapide qu'en régime monophasique. Cependant, l'arrangement des deux phases dans l'espace annulaire reste identique. Les bulles se trouvent dans un premier temps capturées par les cellules de Taylor. Lorsqu'on augmente la vitesse de rotation, elles migrent en paroi dans la zone de outflow près du cylindre intérieur. Sans expliquer de manière précise leur mécanisme de migration, les positions d'équilibre des bulles ainsi que les efforts exercées par les bulles sur le fluide, engendrent ainsi des échanges de quantité de mouvement. Le taux de vide semble être le paramètre responsable des interactions mutuelles observées. En effet, le taux de vide plus important en régime cavitant, est en accord avec la mise en évidence d'une transition plus rapide vers la turbulence.

Références bibliographiques

- [1] K. Atkhen, J. Fontaine, J.-E. Wesfreid, Highly turbulent Couette–Taylor bubbly flow patterns, *J. Fluid Mech.* 422 (2000) 55–68.
- [2] H. Djéridi, J.F. Favé, J.Y. Billard, D.H. Fruman, Bubble capture and migration in Couette–Taylor flow, *Experiments in Fluids* 26 (1999) 223–233.
- [3] J.E. Burkhalter, E.L. Kosmieder, Steady super critical Taylor vortex flow, *J. Fluid Mech.* 58 (1973) 547–560.
- [4] T.T. Lim, Y.T. Chew, Q. Xiao, A new flow regime in a Taylor–Couette flow, *Phys. Fluids* 10 (12) (1998) 3233–3235.
- [5] J.N. Provost, C. Collet, P. Perez, P. Bouthémy, A hierarchical unsupervised multispectral model to segment SPOT images for ocean cartography, in: 6th IEEE Int. Conf. on Image Processing, ICIP '99, Kobe, Japan, 1999.