

CFA/VISHNO 2016

**Analyse aéroacoustique d'une interaction
fluide-structure-acoustique simplifiée**

P. Druault^a, E. Gaudard^a, R. Marchiano^b et F. Vanherpe^c

^aUniversité Pierre & Marie Curie-Paris6, Institut Jean Le Rond d'Alembert, Case 162, 4
place jussieu, 75252 Paris, France

^bInstitut d'Alembert, Sorbonne Université, UPMC, CNRS, UMR 719, 2 Place de la gare
de ceinture, 78210 Saint Cyr L'Ecole, France

^cPSA Peugeot Citroën, Case Courrier VV1405 Centre Technique de Vélizy A, Route de
Gisy, 78943 Vélizy Villacoublay, France
philippe.druault@upmc.fr



LE MANS

L'objectif de ce travail est de tester et de comparer des outils d'analyse (Transformée de Fourier-TF et la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres-POD) appliqués à des données issues d'une configuration d'écoulement présentant une interaction fluide-structure-acoustique. Une telle interaction peut être rencontrée sur un vitrage automobile au voisinage d'un montant de baie. Ainsi afin de reproduire un tel écoulement décollé, une configuration d'écoulement très simplifiée est étudiée : l'écoulement bidimensionnel se développant autour d'une marche montante. Cette marche montante constituée d'une structure vibrante (assimilée à un vitrage) génère ensuite un rayonnement acoustique dans une cavité située sous cette structure vibrante. La simulation numérique basée sur un couplage faible s'effectue en 3 étapes distinctes : l'écoulement autour de la marche montante, la vibration de la structure élastique puis le rayonnement acoustique dans la cavité. La POD et la TF sont successivement mis en œuvre pour analyser la pression pariétale à l'origine du rayonnement acoustique dans la cavité. Il est ainsi montré que la TF (appliquée en fréquence et nombre d'onde) permet de filtrer la pression pariétale acoustique à l'origine d'une contribution non-négligeable du bruit perçu dans la cavité. Toutefois, cette contribution reste de très faible amplitude comparativement à celle relative à l'aérodynamique (chargement élastique). Par ailleurs, il est montré que la partie énergétique de la pression pariétale (extraite à l'aide de la POD) et due aux mouvements tourbillonnaires de recirculation, contribue essentiellement au contenu basse fréquence du bruit dans la cavité.

1 Introduction

Une grande partie du bruit à l'intérieur d'un véhicule roulant à hautes vitesses est d'origine aérodynamique et est principalement transmis via le vitrage. Il est maintenant clairement admis qu'au niveau du vitrage deux composantes sont à l'origine de ce bruit : le premier est d'origine aérodynamique (chargement élastique) et le second est d'origine acoustique (chargement acoustique). Ces dernières années, de nombreux travaux ont été dévolus à une meilleure compréhension des mécanismes aéroacoustiques mis en jeu au niveau de la pression pariétale sur le vitrage pour notamment appréhender les principaux phénomènes à l'origine du bruit intérieur.

Pour ce faire, plusieurs voies sont possibles. Des mesures expérimentales spécifiques et basées sur différents types d'écoulements reproduisant un tel champ de pression pariétale ont permis de mieux analyser ces mécanismes [1, 9, 15]. Des modèles théoriques ont également été utilisés pour modéliser les deux contributions (aérodynamique et acoustique) du champ de pression [3, 10]. Ensuite un calcul vibroacoustique et de radiation au sein de l'habitacle est effectué pour caractériser le rayonnement acoustique intérieur associé à chacune de ces contributions. Une autre voie possible, plus coûteuse en temps de calcul consiste à réaliser une simulation numérique réaliste d'un écoulement autour d'un véhicule [9, 18, 5]. L'écoulement se développant autour d'un vitrage automobile est très complexe (présence d'un écoulement décollé au niveau du montant de baie, d'une couche limite sur la paroi, d'interactions aéroacoustiques, ...). Ainsi simuler numériquement un tel écoulement approchant une configuration réaliste demeure encore aujourd'hui un défi et reste très coûteux en temps de calcul. Finalement, une dernière voie possible consiste à reproduire ces principaux mécanismes observés mais sur une configuration d'écoulement très simplifiée. Les travaux présentés dans ce papier suivent cette dernière voie en se basant sur des données numériques issues d'une simulation bidimensionnelle d'un écoulement se développant autour d'une marche montante. Cette marche montante constituée d'une structure vibrante (assimilée à un vitrage automobile) génère ensuite un rayonnement acoustique dans une cavité située sous cette structure vibrante (voir figure 1).

Les intérêts de cette étude sont multiples. En plus des coûts de calcul très réduits, la phénoménologie de

l'écoulement décollé observé le long du montant de baie est bien reproduit même en écoulement bidimensionnel même si les structures tourbillonnaires 3D dans la zone de recirculation ne peuvent pas être reproduites [19]. De plus, les différentes études (expérimentales, numériques et théoriques mentionnées ci-dessus) ont conduit à mettre en œuvre des outils d'analyse avancée tels que la Transformée de Fourier (TF) et la Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD pour Proper Orthogonal Decomposition). Grâce à cette base de données 'simplifiées', nous pouvons appliquer successivement la TF et la POD aux données de pression pariétale pour analyser la pression aéroacoustique à l'origine du rayonnement acoustique dans la cavité. Même si l'écoulement se développant sur une marche montante a été intensivement étudié pour des écoulements incompressibles, seules quelques études aéroacoustiques ont été réalisées [11, 2, 8, 16]. Il a notamment été montré que la zone 'source de bruit' au sein de cet écoulement et contribuant au champ lointain, est localisée au niveau de la zone de recirculation proche du coin supérieur de la marche, lieu de l'impact de l'écoulement. Toutefois, des mesures récentes ont montré que le champ de pression pariétal pouvait également contribuer de façon non négligeable au bruit en champ lointain [8]. Dans notre étude, on propose d'analyser par TF et POD le champ de pression pariétal impactant la marche montante et contribuant au bruit à l'intérieur de la cavité (figure 1).

