



Etude vibroacoustique de la réponse d'une structure à une excitation de couche limite turbulente

A. Clement^a, J.A. Astolfi^b, C. Audoly^c et J.-F. Sigrist^a

^aDCNS Research, DCNS site de Nantes-Indret, Departement dynamique des structures, 44620 La Montagne, France

^bInstitut de Recherche de l'Ecole Navale, IRENav, BCRM de Brest, Ecole navale et groupe des écoles du Poulmic, CC 600 - Lanveoc, 29240 Brest Cedex 9, France

^cDCNS Research, Le Mourillon BP403, 83055 Toulon, France
adrien.clement@dcnsgroup.com

Nous nous intéressons à la réponse vibratoire et au champ acoustique émis par une structure immergée excitée par une couche limite turbulente, dans le domaine des bas nombres d'ondes et pour un nombre de Mach faible. Ce travail s'inscrit dans la problématique d'amélioration de la prédiction du bruit rayonné dans ce type de configurations, concernant la discrétion acoustique des navires, et plus particulièrement le bruit rayonné par les structures externes excitées par l'écoulement.

Numériquement, une analyse modale de la réponse de la structure en formulation (\mathbf{u}, p, φ) est réalisée à l'aide du code élément finis Code_Aster. L'excitation est modélisée par une somme d'ondes planes de pression dont la densité spectrale est obtenue à partir des modèles d'excitation pariétale disponibles dans la littérature. Une analyse harmonique sur base modale est réalisée pour chaque cas de chargement.

Cette approche a l'avantage de permettre une prise en compte du couplage fluide-structure dans la cas d'un fluide lourd. Le résultat s'affranchit des hypothèses généralement faites de fluide léger et d'orthogonalité des déformées modales.

1 Introduction

Les problématiques liées à la turbulence et au comportement de structures soumises à un écoulement turbulent, font partie d'un domaine de la physique assez récent. Ainsi ce domaine est souvent considéré comme ayant émergé vers la fin du XIX^{ème} siècle, avec les travaux de Helmholtz, Boussinesq, Reynolds et Rayleigh [Eckert, 2012] [Lumley and Yaglom, 2001]. Le domaine de la turbulence est donc un domaine scientifique assez jeune. Nous possédons des notions pratiques du fonctionnement des phénomènes mis en œuvre, sans toutefois être à même de fournir des modèles théoriques complets. Il nous est en ce sens très difficile de prédire le comportement de systèmes, en présence de turbulence, avec le degré de précision nécessaire au monde industriel [Lumley and Yaglom, 2001].

Récemment, l'évolution des moyens de détection sous-marine, les considérations environnementales ainsi que les considérations de confort des passagers de navires se déplaçant à grande vitesse, ont fait émerger des études concernant les problématiques hydroacoustiques, liées à la présence d'une couche limite turbulente [Ciappi and Magionesi, 2009, Ciappi et al., 2011]. Les problématiques d'interaction fluide structure, en présence d'une couche limite turbulente ont aussi été étudiées dans le cadre d'écoulements au sein de canalisations, qu'il s'agisse de tubes d'échangeurs ou de canalisations de dimensions supérieures [Bonness et al., 2010, Esmailzadeh et al., 2009, Esmailzadeh and Lakis, 2012].

Dans la suite de ce document nous nous intéressons aux différentes sources disponibles quant à la description d'un problème d'interaction fluide structure, en présence d'une couche limite turbulente.

2 Modélisation de la réponse

La formulation complète du problème est traitée de manière exhaustive par l'approche développée dans [Maury et al., 2002], concernant le déplacement d'une plaque. Cette approche est la transcription, dans le domaine des nombres d'onde, de la description du problème faite par [Habault and Filippi, 1998].

2.1 Formulation intégrale de la réponse

Le spectre de puissance, dans le domaine spatio-fréquentiel $S_{ww}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega)$, de la réponse d'une plaque (Fig.1) située dans la plan (x, y) , peut s'exprimer en fonction du

