HAL open science

Mesure par PVDF de l'implosion d'une bulle générée par focalisation laser

Zhaofeng Han, Thibaut Chaise, Cyril Mauger, Thomas Elguedj, Michel Arrigoni, Mahmoud El Hajem, Nicolas Boisson

To cite this version:

Zhaofeng Han, Thibaut Chaise, Cyril Mauger, Thomas Elguedj, Michel Arrigoni, et al.. Mesure par PVDF de l'implosion d'une bulle générée par focalisation laser. 24 ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2019, Brest, France. hal-03680791

HAL Id: hal-03680791

https://hal.science/hal-03680791v1

Submitted on 29 May 2022

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.

Mesure par PVDF de l'implosion d'une bulle générée par focalisation laser

Zhaofeng Han[a, b], Thibaut Chaise[a], Cyril Mauger[b], Thomas Elguedj[a], Michel Arrigoni[c], Mahmoud El Hajem[b], et Nicolas Boisson[a]

a. Univ Lyon, INSA-Lyon, CNRS UMR5259, LaMCoS, F-69621, France
{zhaofeng.han ; thibaut.chaise ; thomas.elguedj ; nicolas.boisson}@insa-lyon.fr
b. Univ Lyon, INSA-Lyon, École Centrale de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CNRS, LMFA UMR 5509, F-69134 Écully, France
{cyril.mauger ; mahmoud.el-hajem}@insa-lyon.fr
c. ENSTA Bretagne, IRDL, UMR CNRS6027, F-29200, France
michel.arrigoni@ensta-bretagne.fr

Résumé :

La maîtrise du procédé de grenaillage par jet d'eau cavitant nécessite une meilleure compréhension des mécanismes physiques en jeu. Ceci implique le recours à une instrumentation fine afin d'exploiter les paramètres pertinents de fonctionnement. Dans cette perspective, un banc expérimental basique a été mis en place. Il permet de montrer la faisabilité d'une mesure quantitative de pression vue par une surface au moment de l'implosion dans son voisinage d'une bulle de cavitation. Cette mesure est réalisée grâce à un capteur en poly(fluorure de vinylidène) PVDF. Ces mesures sont corrélées à un modèle analytique s'appuyant sur des enregistrements vidéo à haute cadence.

Mots clefs : Grenaillage par jet d'eau cavitant, PVDF, modèle de Gilmore, laser pulsé, bulle

1 Introduction

Le grenaillage est un processus de traitement de surface qui permet de réduire les contraintes résiduelles issues des procédés de fabrication d'une pièce en mettant en introduisant de la compression en surface. Ce processus retarde la propagation des fissures et augmente la résistance à la corrosion et la durée de vie de la pièce. Le grenaillage conventionnel consiste à projeter des billes sur la surface de la pièce à traiter. Par conséquent, il peut contaminer la surface des pièces et son environnement lors du traitement. Pour certaines pièces de géométrie complexe, le grenaillage conventionnel ne permet pas d'atteindre la totalité des surfaces difficiles d'accès. Pour palier ces problèmes, le grenaillage par jet d'eau cavitant [1] (*water cavitation peening*) s'avère être une bonne alternative. La pièce à traiter est placée dans une enceinte remplie d'eau. Un jet d'eau très rapide est envoyé sur la pièce. La différence de vitesse entre l'eau de l'enceinte et le jet induit des contraintes de cisaillement importantes qui vont donner lieu à l'apparition de structures fortement tourbillonnaires (zones de dépression). Au sein de ces structures, la pression du fluide peut chuter jusqu'à atteindre la pression de vapeur saturante conduisant à l'apparition

de poches et de bulles de vapeur. Ces poches et bulles sont convectées par le jet vers la surface à traiter où leur implosion va induire la mise en compression de la surface.

Le procédé innovant de mise en compression par jet d'eau cavitant est encore peu utilisé dans l'industrie malgré le vif intérêt qu'il suscite. Les phénomènes physiques du procédé sont complexes et restent mal compris. La maîtrise actuelle de la mise en compression par jet d'eau cavitant est assez empirique et la littérature scientifique relative à la simulation et à la prédiction du procédé quasi-vierge. Afin de comprendre plus précisément les mécanismes en jeu à la surface d'un solide à l'échelle d'une bulle, un dispositif expérimental dédié a été imaginé. Ce dispositif permet d'enregistrer simultanément la dynamique d'une bulle de cavitation et l'intensité de l'onde de pression générée par l'effondrement de cette dernière. Un modèle analytique de la dynamique de la bulle est utilisé pour comparer les mesures expérimentales de pression aux distributions prédites. L'influence de la présence d'une paroi est aussi étudiée.

