HAL
open science

Synthèse en espace et temps du rayonnement acoustique d'une paroi sous excitation turbulente par synthèse spectrale 2D+T et formulation vibro-acoustique directe

Marc Pachebat, Nicolas Totaro, Pierre Chainais, Olivier Collery

To cite this version:

Marc Pachebat, Nicolas Totaro, Pierre Chainais, Olivier 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, Apr 2014, Poitiers, France. 6 p., p1921, papier N183. hal-01058151

HAL Id: hal-01058151

https://hal.science/hal-01058151

Submitted on 9 Sep 2014

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.

Synthèse en espace et temps du rayonnement acoustique d'une paroi sous excitation turbulente par synthèse spectrale 2D+T et formulation vibroacoustique directe

Marc Pachebat, Nicolas Totaro, Pierre Chainais, et Olivier Collery

***Résumé*—.Une méthode directe pour simuler les vibrations et le rayonnement acoustique d'une paroi soumise à un écoulement subsonique est proposée. Tout d'abord, en adoptant l'hypothèse d'un écoulement homogène et stationnaire, on montre qu'une méthode de synthèse spectrale en espace et temps (2D+t) est suffisante pour obtenir explicitement une réalisation d'un champ de pression pariétale excitatrice p(x,y,t) dont les propriétés inter-spectrales sont prescrites par un modèle empirique de Chase. Cette pression turbulente p(x,y,t) est obtenue explicitement et permet de résoudre le problème vibroacoustique de la paroi dans une formulation directe. La méthode proposée fournit ainsi une solution complète du problème dans le domaine spatio-temporel : pression excitatrice, déplacement en flexion et pression acoustique rayonnée par la paroi. Une caractéristique de la méthode proposée est un cout de calcul qui s'avère similaire aux formulations inter-spectrales majoritairement utilisées dans la littérature. En particulier, la synthèse permet de prendre en compte l'intégralité des échelles spatio-temporelles du problème : échelles turbulentes, vibratoires et acoustiques. A titre d'exemple, la pression aux oreilles d'un auditeur suite à l'excitation turbulente de la paroi est synthétisée.**

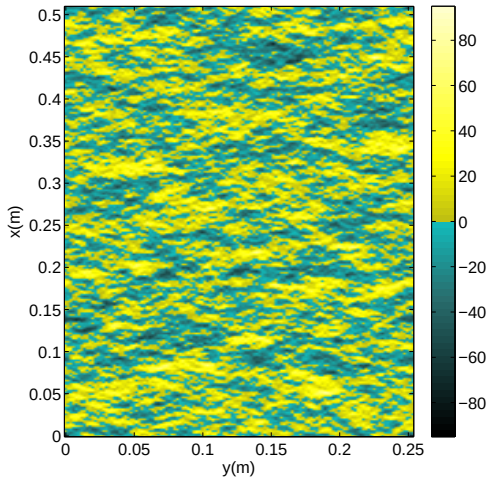


FIGURE 1: Exemple de pression pariétale (en Pa) instantanée synthétisée sur une paroi $p_w(x, y, t = t_0)$

I. Introduction

Ce travail concerne la vibroacoustique des structures soumises à des écoulements turbulents, et en particulier la synthèse numérique de la vibration et du bruit rayonnés par une plaque en flexion mise en mouvement par une couche limite turbulente subsonique. L'objectif est d'accéder aux trois champs physiques du problème. La pression pariétale turbulente, la vibration en flexion, et la pression acoustique rayonnée sont obtenues en espace et en temps, par une méthode de synthèse.

Dans la littérature, l'excitation turbulente est généralement décrite par des statistiques d'ordre deux dans le domaine statio-temporel (intercorrélations) ou de façon équivalente dans le domaine fréquence-nombre d'onde (inter-spectres) [1, 2, 3, 4, 5]. En conséquence, le problème vibroacoustique est communément formulé lui aussi de façon statistique (ex. [6, 7]), c'est à dire en utilisant les intercorrélations (ou inter-spectres) pour décrire l'excitation turbulente.

L'approche présentée ici consiste au contraire à obtenir explicitement en espace et en temps un champ représentant la pression pariétale turbulente, afin de l'utiliser comme terme source dans une formulation directe du problème vibroacoustique. Une des motivations de cette approche est d'estimer l'effort numérique nécessaire à la synthèse d'une pression rayonnée adaptée à une écoute par des sujets (tests perceptifs).