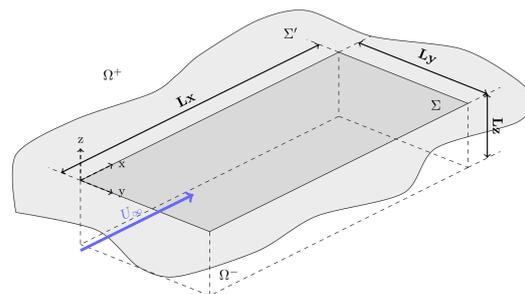


FIGURE 1 – Configuration du problème

spectre de puissance de l'excitation en nombre d'onde-fréquence [Maury et al., 2002] :

$$S_{ww}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\infty} \Gamma_{-\omega}(\mathbf{x}, \mathbf{k}'') S_{p_b p_b}(\mathbf{k}'', \omega) \Gamma_{\omega}(\mathbf{x}', -\mathbf{k}'') d\mathbf{k}'' \quad (1)$$

Dans cette formulation $\Gamma_{\omega}(\mathbf{x}, \mathbf{k}')$ est une fonction de Green variant en espace, qui peut être interprétée comme une fonction de sensibilité du système, à la position \mathbf{x} , soumis à une excitation harmonique de pulsation ω . $S_{p_b p_b}(\mathbf{k}'', \omega)$ est le spectre de l'excitation dans le domaine des nombres d'ondes. Ici \mathbf{k} et \mathbf{k}' sont les variables dans l'espace dual de la transformée de Fourier correspondant aux variables spatiales \mathbf{x} et \mathbf{x}' . Pour une plaque plane, dans le plan (x, y) ; $\mathbf{x} = (x, y, 0)$.

2.2 Formulation discrète de la réponse

La difficulté de calculer la solution en considérant le système intégral présenté par l'équation (1), amène à transformer le problème intégral en un problème discret, en suivant les travaux réalisés par [Aucejo et al., 2012, Bravo and Maury, 2011, Bravo and Maury, 2006] traitant de la synthétisation d'un champ de pression pariétale à l'aide d'un réseau de haut parleurs.

Pour faire apparaître la formulation discrète du problème, le champ d'excitation pariétale est reformulé sous la forme d'une somme d'ondes planes indépendantes entre elles. En considérant une excitation de pression sous la forme d'une onde plane surfacique, d'amplitude $A_{rs}(t)$ et de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_r, k_s)$:

$$P_{rs}(x, y, t) = A_{rs}(t) e^{jk_r x} e^{jk_s y} \quad (2)$$

La pression pariétale en issue de cette somme d'ondes planes surfaciques, peut se formuler de la manière suivante :

$$p(x, y, t) = \sum_{r,s} P_{rs}(x, y, t) \quad (3)$$

La densité inter-spectrale de cette excitation se formule comme :

$$S_{pp}(\xi_x, \xi_y, \omega) = \sum_{r,s} S_{A_{rs}A_{rs}}(\omega) e^{jk_r \xi_x} e^{jk_s \xi_y} \quad (4)$$

D'autre part la densité inter-spectrale des spectres d'excitation générés par une couche limite turbulente est exprimée par :

$$S_{pp}(\xi_x, \xi_y, \omega) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_{p_b p_b}(k_x, k_y, \omega)}{4\pi^2} e^{jk_x \xi_x} e^{jk_y \xi_y} dk_x dk_y \quad (5)$$

Il est donc possible de discrétiser l'équation (5) dans le domaine des nombres d'ondes :

$$S_{pp}(\xi_x, \xi_y, \omega) = \sum_{r,s} \frac{S_{p_b p_b}(k_r, k_s, \omega)}{4\pi^2} e^{jk_r \xi_x} e^{jk_s \xi_y} \Delta k_r \Delta k_s \quad (6)$$

En considérant les équations (4) et (6), il vient :

$$S_{A_{rs}A_{rs}}(\omega) = \frac{S_{p_b p_b}(k_r, k_s, \omega)}{4\pi^2} \Delta k_r \Delta k_s \quad (7)$$

Considérant la réponse d'une structure à une excitation de couche limite turbulent telle que formulée par [Maury et al., 2002] et définie par l'équation (1). Ce résultat se reformuler de manière discrète à l'aide de l'équation (7), pour faire apparaître la réponse de la structure en un point \mathbf{Q} :

$$S_{vv}(\mathbf{Q}, \omega) = \sum_{r,s} S_{A_{rs}A_{rs}}(\omega) |H_v(\mathbf{Q}, k_r, k_s, \omega)|^2 \quad (8)$$

Dans cette formulation, $H_v(\mathbf{Q}, k_r, k_s, \omega)$ correspond à la réponse de la structure au point \mathbf{Q} à une excitation onde plane surfacique de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_r, k_s)$. Cette fonction de transfert correspond à la fonction de Green $\Gamma_\omega(\mathbf{Q}, \mathbf{k})$ qui apparaissait dans la formulation intégrale.

