



HAL
open science

Modélisation des spectres de pression pariétale en vue de déterminer la réponse vibro-acoustique d'une structure soumise à une couche limite turbulente

Marion Berton, Daniel Juvé, Laurent Maxit, Christian Audoly

► To cite this version:

Marion Berton, Daniel Juvé, Laurent Maxit, Christian Audoly. Modélisation des spectres de pression pariétale en vue de déterminer la réponse vibro-acoustique d'une structure soumise à une couche limite turbulente. Congrès Français de Mécanique 2013, Aug 2013, Bordeaux, France. pp.Berton. hal-00994403

HAL Id: hal-00994403

<https://hal.science/hal-00994403>

Submitted on 21 May 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.

Modélisation des spectres de pression pariétale en vue de déterminer la réponse vibro-acoustique d'une structure soumise à une couche limite turbulente

M. BERTON^{a,b,c}, D. JUVE^a, L. MAXIT^b, C. AUDOLY^c

a. Centre Acoustique, LMFA UMR 5509, Ecole Centrale de Lyon,
36 av. Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex

b. LVA, INSA de Lyon, Bâtiment St. Exupéry, 25 bis av. Jean Capelle, 69621 Villeurbanne Cedex

c. DCNS Research, Centre du Mourillon, Rond-point de l'Artillerie de la Marine, 83000 Toulon

Résumé :

Une méthodologie en trois étapes est développée afin de déterminer la réponse vibro-acoustique d'une structure excitée par une couche limite turbulente. Dans un premier temps l'écoulement turbulent est modélisé avec une méthode RANS stationnaire qui permet d'obtenir les paramètres caractéristiques de la couche limite. L'excitation dynamique générée par cette couche limite est ensuite calculée à partir de modèles semi-empiriques des fluctuations de pression pariétale. Les spectres de pression ainsi obtenus sont enfin introduits dans un modèle vibro-acoustique pour déduire la réponse de la structure. On s'intéresse dans ce papier à la partie concernant l'excitation de la structure, avec les deux premières étapes de calcul.

Le cas de validation correspond à une série de mesures réalisées à l'Ecole Centrale de Lyon dans le cadre du projet européen ENABLE, et qui mettent en jeu un écoulement en conduite avec gradient de pression. Des calculs RANS $k-\epsilon$ et $k-\omega$ ont été réalisés et les grandeurs globales comparées aux expériences (épaisseurs caractéristiques de couche limite, pression statique, ...), validant les calculs stationnaires. Les paramètres d'écoulement sont ensuite injectés dans différents modèles de spectre de fluctuations de pression pariétale : pour les spectres en fréquence, le modèle de Goody [1] est appliqué pour les cas en l'absence de gradient de pression moyenne et le modèle de Rozenberg [2] en présence d'un gradient de pression défavorable. Les spectres obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux. Pour les spectres en fréquence-nombre d'onde, les hypothèses de Corcos [3] sont utilisées pour déterminer une relation entre la vitesse de convection et le gradient de pression à partir des mesures approchées.

Abstract :

A 3-steps methodology is developed in order to determine the vibro-acoustical response of a structure excited by a turbulent boundary layer. First the turbulent flow is modeled using a stationary RANS method to obtain the characteristics of the boundary layer. Then the dynamic excitation generated by this boundary layer is calculated using semi-empirical models of the wall-pressure fluctuations. The resulting spectra are finally injected in a vibro-acoustic model to deduce the response of the structure. In this paper the part concerning the excitation of the structure is treated, with the two first steps of calculation.

The validation case corresponds to an experimental campaign carried out in Ecole Central de Lyon in the framework of the European project ENABLE, and which concerns a duct flow with a pressure gradient. RANS $k-\epsilon$ and $k-\omega$ calculations were made and the global quantities compared to measurements (boundary layer thickness, static pressure ...), validating the stationary calculations. The flow parameters are then injected in different wall-pressure fluctuations models : for the frequency spectra, Goody model [1] is applied in the absence of pressure gradient, and Rozenberg model [2] with an adverse pressure gradient. The resulting spectra are compared to experimental results. For the wavenumber-frequency spectra, Corcos hypotheses [3] are used to determine a relation between the convection velocity and the pressure gradient from the fitted measurements.

