Modélisation du champ acoustique produit par un traducteur US : application à la focalisation dynamique

M. El Amrani, P. Calmon, G. Evangelakis

► To cite this version:

M. El Amrani, P. Calmon, G. Evangelakis. Modélisation du champ acoustique produit par un traducteur US : application à la focalisation dynamique. Journal de Physique IV Proceedings, 1994, 04 (C5), pp.C5-323-C5-326. 10.1051/jp4:1994566 . jpa-00253061

HAL Id: jpa-00253061

<https://hal.science/jpa-00253061>

Submitted on 1 Jan 1994

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.

Modélisation du champ acoustique produit par un transducteur US : application à la focalisation dynamique

M. EL AMRANI, P. CALMON et G.A. EVANGELAKIS

CEN Saclay, DTM/STA/LCUS, Bâtiment 611, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

Abstract: We present here a model permitting the calculation of the ultrasonic field emitted by monolithic or phased array transducer and propagated through a liquid-solid interface. The calculations are used for the conception and optimization of phased array transducers for specific applications.

1. INTRODUCTION.

Focaliser en un point donné F consiste à retarder les contributions des différentes régions de la pastille émettrice de telle sorte qu'elles interfèrent constructivement en F . Connaissant la surface de Fermat associé au point F , la focalisation peut être obtenue de façon mécanique, en mettant en forme la pastille émettrice ou en lui adjoignant une lentille acoustique. La focalisation peut également être obtenue par un ensemble d'émetteurs élémentaires déphasés électroniquement. L'avantage de cette technique est qu'en jouant sur les retards à l'émission on peut faire varier la profondeur de focalisation ou l'inclinaison du faisceau. Dans la pratique, le nombre d'éléments est limité par des impératifs technologiques diminuant ainsi la capacité d'un transducteur multiéléments à focaliser en différents points. Pour pallier à cette limitation, on peut jouer sur la géométrie des éléments en fonction de l'application visée.

Le travail présenté ici a pour objet la conception d'un transducteur multiéléments capable de focaliser à différentes profondeurs dans une pièce métallique de géométrie plane. L'optimisation de la géométrie des éléments s'appuie sur le calcul du champ ultrasonore après passage d'une interface liquide-solide. Nous commençons donc par présenter le modèle sur lequel sont basés les calculs de champ pour des transducteurs monolithiques et multiéléments. Nous décrivons ensuite la méthode permettant la conception d'un transducteur multiéléments en fonction de l'application.

2. CALCUL DU CHAMP.

La théorie scalaire de la diffraction permet de décrire, par l'intégrale de Rayleigh, le champ produit par une pastille émettrice plane assimilée à un piston monté sur un baffle infini. Le champ d'un transducteur focalisé peut également être calculé par l'intégrale de Rayleigh à condition de négliger les diffusions multiples sur la surface émettrice courbe [1]. Le même formalisme peut encore être appliqué en présence d'une interface liquide-solide dans l'approximation de l'optique géométrique [2]. On montre que cette approximation est satisfaisante tant que le point d'observation M reste suffisamment loin de l'interface (de l'ordre de la longueur d'onde). Le champ d'un transducteur focalisant avec lentille s'écrit alors:

$$\Phi_v(M, t) = \int_{\text{pastille}} \frac{v_n(S, t - T_p)}{2\pi R} \otimes C(S, t) ds \quad (1)$$

$$\text{avec } T_p = \frac{w}{c_1} + \frac{R_1}{c_1} + \frac{R_2}{c_2} \text{ et } R = \sqrt{R_1 + R_2 \frac{c_2}{c_1}} \cdot \sqrt{R_1 + R_2 \frac{c_2 \cos^2(i)}{c_1 \cos^2(r)}}$$

