

L'holographie acoustique de champ proche temps-réel : un outil pour le diagnostic

Mots clés

Holographie acoustique,
Problème inverse,
Régularisation,
Filtrage adaptatif

■ Jean-Hugh THOMAS, Jean-Claude PASCAL

Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM UMR-CNRS 6613)

Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans (ENSIM)

La méthode RT-NAH permet de visualiser le champ acoustique rayonné par un système par une mesure sans contact fournissant en continu une signature du bruit émis au cours du temps.

1. Introduction

L'objectif de la méthode présentée, appelée holographie acoustique de champ proche temps-réel (RT-NAH), est de reconstituer en temps continu les signaux temporels émis par des sources de bruit, en particulier lorsque celles-ci sont fluctuantes dans le temps. Par sa capacité à restituer une information continue, la méthode offre un potentiel intéressant pour le diagnostic d'un système émettant un bruit dont les caractéristiques renseignent effectivement sur l'état du système.

RT-NAH est donc une extension, pour des applications générant des signaux acoustiques non stationnaires, de l'holographie acoustique de champ proche, technique d'imagerie qui permet de visualiser le champ acoustique rayonné par un système [1]. Cette technique apparue dans les années 80, repose sur l'acquisition de signaux acoustiques au voisinage des sources par l'intermédiaire d'une antenne de microphones. Cette proximité entre le système rayonnant et le dispositif de mesure, incluse dans la notion de champ proche, confère à la méthode une résolution intéressante, c'est-à-dire un pouvoir de discriminer des sources proches dans l'espace. Ceci est rendu possible

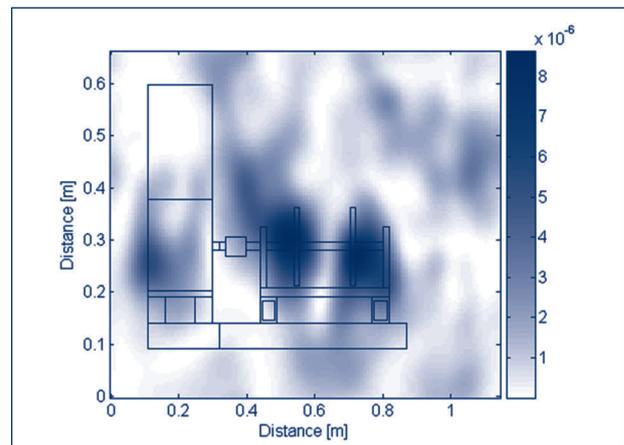


Figure 1. Exemple de cartographie de la pression acoustique [$W.m^{-2}.Hz^{-1}$] obtenue pour la fréquence 1 700 Hz sur une machine tournante présentant des défauts de roulement.

par la captation des ondes évanescentes, ondes acoustiques qui s'affaiblissent exponentiellement en s'éloignant de la source. C'est donc en réalisant les mesures près des sources que ces ondes peuvent être enregistrées. En fin de traitement, l'holographie fournit une image spatiale du

L'ESSENTIEL

Cet article propose une méthode d'imagerie acoustique qui s'applique à toutes les sources de bruit, en particulier aux bruits transitoires ou non stationnaires. La méthode est basée sur l'acquisition de signaux acoustiques par une antenne de microphones positionnée dans le champ proche des sources. Elle permet de reconstruire en temps continu le champ acoustique rayonné par le système étudié. Elle fournit ainsi un flux de données temporel idéal pour le diagnostic d'un système. L'approche est basée sur la résolution régularisée d'un problème inverse et sur une technique de filtrage optimal dans le domaine temps-nombre d'onde.

SYNOPSIS

This article proposes an acoustic imaging method which can be applied to every acoustic source, in particular transient or nonstationary noises. The method is based on the acquisition of acoustic signals using a microphone array located in the nearfield of the sources. It yields time-continuous reconstruction of the acoustic field radiated by the system under test. Thus it provides relevant time series for the diagnosis of a system. The approach is based on the regularized solution of an inverse problem and on a technique of optimal filtering in the time-wavenumber domain