Mots clefs : mécanique des fluides, vibro-acoustique, fluctuations de pression pariétale

1 Introduction

L'acoustique sous-marine constitue un des moyens les plus utilisés pour la détection de navires de surface ou de sous-marins. Sa prise en compte est donc essentielle dans la conception des navires pour minimiser les sources de bruit et améliorer la discrétion des engins. On s'intéresse en particulier au rayonnement acoustique induit par les vibrations de la structure excitée par une couche limite turbulente. La méthodologie pour modéliser ce rayonnement consiste à calculer dans un premier temps l'excitation de la structure par les fluctuations de pression à la paroi, puis à l'injecter dans un modèle vibro-acoustique. La relation suivante est à la base du calcul de la réponse en déplacement $S_{ww}(\mathbf{x}, \omega)$ de la structure de surface Σ_p au point \mathbf{x} et à la pulsation ω , à une excitation en pression représentée par l'interspectre $S_{pp}(\tilde{\mathbf{x}}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega)$ entre les points $\tilde{\mathbf{x}}$ et $\tilde{\mathbf{x}}$:

$$S_{ww}(\mathbf{x}, \omega) = \iint_{\Sigma_p} H_w^*(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega) S_{pp}(\tilde{\mathbf{x}}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega) H_w(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega) d\tilde{\mathbf{x}} d\tilde{\mathbf{x}} \quad (1)$$

Une autre formulation [4],[5] permet d'exprimer l'intégrale dans l'espace des nombres d'onde, faisant intervenir la transformée de Fourier spatiale $\tilde{H}_w^\omega(\mathbf{x}, \mathbf{k})$ de la fonction de transfert $H_w(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega)$:

$$S_{ww}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{H}_w^\omega(\mathbf{x}, \mathbf{k})|^2 \Phi_{pp}(\mathbf{k}, \omega) d^2\mathbf{k} \quad (2)$$

Les modèles vibro-acoustiques permettent d'une part de déterminer les fonctions de transfert de la structure en fonction de ses paramètres et des conditions aux limites. D'autre part il faut exprimer l'excitation par la couche limite turbulente en déterminant l'interspectre des fluctuations de pression en fréquence-nombre d'onde $\Phi_{pp}(\mathbf{k}, \omega)$.

Dans cette présentation, on s'intéresse à la modélisation de l'interspectre dans l'espace des nombres d'ondes $\Phi_{pp}(\mathbf{k}, \omega)$ en deux étapes : un calcul RANS stationnaire permet dans un premier temps d'obtenir les quantités moyennes de l'écoulement externe et de la couche limite turbulente ; ces paramètres sont ensuite introduits dans des modèles semi-empiriques de spectre de fluctuations de pression à la paroi.

2 Etapes de la modélisation de l'excitation de la structure par la couche limite

2.1 Calcul de l'écoulement

La méthode RANS stationnaire est utilisée pour le calcul de l'écoulement turbulent dans une conduite. Les calculs sont réalisés à l'aide du solveur numérique par volumes finis Fluent v.12.0, et deux types de modèles statistiques de turbulence $k - \epsilon$ et $k - \omega$, sont testés. Dans la région proche de la paroi, un traitement des équations RANS permet de résoudre l'écoulement jusqu'à la paroi. Les maillages utilisés sont donc raffinés dans cette zone avec un resserrement des mailles obéissant à une loi exponentielle selon l'axe y , jusqu'à une faible taille de première maille à la paroi correspondant à $y^+ = yu_\tau/\nu$ compris entre 1 et 5.

Ces calculs permettent d'obtenir les paramètres du champ stationnaire de l'écoulement, avec le champ de vitesse moyenne U , la pression statique p et les paramètres caractéristiques de la couche limite turbulente. Ces paramètres sont principalement l'épaisseur de couche limite δ , l'épaisseur de déplacement δ_1 , l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 , la tension pariétale τ_w et la vitesse U_e en $y = \delta$.