3 Mise en œuvre par la méthode des éléments finis

La réponse d'une structure excitée par une couche limite turbulente est écrite à partir de la formulation discrète introduite précédemment, issue des travaux de [Aucejo et al., 2012, Bravo and Maury, 2011, Bravo and Maury, 2006]. Cette formulation permet d'accéder à la réponse de la structure ainsi qu'au champ de pression acoustique rayonné dans le fluide.

3.1 Choix d'un code éléments finis

Le calcul des différentes fonctions de transfert $H_v(\mathbf{Q}, k_r, k_s, \omega)$ nécessaires à l'obtention de la solution est réalisé par un calcul éléments finis. Étant donné le nombre important de vecteurs d'onde nécessaires au calcul de la solution des équations (1), il n'est pas envisageable de réaliser un calcul complet pour chaque vecteur d'onde,

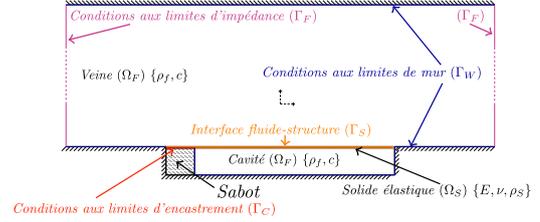


FIGURE 2 – Schéma de principe du modèle éléments finis

le temps nécessaire serait par trop important. Les fonctions de transfert seront donc calculées en opérant une résolution sur base modale du problème d'interaction fluide structure. Le code éléments finis choisi pour effectuer cette analyse modale est Code_Aster développé par EDF, qui présente l'avantage de proposer une formulation (\mathbf{u}, p, φ) du problème couplé fluide-structure. Cette formulation assure que la base modale obtenue lors de l'analyse modale est orthogonale au sens de la matrice de masse, contrairement aux formulations non symétriques (U, p) .

3.2 Analyse modale

Dans un premier temps une analyse modale du système est réalisée, afin d'obtenir la base nécessaire aux multiples résolutions harmoniques. Cette analyse est réalisée en considérant un problème dont les paramètres ainsi que les conditions aux limites sont similaires au dispositif expérimental étudié (Fig.2).

Le dispositif expérimental monté dans le tunnel hydrodynamique de l'IRENav (Fig.2) est modélisé par une structure considérée homogène (loi d'élasticité linéaire) encastree en amont, un fluide acoustique et des conditions aux limites de paroi pour l'acoustique. Le fluide est au repos et la réponse modale du système couplé fluide-structure est étudiée.

Il s'agit donc à résoudre un système matriciel polynomial de degré trois :

$$(-i\omega^3 [I]_{N_{dat}} - \omega^2 [M]_{N_{dat}} + i\omega [C]_{N_{dat}} + [K]_{N_{dat}}) \{q\}_{N_{dat}} = 0 \quad (9)$$

Avec respectivement, (I, M, C, K) les matrices d'impédance, de masse, d'amortissement et de raideur du système.

3.2.1 Conditions aux limites acoustiques

Concernant les conditions aux limites acoustiques pour le problème modale, seules des conditions aux limites de mur sont considérées pour le domaine fluide. Ceci est cohérent avec le dispositif expérimental, nous ne faisons donc pas apparaître de matrice d'impédance.

Le problème aux valeurs propres devient quadratiques et il se reformule donc :

$$(-\omega^2 [M]_{N_{dat}} + i\omega [C]_{N_{dat}} + [K]_{N_{dat}}) \{q\}_{N_{dat}} = 0 \quad (10)$$

Par hypothèse la réponse modale de la structure est considérée comme principalement influencée par les caractéristiques du matériaux et les effets inertiels liés au fluide. Cela revient à considérer que le rayonnement acoustique n'a qu'une faible influence sur le résultat obtenu.

3.2.2 Amortissement

Afin de résoudre le problème modal il est nécessaire de calculer la matrice d'amortissement de la structure. Il est choisi de modéliser cette matrice est modélisée par un amortissement de Rayleigh local. La matrice d'amortissement est donc définie localement en affectant l'amortissement au modèle matériau utilisé dans la modélisation éléments finis.