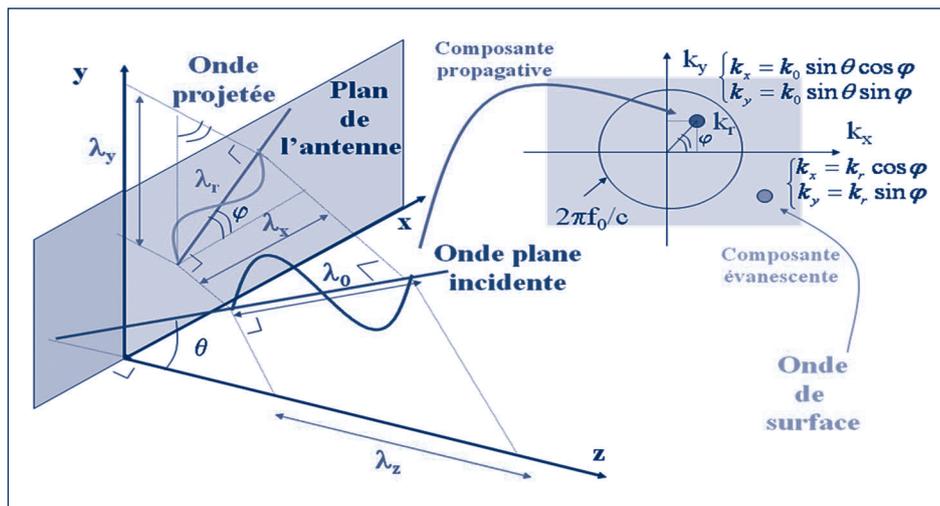


Figure 2. Le spectre de nombre d'onde comme outil de visualisation des angles d'incidence des fronts d'onde sur l'antenne.

champ rayonné pour une fréquence particulière ou une bande fréquentielle déterminée, ce qui est bien adapté à l'étude de signaux acoustiques stationnaires (figure 1).

Mais de nombreux systèmes ont un rayonnement acoustique dont les caractéristiques fréquentielles, statistiques, les amplitudes, fluctuent au cours du temps. L'image du champ acoustique à une fréquence prédéfinie, sans aucune référence au temps, est forcément inadaptée à ces systèmes. C'est ainsi que la technique d'holographie standard a connu des aménagements dans les années 90 pour répondre au besoin de visualiser des champs acoustiques non stationnaires. L'approche commune de ces travaux [2, 3] a consisté à prendre la transformée de Fourier des signaux temporels et à appliquer le traitement de l'holographie stationnaire aux raies spectrales. La transformée de Fourier inverse, après traitement de toutes les raies spectrales, permet de reconstruire un signal transitoire sur les sources. Il est également possible de suivre les fluctuations dans une bande de fréquences (plusieurs raies spectrales) en utilisant des transformées de Fourier à court terme successives. Mais alors que les travaux précités sont surtout adaptés à l'observation des fluctuations spectrales ou à l'étude de transitoires de courte durée, RT-NAH permet de reconstruire le champ acoustique en temps continu sans limitation de durée. C'est d'ailleurs cet aspect qui offre des perspectives séduisantes pour le diagnostic.

Dans la suite de l'article, la méthode de reconstruction en temps continu du champ acoustique est décrite comme la résolution d'un problème inverse qui conduit à la détermination d'une réponse impulsionnelle inverse. Deux approches sont proposées, l'une basée sur le filtrage optimal de Wiener au sens des moindres carrés [4], l'autre [5] basée sur un formalisme matriciel conduisant à une inversion par décomposition en valeurs singulières et régularisation de Tikhonov. Une comparaison des deux approches autour d'une simulation basée sur le rayonnement de trois sources monopolaires non stationnaires est proposée. Elle fait appel à des indicateurs, agissant par comparaison avec des signaux de référence, chargés d'évaluer objectivement

la reconstruction du champ acoustique instantané. Dans l'état actuel de nos recherches, recourir à une régularisation limite les erreurs de reconstruction.

2. Holographie acoustique : traitement des nombres d'onde

L'holographie acoustique, dans son utilisation historique pour l'étude des sources stationnaires, repose sur un traitement dans l'espace des nombres d'onde du champ de pression acoustique capté par une antenne de microphones. Le spectre de nombre d'onde tient en effet un rôle prépondérant en holographie. Il permet de décomposer le champ acoustique rayonné à une fréquence particulière f_0 , en un ensemble d'ondes planes de même fréquence mais dont les angles d'incidence sur l'antenne diffèrent (figure 2). Ces angles d'incidence sont exprimés dans le repère (θ, ϕ) : θ représente l'angle entre la direction de l'onde plane incidente et la normale à l'antenne ; ϕ est l'angle entre la direction de l'onde plane projetée dans le plan de l'antenne et l'axe (Ox) du plan de l'antenne. Chaque point du spectre est caractérisé par une abscisse $k_x = k_0 \sin \theta \cos \phi$ et une ordonnée $k_y = k_0 \sin \theta \sin \phi$ ($k_0 = 2\pi f_0/c$ correspond au nombre d'onde de l'onde acoustique considérée de célérité c) et représente donc bien une incidence particulière sur l'antenne. Le cercle de rayon k_0 , qui décrit les ondes planes d'incidence parallèle au plan délimité par l'antenne, délimite deux zones : l'intérieur du cercle qui contient les composantes propagatives dont les longueurs d'onde projetées sur les axes (Ox) , (Oy) et (Oz) [normale à l'antenne] sont supérieures à la longueur d'onde de l'onde incidente, l'extérieur qui correspond aux composantes évanescentes.

