



Synthèse de Champs de Pression Pariétaux sur une Structure : Approches Numériques et Expérimentales

C. Maury^a et T. Bravo^b

^aLaboratoire de Mécanique et d'Acoustique (LMA), CNRS UPR 7051, 31 chemin Joseph Aiguier, 13402
Marseille Cedex 20, France

^bCentro de Acustica Aplicada y Evaluacion No Destructiva - CSIC, Serrano 144, 28006 Madrid, Espagne
cedric.maury@centrale-marseille.fr

Synthétiser par des méthodes numériques ou expérimentales l'effet d'excitations pariétales de nature acoustique ou aérodynamique revêt un grand intérêt pour la caractérisation vibro-acoustique à moindre coût de structures industrielles sous excitations aléatoires, notamment en aéronautique, dans l'automobile et dans le bâtiment. Des approches numériques ont été développées basées sur la génération de processus Gaussiens aléatoires à partir de modèles d'interspectres de champs de pressions pariétaux. Elles ont permis de synthétiser sur une grille spatiale plusieurs réalisations temporelles ou fréquentielles des fluctuations de pressions induites par une Couche Limite Turbulente (CLT). Un point important est de pouvoir adapter le coût de calcul à la précision requise sur les indicateurs vibro-acoustiques. La synthèse expérimentale directe d'excitations aléatoires à partir d'une grille de forces ponctuelles pilotées par les signaux numériques requerrait un nombre prohibitif d'actionneurs, en particulier pour la CLT. Plusieurs approches ont cependant été étudiées pour reproduire expérimentalement des sollicitations pariétales associées à un modèle d'interspectre. Un réseau de haut-parleurs pilotés de manière adéquate en amplitude et en phase et placé en champ proche d'une structure test a permis la synthèse en temps réel d'un Champ Acoustique Diffus (CAD) et de la réponse vibro-acoustique d'une structure induite par une CLT. Le critère obtenu sur le nombre de sources requis par longueur de corrélation a cependant limité la simulation CLT aux très basses fréquences. Une antenne synthétique constituée d'une source monopolaire pouvant être déplacée sur un grand nombre de positions a permis de reconstruire en post-traitement l'effet d'une CLT. Des procédés "boucles ouvertes" liés à la reproduction holophonique et à l'holographie champ proche ont également été développés pour la reconstruction d'un CAD et d'une CLT sur la surface d'un panneau test en milieu semi-anéchoïque. Il apparaît que la synthèse expérimentale en temps réel d'échelles sous-longueur d'onde reste un problème difficile.

1 Introduction

Synthétiser en laboratoire l'effet d'excitations pariétales telles que la Couche Limite Turbulente (CLT) sur des structures type panneaux de fuselage revêt un grand intérêt afin de tester à moindre coût et dans des conditions maîtrisées l'efficacité de solutions potentielles pour réduire la transmission de ce bruit d'origine aérodynamique, souvent prédominant dans les cabines d'avions en condition de croisière [1] ou dans la coiffe de lanceurs spatiaux en phase haute de décollage [2]. Des essais en vol réalisés à Mach 0.85 ont montré que le bruit induit par la CLT émerge en cabine entre 500 Hz et 2 kHz, avec des niveaux qui prédominent entre 600 Hz et 800 Hz [3]. Ces fluctuations de pression pariétales qui s'exercent sur les parois de fuselages peuvent aussi être étudiées lors d'essais en soufflerie anéchoïque, mais ces essais sont souvent longs et délicats à mettre en œuvre (densité de l'échantillonnage spatial, calibrage en phase et positionnement précis des capteurs en parois, techniques de décorrélation des sources de bruits externes). Afin de réduire la complexité et le coût de ces méthodes, des tests ont été menés vers la fin des années 1960 en chambres réverbérantes pour déterminer la réponse de panneaux de fuselage d'avion à un CAD de pression quadratique moyenne équivalente à celle induite par une CLT subsonique ou supersonique [4]. On a alors constaté que la réponse vibroacoustique de panneaux de fuselage excités par un champ diffus est différente de celle induite par une CLT. En effet, des simulations ont montré que les lois de corrélations spatiales des deux types d'excitations se couplent différemment avec les modes de structures des panneaux lorsqu'ils sont résonants [5].

