



**HAL**  
open science

# Génération d'ondes de choc et focalisation à courte distance dans le champ de cavitation ultrasonore à basse fréquence

Bertrand Dubus, Christian Vanhille, Cleofé Campos-Pozuelo, Christian Granger

## ► To cite this version:

Bertrand Dubus, Christian Vanhille, Cleofé Campos-Pozuelo, Christian Granger. Génération d'ondes de choc et focalisation à courte distance dans le champ de cavitation ultrasonore à basse fréquence. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00538348

**HAL Id: hal-00538348**

**<https://hal.science/hal-00538348>**

Submitted on 22 Nov 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## Génération d'ondes de choc et focalisation à courte distance dans le champ de cavitation ultrasonore à basse fréquence

Bertrand Dubus<sup>1</sup>, Christian Vanhille<sup>2</sup>, Cleofé Campos-Pozuelo<sup>3</sup>, Christian Granger<sup>1</sup>

<sup>1</sup> IEMN, département ISEN, UMR 8520, 41 boulevard Vauban, 59046 Lille cedex, France, [bertrand.dubus@isen.fr](mailto:bertrand.dubus@isen.fr)

<sup>2</sup> ESCET, Universidad Rey Juan Carlos, Tulipán s/n., 28933 Móstoles (Madrid), Espagne, [christian.vanhille@urjc.es](mailto:christian.vanhille@urjc.es)

<sup>3</sup> Instituto de Acústica, CSIC, Serrano 144, 28006 Madrid, Espagne, [ccampos@ia.cetef.csic.es](mailto:ccampos@ia.cetef.csic.es)

Dans les dispositifs d'ultrasons de puissance de type sonotrode utilisés en sonochimie ou génie des procédés, le champ de cavitation est engendré par une surface cylindrique (de diamètre comparable à  $\lambda$  longueur d'onde acoustique dans le liquide) vibrant à basse fréquence (typiquement 20 kHz). A forte intensité acoustique, les bulles de cavitation s'auto-organisent au voisinage de la surface sous la forme d'un cône formé de filaments. Les champs physiques associés à cette structure présentent des propriétés remarquables : formation d'ondes de choc très près de la source ( $\sim \lambda/10$ ), focalisation acoustique à très courte distance ( $\sim \lambda$ ), écoulement induit très rapide ( $\sim 1$  m/s), champ de pression quasi-statique non-uniforme. La structure conique de bulles présente également toutes les propriétés d'un système critique auto-organisé : faible sensibilité aux paramètres expérimentaux, spectre de bruit en  $1/f$ , invariance d'échelle des fonctions de distribution des fluctuations. Pour expliquer ces phénomènes, l'effet d'une fine de couche de bulles localisée à la surface de la sonotrode est étudié à partir d'une modélisation par différences finies. Ces calculs montrent : 1) que la couche tend à se stabiliser lorsque son épaisseur atteint la résonance en demi-longueur d'onde (typiquement 1,5 mm à 20 kHz pour une vitesse du son de  $60 \text{ m.s}^{-1}$  dans la couche) ; 2) que la couche se comporte comme un résonateur non linéaire qui distord les fronts d'onde et émet périodiquement des ondes de choc ; 3) que la focalisation à très courte distance peut être attribuée à une variation de l'ordre de 2% de l'épaisseur de couche avec la distance à l'axe de symétrie. Les images obtenues par caméra ultra-rapide et la mesure des champs de pression confirment l'existence de la couche de bulles et son influence sur la phase des ondes de chocs.

## 1 Introduction

Dans un champ acoustique, les bulles de cavitation peuvent présenter plusieurs types d'organisation. Les figures acoustiques de Lichtenberg, qui apparaissent au voisinage des ventres de pression dans un champ d'ondes stationnaires, ont fait l'objet d'études détaillées [1, 2]. Leur structure s'explique par l'interaction des bulles avec le champ acoustique (force de Bjerknes primaire) et par l'interaction acoustique entre bulles voisines (force de Bjerknes secondaire), l'effet des bulles sur le champ acoustique étant négligeable. A forte intensité, une nouvelle structure de bulles, de forme conique, est observée au voisinage d'une surface cylindrique vibrante [3] (Fig. 1). Quand cette structure apparaît, le champ acoustique stationnaire se transforme en une onde progressive non linéaire avec des effets spectaculaires : écoulement redressé très rapide ( $1 \text{ m.s}^{-1}$ ), pression moyenne quasi-statique non-uniforme, focalisation acoustique à très courte distance [4, 5]. La structure conique présente également les propriétés d'un système critique auto-organisé [6] : faible sensibilité aux paramètres expérimentaux, spectre de puissance en  $1/f$ , invariance d'échelle des fonctions de distribution des fluctuations. Il est important de comprendre les mécanismes gouvernant la génération de cette structure de bulles car elle détermine la distribution spatiale du champ de cavitation dans tous les dispositifs de type "sonotrode" à forte intensité [7-11].