Le traitement en holographie est différencié suivant le type d'onde, propagative ou évanescente, conformément à la physique de la propagation des ondes acoustiques. En effet, lorsque les ondes sont émises depuis le plan des sources vers l'extérieur, certaines subissent des rotations de phase dans leur progression (ce sont les ondes propaga-

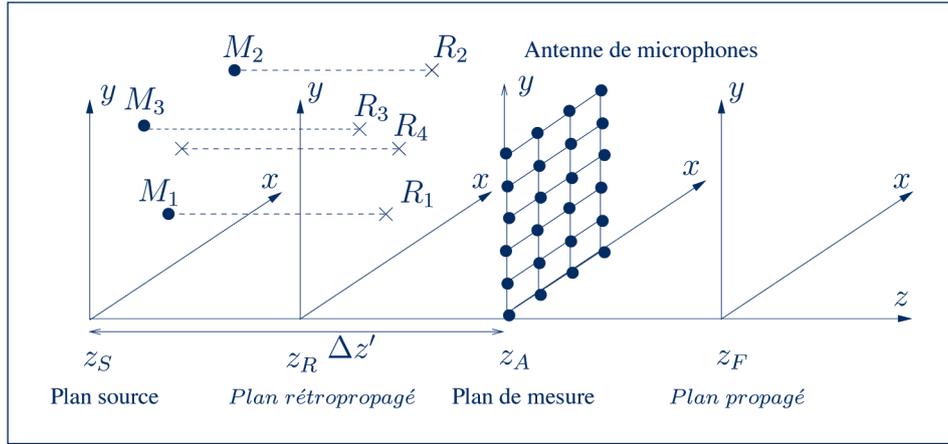


Figure 3. Géométrie du problème : reconstruire le champ de pression sur le plan $z = z_S$ (problème inverse) ou sur le plan $z = z_F$ (problème direct) à partir du champ acquis en $z = z_A$ dans le cas de la présence de trois sources non stationnaires simulées en M_1 , M_2 et M_3 .

tives) alors que d'autres voient leurs amplitudes décroître de façon exponentielle (ce sont les ondes évanescentes). Lors de la résolution du problème inverse qui consiste à déterminer le champ acoustique émis par le plan des sources en z_S à partir du champ enregistré par l'antenne en z_A (voir figure 3), les ondes propagatives vont subir des rotations de phase opposées et les ondes évanescentes vont être amplifiées exponentiellement. Le traitement qui a lieu pour chaque composante fréquentielle $\omega_0 = 2\pi f_0$ du champ acoustique est décrit par les équations suivantes :

$$P(k_x, k_y, z_S, \omega_0) = P(k_x, k_y, z_A, \omega_0) G^{-1}(k_r, \Delta z', \omega_0), \quad (1)$$

avec

$$k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad \Delta z' = z_A - z_S, \\ G^{-1}(k_r, \Delta z', \omega_0) = \begin{cases} e^{j\Delta z' \sqrt{k_0^2 - k_r^2}} & \text{pour } k_r \leq k_0 \\ e^{\Delta z' \sqrt{k_r^2 - k_0^2}} & \text{pour } k_r > k_0 \end{cases}. \quad (2)$$

Une fois le spectre de nombre d'onde reconstruit sur le plan des sources, une transformée de Fourier spatiale (bi-dimensionnelle) inverse fournit l'image du champ acoustique spatial rayonné à la fréquence étudiée, image qui va permettre de localiser et de caractériser les sources acoustiques.

Rappelons que c'est le traitement des ondes évanescentes, dont l'acquisition est justement possible dans le champ proche des sources, qui permet d'augmenter la résolution spatiale de l'image du champ reconstruit sur le plan des sources. Mais ce traitement est aussi le siège de problèmes liés à l'amplification exponentielle des ondes évanescentes. En effet, le spectre de nombre d'onde comporte également du bruit de mesure. Lorsque ce bruit de mesure se situe à l'extérieur du cercle, les composantes sont amplifiées de façon exponentielle lors du processus de reconstruction et conduisent à des distorsions du champ acoustique. Les solutions à ce problème sont également apportées dans l'espace des nombres d'onde.