Dans la méthode proposée, à chaque réalisation particulière d'une pression turbulente (tirage aléatoire) correspond une réponse en flexion ainsi qu'un champ de pression rayonnée. Parmi les difficultés rencontrées, les trois échelles physiques du problème (turbulente, de flexion, et acoustique) couvrent des intervalles très différents. Sur ce point, on constate que les méthodes expérimentales visant à se substituer aux essais vibroacoustiques en soufflerie peinent à reproduire les grands nombres d'ondes associés aux phénomènes convectifs de l'excitation turbulente [8, 9, 10], alors qu'à l'inverse les méthodes numériques en mécanique des fluides demandent des efforts très importants pour simuler les petits nombres d'ondes associés aux ondes acoustiques générées par l'écoulement [11].

Marc Pachebat LMA CNRS UPR 7051 Ecole Centrale Marseille, Aix Marseille Univ F-13402 Marseille Cedex 20 France, e-mail : pachebat@lma.cnrs-mrs.fr.

Nicolas Totaro Laboratoire Vibrations Acoustique INSA Lyon, 25 bis av. J.Capelle F-69621 Villeurbanne Cedex France, e-mail : nicolas.totaro@insa-lyon.fr.

Pierre Chainais LAGIS UMR 8219 CNRS Ecole Centrale Lille, SequeL INRIA - Cite Scientique BP48 F-59651 Villeneuve d'Ascq Cedex France, e-mail : pierre.chainais@inria.fr.

Olivier Collery AIRBUS Operations SAS Dept. of Acoustics and Environment, 316 route de Bayonne F-31060 Toulouse Cedex 09 France, e-mail : olivier.collery@aibus.com.

TABLE I: Paramètres de la couche limite turbulente

Masse vol. (kg.m^{-3}) ρ	1.22
Cél. du son (m.s^{-1}) c_0	343
Visc. dynamique (m^2.s^{-2}) ν	15.1 10^{-6}
Vit. à l'infini (m.s^{-1}) U	124.2
Vit. de convection (m.s^{-1}) $U_c = 0.6U$	74.5
Épais. à $U = 0.99\ U_\infty$(m) δ	0.02
Epais. de déplacement (m) δ^*	0.025
Dist. de développement (m) x_e	2.0
Vit. de frottement (m.s^{-1}) u_τ	4.06
Taille caractéristique (m) L	0.5

TABLE II: Paramètres physiques de la plaque

Longueur	L_x (m)	0.511
Largeur	L_y (m)	0.255
Module d'Young	E_p (Pa)	2.1 10^{11}
Masse volumique	ρ_p (kg.m^{-3})	7800
Coeff. de Poisson	ν_p	0.3
Épaisseur	h_p (mm)	2
Coefficient d'amortissement	η_p	0.01

Dans ce contexte, une représentation de la pression turbulente par la réalisation d'un processus aléatoire permet d'intégrer dans le processus de synthèse les informations physiques pertinentes et ce pour toutes les échelles. Elle permet d'autre part d'adopter une formulation directe du problème vibroacoustique donnant accès de façon simple à la pression rayonnée en temps.

Dans l'hypothèse d'un écoulement homogène et stationnaire, la synthèse par décomposition de Choleski de la matrice d'intercorrélation [12, 13] est ici remplacée par une synthèse spectrale [14, 15] moins couteuse numériquement. Cette dernière est réalisée par FFT inverse d'un modèle de Chase tel que formulé par Howe [16] dans le domaine fréquence-nombre d'onde. Grâce à la FFT, la génération du champ de pression pariétal turbulent est très rapide. La quasi intégralité du coût numérique repose alors sur la résolution du problème vibroacoustique, dont une très bonne approximation est obtenue par une représentation discrète de l'équation de flexion et des impédances de rayonnement [17] .

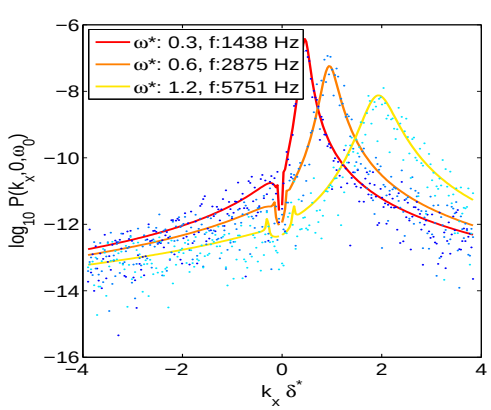


FIGURE 2: Pression pariétale : spectre en fréquence-nombre d'onde $P(k_x, 0, \omega_0)$, pour $k_y = 0$ et $f_0 = [1438, 2875, 5751]$ Hz. En traits pleins le modèle de Chase, en points une réalisation du champ simulé.

