

## CFA/VISHNO 2016

## Évaluation d'une Méthode de Synthèse Spectrale 2D+T pour la Transparence de Parois sous Champ Acoustique Diffus

O. Robin<sup>a</sup>, M. Pachebat<sup>b</sup>, N. Totaro<sup>c</sup> et A. Berry<sup>d</sup>

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

<sup>b</sup>LMA Marseille, 4 impasse Nikola Tesla, 13453 Marseille, France

<sup>c</sup>LVA, INSA-Lyon, 25 bis Avenue Jean Capelle, 69621 Villeurbanne, France

<sup>d</sup>Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke, 2500 boul. de l'Université,  
Sherbrooke, QC, Canada J1K 2R1  
olivier.robin@usherbrooke.ca



LE MANS

Dans le domaine de l'acoustique des transports ou du bâtiment, la transparence de paroi met en jeu un grand nombre de degrés de libertés qu'il s'avère coûteux de modéliser ; soit par le caractère spatialement étendu du champ excitateur et/ou de la structure isolante, soit par l'étendue spectrale nécessaire à la prise en compte de l'ensemble du spectre audible dans la pression rayonnée vers l'auditeur.

Ce travail présente une méthode de synthèse spectrale en espace et temps (2D+T) approchée, numériquement apte à synthétiser dans le temps la pression acoustique rayonnée par une paroi plane sous une excitation aléatoire (ici un champ acoustique diffus). Un des intérêts de cette méthode est de permettre une écoute des signaux de pression acoustique rayonnée et l'ajout d'indicateurs psychoacoustiques en complément des indicateurs vibroacoustiques classiquement utilisés, comme la perte par transmission.

Pour cette communication, l'objectif est de montrer la pertinence, les avantages et les limites d'une telle méthode numérique pour permettre un design virtuel des structures soumises à des excitations aléatoires. Le cas de deux panneaux minces et isotropes, l'un en aluminium et l'autre en acier, avec des conditions aux limites simplement supportées sera étudié. Une comparaison systématique entre résultats numériques et résultats obtenus dans le cas de mesures en laboratoire (test normalisé en salles couplées réverbérante - anéchoïque, complété par des mesures de pression acoustique rayonnée) sera présentée. En particulier, la précision avec laquelle la méthode permet de prédire la perte par transmission et la pression acoustique rayonnée sera évaluée. Cette dernière fera idéalement l'objet d'une écoute comparative mesure vs modèle lors de la présentation.

## 1 Introduction

La perte par transmission aérienne de parois sous un Champ Acoustique Diffus (CAD) est mesurée selon des tests normalisés [1, 2] et utilisée pour qualifier de nombreuses structures, des éléments de construction (cloison, fenêtre) jusqu'aux parois aéronautiques. À partir de cette mesure<sup>1</sup>, sujette à de nombreuses variabilités surtout en basses fréquences [3], la performance d'isolation acoustique d'une structure est simplement décrite à l'aide d'indices uniques (comme le *Sound Transmission Class* [4] ou l'indice d'affaiblissement acoustique pondéré  $R_w$  [5]). La validité de ces indicateurs par rapport à des évaluations subjectives est souvent remise en cause [6, 7, 8] et deux points faibles sont régulièrement évoqués concernant les méthodes avec lesquelles la qualité globale de l'isolation acoustique est estimée : l'utilisation de calculs simplifiés dans le domaine fréquentiel et le besoin de descripteurs temporels. À titre d'exemple, la pertinence d'indicateurs psychoacoustiques appliqués dans le domaine fréquentiel a été étudiée [7, 9] ou des tests d'écoute spécifiques ont été développés [10, 11].

La problématique concernant l'acoustique des parois aéronautiques revêt un caractère plus spécifique car ces dernières sont soumises en vol à une excitation de type 'Couche Limite Turbulente' (CLT), encore difficilement reproduite en conditions de laboratoire [12]<sup>2</sup>. Les performances acoustiques de ces structures restent donc encore majoritairement évaluées sous excitation CAD. Des écarts en termes de perte par transmission entre ces deux excitations aléatoires sont avérés, mais mal identifiés que ce soit en termes de différence de niveau ou de perception.

Le développement d'approches numériques qui

1. Procurant des valeurs de perte par transmission par bandes de tiers d'octave, généralement de 100 à 5000 Hz selon la norme considérée.

2. Une difficulté importante réside dans le fait que ces excitations diffèrent en termes de contenu dans le domaine fréquentiel mais aussi dans celui des nombres d'onde, une CLT subsonique comprenant des composantes acoustiques et convectives dont la longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde acoustique.

permettent l'obtention conjointe de données objectives et subjectives présente plusieurs intérêts pratiques, soit pour mieux évaluer la performance d'isolation globale sous excitation CAD dans le domaine du bâtiment, soit pour pouvoir comparer le comportement d'une paroi aéronautique sous des excitations CAD et CLT. La transparence acoustique sous une excitation de type CAD est étudiée pour deux panneaux différents.

