

Caractérisation optique et acoustique d'une bulle générée par focalisation laser

C. MAUGER^a, Q. LECLERE^b, P. COUPÉ^{a,b}

a. Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA), UMR 5509 – INSA de Lyon –
École Centrale de Lyon – Université Claude Bernard Lyon.

cyril.mauger@insa-lyon.fr

b. Laboratoire Vibrations Acoustique (LVA), INSA de Lyon

quentin.leclere@insa-lyon.fr

Résumé :

Le travail exploratoire rapporté ici présente les premières étapes de la mise en place d'outils dédiés à la localisation temporelle et spatiale d'une source de cavitation. La source sonore est générée par une bulle unique maîtrisée dans le temps et dans l'espace à l'aide de la focalisation d'un laser pulsé. Le comportement de la bulle montre une bonne concordance avec le modèle de Gilmore. Ce dernier permet, de manière indirecte, d'estimer la pression à l'interface de la bulle. La propagation de l'onde pression est observée optiquement. Un modèle de rayonnement acoustique (monopole en champ libre) est utilisé pour modéliser l'onde acoustique générée par la bulle. Ce dernier montre un bon accord avec les mesures acoustiques.

Abstract :

The work reported here presents the first steps in the development of tools dedicated to the temporal and spatial location of a cavitation source. The sound source is generated by a single bubble controlled in time and space by focusing of a pulsed laser. The behavior of the bubble shows good agreement with the Gilmore model. Indirectly, this model allows to estimate the pressure at the bubble interface. The pressure wave propagation is observed optically. Acoustic radiation model is used to model the acoustic wave generated by the bubble. This shows a good agreement with acoustic measurements.

Mots clefs : Bulle, Cavitation, Onde de pression

1 Introduction

La cavitation est la vaporisation d'un liquide soumis à une très forte contrainte (dépression par exemple). Les systèmes industriels [1, 2] et militaires sont souvent confrontés à de tels phénomènes qui nuisent fortement à la stabilité et au rendement des machines. Ce phénomène violent est généralement accompagné d'ondes de choc, d'effets thermodynamiques extrêmes mais aussi de bruit. Le bruit généré par les phénomènes de cavitation et éventuellement de l'interaction d'ondes acoustiques avec la cavitation sont encore mal connus et mal maîtrisés et font de cette problématique un enjeu majeur pour toute application

se voulant discrète.

De nombreuses études [3, 4, 5] rapportent des travaux corrélant l'observation de cavitation (le plus souvent de bulles de cavitation) au bruit généré par cette dernière. Toutefois, très peu d'études mettent à profit les mesures acoustiques pour la localisation spatiale de la cavitation. Le travail présenté est une première étape dans la mise en place d'outils nécessaires à une telle localisation. Dans une première partie, le dispositif expérimental utilisé est présenté. Une deuxième partie s'attachera à exploiter les visualisations ainsi que les données acoustiques correspondantes avant de conclure et de proposer des perspectives dans une troisième partie.

2 Dispositif expérimental

Dans un but de simplification, nous nous intéressons ici à la localisation acoustique d'une seule bulle de cavitation. Plusieurs méthodes existent pour générer des bulles uniques [6, 7, 8]. Le choix s'est porté sur la génération de bulle par focalisation laser qui permet de créer, de manière maîtrisée dans le temps et dans l'espace, des bulles à la demande et dont le comportement est proche de celui d'une bulle de cavitation. Cette bulle peut ensuite être observée et écoutée grâce au dispositif expérimental présenté sur la Figure 1.

