



HAL
open science

Distribution en tailles des bulles d'un champ de cavitation ultrasonore

Stéphane S. Labouret, Jacques J. Frohly

► **To cite this version:**

Stéphane S. Labouret, Jacques J. Frohly. Distribution en tailles des bulles d'un champ de cavitation ultrasonore. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00551151

HAL Id: hal-00551151

<https://hal.science/hal-00551151v1>

Submitted on 2 Jan 2011

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.

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Distribution en tailles des bulles d'un champ de cavitation ultrasonore

Stéphane Labouret, Jacques Frohly (Prof. Emérite),

IEMN, DOAE, Université de Valenciennes, le mont Houy, F-59 313 Valenciennes cedex 9, France, labouret@laposte.net

La distribution en tailles des bulles d'un champ de cavitation inertielle produit dans un régime d'onde ultrasonore stationnaire dans de l'eau est déterminée par une méthode électromagnétique. Les résultats seront présentés pour des fréquences de 350 kHz et de 1,1 MHz en irradiation continue. Le mode d'irradiation découpée fait apparaître des variations dans la distribution en tailles des bulles en fonction des caractéristiques du découpage de l'irradiation, et également sur la vitesse de formation du champ de cavitation inertielle. Des résultats obtenus en irradiation continue en présence de différentes concentrations de SDS (Sodium Dodecyl Sulfate) dans l'eau seront présentés. Les conditions nécessaires pour rechercher les distributions en tailles pour un plus petit nombre de bulles seront précisées ; la réalisation d'une telle mesure serait un moyen possible pour déterminer le rôle de la distribution en tailles dans la transition d'un ensemble de bulles dispersées (qui existent dès le début de l'irradiation) vers un champ de cavitation inertielle. Enfin, la possibilité de corrélérer, dans des conditions acoustiques comparables, les distributions en tailles de bulles de cavitation avec l'activité sonochimique sera abordée.

1 Introduction

La connaissance de la distribution en tailles $n(r)$ des bulles dans un champ de cavitation ultrasonore est importante car elle détermine à la fois les effets produits par les bulles et les perturbations apportées par celles-ci à la propagation de l'onde acoustique [1]. Les premières informations sur le volume des bulles de cavitation ont été obtenues par un cavito-dilatomètre [2] encore d'actualité [3]. Récemment, Avarru *et al.* [4] ont obtenu $n(r)$ pour un champ de cavitation produit à 20 kHz à partir de l'analyse du spectre de l'émission acoustique des bulles. La granulométrie laser par interférométrie Doppler et par diffusion directe de la lumière a fourni des distributions en tailles à 20 kHz [5]. L'interaction acousto-optique devient très gênante à plus haute fréquence ultrasonore, mais les mesures demeurent possibles après l'arrêt de l'onde acoustique ou durant les silences d'une irradiation en mode découpé [6]. Une distribution en taille peut être construite dans les liquides saturés en gaz en interprétant en terme de dissolution des bulles la dissipation du taux volumique de bulles α , appelé également taux de vide, d'un champ de cavitation après l'arrêt des ultrasons [8, 9]. C'est la méthode utilisée dans ce travail. La loi de dissolution des bulles [7] a également servi à déterminer $n(r)$ pour de bulles sonoluminescentes [10] et sonochimiluminescentes à différentes fréquences et puissances [11].

2 Matériel.

Les expériences sont faites dans une cavité électromagnétique résonante de forme parallélépipédique (60x60x30 mm³) en acier inoxydable (figure 1). Une antenne filaire produit un mode E_{101} à une fréquence proche de 390 MHz lorsque la cavité est remplie d'eau nanopure.

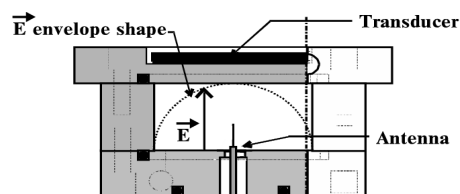


FIG. 1: Le système expérimental

L'irradiation acoustique est assurée par un transducteur piézoélectrique en PZT collé sur la face supérieure de la cavité. Ce transducteur couvre toute la surface de la cavité. La cavité est placée dans un bain thermostaté, mais le transducteur reste à l'air libre pour éviter l'apparition de la cavitation dans l'eau du bain.

A 349 kHz, la pression acoustique dans les ventres de pression de l'onde stationnaire a été mesurée en absence de cavitation, avec un hydrophone aiguille, entre 60 kPa et 70 kPa pour une puissance électrique de 4,5 W ; à pleine puissance, 17 W, la pression est de l'ordre de 120 à 146 kPa. Des expériences précédentes dans une configuration de réacteur similaire à 1.133 MHz ont montré qu'en présence de cavitation la pression acoustique diminue d'un facteur 2 à 3 ; la pression acoustique en présence de cavitation et à pleine puissance est donc estimée au maximum à environ 73 kPa ; la pression acoustique minimale est celle émise dans le réacteur et vaut 63 kPa (calculée à partir du coefficient de conversion électroacoustique).

