

# Compréhension des phénomènes générateurs du bruit acoustique dans les habitacles automobiles : Identification des sources et simulations

Justine Carpentier, Charles Pezerat, Jean-Hugh Thomas, Alain Berry,  
Christophe Bailly

## ► To cite this version:

Justine Carpentier, Charles Pezerat, Jean-Hugh Thomas, Alain Berry, Christophe Bailly. Compréhension des phénomènes générateurs du bruit acoustique dans les habitacles automobiles : Identification des sources et simulations. CFA - VISHNO 2016, Apr 2016, Le Mans, France. hal-02514006

HAL Id: hal-02514006

<https://hal-univ-lemans.archives-ouvertes.fr/hal-02514006>

Submitted on 21 Mar 2020

**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.

## CFA/VISHNO 2016

**Compréhension des phénomènes générateurs du bruit  
acoustique dans les habitacles automobiles : Identification  
des sources et simulations**

J. Carpentier<sup>a</sup>, C. Pezerat<sup>b</sup>, J.-H. Thomas<sup>b</sup>, A. Berry<sup>c</sup> et C. Bailly<sup>d</sup>

<sup>a</sup>LAUM, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France

<sup>b</sup>LAUM / ENSIM, Rue Aristote, 72085 Le Mans, France

<sup>c</sup>Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke, 2500 boul. de l'Université,  
Sherbrooke, QC, Canada J1K 2R1

<sup>d</sup>LMFA, 36, avenue Guy de Collongue, 69134 Écully Cedex, France  
justine.carpentier@univ-lemans.fr



LE MANS

L'objectif de cette étude est de développer et d'adapter les méthodes de résolution inverse utilisées dans l'identification des excitations pariétales sur un vitrage automobile. Le but est de mesurer la part de l'écoulement turbulent responsable du bruit dans l'habitacle. Le principe de ces méthodes inverses est d'injecter les champs de déplacements mesurés dans l'équation du mouvement de la structure. Pour ce faire, les dérivées spatiales sont calculées par approximation à l'aide d'un schéma aux différences finies judicieusement choisi. Ce schéma introduit un filtrage en nombre d'onde de l'excitation, seule la composante bas nombre d'onde est reconstruite. L'étude présente la potentialité des différentes méthodes inverses vibratoires RI, RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée) et RIC (Résolution Inverse Corrigée) et comment le filtrage apporté par la méthode peut être modifié et maîtrisé.

## 1 Introduction

Dans une constante recherche d'amélioration du confort de l'utilisateur, l'industrie automobile cherche à réduire les bruits perçus comme gênants à l'intérieur de l'habitacle des véhicules. Une des sources principales génératrices de nuisance sonore est l'écoulement instationnaire qui se développe autour de l'habitacle. Cet écoulement est caractérisé par de grandes fluctuations de pressions pariétales. Ce phénomène est localisé sur différentes zones du véhicule, là où l'écoulement est perturbé. Citons par exemple le capot, le bas de pare brise ou le passage des roues. Parmi ces localisations, le montant de baie se distingue par des fluctuations beaucoup plus intenses. L'écoulement à cet endroit forme un tourbillon très énergétique (appelé tourbillon de montant de baie) qui va provoquer des fluctuations de pression très fortes et très localisées au niveau de la vitre latérale amont. Ces turbulences génèrent des ondes acoustiques qui se transmettent à l'intérieur de l'habitacle par l'intermédiaire du vitrage. Le but de cette étude est de mesurer la part de l'écoulement responsable du bruit dans l'habitacle en utilisant la méthode de Résolution Inverse vibratoire RI. Cette méthode permet de calculer les distributions de forces excitatrices à partir d'un champ de vibration mesuré sur le vitrage. Le principe est d'injecter les déplacements mesurés dans l'équation du mouvement de la structure.

Tout d'abord, ce document détaillera le principe des méthodes inverses RI et RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée). Elles seront testées et validées par simulation d'une plaque excitée par une couche limite turbulente. Ensuite, une alternative à la méthode RIFF sera présentée : la méthode RIC (Résolution Inverse Corrigée). Enfin des voies d'amélioration de la méthode RIC reposant sur l'amélioration du schéma aux différences finies seront explorées. Le but est de répondre au mieux au besoin de l'industrie automobile de vouloir ne reconstruire que la partie de l'excitation génératrice du bruit dans l'habitacle.