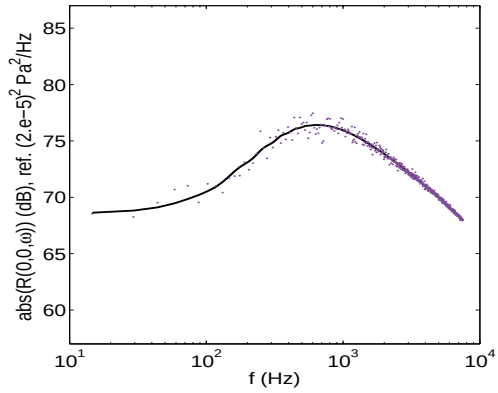


FIGURE 3: Pression pariétale : densité spectrale en un point $R(0, 0, \omega)$. En traits pleins le modèle de Chase, en points une réalisation du champ simulé

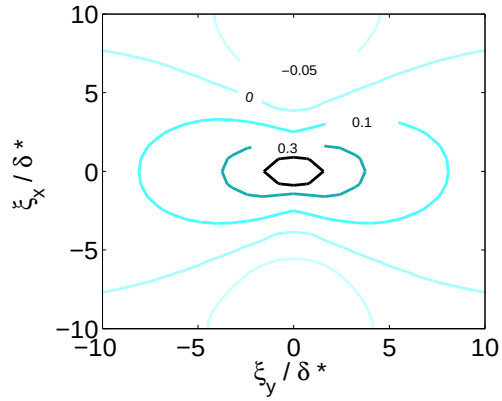


FIGURE 4: Pression pariétale : intercorrélation large bande $r(\xi_x, \xi_y, \tau = 0)$ du champ simulé

II. SYNTHÈSE DE LA PRESSION TURBULENTE ET DE LA RÉPONSE VIBROACOUSTIQUE

Une plaque en flexion dans le plan (Oxy), simplement appuyée, est soumise sur une face à une pression pariétale $p_w(x, y, t)$, résultant d'un écoulement de couche limite turbulente, subsonique, homogène et isotrope (tableaux I et II). Une représentation discrète p_{lmn} de la pression pariétale turbulente homogène et isotrope $p_w(x, y, t)$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 un ensemble de $N_x \times N_y \times N_t$ variables complexes à symétrie hermitienne, également distribué suivant une loi gaussienne [14]. En adaptant formellement l'algorithme 1D (en temps) proposé par Davies [15] 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 $\sqrt{P\Delta}.G$:

TABLE III: Paramètres de synthèse de la pression pariétale

$N_x \times N_y \times N_t =$		$256 \times 128 \times 1024$	
Δx	0.002 m	k_x^{max}	1570 rad.m^{-1}
Δy	0.002 m	k_y^{max}	1570 rad.m^{-1}
Δt	6.7 10^{-5}s	f^{max}	7500 Hz
L_x	0.511 m	Δk_x	12.30 rad.m^{-1}
L_y	0.255 m	Δk_y	24.64 rad.m^{-1}
T	0.068 s	Δf	14.65 Hz

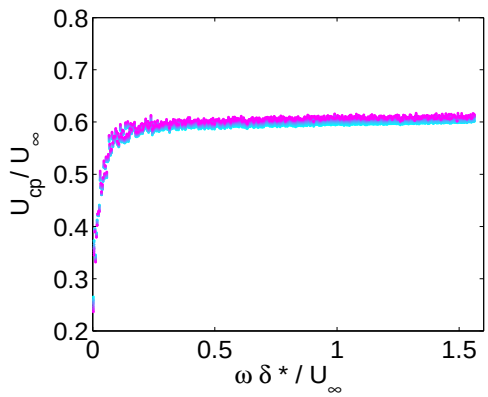


FIGURE 5: Vitesses de phase $U_{cp}(\xi_x, \omega)/U_\infty$ en fréquence (sans dimension) dans le champ simulé, pour différentes séparations longitudinales ξ_x/δ^* de 0.8 à 9.7

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

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 III). 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 III) :

