

CFA/VISHNO 2016

Conjugaison de Phase par un Plan de BullesO. Lombard^a, C. Barrière^b et V. Leroy^c^aMatière et systèmes complexes, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 Paris
Cedex 13, France^bInstitut Langevin, 1 rue Jussieu, 75005 Paris, France^cCNRS - Université Paris Diderot, 10 rue A. Domon L. Duquet, 75013 Paris, France
olivier.lombard@univ-paris-diderot.fr

LE MANS

Les bulles sont connues pour avoir une fréquence de résonance à laquelle elles sont de très bons diffuseurs acoustiques, fortement non linéaires. Nous proposons un dispositif original de conjugaison de phase les utilisant. Un plan de bulles monodisperse résonnant à la fréquence f_0 , excité par deux ondes planes pompe et sonde, aux fréquences respectives $2f_0$ et f_0 , répond non linéairement à la fréquence "différence" f_0 . L'onde ainsi engendrée a une phase opposée à celle de l'onde sonde : elle est dite "conjuguée". Ce "miroir à conjugaison de phase" est d'abord modélisé par une approche perturbative, couplant diffusion multiple et effets non linéaires. Des expériences le valident ensuite, montrant que l'onde conjugquée est effectivement réfléchiée dans la direction opposée à celle de l'onde sonde. On mesure par ailleurs une amplitude d'onde conjugquée atteignant 20% de celle de l'onde sonde.

1 Introduction

La propagation d'une onde en milieu diffusant fait l'objet de recherches actives depuis de nombreuses années [1, 2, 3]. Les milieux bulleux sont en particulier de très bons candidats pour la diffusion multiple des ondes acoustiques, car la section efficace de diffusion d'une bulle peut être jusqu'à plusieurs centaines de fois plus grande que sa section efficace géométrique. De plus, les bulles résonnent non linéairement lorsqu'elles sont soumises à une onde acoustique de fréquence adaptée. Par conséquent, il est tout à fait possible d'observer des effets non linéaires dans les milieux bulleux [4, 5].

La conjugaison de phase consiste à retourner la phase d'une onde sur tout son spectre. Ce processus, bien connu en optique, fait l'objet de nombreuses applications [6]. En acoustique, il est possible de fabriquer un miroir à conjugaison de phase en utilisant les propriétés de couplage acoustique et magnétique de certains matériaux [7, 8, 9].

Par leur réponse non linéaire, les milieux bulleux sont de bons candidats pour la conjugaison de phase acoustique. La conjugaison de phase dans les milieux bulleux a été étudiée de façon théorique [10] ou expérimentale [11], comme une interaction non linéaire cumulative d'ordre 3 entre deux ondes "pompes" et une onde "sonde", toutes à la même fréquence.

Le miroir à conjugaison de phase proposé ici est plus simple, car il résulte d'une interaction non linéaire d'ordre 2 entre une onde pompe et une onde sonde dans un milieu bulleux particulier : le plan de bulles. Cette interaction non linéaire n'est pas cumulative.

2 Modélisation

2.1 Modèle linéaire

L'étude est limitée au régime de grandes longueurs d'onde devant les distances caractéristiques du problème, qui sont le rayon R des bulles et la distance d entre deux bulles du plan.

Une bulle excitée par une surpression acoustique $Pe^{-i\omega t}$ répond avec une surpression $f_1(\omega)Pe^{i(\omega(r/c-t))}/r$, où $f_1(\omega)$ est la fonction de diffusion donnée par :

$$f_1(\omega) = \frac{R}{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1 - i\delta}. \quad (1)$$

ω_0 est la pulsation de résonance des bulles, dite de Minnaert [12]. δ est l'amortissement tenant compte des pertes radiatives, visqueuses et thermiques.