Une approche vibroacoustique modale combinée à une pression pariétale excitatrice obtenue par synthèse spectrale en espace et temps (2D+T) est présentée. La formulation en espace et temps (2D+T) utilisée dans cette communication a déjà été investiguée pour le cas d'un panneau plan excité par une CLT, du point de vue de la simulation uniquement [13]. Cette approche est comparée d'une part à des mesures et d'autre part à une simulation par éléments finis en termes d'estimation de la perte par transmission. Par souci de concision, la possibilité de synthétiser des signaux représentatifs de pression acoustique rayonnée (résultats de pression rayonnée par la plaque pour le cas expérimental et celui de la simulation 2D+T) sera illustrée et discutée lors de la présentation orale.

## 2 Synthèse spectrale de la pression pariétale excitatrice

La méthode présentée en référence [13] est brièvement rappelée. Une plaque en flexion dans le plan ( $Oxy$ ), simplement appuyée, est soumise sur une face à une pression pariétale  $p_w(x, y, t)$  (tableau 1). Une représentation discrète  $p_{lmn}$  de la pression pariétale  $p_w(x, y, t)$  dans le domaine spatio-temporel  $L_x \times L_y \times T$  est obtenue par une réalisation d'un processus stochastique gaussien à l'aide d'une méthode de synthèse spectrale. En pratique, le domaine physique  $L_x \times L_y \times T$  est maillé de façon cartésienne par  $N_x \times N_y \times N_t$  points, et on réalise un tirage aléatoire  $g_{lmn}$  de  $N_x \times N_y \times N_t$  variables réelles suivant une loi de distribution gaussienne de moyenne nulle. La transformée de Fourier 2D+T du tirage  $g_{lmn}$ , notée  $G_{l'm'n'}$ , est ensuite centrée et réduite.  $G_{l'm'n'}$  est alors

TABLEAU 1 – Caractéristiques des deux panneaux testés numériquement et expérimentalement.

Longueur	$L_x$ (m)	0.48	0.48
Largeur	$L_y$ (m)	0.42	0.42
Épaisseur	$h_p$ (mm)	3.2	3
Module d'Young	$E_p$ (Pa)	$70 \cdot 10^9$	$210 \cdot 10^9$
Masse volumique	$\rho_p$ ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )	2700	7800
Coeff. de Poisson	$\nu_p$	0.3	0.3
Coef. d'amortissement	$\eta_p$	0.005	0.005

TABLEAU 2 – Paramètres de synthèse de la pression pariétale

$N_x \times N_y \times N_t =$	$128 \times 128 \times 8192$		
$\Delta x$	0.0101 m	$k_x^{max}$	$620.6 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-1}$
$\Delta y$	0.0097 m	$k_y^{max}$	$647.5 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-1}$
$\Delta t$	$1.221 \cdot 10^{-4}$ s	$f^{max}$	4096 Hz
$L_x$	1.296 m	$\Delta k_x$	$4.848 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-1}$
$L_y$	1.242 m	$\Delta k_y$	$5.059 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-1}$
$T$	1 s	$\Delta f$	1 Hz

un ensemble de  $N_x \times N_y \times N_t$  variables complexes à symétrie hermitienne, également distribué suivant une loi gaussienne [15]. En adaptant formellement l'algorithme 1D (en temps) proposé par Davies [16] au cas 2D+T, la représentation discrète de  $p_w(x, y, t)$ , notée  $p_{lmn}$ , est obtenue par transformée de Fourier inverse 2D+T (FFT) du produit  $\sqrt{P\Delta}\cdot G$  :

$$p_{lmn} = \sum_{l'=0}^{N_x-1} \sum_{m'=0}^{N_y-1} \sum_{n'=0}^{N_t-1} \frac{\sqrt{P_{l'm'n'}\Delta} G_{l'm'n'}}{N_x N_y N_t} e^{-2j\pi\left(\frac{n\cdot n'}{N_t} - \frac{l\cdot l'}{N_x} - \frac{m\cdot m'}{N_y}\right)}, \quad (1)$$

