



**HAL**  
open science

## Identification des sources vibro-acoustiques

Jean-Louis Guyader

► **To cite this version:**

Jean-Louis Guyader. Identification des sources vibro-acoustiques. CFM 2011 - 20ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2011, Besançon, France. hal-03420802

**HAL Id: hal-03420802**

**<https://hal.science/hal-03420802>**

Submitted on 9 Nov 2021

**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.

# Identification des sources vibroacoustiques

Jean-Louis GUYADER

Laboratoire Vibrations-Acoustique, INSA de Lyon , 25 bis Avenue Jean Capelle, 69621 VILLEURBANNE

## Résumé :

*Les problèmes vibroacoustiques ont pour origine les sources excitatrices produisant les vibrations de la structure qui par couplage avec le milieu acoustique émet des ondes sonores. Le couplage fluide-structure est complexe, mais l'effort considérable de recherche des dernières décennies a permis une bonne compréhension et la prédiction du phénomène. Les sources par contre, sont encore mal connues ; la difficulté tient au couplage avec la réponse structurale elle même influencée par la réponse du milieu acoustique. Le contrôle du bruit à la source est une piste prometteuse pour la réduction des nuisances sonores et l'identification des efforts excitateurs est en conséquence un thème de recherche important. Il se décline en deux parties : l'identification des champs vibratoires à partir des champs acoustiques par méthode holographique et la caractérisation des sources appliquées aux structures par méthode inverse.*

*La première partie du papier donne les bases de la méthode holographique et, précise les difficultés liées au caractère évanescence des ondes sonores dans le champ proche. Les développements récents, visant à supprimer les effets perturbateurs d'obstacles présents dans le milieu acoustique, seront proposés en se basant sur la formulation intégrale du problème d'acoustique et la double mesure pression-vitesse.*

*La seconde partie du papier développe la méthode d'identification des efforts appliqués aux structures, par résolution inverse de l'équation du mouvement. La régularisation nécessaire pour atténuer l'effet du bruit de mesure et la présence de données incomplète seront étudiés. On dégage enfin différentes possibilités d'application en particulier la détection de défauts structuraux qui apparaissent comme des 'anti-forces'.*

## Abstract :

*The origins of vibro acoustic problems are the mechanical sources exciting structures. A first step is the determination of the vibration fields radiating noise. The method used is holography, it is presented and discussed. A modified holography method based on integral equation is proposed , it has the advantage of suppressing the influence of sources located out side the measurement surface.*

*In a second part of the paper the RIFF method is presented, it permits to identify the mechanical forces producing vibrations. It is based on the inverse resolution of the equation of motion of the structure and necessitates regularization to suppress the amplification of the measurement noise due to ill posed problems. Finally, different possibilities of application are listed in particular defects detection that appears as anti forces.*

**Mots clefs:** acoustique, vibrations, sources, holographie

## 1 Introduction

## 2 Holographie Acoustique

Les méthodes holographiques ont pour but de mesurer les vibrations d'une structure via l'émission sonore qui en résulte. Un avantage est l'aspect 'sans contact' de telles mesures et la possibilité d'avoir une

cartographie vibratoire. L'approche originale utilise la transformée de Fourier d'espace bi dimensionnelle du champ de pression sonore. Cette méthode présente naturellement des limitations une d'entre elles est la nécessité d'avoir un champ libre acoustique ce qui interdit les mesures in situ aussi des raffinements ont été proposés pour 'déconfiner' les mesures acoustiques, c'est la représentation intégrales des champs de pression qui est alors l'outil sous jacent à la méthode expérimentale. C'est deux approches seront présentées dans la suite.

## 2.1 Holographie plane

Considérons un milieu acoustique situé dans le demi espace  $z > 0$  et le champ de vitesse  $V_n(x, y) \exp(j\omega t)$  normal au plan  $z=0$ , Naturellement les vibrations du plan vont induire une émission sonore, c'est à dire la pression  $p(x, y, z) \exp(j\omega t)$ . Dans la suite, par soucis de simplification, nous omettons la dépendance en temps de signaux harmoniques. Quand on reste dans l'espace physique tri dimensionnel l'analyse n'est pas possible aussi introduit on les transformées de Fourier d'espace à deux dimensions :

$$V_n^{\text{q}}(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} V_n(x, y) \exp(-jk_x x - jk_y y) dx dy \quad (1)$$

$$p^{\text{q}}(k_x, k_y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(x, y, z) \exp(-jk_x x - jk_y y) dx dy \quad (2)$$

Les formules inverses donnent les grandeurs dans l'espace physique à partir des grandeurs dans l'espace des nombres d'ondes :

$$V_n(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} V_n^{\text{q}}(k_x, k_y) \exp(jk_x x + jk_y y) dk_x dk_y \quad (3)$$

$$p(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p^{\text{q}}(k_x, k_y, z) \exp(jk_x x + jk_y y) dk_x dk_y \quad (4)$$

Si il est difficile de relier pression rayonnée et vitesse du plan dans l'espace physique l'analyse est très simple dans l'espace des nombres d'ondes.