La diffusion multiple joue un rôle fondamental dans la réponse linéaire du plan, du fait du couplage entre ses bulles [13]. La pression ressentie par une bulle n'est pas

réduite à la seule pression incidente : il faut également tenir compte des contributions des autres bulles du plan. On se place dans le cas particulier d'un plan de bulles infini avec une maille carrée. Si le champ incident est $Pe^{-i\omega t}$, le champ ressenti est $Pe^{-i\omega t}/(1 - iKf_1(\omega)e^{ikb})$, avec $K = \lambda/d^2$ et $b = d/\sqrt{\pi}$, distance tenant compte de la corrélation induite par la maille carrée du plan. L'invariance par translation dans n'importe quelle direction parallèle au plan de bulles a pour conséquence que toutes les bulles du plan ressentent le même champ.

La fonction de réponse linéaire d'un plan de bulles est donnée par :

$$F_S(\omega) = \frac{iKR}{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1 + 2\pi\frac{Rb}{d^2} - i\delta}. \quad (2)$$

Le maximum de $|F_S|$ est observé à une fréquence correspondant à la fréquence de résonance des bulles ω_0 si $d \gg R$. Dans le cas de plans davantage concentrés, le maximum de $|F_S|$ est décalé vers les hautes fréquences. Plus la concentration en bulles est élevée, plus la réponse linéaire est forte.

2.2 Modèle non linéaire : la génération de seconde harmonique

Dans le cas où $\omega \ll \omega_0$, les effets non linéaires dans un milieu bulleux sont dus à ses propriétés statiques. L'interaction non linéaire est alors cumulative et le paramètre de non linéarité β du milieu est obtenu par une loi de mélange [14]. Si $\omega \approx \omega_0$, la non linéarité du milieu bulleux n'est pas cumulative. Elle est conséquente aux oscillations fortement non linéaire des bulles [15]. Enfin, si $\omega \gg \omega_0$, il n'y a pas d'effet non linéaire dans le milieu découlant de la présence des bulles [16].

Quand une bulle est excitée par deux ondes planes, dont les fréquences sont voisines de sa fréquence de résonance ω_0 , $P_1e^{-i\omega_1 t} + P_2e^{-i\omega_2 t}$, elle engendre une onde sphérique à la fréquence "somme" :

$$2f_2(\omega_1, \omega_2)\frac{P_1P_2}{r}e^{-i(\omega_1+\omega_2)(t-r/c)}, \quad (3)$$

Elle engendre aussi une onde à la fréquence "différence" ($\omega_2 > \omega_1$) :

$$2f_2(-\omega_1, \omega_2)\frac{P_1P_2}{r}e^{-i(\omega_2-\omega_1)(t-r/c)}. \quad (4)$$

La génération de seconde harmonique est un cas particulier d'onde à la fréquence somme, pour lequel $\omega_1 = \omega_2$. Pour la modéliser, on ne tient donc compte que de cette interaction. Une bulle du plan ressent alors les champs linéaires aux fréquences ω_1 et ω_2 , et le champ résultant de l'interaction non linéaire "somme" issu des autres bulles.

Un plan de bulles engendre une onde à la fréquence "somme" par deux procédés : diffusion non linéaire des ondes aux fréquences ω_1 et ω_2 , et diffusion linéaire de l'onde à la fréquence $\omega_1 + \omega_2$. Cette approche, qui couple la diffusion multiple et les effets non linéaires, donne la fonction de réponse d'ordre 2 d'un plan de bulles :

$$F_S(\omega_1, \omega_2) = -\frac{F_S(\omega_1)F_S(\omega_2)F_S(\omega_1 + \omega_2)}{6\kappa P_0} \frac{d^4 A_{12}}{R^2 \lambda_1 \lambda_2}, \quad (5)$$

avec λ_1 et λ_2 les longueurs d'onde incidentes, et $A_{12} = (\omega_0/\omega_1)^2 + (\omega_0/\omega_2)^2 + \omega_0^2/(\omega_1\omega_2) - 3(\kappa + 1)\omega_0^4/(\omega_1\omega_2)^2 - 3i[(\omega_0/\omega_1)^2 + (\omega_0/\omega_2)^2 + 2\omega_0^2/(\omega_1\omega_2)]\delta$. κ est le coefficient polytropique du gaz de la bulle.