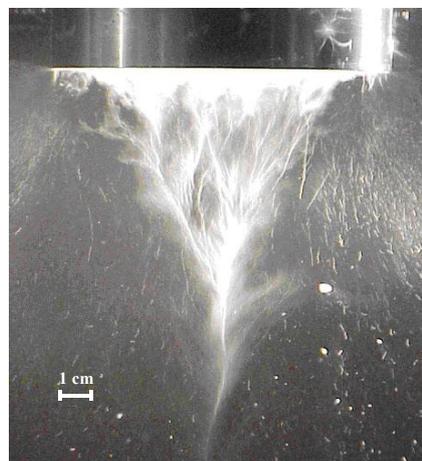


Figure 1 : structuration du champ de bulles de cavitation au voisinage d'une sonotrode à forte intensité

## 2 Mécanisme proposé de génération de la structure conique de bulles

Les images obtenues par caméra ultra-rapide montrent que l'apparition de la structure conique de bulles est précédée par la constitution d'une fine couche de bulles à la surface de la sonotrode [4]. Les bulles de cavitation constituant cette couche proviennent de germes de cavitation (bulles d'air) piégés à la surface de la sonotrode qui quittent la surface sous l'action de la force de radiation acoustique puis effectue le cycle classique de la bulle de cavitation : croissance par diffusion rectifiée, oscillation non-linéaire, implosion. Ces bulles restent très proches de la surface de la sonotrode (qui est un maximum de pression acoustique) à cause de la force de Bjerknes primaire. Elles constituent ainsi une fine couche ayant une fraction volumique de bulles élevée.

Quand la vitesse vibratoire augmente, la densité de bulles augmente également et la couche de bulles devient plus épaisse. Lorsque la couche atteint une demi-longueur d'onde (typiquement 1,5 mm à 20 kHz pour une vitesse d'onde acoustique dans le milieu bulleux de  $60 \text{ m.s}^{-1}$ ), la résonance conduit à une amplification rapide du champ de pression et, par suite, à la formation du cône de bulles. Si l'épaisseur de couche augmente davantage, l'effet de résonance disparaît et la pression acoustique diminue dans la couche. Dès lors, la densité de bulles diminue et la couche se contracte. Le processus tend donc à se stabiliser au voisinage de l'épaisseur de couche résonante. Cette stabilité est perdue lorsque l'épaisseur de la couche devient inférieure à l'épaisseur résonante, une diminution supplémentaire de l'épaisseur accentuant la diminution du champ de pression. Cette perte de stabilité explique le comportement bistable de cette structure et la soudaine disparition du cône de bulle observée expérimentalement.

La couche de bulles n'est pas uniforme sur la surface de la sonotrode, plus épaisse au centre avec une densité de bulles plus élevée, et plus mince sur la périphérie avec une densité plus faible. Cette inhomogénéité induit un retard de l'onde de pression quittant la couche plus important au centre qu'à la périphérie. La couche de bulles agit alors comme une lentille qui focalise le champ acoustique à très courte distance.

Pour vérifier les hypothèses énoncées ci-dessus, les parties 3 et 4 de cet article présentent des simulations numériques de la couche mince et des mesures du champ de pression en présence du cône de bulles.