3 Méthode de mesure du taux de vide α

L'apparition des bulles de cavitation diminue la permittivité électrique globale de l'eau contenue dans la

cavité électromagnétique et se traduit par une augmentation de sa fréquence de résonance. En supposant que le volume des bulles est réparti de manière uniforme dans le milieu, et qu'il reste petit par rapport à celui de la cavité, on montre que α est proportionnel au décalage de la fréquence de résonance δf_r [12]. Dans cette étude, ce décalage est calculé à partir de la variation du coefficient de réflexion électromagnétique de la cavité à une fréquence fixe sur le pic de résonance (voir [9] pour plus de détails) ; pour $\alpha \leq 1,4 \cdot 10^{-4}$ l'erreur sur δf_r est inférieure à 6 %.

Lors d'une expérience, δf_r augmente durant l'irradiation ultrasonore à cause de l'augmentation du volume des bulles de cavitation, puis dès l'arrêt de l'irradiation δf_r décroît car le gaz contenu dans les bulles issues de la cavitation se redissout dans l'eau et le volume des bulles diminue. La contribution thermique de la variation de δf_r peut être négligée dans cette étude.

4 Détermination de $n(r)$

La résolution de l'équation de dissolution d'une bulle libre dans l'eau [7, ?] montre que lorsque l'eau est saturée en air, la vitesse de perte de volume d'une bulle dépend très peu de sa taille [8]. Ainsi est-il possible de considérer la vitesse de décroissance du taux de vide comme proportionnelle au nombre de bulles dans la cavité. Le nombre de bulles qui disparaissent entre 2 instants est accessible en mesurant la différence de vitesse de disparition de α entre ces 2 instants ; la taille de ces bulles à la fin de l'irradiation est obtenue grâce à la cinétique de leur dissolution. La durée de dissolution d'une bulle étant proportionnelle à son volume, elle varie de 8,3 ms pour une bulle de 1 μm de rayon à 9 s pour un bulle de 10 μm de rayon. Les bulles inertielles qui produisent la plupart des effets de la cavitation ont des rayons plus petits que rayon de résonance linéaire, ou rayon de Minnaert [13] qui vaut respectivement 8.5 μm à 349 kHz et 2.6 μm à 1,126 MHz. L'analyseur de réseaux utilisé pour les mesures ne permet pas une résolution temporelle plus petite que 3 ms et ses registres de mémoires contiennent au maximum 2005 points ; cela limite l'étendu des distributions en tailles. Les résolutions temporelles utilisées ont été 20, 10 et 5 ms entre 2 points de mesures.

5 Résultats à 349 kHz

Le choix des paramètres expérimentaux (durée, puissance, fréquence, mode d'irradiation et milieu) a été guidé par le souci d'évaluer les capacités de la méthode à observer des changements dans les profils des distributions en tailles des bulles. On distingue schématiquement deux régimes d'évolution de la cavitation : le premier est caractérisé par une faible vitesse d'augmentation du taux de vide (régime A), une valeurs plusieurs fois plus grande de cette vitesse caractérise le second (régime B)[14]. Pour chaque distribution, il est indiqué dans le coin supérieur droit, et de haut en bas : le nombre total de bulles dans la distribution (entre accolade), le taux de vide (entre crochet) total maximum à l'issue de l'irradiation ; la variation expérimentale de

α (entre crochets) lors de la construction de $n(r)$ est encadrée par les valeurs extrêmes de α calculées à partir de $n(r)$. Ceci permet de vérifier la cohérence des distributions en tailles sur l'ensemble des résultats. Chaque distribution présentée est la moyenne de 3 à 5 expériences successives.

5.1 Irradiation continue

Les mesures ont été faites à 17 W de puissance électrique dans de l'eau.

La figure 2 présente l'évolution de $n(r)$ lorsque la durée de l'irradiation s'allonge d'une expérience à la suivante pour le régime A de cavitation qui est caractérisé par une lente augmentation du taux volumique de bulles. En deçà d'une demi-seconde, la majorité des bulles ont un rayon entre 2 et 3 μm ; cela semble cohérent avec le fait que, les germes de cavitation ayant des rayons inférieurs à 1 μm , les bulles de cavitation qui en sont issues croissent, se multiplient et remplissent d'abord les plus petits rayons des distributions en tailles présentées.

