FOCALISATION D'ONDES ULTRASONORES GÉNÉRÉES PAR LASER

R. Ing, F. Gires, M. Fink

► To cite this version:

R. Ing, F. Gires, M. Fink. FOCALISATION D'ONDES ULTRASONORES GÉNÉRÉES PAR LASER. Journal de Physique Colloques, 1990, 51 (C2), pp.C2-337-C2-340. 10.1051/jphyscol:1990281 . jpa-00230702

HAL Id: jpa-00230702

<https://hal.science/jpa-00230702>

Submitted on 1 Jan 1990

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.

FOCALISATION D'ONDES ULTRASONORES GÉNÉRÉES PAR LASER

R.K. ING, F. GIRES et M. FINK

Groupe de Physique des Solides, 2, Place Jussieu, F-75251 Paris Cedex 05, France

Résumé - La génération acoustique par effet thermoélastique a l'avantage d'être sans contact et non destructive. Cependant le diagramme de directivité de telle source est très large entraînant une densité d'énergie acoustique très faible dans le faisceau. Afin de modifier ces paramètres, nous utilisons un impact thermoélastique mobile en balayant le faisceau laser. Suivant la vitesse de balayage, un contrôle de la directivité ainsi qu'une amplification de l'intensité acoustique émise sont possibles. La réalisation de telle source est obtenue en utilisant un déflecteur acousto-optique synchronisé à un laser à colorant à impulsion longue. Les résultats expérimentaux obtenus pour l'aluminium sont en bon accord avec les résultats numériques.

Abstract - Generation of acoustic waves under thermoelastic effect has the advantage to be contactless and non destructive. Unfortunately, directivity and energy of the sound field of such source are limited. A way to modify these parameters is to use a moving thermooptical source by scanning the laser beam. According to the scanning velocity, control of beam directivity and increase of energy of the sound field are possible. Achievement of such a source is accomplished with an acousto-optic deflector synchronised with a large impulse dye laser. Experimental results in an aluminium sample give good agreement with our theoretical expectation.

1 - INTRODUCTION

La génération d'ondes ultrasonores par irradiation laser a été suggérée dans un premier temps par White¹ en 1963. Suivant l'intensité du laser, cette génération peut ne pas être destructive. De nombreuses applications de ces sources ont été proposées jusqu'à présent. Cependant, le problème du repérage des défauts dans le volume n'est pas résolu car l'intensité très faible émise par ces sources ne permet pas de dissocier l'écho des défauts du bruit.

Le but de ce papier est de montrer qu'il est possible d'augmenter l'intensité acoustique de ces sources et de contrôler leur direction d'émission. En un mot, de focaliser les ondes acoustiques émises. Dans le but d'un contrôle non destructif, seule est considérée la génération acoustique par effet thermoélastique qui comme son nom l'indique, résulte d'un échauffement localisé à la surface libre du matériau provoqué par l'absorption par le solide de l'onde électromagnétique. Du fait des contraintes spécifiques à ce type de surface, les ondes issues de la dilatation thermique sont volumiques et surfaciques.

Dans un premier temps, nous discuterons des déplacements en champs lointain émis par N sources thermoélastiques déphasées spatialement et temporellement. Ensuite nous appliquerons ces résultats dans le cas d'un balayage du faisceau laser. Les résultats obtenus avec un tel dispositif et leurs applications seront décrits et le montage adopté ainsi que les résultats expérimentaux seront présentés. Une comparaison entre la théorie et l'expérience sera faite, suivie d'une discussion sur la validité des calculs.

2 - DEPLACEMENTS EN CHAMPS LOINTAIN ISSUS D'UNE SOURCE THERMOELASTIQUE CIRCULAIRE ET MOBILE

a - Cas de N impacts

Considérons N impacts laser³ circulaires retardés entre eux d'un temps ΔT et décalés entre eux suivant l'axe Ox, d'une distance égale à $V\Delta T$ (V étant une constante). L'impact i (i=0,N-1) est défini par une impulsion laser rectangulaire de largeur ΔT , d'intensité définie par $Wq(i\Delta T)$ et de fonction de

répartition spatiale d'intensité $r(x)$. Cette dernière fonction implique pour la source i , des figures de diffraction⁴ en onde longitudinale égale à $D_L(\theta, f)$ et en onde transversale égale à $D_T(\theta, f)$. Les notations utilisées sont présentes sur la figure 1.