Finalement, l'onde à la fréquence "somme" engendrée par le plan a pour expression :

$$P_S(t) = 2F_S(\omega_1, \omega_2)P_1P_2e^{-j(\omega_1+\omega_2)t}. \quad (6)$$

Si les deux ondes planes incidentes sont de même fréquence, il y a génération de seconde harmonique, caractérisée par la fonction $F_S(\omega, \omega)$. Nos travaux [15] ont validé expérimentalement ce modèle et démontré qu'il existe une concentration en bulles optimale pour maximiser la génération de seconde harmonique. Cette concentration optimale est la conséquence de l'interaction des effets non linéaires avec la diffusion multiple. D'une part, les sources non linéaires augmentent avec le nombre de bulles, mais d'autre part lorsqu'il y a trop de bulles, le couplage diminue le champ ressenti par une bulle limitant par conséquent l'efficacité des sources non linéaires. Cette concentration optimale d_I est donnée par :

$$d_I = \sqrt{\frac{\lambda R}{\delta}} \quad (7)$$

2.3 Modèle non linéaire : la conjugaison de phase

On peut s'intéresser également à l'onde de fréquence "différence" $\omega_2 - \omega_1$ engendrée non linéairement par une bulle soumise à deux ondes planes $P_1e^{-i(\omega_1 t + \phi)} + P_2e^{-i\omega_2 t}$, où ϕ est une phase dépendant de la position. Elle s'exprime alors :

$$2f_2(-\omega_1, \omega_2) \frac{P_1P_2}{r} e^{-i[(-\omega_1 + \omega_2)(t-r/c) - \phi]}. \quad (8)$$

Dans le cas particulier où $\omega_2 = 2\omega$ et $\omega_1 = \omega$, l'interaction de l'onde incidente à la fréquence ω avec l'onde à la fréquence 2ω donne une onde dont la phase ϕ est "retournée" :

$$2f_2(-\omega, 2\omega) \frac{P_1P_2}{r} e^{-j(\omega(t-r/c) - \phi)}. \quad (9)$$

On dit que l'onde engendrée a la phase conjuguée de l'onde incidente à la pulsation ω .

Par la suite l'axe Oz est supposé perpendiculaire au plan de bulles, que l'onde de fréquence 2ω rencontre sous incidence normale. Notre "miroir à conjugaison de phase" est le plan de bulles de rayon R , résonant à ω_0 , soumis à l'onde de fréquence $2\omega \approx 2\omega_0$.

L'onde de fréquence ω arrive sous incidence quelconque θ sur le plan. Les ondes étant planes, le problème est bidimensionnel, réduit au plan d'incidence (Oy, Oz). Le vecteur d'onde, $\vec{k} = \omega/c(\sin(\theta)\vec{e}_y + \cos(\theta)\vec{e}_z)$, impose une phase $\phi(y) = (\omega/c)y \sin(\theta)$ sur le plan.

En l'incidence normale ($\theta = 0$), l'onde réfléchiée par conjugaison de phase a pour expression :

$$P_c(z, t) = 2P_1P_2F_S(-\omega, 2\omega)e^{-j(\omega t + kz)}. \quad (10)$$

Les ondes à ω et 2ω jouent respectivement les rôles d'onde sonde et d'onde pompe.

La fonction de réponse du plan de bulles pour la conjugaison de phase est liée à sa fonction de réponse pour la génération de seconde harmonique par : $|F_S(-\omega, 2\omega)| \approx \frac{1}{2}|F_S(\omega, \omega)|$. Par conséquent, le paramètre de maille idéal est ici le même qu'en génération de seconde harmonique.

En incidence oblique, la phase du champ de fréquence ω sur le plan de bulles est $\phi(y) = ky \sin(\theta)$. L'invariance par translation du système selon O_y et la linéarité de la variation de phase conduisent à effectuer l'hypothèse que le champ linéaire ressenti à ω par les bulles du plan, noté $P_{R,1}$, conserve la phase $\phi(y)$ du champ incident, soit : $P_{R,1}(t) = P_1e^{-i(\omega t + \phi(y))}/(1 - iKf_1(\omega)e^{ikb})$. Le champ linéaire ressenti à 2ω est : $P_{R,2}(t) = P_2e^{-2j\omega t}/(1 - iK/2f_1(2\omega)e^{i2kb})$.