Face à ces difficultés, l'idée a germé dès le début des années 60 [6, 7] de concevoir des moyens d'essai au sol, efficaces et rentables, destinés à reproduire directement les propriétés statistiques de pressions pariétales aléatoires ou leurs effets sur les structures qu'elles sollicitent. Fahy [7] a examiné le problème de reproduire la fonction de corrélation associée à une CLT par plusieurs moyens, à l'aide d'excitations mécaniques ponctuelles, d'un haut-parleur à pavillon, d'une sirène ou bien des zones champ proche-champ lointain d'un jet d'air. L'auteur observait que les propriétés de décroissance de la fonction de corrélation

d'une CLT ne peuvent être reproduites à l'aide d'une seule source acoustique. Il spécifiait dans ses conclusions que les fluctuations de pression induites sur une structure par une CLT peuvent en principe être reproduites à l'aide d'un grand nombre de pots vibrants placés en contact avec la structure et pilotés de manière adéquate. Cependant, il concluait à la non-existence d'un moyen d'essai satisfaisant capable de reproduire avec précision l'excitation aérodynamique liée à une CLT. Ceci était essentiellement dû aux difficultés mécaniques et électriques rencontrées en 1966 lors de la mise en œuvre de systèmes de reproduction de pressions pariétales aléatoires. En 1984, une étude numérique menée par Robert et Sabot [8] avait permis d'évaluer les performances d'un petit nombre d'actionneurs mécaniques ponctuels destinés à reproduire directement la réponse vibratoire d'un panneau excité par une CLT hydrodynamique. Ils observaient que la réponse résonante d'un panneau excité par une CLT à faible nombre de Mach pouvait être reproduite jusqu'à 1 kHz avec une erreur inférieure à 1 dB à l'aide seulement de 5 actionneurs mécaniques ponctuels pilotés de manière *ad hoc*.

Depuis une dizaine d'années, un certain nombre d'études expérimentales et numériques ont été relancées sur la synthèse de pressions pariétales avec des applications dans les domaines de l'aéronautique, de l'automobile et du bâtiment. Elles sont motivées par le développement de systèmes de génération et d'acquisition multi-voies toujours plus performants et la rapidité croissante des outils de calcul. Dans la suite, un état de l'art est dressé de l'intérêt ou des limitations des différentes approches qui ont été développées récemment sur ce sujet.

2 Approches expérimentales

On distingue les approches inverses liées à l'égalisation des chemins de transferts entre les sources et la surface de reproduction et les approches directes liées à la modélisation de transferts propagatifs ou radiatifs entre le plan source et le plan de reproduction.

2.1 Méthodes inverses

On considère un réseau de sources acoustiques ou mécaniques placées à proximité ou au contact d'une structure test sur laquelle on souhaite synthétiser un champ de pression aléatoire de propriétés statistiques connues, en l'occurrence les fluctuations pariétales de pressions, \mathbf{d} , dues à une CLT ou à un CAD, réparties sur une grille de microphones régulièrement distribués sur la surface de reproduction, comme le montre la figure 1(a). Ces sources sont pilotées par des signaux de commande, \mathbf{u} , optimisés pour la synthèse, soit du champ de pression désiré [9] ou de la réponse vibroacoustique induite par l'excitation [10], comme indiqué sur la figure 1(b) dans le cas de sources acoustiques.

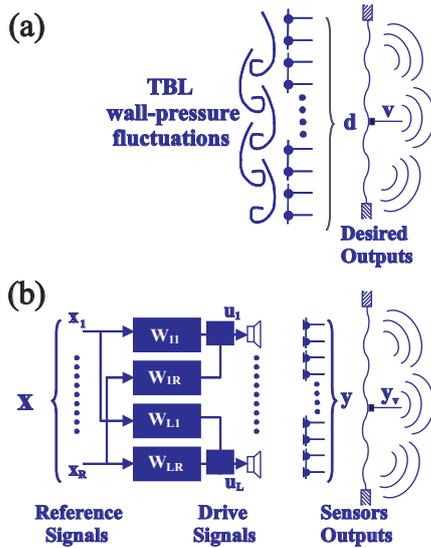


Figure 1: Schémas de principe (a) pour la mesure des fluctuations pariétales de pressions ou de vitesses induites sur une plaque test par une CLT; (b) d'un moyen d'essai pour la reproduction de leurs propriétés statistiques.