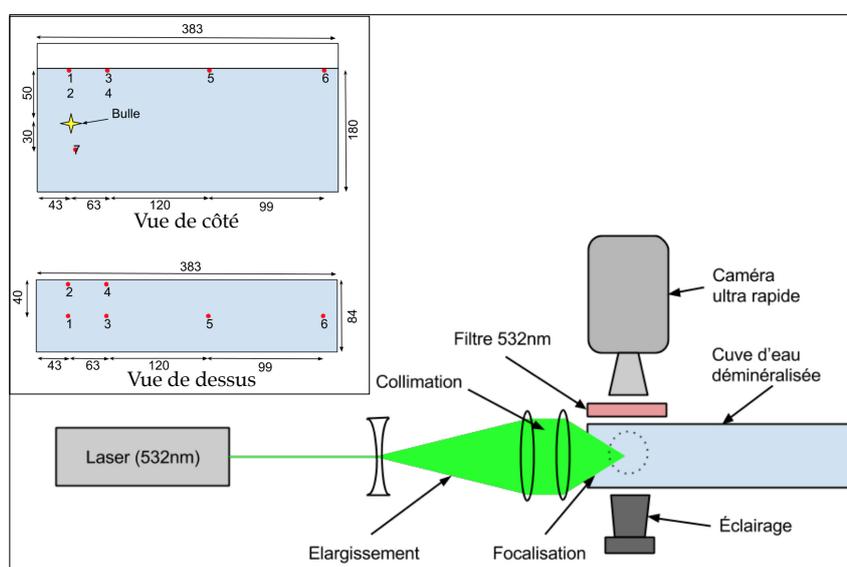


FIGURE 1 – Dispositif expérimental de génération et d'étude de bulles

La seconde harmonique d'un laser Nd : YAG pulsé ($\lambda = 532$ nm, 44 mJ par impulsion, 6 ns) est utilisée comme source lumineuse. Le diamètre du faisceau de 5 mm est élargi 10 fois en passant par une lentille divergente $f = -25$ mm puis collimaté par une lentille convergente $f = 250$ mm. Enfin, le faisceau est focalisé dans de l'eau déminéralisée contenue dans une cuve en verre (300 mm \times 400 mm \times 100 mm) par une lentille asphérique $f = 40$ mm. L'énergie focalisée doit être suffisante pour atteindre la température d'ionisation de l'eau et générer un plasma qui donnera naissance à une bulle de vapeur. La bulle est formée à une distance d'environ 40 mm de la paroi et 100 mm du fond. Un mini-projecteur LED de lumière blanche (3 W) éclaire la bulle et une caméra rapide (Phantom V12.0, 300 ns de temps d'ouverture)

montée avec un zoom (Nikon Nikkor 60 mm) et un filtre *notch* ($532 \text{ nm} \pm 12 \text{ nm}$) complète le dispositif. Le grandissement obtenu sur les images est de $23,7 \mu\text{m.px}^{-1}$. La cuve est instrumentée avec 6 capteurs de pression identiques disposés à 10 mm en dessous de la surface de l'eau (Figure 1). Le capteur 1 est positionné à la verticale de la bulle. Les capteurs 3, 5 et 6 sont alignés sur la ligne centrale de la cuve tel que le capteur 6 est éloigné de 280 mm du capteur 1. Les capteurs 2 et 4 sont situés respectivement au même niveau que les capteurs 1 et 3 mais plus proche de la paroi. Un hydrophone (capteur 7) est placé à 30 mm en-dessous de la bulle.