Il s'agit d'opérer, avant reconstruction, un filtrage passe-bas du spectre de nombre d'onde de façon à ne pas tenir compte des composantes bruitées lors du processus d'amplification exponentielle [1].

3. Reconstruction en temps continu du spectre de nombre d'onde

Le développement d'une méthode d'holographie permettant de reconstruire en temps continu les signaux acoustiques sur le plan des sources en face des microphones de l'antenne a été conduit via la thèse de V. Grulier [6]. Afin de résoudre le problème inverse (reconstruire le champ acoustique sur le plan source), V. Grulier s'est d'abord attaché au problème direct, c'est-à-dire à l'idée de fournir en temps continu le champ acoustique produit sur un plan en aval du plan de mesure. La formulation du problème est basée sur la transformée de Fourier spatiale de l'équation d'onde et sur sa résolution analytique par la transformée de Laplace [7]. La méthode exprime la solution dans l'espace des nombres d'onde et ne nécessite pas un passage dans le domaine des fréquences. Le spectre de nombre d'onde sur le plan propagé en aval $P(k_x, k_y, z_F, t)$ se déduit du spectre de nombre d'onde acquis par l'antenne $P(k_x, k_y, z_A, t)$ par un produit de convolution avec une réponse impulsionnelle $h(k_x, k_y, z_F - z_A, t)$:

$$P(k_x, k_y, z_F, t) = P(k_x, k_y, z_A, t) * h(k_x, k_y, z_F - z_A, t). \quad (3)$$

La réponse impulsionnelle (figure 4) qui dépend de la distance de propagation (séparant le plan de mesure du plan de calcul) $\Delta z = z_F - z_A$, du nombre d'onde k_r , du retard dû à la propagation $\tau = \Delta z/c$ et de la pulsation de transition $\Omega_r = c k_r$ s'écrit :

$$h(k_r, \Delta z, t) = \delta(t - \tau) - \tau \Omega_r^2 \frac{J_1(\Omega_r \sqrt{t^2 - \tau^2})}{\Omega_r \sqrt{t^2 - \tau^2}} \Gamma(t - \tau), \quad (4)$$

où J_1 représente la fonction de Bessel d'ordre 1 de pre-

mière espèce, $\delta(t)$ l'impulsion de Dirac et $\Gamma(t)$ la fonction d'Heaviside.

Bien que le traitement employé pour propager le champ acoustique ne passe pas dans le domaine fréquentiel mais reste dans le domaine temps-nombre d'onde, il peut être intéressant, pour la compréhension de la méthode, de considérer la fonction de transfert assurant la propagation, $H(\Omega_r, \tau, \omega)$ transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle $h(k_r, \Delta z, t)$. Son amplitude et sa phase sont illustrées à la figure 5. Le rôle de la fréquence de transition $f_r = \Omega_r/2\pi$, qui correspond elle-même au nombre d'onde k_r et donc à un angle d'incidence des ondes planes acoustiques, est ainsi mis en évidence. Les composantes du spectre de nombre d'onde instantané au point k_r se propagent en ondes évanescentes pour les composantes fréquentielles inférieures à f_r et en ondes propagatives pour celles supérieures à f_r .

L'implantation de la méthode pour la résolution du problème direct, c'est-à-dire la programmation de l'équation (3) à partir de la formulation analytique de la réponse impulsionnelle [équation (4)], est pourtant délicate d'après les travaux de V. Grulier [6]. Le fait que la réponse impulsionnelle ne soit pas à bande fréquentielle limitée, entraîne que la transformée de Fourier discrète de sa version échantillonnée, présente des erreurs par rapport à la fonction de transfert théorique. C'est pourquoi plusieurs pré-traitements ont été proposés : échantillonnage moyenné, suréchantillonnage et filtrage passe-bas de Chebyshev, suréchantillonnage moyenné et filtrage à l'aide d'une fenêtre de Kaiser-Bessel, et même traitement que le dernier avec calcul numérique de l'intégrale de convolution.

