



**HAL**  
open science

# APPLICATION DES RÉSEAUX LACUNAIRES À LA FOCALISATION ULTRASONORE PAR RETOURNEMENT TEMPOREL

D. Cassereau, P. Hannoun, M. Fink

► **To cite this version:**

D. Cassereau, P. Hannoun, M. Fink. APPLICATION DES RÉSEAUX LACUNAIRES À LA FOCALISATION ULTRASONORE PAR RETOURNEMENT TEMPOREL. Journal de Physique IV Proceedings, 1992, 02 (C1), pp.C1-661-C1-664. 10.1051/jp4:19921143 . jpa-00251101

**HAL Id: jpa-00251101**

**<https://hal.science/jpa-00251101>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

## APPLICATION DES RÉSEAUX LACUNAIRES À LA FOCALISATION ULTRASONORE PAR RETOURNEMENT TEMPOREL

D. CASSEREAU, P. HANNOUN et M. FINK

*Laboratoire Ondes et Acoustique, Université Paris VII, E.S.P.C.I., 10 rue Vauquelin, F-75235 Paris cedex 05, France*

**Résumé** – Dans cet article, nous étudions par l’intermédiaire d’un programme de simulation numérique l’aptitude des réseaux plans lacunaires à créer un champ ultrasonore focalisé. Nous montrons ainsi qu’il est possible d’optimiser le nombre et la répartition des transducteurs tout en conservant une qualité de focalisation acceptable. Le même programme utilisé avec des capteurs sur une sphère permet de retrouver des résultats similaires aux limites théoriques de la cavité fermée.

**Abstract** – In this paper, we present numerical simulations to analyse the ability of sparse arrays to create an ultrasonic focused wavefront. Our results show that we can reduce the number of transducers and optimize their positions to obtain a well focused beam. The same software used with transducers located on a sphere allow to retrieve similar results as those predicted by the model of the closed cavity.

### INTRODUCTION

Dans le cadre des études sur la focalisation ultrasonore par retournement temporel et suite aux résultats expérimentaux obtenus avec des réseaux linéaires, nous nous sommes intéressés aux réseaux plans pour focaliser dans toutes les directions parallèles à ce plan. L’inconvénient majeur de ce type de réseaux est qu’ils nécessitent un grand nombre de capteurs, et donc de chaînes électroniques d’acquisition et/ou excitation. Afin d’étudier plus précisément les caractéristiques de ces réseaux, nous avons mis au point un programme de simulation numérique.

Dans la première partie, nous présentons brièvement les principes de calcul mis en œuvre dans ce programme, ainsi que les étapes successives adoptées dans nos simulations.

Dans la deuxième partie, nous utilisons ce programme avec différents types de réseaux plans lacunaires ; les résultats obtenus montrent que l’on peut en fait limiter le nombre de capteurs et les répartir aléatoirement suivant certains critères, et ainsi obtenir un bon compromis entre la qualité de focalisation requise et le coût de fabrication.

Enfin dans la troisième partie, nous avons confronté les résultats obtenus pour un réseau de capteurs répartis aléatoirement sur une sphère, aux limites théoriques de la cavité “parfaite” à retournement temporel [1]. Cette comparaison permet de mettre en évidence des résultats très similaires, et ce malgré un taux de remplissage du réseau très faible, illustrant ainsi l’efficacité du principe du retournement temporel pour les problèmes de focalisation.

### I. PRINCIPES DE CALCUL

Nous considérons un réseau de  $N$  transducteurs élémentaires plans identiques, situés dans le plan  $z = 0$  et respectivement centrés aux points  $\vec{r}_i(x_i, y_i, z_i = 0)_{1 \leq i \leq N}$ . Chaque capteur du réseau peut alors être décrit par sa fonction d’ouverture  $s_i(x, y)$ . Les capteurs étant supposés tous identiques, on peut écrire  $s_i(x, y) = s_0(x - x_i, y - y_i)$ , où  $s_0(x, y)$  est la fonction d’ouverture d’un capteur élémentaire virtuel (ou réel s’il existe effectivement dans le réseau considéré) centré à l’origine des coordonnées spatiales. Considérant que ce capteur virtuel est inclus dans un baffle parfaitement rigide, il résulte de la théorie de la diffraction impulsionnelle que le potentiel de vitesses diffracté en un point  $\vec{r}$  pour une vitesse normale de type  $\delta(t)$  s’écrit sous la forme [2]