L'hypothèse de Rayleigh permet d'écrire, pour la matrice élémentaire de l'élément i affecté du matériau :

$$c_i^e = \alpha k_i^e + \beta m_i^e \quad (11)$$

La matrice d'amortissement C est obtenue par assemblage des matrices d'amortissement élémentaires. Cette matrice n'est donc pas une combinaison linéaire des matrices K et M , comme dans le cas d'un amortissement de Rayleigh global.

Étant donné qu'une analyse modale expérimentale de la structure, excitée par un pot vibrant, a été réalisée en air, nous sommes à même d'en extraire les déformées modales expérimentales. Les coefficients de Rayleigh α et β sont obtenus en minimisant l'écart entre une analyse numérique dans le vide et les résultats expérimentaux, pour la bande de fréquence considérée.

3.3 Analyse harmonique

L'analyse modale réalisée précédemment permet d'obtenir une base modale complexe à l'aide de laquelle un certain nombre d'analyses harmoniques sur base réduite sont réalisées, afin d'obtenir les fonctions de transfert $H_v(\mathbf{Q}, k_r, k_s, \omega)$ permettant de résoudre l'équation (1).

Le problème harmonique considéré est le même que celui utilisé pour l'analyse modale, à la différence près qu'il est possible d'ajouter des conditions aux limites d'impédance au système afin de prendre en compte le rayonnement acoustique (Fig.2).

Il s'agit in fine de résoudre le problème d'interaction fluide structure suivant :

$$\left(-i\omega^3 [I]_{N_{ddl}} - \omega^2 [M]_{N_{ddl}} + i\omega [C]_{N_{ddl}} + [K]_{N_{ddl}} \right) \{q\}_{N_{ddl}} = F(k_r, k_s) \quad (12)$$

avec $F(k_r, k_s)$ une onde plane unité de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_r, k_s)$

3.3.1 Conditions aux limites acoustiques

Comme pour l'analyse modale, le rayonnement acoustique n'est pas pris en compte, le problème à résoudre s'écrit :

$$\left(-\omega^2 [M]_{N_{ddl}} + i\omega [C]_{N_{ddl}} + [K]_{N_{ddl}} \right) \{q\}_{N_{ddl}} = \{F(k_r, k_s)\} \quad (13)$$

Pour système non confiné, l'ajout de conditions aux limites d'impédance acoustique est nécessaire à la bonne prise en compte de l'énergie diffusée par le système. Il faudrait alors calculer la base modale en prenant en compte l'acoustique pour que cette dernière soit cohérente avec le problème.

3.3.2 Projection sur la base modale

Afin de résoudre le problème matriciel décrit dans l'équation (13), le système est projeté sur la base modale. Cette dernière étant complexe la projection doit être réalisée hors du code éléments finis, ce dernier ne permettant pas ce type de projections. Dans un premier temps la projection des matrices de masse, de raideur et d'amortissement (M, K et C) est réalisée. Considérons une matrice complexe A et une base de n modes $\{\Phi\}_n$, le terme (i, j) de la matrice réduite $[A^{red}]_n$ s'écrit :

$$A_{ij}^{red} = \overline{\{\Phi_i\}}^t [A] \{\Phi_j\} \quad (14)$$

De la même manière considérons la projection d'un vecteur $\{F\}$ sur la base modale $\{\Phi\}_n$, le terme (i) du vecteur réduit $\{F^{red}\}_n$ s'exprime :

$$F_i^{red} = \overline{\{\Phi_i\}}^t \{F\} \quad (15)$$

3.3.3 Résolution du problème réduit

Le problème réduit obtenu à la suite des opérations de projections se formule de la manière suivante :

$$\left(-\omega^2 [M^{red}] + i\omega [C^{red}] + [K^{red}] \right) \{q\}_{N_{modes}} = \{F^{red}(k_r, k_s)\} \quad (16)$$

Ce système est résolu pour un nombre de fréquences N_{freq} et pour un nombre de vecteurs d'onde N_k . La résolution de ce système réduit est réalisée en faisant appel à la fonction python "numpy.linalg.solve", qui permet de résoudre des systèmes linéaires matriciels en faisant appel aux routines de résolutions LAPACK "gesv". Tout comme pour la projection modale, réaliser cette opération hors du code éléments finis nous permet de calculer les différentes résolutions, pour les $N_{freq} \times N_k$ problèmes, de manière simultanée alors que l'utilisation du code éléments finis imposait de conduire séquentiellement ces différentes opérations.

