Comportement d'une bulle de cavitation à proximité d'une paroi solide

Contribution à l'étude du mécanisme d'érosion

par J.-C. Isselin, A.-P. Alloncle, D. Dufresne et M. Autric

Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre-UMR CNRS n° 138, Marseille

I ■ INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, l'étude de la dynamique de cavités gazeuses dans les liquides a fait l'objet de nombreuses recherches. La compréhension des mécanismes fondamentaux de la cavitation nécessite dans un premier temps, son étude en « bulle isolée ». D'un point de vue expérimental, la technique de « cavitation optique » est particulièrement bien adaptée pour réaliser ce type d'étude. Cette méthode non intrusive, initialement employée par W. Lauterborn [1] permet : une maîtrise parfaite de la position et de l'instant de création de la bulle, le contrôle de sa dimension ainsi que du nombre de bulles créées (ce qui est très intéressant dans le cas d'études sur les effets collectifs [2]). Le principe de cette technique est décrit dans la *figure 1*. Lorsqu'un faisceau laser est focalisé dans un milieu liquide il se produit, au-delà d'une certaine densité de puissance, le claquage diélectrique du milieu. Ce claquage optique est caractérisé par la forma-

tion d'un plasma lumineux absorbant le rayonnement incident et par l'émission d'une onde de choc intense. Rapidement, ce plasma se recombine et laisse place au développement d'une bulle de vapeur. Cette cavité gazeuse suit une phase d'expansion jusqu'à atteindre une dimension maximale puis implose (ou collapse). En fin de phase de collapse la pression à l'intérieur de la bulle augmente brutalement donnant naissance à une deuxième onde de choc. Dès lors la bulle rebondit et peut survivre ainsi à plusieurs oscillations.

L'étude présentée ici concerne la dynamique d'une bulle de cavitation générée par laser à proximité d'une paroi solide. Lorsqu'une bulle oscille à proximité d'une paroi solide, il existe une zone d'influence caractérisée par le paramètre $\gamma = d/R_{\max}$ (d est la distance entre la position initiale du centre de la bulle et la paroi et $R_{\max}$ le rayon maximum de la bulle) dans laquelle l'implosion de la bulle n'est pas sphérique. En se déformant, l'interface la plus éloignée de la paroi donne naissance à un jet liquide de très grande vitesse

1. Principe de la cavitation optique.

2. Implosion d'une bulle de cavitation à proximité d'une paroi solide.

dirigé vers la paroi (fig. 2). Un examen des surfaces près desquelles le phénomène de cavitation se produit, montre des déformations plastiques, une perte de matière (érosion) ou encore l'inclusion d'impuretés. Les pulsations de la bulle sont également à l'origine du bruit de cavitation provoqué par l'émission d'ondes acoustiques. Ces recherches trouvent des applications dans des domaines aussi variés que la médecine (ophtalmologie, lithotritie), l'industrie (cavitation dans les machines hydrauliques) ou encore la défense (explosions sous-marines, cavitation autour des hélices). Nos expériences ont pour but de déterminer les contributions respectives du jet et de l'onde de choc en terme d'agression. Pour cela, des mesures de pression associées à des visualisations ont permis de caractériser d'une part, l'amplitude et l'énergie de l'onde de choc générée lors de l'implosion de la bulle, d'autre part, la vitesse et la pression d'impact du jet rentrant.

II ■ DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif utilisé dans les expériences est décrit dans [2]. Les bulles sont générées au centre d'une cuve remplie d'eau déminéralisée. Le laser utilisé est un laser Nd-Yag de longueur d'onde $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$. Il est ici équipé d'un doubleur de fréquence et délivre alors une énergie de 500 mJ à la longueur d'onde de 532 nm. La durée de l'impulsion est de 13 ns mesurée à mi-hauteur. Sur le trajet du faisceau laser se trouvent deux miroirs dichroïques utilisés pour séparer la longueur d'onde visible (532 nm) de l'infrarouge (1,06 μm). Une lame séparatrice permet de contrôler l'énergie incidente à chaque tir. Après avoir été élargi au moyen d'un système de lentilles confocales, le faisceau est focalisé au centre de la cuve par l'intermédiaire d'un triplet de lentilles. Les visualisations des bulles de cavitation ont été effectuées à