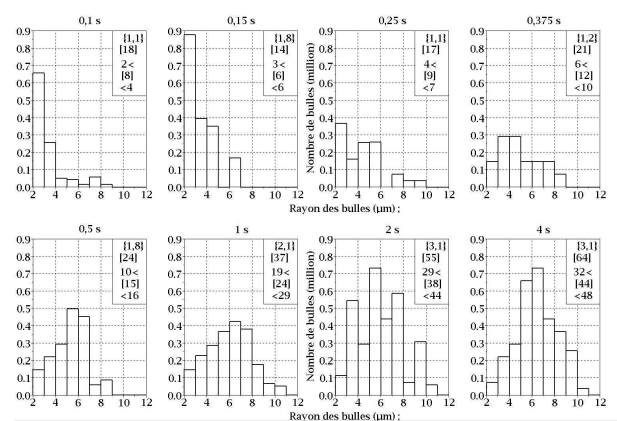


FIG. 2: Evolution de $n(r)$ selon la durée de l'irradiation continue pour un régime de faible croissance du taux de vide (régime A).

Au-delà d'une demi-seconde d'irradiation, les bulles les plus nombreuses ont un rayon entre de 5 et 7 μm . Cette distribution en taille est stable, et a été observée pour une série d'expériences similaires atteignant une durée d'irradiation de 16 s ; elle a également été obtenue pour une irradiation de 30 s faites avec de l'eau renouvelée dans le réacteur.

La stabilité de ce régime s'interprète schématiquement en se référant à la pression acoustique estimée et aux seuils de cavitation et de diffusion rectifiée calculés à partir de l'équation de Gilmore tracés figure 3 [16]. En début d'irradiation, la pression acoustique est suffisante pour faire apparaître la cavitation à partir des germes submicrométriques. En croissant et en se multipliant, les bulles de cavitation atténuent la pression acoustique dans la cavité. La majorité des bulles ont alors une taille un peu inférieure au rayon de résonance linéaire [13] ; certaines pourront croître par diffusion rectifiée jusqu'au seuil de cavitation au-delà duquel elles deviennent rapidement instables et sont fragmentées ; les bulles issues de cette fragmentation ré-alimentent les classes de rayons inférieurs et restent

dans les ventres de pression. Au delà de 2 s d'irradiation, le nombre total de bulles de $n(r)$ reste presque constant, de l'ordre de 3 millions, alors que le taux volumique de bulles continue d'augmenter lentement ; des bulles échappent à la fragmentation et atteignent un rayon supérieur au rayon de Minnaert, ce qui les conduit vers les noeuds de pression où de plus grosses bulles se forment par coalescences, y demeurent et recueillent l'augmentation de α .

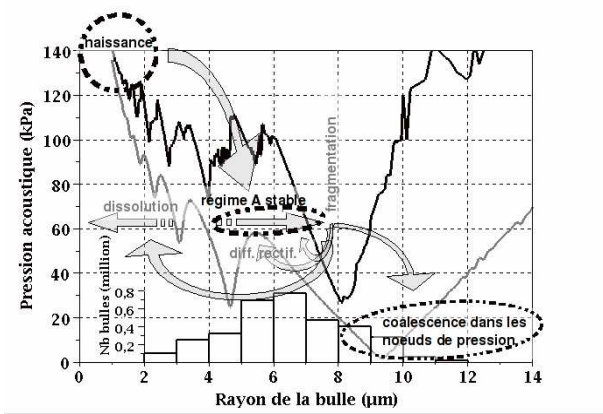


FIG. 3: Seuils de cavitation (courbe noire) et de croissance par diffusion rectifiée (courbe grise) ; distribution en taille des bulles et schéma d'évolution en régime A

La stabilité du processus est assurée par l'atténuation de l'onde acoustique en présence de bulles ; cette atténuation peut être calculée par un modèle linéaire [1] à partir des distributions en tailles de la figure 2 ; l'emploi de ce modèle n'est pas strictement légitime puisque de nombreuses bulles oscillent de manière non linéaire, mais il fournit des ordres de grandeur : l'atténuation est supérieure à 100 dB/m dès que la durée d'irradiation dépasse entre 0.25 s et 0.75 s, et il atteint plusieurs centaines de dB/m pour les irradiations plus longues. A ce niveau d'atténuation, l'onde émise dans le réacteur s'évanouit en moins de 2 ou 3 aller-retours. Quant à la célérité de l'onde dans le milieu, elle décroît avec la durée de l'irradiation jusqu'à moins de 1000 m/s. Ces résultats montrent l'importance de prendre en compte la présence des bulles pour la conception des réacteurs.

En présence du régime B de cavitation, caractérisée par une rapide croissance de α , le nombre de bulles atteint un maximum pour des rayons entre 2 et 3 μm (figure 4). Il paraît certain que des bulles plus petites sont présentes en nombre important.