3 Exploitation des mesures

3.1 Dynamique de la bulle

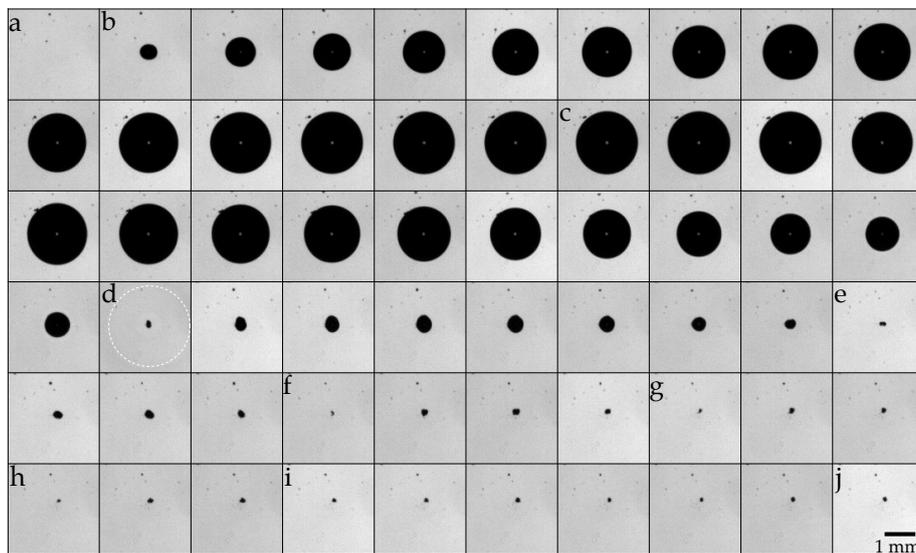


FIGURE 2 – Séquence d'une bulle créée par focalisation laser. $E_{\text{pulse}} = 9 \text{ mJ}$. Temps entre image $\delta t = 5,56 \mu\text{s}$.

La Figure 2 présente une séquence d'images prise à 180 kHz qui permet de suivre l'évolution d'une bulle créée par focalisation laser. Malgré la transparence de l'eau, suffisamment d'énergie est absorbée au point focal de convergence du faisceau. Cette énergie se retrouve concentrée dans un tout petit volume ($r < 100 \mu\text{m}$ [3]) et chauffe l'eau jusqu'à sa température d'ionisation (Figure 2a). Le volume de liquide se transforme alors en un plasma produisant une énorme pression $\sim \text{GPa}$. Le plasma chaud s'expande de manière explosive, d'abord en comprimant le liquide dans son environnement immédiat puis générant une onde de pression sphérique suivie d'une accélération radiale du liquide, produisant une bulle (Figure 2b). Étant donné que la pression du plasma est isotrope la bulle se dilate de façon similaire dans toutes les directions, ce qui entraîne une bulle quasi-sphérique. La bulle grossit jusqu'à atteindre une taille critique (Figure 2c) où la pression à l'intérieur de la bulle égale celle à l'extérieur de la bulle. La bulle commence alors une phase d'effondrement. À ce stade, en dehors des gaz incondensables générés par l'impulsion laser [9], la bulle a oublié « son historique thermique » et le comportement de cette bulle est ainsi similaire à celui des bulles de cavitation en phase d'effondrement. Par conséquent, une bulle de vapeur produite par une impulsion laser est à de nombreuses fins pratiques identique à une bulle de cavitation. À la fin de la phase d'effondrement, la vitesse de l'interface atteint une vitesse telle qu'une nouvelle onde de pression est générée (Figure 2d). S'ensuit différentes phases de « rebonds » (Figure 2e-

f-g-h) jusqu'à ce qu'il ne demeure de la bulle que les gaz incondensables (Figure 2i) qui finiront par se dissoudre.

Plusieurs équations permettent de modéliser la dynamique d'une bulle isolée. L'équation de Rayleigh-Plesset [10] est sans doute la plus connue. Elle décrit le mouvement d'une bulle sphérique dans un liquide incompressible. Toutefois, lorsque l'on considère des vitesses d'interface d'un ordre de grandeur non-négligeable par rapport à la vitesse du son dans l'eau, la compressibilité du liquide ne peut pas être ignorée. L'équation Gilmore [11] permet de mieux prendre en compte ces effets de non-linéarité :

$$\ddot{R} = \left[H \left(1 + \frac{\dot{R}}{c} \right) - \frac{3}{2} \frac{\dot{R}^2}{3c} \right] \left[R \left(1 - \frac{\dot{R}}{c} \right) \right]^{-1} + \frac{\dot{H}}{c} \quad (1)$$

où R est le diamètre de la bulle et \dot{R} et \ddot{R} ces dérivées première et seconde par rapport au temps. c et H sont la vitesse locale du son et l'enthalpie du milieu compris entre l'interface de la bulle et l'infini :

$$H = \frac{n}{n-1} \left(\frac{p_\infty + B}{\rho} \right) \left[\left(\frac{p + B}{p_\infty + B} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (2)$$