2 Dispositif expérimental

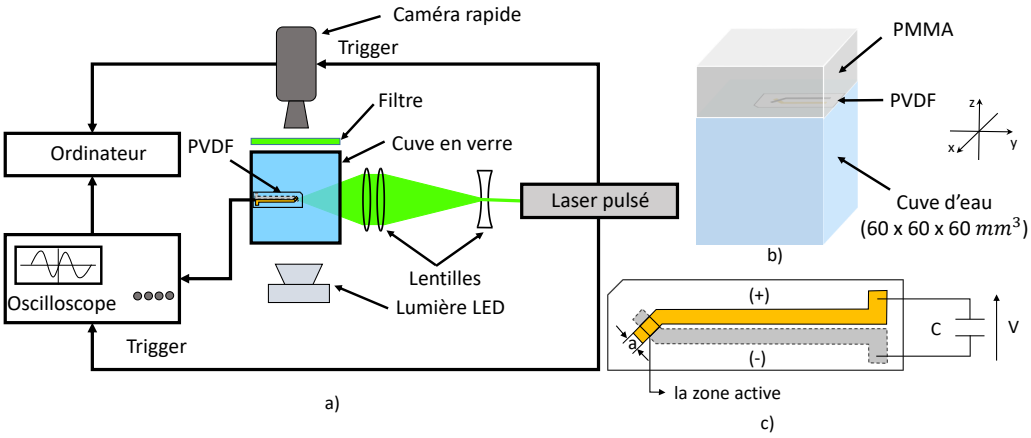

FIGURE 1 – a) Schéma du dispositif expérimental. b) Montage du capteur PVDF. c) Schéma du capteur PVDF [2].

La complexité des phénomènes physiques présents lors du procédé de grenaillage par jet d'eau cavitant rend délicates une instrumentation fine et son exploitation dans un dispositif réel. Dans un esprit de simplification, l'étude présentée ici s'intéresse uniquement à la fluctuation de pression générée par la création puis l'effondrement d'une bulle de cavitation en proximité d'une surface. Plusieurs méthodes existent pour générer des bulles uniques [3, 4, 5]. Le choix s'est ici porté sur la génération de bulle par focalisation laser encore appelée cavitation optique 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 est ensuite observée au cours de son exstence et les variations de pression associées à ses différentes phases de vie, y compris lors de son implosion sont mesurées grâce au dispositif expérimental présenté sur la Figure 1.

La seconde harmonique d'un laser Nd: YAG pulsé ($\lambda = 1060\,\mathrm{nm}$, $6\,\mathrm{ns}$) est focalisée dans l'eau pour créer des bulles de manière contrôlée. Le faisceau laser est élargit en passant au travers d'une lentille divergente $f = -25\,\mathrm{mm}$ puis collimaté par une lentille convergente $f = 250\,\mathrm{mm}$. Enfin, le faisceau est focalisé par une lentille asphérique $f = 40\,\mathrm{mm}$ dans de l'eau filtrée et déminéralisée contenue dans

une cuve en verre carrée d'arête $l = 60\,\mathrm{mm}$. 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. Le comportement de la bulle lors de sa phase d'effondrement est similaire au comportement d'une bulle de cavitation. La bulle est générée au centre de la cuve. Un mini-projecteur LED de lumière blanche (3 W) éclaire la bulle et une caméra rapide (Phantom V12.0) montée avec un zoom Navitar $\times 12$ enregistre la dynamique de la bulle. Un filtre *notch* ($532 \pm 12\,\mathrm{nm}$) protège la caméra de l'éclairage laser. L'image est parfaitement figée grâce à un temps d'ouverture de $300\,\mathrm{ns}$. La fréquence d'acquisition de $120\,\mathrm{kfps}$ en 256×128 pixels permet de suivre la dynamique de la bulle. Le grandissement obtenu sur les images est de $14{,}1\ \mu\mathrm{m} \cdot \mathrm{px}^{-1}$. La cuve est instrumentée sur la face du dessus pas un capteur en poly(fluorure de vinylidène) PVDF de $1\,\mathrm{mm}^2$. Les caractéristiques du PVDF sont données dans la Table 1. Le capteur PVDF est fixé sur un bloc de poly (méthacrylate de méthyle) PMMA dont l'impédance est proche de celle de l'eau ce qui permet de limiter les réflexions d'onde. Le PVDF est utilisé en montage en tension sur un oscilloscope (Keysight InfiniiVision DSOX3054T) permettant une acquisition des données à $625\,\mathrm{MSa} \cdot \mathrm{s}^{-1}$. La caméra et l'oscilloscope sont synchronisés avec le *Q-switch* du laser.