La forme générale des distributions en tailles en régime A (figure 2) pour 0,1 s et 0,15 s d'irradiation est similaire à celles des distributions en tailles pour le régime B. Néanmoins, la ou les raisons qui permettent la transition du régime A vers le régime B restent à expliciter.

5.2 Puissance acoustique

A la suite des 3 premières mesures en régime B de la figure 4, l'évolution de $n(r)$ avec la puissance est mesurée pour 1,5 s d'irradiation continue (figure 5). Le nombre de bulles augmente avec la puissance, particulièrement pour les plus petits rayons. Cet accroissement devient

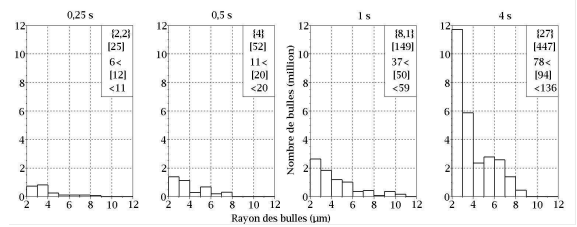


FIG. 4: Evolution de $n(r)$ selon de la durée d'irradiation pour un régime de forte croissance rapide du taux de vide (régime B). La dernière distribution (4 s) n'a pas été obtenue à la suite des précédentes

plus fort pour les puissances électriques supérieures à 12 W, puissance qui correspond à une pression acoustique estimée entre 52 kPa (onde émise) et 62,5 kPa (estimation à partir de la mesure dans le réacteur) ; l'élargissement de la zone continue de croissance par diffusion rectifiée depuis des bulles de 4 μm jusqu'au seuil de cavitation inertielle paraît en être la cause (figure 3).

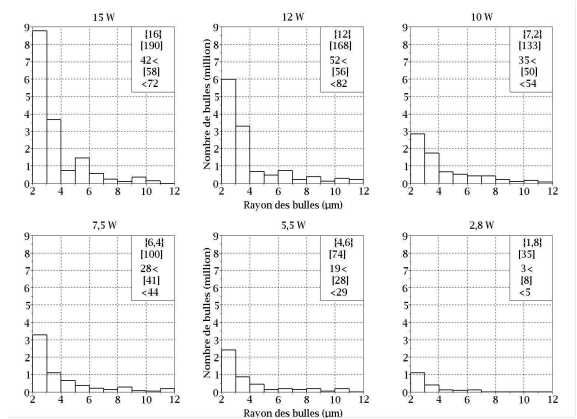


FIG. 5: Evolution de $n(r)$ en régime B en fonction de la puissance électrique.

5.3 Irradiation en mode découpé

Les mesures ont été faites avec 2 s d'irradiation effective dans de l'eau et à 17 W de puissance électrique.

Un découpage de l'irradiation établi avec une durée de 60 ms d'émission et une durée de silence variable a été également étudié ; les résultats sont présentés figure 6. Un nombre important de bulles est produit pour des silences compris entre 1 ms et 30-60 ms. Pour ces deux dernières durées de silence, la chute du nombre de bulles est due à la dissolution des bulles dont les rayons sont inférieurs respectivement à 1,4 μm et 1,9 μm et qui constituent la majorité des bulles de la distribution. Pour les petites durées de silence, la situation se rapproche simplement d'une irradiation continue.

5.4 Essais dans des solutions aqueuses de SDS

L'ajout de Sodium Dodecyl Sulfate (SDS) modifie le comportement de la cavitation car les molécules SDS qui se fixent à la surface des bulles chargent électriquement

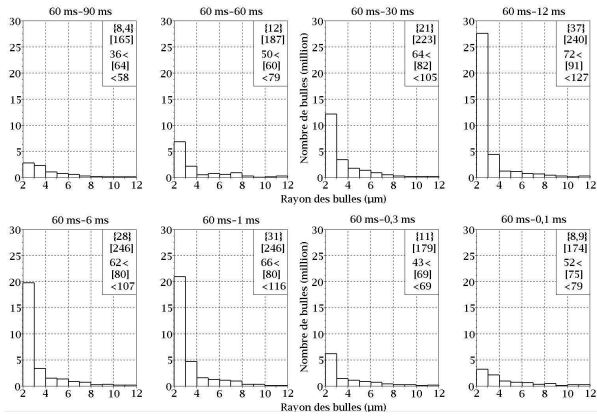


FIG. 6: Evolution de $n(r)$ en régime découpé : durée d'émission 60 ms et durée des silences variable.

leurs surfaces; la force électrostatique répulsive qui en résulte entre les bulles entrave leurs coalescences. L'évolution des taux de vides mesurés en fonction de la concentration de SDS (figures : 7) est en accord avec les résultats trouvés dans la littérature [3, 6].