2.2 Modélisation des spectres de pression pariétale

Les paramètres d'écoulement ainsi obtenus sont injectés dans différents modèles semi-empiriques de spectre des fluctuations de pression pariétale. Pour les spectres en fréquence, le modèle de Goody [1] est reconnu comme offrant le meilleur accord avec les expériences, mais il est limité aux configurations d'écoulement sans gradient de pression. Basé sur une modification empirique du modèle de Chase-Howe, il est fonction des paramètres δ , U_e et τ_w . Le modèle de Rozenberg [2] est construit à partir du modèle de Goody dans le but de prendre en compte les effets d'un gradient de pression adverse. Les résultats de Goody sont conservés dans le cas d'un gradient nul, mais des améliorations empiriques permettent de modifier les pentes du spectre en présence d'un gradient adverse.

Les spectres en fréquence-nombre d'onde, qui ajoutent l'information sur la corrélation spatiale de l'excitation, peuvent également être estimés par des modèles empiriques. Le modèle de Corcos [3] reste le plus accessible d'entre eux, avec l'hypothèse de séparation de variables spatiales pour la décroissance de

corrélation, et d'un déphasage proportionnel à l'écart entre capteurs dans la direction de l'écoulement x . Corcos approxime l'interspectre dans l'espace physique par une fonction exponentielle dans chaque direction, puis une transformée de Fourier spatiale permet d'obtenir le spectre dans l'espace des nombres d'onde.

$$\Phi_{pp}(r_x, r_z, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\alpha \frac{\omega}{U_c} |r_x|} e^{-\beta \frac{\omega}{U_c} |r_z|} e^{-i \frac{\omega}{U_c} r_x} \quad (3)$$

avec U_c la vitesse de convection de l'écoulement, $\alpha = 0.11$, $\beta = 0.77$, et r_x et r_z les séparations entre les capteurs dans chaque direction. Le modèle de Corcos est reconnu pour donner une bonne approximation du pic convectif du spectre en nombre d'onde, mais il surestime les niveaux dans les régions subconvective et acoustique.

3 Cas de validation : Ecoulement en conduite avec gradient de pression

3.1 Configuration expérimentale

Le cas de validation étudié dans cet article est un écoulement en air dans une conduite dont la section droite varie avec d'abord une zone de gradient de pression favorable (accélération), puis une zone de gradient adverse (décélération). Les mesures ont été réalisées dans la soufflerie du Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon lors du projet européen ENABLE [6].

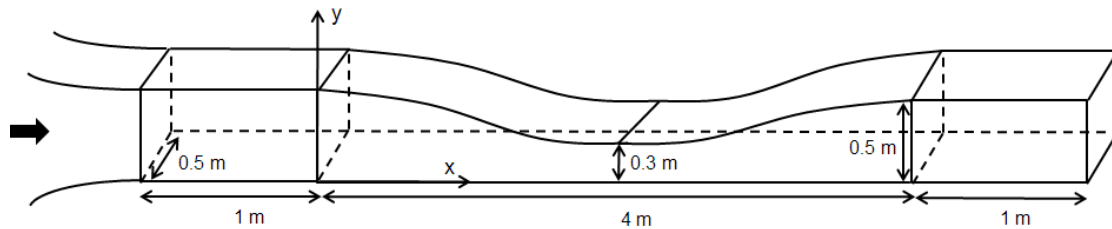


Figure 1 : Conduite ENABLE

Les paramètres d'écoulement moyen mesurés sont notamment la vitesse moyenne, la tension pariétale et la pression statique. Les mesures de fluctuations de pression pariétales sont par ailleurs effectuées à l'aide de deux microphones 1/8", montés sur deux disques excentriques permettant une séparation variable entre les deux capteurs. Cet écart entre capteurs peut varier de 7.5 à 95 mm sur 65 positions dans les directions transversale et longitudinale à l'écoulement.

Pour pouvoir comparer les spectres en fréquence aux modèles de Goody et Rozenberg, une correction doit être appliquée aux mesures pour tenir compte de la résolution spatiale des capteurs de pression. La correction de Corcos [3] est ici appliquée, en prenant un rayon équivalent $r_{eq} = 0.575 r$ calculé par intégration d'une courbe de sensibilité d'un microphone issue de Blake *et al.* [7].

3.2 Validation des calculs RANS

les calculs RANS sont réalisés en deux dimensions avec une conduite présentant une zone de développement de la couche limite de 5m de longueur en amont de la zone de test, de manière à retrouver l'épaisseur $\delta = 5cm$ mesurée en $x = 2.5m$. Le maillage est identique pour les deux types de calcul $k - \epsilon$ et $k - \omega$, avec $y^+ \sim 2.5$. Les résultats sont comparés pour $U_i = 50m/s$ ($Re_\delta = 2.10^5$).