L'ensemble cuve et bloc de PMMA peut être déplacé selon l'axe z permettant ainsi de faire varier la distance ds entre le centre de la bulle et la paroi.

Table 1 – Caractéristiques du capteur PVDF [2]

Paramètres	
Plage de pression mesurable	$10^2\,\mathrm{Pa}$ à $3 \times 10^{10}\,\mathrm{Pa}$
Plage de fréquence	$10^{-2}\,\mathrm{Hz}$ à $10^9\,\mathrm{Hz}$
Température d'utilisation	$-40\,°\mathrm{C}$ à $60\,°\mathrm{C}$
Sensibilité hors-plan (D33)	$23{,}8 \pm 0{,}4\ pC/N$
Épaisseur du film	$25\,\mu\mathrm{m}$
Surface active	$1\,\mathrm{mm}^2$

3 Exploitation des mesures

3.1 Dynamique de la bulle

La Figure 2 présente deux séquences d'images prises à $120\,\mathrm{kfps}$. Ces séquences permettent de suivre et de comparer l'évolution d'une bulle créée par focalisation laser en présence ou non d'une paroi. Lorsque l'énergie du laser est concentrée dans un tout petit volume d'eau ($r < 100\,\mu\mathrm{m}$ [6]) l'eau est chauffée jusqu'à atteindre sa température d'ionisation. Le volume de liquide se transforme alors en un plasma chaud (Figure 2-Ia) qui s'expanse, 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 2-Ib). La pression du plasma étant isotrope, la bulle se dilate de façon quasi-sphérique. La bulle grossit jusqu'à atteindre une taille critique $R_{\max}$ (Figure 2-Ic) où la pression à l'intérieur de la bulle égale celle à l'extérieur. À ce stade, à cause des forces d'inertie, la bulle a outrepassé le volume qu'aurait dû lui autoriser la pression hydrostatique du milieu ambiant. La pression à l'intérieur de la bulle est donc devenue inférieure à celle dans l'eau et un mouvement de contraction s'effectue. La bulle commence alors une phase d'effondrement. À ce stade, en dehors des gaz incondensables générés par l'impulsion laser [7], la bulle a « oublié son historique thermique ». En outre, il a été montré que les temps caractéristiques associés à la propagation de la chaleur dans l'eau sont considérablement plus long que