$$c = c_\infty \left(\frac{p + B}{p_\infty + B} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \quad (3)$$

avec B et n des constantes de l'équation d'état de Tait. Gilmore [11] donne $B \approx 303,97$ MPa et $n \approx 7$ pour l'eau. p_∞ est la pression dans la cuve au niveau de la bulle, ρ la masse volumique de l'eau (998 kg.m^{-3}) et c_∞ la vitesse du son dans l'eau définie par l'équation 5. p est la pression à l'interface définie par :

$$p = p_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} + p_v - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (4)$$

$$c_\infty = \left[n \left(\frac{p_\infty + B}{\rho} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

où k est le coefficient polytropique égal à 1, 4, σ la tension de surface ($73.10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$), p_v la pression de vapeur (2340 Pa) et μ la viscosité dynamique ($1.10e^{-3} \text{ Pa.s}$). R_0 et p_0 correspondent aux conditions initiales de la bulle ou plutôt du plasma. Le rayon initial est obtenu à partir de la Figure 3 où l'on observe le plasma généré par la focalisation laser. La résolution de l'image ne permet pas d'avoir une valeur précise de la taille du plasma. Toutefois, nous pouvons estimer que son rayon vaut environ une cinquantaine de microns. La pression p_0 est quant à elle inconnue. Une procédure itérative basée sur la

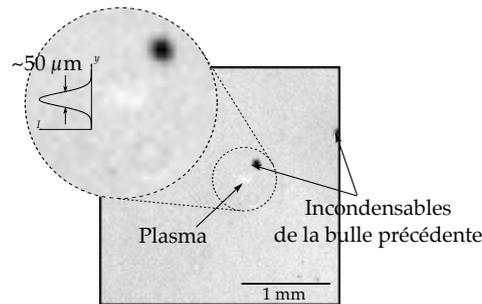


FIGURE 3 – Image présentant le plasma généré par la focalisation du laser. Taille estimée $r = 25 \mu\text{m}$.

comparaison du rayon calculé et du rayon réel permet de la déterminer.

La Figure 4 présente l'évolution du rayon R et de la vitesse de l'interface \dot{R} en fonction du temps. τ_R est le temps de Rayleigh calculé par :

$$\tau_R = 0,915 R_{max} \left(\frac{\rho}{p_{inf} - p_v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

Sur la Figure 4, le modèle de Gilmore montre une assez bonne concordance avec le premier cycle de la bulle. Les autres rebonds ne sont pas prédits correctement par le modèle car aucun facteur dissipatif n'est pris en compte. À la fin du premier effondrement, la vitesse de l'interface semble atteindre une vitesse de plusieurs centaines de mètres par seconde. Cette vitesse est suffisante pour induire une onde de pression. Le modèle de Gilmore prévoit une pression à l'interface au moment du rebond pouvant atteindre 0,5 GPa ! Un des objectifs de ce travail est de caractériser optiquement et acoustiquement cette onde et de corréler ces informations.

3.2 Visualisation de l'onde de pression

En première approximation, nous pouvons estimer que l'onde de pression se déplace à la vitesse du son dans l'eau soit environ $1482 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 20°C . Ceci pose potentiellement deux problèmes pour la visualisation. D'une part, pour suivre le déplacement de l'onde, la caméra doit être configurée à sa fréquence maximale d'acquisition soit 1 million d'images par seconde. Pour atteindre ce paramètre, il est nécessaire de dégrader la zone d'observation à une région de $8 \text{ px} \times 128 \text{ px}$ ce qui rend l'image fortement pixelisée. Le placement de la caméra par rapport à la bulle doit être très minutieux. D'autre part, la caméra à un temps d'ouverture de 300 ns ce qui est insuffisant pour figer proprement l'onde de pression compte tenu de sa vitesse. En effet, l'onde se déplacera d'environ 20 pixels durant le temps d'ouverture. Il convient donc de s'interroger sur le contenu de l'information visuelle que nous obtenons.