## 2 Problématique

Les turbulences qui se développent sur le vitrage entraînent de fortes variations de pression pariétale, c'est ce qu'on appelle la composante aérodynamique de l'excitation, elle est caractérisée par de petites variations de longueurs d'onde. Ces variations génèrent à leur tour des ondes acoustiques, qu'on nommera composante acoustique de l'excitation (voir Figure 1). Celle-ci est située dans les bas nombres d'onde, contrairement à la composante aérodynamique. D'après les données de la thèse de B. Arguillat [1], la composante acoustique est 20 dB plus faible que la composante aérodynamique. Le champ total de pression de la couche limite turbulente est donc pratiquement égal au champ de pression de la composante

aérodynamique seule. Cependant c'est bien la contribution de la composante acoustique qui est responsable de la transmission du bruit à l'intérieur de l'habitacle. En effet il se produit un phénomène de coïncidence spatiale entre les ondes de flexions de la plaque et la composante acoustique (voir Figure 2). Ces deux composantes sont toutes deux localisées dans les bas nombres d'onde. Ce phénomène permet la transmission d'ondes acoustiques à l'intérieur de l'habitacle automobile et est par conséquent responsable de la nuisance sonore.

Pour plus de détails sur les caractéristiques d'une couche limite turbulente, le lecteur est invité à consulter l'ouvrage de Schlichting [2].

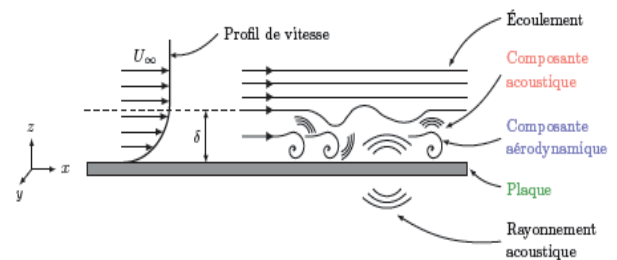


Figure 1 : Schéma en coupe d'une plaque excitée par une couche limite turbulente d'épaisseur  $\delta$  [9].

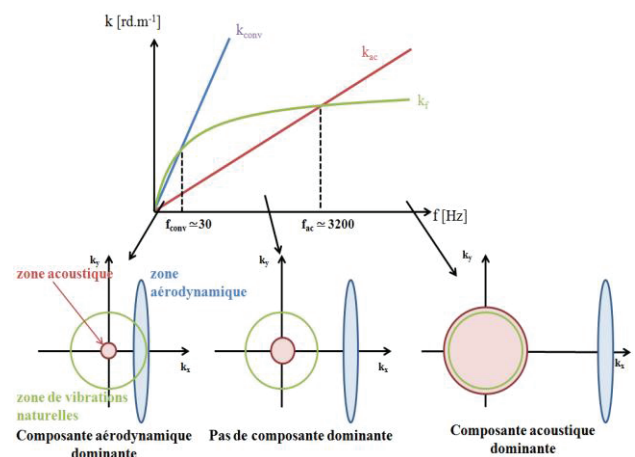


Figure 2 : Evolution des nombres d'onde de flexion, de convection et acoustique en fonction de la fréquence et allures du spectre fréquence-nombre d'onde d'une excitation par écoulement turbulent pour différentes gammes de fréquences. Les fréquences de coïncidence acoustique et convective sont calculées pour des paramètres typiques d'un écoulement se développant sur le vitrage automobile.

### 3 La méthode de Résolution Inverse

La méthode a été développée par Pézerat et Guyader [3]. Elle repose sur la résolution inverse de l'équation du mouvement d'une structure. Cette résolution permet de calculer et d'identifier localement les efforts appliqués sur la structure à partir d'un champ vibratoire mesuré. Dans le cas d'une plaque on a :

$$p(x, y) = D \left( \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} \right) - \rho h \omega^2 w(x, y), \quad (1)$$

avec  $w$  le champ de déplacement,  $p(x, y)$  la pression appliquée sur la structure,  $h$  l'épaisseur de la plaque et

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)},$$
 la rigidité de la structure.  $E$  et  $\nu$  sont

respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson de la plaque.

Les dérivées partielles d'ordre 4 de l'Eq. (1) sont estimées à l'aide d'un schéma aux différences finies standard centré d'ordre 4 et d'un maillage spatial  $(i, j)$  régulier (voir Figure 3). La distribution de force appliquée sur la plaque est alors estimée d'après l'Eq. (2). C'est la méthode de Résolution Inverse RI. L'utilisation du schéma aux différences finies impose cependant une condition sur le nombre de points de mesure. Il faut 13 points de mesure pour reconstruire la distribution de force en un point (voir Figure 3).

$$p^{RI}(x, y) = D(\delta_{\Delta x}^{4x} + \delta_{\Delta y}^{4y} + 2\delta_{\Delta}^{2x2y}) - \rho h \omega^2 w(x, y). \quad (2)$$

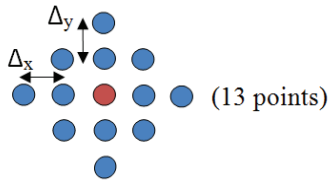


Figure 3 : Schéma aux différences finies permettant d'estimer l'effort en un point central.