Une matrice de filtres de contrôle, \mathbf{W} , est calculée pour piloter un ensemble de sources à l'aide de signaux de commande optimisés pour que les signaux de sortie, \mathbf{y} , des microphones (resp., \mathbf{y}_v , des accéléromètres) soient, *via* les matrices de transferts acoustiques \mathbf{G} (resp. vibratoires \mathbf{G}_v), statistiquement équivalents au champ de pression \mathbf{d} (resp. de vitesse \mathbf{v}) souhaités. Cela nécessite de minimiser au sens des moindres carrés les vecteurs des signaux d'erreurs \mathbf{e} (resp. \mathbf{e}_v) entre les pressions (resp. vitesses) générées et désirées. Cette procédure conduit aux expressions suivantes pour les matrices de filtres de contrôles :

$$\mathbf{W}_{\text{opt},d} = \mathbf{G}^\dagger \mathbf{D}, \quad (1)$$

$$\mathbf{W}_{\text{opt},v} = (\mathbf{G}_v \mathbf{G})^\dagger \mathbf{G}_v \mathbf{D}, \quad (2)$$

où \mathbf{D} est une matrice de filtres générateurs obtenue par décomposition en valeurs propres de la matrice

interspectrale du champ de pressions désirées,

$$\mathbf{S}_{dd} = \mathbb{E}[\mathbf{d}\mathbf{d}^H] = \mathbf{D}\mathbf{D}^H.$$

Pour une CLT pleinement développée associée à un écoulement subsonique de nombre de Mach élevé, la matrice \mathbf{S}_{dd} est construite à partir du modèle de Corcos suivant qui décrit les statistiques d'ordre 2 des fluctuations pariétales de pression entre 2 microphones séparés de $r = \sqrt{r_x^2 + r_y^2}$ [11] :

$$S_{dd}(r; \omega) = S_0(\omega) e^{-|r_x|/L_x} e^{-|r_y|/L_y} e^{-j\omega r_y/U_c}, \quad (3)$$

où U_c est la vitesse de convection de l'écoulement, et L_x et L_y les longueurs de corrélation suivant les directions transverses et parallèles à l'écoulement. Le modèle suppose qu'elles varient en loi inverse de la fréquence comme suit :

$$L_x = \frac{\alpha_x U_c}{\omega}, \quad L_y = \frac{\alpha_y U_c}{\omega}, \quad (4)$$

où α_x et α_y sont des constantes empiriques qui ont pour valeurs respectives 1.2 and 8. S_0 est l'autospectre du champ de pressions supposé homogène sur la structure test. Pour une excitation type champ acoustique diffus, la fonction d'intercorrélation spectrale est donnée par :

$$S_{dd}(r; \omega) = S_0(\omega) \frac{\sin(k_a r)}{k_a r}, \quad (5)$$

où k_a est le nombre d'onde acoustique. Après transformée de Fourier spatiale des fonctions (3) et (5), on observe dans le domaine nombre-d'onde qu'une CLT décrite par le modèle de Corcos concentre son énergie autour du pic convectif à $k_c = \omega/U_c$ et excite des échelles spatiales sous-longueur d'onde alors qu'un champ acoustique diffus excite de manière uniforme toutes les composantes propagatives comprises entre $-k_a$ et k_a , i.e. toutes les échelles spatiales de $\lambda_a = 2\pi/k_a$ à l'infini.

Un dispositif avait été mis au point en 2002 afin de reproduire à l'aide d'un réseau de pots-vibrants la transmission du bruit induit par une CLT à travers un panneau de fuselage d'avion [12]. Malgré le mauvais conditionnement des matrices de transfert à inverser pour le calcul des filtres (1) et (2), cette technique s'est montrée efficace pour synthétiser une excitation purement résonante de la structure, type "bruit de pluie" spatialement décorrélé. Cependant, des tests ont montré qu'elle n'est pas adaptée pour la reproduction d'excitations non-résonantes type CLT ou CAD qui requièrent un réseau de sources champ-proche capable de générer un régime interférentiel d'ondes acoustiques dont la trace sur la surface test s'étale des échelles spatiales sous-longueur d'onde jusqu'aux échelles radiatives.

En 2005, un moyen d'essai a été conçu pour générer en temps réel des champs de pressions pariétales de corrélation spatiale donnée à l'aide d'un réseau de haut-parleurs pilotés par un générateur multi-voies de signaux aléatoires [13, 14]. Son schéma de principe est illustré figure 2. Il requiert

au préalable une identification des chemins de transferts acoustiques et vibratoires à égaliser entre les sources et un ensemble de microphones et d'accéléromètres positionnés sur la surface test.

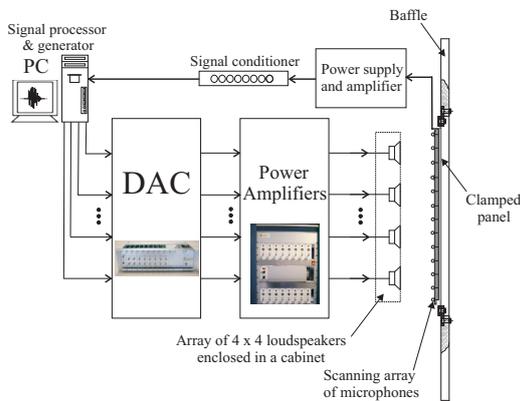


Figure 2 : Dispositif expérimental développé pour la synthèse pariétale de champs de pressions aléatoires.