Chaque bulle du plan conjugue la phase de l'onde sonde. On s'intéresse au champ non linéaire ressenti à ω par une bulle du plan. On fait l'hypothèse que ce champ ne diffère d'une bulle à l'autre que par la phase $-\phi(y)$. Il en est de même pour la diffusion de cette onde conjuguée. Le plan de bulles engendre donc deux ondes de vecteurs d'onde respectifs : $\vec{k}_{c,1} = -\omega/c(\sin(\theta)\vec{e}_y + \cos(\theta)\vec{e}_z)$ et $\vec{k}_{c,2} = \omega/c(-\sin(\theta)\vec{e}_y + \cos(\theta)\vec{e}_z)$. Le vecteur d'onde $\vec{k}_{c,1}$ est exactement l'opposé du vecteur d'onde incident \vec{k} .

L'étude expérimentale a pour objectifs de confirmer ce modèle théorique, en termes de direction et d'amplitude de l'onde conjuguée engendrée par le plan de bulles.

3 Expériences

Notre objectif expérimental est donc d'étudier l'efficacité d'un plan de bulle comme miroir à conjugaison de phase. Pour des bulles de rayon $R = 70 \mu m$, le paramètre de maille idéal, qui maximise les effets non linéaires, est $d_I = 4 mm$. Tous les plans utilisés lors des expériences ont ces deux caractéristiques, impliquant que les effets non linéaires sont maximum pour une fréquence voisine de celle de Minnaert $\omega_0/2\pi = 40 kHz$. Le système permettant la conjugaison de phase est donc composé du plan de bulles et d'un transducteur de 8 cm de diamètre et de fréquence centrale 80 kHz, engendrant une onde "plane" sous incidence normale au plan. Cette onde pompe doit être de grande amplitude.

Les plans de bulles sont conçus en utilisant la technique présentée dans les références [13, 15], où les bulles sont piégées dans un fluide à seuil. Ces plans sont donc monodisperses et parfaitement caractérisés. Un plan est contenu dans une petite cuve de 3 cm d'épaisseur remplie de fluide à seuil, délimitée par de fines parois en mylar de 100 μm d'épaisseur. Le fluide à seuil comme les parois en mylar n'atténuent pas le champ acoustique aux fréquences en jeu. Cette cuve est ensuite plongée dans une très grande cuve remplie d'eau. Un transducteur de 16 cm de diamètre et de fréquence centrale 40 kHz est immergé d'un côté de la cuve de gel. On place de l'autre côté le transducteur à 80 kHz (cf. figure 1 par exemple).

L'interaction non linéaire entre les ondes pompe et sonde produit une onde de phase conjuguée à la fréquence 40 kHz, dont l'amplitude est proportionnelle aux produits des deux amplitudes de ces deux ondes (cf. équation (10)).

L'onde sonde $P_1(t)$ est constituée de 12 périodes d'une sinusoïde à 40 kHz fenêtrées par une enveloppe Gaussienne. L'onde pompe $P_2(t)$ est un train d'onde de 30 périodes de sinusoïde à 80 kHz, non apodisé. L'amplitude de l'onde pompe au niveau du plan de bulles varie jusqu'à 60 kPa.

Lors de certaines expériences, le transducteur à 40 kHz fonctionne en émission/réception. Dans d'autres, le champ est mesuré par un hydrophone de résolution latérale 8 mm et de bande passante $[0, 100]kHz$.

Cependant quel que soit l'outil de mesure, il faut isoler le signal résultant de la conjugaison de phase. A cette fin, on utilise une méthode semblable à l'inversion d'impulsion. Lorsque le plan de bulles est soumis à $P_1(t) + P_2(t)$, on mesure le signal $S_{0,0}(t)$. Ensuite, on le soumet à $-P_1(t) - P_2(t)$, et on mesure le signal $S_{\pi,\pi}(t)$. Le signal "moyen" $S_c(t) = \frac{1}{2}(S_{0,0}(t) + S_{\pi,\pi}(t))$ est alors une mesure directe de l'onde de phase conjuguée. Cette méthode est utilisée lors de toutes les expériences.