3. Schéma descriptif du dispositif expérimental.

4. Schéma descriptif du montage des capteurs de pression.

l'aide d'une caméra ultra-rapide IMACON 790 autorisant des cadences de prises de vues variant de 10^4 à $2 \cdot 10^7$ images/s (image intégrale) et de $100 \mu\text{s}/\text{cm}$ à $1 \text{ ns}/\text{mm}$ (balayage de fente). L'éclairement de la bulle a été réalisé au moyen d'un flash au Xénon. Afin de mesurer la pression du choc au collapse, nous avons placé dans la cuve et à 10 mm de la bulle, deux capteurs piézo-électriques constitués d'un film mince de PVDF. Les temps de réponse de ces sondes sont de l'ordre de 12 ns . Ces capteurs fournissent une mesure axiale et radiale de l'amplitude de l'onde de choc (fig. 4). Les parois utilisées sont en aluminium (2 017 A) et sont fixées sur un support autorisant un déplacement micrométrique suivant les six degrés de liberté.

III ■ RÉSULTATS

● 3.1 Caractérisation du jet liquide

Afin de caractériser le jet, nous avons réalisé plusieurs séquences d'images en faisant varier le paramètre γ . Ce paramètre peut être modifié en faisant varier la distance bulle-paroi ou en modifiant l'énergie laser incidente et donc le rayon maximum de la bulle. Dans le but d'éviter le phénomène de claquage multiple et la génération de plusieurs bulles au point focal, nous nous sommes limités, pour

l'étude du jet, à une gamme d'énergie comprise entre 5 mJ et 30 mJ . Le rayon de la cavité gazeuse est alors compris entre $0,7$ et 2 mm . Sur la figure 5 nous pouvons observer la propagation du jet liquide à l'intérieur de la bulle de vapeur. Il s'agit d'une visualisation en mode balayage de fente où l'on peut suivre l'évolution du jet et de l'interface de la bulle au cours du temps. Cette évolution peut également être observée sur la séquence d'images intégrales de la figure 6.

A partir de ces visualisations, il est possible de calculer, à un instant donné, la vitesse du jet rentrant. La précision du calcul est estimée à $\pm 15 \text{ m/s}$. Les résultats sont regroupés dans la figure 7. Notons que pour une valeur de γ donnée la valeur de la vitesse du jet ne dépend pas de la dimension de la bulle créée. Une vitesse de jet maximum de 140 m/s est mesurée pour $\gamma = 0,75$. Dans ce cas, le jet est créé très tôt durant la phase d'implosion et vient frapper la paroi avant que la bulle n'ait atteint son volume minimum. Précisons que pour $\gamma < 1,1$ le jet interagit toujours directement avec la paroi. Nous nous sommes donc principalement intéressés à l'étude de ce cas puisque l'impact est alors maximum. Au-delà de cette valeur de γ , le jet est amorti dans l'eau avant de toucher la paroi. Les vitesses d'impact sont alors beaucoup plus faibles ($\sim 80 \text{ m/s}$) pour engendrer le moindre endommagement de surface.

7. Evolution de la vitesse et de la pression d'impact du jet rentrant en fonction de γ .

5. Visualisation en mode balayage de fente (streak) de l'implosion d'une bulle de cavitation optique ($\gamma = 0,75$; $R_{\text{max}} = 1,6 \text{ mm}$).

6. Visualisation du jet rentrant durant la phase d'implosion de la bulle ($\gamma = 0,75$; $R_{\text{max}} = 1,6 \text{ mm}$).

La pression d'impact du jet rentrant est estimée au moyen de la formule suivante [3] :

$$P_{jet} = \frac{1}{2} \rho c v_{jet}$$

où ρ est la densité du liquide et c la célérité du son dans l'eau. Ainsi, pour une vitesse de 140 m/s la pression d'impact est de 100 MPa. D'autre part, l'étude numérique de Lesser et Field [4] montre que, pour un jet de forme conique, cette pression peut être augmentée d'un facteur 3, soit une pression d'impact de 300 MPa.

La durée de l'impulsion peut aussi être déterminée à partir des visualisations. Il suffit pour cela de mesurer le diamètre du jet en son sommet. Ce temps est donné par [3] :

$$t = \frac{r}{c},$$

où r est le rayon de la section droite du jet au sommet. Pour le cas étudié, ce rayon est de 50 μm ce qui correspond à une durée d'impulsion de 30 ns. Ce très court temps explique pourquoi il est très difficile de mesurer la pression d'impact au moyen de sondes de pression.