Les essais réalisés ont montré qu'un réseau champ proche de 4×4 haut-parleurs permet de générer un champ acoustique diffus jusqu'à 1 kHz et satisfait à cette fréquence le critère empirique de 2.7 sources par longueur d'onde acoustique. Les résultats expérimentaux en chambre semi-anéchoïque sont présentés figure 3. Ceux réalisés en chambre réverbérante afin de réduire la variabilité en basses fréquences de la mesure de transparence acoustique de parois sont présentés figure 4 [15, 16].

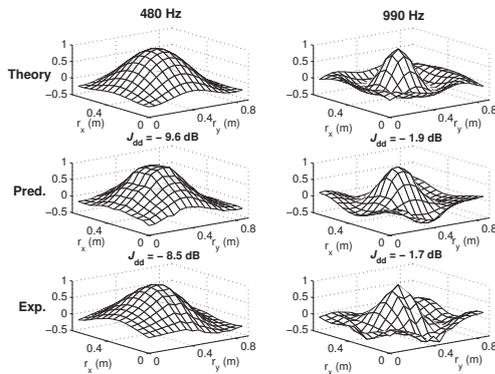


Figure 3 : Fonctions de corrélation à 480 Hz et à 990 Hz associées à un champ acoustique diffus idéal (haut), prédit par égalisation des transferts mesurés (milieu) et synthétisé en temps-réel à l'aide du dispositif expérimental (bas).

Figure 5 montre des résultats expérimentaux liés à la reproduction d'une CLT à l'aide d'un réseau de haut-parleurs. Les critères théoriques (resp. empiriques) de 2 sources (resp. 3.7 sources) par longueur de corrélation transverse limitent la reproduction d'une CLT au domaine des basses fréquences. Une solution alternative basée sur la reproduction directe de la réponse vibro-acoustique induite par la CLT a été proposée par les auteurs [10]. En effet, le filtrage induit par les modes de résonance et le rayonnement acoustique du panneau sur les composantes nombre-d'onde de l'excitation fait que la réponse vibro-acoustique du système est plus corrélée que l'excitation, et donc nécessite

un plus petit nombre de sources pour sa reproduction. Ce nombre de sources est piloté jusqu'à la fréquence de coïncidence hydrodynamique f_c du panneau par le nombre cumulé de modes indépendants, qui sont fortement couplés à l'excitation lorsqu'ils sont résonants. Ce critère est moins drastique que celui lié à la reproduction de la CLT. Il a permis une synthèse expérimentale jusqu'à 400 Hz de la réponse vibratoire et acoustique champ proche induite par une CLT ($M = 0.8$) sur un panneau test ($f_c = 926\text{Hz}$) avec 4×4 haut-parleurs, et une synthèse jusqu'à 1 kHz de la réponse acoustique rayonnée en champ lointain [10]. Figure 6 illustre par une simulation numérique l'efficacité d'une reproduction directe à l'aide d'un petit nombre de sources acoustiques des pressions rayonnées en champ lointain et induites par une CLT.

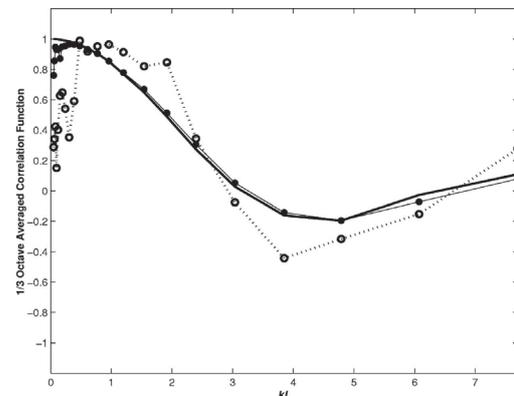


Figure 4 : Fonctions de corrélation moyennées tiers d'octave d'un champ acoustique diffus théorique (ligne épaisse), synthétisé en chambre réverbérante à l'aide du dispositif expérimental (points noirs sur ligne fine) et générés par une source omnidirectionnelle (cercles sur ligne pointillés).