3.1 Confirmation quantitative du modèle

Pour confirmer le modèle théorique et mesurer l'efficacité du miroir à conjugaison de phase, soit le rapport entre les amplitudes des l'ondes conjuguée et sonde, nous utilisons le dispositif présenté en figure 1.

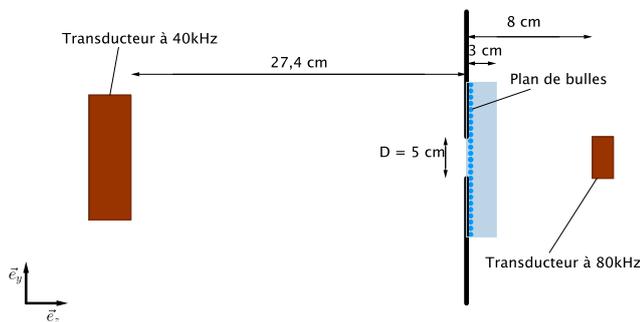


FIGURE 1 – Dispositif expérimental. Les ondes pompe et sonde respectivement à 80 kHz et 40 kHz sont en incidence normale au plan de bulles. Un écran absorbant comportant une ouverture circulaire de 5 cm de diamètre est utilisé pour minimiser l'impact sur les mesures des réflexions sur les parois de la cuve contenant l'expérience.

Les ondes sonde P_1 et pompe P_2 sont en incidence normale au plan. Le transducteur à 40 kHz fonctionne en émission/réception pour mesurer l'onde conjuguée. Le régime n'étant pas monochromatique, l'expression théorique du spectre de l'onde conjuguée est :

$$\hat{P}_c(f) = 2 \int F_s(u, \omega - u) \hat{P}_1(u) \hat{P}_2(\omega - u) du. \quad (11)$$

Afin de s'affranchir de la diffraction et de la fonction de transfert du transducteur, on effectue une mesure de référence. On place une plaque d'acier parfaitement réfléchissante à la place du plan de bulle. Le transducteur à 40 kHz émet le signal $P_1(t)$ et mesure un signal réfléchi $A(t)$. On enlève ensuite cette plaque d'acier et le transducteur mesure la réponse de la cuve à vide $V(t)$, en émettant

toujours $P_1(t)$. Par conséquent, la mesure de référence : $Ref(t) = A(t) - V(t)$ est la réflexion exacte de la plaque d'acier seule. Le coefficient de réflexion expérimental est alors donné par :

$$R_{exp}(f) = \frac{\hat{P}_c(f)}{\hat{R}ef(f)}. \quad (12)$$

Le coefficient de réflexion théorique est donné par :

$$R_{TH}(f) = \frac{2 \int F_s(u, \omega - u) \hat{P}_1(u) \hat{P}_2(\omega - u) du}{\hat{P}_1(f)}. \quad (13)$$

Ce coefficient de réflexion théorique dépend à la fois du plan de bulles et du spectre de l'onde pompe.

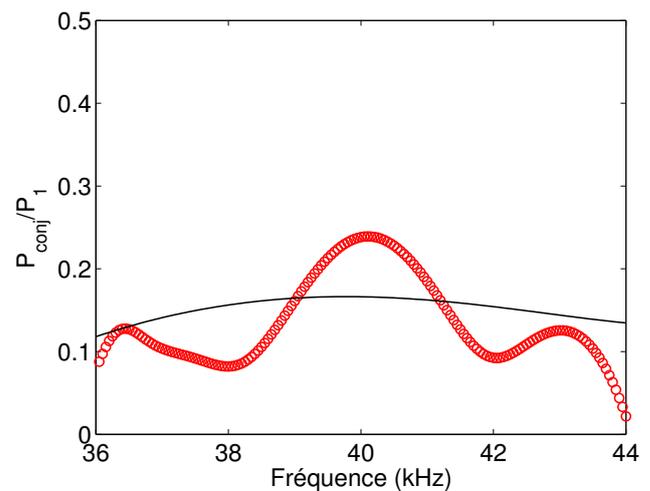


FIGURE 2 – Coefficient de réflexion mesuré expérimentalement (rouge), comparé au modèle théorique (noir) donné par l'équation (13).