## 3 Simulation numérique du champ acoustique transmis à travers une couche mince de bulles

Le problème unidimensionnel de la transmission d'une onde acoustique plane se propageant dans l'eau à travers une couche mince de bulles d'air est considéré. La vibration des bulles est décrite à l'aide du formalisme développé par Zabolotskaya and Soluyan [12, 13] et implémenté dans le code de différences finies SNOW-BL [14, 15]. La fraction volumique de bulles est supposée égale à 4% et la fréquence du signal d'excitation est de 20 kHz. A faible amplitude, la masse volumique et la vitesse du son dans le milieu bulleux sont respectivement de  $960 \text{ kg.m}^{-3}$  et de  $61 \text{ m.s}^{-1}$ . Les effets de l'épaisseur de la couche et de l'amplitude de la pression incidente sur l'amplitude et le retard de la

pression transmise  $p_t$  sont étudiés. Les grandeurs adimensionnelles suivantes sont utilisées : épaisseur de couche  $\theta = h/\lambda_b$  (où  $\lambda_b$  est la longueur d'onde acoustique dans le milieu bulleux à faible amplitude) ; amplitude de la pression transmise  $\alpha = |p_t/p_0|$  (où  $p_0$  est la pression incidente) ; retard de la pression transmise  $\tau = [\arg(p_t) - \arg(p_0)]/2\pi$ .

Dans le cas linéaire, une expression analytique de la pression transmise peut être obtenue à partir des propriétés macroscopiques équivalentes de la couche de bulles. La figure 2 présente l'évolution de l'amplitude et du retard de la pression transmise avec l'épaisseur de la couche. Un phénomène classique de résonance est observé à  $\theta = 0,5$  où la couche est parfaitement transparente (aucun changement d'amplitude et retard d'une demi-période). Pour des valeurs de  $\theta$  éloignées de 0,5, la faible valeur de  $\alpha$  est attribuée à la différence d'impédance d'acoustique entre l'eau et le milieu bulleux. La dérivée du retard par rapport à l'épaisseur de couche est maximale en  $\theta = 0,5$  où elle vaut  $(d\tau/d\theta)_{\theta=0,5} \approx 12,9$ . Une évaluation géométrique du retard entre les ondes quittant la couche au centre et à la périphérie de la sonotrode donne  $\Delta\tau \approx 0,13$  pour obtenir une distance focale d'une longueur d'onde dans l'eau. Ce retard correspond à une variation relative d'épaisseur de la couche de bulles de  $[\Delta\tau(d\theta/d\tau)_{\theta=0,5}]/0,5 \approx 2\%$  entre le centre et la périphérie. Ce résultat montre que la focalisation à courte distance peut être expliquée par une très faible non-uniformité de l'épaisseur de la couche de bulles.

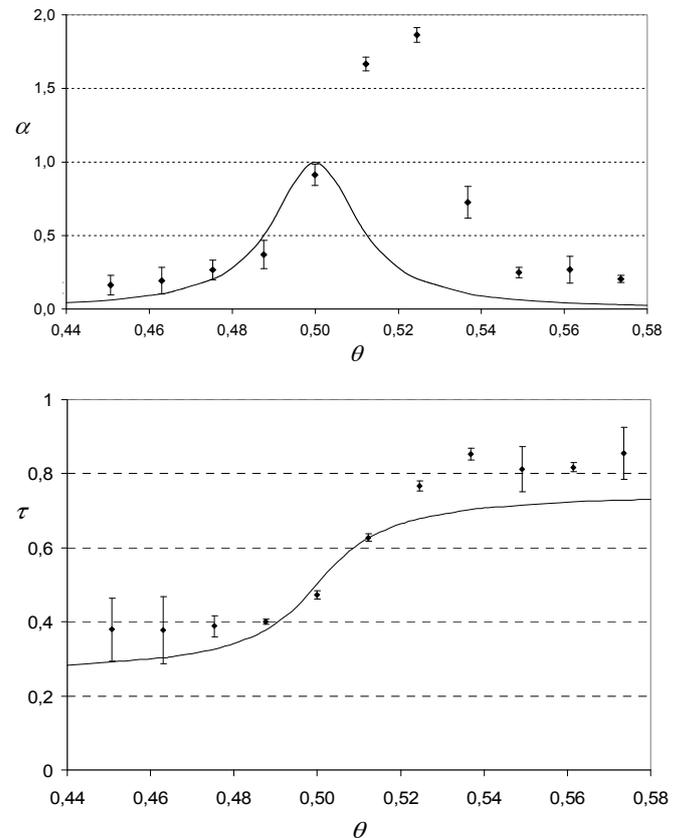


Figure 2 : variation de l'amplitude (haut) et du retard (bas) de l'onde de pression transmise à travers une couche de bulles avec l'épaisseur de couche. Trait plein : modèle linéaire ; symboles : modèle numérique non linéaire.