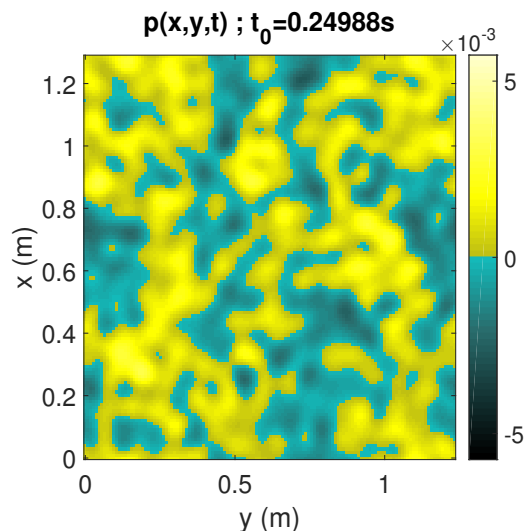
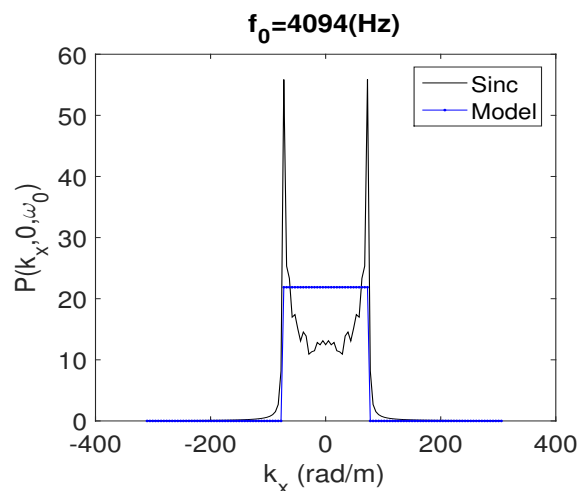
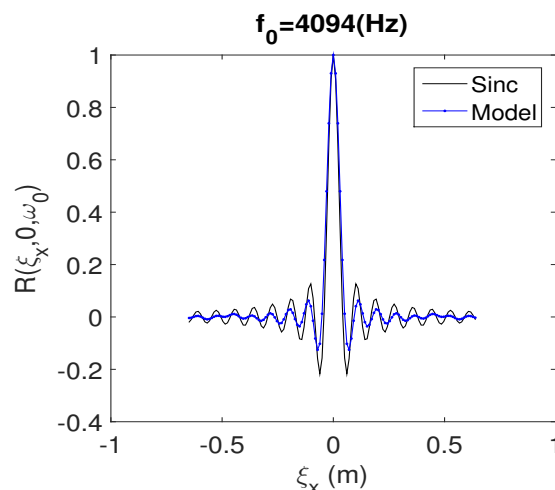
où le spectre en fréquence-nombre d'onde  $P_{l'm'n'}$  contient les propriétés physiques du champ pariétal à représenter et  $\Delta = (\Delta k_x \Delta k_y \Delta f)$  (cf. tableau 2). Afin d'éviter les effets de repliement, la taille de la synthèse  $N_x \times N_y \times N_t$  doit être adaptée afin de couvrir l'ensemble du domaine fréquence-nombre d'onde où l'amplitude de  $P_{l'm'n'}$  est significative. La relation entre la taille de la simulation  $N_x \times N_y \times N_t$  d'une part, et les intervalles couverts dans le domaine physique  $L_x \times L_y \times T$  et le domaine de Fourier  $(\pm k_x^{max}, \pm k_y^{max}, \pm f^{max})$  d'autre part, est donnée par les expressions suivantes (tableau 2) :

$$\begin{cases} N_x = k_x^{max} L_x / \pi = 2\pi(\Delta x \Delta k_x)^{-1}, \\ N_y = k_y^{max} L_y / \pi = 2\pi(\Delta y \Delta k_y)^{-1}, \\ N_t = 2f^{max} T = (\Delta t \Delta f)^{-1}. \end{cases} \quad (2)$$

Pour vérifier les propriétés statistiques du champ  $p_{lmn}$  obtenu par synthèse spectrale, le spectre en nombre d'onde-fréquence d'un champ de pression  $p_w(x, y, t)$  est utilisé et défini de façon statistique par :

$$\phi(k_x, k_y, \omega) = \frac{1}{N} \sum_1^N \left[ \lim_{L_x, L_y, T \rightarrow \infty} \frac{1}{L_x L_y T} \frac{\hat{p}_w(k_x k_y, \omega) \hat{p}_w^*(k_x k_y, \omega)}{\Delta k_x \Delta k_y \Delta f} \right], \quad (3)$$

où  $\hat{p}_w(k_x k_y, \omega)$  est la transformée de Fourier de  $p_w(x, y, t)$ ,  $\hat{p}_w^*$  son complexe conjugué, et  $N$  le nombre

FIGURE 1 – Exemple de pression pariétale (en Pa) instantanée sur une paroi  $p_w(x, y, t = t_0)$  (eq.1) obtenue par synthèse spectraleFIGURE 2 – Modèle de spectre en fréquence-nombre d'onde  $P(k_x, 0, \omega_0)$ , pour  $k_y = 0$  et  $f_0 = 4094$  Hz. Modèle choisi (en bleu) et transformée de Fourier 2D d'un sinus cardinal (en noir).FIGURE 3 – Pression pariétale : intercorrélacion spatiale  $R(\xi_x, 0, \omega_0)$  à  $f_0 = 4094$  Hz. Modèle choisi (en bleu) et sinus cardinal (en noir).