La figure 2 montre que le modèle suit la même tendance que l'observation expérimentale. Le processus de conjugaison de phase par un plan de bulles est donc correctement modélisé par notre approche perturbative. Le coefficient de réflexion vaut 20%, pour une amplitude d'onde pompe de 50 kPa. Un simple plan de bulles constitue donc déjà un miroir à conjugaison de phase efficace.

3.2 Directivité de l'onde réfléchie par conjugaison de phase

La figure 3 montre la configuration expérimentale permettant de mesurer la directivité de l'onde conjuguée. L'onde sonde se réfléchit d'abord sur une paroi de la grande cuve d'eau avant d'arriver sous incidence oblique sur le plan de bulles. L'interaction non linéaire entre les ondes sonde et pompe engendre une onde conjuguée se propageant dans le sens opposé à l'onde sonde. Cette onde conjuguée doit en principe revenir exactement sur le transducteur, qui peut donc la mesurer. L'hydrophone est placé de façon à mesurer l'onde réfléchie linéairement (loi de Snell-Descartes), pour vérifier qu'il n'y a pas d'onde conjuguée dans cette direction.

La figure 4 donne, d'une part le signal résultant de la conjugaison de phase mesuré au transducteur, et d'autre part le spectre du signal conjugué mesuré à l'hydrophone. On peut constater qu'aucune onde conjuguée n'est mesurée à l'hydrophone. En effet, que le transducteur pompe soit

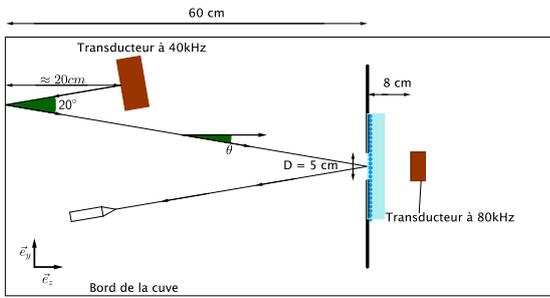


FIGURE 3 – Seconde configuration expérimentale. L'onde à 40 kHz est réfléchi sur un bord de la cuve contenant l'expérience avant d'atteindre le plan de bulles avec l'angle d'incidence θ . Le transducteur à 40 kHz mesure ensuite l'onde de phase conjuguée. L'onde pompe à 80 kHz arrive sous incidence normale au plan de bulles. L'hydrophone est placé de façon à mesurer la réflexion linéaire suivant les lois de Snell-Descartes. Il permet également de démontrer qu'il n'y a pas d'onde conjuguée dans cette direction.

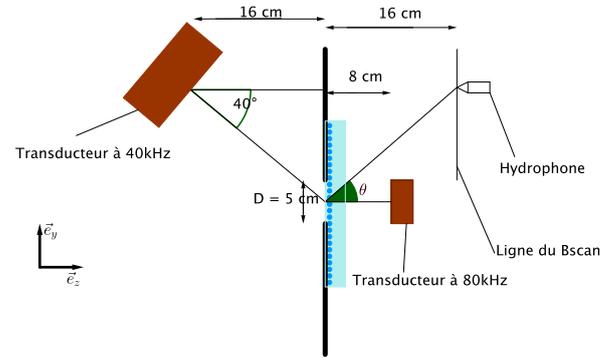


FIGURE 5 – Troisième configuration expérimentale, destinée à mesurer la directivité de l'onde conjuguée. L'onde sonde a un angle d'incidence de 40° sur le plan de bulles. L'onde pompe à 80 kHz est en incidence normale au plan de bulles. L'hydrophone mesure un Bscan de l'onde transmise par conjugaison de phase.