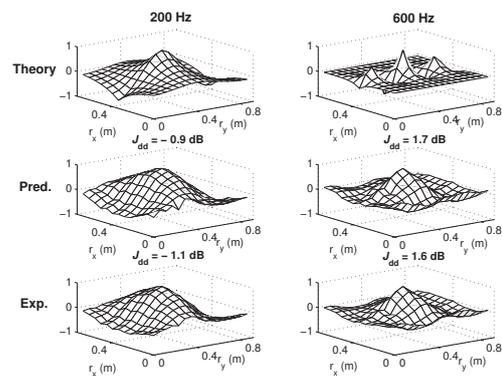


Figure 5 : Fonctions de corrélation à 200 Hz et à 600 Hz d'une CLT (Nombre de Mach $M = 0.66$) parfaitement reproduite (haut), prédite par égalisation des transferts mesurés (milieu) et synthétisée en temps-réel à l'aide du dispositif expérimental (bas).

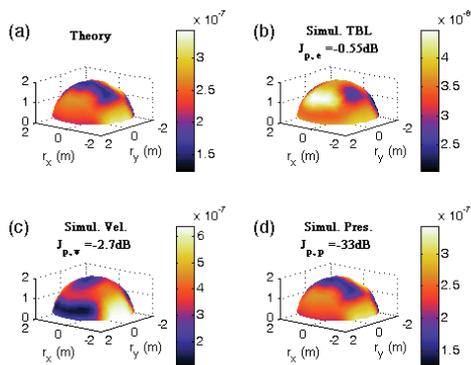


Figure 6 : Autospectre normalisé des pressions rayonnées à 970 Hz sur une grille hémisphérique de 20 microphones par un panneau excité par une CLT (a), par un réseau de 3×7 monopoles pilotés pour reproduire la CLT (b), la réponse vibratoire du panneau (c) et sa réponse acoustique (d).

Ces simulations temps-réel de la réponse vibro-acoustique de structures induite par une CLT à l'aide d'un réseau de haut-parleurs seraient tout-à-fait adaptée à la mise en oeuvre de tests statiques d'écoute subjective du bruit généré par une CLT dans une cabine d'avion au sol [17]. Elles nécessitent en contrepartie une identification *a priori* des chemins de transferts acoustiques et vibratoires entre les sources et les oreilles passagers. Une synthèse temps-réel du champ exciteur jusqu'à la fréquence de coincidence hydrodynamique nécessite cependant un trop grand nombre de sources à cause de la décroissance (3-4) des longueurs de corrélation avec la fréquence.

En 2011, une antenne synthétique constituée d'une source monopolaire pouvant être déplacée sur un grand nombre de positions a permis de reconstruire en post-traitement l'effet d'une excitation CLT sur la réponse vibratoire d'un panneau test [18]. Cette approche, basée sur la reconstruction de la CLT à l'aide d'ondes planes décorrélées, est en accord avec le critère empirique de 3.7 sources par longueur de corrélation transverse proposé par les auteurs. Elle permet de s'affranchir des effets de diffraction sur les sources de reproduction, mais nécessite un système de positionnement précis de la source mobile ainsi qu'un environnement stable lors de l'acquisition séquentielle des fonctions de transferts.

2.2 Méthodes directes

La reproduction directe en laboratoire d'environnements acoustiques et vibratoires observés *in situ* et décrits par des processus aléatoires **distribués** a déjà été mise en oeuvre dans de nombreuses applications. Par exemple, une approche paramétrique basée sur la simulation de signaux temporels pseudo-aléatoires [19] a été appliquée avec succès dans l'industrie automobile pour la reproduction sur banc d'essai de l'excitation gaussienne induite par la rugosité de la chaussée sur les 4 roues d'un véhicule [20]. Cette méthode a également été utilisée pour reproduire à l'aide de vérins hydrauliques les variations spatiales des mouvements de sol enregistrés sur une zone sismique [21].

La génération directe sur une surface test de processus aléatoires **continus** tels que le champ de pression induit par une CLT ou par un champ diffus a été abordé récemment à l'aide de méthodes de reproduction holophonique type

WFS (Wave Field Synthesis) [22] et d'holographie champ proche sans rétro-propagation type D-NAH (Direct Near-Field Acoustical Holography) [23]. L'avantage de ces approches est qu'elles ne nécessitent pas d'inversion des chemins de transferts entre les sources et le plan de reproduction, ni d'effort de régularisation à appliquer afin de recouvrer une solution physique sur l'amplitude des sources.

Dans la WFS, les amplitudes des sources sont déterminées, *via* l'intégrale de Rayleigh formulée en pression-pression et l'équation d'Euler, à partir des transferts radiatifs entre le champ de pression que l'on souhaite reproduire et une distribution de sources partiellement corrélées. Dans l'approche holographique, les débits des sources sont déduits de la pression désirée à l'aide d'un propagateur ondes planes. A noter que cette méthode est rigoureusement exacte pour des surfaces sources et cibles d'étendues infinies.