La résolution du problème inverse, traduite par l'obtention de signaux acoustiques reconstruits au niveau des sources, est rendue possible par l'inversion de la réponse impulsionnelle $h(k_r, \Delta z, t)$. Le spectre de nombre d'onde instantané $P(k_x, k_y, z_S, t)$ sur le plan source $z = z_S$ ou sur un

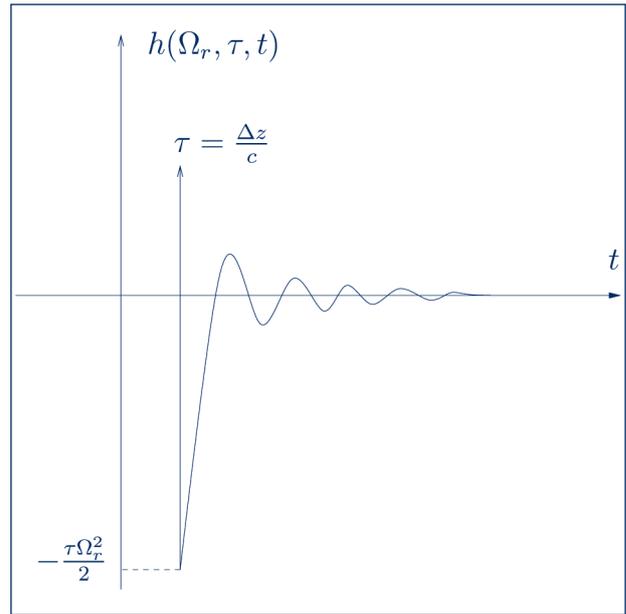


Figure 4. Forme de la réponse impulsionnelle $h(k_x, k_y, z_F - z_A, t)$.

autre plan de calcul $z = z_R$ (figure 3) se déduit alors du produit de convolution du spectre de nombre d'onde instantané capté par l'antenne par cette réponse impulsionnelle inverse suivant l'équation :

$$P(k_x, k_y, z_R, t) = P(k_x, k_y, z_A, t) * h^{-1}(k_r, \Delta z, t). \quad (5)$$

avec $\Delta z = z_A - z_R = z_F - z_A$.

Cette inversion est le point crucial de la méthode. Les signaux acoustiques temporels $p(x, y, z_R, t)$ au niveau du plan de calcul sont finalement obtenus par transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle inverse des spectres de nombre d'onde $P(k_x, k_y, z_R, t)$ à chaque instant t .

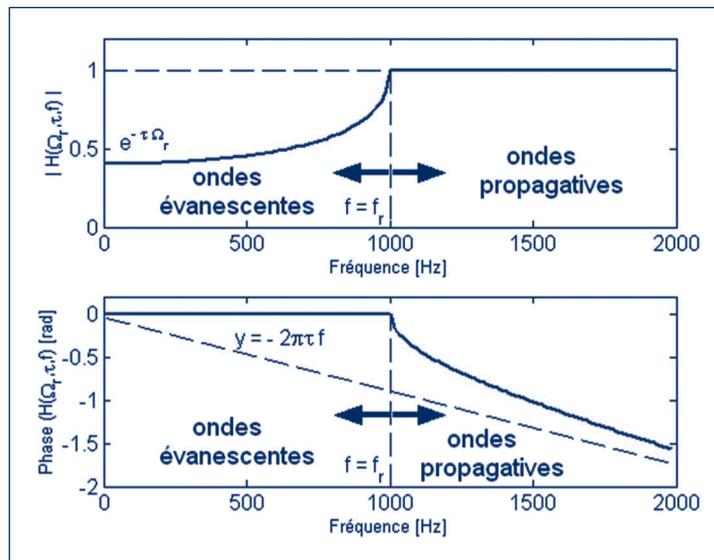


Figure 5. Module et phase de la fonction de transfert $H(\Omega_r, \tau, \omega)$ assurant la propagation pour une fréquence de transition $f_r = 1\,000$ Hz et une distance de propagation $\Delta z = 0,05$ m.

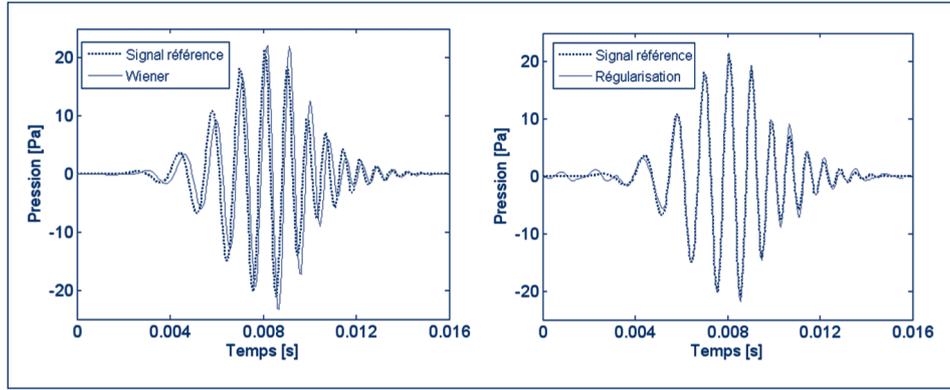


Figure 6. Signaux de référence et signaux reconstruits au point R_2 (figure 3) par filtrage de Wiener (à gauche), régularisation (à droite).