La résolution des problèmes harmoniques nous permet d'obtenir les $N_{freq} \times N_k$ vecteurs $\{q\}_{N_{modes}}$, qui sont stockés dans un fichier résultats. La taille, $N_{freq} \times N_k \times N_{modes}$ de ces résultats est sensiblement réduite comparé aux résultats dans la base physique, qui sont de taille $N_{freq} \times N_k \times N_{ddl}$. En effet les problèmes considérés ont plusieurs centaines de milliers de degrés de liberté alors que nous ne considérons qu'une centaine de modes pour le système réduit.

4 Calcul de la réponse

4.1 Calcul du spectre de la réponse

Afin de réaliser le calcul de la réponse de la structure à l'excitation de couche limite turbulente il est nécessaire de projeter les résultats issus du problème réduit sur la base physique.

Plusieurs approches sont possibles :

- Dans le cas de problèmes de taille réduite, il est possible de stocker l'intégralité des résultats obtenus, soit $N_{freq} \times N_k \times N_{ddl}$ grandeurs complexes.
- Calculer la réponse pour l'ensemble des éléments du problème est rapidement trop gourmand en ressource, il est nécessaire de se limiter à l'obtention de la réponse pour un nombre réduit de points de contrôle $N_{freq} \times N_k \times N_{pts}$

- Une alternative consiste à ne stocker qu'un nombre limité de données en se servant des propriétés de la base modale.

4.1.1 Approche utilisant la base modale

Pour calculer la réponse en un nombre important de nœuds du problème, la première approche nécessite de connaître les fonctions de transfert pour chacun de ces nœuds. Cette approche est irréalisable dès que le nombre de nœuds recherchés devient important. Nous nous proposons donc d'utiliser les propriétés de la base modale afin de nous permettre de calculer la réponse pour tout les nœuds du problème.

La projection de la fonctions de transfert $H_v(\mathbf{Q}, k_r, k_s, \omega)$ pour tout point \mathbf{Q} de la structure, en utilisant la propriété d'orthogonalité de la base modale s'écrit :

$$H_v(\mathbf{Q}, k_r, k_s, \omega) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(k_r, k_s) f_i(\mathbf{Q}, k_r, k_s) \quad (17)$$

où $a_i(k_r, k_s)$ sont les coefficients modaux correspondant à cette décomposition.

Comme la base modale a été choisie afin d'avoir une réponse convergée, la fréquence du mode le plus élevé étant au moins le double de la fréquence maximale du spectre de réponse recherché, la somme précédente est limitée à N_{modes} :

$$H_v(\mathbf{Q}, k_r, k_s, \omega) = \sum_{i=1}^{N_{modes}} a_i(k_r, k_s, \omega) f_i(\mathbf{Q}, k_r, k_s) \quad (18)$$

Pour résoudre le système linéaire de l'équation (18), il faut calculer la fonction de transfert correspondant au vecteur d'onde (k_r, k_s) pour au moins N_{modes} points appartenant à la structure.

L'ensemble $N_{freq} \times N_k \times N_{ddl}$ résultats issus de l'analyse harmonique peuvent donc être décrits par un ensemble $N_{freq} \times N_k \times N_{modes}$ de coefficients modaux, couplés aux $N_{modes} \times N_{ddl}$ résultats issus de la base modale. Ceci permet de réduire la quantité de données nécessaires de plusieurs ordres de grandeur. Le calcul de la réponse spectrale est réalisé de la même manière qu'en présence de l'intégralité des résultats, la seule différence étant la nécessité de recalculer la fonction de transfert $H_v(\mathbf{Q}, k_r, k_s, \omega)$, pour chaque intégration à partir des coefficients modaux $a_i(k_r, k_s)$ et des formes modales $f_i(\mathbf{Q}, k_r, k_s)$.

5 Résultats d'un calcul ASTER

5.1 Analyse modale

Trois modélisations éléments finis différentes du problème écrit dans le paragraphe (2) sont étudiées, chacune de ces discrétisations présentant un degré de raffinement de l'ordre du double du degré précédent. La structure étudiée est une plaque encastrée-libre, longue de 160mm, large de 80mm, d'épaisseur 1mm. Cette dernière ferme une cavité d'une hauteur de 20mm.