Les simulations non linéaires ont été effectuées à l'aide du logiciel SNOW-BL. La figure 3 montre l'évolution temporelle de la pression juste derrière la couche pour une amplitude de la pression incidente égale à  $p_0 = 1,5 \cdot 10^4$  Pa et une épaisseur de couche  $\theta = 0,525$ . Après quelques périodes, une forte distortion du front d'onde apparaît accompagnée d'une rigidification des fronts montants et d'une asymétrie entre les pics de compression et de dépression. La très courte durée du régime transitoire (inférieure à 1 ms) conduisant à l'amplification de la pression transmise est en accord avec la soudaine apparition du cône de bulles observée expérimentalement. L'évolution du pic de compression de l'onde transmise avec  $\theta$  est présentée à la figure 2. La résonance non linéaire montre un décalage vers le haut de l'épaisseur de résonance et une asymétrie de la courbe de résonance. Au voisinage de  $\theta = 0,5$ ,  $\alpha$  varie rapidement et atteint une valeur de 1,8 en  $\theta = 0,525$ . L'évolution spatio-temporelle de la pression acoustique dans la couche de bulles et dans son voisinage est présentée à la figure 4 pour  $\theta = 0,525$ . La couche de bulle agit comme une cavité résonante non linéaire qui, dans un premier temps, amplifie la pression par superposition cohérente des aller-retours successifs de l'onde acoustique dans la couche de bulles, puis distord le front d'onde par effets de non linéarité et de dispersion. Lorsque le régime permanent est atteint, la couche de bulles stocke l'énergie sous forme résonante (onde de chocs rebondissant sur les frontières de la couche) et émet de brèves impulsions acoustiques à travers ses frontières semi-transparentes. L'évolution du retard avec l'épaisseur de couche, présentée à la figure 2 dans le cas non linéaire, montre des résultats similaires au cas linéaire.

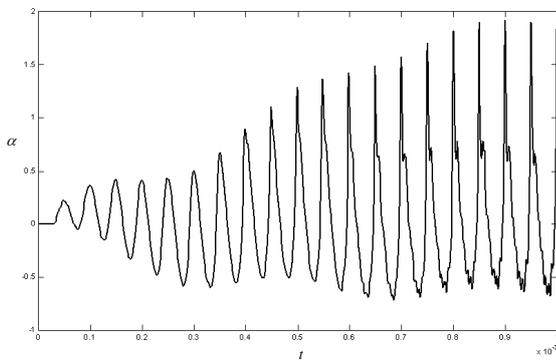


Figure 3 : évolution temporelle calculée du champ de pression transmis à travers la couche de bulles

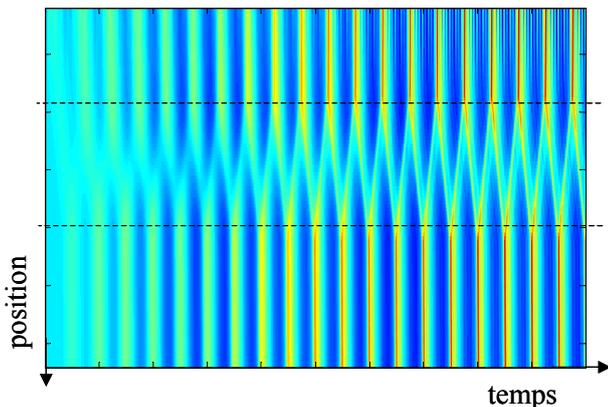


Figure 4 : évolution spatio-temporelle calculée du champ de pression dans la couche de bulles et à son voisinage

## 4 Résultats expérimentaux

Le dispositif expérimental est constitué d'un transducteur piézoélectrique de type Langevin, d'un amplificateur mécanique et d'une sonotrode de 70 mm de diamètre. Le transducteur est excité par un train d'onde sinusoïdal d'une durée de 2000 périodes à 20800 Hz avec une fréquence de répétition de 1 Hz. La vitesse vibratoire de la surface est contrôlée par vibrométrie laser. La pression acoustique est mesurée à l'aide d'un hydrophone Bruel & Kjaer 8103.

La figure 5 montre l'évolution temporelle de la pression mesurée à 1,5 cm de la sonotrode lorsque le régime permanent est atteint en l'absence et en présence de la structure conique de bulles. La vitesse vibratoire de la surface est utilisée comme référence de temps dans les deux cas. Le retard introduit par la présence du cône (et donc de la couche de bulles) est ainsi déterminé. Sa valeur  $\tau \approx 0,69$  est proche de la valeur prédite par simulation  $0,63 \leq \tau \leq 0,77$  (Fig. 2) autour de l'épaisseur de résonance non linéaire  $0,5122 \leq \theta \leq 0,5245$ . Cet accord constitue une validation importante de la présence d'une couche de bulles résonante lors de l'apparition de la structure conique.