Les résultats expérimentaux [24] confirment les prédictions numériques : les deux approches permettent une bonne reproduction des composantes radiatives associées à une excitation champ acoustique diffus, et par conséquent des composantes supersoniques d'une CLT, avec au minimum 2 sources par longueur d'onde acoustique et en imposant une distance entre les surfaces sources et de reproduction inférieure à la longueur d'onde acoustique. La reproduction par D-NAH d'une CLT subsonique requiert cependant un minimum de 4.2 sources monopolaires par longueur caractéristique, λ_c , des structures turbulentes convectées, ce qui limite l'applicabilité de la méthode à la reproduction des nombres d'ondes sous-convectifs peu énergétiques, l'espacement entre les sources devant être inférieur à λ_c . Tout comme l'approche inverse, la reproduction directe par WFS ou D-NAH des échelles convectives nécessite une densité prohibitive de sources. Les deux approches s'avèrent cependant adaptées pour reproduire avec un nombre raisonnable de sources la réponse vibro-acoustique induite par une CLT subsonique jusqu'à la fréquence de coincidence hydrodynamique.

Contrairement aux approches expérimentales, les approches numériques décrites dans la prochaine section ne sont pas limitées par le nombre de sources et permettent donc une bonne description des échelles convectives énergétiques des pressions pariétales liées à la CLT.

3 Approches numériques

Ces approches sont utiles pour mieux comprendre le rôle séparé des composantes acoustiques et turbulentes sur les indicateurs vibro-acoustiques, pour générer des signaux d'écoutes du bruit induit par la CLT qui soient paramétrés par les propriétés liées à l'écoulement et à la structure, et enfin pour prendre en compte l'effet d'excitations inhomogènes sur des structures industrielles telles que les sollicitations aéroacoustiques complexes qui s'exercent sur le vitrage d'un véhicule.

3.1 Méthodologies

La génération de signaux temporels d'auto-spectres et d'inter-spectres déterminés peut être réalisée à l'aide d'une méthode paramétrique qui utilise une base de signaux pseudo-aléatoires [19]. Les signaux temporels synthétisés

sont alors représentés par un grand nombre de signaux de Fourier statistiquement indépendants dont les phases sont distribuées de manière aléatoire. Les variables fréquentielles des harmoniques ont une densité jointe de probabilité qui est déduite de l'auto-spectre que l'on cherche à reproduire. Le théorème central limite indique que cette méthode est particulièrement adaptée à la synthèse de signaux aléatoires Gaussiens. Elle s'avère cependant coûteuse en temps de calcul pour simuler des processus stochastiques comportant un grand nombre de variables aléatoires, mais a pu être améliorée grâce à la technique FFT de Transformée de Fourier Rapide (Fast Fourier Transform) [25]. Cette méthode paramétrique est couramment utilisée pour simuler au sol des tests de fatigue des structures aéronautiques à l'aide de tubes à ondes progressives. Ces derniers peuvent générer des excitations de fortes puissances dont la densité spectrale a une évolution fréquentielle qui correspond à celle observées en conditions de vol, due par exemple au bruit de jet [26].

D'autres approches formulées dans le domaine fréquentiel et spatial permettent la synthèse numérique de signaux temporels distribués dont la matrice interspectrale est connue. Elles sont basées sur la factorisation de la matrice d'inter-spectres sous la forme d'un produit de deux matrices Hermitiennes l'une de l'autre. Il peut s'agir d'une décomposition LU [27], d'une décomposition de Cholesky pour des matrices d'inter-spectres symétriques positives définies [28] ou bien d'une décomposition en valeurs propres ou factorisation spectrale [9]. Dans ce dernier cas, les matrices élémentaires jouent le rôle des filtres générateurs utilisés dans l'approche inverse de la section 2. Une méthode de synthèse spectrale basée sur la transformée de Fourier inverse en temps et en espace d'un modèle d'interspectre formulé dans le domaine fréquence-nombre d'onde et dont chaque élément est associé à une variable gaussienne aléatoire a également été proposé [29]. Dans tous les cas, ces méthodes permettent de calculer dans le domaine fréquentiel ou temporel des réalisations indépendantes de processus aléatoires distribués comme les pressions pariétales associées à des excitations type CAD ou CLT. Il est alors nécessaire de réaliser un grand nombre de moyennes d'ensembles afin de converger vers l'indicateur statistique (auto-spectre, inter-spectre) que l'on souhaite calculer.