Une analyse modale, dans la bande de fréquence 0-14kHz, est réalisée à l'aide du logiciel éléments finis Code.Aster et nous comparons les résultats obtenus. Dans la bande de fréquence retenue, le premier cas n'est pas

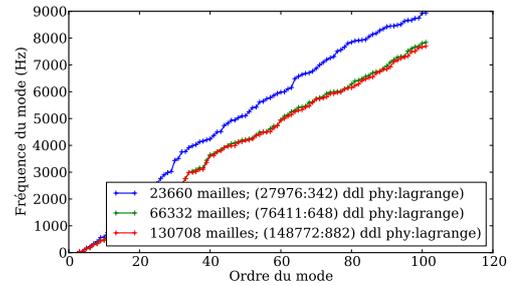


FIGURE 3 – Fréquence numérique en fonction de l'ordre du mode

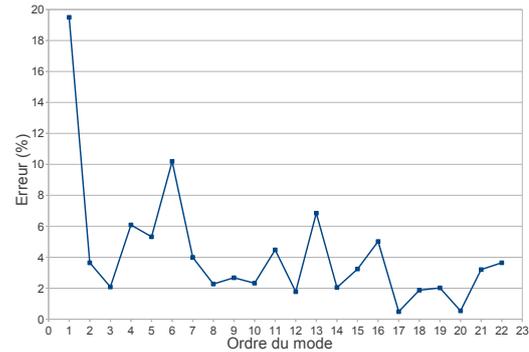


FIGURE 4 – Écart entre les modes numériques et expérimentaux

assez discrétisé, il n'y a pas convergence en fréquence sur les modes propres obtenus (Fig.3). Les deux discrétisations les plus fines semblent sensiblement bien convergées sur la bande de fréquence 0-8kHz, les courbes relatives à ces deux dernières sont sensiblement proches l'une de l'autre. Ces deux discrétisations seront conservées dans la suite de l'étude.

La modélisation numérique étudiée est issue d'un problème réel, pour lequel des résultats expérimentaux sont disponibles, une comparaison des résultats obtenus numériquement avec les résultats issus des différentes campagnes expérimentales est donc réalisée. Concernant l'analyse modale, on se limite à une comparaison des fréquences propres obtenues numériquement aux fréquences propres obtenues expérimentalement et à l'écart entre ces dernières (Fig.4) ainsi qu'à une comparaison qualitative des déformées modales et de leur ordre d'apparition. Cette comparaison permet d'affirmer que le modèle numérique présente un comportement proche du dispositif expérimental, tant en termes de fréquences propres qu'en termes de déformées modales.

5.2 Paramétrage de l'analyse harmonique

La résolution du problème telle que présentée au paragraphe (2) par l'équation (8) fait apparaître une somme de fonctions de transferts, obtenues pour différents vecteurs d'onde. Une bonne convergence de cette somme implique de réaliser un nombre suffisant d'analyse harmonique, tout en veillant à réaliser ces dernières dans un espace (k_x, k_y) cohérent avec les caractéristiques de la structure. Une étude de ce paramétrage a été réalisée, à partir des transformées de Fourier des déformées modales numériques et des spectres

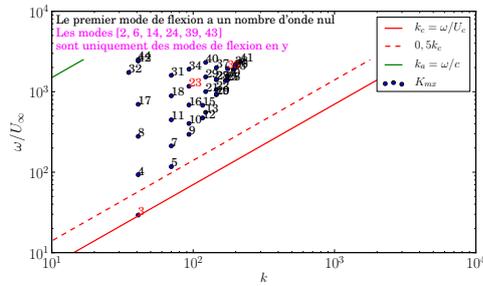


FIGURE 5 – Flexion longitudinale

d'excitation.

5.2.1 Bornes du domaine des nombres d'onde

La (Fig.5) représente la position des nombres d'onde de flexion longitudinaux de la structure. Il s'agit de la position dans l'espace (k_x, k_y) du maximum de la fonction de transfert définie par la transformée de Fourier spatiale des formes modales. La position des nombres d'onde de flexion du système vis-à-vis du pic convectif et du pic acoustique, permet de faire différentes observations. Les modes d'ordre faibles sont principalement influencés par le pic convectif, le mode 3 par exemple présente une coïncidence avec le pic convectif et les modes 4 et 5 sont proches du pic convectif. Plus l'ordre des modes augmente, plus ils s'éloignent du pic convectif et le comportement du système est alors principalement influencé par la composante bas nombre d'onde de l'excitation de couche limite turbulente.