Lorsque la concentration de SDS augmente de $25 \mu\text{M}$ à 1 mM , l'augmentation du nombre des petites bulles ($2-3 \mu\text{m}$) se fait de moins en moins vite. Ce ralentissement peut venir de la difficulté que celles-ci rencontrent pour coalescer et atteindre des tailles supérieures à $2 \mu\text{m}$. La coalescence des bulles de rayons inférieurs à $2 \mu\text{m}$ serait ainsi une étape importante dans le développement de la cavitation.

Pour une concentration de 5 mM , la population des petites bulles de la distribution est déjà importante pour 1 s d'irradiation ; à cette concentration, l'effet électrostatique ne paraît plus aussi important. Par contre, le nombre de petites bulles diminue lorsque l'irradiation est plus longue, ce qui ne se produit pas pour les concentrations plus faibles et pour l'eau.

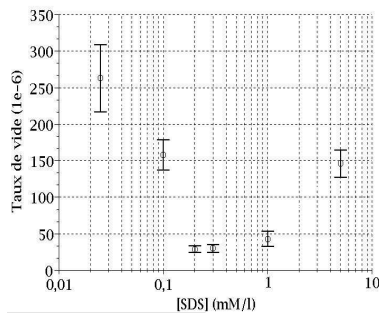


FIG. 7: Taux de vide en fonction de la concentration en SDS.

La figure 9 (a) donne un exemple des singularités observées dans plus de la moitié des expériences à l'arrêt de l'irradiation acoustique; elle apparaissent le plus souvent pour des concentrations égales ou inférieures à 1 mM et pour irradiation de 1 et 2 secondes, beaucoup moins pour celles de 4 secondes. Les distributions présentées précédemment ont été établies en ne tenant pas compte de cette singularité.

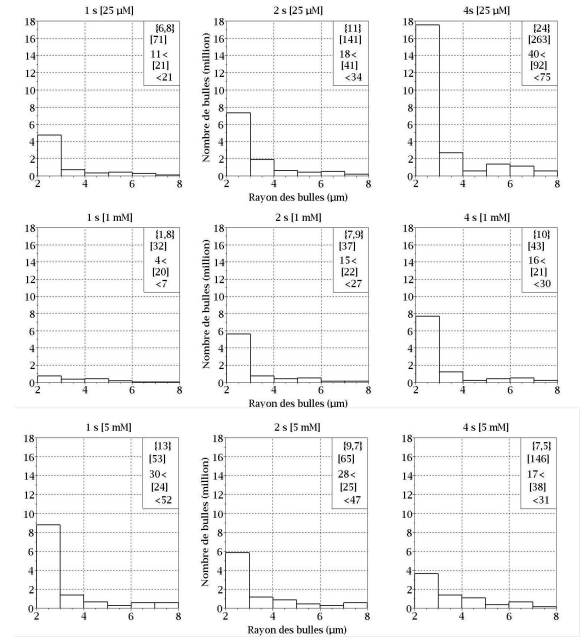


FIG. 8: Evolution de $n(r)$ pour différentes concentration de SDS (lignes) pour différentes durées (colonnes).

L'interprétation de cette chute brutale en terme de dissolution de bulles donnerait, dans cet exemple, un nombre d'environ 80 millions de bulles d'une taille de $1,45 \mu\text{m}$ (taille des bulles qui se dissolvent en 20 ms).

Cette chute brutale du taux de vide peut aussi être la conséquence de la dispersion d'agrégats de bulles à l'arrêt de l'irradiation. La raison est que si les bulles se regroupent dans des agrégats qui présentent de fortes valeurs locales de taux de vide, la permittivité électrique équivalente dans les agrégats n'est plus linéaire avec le taux de vide local. Il en résulte que, pour un taux de vide total donné et réparti de manière homogène dans la cavité, la variation de la fréquence de la résonance de la cavité est supérieure lorsque les bulles forment des agrégats que si chacune d'elle reste isolée. A l'arrêt de l'irradiation, les forces acoustiques qui regroupent les bulles disparaissent, les bulles des agrégats se dispersent, et le décalage de la fréquence de résonance chute brutalement.

L'influence de tels agrégats est négligé dans l'eau car il est implicitement supposé que les bulles qui se regroupent sous l'action des forces acoustiques coalescent rapidement et n'ont pas le temps de former des agrégats comptant un grand nombre de bulles. Ces agrégats peuvent se former si les coalescences entre bulles sont difficiles, comme c'est le cas en présence de SDS.