Dans l'espace physique, le champ de pression doit satisfaire l'équation d'Helmholtz (5) et la condition limite de raccord des vitesses normales au plan  $z = 0$ , mécanique et acoustique (équation d'Euler (6)) :

:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) p(x, y, z) + \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 p(x, y, z) = 0 \quad (5)$$

$$V_n(x, y) = \frac{-1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial p}{\partial n}(x, y, 0) \quad (6)$$

En prenant la transformée de Fourier bidimensionnelle des équations (5) et (6), on obtient les équations dans l'espace des nombres d'ondes:

$$\frac{d^2 p^{\text{q}}}{dz^2}(k_x, k_y, z) + (k^2 - k_x^2 - k_y^2) p^{\text{q}}(k_x, k_y, z) = 0 \quad (7)$$

$$V_n^{\text{q}}(k_x, k_y) = \frac{-1}{j\omega\rho_0} \frac{d p^{\text{q}}}{dz}(k_x, k_y, 0) \quad (8)$$

La solution de (5) est très simple mais possède deux formes :

$$\text{Si } \frac{\omega}{c} > \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

$$\mathcal{P}(k_x, k_y, z) = A(k_x, k_y) \exp(jk_z z) + B(k_x, k_y) \exp(-jk_z z) \quad (9)$$

$$\text{Si } \frac{\omega}{c} < \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

$$\mathcal{P}(k_x, k_y, z) = A(k_x, k_y) \exp(\gamma_z z) + B(k_x, k_y) \exp(-\gamma_z z) \quad (10)$$

Un premier élément à considérer est le comportement à l'infini des solutions, la pression doit rester finie et la propagation doit s'éloigner de la source, d'un point de vue mathématique ce sont les deux conditions de Sommerfeld qui traduisent ces propriétés. Les deux premières parties des solutions (9) et (10) sont donc à rejeter :

$$\text{Si } \frac{\omega}{c} > \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

$$\mathcal{P}(k_x, k_y, z) = B(k_x, k_y) \exp(-jk_z z) \quad (11)$$

$$\text{Si } \frac{\omega}{c} < \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

$$\mathcal{P}(k_x, k_y, z) = B(k_x, k_y) \exp(-\gamma_z z) \quad (12)$$

L'application de la continuité des vitesses normales mécaniques et acoustique (8) conduit finalement aux expressions finales:

$$\text{Si } \frac{\omega}{c} > \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

$$\mathcal{P}(k_x, k_y, z) = \rho_0 c \frac{k}{k_z} \exp(-jk_z z) \mathcal{W}_n^0(k_x, k_y) \quad (13)$$

$$\text{Si } \frac{\omega}{c} < \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

$$\mathcal{P}(k_x, k_y, z) = j \rho_0 c \frac{k}{\gamma_z} \mathcal{W}_n^0(k_x, k_y) \exp(-\gamma_z z) \quad (14)$$

Ces deux expressions sont à la base de l'identification des vitesses de sources par mesure du champ de pression sur un hologramme, en effet on peut exprimer dans l'espace des nombres d'ondes la vitesse normale de la source grâce à la pression rayonnée sur le plan de l'hologramme situé à la distance  $d$  de la source.

$$\text{Si } \frac{\omega}{c} > \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

$$\mathcal{W}_n^0(k_x, k_y) = \frac{1}{\rho_0 c} \frac{k_z}{k} \exp(jk_z d) \mathcal{P}(k_x, k_y, d) \quad (15)$$

$$\text{Si } \frac{\omega}{c} < \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

$$\mathcal{W}_n^0(k_x, k_y) = \frac{-j}{\rho_0 c} \frac{\gamma_z}{k} \exp(\gamma_z d) \mathcal{P}(k_x, k_y, d) \quad (16)$$

Le point à souligner ici, et qui fait toute la difficulté de la technique holographique, apparaît dans l'équation (16). Le terme  $\exp(\gamma_z d)$  amplifie de façon exponentielle la donnée de pression pour obtenir la vitesse, il s'en

suit que toute incertitude de mesure de pression sera amplifiée très fortement si  $\gamma_z d$  est grand. On a donc intérêt à placer le plan de l'hologramme à proximité de la source pour limiter cet effet. On parle dans ce cas d'holographie de champ proche.

## 2.2 Implémentation de la méthode

L'application de la méthode est basée sur les techniques de transformation de Fourier rapides numériques dont des algorithmes très performants existent. D'un point de vue pratique une antenne de microphones équidistants et placés sur une grille placée devant la source de bruit, qui naturellement doit être plane ou quasi plane. Pour le calcul des intégrales de Fourier on n'intègre plus sur l'infini mais sur les dimensions de l'ouverture de l'antenne :

$$-L_x \leq x \leq L_x \text{ et } -L_y \leq y \leq L_y$$

On définit aussi  $M$  et  $N$  le nombre de points de mesure de pression dans le deux directions de sorte que les points de mesures sont localisés aux positions :

$$(q\Delta x, r\Delta y) \text{ avec } -M \leq q \leq M \text{ et } -N \leq r \leq N$$

Il en découle un ensemble de couple de nombres d'ondes où la transformée de Fourier discrète est obtenue

$$(m\Delta k_x, n\Delta k_y) \text{ avec } -M \leq m \leq M \text{ et } -N \leq n \leq N$$

On définit ainsi la transformée de Fourier discrète, directe et inverse, utilisée en holographie par les équations

Cette technique expérimentale présente l'avantage d'utiliser les routines de calcul de transformation de Fourier numérique rapide très efficace.

## 2.3 Holographie en milieu acoustique non traité (déconfinement)

L'hypothèse fondamentale de l'holographie plane classique est de supposer que le rayonnement s'effectue dans un milieu acoustique infini et quand la seule source de bruit est une surface plane. En pratique ces situations ne sont pas souvent respectées d'une part car le milieu contient des objets réfléchissants les sons et d'autre part car il existe d'autres sources de bruit. Une autre approche basée sur la formulation intégrale rend alors possible la mesure holographique.