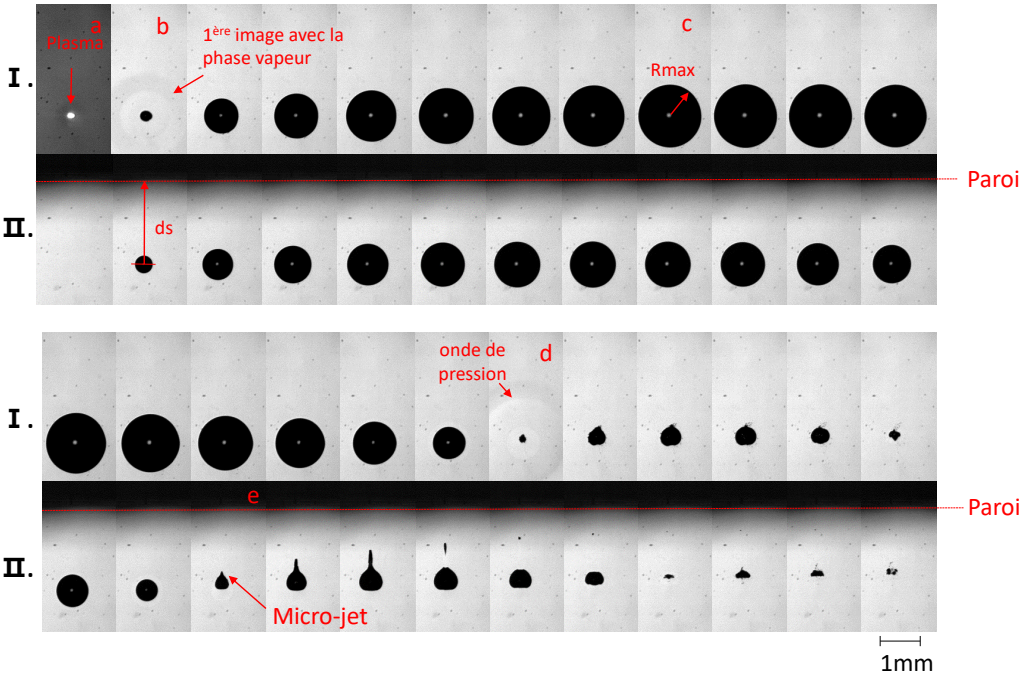

FIGURE 2 – Dynamique d'une bulle de cavitation en absence de paroi I et en présence de parois II. Le taux d'échantillonnage de 120 kfps.

ceux des ondes de pression [8] et le comportement de cette bulle est ainsi similaire à celui d'une bulle de cavitation en phase d'effondrement. À la fin de la phase de contraction, toujours à cause des effets d'inertie, la pression dans la bulle a outrepassée celle autorisée par la pression hydrostatique ambiante. De plus le mouvement centripète donne lieu à un point d'arrêt central qui devient le lieu d'une rapide montée en pression. La vitesse de l'interface atteint une vitesse telle qu'une nouvelle onde de pression est générée (Figure 2-Id). S'ensuit différentes phases de rebond jusqu'à ce qu'il ne demeure de la bulle que les gaz incondensables qui finiront par se dissoudre. Lors de ces phases d'implosion, dans certaines conditions, il est possible d'observer la fragmentation de la bulle en amas de bulles de plus petites tailles mais ce phénomène n'est pas pris en compte dans cette étude. En absence de paroi, la bulle s'effondre de manière quasi-sphérique. Un effondrement parfaitement sphérique ne peut être obtenu que dans des conditions particulières [6] où aucun gradient de pression hydrostatique n'influence la bulle. Dans le cas où une paroi est proche de la bulle (Figure 2-II), cette dernière se déforme de manière asymétrique conduisant à la formation d'un micro-jet liquide (Figure 2-IIe) très rapide dirigé vers la paroi. On définit la distance normalisée à la paroi γ comme :

$$\gamma = \frac{ds}{R_{\max}}, \tag{1}$$

où $R_{\max}$ est le rayon maximale atteint par la bulle et ds la distance entre le centre de la bulle et la paroi. Les fluctuations de pression générées par la dynamique de la bulle peuvent être mesurées par le capteur PVDF pour différents γ.

3.2 Traitement et identification du signal PVDF

Lorsqu'une onde de pression arrive sur le capteur PVDF, ce dernier subit des déformations. Si les propriétés de ce capteur sont parfaitement connues il est possible d'en déduire l'intensité de la pression.

Pour le capteur utilisé, sa calibration en pression est connue uniquement pour celles déformations hors-plan (normales à sa surface). Dans le cas du présent dispositif, une première onde de pression apparaît au moment où est généré le plasma. Cette onde se reflète sur les différentes parois de la cuve avant qu'une seconde onde de pression ne soit créée par le premier rebond de la bulle (qui se reflètera aussi sur les parois). Avant d'exploiter l'intensité de pression générée par l'effondrement de la bulle, il convient d'identifier clairement tous les pics « parasites » dus aux réflexions. La position de la bulle, les dimensions de la cuve et le moment où est généré la plasma étant bien connu, il est possible en calculant les temps de vol des ondes de déterminer les réflexions incriminées. Ces temps de vol sont schématiquement représentés sur la Figure 3 en sus des temps de vol s'ajoutent les ondes secondaires émises à chaque pulsation de bulle avec des temps caractéristique plus longs. Dans un but de simplification, seules les premières réflexions sont considérées et uniquement celles sur le fond (en vert) au temps t_{fon}, sur les parois latérales (en orange) au temps t_{lat} et sur le PMMA (chemin direct en rouge) au temps t_{dir}. Les différents temps de vol sont déterminés de la manière suivante :