Un profil d'une onde de pression spatiale peut s'apparenter à la courbe représentée en rouge sur la Figure 5a. Cette courbe peut être approchée par plusieurs gaussiennes. La variation de pression causée par l'onde se traduit par une variation de masse volumique et aussi d'indice de réfraction qui sont reliés par

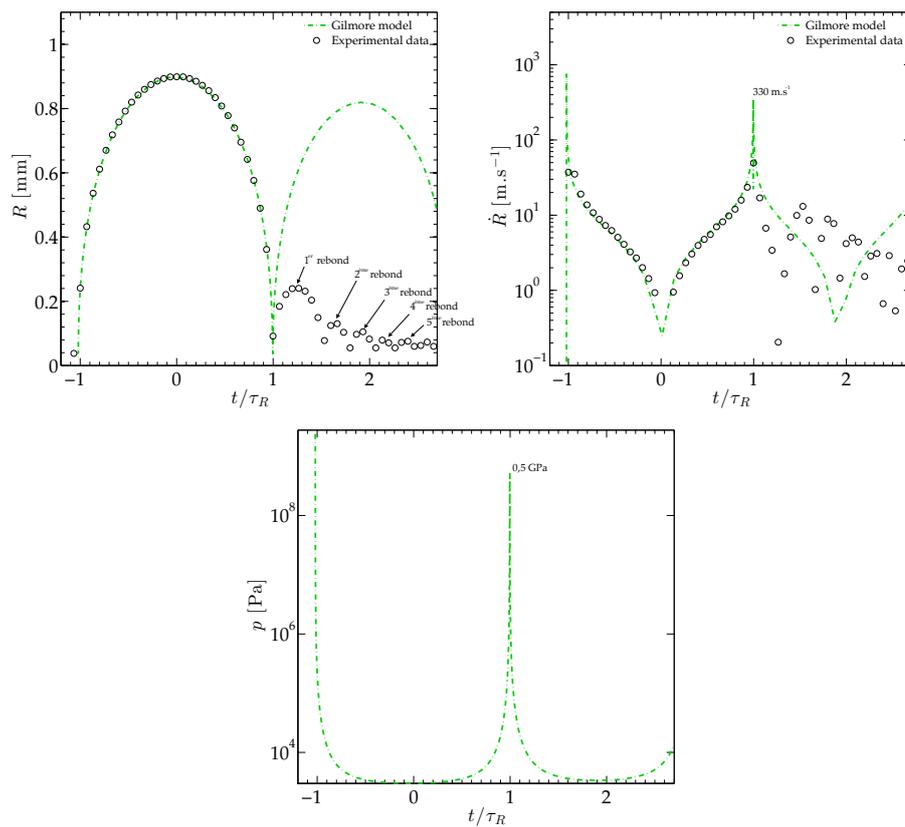


FIGURE 4 – Évolution du rayon R de la bulle, de la vitesse de l'interface \dot{R} et de la pression p à l'interface en fonction du temps.

la relation de Lorentz-Lorenz :

$$\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} = K\rho \quad (7)$$

ρ et m sont la masse volumique de l'eau et son indice de réfraction. K est une constante de proportionnalité liée au milieu. Dans ce travail, le montage optique utilisé pour la visualisation peut être grossièrement assimilé à un montage ombroscopique. Ceci nous permet de supposer que l'indice de réfraction (et donc la pression) varie [12] comme :

$$\frac{\Delta I}{I} \propto \frac{\partial m^2}{\partial^2 x} \quad (8)$$

où ΔI est la variation d'intensité lumineuse par rapport à l'intensité initiale I . L'image renvoyée par l'onde de pression s'apparente donc à un signal équivalent à la Figure 5b. Comme dit précédemment, le signal est intégré sur un temps de 300 ns qui se manifeste sur l'image par un flou de 20 pixels. De plus, la propagation de l'onde étant supposée sphérique, la pression décroît en $1/x$ (Figure 5c). Enfin,

l'image étant fortement pixelisée, le signal lumineux, même intégré sur les 8 pixels de hauteur, risque d'être bruité et de s'apparenter à la courbe de la Figure 5d.