Les profils de vitesse tracés en Figure 2 montrent un bon accord entre les mesures et les calculs stationnaires, et une équivalence entre les modèles statistiques $k - \epsilon$ et $k - \omega$. La couche limite est fine dans la zone de gradient favorable puis s'épaissit dans la zone de décélération. La Figure 3 compare les résultats numériques et expérimentaux de tension pariétale τ_w et de gradient de pression (dédié des mesures de pression statique par différence finie le long de la conduite) en $z = 25cm$. On observe globalement une bonne concordance entre les mesures et les simulations. Les modèles de turbulence donnent cependant des tensions pariétales légèrement différentes, avec un écart de l'ordre du Pascal qui peut être lié aux différences de résolutions en proche paroi entre le $k - \epsilon$ et le $k - \omega$. Les écarts semblent plus faibles entre les mesures et le modèle $k - \omega$ qui est en effet à priori plus précis en proche paroi.

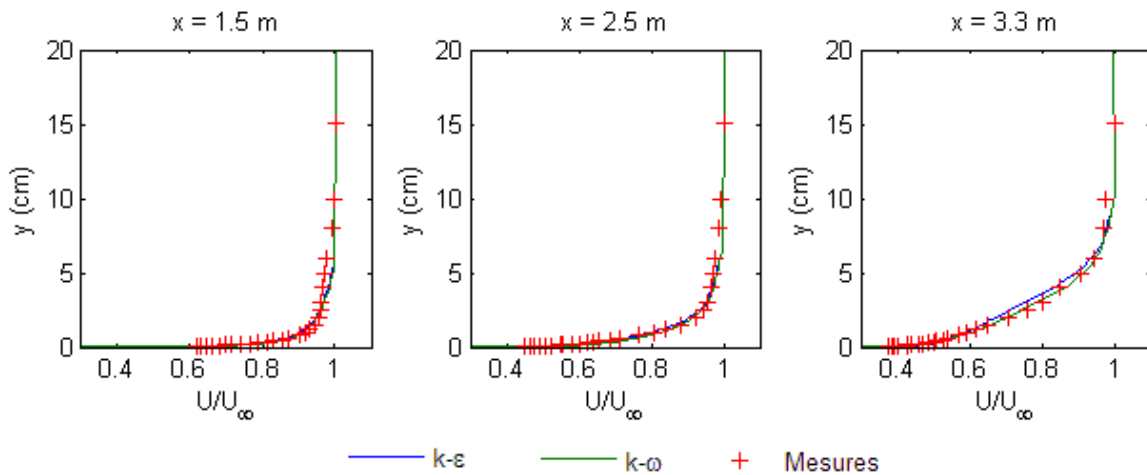


Figure 2 : Profils de vitesse moyenne selon la normale à la paroi

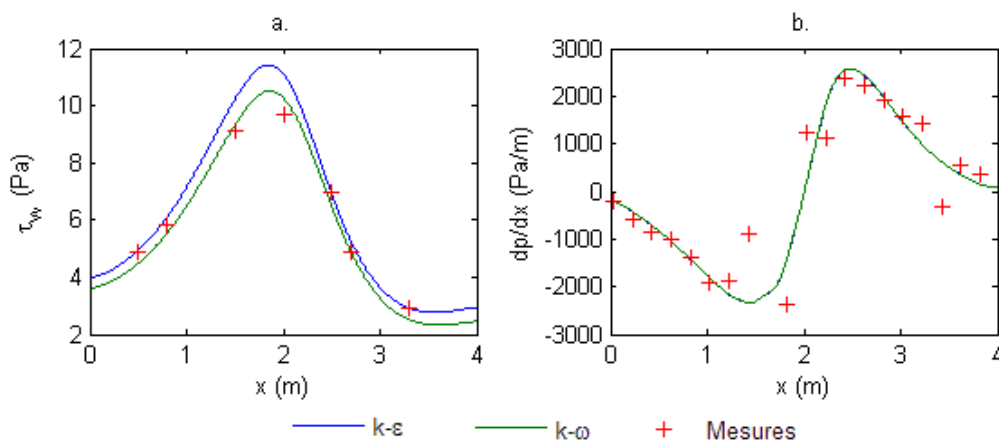


Figure 3 : a: Tension pariétale τ_w (Pa) ; b: Gradient de pression dp/dx (Pa/m).