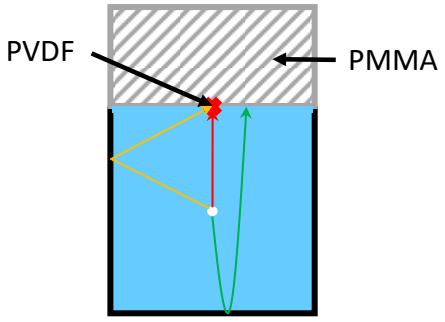

FIGURE 3 – Représentation des distances parcourues par l'onde suite aux multiples réflexions.

$$\begin{cases} t_{\text{dir}} = & \dfrac{ds}{c_{\text{inf}}} \\ t_{\text{fon}} = & \dfrac{2l - ds}{c_{\text{inf}}} \\ t_{\text{lat}} = & \dfrac{2\sqrt{ds^2 + l^2}}{c_{\text{inf}}} \end{cases} , \tag{2}$$

où c_{inf} est la célérité du son dans l'eau. Le signal produit par le capteur PVDF peut être converti en pression à partir des caractéristiques du capteur et de la chaine d'acquisition (Figure 4), pour cela, il faut utiliser la relation

$$Q = CU \ , \tag{3}$$

avec C la capacité totale de la ligne d'acquisition. Dans cette plage de pression, la réponse du capteur est linéaire et la relation charge/pression est

$$P = 15.7 \, \frac{pCU}{N} \ . \tag{4}$$

Il est ainsi possible d'extraire, par exemple le pic de pression généré par l'effondrement de la bulle lors de son premier rebond. Cette pression est ensuite comparée à un modèle analytique de dynamique de bulle permettant de reconstruire le champ de pression dans le voisinage de la bulle.

3.3 Comparaison avec le modèle de Gilmore

Différents modèles permettent de prédire la dynamique d'une bulle de cavitation [8, 9, 10, 11]. Initialement développé pour les explosions sous-marines, le modèle de Gilmore [10] permet de prendre

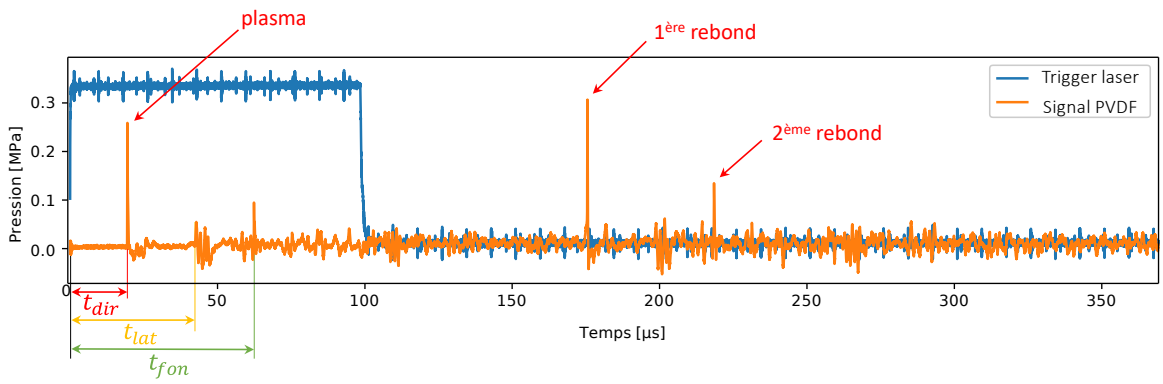

FIGURE 4 – Exemple d'une mesure quantitative de PVDF. $\gamma = 36{,}8$.

en compte les effets de non-linéarité. Il permet aussi de décrire la phase de croissance de la bulle :

$$R\ddot{R}\left(1-\frac{\dot{R}}{c}\right)+\frac{3}{2}\dot{R}^2\left(1-\frac{\dot{R}}{3c}\right)=H\left(1+\frac{\dot{R}}{c}\right)+\frac{R\dot{H}}{c}\left(1-\frac{\dot{R}}{c}\right)\ , \tag{5}$$