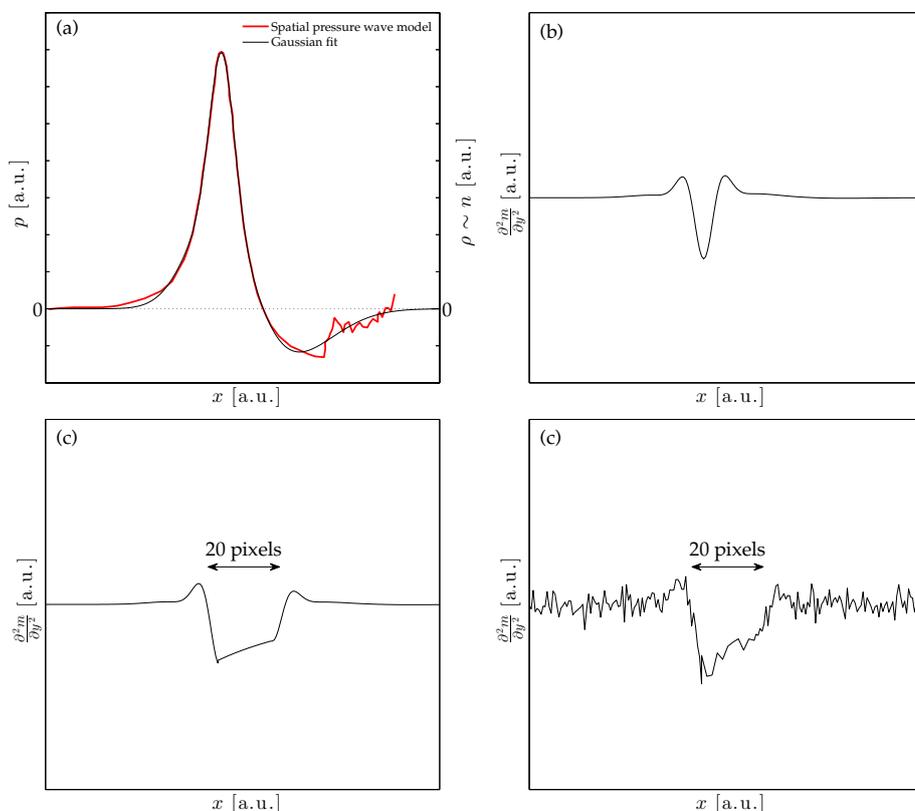


FIGURE 5 – (a) Modèle d'onde de pression spatiale. (b) Dérivée seconde de l'indice de réfraction. (c) Floutage du signal sur 20 pixels et décroissance en $1/x$. (d) Signal bruité.

Pour se donner une plus grande amplitude dans le suivi de l'onde, la bulle est générée à la frontière de la zone visualisée comme présenté sur la Figure 6. Les images sont ensuite analysées afin de détecter la passage de l'onde de pression. La figure 6 illustre un exemple d'images traitées. L'onde de pression se manifeste par un assombrissement local de l'image alors que la phase vapeur apparaît en noir. Pour limiter le bruit des images, ces dernières sont moyennées suivant la hauteur afin d'obtenir un profil 1D. On constate la bonne concordance entre le signal prédit (Figure 5) et celui visualisé (Figure 6). Les ondes de pression sont identifiables sur les profils par des « minima » locaux. L'onde est localisée par rapport au front descendant. Sur la Figure 6, on voit que l'onde s'est déplacée de 1,48 mm sur une durée de $1 \mu\text{s}$. La localisation spatiale de l'onde est prise à mi-distance des deux fronts d'onde. On note une décroissance en $1/x$ de l'intensité de l'onde. La même procédure peut être appliquée à l'onde émise lors de la formation du plasma.