$$h_0(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \iint \frac{s(x_0, y_0)}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \delta \left( t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_0|}{c} \right) dx_0 dy_0, \quad (1)$$

avec  $\vec{r}(x, y, z)$ ,  $\vec{r}_0(x_0, y_0, 0)$  et  $c$  est la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le milieu fluide considéré. Il est intéressant de noter que des formules analytiques du champ  $h_0(\vec{r}, t)$  sont disponibles pour les deux géométries considérées, circulaire [2] ou rectangulaire [3], à condition que le capteur fonctionne en mode piston.

L'espace étant homogène et invariant par translation, il résulte immédiatement de ce qui précède que le champ impulsionnel diffracté par le  $i^{\text{ème}}$  capteur du réseau,  $h_i(\vec{r}, t)$ , est donné par la formule évidente  $h_i(\vec{r}, t) = h_0(\vec{r} - \vec{r}_i, t)$ . On considère maintenant que les différents capteurs du réseau sont caractérisés par une même réponse acousto-électrique en émission  $\gamma_e(t)$  et excités électroniquement par une fonction temporelle  $\varphi_i(t)$ , variable d'un capteur à l'autre. Il résulte alors des équations de base de l'Acoustique [4] et de la théorie des systèmes linéaires que le champ de pression acoustique total diffracté par le réseau en un point  $\vec{r}$  est donné par

$$p(\vec{r}, t) = -\rho\gamma_e(t) * \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^N h_0(\vec{r} - \vec{r}_i, t) * \varphi_i(t), \quad (2)$$

où  $\rho$  est la densité du milieu de propagation et  $*$  représente l'opérateur de convolution temporelle. Dans cette équation, il est clair que l'on néglige les effets de couplage entre éléments. Afin de simplifier les calculs, nous avons préféré utiliser la relation duale de l'équation (2) obtenue par transformée de Fourier sur le temps  $t$

$$\tilde{p}(\vec{r}, \omega) = j\omega\rho\tilde{\gamma}_e(\omega) \sum_{i=1}^N \tilde{h}_0(\vec{r} - \vec{r}_i, \omega) \tilde{\varphi}_i(\omega). \quad (3)$$

Suivant un principe tout à fait équivalent, on peut calculer le champ de pression issu d'une source ponctuelle mesuré sur chaque élément du réseau. Les différentes étapes du calcul sont donc les suivantes :

- 1) on utilise le réseau pour créer un champ de pression incident dans le milieu ; la nature de ce champ de pression n'ayant pas une grande importance, un seul élément émetteur situé au centre du réseau est utilisé,
- 2) une source ponctuelle passive située en  $\vec{r}_0$  réémet vers le réseau un champ de pression lié au champ incident en  $\vec{r}_0$  (on considère une diffusion de type *singularité de compressibilité*),
- 3) les signaux temporels  $P_i(t)$  mesurés sur chaque capteur sont calculés et stockés en mémoire,
- 4) le réseau fonctionne à nouveau en mode émission, chaque capteur étant excité électroniquement par  $\varphi_i(t) = P_i(T - t)$ , où  $T$  est un paramètre ajustable permettant d'assurer la causalité des signaux d'émission,
- 5) le champ de pression ainsi créé est calculé au voisinage de la position de la source, permettant ainsi de contrôler la qualité de focalisation du processus.