Considérons le milieu acoustique défini sur la figure 1, il est contenu dans un volume  $\Omega$  délimité par une surface rigide  $S_r$ , une surface absorbante  $S_a$ , une surface  $S_d$  où la pression est imposée et une surface vibrante  $S_v$ . De plus une source  $S_0$  émet dans le volume. Les équations représentatives du problème sont :

$$\Delta p + k^2 p = S_0 \text{ dans } \Omega \tag{18}$$

$$\frac{\partial p}{\partial n}(Q) = 0 \text{ sur } S_r, \quad \frac{\partial p}{\partial n}(Q) = -j\omega\rho V_n(Q) \text{ sur } S_v, \quad p(Q) = p_0(Q) \text{ sur } S_d \text{ et } p(Q) = \frac{-Z(Q)}{j\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial n}(Q) = 0 \text{ sur } S_a.$$

Ecrivons l'identité de Green pour le volume  $\Omega_c$  :

$$\iiint_{\Omega_c} \Phi \Delta \Psi - \Psi \Delta \Phi d\Omega_c = \iint_{S_c} \Phi \frac{\partial \Psi}{\partial n} - \Psi \frac{\partial \Phi}{\partial n} dS_c \quad (19)$$

Supposons maintenant que  $\Phi = p$  la fonction arbitraire  $\Phi$  est choisie égale au champ de pression dans la cavité.

Comme aucune source n'est placée dans le volume  $\Omega_c$  on a :

$$\Delta p + k^2 p = 0 \text{ dans } \Omega_c \quad (20)$$

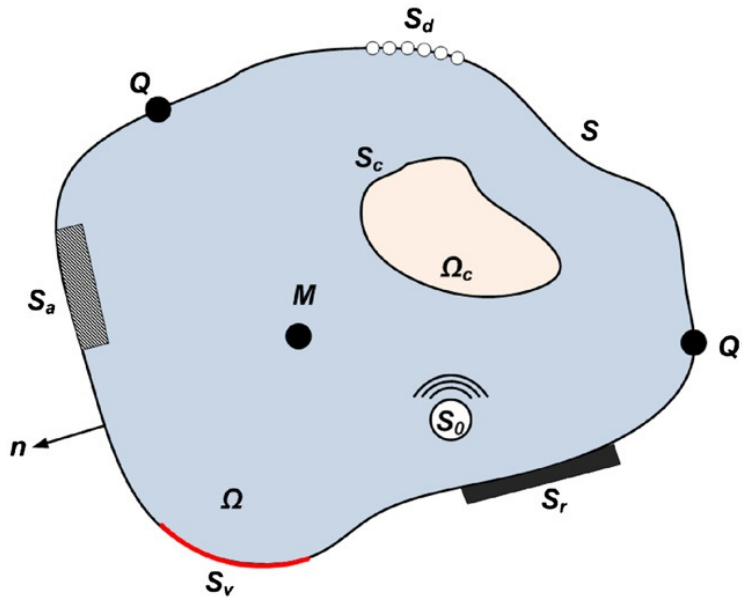


Figure 1 Cavité acoustique

La fonction  $\Psi$  est choisie comme la fonction de Green  $G(M, M_0)$  satisfaisant :

$$\Delta G + k^2 G = \delta(M - M_0) \text{ dans } \Omega_c \quad (21)$$

$$\frac{\partial G}{\partial n}(Q, M_0) = 0 \text{ sur } S_c \quad (22)$$

Ces équations sont caractéristiques de la réponse acoustique d'une cavité fermée de parois rigides, excitée par un

monopole.

En utilisant ces fonctions particulière dans l'identité de Green on obtient :

$$p(Q_0) = \iint_{S_c} G(Q_0, Q) \frac{\partial p}{\partial n}(Q) dQ = -j\omega\rho \iint_{S_c} G(Q_0, Q) V_n(Q) dQ \quad (23)$$

La pression acoustique et la vitesse normale sont liées par l'équation (??) sur la surface  $S_c$  quelque soit les sources et réflexions en dehors du volume  $\Omega_c$ , c'est cette propriété qui est à l'origine de la méthode holographique.

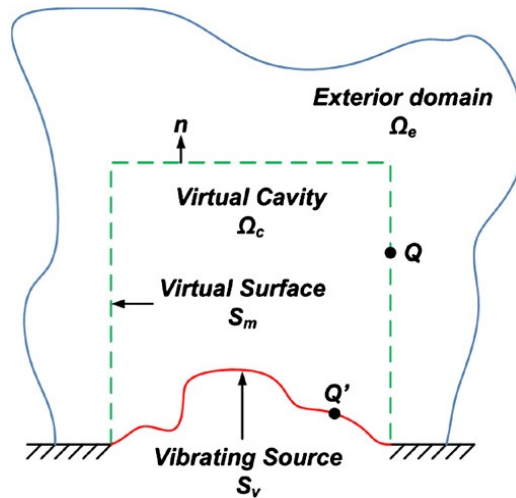


Figure 2 source vibratoire et cavité virtuelle

La mise en œuvre de l'approche se base sur la définition d'une cavité virtuelle dont une partie de la surface est constitué par l'objet dont on veut mesurer les vibrations. Pour calculer la fonction de Green on utilise la méthode des éléments finis pour résoudre les équations (21 et (23) et qui permet de traiter des cavités de forme quelconque et constitue un avantage considérable par rapport à l'holographie plane.