L'avantage de la méthode RI est son aspect local. Cependant le problème devient très instable lorsque le champ de déplacement est bruité. Cette sensibilité au bruit a pour origine la présence de dérivées d'ordre 4 qui amplifient considérablement les erreurs, particulièrement dans les hauts nombres d'onde. Pour régulariser ce problème, on applique un filtrage sur la distribution de force reconstruite. Le filtrage est un produit de convolution entre la réponse impulsionnelle d'un filtre passe-bas (sinus cardinal pondéré par une fenêtre de Hanning) et la distribution de force reconstruite. Les incertitudes aux extrémités du domaine d'étude n'étant pas nulles, il convient de fenêtrer la distribution de forces reconstruites avant d'appliquer le filtrage aux limites. Une fenêtre de Tukey constituée de demi-fenêtres de Hanning aux extrémités et égale à 1 sur le reste du domaine est employée. Cette méthode est appelée méthode RIFF (Résolution Inverse Fenêtrée Filtrée).

### 4 Simulations et Résultats

#### 4.1 Synthèse de la couche limite turbulente

Les différentes méthodes inverses sont testées sur une plaque excitée par une couche limite turbulente. Pour la simulation, la couche limite turbulente sera synthétisée par un autospectre de Goody et un interspectre de Corcos. L'autospectre  $S_{pp}(\omega)$  d'une couche limite turbulente, Eq. (3), permet de représenter la répartition énergétique de l'excitation en fonction de la fréquence. Hwang dans son étude détaillée des différents modèles d'autospectre [4], montre que le modèle de Goody est le plus représentatif des courbes expérimentales et ceci sur une très grande gamme de fluides et de vitesses d'écoulement différents. Cela est dû à la prise en compte du nombre de Reynolds  $R_e$  dans le modèle.

$$S_{pp}^{Goody}(\omega) = \frac{3\tau_w^2 \delta \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)^2}{U_\infty \left( \left[ 0.5 + \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)^{0.75} \right]^{3.7} + \left[ 1.1 R_e^{-0.57} \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)^7 \right] \right)}. \quad (3)$$

$U_\infty$  est la vitesse de l'écoulement,  $\delta$  est l'épaisseur de la couche limite turbulente,  $\tau_w$  la contrainte de cisaillement et  $\omega$  la pulsation.

L'interspectre des pressions pariétales est quant à lui modélisé par le modèle de Corcos. Il exprime l'interspectre comme une combinaison de l'autospectre  $S_{pp}(\omega)$ , d'une exponentielle complexe suivant  $x$ , correspondant à la propagation des turbulences, et de deux exponentielles décroissantes traduisant séparément les cohérences spatiales suivant  $x$  et  $y$  :

$$S_{pp'}^{Corcos}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\omega \frac{|r_x|}{\alpha_x U_c}} e^{-\omega \frac{|r_y|}{\alpha_y U_c}} e^{j\omega \frac{r_x}{U_c}}, \quad (4)$$

avec  $U_c$  la vitesse de convection,  $r_x$  et  $r_y$  les décalages spatiaux et  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$  les coefficients rendant compte de la cohérence spatiale avec  $\alpha_x \approx 8$  et  $\alpha_y \approx 1$ .

Ce modèle a l'avantage d'être facile à utiliser mais il ne prend pas en compte la compressibilité du fluide et par conséquent la composante acoustique. L'objectif des simulations est de tester la méthode inverse et de comprendre comment les excitations de type couche limite turbulente sont identifiées. L'excitation n'a donc pas besoin d'être modélisée finement. La composante acoustique est alors artificiellement ajoutée au modèle de Corcos en utilisant l'interspectre d'un champ diffus acoustique :

$$S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega) = A S_{pp}(\omega) \text{sinc}(k_{ac} \sqrt{r_x^2 + r_y^2}). \quad (5)$$

$A$  est un coefficient représentant la relation entre le niveau de la composante acoustique et celui de la composante aérodynamique. Il est fixé à 5% et correspond à la mesure réalisée en veine d'écoulement par Arguillat *et al.* [5]. L'interspectre du champ total de pression pariétale s'écrit alors comme la somme des équations (4) et (5) :

$$S_{pp}^{tot}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}^{Corcos}(r_x, r_y, \omega) + S_{pp}^{ac}(r_x, r_y, \omega). \quad (6)$$

A partir de cette équation, les champs de pression sont synthétisés par une méthode basée sur une technique de simulation de processus aléatoires multi-corrélés présentée par Wittig et Sihna [6]. Cette méthode repose sur la décomposition de Cholesky de la matrice interspectrale de l'équation 6. Pour plus de détails sur la méthode, le lecteur peut se reporter à l'étude de Ricot *et al.* [7] qui ont récemment utilisé cette méthode pour obtenir ce type de signaux.