3.2 Résultats numériques

Les composantes acoustiques et turbulentes des pressions excitatrices induites par une CLT sont souvent représentées à l'aide d'une somme pondérée des interspectres associés à un CAD et à un modèle de CLT. La prédominance de la composante turbulente sur la composante acoustique reste encore à quantifier précisément compte tenu de la difficulté d'extraire la composante acoustique due à la turbulence de la composante turbulente à cause d'un grand nombre de sources acoustiques parasites présentes dans les études expérimentales et numériques.

La méthode de décomposition de Cholesky des matrices d'interspectre a permis de calculer des réalisations ou instantanés des pressions pariétales homogènes (resp. inhomogènes) induites par une CLT et dont les propriétés interspectrales sont modélisées par l'eq. (2) sur tout le domaine de simulation (resp. sur des sous-domaines) [28]. Des moyennes ont été réalisées sur 1000 réalisations pour

que l'auto-spectre converge vers sa valeur de référence jusque vers 3 kHz. 30 moyennes sont cependant suffisantes pour décrire avec une précision acceptable la décroissance exponentielle de la fonction de corrélation à 520 Hz. L'approche par synthèse spectrale [29] a également permis de générer des instantanés de champ de pression turbulente, mais avec un petit nombre de réalisations : 10 moyennes ont été suffisantes pour reproduire les pics convectifs et acoustiques du modèle d'interspectre de Chase-Howe à 2.9 kHz dans le domaine fréquence-nombre d'onde de sorte que le coût de calcul de cette approche est seulement imputable au modèle vibroacoustique qui calcule la réponse induite par la CLT.

L'approche de synthèse spectrale a également permis d'estimer des réponses vibratoires et acoustiques qui convergent vers les spectres prédits par l'approche statistique liée au filtrage du modèle fréquence-nombre d'onde de l'excitation [10]. Ces spectres de réponse ont également été prédits sur les coefficients de transmission des composantes acoustiques et aérodynamiques de l'excitation [28] à partir de la méthode de décomposition de Cholesky couplée à un code d'Eléments Finis de Volume pour la structure et d'Eléments Finis Infinis pour le rayonnement acoustique de la structure en champ libre. Ces résultats de synthèse numérique ont montré qu'une excitation acoustique 10 fois moins énergétique qu'une excitation turbulente va induire des pressions rayonnées 10 fois plus énergétiques que celles associées à l'excitation turbulente, soit un déficit de 20dB sur les pertes par transmission acoustique par rapport aux pertes par transmission aérodynamique, d'où l'importance de savoir bien estimer cette composante acoustique de la CLT.

4 Conclusions

Depuis une dizaine d'années, un certain nombre d'études s'est focalisé sur la synthèse expérimentale ou numérique d'excitations pariétales induites par un CAD ou une CLT subsonique ou supersonique. Alors que la faisabilité a été prouvée de pouvoir reproduire expérimentalement dans une salle un champ acoustique diffus à l'aide d'un nombre limité de sources au-dessus de jusqu'à la fréquence de Schroeder de la salle, et ce à l'aide de plusieurs techniques (méthodes inverses, WFS, D-NAH), il apparaît que la synthèse expérimentale en temps réel d'échelles sous-longueur d'onde liées aux échelles convectives de la turbulence reste un problème difficile. La synthèse de la réponse vibroacoustique induite par la CLT relaxe dans une certaine mesure la contrainte sur la densité du réseau de sources, mais requiert au préalable une identification des chemins de transferts vibratoires et acoustiques, et peut donc s'avérer *in fine* coûteuse à implémenter et peu versatile. De nombreuses études restent encore à réaliser sur ce thème.