L'erreur relative sur la mesure du taux de vide qui est induit par la formation des agrégats de bulles peut être évaluée (figure 9, (b) [17]) en remplaçant chaque agrégat de bulles par une particule homogène de même volume et dont la permittivité est calculée par l'expression de Bruggeman [18].

Les taux volumiques de bulles dans les agrégats qui provoquent une dérive significative de la mesure de α sont élevés, et l'estimation de cette dérive n'est probablement pas très précise pour de telles valeurs. Cependant, ils sont cohérents avec le fait que les forces

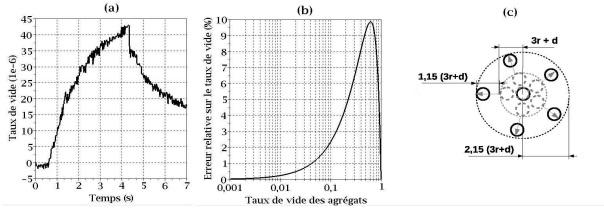


FIG. 9: (a) : exemple de singularité sur α ; (a) : erreur relative sur la mesure de α en fonction du taux de vide dans les agrégats de bulles; (c) : modèle de dispersion d'un agrégat monocouche

électrostatiques ont une courte distance d'action. Cette situation a été évoquée par Segebarth et al. [15] qui proposent des agrégats formés de bulles de $1 \mu\text{m}$ de rayon, distantes de $d=100 \text{ nm}$, avec un taux volumique locale de bulles de 0,45. Le calcul de la vitesse minimale de séparation des bulles à l'arrêt de l'irradiation est un moyen de tester cette interprétation. Il est fait à partir d'un agrégat de bulles mono-couche (figure 9 (c)). La dispersion dure 20 ms, les bulles ont un rayon initial de $2 \mu\text{m}$ (et final de $1,9 \mu\text{m}$), sont distantes initialement de d et le taux volumique local de bulle passe de 50 % à 5 % : la vitesse minimale obtenue est de l'ordre de $350 \mu\text{m/s}$, ce qui est plausible.

6 Résultats à 1,1 MHz dans l'eau

Pour cette fréquence, la pression acoustique de l'onde émise dans la cavité à été déterminée à partir la mesure du coefficient de conversion électro-acoustique du transducteur. A puissance maximale (20 W d'énergie acoustique), elle vaut 1,55 bar. La pression qui s'établit dans l'onde stationnaire n'a pas été mesurée à cette fréquence.

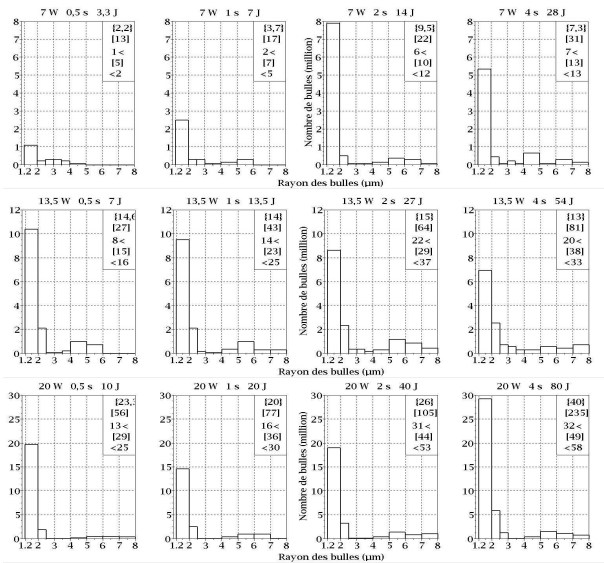


FIG. 10: $n(r)$ pour des irradiations continues à 1,126 MHz. Au dessus de chaque distribution en tailles sont indiquées : la puissance acoustique, la durée d'irradiation et l'énergie acoustique totale durant l'expérience

La figure 6 montre qu'à 7 W de puissance acoustique

l'augmentation du nombre de bulles jusqu'à une valeur stable prend entre 1 et 2 s. A plus forte puissance ce nombre augmente et est atteint en moins de 0,5 s. Par contre α continue d'augmenter dans le temps. Il est possible d'observer la présence des bulles qui ont des rayons supérieurs au rayon de résonance linéaire ($2,5 \mu\text{m}$) et qui ont migré vers les noeuds de pression. La limite à un rayon de $12 \mu\text{m}$ dans les distributions en tailles obtenues à 349 kHz est trop basse pour observer ce type de bulles à cette fréquence.

Il est également remarquable de constater qu'il ne subsiste que très peu de bulles dont le rayon est proche du rayon de résonance, ce qui correspond à leur destruction par fragmentation au-delà du seuil de cavitation inertielle. La raréfaction des bulles de cette taille est plus marquée lorsque la puissance est plus élevée. Une telle raréfaction n'est pas observée pour les irradiations en mode découpé (figure 11).