Lors d'observations proches des temps d'arrivée des fronts d'onde, le déplacement⁵ global dû aux ondes longitudinales issus des N impacts, calculé en champ lointain dans la direction θ est exprimé de la façon suivante:

- (1) $u_R(R, \theta, f) = \alpha_a \Gamma \Lambda a R^{-1} A(\theta) D_L(\theta, f) e^{-j\pi f a R} \Sigma_N(\theta, f)$
 (2) avec $\Sigma_N(\theta, f) = \sum_{i=0}^{N-1} \Delta T \operatorname{sinc}(\pi f \Delta T) e^{j2\pi f a V i \Delta T \sin \theta} [e^{-j2\pi f i \Delta T} * Q(f)]$,
 et $\Gamma = E(1-2\nu)^{-1} \alpha^T W_0 C$, $\Lambda = \kappa \pi^{-1} \mu^{-1}$, $\kappa = (a/b)^2 = (1-2\nu)(2-2\nu)^{-1}$,
 $E = 2\mu(1+\nu)$, $b^2 = \rho \mu^{-1}$.

u_R est calculé dans le plan parallèle à Ox et perpendiculaire à la surface du dioptré. $A(\theta)$ est la directivité longitudinale d'une source ponctuelle et $Q(f)$, la transformée de Fourier de la fonction de répartition temporelle de l'intensité des N impacts, $q(t)$. W est l'énergie de $q(t)$, ρ est la masse volumique du solide, C sa capacité calorifique, μ son module de cisaillement, ν son coefficient de Poisson, α^T son coefficient de dilatation linéaire et α_a son coefficient d'absorption de l'énergie électromagnétique. Les coefficients calculés a et b sont respectivement l'inverse des vitesses de propagation acoustique longitudinale et transversale.

Le deuxième terme (2) peut être ramenée à la suivante,

- (3) $\Sigma_N(\theta, f) = \sum_{i=0}^{N-1} \Delta T \operatorname{sinc}(\pi f \Delta T) e^{-j2\pi \alpha f i \Delta T} q(i \Delta T)$ avec $\alpha = 1 - aV \sin \theta$

Lorsque α est nul, l'expression (3) est rendue réelle et égale à $\operatorname{sinc}(\pi f \Delta T)$ si la somme sur i de $\Delta T q(i \Delta T)$ est normalisée à 1. Dans la direction $\theta_F = \arcsin(a^{-1}V^{-1})$ correspondante à cette condition sur α , la forme de l'impulsion acoustique globale ne dépend que des caractéristiques d'excitation de l'impact élémentaire i . Quant à son amplitude, elle est d'autant plus élevée que ΔT est petit ou que N est grand. Dans les autres directions, un élargissement de l'impulsion acoustique globale est observé car Σ_N devient complexe.

Remarque: - $D_L(\theta, f) = 1$ si la source est ponctuelle.

b - Cas de l'impact mobile⁶

Maintenant, supposons que $q(t)$ soit une impulsion laser longue de durée T et de fonction de répartition spatiale d'intensité $r(R, \theta)$, que l'on déplace suivant l'axe Ox à une vitesse V . Le déplacement longitudinal en champs lointain dans la direction θ et dans le plan cité ci-dessus, peut alors être approché par:

- (4) $u_R(R, \theta, f) = \alpha_a \Gamma \Lambda a R^{-1} A(\theta) D_L(\theta, f) e^{-j\pi f a R} \Sigma_\infty(\theta, f)$
 (5) avec $\Sigma_\infty(\theta, f) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^{N-1} \Delta T \operatorname{sinc}(\pi f \Delta T) e^{-j2\pi \alpha f i \Delta T} q(i \Delta T)$, avec $\Delta T = \frac{T}{N}$

Le calcul de cette limite nous amène en fait à la transformée de Fourier de la fonction $q(t)$ au point αf , c'est à dire:

- (6) $\Sigma_\infty(\theta, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j2\pi \alpha f t} q(t) dt = Q(\alpha f) = Q(f(1 - aV \sin \theta))$

Dans ce cas, la forme de l'impulsion acoustique dans la direction θ_F est indépendante de l'enveloppe de l'impulsion laser $q(t)$ puisque $Q(0) = 1$. Quant aux évolutions de sa forme temporelle et de son amplitude en dehors de θ_F , elles dépendent de la figure de diffraction induite par la fonction $r(R, \theta)$ et de l'unique impulsion d'excitation définie par $q(t)$. Par rapport à une excitation discrète sur N sources, la nouvelle expression du déplacement longitudinal (8) est beaucoup moins contraignante.

Les calculs en ondes transverses sont analogues et nous donnent une direction θ_F égale à $\arcsin(b^{-1}V^{-1})$.

3 - APPLICATION

L'application du balayage continu d'un faisceau laser est possible en utilisant un déflecteur acousto-optique synchronisé à un laser à impulsion longue. Le laser utilisé est à colorant, émettant une impulsion de 2 joules d'énergie sur 2,5 μ s de durée. Ce laser commande un déflecteur acousto-optique en TeO_2 fonctionnant en onde longitudinale sous le mode de Bragg. L'excursion de fréquence est de 110 MHz autour de 250 MHz. Le montage incluant ces deux appareils ainsi que l'optique de fonctionnement est indiqué sur la figure 2. Dans le but d'une application au contrôle non destructif, la forme spatiale du faisceau laser n'est plus circulaire, mais rectangulaire de 10 mm de hauteur. Le balayage s'effectue dans la direction orthogonale à la longueur du rectangle, sur un demi-cylindre en aluminium de 50 mm de rayon. La vitesse de balayage est contrôlée par la lentille LC proche du demi-cylindre qui conditionne également la largeur du faisceau laser.