Pour appliquer la méthode nous considérons une forme discrétisée de l'équation intégrale (23) pour la cavité virtuelle:

$$\bar{p}_i = \sum_{j=1}^N Y_{ij} \bar{V}_j, \text{ où } \bar{v}_i = \frac{1}{S_i} \iint_{S_i} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}_i \quad (24)$$

On appelle 'Patch Transfer Functions' (PTF) les quantités :  $Y_{ij}$  qui relient pression moyenne sur le patch  $i$  et vitesses moyennes sur les patches  $j$ . Si on utilise les modes de la cavité pour exprimer les PTF on trouve :

$$Y_{ij} = \sum_n \bar{\phi}_{ni} \bar{\phi}_{nj} \frac{j\omega\rho c_0^2 S_i}{\Delta_n (\omega_n^2 - \omega^2 + 2j\varepsilon_n \omega \omega_n)} \quad (25)$$

Si on sépare les patches situés sur la source (indités j) et ceux situés sur les autres surfaces de la cavité virtuelle où les mesures vont être faites (indités l et k) on obtient une nouvelle expression pour (24) qui est utilisée en pratique:

$$\{\bar{p}_l\} = [Y_{lj}] \{\bar{V}_j\} + [Y_{lk}] \{\bar{V}_k\} \quad (25)$$

Le champ de vitesse à mesurer est donc fourni par la résolution de l'équation (25)

$$\{\bar{V}_k\} = [Y_{lk}]^{-1} \{ [Y_{lj}] \{\bar{V}_j\} - \{\bar{p}_l\} \} \quad (26)$$

La champ de vitesse de l'objet est obtenu par la mesure des pressions et vitesses sur la surface de mesure qui sont ensuite introduits dans l'expression (26). Naturellement la mesure sur la surface de mesure doit être double pression et vitesse ce qui est exigeant mais maintenant possible avec les sondes microflow..

Deux difficultés apparaissent dans l'utilisation de (26), d'une part la matrice à inverser est rectangulaire et il convient d'utiliser la pseudo inversion d'autre par le problème est mal conditionné et nécessite une régularisation (généralement par la technique de la courbe en L). Nous ne développons pas ici cet aspect bien qu'il soit très important dans l'application pratique de la méthode.

Une première expérience simple a été menée pour tester la méthode, deux pistons distants placés dans un baffle plan fini, les pistons étant produits par deux hauts parleurs, voir figure (3).

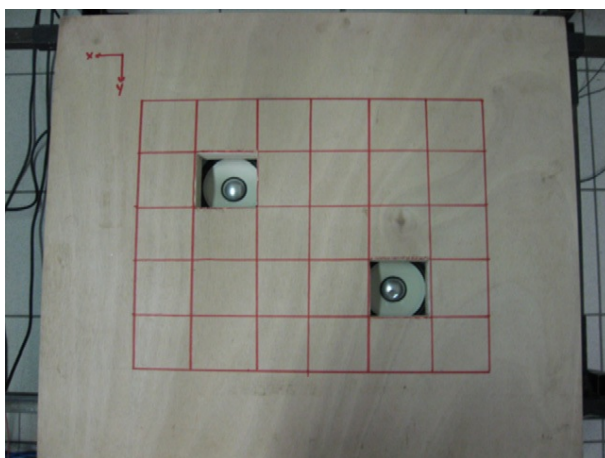


Figure 3 le dispositif expérimental.

La figure 4 présente le résultat des mesures sous une forme visuelle, on constate que les deux pistons émetteurs sont parfaitement localisées.





Figure 4 mesures de la vitesse sur le plan

A gauche mesure sur le plan, à droite mesure par la présente approche.

L'intérêt de la méthode proposée est de ne pas être perturbée par l'environnement externe à la cavité virtuelle. L'expérience décrite en figure 5 met bien en évidence cette propriété remarquable, en plus d'un environnement à réflexions multiples sur des obstacles, une source perturbatrice a été ajoutée :

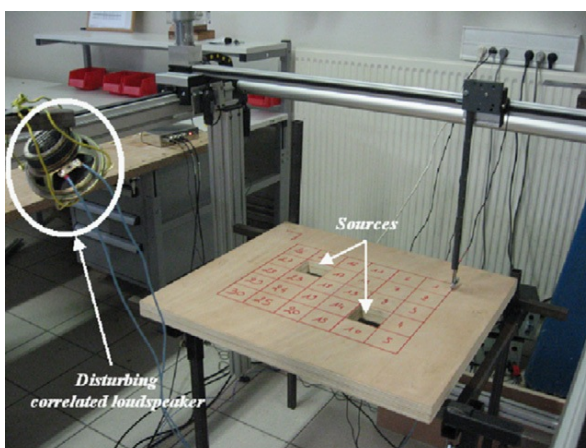


Figure 5 Deuxième montage expérimental, avec obstacles et source perturbatrice.

La figure 6 confirme bien la localisation des sources malgré les conditions expérimentales défavorables.



Figure 6 mesures de la vitesse sur le plan en présence de sources perturbatrices

A gauche mesure sur le plan, à droite mesure par la présente approche.

### 3 Identifications des efforts appliqués à une structures

#### 3.1 Introduction

Les sources émettrices de bruit sont le plus souvent internes à des structures qu'elles font vibrer ce qui produit un bruit par rayonnement acoustique. Le problème le plus souvent rencontré est donc de caractériser les sources de vibrations des structures. Généralement on utilise la méthode des fonctions de transfert entre points émetteur et points receveurs, cette méthode présente l'inconvénient d'être sensible aux conditions aux limites de la structure étudiée. Nous proposons ici une autre approche, locale, qui ne dépend donc pas de modifications structurales ou des excitations situées en dehors de la zone étudiée. Cette méthode se base sur la résolution inverse de l'équation du mouvement des structures. La méthode a reçu le nom de Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée (RIFF).