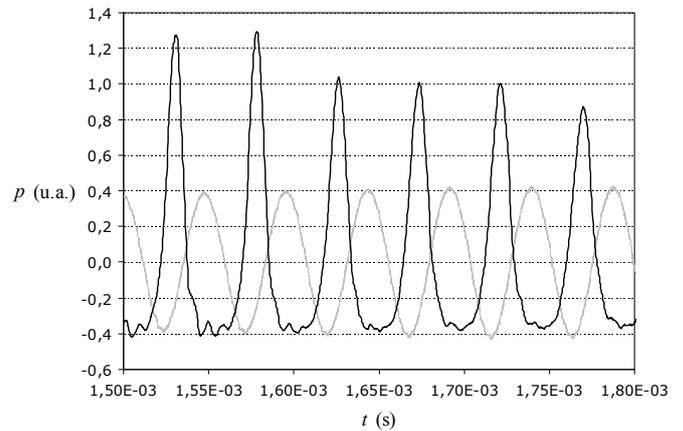


Figure 5 : évolution temporelle mesurée du champ de pression en l'absence (trait gris) et en présence (trait noir) du cône de bulles

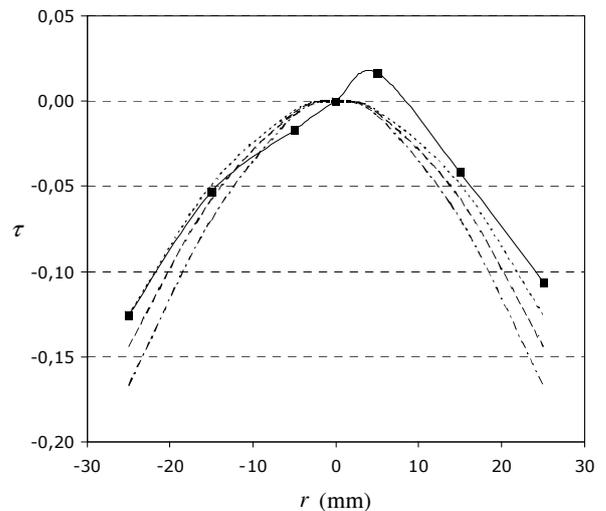


Figure 6 : variation des retards de l'onde de pression avec la distance à l'axe de symétrie en présence du cône de bulles. Trait plein : mesure ; traits pointillés : valeurs théoriques (géométriques) pour focaliser à 3,5 cm, 4 cm et 4,5 cm.

Les retards du front d'onde mesurés à différentes distances de l'axe de symétrie et à 1,5 cm de la surface vibrante sont reportés à la figure 6. Le retard sur l'axe de symétrie est utilisé comme référence de temps. Les valeurs obtenues indiquent une variation maximale du retard de  $\Delta\tau=0,14$ . Les valeurs mesurées sont comparées aux retards géométriques requis pour focaliser à différentes distances de la surface vibrante. Le meilleur accord est obtenu pour une distance focale de 4,5 cm. Le point focal est expérimentalement mesuré à 3,5 cm. Il est clair qu'un modèle bidimensionnel incluant non-linéarité, dispersion, et absorption serait nécessaire pour prédire plus précisément la distance focale.

## 5 Conclusion

Plusieurs résultats théoriques et expérimentaux décrits dans cet article confirment que la couche de bulles présente à la surface de la sonotrode est l'origine de la formation du cône de bulles.

i) Les ondes de chocs observées à courte distance de la surface vibrante se construisent à l'intérieur de la couche de bulles. Elles résultent de l'effet de résonance de couche qui amplifie la pression acoustique et distord le front d'onde à cause de la non linéarité du milieu bulleux. Les différences de temps de propagation mesurés avec et sans cône de bulles sont en accord avec les valeurs attendues pour une couche résonante.

ii) La focalisation à très courte distance est attribuée à la non-uniformité de la couche qui engendre des retards variables lors de la traversée de la couche. Les modèles montrent qu'une variation d'épaisseur relative de l'ordre de 2% est suffisante pour focaliser l'onde transmise à une longueur d'onde (dans l'eau). Les mesures confirment que les retards suivent approximativement la loi attendue en fonction de la distance à l'axe de symétrie.

iii) L'apparition rapide, la stabilisation et la disparition soudaine du cône de bulles sont expliquées respectivement par la rapide amplification de la pression quand l'épaisseur de résonance est atteinte, par l'auto-stabilisation de la couche au dessus de l'épaisseur de résonance et par la perte de stabilité dès que la couche se contracte en dessous de l'épaisseur résonante. Pour décrire plus précisément le processus d'auto-stabilisation, le développement d'un modèle numérique bidimensionnel couplant champ acoustique non linéaire et variation locale de la densité de bulles est nécessaire.