## 4.2 Calcul de la vibration

L'objectif de l'étude étant d'appliquer la méthode aux vitrages automobiles, la structure utilisée dans la simulation est une plaque de verre aux caractéristiques proches de celles d'un vitrage automobile. Les paramètres sont donnés dans le Tableau 1. La vibration de la structure est calculée par décomposition modale [8,9]. Le champ de déplacement est ensuite bruité pour simuler les conditions expérimentales.

Tableau 1 : paramètres de la plaque.

dimensions	$L_x = L_y = 1 \text{ m}$
épaisseur	$h = 3.85 \text{ mm}$
module d'Young	$E = 70 \cdot 10^9 \text{ Pa}$
coefficient de Poisson	$\nu = 0.22$
masse volumique	$\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$
taux d'amortissement	$\zeta = 0.05$
nombre de modes	$N_{mn} = 125 \cdot 125$

## 4.3 Application du problème inverse

Les méthodes de résolution inverse RI et RIFF sont appliquées au champ de déplacement respectivement non bruité et bruité. La force résultante est comparée au champ de pression pariétale calculé par les modèles analytiques. Les résultats sont présentés en figure 4. C'est une comparaison des densités spectrales de puissance des signaux d'excitation  $p(x,y,t)$  et des pressions reconstruites  $p^{RIFF}(x,y,t)$ . L'excitation est représentée par sa composante aérodynamique et sa composante acoustique. Cela met en évidence le filtrage en nombre d'onde apporté par les méthodes inverses. La méthode RI, testée sur le champ de déplacement non bruité, isole la composante acoustique à partir de 1.4 kHz et de mieux en mieux à mesure que la fréquence augmente, ce qui correspond à l'éloignement dans les hauts nombres d'onde de la composante aérodynamique. La méthode RIFF, quand à elle, isole la composante acoustique même en basses fréquences. En effet, le filtre de régularisation de la méthode permet de ne pas prendre en compte les petites longueurs d'onde de la partie aérodynamique. La plaque étant très sensible à la composante acoustique de l'excitation, la méthode RIFF est bien adaptée pour mesurer les bas nombres d'onde de l'excitation.

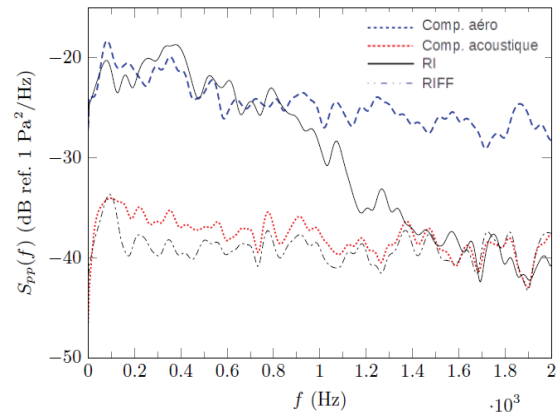


Figure 4 : Densités spectrales de puissance des pressions synthétisées (composante aérodynamique et composante acoustique) et des pressions reconstruites par la méthode RI sans ajout de bruit sur le déplacement et par la méthode RIFF sur un champ bruité (RSB = 40 dB).

## 5 La méthode RIC : Résolution Inverse Corrigée

### 5.1 Principe général

Dans cette partie, pour faciliter la compréhension, la méthode sera appliquée au cas monodimensionnel d'une poutre.

La méthode RIFF permet bien de reconstruire la force excitatrice. Cependant l'application du fenêtrage et du filtrage requiert de connaître la force reconstruite sur une grande partie de la structure. L'aspect local de la méthode est partiellement perdu. Une alternative à donc été développée récemment par Leclère et Pézerat [10] : la méthode RIC (Résolution Inverse Corrigée). L'idée est d'utiliser le filtrage naturel de la méthode apporté par la discrétisation de l'équation du mouvement par différences finies pour régulariser la solution. Ce filtrage modélise le transfert de l'excitation réelle  $F(k)$  [Eq. (10)] vers la force reconstruite par l'opérateur inverse  $F^{RI}(k)$  [Eq. (11)]. Il peut être décomposé en deux filtres, le filtre analytique  $H^{Poutre}$  défini par l'équation analytique de la poutre et le filtre  $G^{RI}$  traduisant la reconstruction de la distribution de forces par l'équation de la poutre discrétisée (voir Figure 5).