#### 3.2 Les exemples de la poutre d'Euler –Bernoulli et de la plaque en flexion

Commençons par cet exemple simple qui permet bien de comprendre la problématique. Dans le problème direct, l'équation du mouvement des vibrations de flexion harmonique des poutre est donné par l'équation (27), où les données matériau et d'efforts excitateurs sont notées en rouge et l'inconnue notée en m noir est le déplacement vibratoire .

$$EI \frac{\partial^4 w(x)}{\partial x^4} - \rho S \omega^2 w(x) = F(x) \quad (27)$$

La résolution du problème ne peut se faire sans que les conditions aux limites soient utilisées, c'est donc toute la structure qui doit être étudiée.

Considérons maintenant le problème inverse, les quantités rouges sont connues , les bleues sont mesurées , l'effort excitateur est donc obtenu en chaque point de la structure , indépendamment de ce qui se passe en un autre point:

$$F(x) = EI \frac{\partial^4 w(x)}{\partial x^4} - \rho S \omega^2 w(x) \quad (28)$$

La difficulté tient bien sur à la mesure des quantités bleues, si la mesure des déplacements sont classiques celles des dérivées quatrièmes des déplacements ne l'est pas. Pour résoudre cette difficulté, prenons la forme discrétisée par différences finies de l'équation (28) :

$$F_i = \frac{EI}{\Delta^4} (w_{i+2} - 4w_{i+1} + 6w_i - 4w_{i-1} + w_{i-2}) - \rho S \omega^2 w_i \quad (29)$$

Les seules quantités à mesurer sont maintenant les déplacements en différents points sur la structure, pour déterminer un point de force il faut 5 points de déplacements.

Dans le cas d'une plaque mince on peut proposer exactement le même approche et obtenir la densité surfacique de force appliquée à la structure par l'équation discrétisée par différence finie et inversée :

$$F(x,y) = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left( \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} \right) - \rho h \omega^2 w \quad (30)$$

L'application du schéma aux différences finies conduit à une antenne de 13 points de mesures de déplacement pour identifier un point de force (voir figure 7).

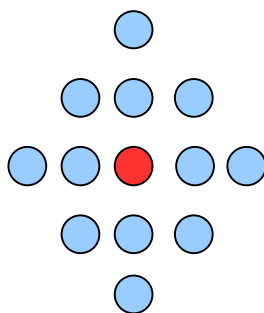


Figure 7- L'antenne de points de mesure pour une plaque en flexion

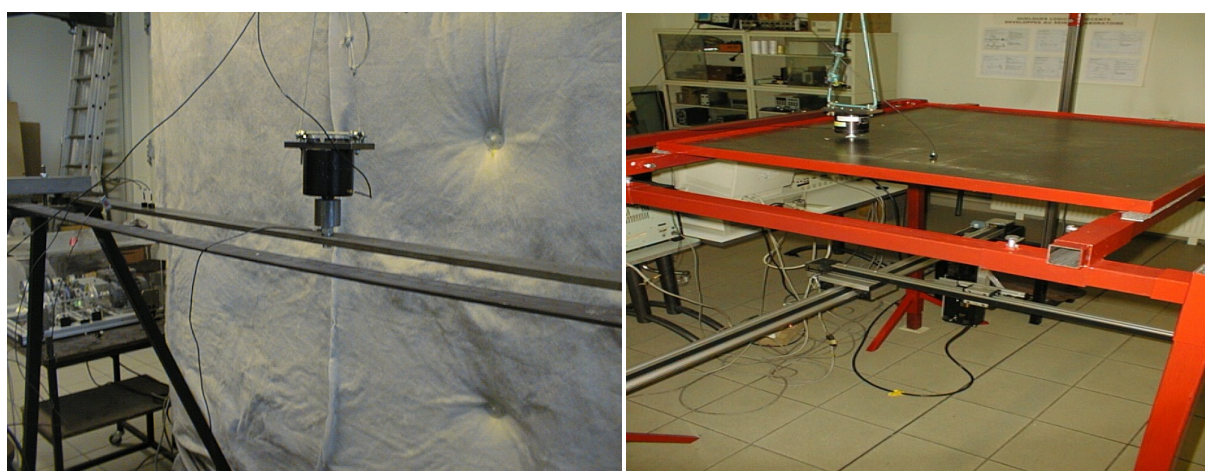


Figure. 8 – Les deux premières expériences

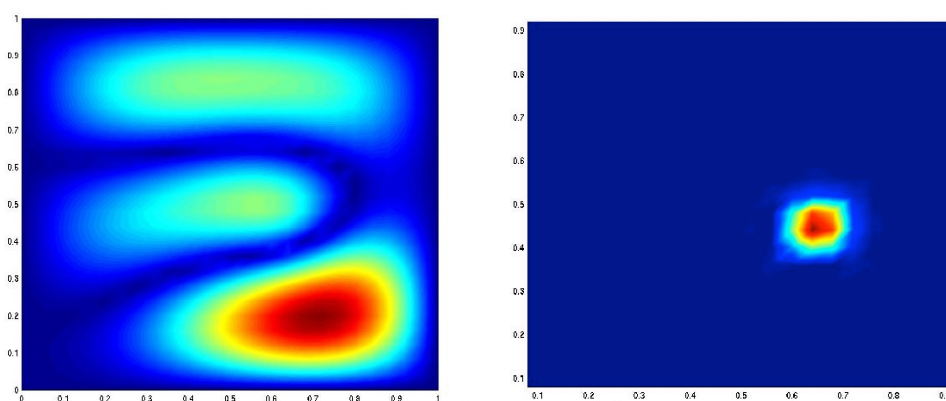


Figure 9 champ vibratoire à gauche et force surfacique reconstruite (données exactes)