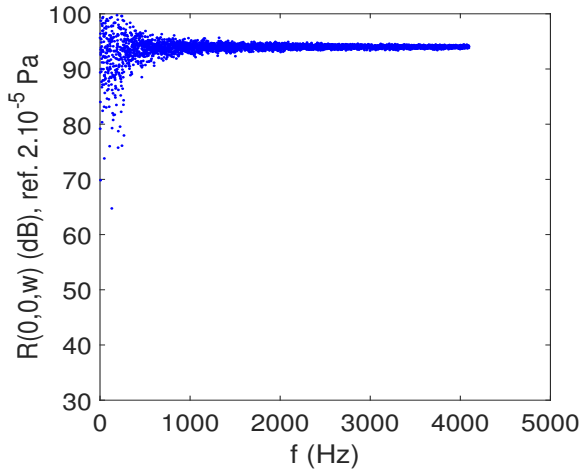


FIGURE 4 – Pression pariétale : spectre de pression  $R(0,0,\omega)$  en un point de la plaque du champ obtenu par synthèse spectrale (eq.1)

de moyennes. Par transformées de Fourier (inverses) de  $\phi$  sur  $(k_x, k_y)$  puis  $\omega$  on obtient respectivement les intercorrélations fréquentielles  $R(\xi_x, \xi_y, \omega)$  et large bande  $r(\xi_x, \xi_y, \tau)$ . Dans le cas présent,  $\phi(k_x, k_y, \omega)$  doit converger vers le modèle choisi pour le champ  $P_{Diffus}(k_x, k_y, \omega)$ , qui est une fonction porte 2D proche de celle utilisée dans [21] (avec  $S_{pp}(\omega)$  l'autospectre de pression pariétale) :

$$\begin{cases} P_{Diffus}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) & |k| < \omega/c_0 \\ P_{Diffus}(k_x, k_y, \omega) = 0 & |k| > \omega/c_0 \end{cases} \quad (4)$$

Les résultats de simulation fournis dans cette section ont été obtenus pour  $S_{pp}(\omega) = 1 \text{ Pa}^2$ . Les figures 2 et 3 comparent les propriétés du modèle (eq.4) avec l'expression de l'intercorrélation spatiale d'un champ diffus en  $\sin(kR)/R$  (voir par exemple [20]). La figure 4 montre le spectre  $R(0,0,\omega)$  du tirage aléatoire à comparer avec  $S_{pp}(\omega)$ . L'expression (4) est choisie comme un compromis ayant l'avantage de donner les propriétés du champ diffus explicitement dans le domaine des nombres d'ondes. Une autre expression possible est donnée dans [22].

En pratique, pour comparer  $P_{Diffus}(k_x, k_y, \omega)$  avec les propriétés d'une réalisation particulière du champ synthétisé  $p_{lmn}$  nous utilisons simplement l'indicateur :

$$\phi_{l'm'n'} = \frac{1}{L_x L_y T} \frac{p_{l'm'n'} p_{l'm'n'}^*}{\Delta k_x \Delta k_y \Delta f}, \quad (5)$$

qui correspond au terme figurant dans l'équation 3. On obtient ensuite les inter-corrélations fréquentielle  $R_{l'm'n'}$  et large bande  $r_{l'm'n'}$  par transformées de Fourier (inverse) de  $\phi_{l'm'n'}$  (suivant  $l', m'$  puis  $n'$ ).

A noter qu'un tirage aléatoire du champ de pression pariétale issu de la synthèse spectrale est obtenu après quelques secondes de calcul sur un PC ordinaire et représente 1Go de volume de données (pour les paramètres du tableau 2).

### 3 Mesures en laboratoire et modèle FEM

Les deux panneaux décrits dans le tableau 1 ont été successivement installés dans la niche existante entre les salles couplées (réverbérante - anéchoïque) du Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (montage affleurant du côté réverbérant). Des conditions aux limites de type appui simple sont reproduites sur leurs quatre côtés grâce à une construction décrite dans [17]. Une structure de type double paroi a été construite autour de chaque panneau avec un découplage mécanique, afin de prévenir les fuites acoustiques par transmission directe ou indirecte. Une excitation acoustique a été générée dans la chambre d'émission (réverbérante) à l'aide d'un haut-parleur alimenté par un bruit blanc, et la pression quadratique moyenne dans la salle a été mesurée à l'aide d'un microphone tournant. L'intensité acoustique moyenne rayonnée dans la chambre de réception (anéchoïque) a été mesurée à l'aide d'une sonde intensimétrique par balayage manuel de la surface du panneau durant la mesure.