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 :

$$H=\frac{n}{n-1}\left(\frac{p_\infty+B}{\rho}\right)\left[\left(\frac{p+B}{p_\infty+B}\right)^{\frac{n-1}{n}}-1\right]\ , \tag{6}$$

$$c=c_\infty\left(\frac{p+B}{p_\infty+B}\right)^{\frac{n-1}{2n}}\ , \tag{7}$$

avec B et n des constantes de l'équation d'état de Tait. p_∞ est la pression dans la cuve à la profondeur de la bulle, ρ la masse volumique de l'eau et c_∞ la vitesse du son dans l'eau définie par l'équation 9. p est la pression à l'interface définie par l'équation 8 :

$$p=p_0\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3k}+p_v-\frac{2\sigma}{R}-4\mu\frac{\dot{R}}{R}\ , \tag{8}$$

$$c_\infty=\left[n\left(\frac{p_\infty+B}{\rho}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\ , \tag{9}$$

où k est le coefficient polytropique, σ la tension de surface, p_v la pression de vapeur et μ la viscosité dynamique. R_0 et p_0 correspondent aux conditions initiales de la bulle (plasma).

La Figure 5 compare l'évolution du rayon de la bulle obtenue expérimentalement par un traitement des séquences des images aux rayons prédits par le modèle de Gilmore. Il y a un assez bon accord entre ces deux évolutions pour la première période de rebond. À partir d'un temps supérieur à la seconde, un écart important apparaît entre les deux évolutions, probablement dû à la non prise en compte de dissipations d'énergie (pression de radiation, viscosité effective...) et des effets thermiques [8]. Le modèle de Gilmore

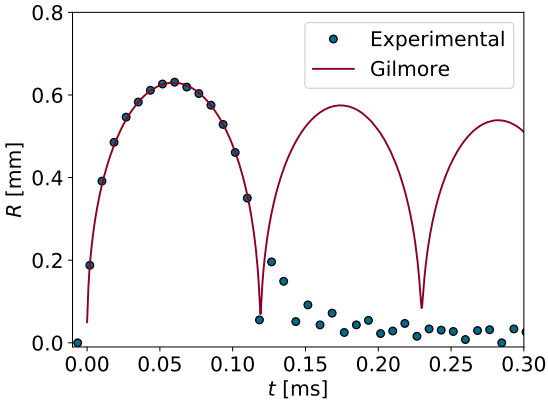

FIGURE 5 – Comparaison de l'évolution du rayon R obtenue expérimentalement et prédite par le modèle de Gilmore. $\gamma = 16{,}6$.

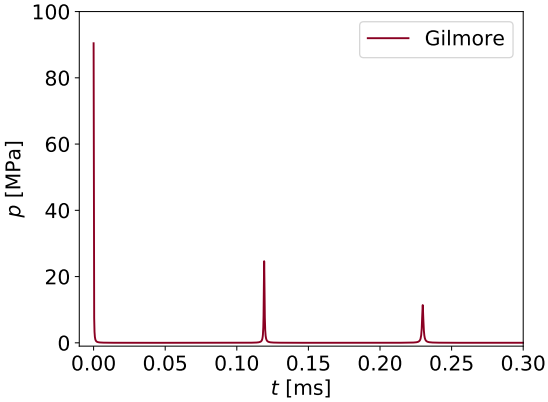

FIGURE 6 – Évolution de la pression prédite par le modèle Gilmore en fonction du temps, à la surface de la bulle $P(R_{max})$. $\gamma = 16{,}6$.

donne l'évolution de la pression à la surface de la bulle (Équation 8). On constate que la pression au niveau de l'interface de la bulle $P(R_{max})$ au moment du premier rebond peut atteindre plusieurs dizaines de MPa. À partir d'une approximation du second ordre, Gilmore [10] montre qu'il est possible d'obtenir le champ de pression $P(r)$ au voisinage de la bulle :

$$p\left(r\right) = p_\infty + \rho\left(\frac{y}{r} - \frac{\dot{R}^2}{2}\right) + \frac{\rho_\infty}{2c_\infty^2}\left(\frac{y}{r} - \frac{\dot{R}^2}{2}\right)^2 , \tag{10}$$

où y est une constante à déterminer pour un rayon R donné. L'onde de pression générée par le rebond de la bulle est calculé pour différentes distances bulle-paroi ds et comparé aux mesure par PVDF (Figure 7). L'allure générale est assez proche mais le modèle semble sous-estimer le pic de pression. Il est à noter que pour des $\gamma < 3$ (pour des ds faibles), le modèle n'est plus valable car la présence de la paroi déforme la bulle de manière non sphérique.