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

Lors de la synthèse spectrale (éq.1), le densité spectrale $P_{l'm'n'}$ est ici évaluée sur l'intervalle ($\pm k_x^{max}$,$\pm k_y^{max}$,$\pm f^{max}$) à l'aide du modèle de Chase tel que formulé dans [18] :

$$P_{Chase}(k_x, k_y, \omega) = \left(\frac{\rho^2 u_\tau^3 \delta^3}{[(k_+\delta)^2 + 1/b^2]^{5/2}}\right) \times \left[\left(\frac{C_M (k_x\delta)^2 k^2}{D_\epsilon}\right) + \left(\frac{C_T (k\delta)^2((k_+\delta)^2 + 1/b^2)}{(k\delta)^2 + 1/b^2}\right) \times \left(c_1 + \frac{c_2|k^2 - k_0^2|}{k^2} + \frac{c_3 k^2}{D_\epsilon}\right)\right], \quad (3)$$

où $k_+^2 = (\omega - U_c k_x)^2/(h u_\tau)^2 + k^2$, $c_1 = 1 - c_2 - c_3$, $D_\epsilon = |k^2 - k_0^2| + \epsilon^2 k_0^2$ et $\epsilon = (\pi/2k_0 L)^{1/2}$. Les valeurs des constantes b, c_2, c_3, C_M, C_T et h, sont fixées à 0.75, 1/6, 1/6, 0.1553, 0.0047 et 3 respectivement [18].

Cette version du modèle de Chase a été choisie parmi les nombreux modèles empiriques disponibles car elle propose une description incluant les bas nombres d'ondes (liés aux phénomènes acoustiques), dont la contribution est importante dans le bruit rayonné [2, 7]. La méthode de synthèse proposée reste applicable à d'autres modèles de pression pariétale tant qu'ils peuvent être considérés à bande limitée dans le domaine de Fourier. Le paramètre $\epsilon = (\pi/2k_0 L)^{1/2}$ est associée à une singularité de l'équation 3 sur le cercle acoustique $|k| = k_0 = \omega/c_0$, et à une taille caractéristique $L = 0.5$ m choisie ici arbitrairement comme comparable à la taille de la plaque.

Le problème vibroacoustique est ensuite posé dans le domaine fréquentiel en utilisant des conditions aux limites simplement appuyées et l'équation de Love-Kirchhoff du déplacement en flexion $W(x, y, \omega)$:

$$(D\nabla^4 - \omega^2 \rho_p h_p) W(x, y, \omega) = p_e(x, y, \omega) - p_0(x, y, \omega), \quad (4)$$

où $D = E_p(1 + j\eta_p) h_p^3/12(1 - \nu_p^2)$ est la rigidité de flexion, $p_e(x, y, \omega)$ est la pression excitatrice (turbulente), et $p_0(x, y, \omega)$ est la pression de rayonnement sur la surface S de la plaque (bafflée) exprimée par l'intégrale de Rayleigh :

$$p_0(x, y, \omega) = -\iint_S \frac{\omega^2 \rho}{2\pi} W(x', y', \omega) \frac{e^{-jk_0|r-r'|}}{|r - r'|} \mathrm{d}x' \mathrm{d}y', \quad (5)$$

décrivant la contrainte de l'espace semi-infini sur la plaque, dans le plan $z = 0$, avec $r^2 = (x^2 + y^2)$ et $r'^2 = (x'^2 + y'^2)$. Le spectre de pression rayonnée $p_{ray}(r_{ray}, \omega)$ à une distance $r_{ray} = (x_{ray}^2 + y_{ray}^2 + z_{ray}^2)^{1/2}$ de la plaque est également donné par l'intégrale de Rayleigh (éq.5), et la pression en temps $p_{ray}(r_{ray}, t)$ peut-être obtenue par transformée de Fourier inverse de $p_{ray}(r_{ray}, \omega)$.

La formulation directe (éq.4), moins lourde que les formulations inter-spectrales de la littérature (ex. [7]), est rendue possible grâce à la synthèse spectrale (éq.1), qui permet de disposer explicitement d'une représentation discrète de la pression excitatrice complexe $p_e(x, y, \omega)$. Cependant même dans la formulation directe adoptée, le calcul de l'intégrale de Rayleigh (éq.5) reste couteux numériquement. Plutôt qu'une approche modale ou par éléments finis, nous choisissons ici une représentation discrète du problème vibroacoustique [17], fournissant une solution approchée. Cette solution vérifie l'équation de flexion uniquement sur un nombre fini de points de la plaque. Cette approche, brièvement rappelée ci-dessous, a été choisie pour son efficacité numérique.