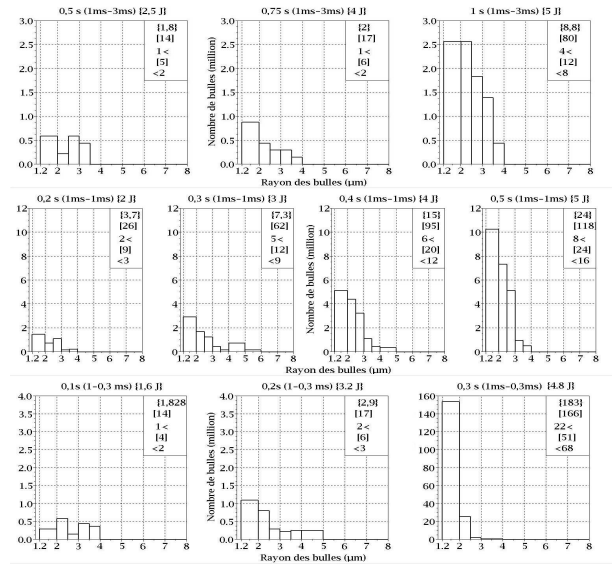


FIG. 11: Distributions en tailles pour en mode de découpage asymétrique à 1 MHz pour 20 W de puissance acoustique, les émissions durent 1 ms et les silences 0,3 ms, 1 ms et 3 ms. Au-dessus de chaque distribution en tailles sont indiquées : la durée d'irradiation, la durée des émissions et des silences (entre parenthèse) et l'énergie acoustique totale. Sur la dernière ligne, la dernière distribution a sa propre échelle d'ordonnées.

En irradiation continue les vitesses moyennes (sur la durée des expériences) de la croissance du taux de vide sont inférieures à $6 \cdot 10^{-5}/\text{s}$.

En irradiation découpée, cette vitesse augmente sensiblement pour les découpages (1ms-1ms) et (1ms-0,3ms) à respectivement $2 \cdot 10^{-4}/\text{s}$ et $5,5 \cdot 10^{-4}/\text{s}$. Ces deux derniers régimes sont de type B.

En terme de rendement sur la formation du taux de vide et de bulles, l'irradiation continue donne les valeurs $10^{-6}/\text{J}$ et 10^5 bulles/J; le mode découpé pour (1ms-1ms) donne les valeurs $5 \cdot 10^{-6}/\text{J}$ et 10^6 bulles/J, et les valeurs $7 \cdot 10^{-6}/\text{J}$ et $7 \cdot 10^6$ bulles/J pour (1ms-0,3ms).

La dernière distribution en taille de la figure 11 donne des rendements particulièrement élevées. On peut encore remarquer que dans ce régime de cavitation la densité en bulles dépasse 10^6 bulles/ml, ce qui corres-

pond à une distance moyenne inférieure à 100 μm entre deux bulles.

Pour expliquer l'instauration d'un tel régime en irradiation découpée et pas en irradiation continue, on peut remarquer qu'avant qu'il ne se mette en place en irradiation découpée, le nombre de bulles dont le rayon est proche du rayon de résonance linéaire est plus élevé qu'en irradiation continue. Or ces bulles sont instables et se fragmentent, ce qui est une source de nouvelles bulles. Ainsi, on peut émettre l'hypothèse qu'une raison de l'apparition des régimes B en irradiation découpée est que de ce mode d'irradiation accroît le nombre de bulles dont la taille est proche de la résonance linéaire. Le mécanisme qui aboutit à la formation des bulles de rayons proche de la résonance en irradiation découpée doit encore être identifié.

7 Conclusion

La méthode utilisée permet d'établir des distributions en tailles pertinentes pour l'étude des populations de bulles impliquées dans les effets de la cavitation ultrasonore. Ainsi, la distribution en tailles d'un régime de cavitation de basse intensité (régime A) a été obtenue à 349 kHz. Pour cette même fréquence, les distributions en tailles en régime de cavitation de forte intensité montrent que les bulles ont en majorité des tailles inférieures à 4 μm . Pour les solutions de SDS (Sodium Dodecyle Sulfate), une singularité dans l'évolution du taux de vide apparaît à l'arrêt de l'irradiation acoustique. Elle est peut être le signe de la dispersion des agrégats de bulles dont la présence est fortement suspectée en présence de SDS. En irradiation continue à 1,126 MHz, il y a une majorité de bulles avec un rayon inférieur à 2 μm . On observe les bulles de tailles supérieures au rayon de résonance linéaire (2,5 μm), ainsi que la raréfaction de celles dont le rayon en est proche. En irradiation découpée un régime de forte cavitation se développe avec des concentrations de bulles supérieures à 10^6 bulles/ml après 0,3 secondes d'irradiation. La comparaison des distributions en tailles en irradiation découpée et continue permet d'émettre une hypothèse sur l'origine de l'apparition de ce type régimes de cavitation en irradiation découpée.