● 3.2 Etude de l'onde de choc générée lors du collapse

3.2.1 Implosion de la bulle en milieu infini

Dans un premier temps nous avons réalisé des mesures de pression en l'absence de paroi. L'énergie laser varie ici de 10 à 300 mJ ce qui correspond à un rayon de bulle compris entre 1 et 4 mm. Pour cette gamme d'énergie, la pression de l'onde de choc mesurée à 10 mm de son point d'émission varie de 2 MPa à 8 MPa (fig. 8a). La droite de régression indique une évolution de l'amplitude du choc suivant la loi :

$$P_{choc} = 2,1 \cdot R_{max}$$

Le signal de pression associé à cette onde de choc présente un temps de montée de l'ordre de la microseconde. L'énergie contenue dans ce choc est calculée par intégration du signal délivré par le capteur PVDF de la manière suivante :

$$E_{choc} = \frac{4\pi d^2}{\rho \cdot c} \int_0^t P_{choc}^2(t) \cdot dt [5],$$

où d représente la distance de propagation de l'onde. La figure 8b représente les variations de l'énergie en fonction

du rayon maximum de la bulle de vapeur. Cette évolution est proportionnelle au volume maximum de la cavité :

$$E_{choc} (mJ) = 0,05 \cdot V_{max} (mm^3)$$

Nous constatons ainsi qu'environ 60 % de l'énergie de la bulle est emportée par l'onde de choc. Il s'agit là du principal mécanisme d'amortissement de l'amplitude de la bulle entre deux oscillations successives.

Au cours de sa propagation dans l'eau, l'onde de choc subit un amortissement d'amplitude suivant la loi de proportionnalité en $1/d$. Nous pouvons donc estimer la pression de l'onde dans les tout premiers instants de son émission. Les visualisations ont montré que la bulle atteint un rayon minimum de 50 μm . Pour une pression de 5 MPa mesurée à 10 mm, l'amplitude du choc ramenée à 50 μm est de 1 GPa. Localement, les surpressions générées dans le fluide en fin de phase de collapse sont très importantes.

3.2.2 Implosion à proximité d'une paroi

Lorsqu'une bulle de cavitation implose à proximité d'une paroi solide, la formation du jet modifie le volume minimum atteint en fin de pulsation. En effet, la bulle perd sa géométrie sphérique, devient torique, et son volume ne pourra être caractérisé que par ses dimensions horizontale et verticale. Ainsi, pour $\gamma = 0,75$, le rayon vertical est de 500 μm et le rayon horizontal est de 2 mm. Le volume équivalent est donc beaucoup plus grand que lorsque la bulle implose en milieu infini. Ceci contribue à expliquer l'évolution de la pression observée sur les courbes de la figure 9. Pour $\gamma = 0,75$, la compression de la vapeur étant plus faible du fait de ce plus grand volume, la pression de l'onde émise en sera diminuée.

Alors que l'énergie dissipée par l'onde de choc en l'absence de paroi représente plus de 60 % de l'énergie de la bulle, ce taux n'est plus que de 20 % au niveau du minimum de pression. Si on compare l'évolution de la vitesse du jet à celle du rapport P/P_{max} , on constate qu'il existe une corrélation entre vitesse de jet maximum et pression minimum. Nous pouvons donc envisager une répartition de l'énergie de la bulle en énergie cinétique emportée par le jet et en énergie mécanique sous forme d'une onde de choc. Pour $\gamma < 0,6$, on constate une augmentation de la valeur de la pression dans l'onde de choc. Cela est dû à la formation de plus en plus tardive du jet pendant l'implosion, sa vitesse n'atteignant alors que 60 m/s.

8. Variation de l'amplitude et de l'énergie de l'onde de choc en fonction de R_{max} .

9. Evolution du rapport P/P_{max} en fonction de γ . P_{max} est la pression de l'onde émise lorsque la bulle implose en dehors de la zone d'influence de la paroi.