Un ensemble de N_{obs} points d'observation (x_s, y_s) répartis de façon cartésienne sur la plaque est associé à N_{obs} pistons plans bafflés élémentaires de surface S_p. L'intégrale de Rayleigh (éq.5) peut alors être approchée en chaque point d'observation par [17] :

$$p_0(x_s, y_s, \omega) = j\omega \sum_{s'=1}^{N_{obs}} Z_{ss'}(\omega) W(x_{s'}, y_{s'}, \omega), \quad (6)$$

avec comme impédances de rayonnement :

$$Z_{ss}(\omega) = \rho_0 c_0 \left(1 - e^{-jk_0\sqrt{S_p/\pi}}\right), \quad (7)$$

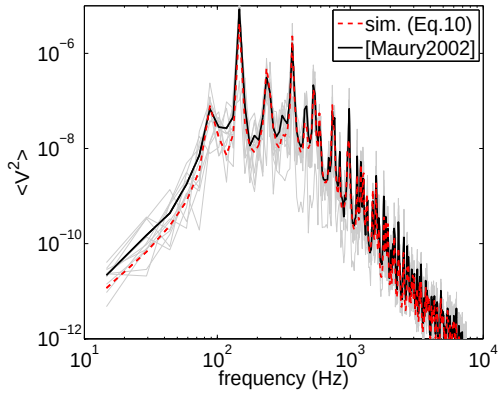


FIGURE 6: Vitesse quadratique moyennée en espace sur la plaque, après moyenne (en rouge) de 10 réalisations (en gris), comparée à une méthode statistique de la littérature (en noir).

et comme impédances mutuelles entre pistons élémentaires

$$Z_{ss'}(\omega) = j\rho_0 c_0 \frac{k_0}{2\pi r_{ss'}} e^{-jk_0 r_{ss'}}, \tag{8}$$

L'équation de flexion (éq.4) est ensuite formulée en chaque point d'observation. Pour cela on utilise un développement modal du champ de flexion,

$$W(x_s, y_s, \omega) = \sum_{q}^{q_{max}} a_q(\omega)\phi_q(x_s, y_s), \tag{9}$$

sur une base de fonctions ϕ_q respectant les conditions d'appui simple (ici une simple base des modes *in vacuo* $\phi_{mn}(x,y) = \sin(\pi m x/L_x)\sin(\pi n y/L_y)$) avec une troncature modale fixée à $q_{max} = (m_{max} \times n_{max})$. Le vecteur $a_q(\omega)$ représente les amplitudes modales de flexion (les inconnues) et $q = (m,n)$ les paires d'entiers associées à chaque mode. En chaque point d'observation sur la plaque, l'équation de flexion (éq.4) s'écrit alors :

$$\sum_{q=1}^{q_{max}} \Big[\left(D\nabla^4 - \omega^2 \rho_p h_p \right) \phi_q(x_s, y_s) \ldots + j\omega \sum_{s'=1}^{N_{obs}} Z_{ss'}(\omega)\phi_q(x_{s'}, y_{s'}) \Big] a_q(\omega) \ldots = p_e(x_s, y_s, \omega), \tag{10}$$

ou de façon équivalente :

$$[\mathbf{S}]\{\mathbf{A}\} = \{\mathbf{P}_e\}, \tag{11}$$

avec $[\mathbf{S}]_{(N_{obs} \times q_{max})}$ représente l'opérateur de flexion et la pression de rayonnement aux points d'observation, $\{\mathbf{P}_e\}_{(N_{obs} \times 1)}$ est le vecteur des pressions excitatrices (turbulentes) aux points d'observation et $\{\mathbf{A}\}_{(1 \times q_{max})}$ est le vecteur des amplitudes modales inconnues $a_q(\omega)$.

Dans le cas général, le système algébrique de l'éq.11 peut-être résolu au sens des moindres carrés afin de déterminer le vecteur$\{\mathbf{A}\}$:

$$\min_{\{\mathbf{A}\}} \|[\mathbf{S}]\{\mathbf{A}\} - \{\mathbf{P}_e\}\|_2, \quad q_{max} \leq N_{obs}.$$

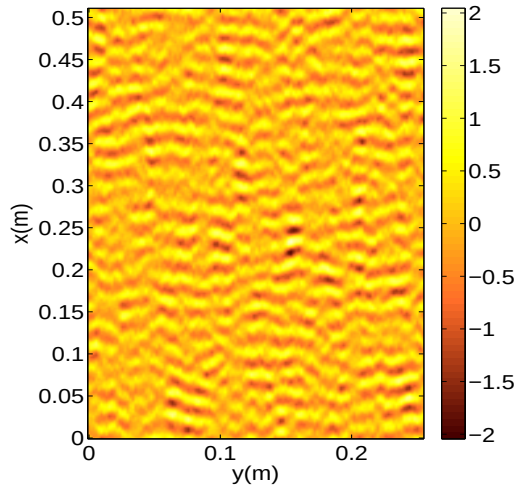


FIGURE 7: Pression turbulente $p(x, y, \omega_0)$ sur la surface de la plaque, à une fréquence particulière $f_0 = 2915\ Hz$