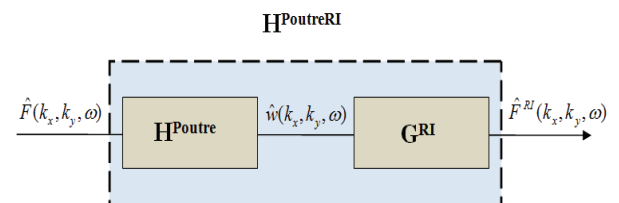


Figure 5 : Fonction de transfert du filtrage naturel apporté par la méthode de résolution inverse.

L'équation du mouvement d'une poutre est donnée par :

$$F(x) = EI \frac{\partial^4 w(x)}{\partial x^4} - \rho S \omega^2 w(x). \quad (7)$$

$I$  est le moment d'inertie et  $S$  la section de la poutre.

La distribution de force reconstruite par la méthode de résolution inverse est :

$$F^{RI}(x) = EI\delta_{\Delta}^{4x} - \rho S\omega^2 w(x), \quad (8)$$

où  $\delta_{\Delta}^{4x}$  est l'approximation par différences finies de  $\frac{\partial^4 w(x)}{\partial x^4}$  telle que :

$$\frac{\partial w^4}{\partial x^4} \approx \delta_{\Delta}^{4x} = \frac{w(x-2\Delta) - 4w(x-\Delta) + 6w(x) - 4w(x+\Delta) + w(x+2\Delta)}{\Delta^4}, \quad (9)$$

Les transformées de Fourier, dans le domaine des nombres d'onde, de l'équation du mouvement et de l'équation de la force reconstruite par la méthode inverse sont données par :

$$\hat{F}(k) = EI(k^4 - k_f^4)\hat{w}(k), \quad (10)$$

$$\hat{F}^{RI}(k) = EI(\kappa_{1D}^4 - k_f^4)\hat{w}(k). \quad (11)$$

avec  $k_f^4 = \frac{\rho S}{EI}\omega^2$  le nombre d'onde de flexion d'une poutre et  $\hat{w}(k)\kappa_{1D}^4 = \hat{\delta}_{\Delta}^{4x}(k)$ .  $\hat{\delta}_{\Delta}^{4x}(k)$  est la transformée de Fourier de  $\delta_{\Delta}^{4x}(k)$  dans le domaine des nombres :

$$\hat{\delta}_{\Delta}^{4x}(k) = \frac{2\cos(2k\Delta) - 8\cos(k\Delta) + 6}{\Delta^4} \hat{w}(k). \quad (12)$$

La fonction de transfert de la figure 5 s'écrit donc :

$$H^{PoutreRI}(k) = \frac{\hat{F}^{RI}(k)}{\hat{F}(k)} = \frac{\kappa_{1D}^4 - k_f^4}{k^4 - k_f^4}. \quad (13)$$

C'est un filtre passe-bas avec une résonance importante autour du nombre d'onde de flexion de la plaque  $k_f$ . Comme le montre la figure 6, cette amplification est suivie d'une antirésonance et de lobes secondaires. Le filtre est étudié pour différentes valeurs de nombre de points par longueur d'onde. Lorsque ce nombre diminue, c'est-à-dire quand la discrétisation spatiale augmente, l'amplitude des lobes secondaires diminue fortement, le filtrage est de plus en plus fort.

Le but de la méthode RIC est d'améliorer ce filtrage en supprimant le phénomène de résonance au nombre d'onde de flexion de la plaque. Pour ce faire, un facteur de correction noté  $\mu$  est introduit. Ce facteur est calculé pour faire coïncider la racine du numérateur de la fonction  $H^{PoutreRI}$  avec le pôle de son dénominateur. La distribution de force reconstruite devient alors :

$$F^{RIC}(x) = EI\mu^4 \delta_{\Delta}^{4x} - \rho S\omega^2 w(x), \quad (14)$$

$$\text{avec} \quad \mu = \frac{\Delta k_f}{\sqrt{2 - 2\cos(k_f \Delta)}}. \quad (15)$$