La figure 9 montre un premier résultat théorique : la réponse est simulée pour excitation ponctuelle sur la plaque puis le calcul de la force surfacique est effectué par résolution inverse, la correspondance est parfaite compte tenu de l'approximation par différence finie qui conduit à une tache de force et non à une valeur ponctuelle. Dans un deuxième temps le calcul est légèrement modifié pour simuler l'effet du bruit de mesure, la figure 10

montre le problème majeur de ces méthode inverses : l'amplification du bruit qui dans le cas présenté détruit complètement la prédiction

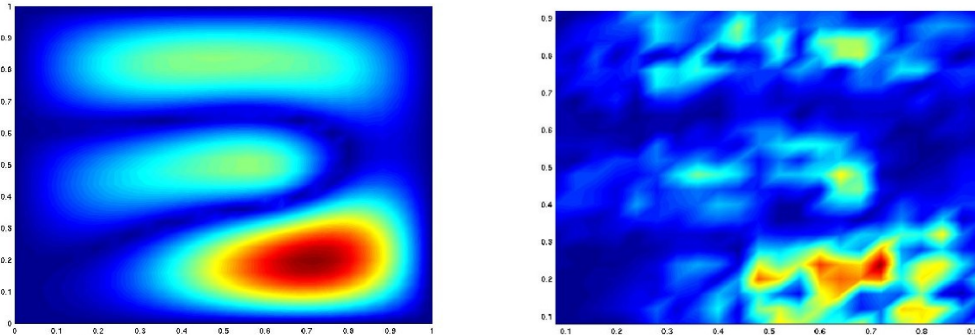


Figure 10 champ vibratoire à gauche et force surfacique reconstruite (données bruitées)

L'application pratique nécessite une régularisation du problème, différentes techniques sont proposées la plus connue étant celle de Tikhonov, que nous présentons ici. Il s'agit de trouver la répartition de force qui permet le compromis entre la vérification de l'équation force-déplacement et une valeur pas trop grande de la force, un facteur de régularisation  $\alpha$ , est introduit et la méthode consiste à minimiser la fonction donnée par l'équation (31)

$$\min \left( \left\| [L_{j,i}]^{-1} \{F_j\} - \{W_i\} \right\|^2 + \alpha^2 \left\| \{F_j\} \right\|^2 \right) \tag{31}$$

Naturellement pour des valeurs différentes de  $\alpha$  le répartition de force est modifiée il faut donc avoir un critère de choix de ce paramètre  $\alpha$ , on utilise généralement le critère de la courbe en 'L', comme l'indique la figure 11. La valeur de  $\alpha$  optimum est située au coin de la courbe en L, la répartition de la densité d'effort obtenue pour cette valeur optimum est présentée Figure 12, on constate que la localisation est a nouveau excellente.

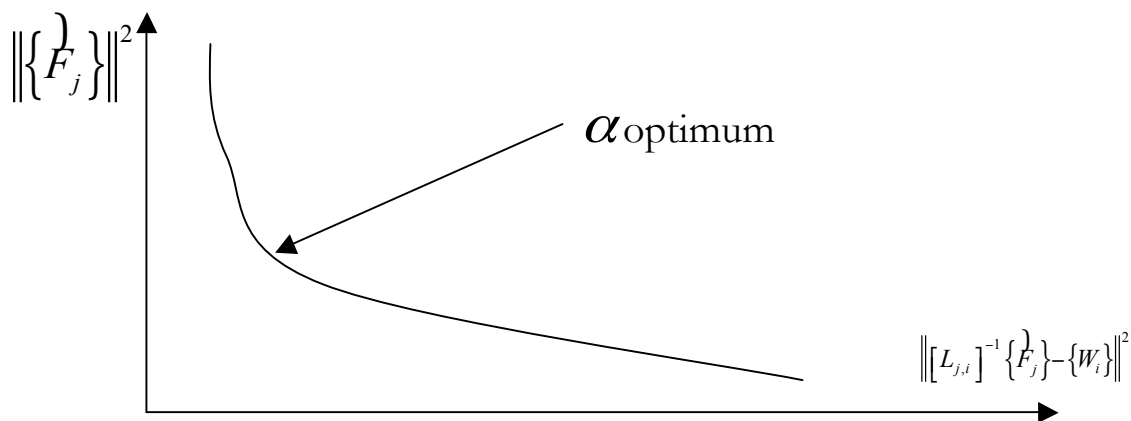


Figure 11 La courbe en L

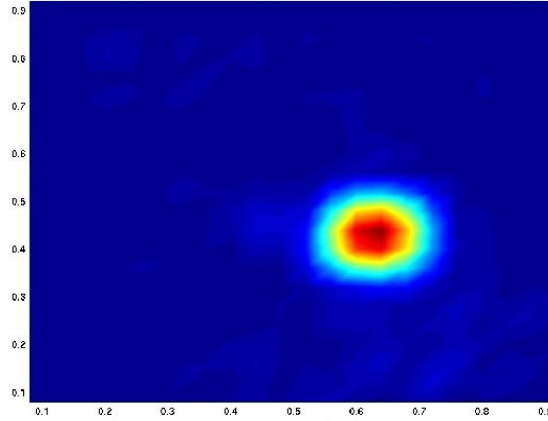


Figure 12 La densité de force obtenue après régularisation pour le paramètre  $\alpha$  optimum

### 3.3 Utilisation de la formulation faible du problème

La méthode de la section précédente, basée sur la discrétisation par différence finie ne fonctionne pas aux limites du domaine de mesure. Pour lever cette difficulté une autre possibilité, afin d'éviter la discrétisation par différences finies des équations, consiste à utiliser la formulation faible du problème, c'est-à-dire, dans le cas des poutres, de remplacer l'équation 27 par l'équation 32 ;

$$\int_a^b \left[ EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} - \rho S \omega^2 w \right] \eta(x) dx = 0, \forall \eta(x) \quad (32)$$