5.2.2 Fonctions filtres et spectre d'excitation

Afin de valider la discrétisation en nombre d'onde choisie à partir des transformées de Fourier des déformées modales, nous étudions les paramètres permettant une bonne intégration numérique de l'équation constitutive du problème, dans le domaine des nombres d'onde.

Considérons le mode d'ordre 35 et de fréquence 3080Hz, nous pouvons donc tracer (Fig.6) la transformée de Fourier de la déformée modale, le spectre d'excitation obtenu par le modèle de Corcos à cette fréquence, ainsi que le produit de ces deux grandeurs. Ces tracés font également apparaître les limites à $-9dB$ et $-18dB$ de ces différentes grandeurs, il est nécessaire de réaliser une discrétisation plus fine au sein de ces limites. La discrétisation hors de ces limites peut se limiter à quelques points, étant donné que l'évolution logarithmique de grandeurs tracées est linéaire. Le choix du niveau limite pour lequel une discrétisation plus fine est souhaitable est lié au comportement du pic convectif. Comme le spectre d'excitation tracé ici est celui défini par Corcos, ce dernier présente une limite à $-18dB$, représentative de la largeur du pic convectif.

5.3 Réponse de la structure

La réponse de la structure, est calculée pour la discrétisation éléments finis intermédiaire et à une base modale contenant 44 modes dans la bande de fréquence 0-4kHz. Des calculs avec des bases modales contenant 105 et 198 modes ont également été réalisés mais les résultats obtenus dans la bande 0-4kHz sont similaire à ceux obtenus avec la base modale limitée aux 44 modes contenus dans

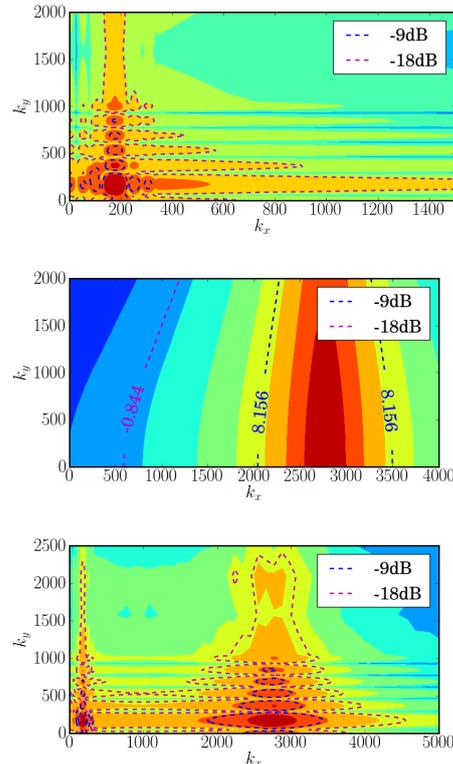


FIGURE 6 – Mode 35 (3080 Hz) fonction filtre, spectre de Corcos et somme

l'intervalle 0-4kHz. Ceci est cohérent avec la forte séparation fréquentielle observée entre les modes de notre structure et le faible couplage intermodal pour ce type de système. Pour un système plus complexe, les modes d'ordre élevés peuvent avoir une influence sur la réponse à des fréquences inférieures à leur fréquence propre principalement en présence de couplage intermodal.

La (Fig.7) présente la réponse moyenne de notre structure en déplacement, dans la bande de fréquence étudiée, pour différentes excitations. La valeur moyenne de la réponse obtenue expérimentalement au sein du tunnel de cavitation de l'IRENav est également représentée sur cette figure.

Pour des fréquences faibles les résultats sont sensiblement similaires entre le spectre de Corcos et le spectre de Smol'yakov. Ceci est cohérent avec le comportement de la structure pour ces fréquences, les nombres d'ondes de flexion pour les premiers modes sont en effet proches du pic convectif et les différents modèles d'excitation présentent le même comportement à proximité du pic convectif.

Pour des fréquences plus élevées l'excitation de Corcos induit une sur-estimation de la réponse alors que le modèle de Smol'yakov tend à sous estimer cette dernière. Ceci est cohérent avec les résultats présentés par [Bonness et al., 2010], issus de ses propres essais et de la littérature, concernant le niveau du spectre d'excitation dans les bas nombres d'onde, ces derniers présentent un niveau supérieur de $\sim 10dB$ au niveau défini par Smol'yakov et inférieur de $\sim 20dB$ à celui défini par Corcos.