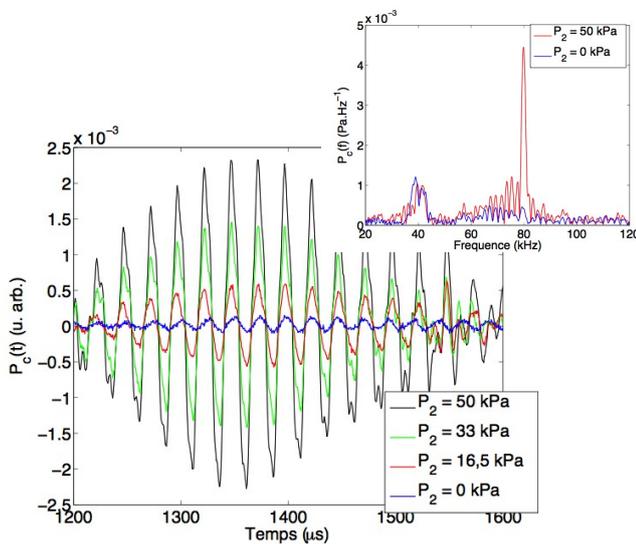


FIGURE 4 – Signal de phase conjuguée, mesuré pour 4 amplitudes de l'onde pompe P_2 . Encart : signal de phase conjuguée mesuré à l'hydrophone.

allumé ou éteint, l'amplitude du signal à 40 kHz reste la même.

Le transducteur mesure en revanche une onde de phase conjuguée, dont l'amplitude augmente linéairement avec celle de l'onde pompe en accord avec le modèle. On constate que l'onde conjuguée se propage bien dans le sens opposé à l'onde incidence.

3.3 Directivité de l'onde transmise par conjugaison de phase

Une onde sonde faisant un angle θ avec la direction normale au plan engendre aussi une onde transmise à l'angle $-\theta$. Cette onde transmise a les mêmes caractéristiques que l'onde conjuguée réfléchi. La configuration expérimentale permettant de l'observer est représentée en figure 5. L'angle entre l'onde sonde et la direction normale du plan est de 40° . L'hydrophone effectue un Bscan de l'onde conjuguée transmise par le plan de bulles sur 25 positions. Les signaux

enregistrés sont notés $S_{c,\theta}(t)$, car à chaque signal transmis correspond un angle de transmission θ . On s'intéresse à la grandeur suivante, proportionnelle à l'énergie du signal conjugué :

$$E(\theta) = \frac{1}{T} \int S_{c,\theta}(t)^2 dt. \quad (14)$$

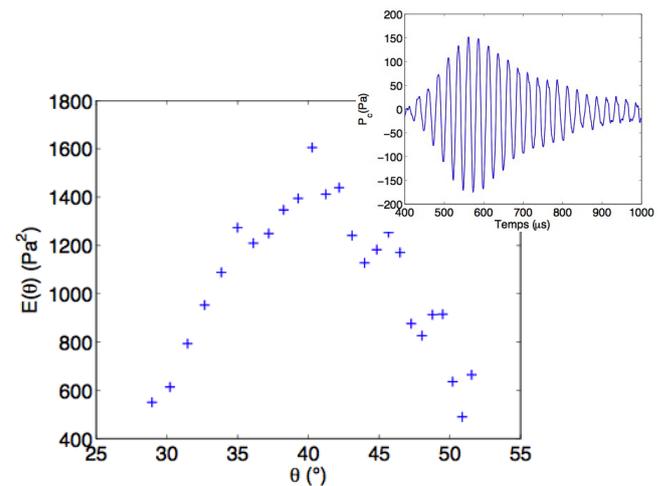


FIGURE 6 – "Énergie" E de l'onde conjuguée en fonction de l'angle θ , calculée d'après l'équation (14). Encart : signal conjugué mesuré à l'angle $\theta = 40^\circ$.

La figure 6 montre "l'énergie" E mesurée en fonction de l'angle d'incidence. La directivité observée provient de la diffraction par l'ouverture circulaire. Le maximum de E est clairement observé pour un angle de transmission $\theta = 40^\circ$, c'est à dire pour un angle opposé à l'angle d'incidence.

4 Conclusion

Nous avons présenté un dispositif original pour conjuguer la phase d'une onde, constitué d'un plan de bulles associé à un transducteur, dont la fréquence est le double de celle de résonance des bulles du plan. Ce dispositif est plus simple que ceux déjà présentés dans la littérature concernant les milieux bulleux, nécessitant deux ondes pompes et une onde sonde.