## II. SIMULATION DE RESEAUX PLANS

Nous avons considéré dans un premier temps un réseau plan de  $32 \times 32 = 1024$  transducteurs carrés de côté  $a = 2$  mm répartis sur un maillage régulier dont le pas est  $\epsilon = 2,5$  mm suivant chaque direction, ce qui conduit à une ouverture totale  $O = 80$  mm. Les transducteurs ont une fréquence centrale  $f_c = 3$  MHz (longueur d'onde centrale  $\lambda_c = 0,5$  mm) et une bande passante relative de 100 % à  $-20$  dB. La fréquence d'échantillonnage est  $f_e = 30$  MHz et le réseau est immergé dans l'eau dont la vitesse de propagation est  $c = 1500$  m/s. Nous avons alors appliqué le schéma précédent pour une cible située à  $F = 100$  mm devant le réseau (ce réseau porte le numéro #1).

A partir de ce premier réseau, nous avons généré trois autres réseaux en éliminant de façon aléatoire un capteur sur 2 (réseau #2), un sur 4 (réseau #3) et un sur 8 (réseau #4), de sorte que ces trois réseaux comportent respectivement 512, 256 et 128 capteurs. Le même schéma de calcul a alors été appliqué à ces trois réseaux.

La figure 1 représente les diagrammes du champ de pression synthétisé de part et d'autre de la position de la cible. La courbe correspondant au réseau #1 présente une focalisation sur la position de la cible initiale, avec une largeur totale à mi-hauteur ( $-6$  dB) de l'ordre de 1,3 mm. La largeur correspondante pour un transducteur focalisé classique de même géométrie est de  $1,2\lambda_c F/O = 0,75$  mm [5]. Cet élargissement provient d'une part du large contenu spectral des signaux utilisés, d'autre part de la directivité des capteurs (des calculs similaires réalisés avec des capteurs de côté  $a = 0,5$  mm permettent de retrouver une largeur totale à mi-hauteur plus conforme à la théorie). On observe également des lobes assez larges au voisinage de  $d = \pm 20$  mm de la cible, c'est-à-dire dans la direction  $\theta$  telle que  $\tan \theta = d/F = 0,2$  ; cette valeur correspond au rapport entre la longueur d'onde centrale  $\lambda_c$  (0,5 mm) et la périodicité spatiale du réseau  $\epsilon$  (2,5 mm). Il s'agit donc de lobes de réseaux [5], la largeur de ces lobes provenant des effets cités ci-dessus.

Sur les trois autres diagrammes de pression, les différents pics de focalisation se superposent parfaitement au précédent (même largeur à mi-hauteur). En revanche, on fait apparaître un niveau de bruit et de lobes secondaires d'autant plus important que le nombre de capteurs éliminés est plus grand. Il en résulte que l'économie faite sur le nombre de capteurs se traduit par une détérioration des faibles niveaux de champ de pression (typiquement en deçà de  $-10$  dB, soit  $-20$  dB en émission/réception), sans perturbations notables du pic principal de focalisation.

Le réseau #4, le plus économique en nombre de transducteurs, présente l'inconvénient majeur d'un niveau de lobes de réseaux élevé. Sachant qu'ils sont directement liés aux périodicités spatiales du réseau, nous avons généré un cinquième réseau, composé de 128 transducteurs répartis sur la même ouverture totale de façon aléatoire, évitant ainsi toute périodicité du réseau. On peut donc s'attendre à réduire les effets de lobes de réseaux.

La figure 2 représente les diagrammes du champ de pression synthétisé par les réseaux #4 et #5. Le pic de focalisation reste inchangé, alors que le niveau de lobes secondaires est considérablement diminué (de l'ordre de  $-9,5$  dB pour le réseau #4, inférieur à  $-15$  dB pour le réseau #5).

Il résulte de ces divers résultats qu'un réseau du type #5 apparaît tout à fait adapté pour les expériences de focalisation, puisqu'il permet effectivement de focaliser sur une cible et limite les lobes secondaires générés par un réseau lacunaire du type #4. On peut également vérifier que l'ensemble de ces résultats peut être retrouvé pour des focalisations en dehors de l'axe du réseau, ainsi qu'à différentes profondeurs. L'utilisation des réseaux lacunaires aléatoires apparaît comme un compromis acceptable entre le nombre de voies électroniques (et donc en particulier le coût) et la qualité de focalisation souhaitée.