3.3 Comparaison des spectres de fluctuations de pression pariétale

3.3.1 Spectres en fréquence

Les spectres en fréquence sont comparés en Figure 4 pour chaque type de gradient de pression selon la position le long de la conduite. Les paramètres d'écoulement issus du calcul $k - \omega$ sont introduits dans les modèles de Goody et de Rozenberg. Le modèle de Rozenberg n'est représenté que pour les cas de gradient faible et adverse pour lesquels il est adapté. En gradient faible Figure 4 a, on retrouve la même tendance entre les modèles, en particulier en $x = 2m$ où le gradient est proche de zéro (Tableau 1). L'écart avec les mesures est assez faible, jusqu'à 3 dB en hautes fréquences pour le modèle de Goody. En gradient favorable cet écart grandit avec la valeur du gradient mais la même tendance est conservée. Le modèle de Rozenberg est le plus adapté pour les cas de gradient adverse malgré une différence de pentes, plus grande lorsque le gradient diminue. On note que la correction de Corcos implique une incertitude non négligeable en hautes fréquences.

x (m)	0	0.5	0.8	1.5	2	2.5	2.7	3.3
dp/dx (Pa/m)	-169	-819	-1364	-2309	-2.4	2570	2290	840

Tableau 1 : Gradient de pression en chaque position de mesure de spectre.