Dans l'équation (32) la fonction  $\eta(x)$  est arbitraire nous la supposons en plus suffisamment dérivable pour transformer l'intégrale par intégration par partie :

$$\begin{aligned} \int_a^b w(x) \left[ \rho S \omega^2 \eta(x) - EI \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4}(x) \right] dx = & T(b)\eta(b) - T(a)\eta(a) - M(b) \frac{\partial \eta}{\partial x}(b) + M(a) \frac{\partial \eta}{\partial x}(a) \\ & + EI \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}(b) \frac{\partial w}{\partial x}(b) - EI \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}(a) \frac{\partial w}{\partial x}(a) - EI \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3}(b) w(b) + EI \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3}(a) w(a) \end{aligned} \quad (33)$$

En particulierisant la fonction  $\eta(x)$  pour annuler tous les termes aux bornes de sauf un, par exemple  $\eta(a) \neq 0$ , on obtient une équation permettant d'identifier un effort à la limite de l'intervalle de mesure. L'équation (34), qui donne la force appliquée à la limite gauche de l'intervalle de mesure connaissant les déplacements dans l'intervalle de mesure. Pour une application expérimentale il faut naturellement discrétiser l'intégrale.

$$\int_a^b w(x) \left[ \rho S \omega^2 \eta(x) - EI \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4}(x) \right] dx = -T(a)\eta(a) \quad (34)$$

$$\text{Avec } \eta_r(x) = 1 - 35 \frac{(x-a)^4}{(b-a)^4} + 84 \frac{(x-a)^5}{(b-a)^5} - 70 \frac{(x-a)^6}{(b-a)^6} + 20 \frac{(x-a)^7}{(b-a)^7}$$

La figure 13 montre le dispositif expérimental et les résultats d'identification de force aux limites par la méthode

## RIFF

RIFF faible, la comparaison avec la mesure directe est très satisfaisante.

Laser  
vibrometer

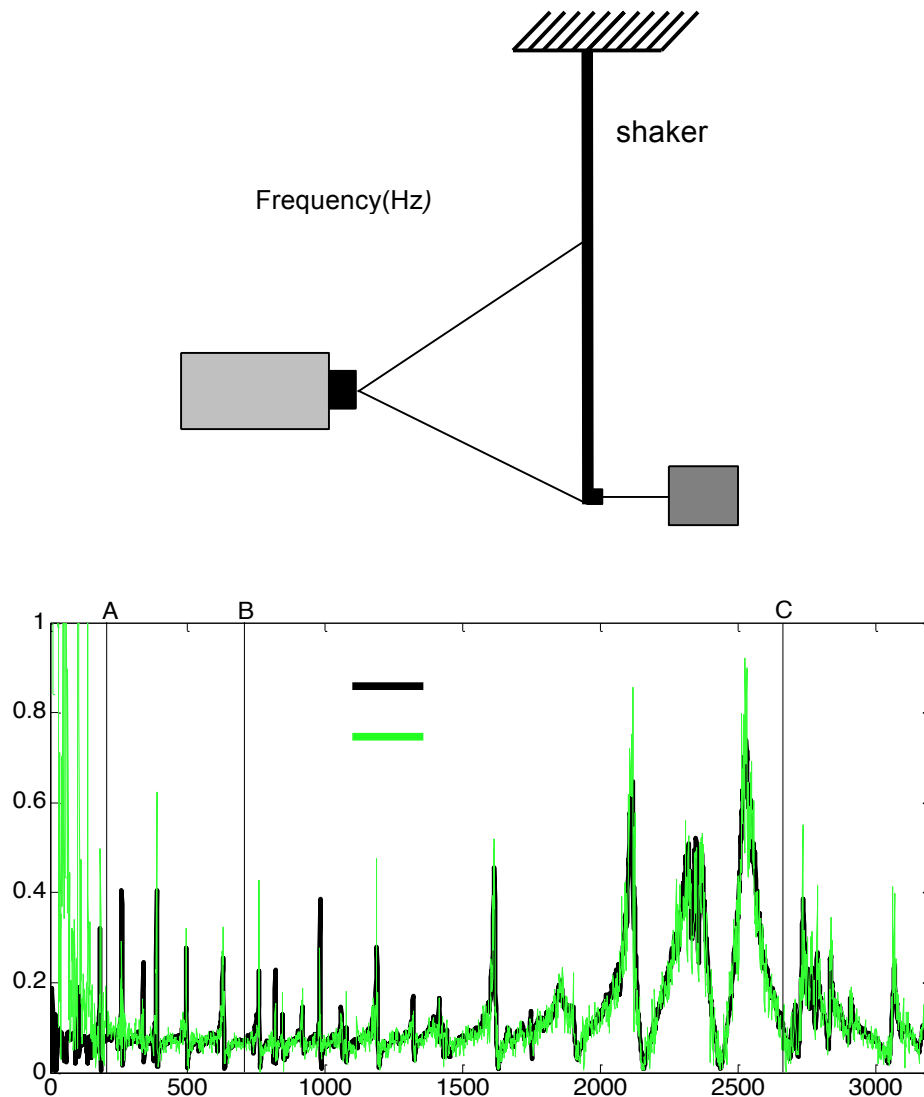


Figure 13 Mesure directe et par la méthode Riff faible de la force en bout de poutre

### 3.4 Application de la méthode RIFF

La méthode Riff a un succès grandissant et plusieurs champs d'application sont en cours de développement. Citons la mesure d'efforts internes aux structures complexes par l'utilisation d'opérateur élément finis, la mesure des champs de pression pariétaux de type couche limites turbulentes, l'identification de défauts structuraux.