6 Conclusion

La méthode de calcul présentée dans ce document permet d'obtenir de façon satisfaisante la réponse d'une plaque

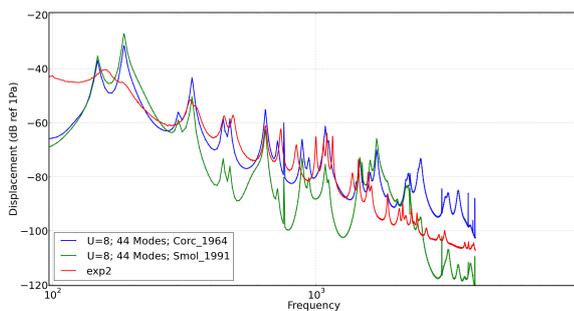


FIGURE 7 – Réponse de la structure

encastrée libre à une excitation de couche limite turbulente ; cependant les systèmes pouvant être étudiés ne se limitent pas aux plaques, la méthode n'étant pas différente pour un système de géométrie quelconque, pour peu que nous sachions représenter l'excitation pour ce système. Bien que nous ne présentons que des résultats en système fermé, sans propagation acoustique, cette méthode permet aussi de prendre en compte la propagation acoustique.

Finalement cette méthode nous permet à partir d'une analyse éléments finis de calculer la réponse de notre système pour différents cas de chargement sans avoir à réaliser à nouveau cette analyse. Le coût de calcul est donc limité à une seule analyse éléments finis.

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre d'une Cifre/Défense DGA avec le partenariat de l'entreprise DCNS et du laboratoire de l'école navale IREnav. Les auteurs souhaitent remercier les membres des différentes entités ayant permis la réalisation de ces travaux.

Références

- [Aucejo et al., 2012] Aucejo, M., Maxit, L., and Guyader, J. L. (2012). Experimental simulation of turbulent boundary layer induced vibrations by using a synthetic array. *Journal of Sound and Vibration*, 331(16) :3824–3843.
- [Bonness et al., 2010] Bonness, W. K., Capone, D. E., and Hambric, S. A. (2010). Low-wavenumber turbulent boundary layer wall-pressure measurements from vibration data on a cylinder in pipe flow. *Journal of Sound and Vibration*, 329(20) :4166–4180.
- [Bravo and Maury, 2006] Bravo, T. and Maury, C. (2006). The experimental synthesis of random pressure fields : Methodology. *Journal of the Acoustical Society of America*, 120(5) :2702–2711.
- [Bravo and Maury, 2011] Bravo, T. and Maury, C. (2011). A synthesis approach for reproducing the response of aircraft panels to a turbulent boundary layer excitation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 129(1) :143–153.
- [Ciappi and Magionesi, 2009] Ciappi, E. and Magionesi, F. (2009). Full scale analysis of the response of an elastic ship panel excited by turbulent boundary layers. *Noise Control Engineering Journal*, 57(3) :179–192.
- [Ciappi et al., 2011] Ciappi, E., Magionesi, F., Rosa, S. D., and Franco, F. (2011). Analysis of the scaling laws for the turbulence driven panel responses. *Journal of Fluids and Structures*, 32(0) :90–103.
- [Eckert, 2012] Eckert, M. (2012). Turbulence before marseille 1961. *Journal of Turbulence*, page N44.
- [Esmailzadeh and Lakis, 2012] Esmailzadeh, M. and Lakis, A. A. (2012). Response of an open curved thin shell to a random pressure field arising from a turbulent boundary layer. *Journal of Sound and Vibration*, 331(2) :345–364.
- [Esmailzadeh et al., 2009] Esmailzadeh, M., Lakis, A. A., Thomas, M., and Marcouiller, L. (2009). Prediction of the response of a thin structure subjected to a turbulent boundary-layer-induced random pressure field. *Journal of Sound and Vibration*, 328(1-2) :109–128.
- [Habault and Filippi, 1998] Habault, D. and Filippi, P. J. T. (1998). Light fluid approximation for sound radiation and diffraction by thin elastic plates. *Journal of Sound and Vibration*, 213(2) :333–374.
- [Lumley and Yaglom, 2001] Lumley, J. L. and Yaglom, A. M. (2001). A century of turbulence. *Flow, Turbulence and Combustion*, 66(3) :241–286.
- [Maury et al., 2002] Maury, C., Gardonio, P., and Elliott, S. J. (2002). A wavenumber approach to modelling the response of a randomly excited panel, part i : General theory. *Journal of Sound and Vibration*, 252(1) :83–113.