4. Holographie acoustique temps-réel : résolution d'un problème inverse

La réponse impulsionnelle considérée ici est suréchantillonnée, filtrée à l'aide d'un filtre de Chebyshev pour limiter son étendue fréquentielle, puis décimée de façon à s'accorder à la fréquence d'échantillonnage des signaux acquis par l'antenne.

4.1. Filtrage optimal au sens des moindres carrés

Dans une première approche, l'inversion de la réponse impulsionnelle est réalisée par filtrage de Wiener [4] et conduit à la solution suivante, exprimée sous forme matricielle :

$$\underline{h}^{-1} = \Phi_h^{-1} \underline{h}^r, \quad (6)$$

où Φ_h^{-1} est la matrice d'autocorrélation du vecteur \underline{h} contenant la réponse impulsionnelle échantillonnée filtrée et \underline{h}^r le vecteur de la réponse impulsionnelle retournée.

4.2. Décomposition en valeurs singulières et régularisation

Pour la seconde approche, l'équation du problème direct pour chaque point (k_{x_i}, k_{y_j}) du spectre de nombre d'onde :

$$P(k_{x_i}, k_{y_j}, z_A, t) = P(k_{x_i}, k_{y_j}, z_R, t) * h(k_{x_i}, k_{y_j}, \Delta z, t), \quad (7)$$

est exprimée sous l'écriture matricielle :

$$\begin{bmatrix} P_{i,j}(n_\tau) \\ P_{i,j}(n_\tau + 1) \\ \vdots \\ P_{i,j}(N-1) \end{bmatrix}_{z_A} = \begin{bmatrix} h_{i,j}(n_\tau) & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ h_{i,j}(N-1) & \dots & \dots & h_{i,j}(n_\tau) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{i,j}(0) \\ P_{i,j}(1) \\ \vdots \\ P_{i,j}(N-1-n_\tau) \end{bmatrix}_{z_R}, \quad (8)$$

où n_τ est l'indice correspondant au retard de propagation de l'onde sur la distance Δz et N le nombre d'échantillons de la réponse impulsionnelle. L'équation (8) peut s'exprimer sous la forme plus condensée :

$$\underline{y} = H \underline{x} \quad (9)$$

où \underline{x} et \underline{y} sont respectivement les vecteurs des échantillons des spectres de nombre d'onde sur le plan de calcul $z = z_R$ et sur l'antenne. Il s'agit donc de déterminer le spectre instantané $P(k_{x_i}, k_{y_j}, z_R, t)$, c'est-à-dire \underline{x} en minimisant la fonction de coût $J(\underline{x})$:

$$J(\underline{x}) = \|\underline{y} - H\underline{x}\|_2^2 + \lambda \|\underline{x}\|_2^2, \quad (10)$$

contenant un terme d'adéquation de la solution aux données mesurées et une contrainte sur l'énergie de la solution. La solution régularisée de Tikhonov s'exprime [8] :

$$\underline{x}_\lambda = \sum_{n=1}^N \frac{\sigma_n^2}{\sigma_n^2 + \lambda} \frac{\underline{u}_n^H \underline{y}}{\sigma_n} \underline{v}_n, \quad (11)$$

où σ_n , \underline{v}_n , \underline{u}_n représentent respectivement les valeurs singulières, les vecteurs colonnes des matrices singulières obtenues suite à la décomposition en valeurs singulières de la matrice H . H^H désigne l'opérateur Hermitien et λ le paramètre de régularisation déterminé dans l'étude par la méthode de la validation croisée généralisée [9]. La solution correspond bien ici au spectre de nombre d'onde instantané $P(k_{x_i}, k_{y_j}, z_R, t)$ sur le plan de calcul [équation (5)].