## 4 Conclusion

L'identification des sources vibro-acoustique est une problématique clé de la réduction des nuisances sonores, il y a deux niveaux d'analyse ; la détermination des champs vibratoire produisant le bruit et l'identification des efforts

produisant les vibrations.

Pour la détermination des champs vibratoires produisant un bruit, la mesure du champ de pression sur un hologramme permet de remonter à l'origine vibratoire du bruit. Nous avons présenté la méthode de base et souligné la difficulté liée au caractère évanescent des champs acoustique rayonné par les structures minces.

Pour l'identification des efforts responsables des vibrations nous avons exposé la méthode RIFF qui permet par résolution du problème inverse de remonter aux efforts excitateurs à partir du champ vibratoire. La question des problèmes mal posés apparaît et la nécessité de régularisation est montrée. La méthode de Tikhonov associée critère de la courbe en L permet de résoudre le problème.

## Références

- [1] G.Williams,J.D.Maynard,E.Skudrzyk,Sound source reconstructions using a microphone array, *Journal of the Acoustical Society of America* 68 (1980) 340–344.
- [2] E.G.Williams, The nearfield acoustical holography(NAH) experimental method applied to vibration and radiation in light and heavy fluids, *Computers & Structures* 65 (3)(1997)323–335.
- [3]E.G.Williams, The inverse problem: planar nearfield acoustical holography, in: **Fourier Acoustics: Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography**, Academic Press,London,1999,pp.89–114(Chapter3).
- [4]E.G.Williams, The inverse problem: cylindrical NAH, in: **Fourier Acoustics: Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography**, Academic Press, London, 1999,pp.149–182(Chapter5).
- [5]E.G.Williams, Spherical nearfield acoustical holography ,in:**Fourier Acoustics: Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography**, Academic Press, London, 1999,pp.235–249(Chapter7).
- [6] B.K.Bai,J.G.Th,On the reconstruction of the vibro-acoustic field over the surface enclosing space using the boundary element method, *Journal of Acoustical Society of America* 100 (1996)3003–3016. [
- 7] F.Martinus, Anadvanced noise source identification technique using the inverse boundary-element method, *Journal of Acoustical Society of America* 118 (3)(2005)1916.
- [8] S.F.Wu, Hybrid near field acoustical holography, *Journal of Acoustical Society of America* 115 (2004)207–217.
- [9] X.Zhao,S.F.Wu, Reconstruction of vibro-acoustic fields using hybrid near field acoustic holography, *Journal of Sound and Vibration* 282 (3)(2004) 1183–1199.
- [10] S.F.Wu,J.Yu, Reconstructing interior acoustic pressure field via Helmholtz equation least-squares method, *Journal of Acoustical Society of America* 104 (1998)2054–2060.
- [11]N.E.Rayess,S.F.Wu ,Experimental validations of the Hels method for reconstructing acoustic radiation from a complex vibrating structure, *Journal of Acoustical Society of America* 107 (2000)2955–2964.
- [12] S.F.Wu,X.Zhao, Combined Helmholtz equation least square smethod for reconstructing acoustic radiation

from arbitrarily shaped objects, *Journal of Acoustical Society of America* 112 (2002)179–188.

[13] L.Maxit,C.Cacciolati,J.L.Guyader, Airbonoise prediction using patch acoustic impedance, *Proceedings of ICSV9*, Orlando,UnitedStates,2002.

[14] M.Ouisse,L.Maxit,C.Cacciolati,J.L.Guyader, Patch transfer functions as a tool to couple linear acoustic problems, *Journal Vibration Acoustics, Transactions oftheASME* 127 (2005)458–466.

[15]N.Totaro,B.Andro,C.Peteul,J.L.Guyader ,Extension of the Patch transfer functions method(PTFMethod) to high frequency domain(sub-cavities decomposition), *Proceedings of Inter-Noise*, Istanbul,Turkey,2007.

[16] F.Jacobsen,V.Jaud, A note on the calibration of pressure–velocity sound intensity probes, *Journal of Acoustical Society of America* 120 (2)(2006) 830–837.

[17] F.Jacobsen,V.Jaud, Statistically optimized nearfield acoustic holography using an array of pressure–velocity probes, *Journal of Acoustical Society of America* 121 (3)(2007)1550–1558.

[18] M.Aucejo,N.Totaro,J.L.Guyader, Identification of source velocitie swith iPTF (inverse patch transfer functions method), *Proceedings ofAcoustics08*, Paris, France,2008.

[19] N.Totaro,C.Sandier,J.-L.Guyader, Identify velocity of a complex source with iPTF method, *Proceedings ofICSV15*, Daejon,SouthKorea,2008.

[20]M. Aucejo N Totaro and J-L Guyader, Identification of source velocities on 3D structures in non-anechoic environments: Theoretical background and experimental validation of the inverse patch transfer functions method .*Journal of Sound and Vibration* 329(2010)3691–3708 3707

[21] C.Pezerat,J.L.Guyader, Two inverse methods for localization of external sources exciting a beam, *Acta Acustica* 3 (1995)1–10.

[22] C. Pézerat and J-L Guyader “Force Analysis Technique: Reconstruction of Force Distribution on Plates” *Acta Acoustica*, **86**, 322-332,2000.

[23] S. Chesné, C. Pézerat and J-L Guyader “Identification of boundary forces in beams from measured displacements” *ASME J. Vibr. And Acoustic*, (2006),Vol **128**,(6) pp757-771 .