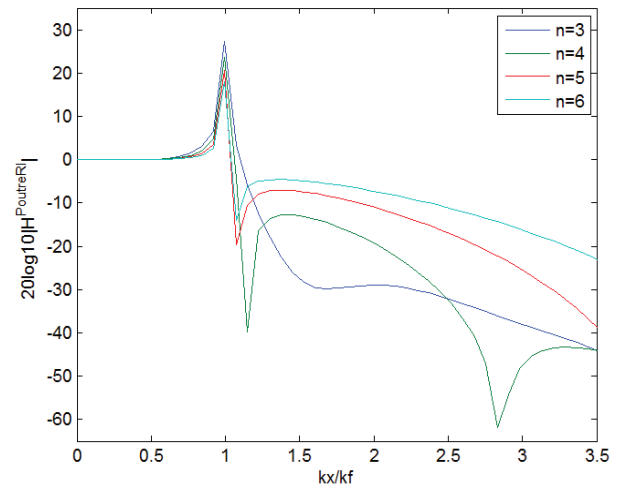


Figure 6 : Module de  $H^{PoutreRI}$  en dB dans le domaine des nombres d'onde pour différentes valeurs du nombre de points par longueur d'onde.

Le filtre corrigé  $H^{PoutreRIC}(k) = \hat{F}^{RIC}(k) / \hat{F}(k)$  (voir Figure 7), est un filtre passe-bas et la singularité au nombre d'onde de flexion de la plaque est bien annulée.

La méthode RIC a l'avantage de n'utiliser aucun post-traitement. Le filtrage des hauts nombres d'onde est naturellement réalisé par la méthode par le biais de l'opérateur discrétisé. La régularisation est automatiquement réalisée lors de la reconstruction de la force en un point. L'aspect local de la méthode est donc préservé.

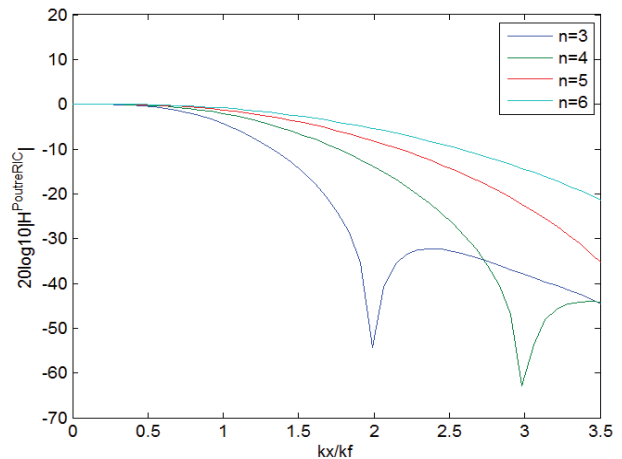


Figure 7 : Module de  $H^{PoutreRIC}$  en dB dans le domaine des nombres d'onde pour différentes valeurs du nombre de points par longueur d'onde.

## 5.2 Maîtrise du filtrage apporté par la méthode inverse

L'application des méthodes inverses sur le champ de déplacement permet un filtrage en nombre d'onde de l'excitation. Cette opération réalise un filtrage passe-bas avec coupure au nombre d'onde de flexion de la plaque. La méthode RIC, avec l'ajout d'un facteur de correction, permet d'annuler l'amplification au nombre d'onde de

coupure du filtre. Cependant le filtrage en dehors de ce point n'est pas maîtrisé.

La suite de l'étude propose une méthode pour justement choisir le gabarit du filtrage apporté par la méthode inverse. La méthode repose sur la synthèse de filtre numérique.

### 5.2.1 Décomposition du problème

Comme présenté au paragraphe 5.1, le filtre  $H^{PoutreRI}$  de la méthode peut être décomposé en deux filtres :  $H^{Poutre}$  et  $G^{RI}$  (voir Figure 5). Le filtre  $H^{Poutre}$  est défini par l'inverse de l'équation du mouvement d'une poutre analytique. Il doit donc s'approcher le mieux possible de la physique du problème. Autrement dit, sa fonction de transfert  $H^{Poutre}(k)$  est :

$$H^{Poutre}(k) = \frac{1}{EI(k^4 - k_f^4)}. \quad (16)$$

Fixer le produit  $H^{Poutre}G^{RI}$  va donc conduire à la détermination du filtre  $G^{RI}$  qui sera implémenté par un nouveau schéma aux différences finies. L'objectif de la suite de l'étude est donc de trouver le nouveau filtre  $G^{RI}$ .