La perte par transmission, ou *Transmission Loss* ( $TL$ ), est calculée à l'aide de la relation  $TL = L_p - L_i - 6$  dB selon la norme [18]<sup>3</sup>. La perte par transmission théorique est obtenue par un calcul de type éléments finis<sup>4</sup>. Les panneaux ont été modélisés comme des parois isotropes avec des conditions aux limites de type appui simple, séparant deux milieux fluides semi-infinis, et maillés sur  $49 \times 43$  éléments (procurant une taille d'élément de 1 cm qui satisfait la règle usuelle de 6 éléments par longueur d'onde jusqu'à une fréquence proche de 6000 Hz).

Dans la chambre d'émission, une antenne de 81 ( $9 \times 9$ ) microphones régulièrement espacés de 5 cm (selon la longueur et la largeur du panneau) est placée face au panneau et centrée sur celui-ci (à une distance de 1 cm), ce qui permet d'estimer les propriétés du champ de pression pariétal (autospectre, interspectres, homogénéité du champ). La pression rayonnée est mesurée à l'aide d'un triplet de microphones placés à 1 m de la surface du panneau du côté rayonnant (chambre anéchoïque), un microphone centré sur le panneau, et les deux autres placés à 7.5 cm de part et d'autre du microphone central selon l'axe longitudinal du panneau (axe  $x$ ). La figure 5 illustre de manière schématique le placement de l'antenne et du triplet de microphones.

La figure 6 présente une comparaison entre résultats de simulations et expérimentaux pour les deux panneaux. Un rapport  $\sqrt{\frac{\rho_p h_p}{D}}$  de valeur proche pour chaque cas (0.20 pour l'aluminium et 0.21 pour l'acier,  $D$  étant la rigidité en flexion) permet l'obtention d'une densité modale  $n(\omega)$ , d'une répartition modale et de fréquences de coïncidence  $f_c$  similaires avec un simple décalage en fréquence pour les fréquences propres  $f_{mn}$ <sup>5</sup>.

3.  $L_p$  étant le niveau de pression quadratique mesuré et  $L_i$  le niveau d'intensité acoustique rayonnée mesuré, tous les deux en dB. Le facteur  $-6$  provient de la relation entre pression quadratique moyenne et intensité acoustique moyenne dans un champ acoustique diffus.

4. NovaFEM©Mecanum Inc. - ESI-Group

5. Pour des plaques rectangulaires avec de telles conditions

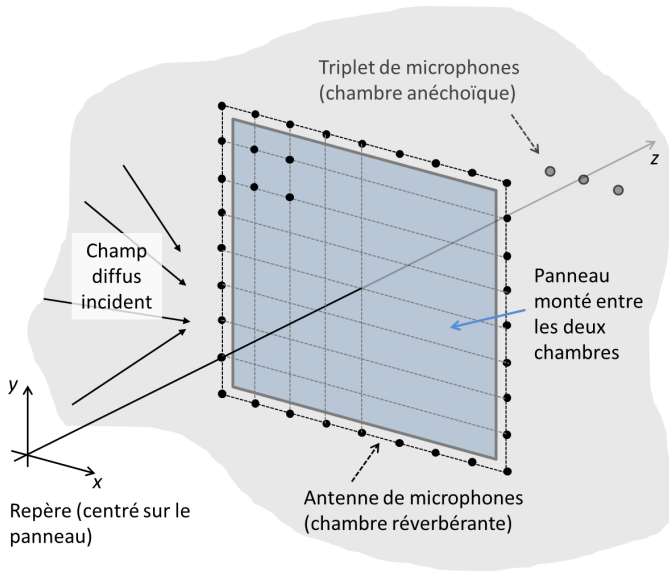


FIGURE 5 – Illustration du placement de l'antenne de microphones (mesure de la pression excitatrice) et du triplet de microphones (mesure de la pression rayonnée).

La comparaison entre fréquences propres théoriques et expérimentales sur la bande 0 – 600 Hz fournie en 6(a) valide ce point, et confirme un très bon accord entre théorie et expérience. La masse surfacique différente (rapport de 2.7 entre acier et aluminium) se traduit par l'obtention d'un TL globalement plus élevé (selon la loi de masse) dans le cas du panneau en acier. Ainsi, les deux panneaux présentent des creux de TL (correspondant aux résonances structurales) de densité similaire, mais sensiblement décalés en fréquence, et un écart moyen de TL d'environ 10 dB. Les résultats de mesure de perte par transmission donnés dans les figures 6(b,c) illustrent bien ces points, et montrent un excellent accord entre simulation et expérience entre 400 et 4000 Hz. Les écarts sont attribués à des conditions non diffuses de l'excitation en-dessous de 400 Hz (approximativement la fréquence de Schroeder de la salle réverbérante utilisée) et à des imperfections conjointes de modélisation et de conditions aux limites au-dessus de 4000 Hz.