Notons enfin que, lorsque la bulle implose sur la paroi ($\gamma < 1,1$), la pression de l'onde de choc résultant de cette implosion est appliquée directement à la surface du matériau. En utilisant la loi d'amortissement en $1/d$, nous pouvons calculer les contraintes agissant sur la paroi lors du collapse de la bulle. A titre d'exemple, considérons une bulle de cavitation telle que $R_{max} = 3$ mm et $P_{max} = 6$ MPa. Pour $\gamma = 0,75$ la pression de l'onde sera donc de 2,8 MPa mesurée à 10 mm et de 56 MPa en paroi (pour un rayon minimum de 500 μ m). Pour $\gamma = 0,3$ la pression en paroi sera de 100 MPa. L'amplitude du choc à la surface du matériau diminue lorsque γ augmente. Pour $\gamma = 2$ la bulle implose environ à la moitié de la distance initiale la séparant de la paroi. Dans notre exemple, la distance initiale est de 6 mm. La bulle se trouvera donc à 3 mm de la paroi en fin de phase de collapse. La pression en paroi sera alors de 22 MPa.

3.3 Conclusion

Le tableau 1 récapitule les différentes sollicitations mécaniques que subit un matériau sur lequel implose une bulle de cavitation isolée. Les valeurs de pression correspondent au cas d'une bulle de 3 mm de rayon maximum pour $\gamma = 0,75$.

Tableau 1. — Bilan des contraintes agissant à la surface de la paroi lors de l'implosion d'une bulle de cavitation (pour $R_{max} = 3$ mm).

Type de sollicitation	P_{max} (MPa)	Temps d'application
Jet liquide	300 MPa	30 ns
Onde de choc	> 100 MPa ($R_0 = 500 \mu$ m) > 1 GPa ($R_0 = 50 \mu$ m)	> 1 μ m

Nous constatons que la pression d'impact du jet rentrant est supérieure à la contrainte induite par l'onde de choc. Il est cependant important de noter que l'évaluation de la pression du choc en paroi est faite en considérant un rayon minimum de la bulle R_0 égal à 500 μ m. L'amplitude du choc sera d'autant plus élevée que le rayon minimum atteint par la bulle est petit. Ainsi, si ce rayon est égal à 50 μ m, on calcule une pression supérieure à 1 GPa. Le temps très court d'application de l'impulsion due à l'impact du jet laisse supposer une faible contribution de celui-ci dans le mécanisme de déformation et d'érosion. De plus, la contrainte mise en jeu n'est susceptible d'endommager que les matériaux possédant une très faible limite d'élasticité. De par son long temps d'application et son amplitude pouvant dépasser 1 GPa, l'onde de choc émise lors de l'implosion d'une bulle de cavitation semble être le mécanisme dominant dans l'endommagement de la paroi.

Dans le cas plus général de la cavitation industrielle, l'érosion des matériaux constituant les machines hydrauliques ne peut être attribuée aux effets d'une seule bulle mais à un comportement collectif de celles-ci face à la structure métallique. Ainsi, comme le montre l'étude de A.P. Alloncle [6], la pression de choc émise au collapse peut être largement amplifiée si l'implosion de la bulle est forcée par l'onde de choc émise lors du collapse d'une bulle voisine. Les travaux poursuivis maintenant concernent l'étude des effets induits sur une paroi en configuration multibulle.

RÉFÉRENCES

- [1] LAUTERBORN W., BOLLE H. (1975). — « Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of solid boundary », J. Fluid Mech, vol. 72, pp. 391-399.
- [2] GIOVANNESCHI-TESTUD P., ALLONCLE A.P. and DUFRESNE D. (1990). — « Collective effects of cavitation : Experimental study of bubble-bubble and bubble-shock wave interactions », J. Appl. Phys., vol. 67, n° 8, p. 15.
- [3] FIELD J.E. (1994). — « Experimental studies of bubble collapse », J.R. Blake *et al.* (eds), Bubble Dynamics and Interface Phenomena, pp. 17-31.
- [4] LESSER M.B. and FIELD J.E. (1948). — « The impact of compressible liquids », Ann. Rev. Fluids Mech, vol. 15, pp. 97-122.
- [5] COLE R.H. (1948). — « Underwater explosions », Princeton University Press.
- [6] ALLONCLE A.P. (1989). — « Etude expérimentale des comportements collectifs de bulles de cavitation générées par laser ». Doctorat d'université (Mécanique), Institut de Mécanique des Fluides. Université d'Aix Marseille II. Septembre 89.