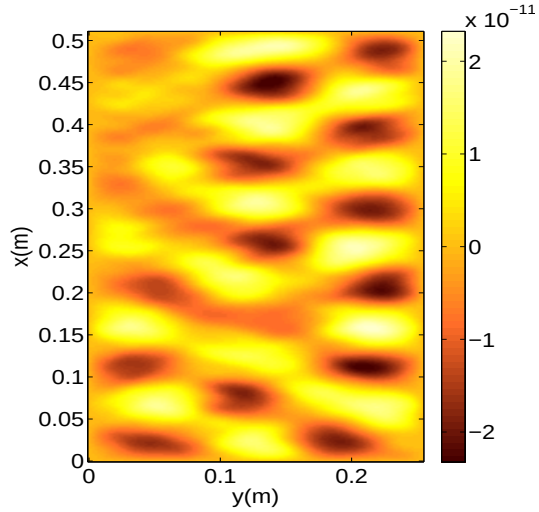


FIGURE 8: Déplacement en flexion $Re(W(x, y, \omega_0))$ sur la surface de la plaque, à une fréquence particulière $f_0 = 2915\ Hz$, correspondant à l'excitation de la fig.7

On peut utiliser, outre la pression excitatrice $\{\mathbf{P}_e\}$, un algorithme d'optimisation et la pseudo -inverse de $\mathbf{S}$ [17]. Le vecteur $\{\mathbf{A}\}$ permet alors de reconstruire $W(x_s, y_s, \omega)$ (éq.**??**) pour les N_{obs} points d'observation de la plaque. Cependant ici, par simplicité nous choisissons un maillage d'observation sur la plaque $N_{obs} = (256 \times 128)$ identique au maillage spatial utilisé lors de la synthèse de la pression turbulente (éq.1 et Tab.III). De même la troncature modale est choisie telle que $q_{max} = N_{obs}$ pour permettre une inversion classique de la matrice (carrée) $\mathbf{S}$.

III. RÉSULTATS

La fig.1 représente un instantané p_{lmn_0} du champ de pression excitatrice p_{lmn} obtenu par synthèse spectrale sur la surface de la plaque. Tout comme dans un champ turbulent, on y retrouve

une superposition d'un grand nombre d'échelles spatiales. Pour vérifier les propriétés statistiques du champ p_{lmn} obtenu par synthèse spectrale, on utilise le spectre en nombre d'onde-fréquence d'un champ de pression $p_w(x, y, t)$ qui est défini de façon statistique par :

$$\phi(k_x, k_x, \omega) = \frac{1}{N}\sum_1^N \left[\lim_{L_x,L_y,T\to\infty} \frac{1}{L_xL_yT}\frac{|\hat{p}_w(k_xk_y,\omega)|^2}{\Delta k_x\Delta k_y\Delta f}\right], \quad (12)$$

où $\hat{p}_w(k_xk_y, \omega)$ est la transformée de Fourier de $p_w(x, y, t)$ et N le nombre de moyennes. Par transformées de Fourier inverses de ϕ sur (k_x, k_y) puis ω on obtient respectivement les intercorrélations fréquentielles $R(x, y, \omega)$ et large bande $r(x, y, \tau)$. Dans le cas présent, $\phi(k_x, k_x, \omega)$ doit converger vers $P_{Chase}(k_x, k_y, \omega)$ (éq.3). En pratique, pour comparer $P_{Chase}(k_x, k_y, \omega)$ avec les propriétés d'une réalisation particulière du champ synthétisé p_{lmn}, nous utilisons simplement l'indicateur :

$$\phi_{l'm'n'} = \frac{1}{L_xL_yT}\frac{|\, p_{l'm'n'}\,|^2}{\Delta k_x\Delta k_y\Delta f}\ , \quad (13)$$

qui correspond au terme figurant dans l'équation 12. On obtient ensuite les inter-corrélations fréquentielle $R_{lmn'}$ et large bande r_{lmn} par transformées de Fourier inverse de $\phi_{l'm'n'}$ (suivant (l', m') puis n').

Les figures 2, 3, 4 et 5 sont comparables avec les mêmes figures issues de résultats obtenus par une simulation par LES compressible [11, 19], avec la différence notable qu'ici, conformément au choix fait dans l'éq.3, la vitesse de convection dans les simulations est indépendante de la fréquence (fig. 5). Pour pour les très basses fréquences $\omega\delta * /U_\infty \lessapprox 0.2$ (soit aussi $f \lessapprox$1000 Hz), la chute de vitesse observée sur la fig. 5 peut probablement être imputée à un biais de l'estimateur de la vitesse plutôt qu'à la synthèse spectrale.