On peut encore améliorer les résultats précédents (en diminuant les niveaux des lobes secondaires) si le réseau est destiné à n'être utilisé que dans une certaine zone limitée de profondeur de focalisation. Dans ce cas en effet, nous avons pu vérifier une nette amélioration des résultats en choisissant une répartition spatiale aléatoire des capteurs sur une coupelle pré-focalisée.

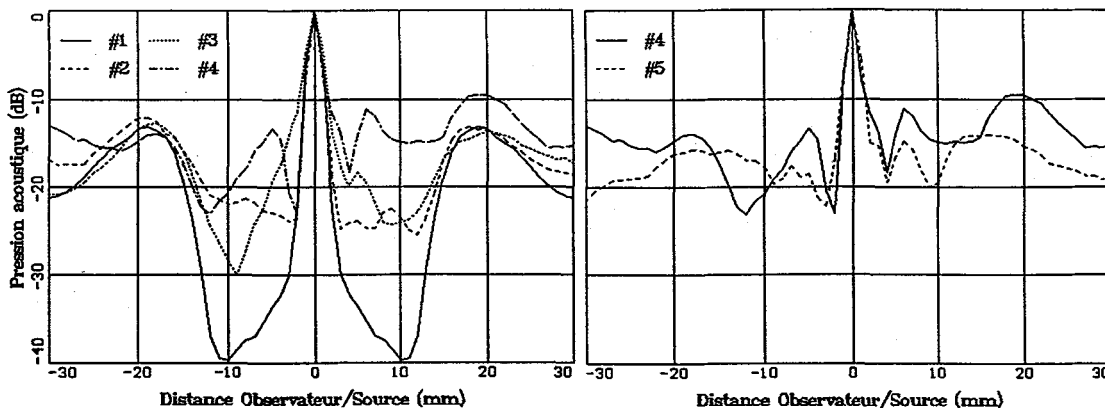


Figure 1 : Champ de pression synthétisé par les réseaux plans réguliers #1, #2, #3 et #4.

Figure 2 : Champ de pression synthétisé par les réseaux plans régulier et aléatoire #4 et #5.

### III. SIMULATION D'UNE CAVITE

Une cavité à retournement temporel "parfaite" est définie comme une surface fermée sur laquelle on est capable de mesurer ou d'imposer en tous points n'importe quel champ de pression acoustique, ainsi que sa dérivée normale [1]. Ce modèle mathématique appliqué aux techniques de retournement temporel prévoit que, pour une fréquence donnée  $f$  (pulsation  $\omega = 2\pi f$ ), le champ de pression  $\tilde{p}_{tr}(\vec{r}, \omega)$  synthétisé au voisinage d'une cible passive située en  $\vec{r}_0$  à l'intérieur de la cavité est donné par [1]

$$\tilde{p}_{tr}(\vec{r}, \omega) = -\frac{j}{2\pi|\vec{r} - \vec{r}_0|} \sin\left(\frac{2\pi f|\vec{r} - \vec{r}_0|}{c}\right). \quad (4)$$

Le résultat obtenu a la symétrie sphérique par rapport à la position initiale de la cible, il ne dépend que de la longueur d'onde  $\lambda$  utilisée. Ce résultat conduit à une résolution limite égale à la demi-longueur d'onde.

Nous avons simulé numériquement ce type de configuration par un réseau de 256 capteurs circulaires (diamètre 2 mm) répartis aléatoirement sur une sphère de 160 mm de diamètre. Les paramètres d'échantillonnage et de bande passante sont identiques à ceux des réseaux plans ci-dessus. Malgré un taux de recouvrement de la surface totale très faible (1 %), les résultats obtenus sont très proches de la théorie. La figure 3a représente les coupes suivant les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  du champ de pression synthétisé, la cible passive étant initialement située au centre de la sphère. La figure 3b est analogue ; elle correspond à une cible excentrée de 20 mm dans les trois directions.