$\Phi_v(M, t)$ est le potentiel de vitesse au point M et au temps t , $v_n(S, t)$ et w sont respectivement la vitesse particulaire normale à la surface de la pastille et l'épaisseur de la lentille au point S . La lentille est modélisée par un déphaseur pur. R_1 et R_2 (voir figure 1) représentent les distances parcourues dans le milieu 1 et 2 (célérité c_1 et c_2) le long du rayon ultrasonore qui relie le point source S au point M via la loi de Snell à l'interface (angle d'incidence i et de réfraction r). L'expression de la grandeur R est obtenue en appliquant la conservation d'énergie à la réfraction d'une onde sphérique sur l'interface. Enfin $\otimes$ symbolise une convolution temporelle et $C(S, t)$ représente la forme temporelle du coefficient de transmission d'onde plane pour l'angle d'incidence i [3]. On montre que l'équation (1) peut être réécrite de la façon suivante:

$$\Phi_v(M, t) = \int_{\text{pastille}} A \cos(\varphi) \frac{v_n(S, t - T_p)}{2\pi R} ds - \int_{\text{pastille}} A \sin(\varphi) \frac{\tilde{v}_n(S, t - T_p)}{2\pi R} ds \quad (2)$$

où $\tilde{v}_n$ est la transformée de Hilbert de v_n , et où A et φ sont l'amplitude et la phase du coefficient de transmission d'une onde monochromatique à la même incidence.

Le champ d'un traducteur multiéléments peut être calculer en sommant les contributions des différents éléments affectés d'un retard à l'émission:

$$\Phi_v(M, t) = \sum_{i=1}^N \left\{ \int_{\substack{\text{ième} \\ \text{élément}}} A \cos(\varphi) \frac{v_n(S, t - T_i)}{2\pi R} ds - \int_{\substack{\text{ième} \\ \text{élément}}} A \sin(\varphi) \frac{\tilde{v}_n(S, t - T_i)}{2\pi R} ds \right\} \quad (3)$$

où N est le nombre d'éléments et $T_i = \delta t_i + \frac{R_1}{c_1} + \frac{R_2}{c_2}$, δt_i étant le retard à l'émission du i ème élément.

Fig.1 Illustration du calcul du champ après passage d'une interface. Le champ en M est la somme des contributions de tous les sources S sur le traducteur

Fig.2 Géométrie du traducteur conçu pour focaliser en onde L , de $Z=10\text{mm}$ à $Z=70\text{mm}$, sous un angle de réfraction variable autour de 45° . (Dans un souci de lisibilité, seuls 36 éléments sur 66 sont présentés)

3. CONCEPTION D'UN TRADUCTEUR MULTIELEMENTS.

Soit une pièce métallique de géométrie plane devant être contrôlée sur une profondeur allant de z_{min} à z_{max} sous un angle de réfraction R_0 . Nous décrivons dans ce qui suit une méthode permettant la conception d'un traducteur multiéléments répondant à cette exigence.

Les éléments sont disposés sur une surface plane qui sera désignée par la suite comme surface émettrice. L'inclinaison de la surface émettrice est déterminée par l'angle R_0 que fait l'axe de focalisation avec la normale à l'interface. La première étape de la méthode consiste à calculer les trajets ultrasonores (R_1, R_2) (voir figure 1) reliant les points S au point F_{min} . F_{min} est le point défini comme étant l'intersection entre l'axe de focalisation et l'axe horizontal $z = z_{min}$. La surface émettrice est alors divisée en régions équiphasées à $\pm \delta\phi_{max}$ près qui vont définir la géométrie des émetteurs élémentaires optimisée pour focaliser à la profondeur z_{min} . Soit (O, u, v) un repère orthonormé sur la surface émettrice où O est le centre de la surface, u appartient au plan d'incidence, et v lui est perpendiculaire. Nous avons pu constater que, d'une manière générale, une ligne équiphasée est bien approchée par la réunion de deux demi-ellipses de grand axe $v = 0$ et de petit axe $u = 0$ accolées de part et d'autre de l'axe $v = 0$ (voir figure 2). Les éléments seront donc des "rubans semi-elliptiques" dont l'épaisseur est déterminée par le déphasage maximal $\delta\phi_{max}$ entre deux points d'un même élément. La valeur de $\delta\phi_{max}$ que l'on choisit de tolérer résulte d'un compromis entre le nombre d'éléments et le pouvoir focalisant du traducteur. Le calcul du champ pour différentes valeurs de $\delta\phi_{max}$ permet d'optimiser le choix de ce paramètre.