5. Résultats

Les deux approches sont testées en simulation à partir d'un plan source constitué de trois monopoles qui rayonnent des signaux non stationnaires (figure 3). M_1 et M_2 génèrent notamment des signaux modulés linéairement en fréquence dont les amplitudes sont modulées par une gaussienne. L'acquisition des signaux est simulée avec une antenne de 11 par 11 microphones située à $z_A = 0,1575$ m du plan des sources. L'objectif est ici de rétropropager le champ de pression spatial sur le plan $z_R = 0,05$ m. Les champs reconstruits $p(x, y, z_R, t)$ par les deux méthodes sont comparés entre eux mais également avec des signaux de référence $p_{ref}(x, y, z_R, t)$ directement simulés sur le plan $z_R = 0,05$ m. La figure 6 illustre l'intérêt de l'approche d'holographie instantanée qui permet de reconstruire fidèlement un signal temporel en un point du plan de calcul

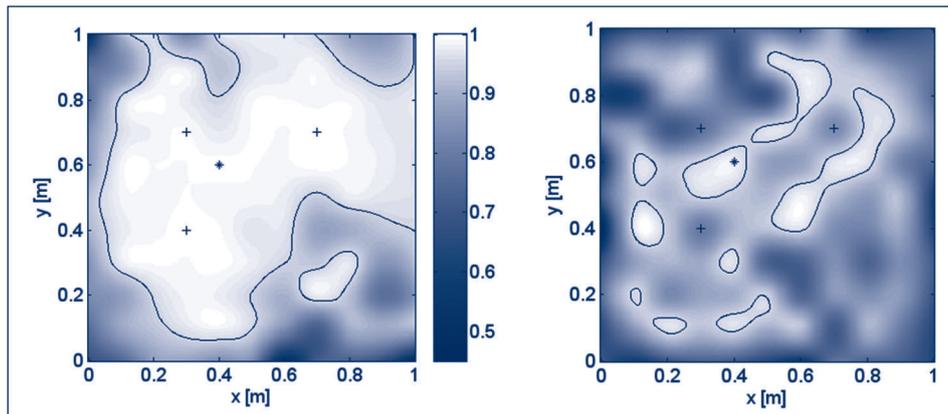


Figure 7. Cartographie de l'indicateur T_1 après reconstruction sur le plan de calcul des signaux temporels avec régularisation (à gauche) et filtrage de Wiener (à droite). Le contour correspond à une valeur de T_1 de 0,95. Les positions R_1 , R_2 , R_3 et R_4 sont représentées.

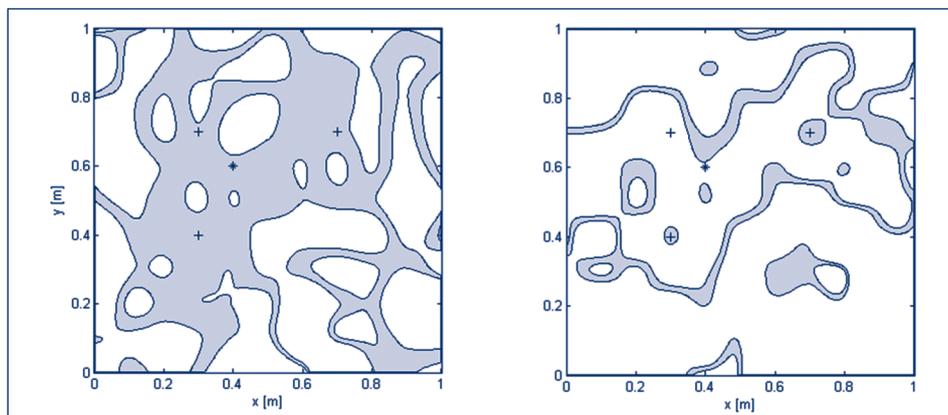


Figure 8. Cartographie de l'indicateur T_2 après reconstruction sur le plan de calcul des signaux temporels par décomposition en valeurs singulières et régularisation (à gauche) et filtrage de Wiener (à droite).

(ici le point R_2 défini à la figure 3). Du reste l'avantage de la régularisation est mis en évidence ici par rapport à un filtrage inverse de Wiener. Afin de rendre compte de façon objective de la pertinence de ces résultats, des indicateurs T_1 et T_2 [équations (12) et (13)] sont évalués. Ils permettent de mesurer la similarité des signaux temporels reconstruits et des signaux de référence en termes d'amplitude pour T_2 et de déphasage pour T_1 .

$$T_1 = \frac{\langle p_{ref}(x, y, z_R, t) p(x, y, z_R, t) \rangle}{\sqrt{\langle p_{ref}^2(x, y, z_R, t) \rangle \langle p^2(x, y, z_R, t) \rangle}} \quad (12)$$

$$T_2 = \frac{\sqrt{\langle p_{ref}^2(x, y, z_R, t) \rangle} - \sqrt{\langle p^2(x, y, z_R, t) \rangle}}{\sqrt{\langle p_{ref}^2(x, y, z_R, t) \rangle}} \quad (13)$$

◇ désigne la valeur moyenne sur le temps.