On note également sur les figures 3 et 4 que comme attendu, une réalisation (points) du champ excitateur doit ensuite être moyennée (moyenne d'ensemble) afin de converger vers l'indicateur statistique (trait plein). Cette convergence a été testée pour 10 réalisations, comme l'illustre la fig.6 : après une moyenne d'ensemble, la vitesse quadratique sur la plaque converge logiquement vers le résultat d'une formulation statistique du problème [7].

Grâce à la méthode proposée ici, le champ excitateur et le champ de flexion sont disponibles explicitement en espace et temps. On peut par exemple illustrer (fig.7 et 8) que pour une fréquence choisie dans le domaine audible (f_0 = 2915 Hz) l'échelle dominante dans la réponse vibroacoustique est liée à la célérité de flexion (fig.8) ; elle est beaucoup plus grande que l'échelle qui domine la turbulence à cette même fréquence (fig.7).

Enfin, le champ de pression rayonnée par la plaque, suite à la simulation d'une pression turbulente, peut-être représenté en temps (fig.9a), ou de façon spectrale (fig.9b), pour deux points (A et B) situés à 1m de la plaque et distants entre eux de 15 cm (c'est à dire environ la distance inter-aurale d'un auditeur potentiel). On remarque que les représentations en temps (fig.9a) et spectrale (fig.9b) montrent peu de différences entre les points A et B. La fig.9c montre qu'en dessous de 1000 Hz environ, la différence de phase entre les pressions en A et B présente un aspect beaucoup plus ordonné qu'en haute fréquence (f > 1000 Hz). En basse fréquence, la plaque réduit la complexité existante dans le champ excitateur (turbulent), à la fois par le filtrage en nombre d'onde des modes de flexion et par le processus de rayonnement.

La méthode proposée permet de décrire de façon explicite et à toutes les échelles (turbulente, de flexion et acoustique) les phénomènes physiques mis en jeu lors du rayonnement d'une plaque sous un écoulement subsonique (homogène et isotrope). Le coût numérique résultant de la méthode proposée est presque entièrement imputable à la résolution du problème vibroacoustique, l'algorithme de synthèse de l'excitation étant très rapide.

Dans les résultats présentés, la discrétisation du problème vibroacoustique est donnée par la plus petite échelle présente dans le champ excitateur. Malgré cela, le coût numérique constaté est comparable à une méthode statistique telle que [7] dont la plus petite échelle spatiale est dictée par la flexion de la plaque.

Les durées physiques simulées ici sont de l'ordre de 0.06 s (synthèse réalisée sur un simple PC de bureau). Dans la perspective de simuler de pressions rayonnées destinées à l'écoute (par exemple pour des tests perceptifs), une durée de l'ordre de 2 à 3 secondes semble plus appropriée. Des approximations telles que proposées dans [17] et [20] pourraient permettre de s'affranchir de la résolution spatiale résultant de synthèse spectrale du champ excitateur, et limiter ainsi le coût numérique du problème vibroacoustique.

Références

[1] M. K. Bull. Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers : some reflections on forty years of research. *J. Sound. Vib.*, 190(3) :299–315, February 1996.

[2] W.R. Graham. A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures. *J. Sound. Vib.*, 206(4) :541–565, 1997.

[3] A.O. Borisyuk and V.T. Grinchenko. Vibration and noise generation by elastic elements excited by a turbulent flow. *J. Sound. Vib.*, 204(2) :213–237, July 1997.

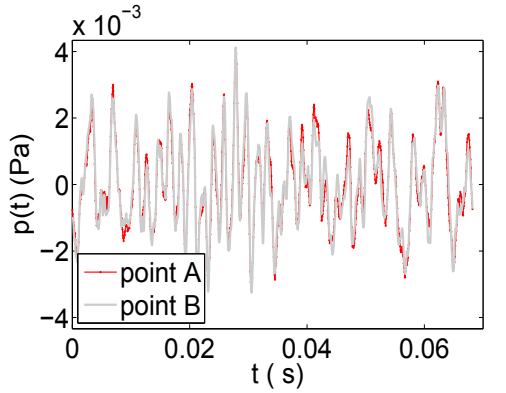
[4] Y.F. Hwang, W.K. Bonness, and S.A. Hambric. Comparison of semi-empirical models for turbulent boundary layer wall pressure spectra. *J. Sound. Vib.*, 319 :199–217, 2009.