Dans un premier temps, les mesures sont faites pour une source immobile afin de posséder des éléments de comparaison. Ensuite, le déflecteur étant en fonctionnement, les directivités sont mesurées pour la source mobile. Les résultats provenant des deux types de sources sont présentés sur les figures 3a et 3b où sont également présentes les directivités numériques calculées pour des paramètres identiques aux expériences.

On observe sur ces diagrammes, une bonne corrélation entre la théorie et l'expérimentation. La compression impulsionnelle exprimée par l'expression (6) se résume, par une amplification de l'amplitude acoustique dans la direction de focalisation. La comparaison des spectres des impulsions acoustiques issues de la source immobile et de la source mobile (fig. 4) nous montre que cette compression s'exerce réellement. Egalement des expressions (4) et (6), on remarque qu'à l'épicentre les signaux issus des deux types de sources sont identiques. Cette observation est vérifiée par les mesures présentées sur la figure 5.

Afin de vérifier que cette focalisation subsiste sur une distance plus grande, des mesures ont été faites sur un demi-cylindre en duralumin de 75 mm de rayon. Les vitesses de balayage sont identiques aux mesures des figures 3a et 3b, et les résultats de ces mesures sont présents en médaillon dans ces mêmes figures. On observe que les directivités sont beaucoup plus fines car l'hypothèse du champs lointain est mieux respectée.

4 - CONCLUSION

Les calculs qui ont été faits au paragraphe 2, impliquent que les sources thermoélastiques soient localisées du point de vue thermique. Récemment, cette hypothèse a été remise en cause par différents auteurs^{7,8}. Cependant, les résultats obtenus en tenant compte de la propagation thermique, diffèrent de peu des résultats obtenus en supposant la source thermique localisée. Dans notre application, cette hypothèse utilisée pour faciliter les calculs peut être justifiée car dans la théorie des fronts d'onde, l'évolution thermique de la source n'est pas considérée. Seul nous intéresse le moment de sa création et au vu des temps d'irradiation laser, cette propagation thermique est négligeable devant la propagation acoustique.

Dans cette première phase d'étude, bien que la déflexion n'était pas optimisée, nous avons pu montrer la possibilité de générer des ondes acoustiques de forte intensité et d'orientation contrôlable. De même, nous n'avons pas cherché à focaliser en un point particulier de l'espace mais à orienter ces faisceaux dans une direction particulière. Hors, en utilisant une loi de déflexion adéquate, il est possible au vu des calculs précédents de ramener la direction de focalisation en un point.

Note: Cette étude a été effectuée grâce au concours de la DRET, contrat n° 87/194

REFERENCES

- /1/ R.M. White, J. Appl. Phys. **34**, 3559 (1963).
- /2/ D.A. Hutchins and A.C. Tam, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectrics, Freq. Contr., vol. **UFFC-33**, 429 (1986).
- /3/ J.A. Vogel, A.J.A. Bruinsma and A.J. Berkhout, Proc. Ultrason. Int. **87**

- Conf., 141 (1987).
 /4/ G.F. Miller and H. Pursey, Proceeding of the royal society, **A223**, 521 (1954).
 /5/ L.R.F. Rose, Acous. Soc. of America **75**, 723 (1984).
 /6/ F.V. Bunkin, A.I. Malyarovskii and V.G. Mikhalevich, Sov. Phys. Acoust. **27**, 98 (1981).
 /7/ F. Alan McDonald, Appl. Phys. Lett. **54**, 1504 (1989).
 /8/ M. Kasai, S. Fukushima, Y. Goshi, T. Sawada, M. Ishioka and M. Kaihara, J. Appl. Phys. **64**, 972 (1988).

Figure 1. Notations.

Figure 2. Schéma de montage. LC: Lentille cylindrique - LS: Lentille sphérique - D: Diaphragme - M: Miroir - S: Lame séparateur.

Figure 3. Directivités longitudinales (Fig. 3a) et transversales (Fig. 3b) de sources mobiles (T: théorie - M: expérience) et de sources immobiles (I: expérience). Transducteurs de 2,25 MHz et demi-cylindres de rayon R.

Figure 4. Spectres des déplacements longitudinaux (Fig. 4a) et transversaux (Fig. 4b) mesurés à l'angle θ , issus de sources mobiles et immobiles.

Figure 5. Déplacements issus de sources mobile et immobile mesurés à l'épicentre.