Le point important est que le traducteur ainsi conçu pour focaliser en $z = z_{min}$ est également capable de focaliser à des profondeurs supérieures, moyennant une loi de retard différente. Il est clair, en effet, que la profondeur z_{min} est la plus pénalisante: plus la profondeur de focalisation augmente, plus le déphasage maximal entre deux points d'un même élément diminue. Le traducteur focalisera donc convenablement jusqu'en $z = z_{max}$ pourvu que les dimensions de la surface émettrice soient suffisantes. Il reste enfin à déterminer les lois de retard à appliquer aux éléments pour que le traducteur focalise aux profondeurs comprises entre z_{min} et z_{max} . Ces lois de retard sont obtenues à partir du calcul des trajets (R_1, R_2) correspondant au point focal considéré.

La conception d'un traducteur par cette méthode est maintenant illustrée sur un exemple. Pour cette application, l'objectif est de réaliser un traducteur 2 MHz, capable de focaliser en ondes longitudinales dans une pièce d'acier sur une profondeur allant de $z_{min} = 10$ à $z_{max} = 70$ mm, avec une inclinaison du faisceau variable autour de 45° sans changer l'orientation du capteur. En acceptant un déphasage maximal de 60° sur chacun des éléments ($\delta\phi_{max} = 30^\circ$) on définit 11 éléments différents pour une surface émettrice elliptique de dimension 76 mm selon u et 60 mm selon v , ces dimensions ayant été choisies pour obtenir une largeur de tache focale convenable en $z = 70$ mm.

Le calcul du champ montre que le traducteur focalise avec un angle de réfraction de 43° , donc légèrement inférieur aux 45° attendus, comportement également constaté pour le traducteur monolithique équivalent. Les figures 3, 4 et 5 montrent le champ calculé le long d'une ligne perpendiculaire à l'axe focal, aux profondeurs 10, 30 et 70 mm, les éléments étant bien entendu à chaque fois excités de sorte qu'ils focalisent à la profondeur considérée. Par comparaison, on a également représenté sur ces figures le champ des traducteurs monolithiques focalisant aux profondeurs $z_F = 10$ mm, $z_F = 30$ mm et $z_F = 70$ mm. Il apparaît que sur cette plage de profondeurs les performances du multiéléments sont tout à fait comparables à celles du traducteur monolithique équivalent.

Enfin pour être capable de faire varier l'orientation du faisceau focalisé autour de 45° il est nécessaire d'augmenter le nombre d'éléments. On a ainsi choisi de multiplier par 6 ce nombre en découpant la surface émettrices en six secteurs angulaires égaux (voir figure 2) de manière à mieux corriger les erreurs de phase. Le champ calculé à la profondeur $z = 25$ mm est représenté figure 6 pour des orientations du faisceau allant de 35° à 50° . On constate ainsi qu'avec 66 éléments le traducteur peut non seulement focaliser à différentes profondeurs le long d'un axe orienté à 43° mais également générer un faisceau focalisé réfracté avec un angle pouvant varier notablement autour de cette valeur.

Ce traducteur est en cours de réalisation et nous espérons pouvoir prochainement confronter les résultats théoriques précédents à des mesures expérimentales.

Fig.3 champs calculés le long d'une ligne perpendiculaire à l'axe focal et centrée en $Z=10\text{mm}$

Fig.4 Champs calculés le long d'une ligne perpendiculaire à l'axe focal et centrée en $Z=30\text{mm}$

Fig.5 Champs calculés le long d'une ligne perpendiculaire à l'axe focal et centrée en $Z=70\text{mm}$

Fig.6 Coupes perpendiculaires à l'axe focal centrées à la profondeur $Z=25\text{mm}$ et pour différents angles de réfraction, produites par un multi-éléments

4. CONCLUSION.

Nous présentons une méthode permettant l'optimisation du nombre et de la géométrie des émetteurs élémentaires constituant un traducteur multiéléments conçu pour focaliser à différentes profondeurs dans une pièce de géométrie plane. Les paramètres de la méthode sont contrôlés par le calcul du champ ultrasonore émis dans la pièce. Le champ est calculé par l'intégrale de Rayleigh, étendue pour tenir compte de la réfraction sur une interface liquide-solide.

References:

- [1] H. T. O'Neil, J. of Acoust. Soc. Am. 21, 516 (1949).
- [2] E. Gerjoy, Phys. Rev. 73, 1442 (1948).
- [3] P. Calmon and O. Roy in *Review of Progress in QNDE*, Vol. 13, eds. D. O. Thompson and D. E. Chimenti (Plenum Press, New-York, 1994) à paraître.