La méthode peut permettre d'établir des distributions en tailles sur un intervalle élargi, dont la limite inférieure en rayon est de l'ordre de 0,3 μm (liée à la durée de dissipation de l'onde ultrasonore après l'arrêt de l'irradiation). La méthode est adaptée pour quantifier les phénomènes qui se produisent dans les champs de cavitation ultrasonore, ainsi que pour optimiser les conditions expérimentales dans la perspective d'applications.

Remerciements

S. Labouret tient à remercier M^r P. Dysseler, Directeur de l'Institut Meurice à Bruxelles, ainsi que M^{me} H. Coppins, Préfète de l'Athénée Royale d'Evere, pour lui avoir permis de terminer cette étude.

Références

- [1] Foldy L.L., "The multiple scattering of waves"; *Phys. Rev.* 67, 107-109 (1945).
- [2] Dognon A., Simonot Y., "Ultra-sons et suspensions : effets thermiques et lytiques"; *J. de Phys.* 396-400 (1949).
- [3] Lee J., Ashokkumar M., Kentish S., Grieser F. : "Determination of the size distribution of sonoluminescence bubbles in a pulsed acoustic field", *J. Am. Chem. Soc.* 127, 16810-11 (2005).
- [4] Avvaru B., Pandit A.B., "Oscillating bubble concentration and size distribution using acoustic emission spectra", *Ultrason. Sonochem.*, 16 105-115 (2009).
- [5] Burdin F., Wilhem A-M, Delmas H. : "Characterisation of the acoustic cavitation cloud by two laser techniques", *ultrason. sonochem.*, 6, (1-2), 43-51 (1999).
- [6] Iida Y., Ashokkumar M., T. Tuziuti, Kozuka T., Yasui K., Towata A., Lee J. : "Bubble population phenomena in sonochemical reactor : I & II Estimation of bubble size distribution and its number density...", *Ultrasonics Sonochem.*, 17, I 473-479, II 480-486 (2010).
- [7] Epstein P.E., Plesset M.S., "On the stability of gas bubbles in liquid-gas solutions"; *J. Chem. Phys.* 18, 1505-1509 (1950).
- [8] Labouret S., Frohly J., "Bubble size distribution via void rate dissipation in gas saturated liquid. Application to ultrasonic cavitation bubble fields", *Eur. Phys. J AP* 19, 39-54 (2002).
- [9] Labouret S., Frohly J., "Size distribution of inertial bubbles in an 344 kHz ultrasonic cavitation field", *Proc. of Int. Cong. on Ultrasonics* <http://proceedings.icultrasonics.org/>, Wien (2007).
- [10] Lee J., Kentish S., Ashokkumar M., Grieser F. : "The effect of surface-active solutes on bubbles coalescence in the presence of ultrasound", *J. Phys. Chem. B* 109, 5095-99 (2005).
- [11] Brotchie A., Grieser F., Ashokkumar M. : "Effect of power and frequency on bubble-size distribution in acoustic cavitation", *Phys. Rev. Let.* 102, 084302 1-4 (2009).
- [12] Labouret S., Frohly J., "Study in a UHF electromagnetic resonant cavity of a bubble field induced by ultrasonic cavitation", *Eur. Phys. J. - AP* 10, 231-237 (2000).
- [13] Minnaert M., "On musical air bubble and sound of running water"; *Philos. Mag.* 16, 235-248 (1933).
- [14] Labouret S., Frohly J., Rivart F., "Evolution of a 1 MHz cavitation field in a chopped irradiation mode", *Ultrasonics Sonochem.* 13, 287-294 (2006).
- [15] Segebarth N., Eulaert O., Reisse J., Crum L.A., Matula T.J., "Correlation between acoustic cavitation noise, bubble population and sonochemistry" *J. Chem. Phys. B*, 106, 9181-90 (2002).
- [16] Gilmore F.R., "The collapse and the growth of a bubble in a viscous compressible liquid", *California Institut of Technology, Hydrodynamic Laboratory Report*, 26-4 (1952).
- [17] Labouret S., "Détermination du taux de vide d'un champ de bulles de cavitation ultrasonore par une méthode hyperfréquence. Corrélation du taux de vide et de la puissance du bruit de cavitation", *Thèse, Université de Valenciennes, France* (1998).
- [18] Bruggeman D.A.G., "Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogen Substanzen", *Ann. Phys. Leipzig* 5 (24), 636-664 (1935).