3.3 Rayonnement acoustique de la bulle

L'objectif de cette section est de comparer les mesures optiques de la dynamique de bulle avec la pression acoustique mesurée par les hydrophones, via un modèle de rayonnement simple : le monopole en champ libre. La bulle de cavitation, de part sa géométrie et sa taille, peut en effet être supposée générer un champ de pression à symétrie sphérique. L'hypothèse forte de ce modèle de rayonnement est l'aspect

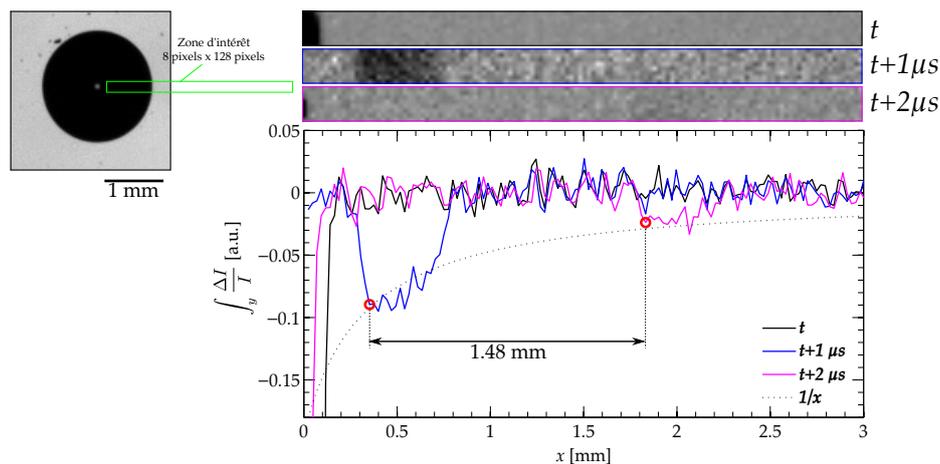


FIGURE 6 – Exemple d’images permettant la localisation de l’onde de pression.

champ libre : la bulle de cavitation, dans cette expérience, rayonne dans un milieu fermé potentiellement réverbérant (la cuve). De ce fait, le modèle de rayonnement ne représente que le champ direct, tandis que la pression mesurée est constituée du champ direct et d’un champ réverbéré résultant des multiples réflexions sur les parois de la cuve. Cependant, le champ direct arrive en premier au niveau des récepteurs, et étant donnée la durée de vie très faible des bulles (et donc le caractère très impulsif de la pression rayonnée), on peut espérer une certaine séparation dans le domaine temporel des champs directs et réverbérés. Le rayonnement en champ libre du monopole est donné par :

$$p(r, t) = \rho \frac{1}{4\pi r} q \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (9)$$

où r représente la distance entre la source et le point de réception, p la pression acoustique au point de réception, et q l’accélération volumique en m^3/s^2 :

$$q(t) = \frac{d^2}{dt^2} V(t) = \frac{4\pi}{3} \frac{d^2}{dt^2} (R(t)^3). \quad (10)$$

Le volume de la bulle est estimé à partir des mesures optiques à une fréquence d’échantillonnage de 180kHz. Il est ensuite dérivé deux fois par différences finies, puis propagé jusqu’au point de réception au travers de l’équation de rayonnement (9).

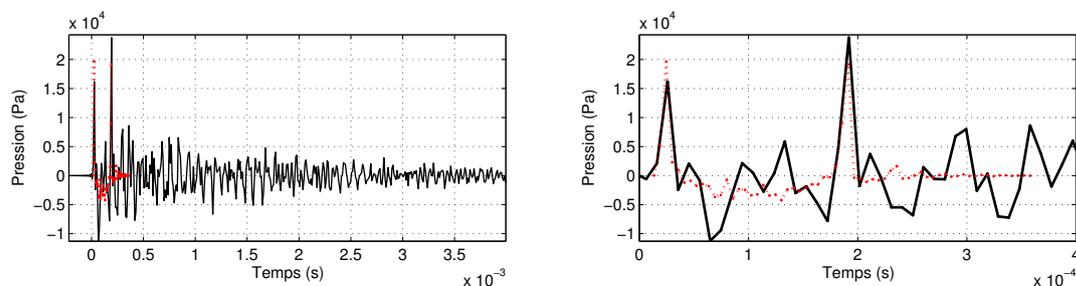


FIGURE 7 – Pression rayonnée au niveau l’hydrophone (capteur 7) : mesure (noir) et rayonnement champ libre calculé (pointillés rouges). Réponse sur 4ms (à gauche), agrandissement sur 0.4ms (à droite)