### 5.2.2 Gabarit de filtre passe-bas

La première étape consiste à se donner un gabarit cible de filtre passe-bas modélisant le produit  $H^{PoutreRI} = H^{Poutre}G^{RI}$ . Le filtre passe-bas cible est ici un filtre à réponse impulsionnelle finie d'ordre 4 dont la fonction de transfert dans le domaine des  $z$  est présentée à l'Eq. (17). Ce filtre est stable et facile à utiliser puisqu'il est caractérisé par une réponse uniquement basée sur un nombre fini de valeurs en entrée.

$$H^{PBcible}(z) = 0.03 + 0.24z^{-1} + 0.47z^{-2} + 0.24z^{-3} + 0.03z^{-4}. \quad (17)$$

Le gabarit cible du filtre passe-bas  $H^{PoutreRI}$  est représenté à la figure 8 dans le domaine des nombres d'onde. Le filtre  $G^{RI}$  va être modélisé en conséquence.

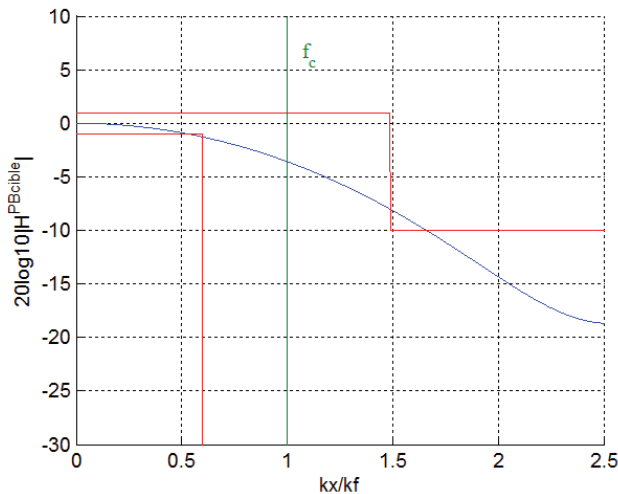


Figure 8 : Gabarit du filtre  $H^{PBcible}$ .

### 5.2.3 Nouveau schéma aux différences finies pour le filtre $G^{RI}$

Pour calculer le nouveau schéma aux différences finies de  $G^{RI}$ , le problème va être traité dans le domaine des  $z$ . La fonction de transfert recherchée  $G^{RIcible}(z)$  est donc déterminée par l'Eq. (18).

$$G^{RIcible}(z) = \frac{H^{PBcible}(z)}{H^{PoutreRIC}(z)}, \quad (18)$$

$$\text{où } H^{PoutreRIC}(z) = \frac{w(z)}{F^{RIC}(z)}. \quad (19)$$

$H^{PoutreRIC}$  est obtenue par transformée en  $z$  de l'Eq. (14). En effet, le fait que  $H^{PoutreRIC}(k)$  soit plus satisfaisant que  $H^{PoutreRI}(k)$  (voir Figures 6 et 7), montre qu'il est plus pertinent de l'utiliser pour décrire  $H^{Poutre}$  dans le domaine des  $z$  que d'employer  $H^{Poutre}(z) = \frac{w(z)}{F^{RI}(z)}$ , en passant par la transformée en  $z$  de l'Eq. (11).

Il découle de l'Eq. (18), l'équation en  $z$  suivante :

$$G^{RIcible}(z) = az^2 + bz^1 + c + dz^{-1} + ez^{-2} + dz^{-3} + cz^{-4} + bz^{-5} + az^{-6}, \quad (20)$$

Dans le domaine spatial, par analogie avec les Eqs. (8) et (14), la sortie du filtre  $G^{RIcible}(x)$  s'écrit :

$$F^{RIcible}(x) = EI\delta_{\Delta}^{4x} - \rho S\omega^2 w(x), \quad (21)$$

avec :

$$\delta_{\Delta}^{4x} = \frac{a'w(x+2\Delta) + b'w(x+\Delta) + c'w(x) + d'w(x-\Delta) + e'w(x-2\Delta)}{\Delta^4} + \frac{d'w(x-3\Delta) + c'w(x-4\Delta) + b'w(x-5\Delta) + a'w(x-6\Delta)}{\Delta^4}. \quad (22)$$

où  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$ ,  $d'$  et  $e'$  dépendant des coefficients  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  et  $e$  sont :  $a' = 0.013$ ,  $b' = 0.232$ ,  $c' = -0.393$ ,  $d' = -1.361$  et  $e' = 0.636$ .

Le nouveau schéma aux différences finies est donc un schéma décentré à 9 points.

La figure 9 présente les fonctions de transfert en nombres d'onde de  $H^{PoutreRIC}$  pour trois fréquences de coupure du filtre  $H^{PBcible}$  différentes :  $f_c = 0.5 f_f$ ,  $f_c = f_f$  et  $f_c = 2 f_f$ . L'allure du filtre passe-bas cible Eq. (17) est retrouvé.