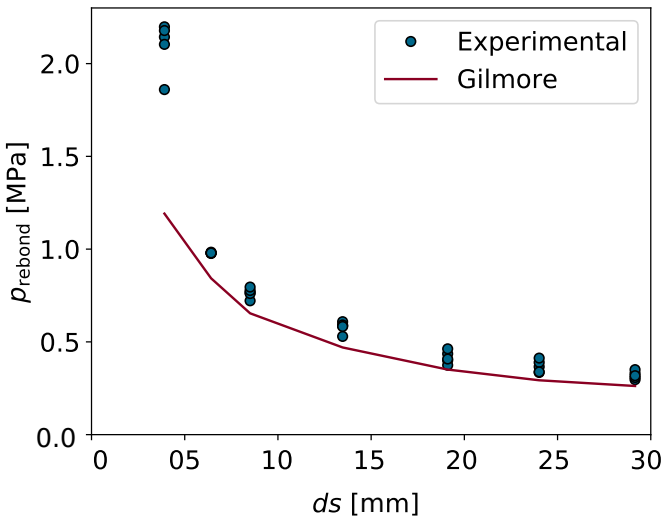

FIGURE 7 – Comparaison de la pression au rebond mesurée au capteur PVDF et celle prédite par le modèle de Gilmore $P(r)$ pour différentes positions ds.

4 Conclusion

La capacité d'un capteur PVDF à mesurer quantitativement une onde de pression générée par une bulle de cavitation est étudiée. Une première comparaison avec un modèle analytique de dynamique de bulle montre des résultats plutôt encourageants. Certaines corrections existantes dans la littérature peuvent être apportées au modèle de Gilmore ce qui tendrait à réduire l'écart entre mesures expérimentales et prédiction de pression. Le capteur PVDF semble être un bon candidat pour quantifier l'impact de la cavitation sur une surface à mettre en compression par grenaillage par jet cavitant. Les prochains travaux compléteront cette approche en s'intéressant au rendement de l'interaction laser-eau pour mieux comprendre la fraction d'énergie impliquée dans la cavitation. Une modélisation numérique sur la base d'un explosion sous-marine sera proposée pour une meilleure illustration des trajets des ondes.

5 Remerciements

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet MoCaPee soutenu par l'Institut Carnot Ingénierie@Lyon. Les auteurs remercient le Dr François Bauer de AIFP pour ces conseils sur l'utilisation du PVDF.

Références

[1] H. Soyama, Y. Yamauchi, Y. Adachi, K. Sato, T. Shindo, and R. Oba. High-speed observations of the cavitation cloud around a high-speed submerged water jet. *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, 38(2) :245–251, 1995.

[2] F. Bauer. Pvdf shock compression sensors in shock wave physics. In *AIP Conference Proceedings*, volume 706, pages 1121–1124. AIP, 2004.

[3] 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.

[4] M. Dular and O. Coutier-Delgosha. Thermodynamic effects during growth and collapse of a single cavitation bubble. *J. Fluid Mech*, 736 :44–66, 2013.

[5] 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.

[6] 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.

[7] T. Sato, M. Tinguely, M. Oizumi, and M. Farhat. Evidence for hydrogen generation in laser-or spark-induced cavitation bubbles. *Applied Physics Letters*, 102(7) :074105, 2013.

[8] Fourest, T., Arrigoni, M., Deletombe, E., Dupas, J., and Laurens, J. M. Prediction of thermal effects of magnitude for hram event in fuel-filled tank using the Rayleigh-Plesset equation. *International Journal of Computational Methods and Experimental Measurements*, 4(3), 301-310, 2016.

[9] M. S. Plesset. The dynamics of cavitation bubbles. *Journal of applied mechanics*, 16 :277–282, 1949.

[10] F. R. Gilmore. The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid. 1952.

[11] Joseph B Keller and Michael Miksis. Bubble oscillations of large amplitude. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(2) :628–633, 1980.