Dans ces deux cas, la largeur du pic central est identique à celle prévue pour une cavité parfaite, soit 0,22 mm à -3 dB pour une longueur d'onde de 0,5 mm. La symétrie des courbes jusqu'au niveau moyen de -15 dB (-25 dB dans le cas de la figure 3a) montre que le remplissage de la sphère est suffisant. L'effet de la répartition aléatoire n'est visible que pour les faibles niveaux. On perd alors la symétrie ainsi que la corrélation entre les trois coupes, et cela d'autant plus vite que la source est plus excentrée (cet effet provient de la directivité des capteurs, de sorte qu'il est beaucoup plus difficile de focaliser à 20 mm du centre qu'au centre de la cavité sphérique).

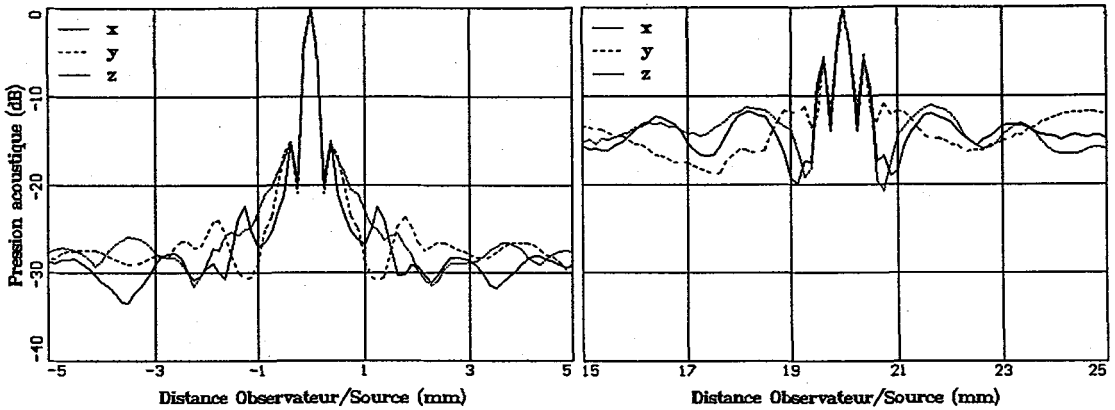


Figure 3a : Champ de pression synthétisé par la cavité sphérique pour une cible située au centre de la cavité.

Figure 3b : Champ de pression synthétisé par la cavité sphérique pour une cible excentrée de 20 mm.

### CONCLUSION

Nous avons simulé numériquement la focalisation par retournement temporel pour différentes configurations, mettant ainsi en évidence l'aptitude à focaliser des réseaux plans lacunaires ; la réduction du nombre de capteurs se faisant au détriment du niveau des lobes secondaires. Une répartition totalement aléatoire des capteurs permet de réduire suffisamment le niveau des lobes secondaires pour qu'un remplissage de 6 à 10 % donne à une focalisation acceptable. L'ensemble de ces résultats nous a conduit à la définition d'un prototype de réseau de 128 capteurs qui sera prochainement testé au laboratoire. Enfin, en adaptant le calcul à une configuration sphérique lacunaire, nous obtenons des résultats similaires à ceux prévus par la cavité "parfaite" à retournement temporel, malgré un taux de remplissage très faible, illustrant ainsi l'efficacité de la répartition aléatoire des capteurs.

### REFERENCES

- [1] CASSEREAU, D., FINK, M., *Proceedings IEEE* (1991), 1613.
- [2] STEPANISHEN, P.R., *J. Acoust. Soc. Am.* 49 (1971), 1629.
- [3] SCARANO, G., DENISENKO, N., MATTEUCCI, M., PAPPALARDO M., *J. Acoust. Soc. Am.* 78 (1985), 1109.
- [4] MORSE, P.M., INGARD, K.U., *Theoretical acoustics*, McGraw-Hill, 1968.
- [5] GOODMAN, J.W., *Introduction à l'optique de fourier*, Masson & Cie, 1972.