Les résultats sont d'autant meilleurs que T_1 et T_2 sont respectivement proches de 1 et 0. Les indicateurs sont calculés en tout emplacement du plan des sources face aux points de mesure et illustrés en figure 7 pour T_1 et en figure

8 pour T_2 . La ligne de contour à la figure 7 correspond à $T_1=0,95$. Le critère T_1 est bien meilleur dans le cas de la régularisation de Tikhonov que dans celui du filtrage inverse de Wiener. Dans ce dernier cas, les erreurs semblent plus importantes en face des sources. Pour les deux méthodes, la reconstruction en phase est moins bonne sur les bords de l'antenne même si la zone est beaucoup moins étendue avec régularisation.

La zone grisée sur la figure 8 correspond à des emplacements pour lesquels les valeurs de l'indicateur T_2 sont comprises dans l'intervalle $[-0,05 \ 0,05]$. La superficie de cette zone est nettement plus importante dans le cas de la régularisation que dans le cas du filtrage inverse de Wiener. Finalement, l'observation des deux indicateurs atteste de l'avantage de la régularisation dans la reconstruction en temps continu des signaux temporels sur le plan de calcul.

4. Conclusion

La méthode d'holographie acoustique temps-réel proposée présente l'avantage de reconstruire, à partir de chaque échantillon de pression acoustique capté par l'an-

tenne, un point du plan des sources. Elle constitue ainsi un outil de suivi temporel du comportement d'un système générant du bruit, qui peut éventuellement être source d'une nuisance sonore, permettant ainsi le développement de techniques de diagnostic. La méthode repose sur une réponse impulsionnelle analytique prétraitée à inverser, soit par filtrage inverse optimal au sens des moindres carrés, soit par décomposition en valeurs singulières et régularisation de Tikhonov. Les résultats de simulation présentés dans le cas du rayonnement acoustique de trois sources acoustiques émettant des signaux non stationnaires, fluctuant dans le temps, montrent que le recours à la régularisation de Tikhonov est avantageux.

Références

- [1] E. G. WILLIAMS, "Fourier Acoustics: Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography", Academic, San Diego, CA, 1999.
- [2] J. HALD, "Time Domain Acoustical Holography", in Proceedings of Inter-Noise 1995, Newport Beach, USA, pp. 1349-1354, 1995.
- [3] F. DEBLAUWE, J. LEURIDAN, J.-L. CHAURAY & B. BEGUET, "Acoustic Holography in Transient Conditions", in Proceedings of the 6th International Congress on Sound and Vibration, ICSV1999, Copenhagen, Denmark, pp. 899-906, 5-8 July 1999.
- [4] S. HAYKIN, "Adaptive Filter Theory", New Jersey, Prentice Hall, 1996.
- [5] S. PAILLASSEUR, « Développement de la technique d'holographie acoustique de champ proche temps-réel pour

l'analyse de sources de bruit fluctuantes », Thèse de doctorat, Université du Maine, 2009.

- [6] V. GRULIER, « Propagation directe et inverse dans l'espace temps-nombre d'onde : Application à une méthode d'holographie acoustique de champ proche pour les sources non stationnaires », Thèse de doctorat, Université du Maine, 2005.
- [7] V. GRULIER, S. PAILLASSEUR, J.-H. THOMAS, J.-C. PASCAL & J.-C. LE ROUX, "Forward Propagation of Time Evolving Acoustic pressure: Formulation and Investigation of the Impulse Response in Time-Wavenumber Domain", J. Acoust. Soc. Am., vol. 126, n° 5, 2009.
- [8] E. G. WILLIAMS, "Regularization Methods for Near-Field Acoustical Holography", J. Acoust. Soc. Am., vol. 110, n° 4, 2001, p. 1976-1988.
- [9] P. C. HANSEN, "Rank-Deficient and Discrete Ill-Posed Problems: Numerical Aspects of Linear Inversion", Paris, Editions Siam, 1998.

Les auteurs

Jean-Hugh Thomas, enseignant-chercheur à l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans (ENSIM) depuis 1997, ses activités de recherche au sein du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM) portent sur les techniques d'imagerie acoustique utilisant des antennes de microphones.

Jean-Claude Pascal, professeur à l'Université du Maine. Il a travaillé au CETIM avant de rejoindre l'ENSIM à sa création en 1996. Ses travaux récents au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM) concernent la modélisation du comportement dynamique des structures par des méthodes basées sur le transfert de l'énergie et l'imagerie acoustique.