Son efficacité est tout à fait satisfaisante. La direction de l'onde conjuguée est bien opposée à celle de l'onde incidente. L'étude quantitative démontre également que ce dispositif est correctement modélisé par une approche perturbative. Enfin, le coefficient de réflexion mesuré est de l'ordre de 20%, valeur élevée pour un simple plan de bulles. Pour l'améliorer, il faudrait travailler avec un gel de viscosité plus faible. Une autre piste serait de limiter la largeur de bande des signaux incidents, pour maximiser la réponse non linéaire du plan de bulles. A cette fin, il faudrait augmenter les dimensions de l'expérience pour éviter les réflexions parasites. Une ouverture circulaire de diamètre plus élevé augmenterait également la directivité et donc l'amplitude du signal de phase conjuguée.

Références

- [1] L. Foldy The multiple scattering of waves. I. General theory of isotropic scattering by randomly distributed scatterers, *Physical Review* (1945).
- [2] A. Derode, V. Mamou, A. Tourin, Influence of correlations between scatterers on the attenuation of the coherent wave in a random medium, *Physical Review E*. **74** (2006).
- [3] H. Hu, A. Strybulevych, J. H. Page, S. E. Skipetrov, B. A. Van Tiggelen, Localization of ultrasound in a three-dimensional elastic network, *Nature Physics* **4**, 945-948 (2008).
- [4] E. A. Zabolotskaya, S. I. Soluyan, Emission of harmonic and combination-frequency waves by air bubbles, *Soviet physics acoustics*, **18**, (3), (1973).
- [5] E. A. Zabolotskaya, S. I. Soluyan, Nonlinear wave propagation in a liquid containing uniformly distributed air bubbles. *Soviet physics acoustics*, **19**, (5), (1974)
- [6] D. M. Pepper, Applications of optical phase conjugation. *Scientific American* **254**, 74-83 (1986).
- [7] A. P. Brysev, F. V. Bunkin, D. V. Vlasov, L. M. Krutyansky, V. L. Preobrazhensky, A. D. Stakhovsky. Regenerative amplification of acoustic waves with phase conjugation in a ferrite. *Soviet physics acoustics*, **34** : 567 :569 (1988).
- [8] A. Merlen, V. L. Preobrazhenski, P. Pernod., Supercritical parametric phase conjugation of ultrasound. Numerical simulation of non linear and non stationary modes. *Journal of the Acoustical Society of America*, **112**, (6) : 2656-2665 (2002).
- [9] P. Shirkovskiy, V. L. Preobrazhensky, P. Pernod, Coherent scattering of phase conjugate ultrasound waves in bubbly media. *IEEE*, **62**, (4),721-728, (2015).
- [10] D. V. Vlasov, E. A. Zabolotskaya, Yu. A. Kravtsov, Acoustic phase conjugation in water containing bubbles, *Soviet physics acoustics* **29**, (1) (1983).
- [11] N. P. Andreeva, K. Karshiev, L. M. Sabirov, Phase conjugation of sound beams during quarter-wave interaction in a liquid containing gas bubbles, *Soviet physics acoustics* **37**, (4) (1991).
- [12] M. Minnaert On musical air-bubbles and the sounds of running water, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **16**, (104), (1933)
- [13] V. Leroy, A. Strybulevych, J. H. Page, Transmission of ultrasound through a single layer of bubbles, *European Physics Journal E* **29**, 123-130 (2009).
- [14] E. C. Everbach, Z. Zhu, P. Jiang, B. T. Chu, R. E. Apfel, A corrected mixture law for B/A, *Journal of Acoustic Society of America*, **89**, (1), (1991).
- [15] O. Lombard, C. Barrière, V. Leroy, Nonlinear multiple scattering of acoustics waves by a layer of bubbles, *European physics letters* **112**, 24002 (2015).
- [16] O. Lombard, N. Viard, V. Leroy, C. Barrière, Diffusion multiple dans un milieu bulleux aléatoire, *Proceedings, CFA Poitiers*, 497-503 (2014)