## Remerciements

Ce travail a été soutenu dans le cadre du projet de recherche espagnol DPI2008-01429.

## Références

- [1] T. Leighton, *The acoustic bubble*, Ed. Academic Press, London, (1994).
- [2] R. Mettin, S. Luther, C.-O. Ohl, W. Lauterborn, *Acoustic cavitation structures and simulations by a particle model*, *Ultrason. Sonochem.* 6, 25-29 (1999).
- [3] A. Moussatov, C. Granger, B. Dubus, *Cone-like Bubble Formation in Ultrasonic Cavitation Field*, *Ultrason. Sonochem.* 10, 191-195 (2003).
- [4] A. Moussatov, R. Mettin, C. Granger, T. Tervo, B. Dubus, W. Lauterborn, *Evolution of Acoustic Cavitation Structure near Larger Emitting Surface*, *Ultrasonics World Congress 2003 Proceedings*, 955-958.
- [5] C. Campos-Pozuelo, C. Granger, C. Vanhille, A. Moussatov, B. Dubus, *Experimental and theoretical investigation of the mean acoustic pressure in the cavitation field*, *Ultrason. Sonochem.* 12, 79-84 (2005).
- [6] V.N. Skokov, V.P. Koverda, A.V. Reshetnikov, A.V. Vinogradov, *1/f fluctuations under acoustic cavitation of liquids*, *Physica A* 364, 63-69 (2005).
- [7] V. Saez, A. Frias-Ferrer, J. Iniesta, J. Gonzalez-Garcia, A. Aldaz, E. Riera, *Characterization of a 20 kHz sonoreactor. Part I: analysis of mechanical effects by classical and numerical methods*, *Ultrason. Sonochem.* 12, 59-65 (2005).
- [8] V.N. Skokov, V.P. Koverda, A.V. Reshetnikov, A.V. Vinogradov, *1/f fluctuations under acoustic cavitation of liquids*, *Physica A* 364, 63-69 (2005).
- [9] C. Wu, N. Nakagawa, Y. Sekiguchi, *Observation of multibubble phenomena in an ultrasonic reactor*, *Exp. Thermal and Fluid Sci.* 31, 1083-1089 (2007)
- [10] G. Hunter, M. Lucas, I. Watson, R. Parton, *A radial mode ultrasonic horn for the inactivation of Escherichia K12*, *Ultrason. Sonochem.* 15, 101-109 (2008).
- [10] M.M. van Iersel, N.E. Benes, J.T.F. Keurentjes, *Importance of acoustic shielding in sonochemistry*, *Ultrason. Sonochem.* 15, 294-300 (2008).
- [11] K. Yasui, Y. Iida, T. Tuziuti, T. Kozuka, A. Towata, *Strongly interacting bubbles under an ultrasonic horn*, *Phys. Rev. E* 77 016609 (2008).
- [12] E.A. Zabolotskaya, S.I. Soluyan, *Emission of harmonic and combination-frequency waves by air bubbles*, *Sov. Phys. Acoust.* 18, 396-398, (1973).
- [13] M.F. Hamilton, Y.A. Il'Inskii, E.A. Zabolotskaya, *Dispersion in Nonlinear Acoustics* edited by M.F. Hamilton and D.T. Blackstock, Academic Press, London, 151-175 (1998).
- [14] C. Vanhille, C. Campos-Pozuelo, *Nonlinear ultrasonic propagation in bubbly liquids: a numerical model*, *Ultrasound Med. Biolog.* 34, 792-808 (2008).
- [15] C. Vanhille, C. Campos-Pozuelo, *Nonlinear ultrasonic waves in bubbly liquids with nonhomogeneous bubble distribution: numerical experiments*, *Ultrason. Sonochem.* 16, 669-685 (2009).