La pression calculée de cette manière à partir des mesures optiques de bulles est comparée à la pression

mesurée au niveau de l'hydrophone (capteur 7), situé à 3cm de la source. La pression calculée comporte deux pics de pression, correspondant aux deux pics d'accélération volumique de source générés par la création de la bulle et le premier rebond. Ces deux pics sont également visibles sur le début de la réponse mesurée par l'hydrophone avec une assez bonne concordance en amplitude et une excellente concordance temporelle. Les fluctuations de pression qui suivent les deux pics, visibles sur le signal de l'hydrophone uniquement, correspondent à la réponse acoustique de la cuve (champ réverbéré), non pris en compte dans la pression rayonnée.

4 Conclusion et perspectives

La focalisation d'un laser pulsé est un bon moyen d'obtenir des « bulles de cavitation » de manière reproductible dans l'espace et dans le temps. L'utilisation du modèle de Gilmore a permis de déterminer la pression à l'interface de la bulle au moment du rebond. Ces valeurs doivent encore être comparées aux mesures acoustiques. Les visualisations ombroscopiques en champ proche ont permis de déterminer la vitesse des ondes proches interface. Ces mesures manquent encore de résolution pour tirer des conclusions intéressantes. Enfin, un modèle de monopole rayonnant en champ libre basé sur les mesures optiques montre un très bon accord avec les mesures acoustiques. Des améliorations prochaines du dispositif porteront notamment sur la suppression de la réverbération de la cuve.

Remerciements :

Ce travail a été réalisé au sein du Labex CeLyA de l'Université de Lyon, géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR-10-LABX-0060/ ANR-11-IDEX-0007).

Références

- [1] J-P. Franc. *La cavitation : Mécanismes physiques et aspects industriels*. EDP Sciences, 1995.
- [2] C. Mauger, L. Méès, M. Michard, and M. Lance. Velocity measurements based on shadowgraph-like image correlations in a cavitating micro-channel flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 58 :301–312, 2014.
- [3] D. Obreschkow, M. Tinguely, N. Dorsaz, P. Kobel, A. de Bosset, and M. Farhat. The quest for the most spherical bubble. *arXiv preprint arXiv :1303.4872*, 2013.
- [4] D. Lohse, B. Schmitz, and M. Versluis. Snapping shrimp make flashing bubbles. *Nature*, 413(6855) :477–478, 2001.
- [5] I. Akhatov, O. Lindau, A. Topolnikov, R. Mettin, N. Vakhitova, and W. Lauterborn. Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble. *Physics of Fluids (1994-present)*, 13(10) :2805–2819, 2001.
- [6] Y. Tomita and A. Shima. High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water. *Acta Acustica united with Acustica*, 71(3) :161–171, 1990.

-
- [7] M. Dular and O. Coutier-Delgosha. Thermodynamic effects during growth and collapse of a single cavitation bubble. *J. Fluid Mech*, 736 :44–66, 2013.
- [8] K.L. de Graaf, I. Penesis, and P.A. Brandner. Modelling of seismic airgun bubble dynamics and pressure field using the gilmore equation with additional damping factors. *Ocean Engineering*, 76 :32–39, 2014.
- [9] Takehiko Sato, Marc Tinguely, Masanobu Oizumi, and Mohamed Farhat. Evidence for hydrogen generation in laser-or spark-induced cavitation bubbles. *Applied Physics Letters*, 102(7) :074105, 2013.
- [10] M. S. Plesset. The dynamics of cavitation bubbles. *Journal of applied mechanics*, 16 :277–282, 1949.
- [11] F. R. Gilmore. The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid. 1952.
- [12] Wolfgang Merzkirch. *Flow visualization*. Elsevier, 2012.