L'intérêt de l'approche est bien la maîtrise du gabarit du filtre. Pour obtenir une coupure plus franche du gabarit  $H^{Poutre}G^{RI}$ , il suffit de changer les spécifications dans le domaine des nombres des nombres d'onde du filtre passe-bas cible. On peut par exemple augmenter l'ordre du filtre à réponse impulsionnelle finie. Cela se répercutera alors sur la valeur du nombre de points du nouveau schéma aux différences finies. Il peut aussi être envisager d'utiliser d'autres modèles de filtres passe-bas comme les filtres de Butterworth ou de Tchebychev. Cela fera l'objet de la suite de l'étude.

Cette méthode devra ensuite être appliquée au modèle bidimensionnel de la plaque.

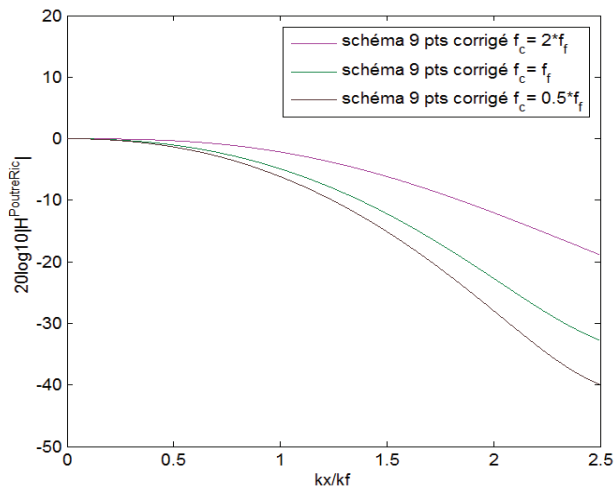


Figure 9 : Représentation des fonctions de transferts en nombres d'onde  $H^{P_{outre}RIC}$  pour différentes valeurs du nombre d'onde de coupure du filtre  $H^{P_{Bcible}}$ .

## 6 Conclusion

Il a déjà été prouvé par différentes études que les méthodes de résolution inverse sont particulièrement adaptées pour mesurer la composante des bas nombres d'onde d'une excitation de type couche limite turbulente. Ces méthodes reposent sur l'équation du mouvement de la structure qui joue un rôle de filtre passe-bas de l'excitation. Ce filtrage qui n'était jusqu'alors pas maîtrisé est aujourd'hui étudié. En effet, en changeant le schéma aux différences finies utilisé pour reconstruire la force d'excitation à partir du déplacement de la structure, il est possible de choisir le filtrage que l'on souhaite appliquer à l'excitation. Les méthodes présentées doivent encore être explorées et adaptées au cas bidimensionnel d'une plaque.

## Remerciements

Cette étude est en partie financée par le CNRT R2A qui est un consortium d'entreprises. Les auteurs souhaitent remercier les représentants des entreprises Renault ou PSA Peugeot Citroën pour leurs apports et leurs conseils.

## Références

- [1] B. Arguillat, Etude expérimentale et numérique de champs de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde, avec application aux vitrages automobiles. *Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Laboratoire de Mécanique des fluides et d'acoustique*, (2006).
- [2] H. Schlichting et K. Gersten, Boundary-Layer Theory, Physic and astronomy, *MacGraw-Hill*, (2000).
- [3] C. Pézerat et J.-L. Guyader, Two inverse methods for localization of external sources exciting a beam, *Acta Acustica*, 3(1) : 1-10, (1995).
- [4] Y. F. Hwang, W. K. Bonness et S. A. Hambric, Comparison of semi-empirical models for turbulent

boundary layer wall pressure spectra. *Journal of Sound and Vibration*, 319(1-2) : 199-217, (2009).

- [5] B. Arguillat, D. Ricot, C. Bailly et G. Robert, Measures wavenumber : Frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128 : 429-434, (2010)
- [6] L. E. Wittig et A. K. Sinha, Simulation of multicorrelated random processes using the FFT algorithm. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 58 : 630, (1975).
- [7] D. Ricot, A. Hekmati et P. Druault, Analysis of the vibroacoustic behavior of a plate excited by synthesized aeroacoustic pressure fields. *ACOUSTICS 2012, Nantes*, (2012).
- [8] J.-L. Guyader, *Vibration in Continuous Media*. ISTE, (2006).
- [9] D. Lecoq, Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes, *Thèse de doctorat, Université du Mans*, (2013).
- [10] Q. Leclère et C. Pézerat, Force analysis technique : reconstruction of force distribution on plates. *Journal of Sound and Vibration*, 331 : 1366-1377, (2012).