#### 4 Calcul du TL à partir du champ 2D+T et d'une approche modale

Pour le calcul de la réponse de la plaque au champ synthétisé 2D+T, la plaque est modélisée à l'aide des modes propres analytiques d'une plaque simplement appuyée sur ses bords (hypothèse confirmée dans le paragraphe précédent). La réponse en fréquence de la

aux limites,  $n(\omega) \approx \frac{S}{4\pi} \sqrt{\frac{\rho_p h_p}{D}}$ , avec  $S$  la surface du panneau,  $f_c = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_p h_p}{D}}$  et  $f_{mn} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{D}{\rho_p h_p}} \left[ \left( \frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_y} \right)^2 \right]$  avec  $m, n$  entiers non-nuls strictement positifs [19].

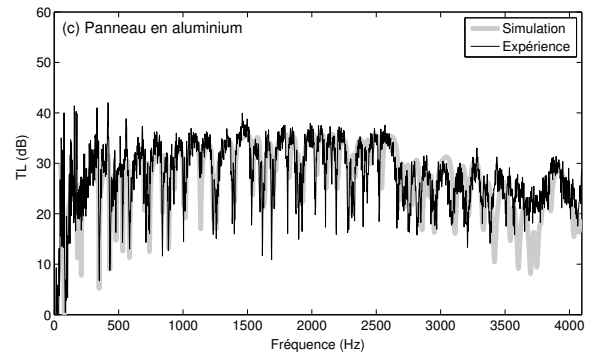
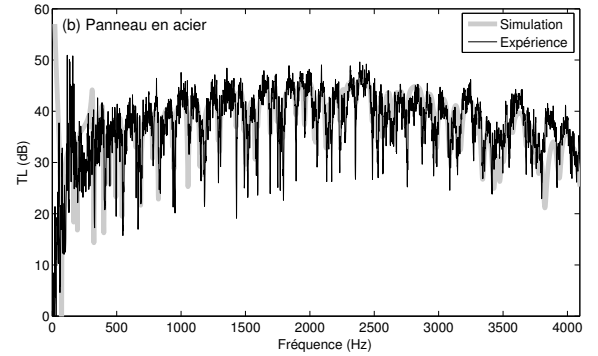
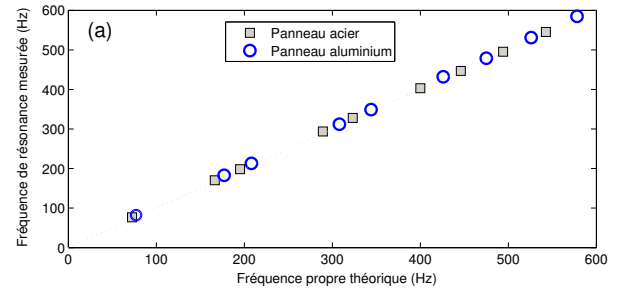


FIGURE 6 – Comparaison des résultats de simulation et expérimentaux pour les deux panneaux : (a) Fréquences propres théoriques et expérimentales - (b,c) TL en bandes fines pour les deux panneaux considérés (simulation : calcul éléments finis).

plaque est donc obtenue par sommation modale

$$W(x, y, \omega) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(\omega) \psi_n(x, y) \quad (6)$$

où  $W(x, y, \omega)$  est le déplacement de la plaque,  $\psi_n(x, y)$  sont les déformées propres de la plaque et  $a_n(\omega)$  sont les amplitudes modales données par la relation

$$a_n(\omega) = \frac{1}{M_n} \frac{F_n(\omega)}{(\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta\omega\omega_n)} \quad (7)$$

où  $M_n$ ,  $\omega_n$  et  $F_n(\omega)$  sont respectivement la masse généralisée, la pulsation propre et la force généralisée du mode  $n$ . Cette force généralisée traduit l'interaction entre le champ de pression appliqué et les modes propres de la structure

$$F_n(\omega) = \int_0^{L_y} \int_0^{L_x} \psi_n(x, y) \tilde{P}(x, y, \omega) dx dy \quad (8)$$

où  $\tilde{P}(x, y, \omega)$  est la transformée de Fourier (en temps) du champ de pression 2D+T. La pression rayonnée

en un point d'écoute  $M_0$  est calculée à l'aide de la fonction de Green  $G(M_0, M_{ij})$  entre le point d'écoute et le centre  $M_{ij}$  d'une surface élémentaire rectangulaire divisant de manière régulière la surface de la plaque. Ainsi, la pression au point d'écoute est

$$p_{ray}(M_0, \omega) = \rho_0 \omega^2 \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} W(M_{ij}, \omega) G(M_0, M_{ij}) \Delta S \quad (9)$$