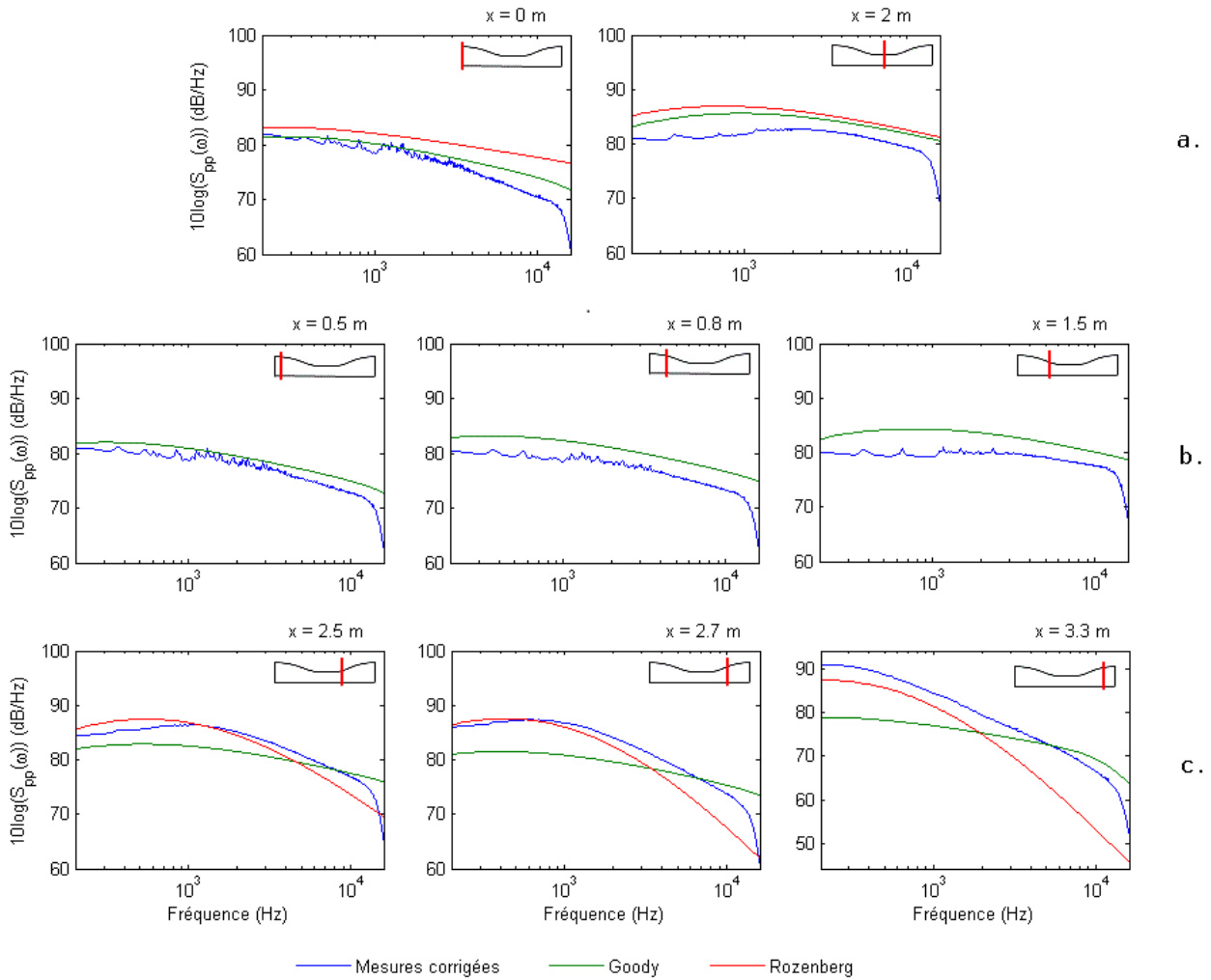


Figure 4 : Spectres de fluctuations de pression pariétale. a. : Gradient de pression faible ; b. : Gradient de pression favorable ; c. : Gradient de pression adverse.

3.3.2 Spectres en fréquence-nombre d'onde

Les interspectres expérimentaux dans l'espace physique sont approchés au sens des moindres carrés par des fonctions exponentielles du type $e^{(a+jb)x}$ que l'on appellera « Fit ». En reprenant ainsi les hypothèses de Corcos, on identifie le coefficient b au nombre d'onde convectif $k_c = \omega/U_c$ et on en déduit une valeur approchée de la vitesse de convection U_c pour une fréquence et pour une position axiale. Une relation peut alors être établie entre cette vitesse et le paramètre adimensionné $\beta_1 = \frac{\delta_1}{\tau_w} \frac{dp}{dx}$, la faisant dépendre du gradient de pression. Nous proposons ici la formulation suivante, déduite des mesures dans la zone en gradient adverse, et pour des fréquences inférieure à 1.5 kHz :

$$U_c = [1.5 \cdot 10^{-3} \beta_1^2 - 5.10^{-2} \beta_1 + 0.83] U_\infty \quad (4)$$

Les spectres en fréquence-nombre d'onde obtenus par Transformée de Fourier spatiale sont alors comparés sur la Figure 5 aux spectres du modèle de Corcos, avec la vitesse de convection calculée selon l'équation (4), ou fixée à $0.7U_\infty$. Les comparaisons sont limitées aux basses fréquences pour lesquelles des mesures de fluctuations de pression sont suffisamment lisses pour être raisonnablement approchées par une fonction de type exponentielle. On considère ici les mesures d'interspectres dans la direction de l'écoulement x . Les figures 5a et 5b. montrent que la fonction exponentielle permet une bonne approximation des mesures dans l'espace physique. La Figure 5 c montre que la formulation de U_c dépendant du gradient améliore l'allure du spectre en nombre d'onde, évitant un décalage du pic convectif. Cela signifie également que U_c a plus d'influence sur le spectre en nombre d'onde que les coefficients α et β du modèle, qui peuvent aussi être déduits de l'extrapolation, mais varient peu en fonction de la fréquence.