[5] M. Goody. An empirical spectral model of surface-pressure fluctuations that includes reynolds number effects. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, Breckenridge, CO, 2002. Paper 2002-2565.

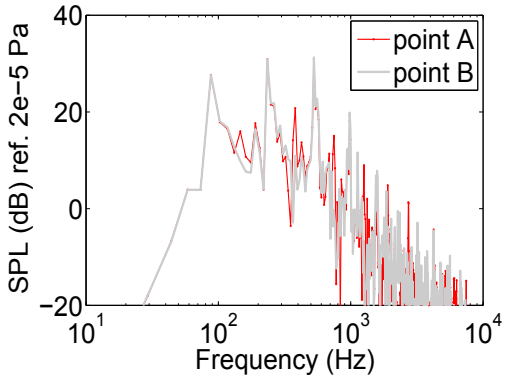
[6] W.K. Blake. *Mechanics of flow-induced sound and vibration.* Applied Mathematics and Mechanics. Volume 17. Academic Press, Inc., Orlando, FL, 1986. Chap. 9.

[7] 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.

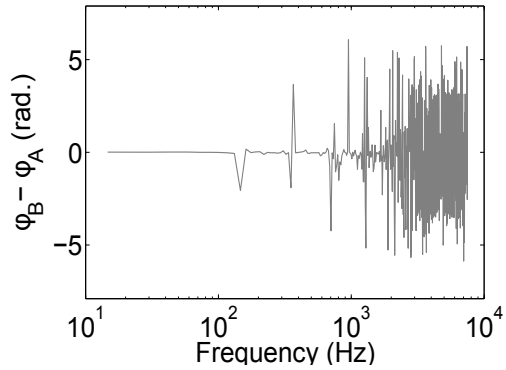
[8] Teresa Bravo and Cedric Maury. A synthesis approach for reproducing the response of aircraft panels to a turbulent boundary layer excitation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 129(1) :143–153, 2011.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 9: Pressions acoustiques rayonnées en deux points d'écoute à 1m du centre de la plaque (les points d'écoute A et B sont distants entre eux de 15 cm). (a) signal temporel $p(t)$; (b) Niveau en dB ; (c) Différence de phase entre les pressions aux points A et B

[9] M. Aucejo, L. Maxit, and J.-L. Guyader. Experimental simulation of turbulent boundary layer induced vibrations by using a synthetic array. *J. Sound. Vib.*, 331 :3824–3843, 2012.

[10] Alain Berry, Rokhiya Dia, and Olivier Robin. A wave field synthesis approach to reproduction of spatially correlated sound fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, 131(2) :1226–1238, 2012.

[11] X. Gloerfelt and J. Berland. Direct computation of turbulent boundary layer noise. In *15th AIAA/CEAS AeroAcoustics Conference*, Miami, Florida, May 2009. paper 2009-3401.

[12] L. E. Wittig and A.K. Sinha. Simulation of multicorrelated random processes using the FFT algorithm. *J. Acoust. Soc. Am.*, 58(3) :630–634, 1975.

[13] Abbas Hekmati, Denis Ricot, and Philippe Druault. Numerical synthesis of aeroacoustic wall pressure fields over a flat plate : Generation, transmission and radiation analyses. *J. Sound. Vib.*, pages 3163–3176, June 2013.

[14] A. Papoulis and S. Unnikrishna Pillai. *Probability, Random variables and Stochastic Processes*. McGrawHill, 4th edition, 2002. pp. 515-519.

[15] R. B. Davies and D. S. Harte. Tests for Hurst effect. *Biometrika*, 74(1) :95–101, 1987. (see algorithm in appendix).

[16] M. S. Howe. Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough walls. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90(2) :1041–1047, 1991.

[17] Olivier Collery and Jean-Louis Guyader. Solving the vibroacoustic equations of plates by minimization of error on a sample of observation points. *J. Acoust. Soc. Am.*, 127(3) :1347–1356, 2010.

[18] M. S. Howe. Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough walls. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90(2) :1041–1047, 1991.

[19] X. Gloerfelt. Spectre de pression parietale sous couche limite turbulente et rayonnement acoustique associe. In *10e Congres Francais d'Acoustique*, Lyon, France, Avril 2010.

[20] F. Franco, S. De Rosa, and E. Ciappi. Numerical approximations on the predictive responses of plates under stochastic and convective loads. *J. Fluids Struct.*, -(0) :–, 2013. (in-press) http ://dx.doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2013.06.006.