Finalement, la pression rayonnée sur la paroi de la plaque est combinée à la vitesse vibratoire de celle-ci pour calculer l'intensité acoustique  $I$  et finalement la puissance acoustique  $\Pi_T$  rayonnée. Le  $TL$  est obtenu en faisant le ratio entre la puissance incidente  $\Pi_I$  et la puissance rayonnée

$$TL = 10 \log_{10} \frac{\Pi_I}{\Pi_T} \quad (10)$$

où la puissance incidente est donnée par

$$\Pi_I = \frac{S \langle p_{RMS}^2 \rangle}{8 \rho_0 c_0} \quad (11)$$

où  $\langle p_{RMS}^2 \rangle$  est la pression quadratique moyenne générée sur la plaque par le champ diffus synthétisé.

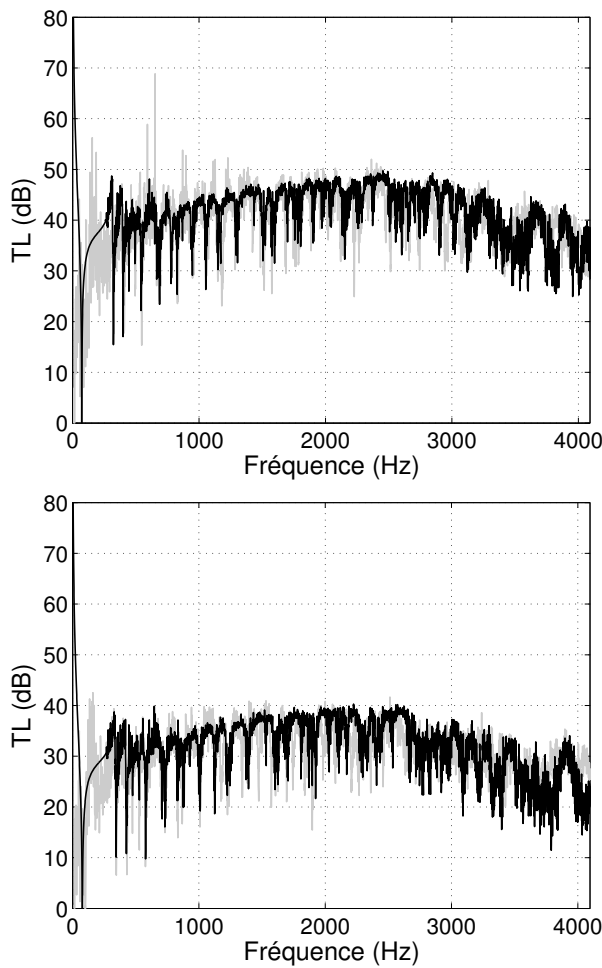


FIGURE 7 – Comparaison des résultats expérimentaux et issus de la simulation 2D+T pour le TL (mesure en trait gris, 2D+T en trait noir) - En haut : Panneau acier - En bas : Panneau aluminium.

Le  $TL$  ainsi calculé est comparé sur la figure 7 aux mesures expérimentales. La comparaison est excellente,

et la synthèse à l'aide d'un champ qui est alors variable spatialement permet de sensiblement mieux représenter le résultat de mesure par rapport au calcul effectué dans la section 3 (qui utilise une superposition d'ondes planes incohérentes d'amplitudes égales, et suppose un champ de pression homogène spatialement sur la plaque pour chaque fréquence de calcul). Il est précisé qu'en dessous d'une fréquence de 267 Hz, la fonction "porte" dans le domaine des nombres d'onde (eq.(4)) n'est plus décrite que par 1 point en  $k_x, k_y = 0$  rad/m (nombre d'onde acoustique inférieur à la résolution dans le domaine des nombres d'onde), et sa transformée de Fourier inverse fournit alors une valeur constante. La plaque est alors soumise à une pression de synthèse uniforme sur toute sa surface pour  $f \leq 267$  Hz.

## 5 Conclusion

Les résultats présentés montrent qu'en utilisant un indicateur énergétique comme la perte par transmission, on obtient un bon accord entre, d'une part la méthode utilisant une pression excitatrice obtenue par synthèse spectrale, et d'autre part les mesures et la modélisation par éléments finis. Ce résultat est à notre sens d'autant plus intéressant qu'il est obtenu pour un tirage aléatoire unique de la pression excitatrice, alors que la perte par transmission est un indicateur statistique. Cette méthode présente en outre l'intérêt de permettre l'accès à une représentation temporelle des signaux vibratoires et de pression rayonnée. Notons enfin que la pression obtenue par synthèse spectrale pourrait être utilisée comme une excitation déterministe dans le modèle éléments finis.