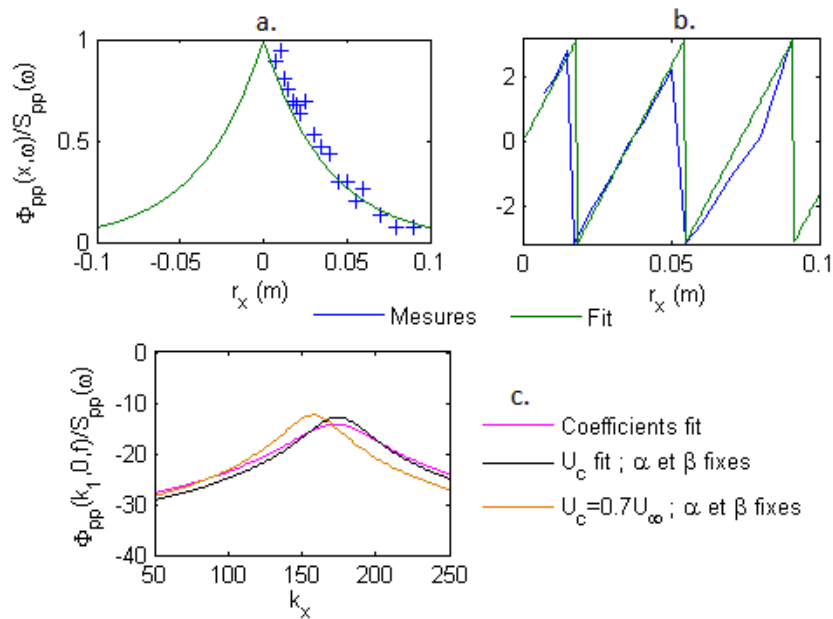


Figure 5 : Spectres de pression pariétale en $x = 3.35m$ et pour $f = 1kHz$. Dans l'espace physique : a : module, b : phase ; et dans l'espace des nombres d'onde : c.

4 Conclusions et perspectives

Les comparaisons entre les mesures et les données numériques pour le cas d'une conduite avec gradient de pression ont permis de valider les calculs RANS pour l'écoulement stationnaire. Les mesures de fluctuations de pression montrent nettement les effets d'un gradient favorable ou adverse sur les spectres. Les modèles présentent de bonnes tendances malgré des écarts de niveau, le modèle de Goody étant plus adapté aux cas de gradient faible ou favorable et celui de Rozenberg au cas de gradient adverse. Par une approximation des interspectres mesurés avec les hypothèses de Corcos, une relation entre la vitesse de convection U_c et le paramètre $\beta_1 = \frac{\delta_1}{\tau_w} \frac{dp}{dx}$ est proposée, impliquant une dépendance de U_c au gradient de pression. Cette vitesse semble avoir plus d'influence sur l'allure du spectre en nombre d'onde que les coefficients α et β qui peuvent eux aussi être déduits du « fit ». De par la limitation en fréquence et le caractère particulier de la géométrie ENABLE, des tests sur d'autres séries de mesures seront nécessaires pour valider la relation donnant U_c . Dans cette optique, des comparaisons sont en prévision avec les résultats de la campagne de mesures du projet ANR SONOBL, en cours au Centre Acoustique du LMFA, et qui mettent en jeu un gradient de pression réglable (favorable, nul ou adverse) par inclinaison de la paroi supérieure.

Remerciements : Ce travail a été conduit dans le cadre du LabEx CeLyA de l'Université de Lyon (ANR-10-LABX-0060/ ANR-11-IDEX-0007) opéré par l'ANR.

Références

- [1] M. Goody, Empirical spectral model of surface pressure fluctuations, *AIAA journal*, vol. 42, 2004.
- [2] Y. Rozenberg, G. Robert, et S. Moreau, Wall-Pressure Spectral Model Including the Adverse Pressure Gradient Effects, *AIAA Journal*, vol. 50, n° 10, p. 2168-2179, 2012.
- [3] G. M. Corcos, Resolution of pressure in Turbulence, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 35, n° 2, 1963.
- [4] C. Maury, P. Gardonio, et S. J. Elliott, A wavenumber approach to modelling the response of a randomly excited panel, Part I: General Theory, *J. Sound Vib.*, vol. 252, n° 1, p. 83-113, 2002.
- [5] L. Maxit et V. Denis, Prediction of flow induced sound and vibration of periodically stiffened plates, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 133, n° 1, p. 146-160, 2013.
- [6] G. Robert, Environmental Noise Associated with turbulent Boundary Layer Excitation (ENABLE) - Experimental data base for the pressure gradient effect, UE Research Programme, Centre Acoustique, LMFA, Ecole Centrale de Lyon, 2002.
- [7] W. K. Blake et D. M. Chase, Wavenumber-Frequency Spectra of Turbulent-Boundary-Layer Pressure Measured by Microphone Arrays, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 49, n° 3B, p. 862-877, 1971.