Références

- [1] J. F. Wilby and F. L. Gloyna, "Vibration measurements of an airplane fuselage structure I. turbulent boundary layer excitation," *J. Sound Vib.* 23, 443 - 466 (1972).
- [2] J. A. Cockburn and J. E. Robertson, "Vibration response of spacecraft shrouds to in-flight fluctuating pressures," *J. Sound Vib.* 33, 399-425 (1974).
- [3] W. V. Bhat, "Flight test measurements of exterior turbulent boundary layer pressure fluctuations on Boeing model 737 airplane," *J. Sound Vib.* 14, 439-457 (1971).
- [4] J. A. Cockburn and A. C. Jolly. *Structural-acoustic Response, Noise Transmission Losses and Interior Noise Levels of an Aircraft Fuselage Excited by Random Pressure Fields*. Volume 67, N. 16 of Wyle report: Wyle Laboratories. Defense Technical Information Center (1968).
- [5] M. J. Crocker, "The response of a supersonic transport fuselage to boundary layer and to reverberant noise," *J. Sound Vib.* 9, 6-20 (1969).
- [6] R. Lyon, "Boundary layer noise response simulation with a sound field," NASA CR-56074 (1964).
- [7] F. J. Fahy, "On simulating the transmission through structures of noise from turbulent boundary layer pressure fluctuations," *J. Sound Vib.* 3, 57-81 (1966).
- [8] G. Robert and J. Sabot, "Use of random forces to simulate the vibroacoustic response of a plate excited by a hydrodynamic turbulent boundary layer," *ASME Winter Meeting, Symposium on Flow-induced Vibrations, Vol.5: Turbulence-induced noise and vibration of rigid and compliant surfaces* (Conference code 06196), (1984).
- [9] S. J. Elliott, C. Maury and P. Gardonio, "The synthesis of spatially correlated random pressure fields," *J. Acoust. Soc. Am.* 117, 1186-1201 (2005).
- [10] T. Bravo and C. Maury, "A synthesis approach for reproducing the response of aircraft panels to a turbulent boundary layer excitation," *J. Acoust. Soc. Am.* 129, 143-153 (2011).
- [11] G. M. Corcos, "The resolution of pressures in turbulence," *J. Acoust. Soc. Am.* 35, 192-199 (1963).
- [12] C. T. Hugin, A. P. Payne, D. C. Tomlinson and K. H. Heron, "Simulation of turbulent boundary layer excitation by point array forcing experiment," Report on EU Framework V Project G4RD-CT-2000-00223, Environmental Noise Associated with Turbulent Boundary Layer Excitation: ENABLE, QinetiQ Ltd, Farnborough, UK, (2002).
- [13] T. Bravo and C. Maury, The experimental synthesis of random pressure fields: Methodology, *J. Acoust. Soc. Am.* 120, 2702-2711 (2006).
- [14] C. Maury and T. Bravo, The experimental synthesis of random pressure fields: Practical feasibility, *J. Acoust. Soc. Am.* 120, 2712-2723 (2006).
- [15] T. Bravo and S. J. Elliott, "Variability of low frequency sound transmission measurements," *J. Acoust. Soc. Am.* 115, 2986-2997 (2004).
- [16] T. Bravo and C. Maury, "Enhancing low frequency sound transmission measurements using a synthesis method," *J. Acoust. Soc. Am.* 122, 869-880 (2007).
- [17] P.A. Gauthier, C. Camier, O. Gauthier, Y. Pasco and A. Berry, "Aircraft sound environment reproduction: Sound field reproduction inside a cabin mock-up using microphone and actuator arrays," In Proceedings of Meetings in Acoustics, *International Congress on Acoustics ICA 2013, Array Signal Processing for Three-Dimensional Audio Applications I*, Vol. 19, 055008, (2013).
- [18] 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).
- [19] M. Shinozuka, "Simulation of multivariate and multidimensional random processes," *J. Acoust. Soc. Am.* 49, 357-367 (1970).
- [20] C. J. Dodds, "The laboratory simulation of vehicle service stress," *ASME Journal of Engineering for Industry* 96, 391-398 (1974).
- [21] A. Zerva and V. Zervas, "Spatial variation of seismic ground motions: An overview," *Appl. Mech. Rev.* 55, 271-297 (2002).
- [22] A. Berry, R. Dia and O. Robin, "A wave field synthesis approach to reproduction of spatially-correlated sound fields," *J. Acoust. Soc. Am.* 131, 1226-1238 (2012).
- [23] O. Robin, A. Berry and S. Moreau, "Reproduction of random pressure fields based on planar nearfield acoustic holography," *J. Acoust. Soc. Am.* 133, 3885-3899 (2013).
- [24] O. Robin, A. Berry, S. Moreau and S. Campeau, "Experimental reproduction of random pressure fields based on planar nearfield acoustic holography," In *Proc 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, May 27-29, Berlin, Germany* (2013).
- [25] J. N. Yang, "Simulation of random envelope processes," *J. Sound Vib.* 21, 73-85 (1972).
- [26] A. Steinwolf, R. G. White and H. F. Wolfe, "Simulation of jet-noise excitation in an acoustic progressive wave tube facility," *J. Acoust. Soc. Am.* 109, 1043-1052 (2001).
- [27] L. E. Wittig and A. K. Sinha, "Simulation of multicorrelated random processes using the FFT algorithm," *J. Acoust. Soc. Am.* 58, 630-634 (1975).
- [28] A. Hekmati, D. Ricot and P. Druault, "Numerical synthesis of aeroacoustic wall pressure fields over a flat plate: Generation, transmission and radiation analyses," *J. Sound Vib.* 332, 3163-3176 (2013).
- [29] M. Pachebat, N. Totaro, P. Chainais et 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," *Actes du Congrès Français d'Acoustique 2014, Poitiers, France* (2014).