## Références

- [1] ASTM E90-09, *Standard test method for laboratory measurement of airborne sound transmission loss of building partitions and elements* (ASTM International, West Conshohocken, PA, USA, 2009).
- [2] ISO10140-2 :2010, *Acoustics - Laboratory measurement of sound insulation of building elements- Part 2 : Measurement of airborne sound insulation* (International Standard Organization, Geneva, Switzerland, 2010).
- [3] A. Dijkmans and C. Vermeir, "Numerical investigation of the repeatability and reproducibility of laboratory sound insulation measurements," *Acta Acust. united Ac.*, **99**, 421-432, 2013.
- [4] ASTM E413-10, *Classification for Rating Sound Insulation* (ASTM International, West Conshohocken, PA, USA, 2010).
- [5] ISO717-1 :2003, *Acoustics - Rating of sound insulation in buildings and of building elements - Part 1 : Airborne sound insulation* (International Standard Organization, Geneva, Switzerland, 2003).

- [6] D.M. Clark, "Subjective study for the sound-transmission class system for rating building partitions," *J. Acoust. Soc. Am.* **47**(3), 676–682, 1970.
- [7] H.K. Park and J.S. Bradley, "Evaluating standard airborne sound insulation measured in terms of annoyance, loudness, and audibility ratings," *J. Acoust. Soc. Am.* **126**(1), 208–219, 2009.
- [8] W. Scholl, J. Lang and V. Wittstock, "Rating of sound insulation at present and in future. The revision of ISO 717," *Acta Acust. united Ac.* **97**, 686–698, 2011.
- [9] R.O. Neubauer and J. Kang, "Airborne sound insulation in terms of a loudness model," *Appl. Acoust.* **85**, 34–45, 2014.
- [10] M. Rychtarikova, H. Müllner, D. Urban, V. Chmelik, N.B. Roozen and C. Glorieux, "Influence of temporal and spectral features of neighbour's noise on perception of its loudness," In *Proceedings of Internoise 2013, Innsbruck, Austria, September 15-18 (2013)*.
- [11] V. Hongisto, D. Oliva and J. Keränen, "Subjective and objective of airborne sound insulation - living sounds," *Acta Acust. united Ac.* **100**, 848–863, 2014.
- [12] C. Maury and T. Bravo, "Synthèse de Champs de Pression Pariétaux sur une Structure : Approches Numériques et Expérimentales," Congrès Français d'Acoustique 2014, Poitiers, France, 22-25 avril 2014, pp. 1-7.
- [13] M. Pachebat, N. Totaro, P. Chainais and O. Collery, "Synthèse en espace et temps du rayonnement acoustique d'une paroi sous excitation turbulente par synthèse spectrale 2D+T et formulation vibro-acoustique directe," Congrès Français d'Acoustique 2014, Poitiers, France, 22-25 avril 2014, pp. 1-7.
- [14] G.J. Aitken, "Long and short-term correlation properties of computer-generated fractional Gaussian noise," *Physica A : Statistical Mechanics and its application*, **333**, 1–9, 2004.
- [15] Papoulis, A. and Unnikrishna Pillai, S., *Probability, Random variables and Stochastic Processes*, (4th edition, Tata McGrawHill Education, 2002), pp. 515–519.
- [16] R.B. Davies and D.S. Harte, "Tests for Hurst effect," *Biometrika*, **74**(1), 95–101, 1987.
- [17] O. Robin, J.-D. Chazot, R. Boulandet, M. Michau, A. Berry and N. Atalla, "Mise en oeuvre expérimentale d'un panneau plan avec des conditions aux limites simplement supportées," *Proceedings of Congrès Français d'Acoustique 2016*, Le Mans, France, 11-15 avril 2016, pp. 1-7.
- [18] ISO15186-1 :2000, *Acoustics – Measurement of sound insulation in buildings and of building elements using sound intensity – Part 1 : Laboratory measurements* (International Standard Organization, Geneva, Switzerland, 2000).
- [19] G. Xie, D.J. Thompson and C.J.C. Jones, "Mode count and modal density of structural systems : relationships with boundary conditions," *J. Sound Vib.*, **274**, 621–651, 2004.
- [20] B. Rafaely, Spatial-temporal correlation of a diffuse sound field, *J. Acoust. Soc. Am.* **107**(6), 3254-3258, 2000.
- [21] C. Maury, P. Gardonio and S.J. Elliott, "A wavenumber approach to modelling the response of a randomly excited panel, Part I : general theory," *J. Sound Vib.*, **252** (1), 83–113, 2002.
- [22] B.Arguillat, D.Ricot, C.Bailly and G.Robert, "Measured wavenumber Frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations," *J. Acoust. Soc. Am.*, **128**, 1647–1655, 2010.