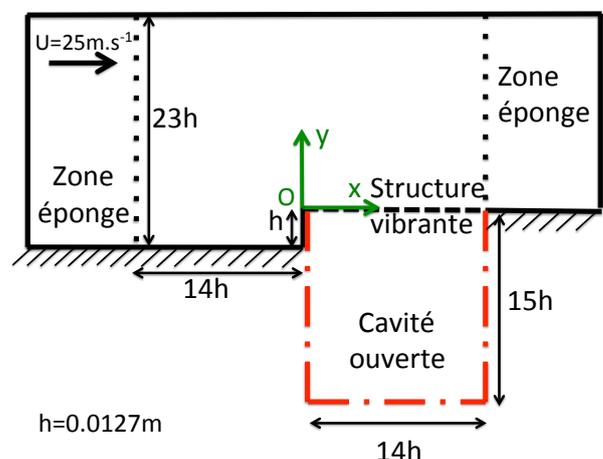


FIGURE 1 – Représentation schématique de la configuration simplifiée de l'écoulement étudié.

2 Paramètres et méthodes numériques

Une description des différents paramètres et outils numériques mis en œuvre dans ce travail est détaillée dans la thèse de Gaudard [6]. Brièvement, sont rappelés dans ce qui suit les paramètres et méthodes numériques des 3 calculs basés sur un couplage faible, et successivement mis en œuvre :

1. la simulation de l'écoulement aéroacoustique se développant autour de la marche montante,
2. le calcul vibratoire de la structure en utilisant comme conditions d'entrée les pressions pariétale issues du calcul (1)
3. le calcul du rayonnement acoustique en utilisant comme conditions d'entrée les vitesses de déplacement de la structure vibrante issues du calcul (2).

Les dimensions des maillages des 3 calculs sont données sur la figure 1 et exprimées en fonction de h , la hauteur de la marche.

2.1 Simulation de l'écoulement de marche montante

Le logiciel de simulation Caameleon précédemment utilisé pour d'autres types d'applications [13, 4] permet la résolution des équations de Navier-Stokes 2D écrites sous une formulation pseudo-caractéristique [13]. Un schéma DRP (Dispersion-Relation-Preservation) au 4ème ordre décentré aval est utilisé pour la dérivation spatiale et un schéma du 3ème ordre de type Runge-Kutta est utilisé pour l'intégration temporelle.

Concernant le domaine de calcul, deux zones éponges sont utilisées en amont et en aval du domaine de calcul afin d'éviter les réflexions indésirables. Le domaine physique excluant les zones éponges contient $(n_x \times n_y = 510 \times 720)$ points. La discrétisation transversale (suivant y) est uniforme ($dy/h = 1/300$) pour $y/h \in [-1 : 0.5]$ puis est étirée régulièrement suivant les y positifs pour atteindre en haut du domaine $dy/h = 1/10$. De la même façon, suivant la direction longitudinale, la discrétisation est uniforme ($dx/h = 1/100$) pour $x/h \in [-1 : 1]$ et est étirée de part et d'autre du domaine transversal pour atteindre au maximum une discrétisation de $dx/h = 1/10$. Le pas de temps de la simulation est de $5.947 \cdot 10^{-8}$ s correspondant à un CFL de 0.5 basé sur la plus petite maille du domaine de calcul.

Afin de reproduire une configuration d'écoulement similaire à celle de [11], une hauteur de marche de $h = 0.0127$ m et un écoulement amont uniforme suivant x de $U = 25$ m.s⁻¹ sont considérés. Les conditions initiales correspondent alors à l'imposition d'un tel écoulement longitudinal $U = 25$ m.s⁻¹ auquel a été ajouté un profil de type Blasius, calculé par OpenFoam, pour modéliser la couche limite se développant en amont de la marche [6]. La simulation a été effectuée pour plus de $3.6 \cdot 10^6$ pas de temps. Une fois les conditions initiales évacuées, nous avons sauvegardé les données de pression et vitesse en chacun des points du domaine physique tous les 500 pas de temps. Plus de 5000 champs instantanés ont été sauvegardés correspondant à un temps physique de simulation de 0.1488s.

2.2 Calcul vibratoire de la structure

La structure vibrante est supposée être en verre, de module d'Young $E = 70 \times 10^9$ Pa, de masse volumique $\rho_s = 2500$ kg.m⁻³, d'épaisseur $e = 0.001$ m et d'une longueur de 14h suivant la direction longitudinale, Le calcul vibratoire est réalisé sous l'hypothèse des petits déplacements via la résolution de l'équation Euler-Bernoulli :

$$m \frac{\partial^2 Y(x_{vib}, t)}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 Y(x_{vib}, t)}{\partial x^4} = \Delta p(x_{vib}, t), \quad (1)$$

où I le moment quadratique de la structure et m sa masse linéique. x_{vib} correspond aux points discrétisés de la poutre suivant la direction x . $\Delta p(x_{vib}, t)$ est la différence de pression entre la pression pariétale aéroacoustique issue du calcul (1) et la pression atmosphérique supposée uniforme régnant dans la cavité, milieu considéré au repos.

Cette équation est résolue par la méthode des éléments finis. La structure est composée de 139 éléments régulièrement espacés et l'intégration est effectuée à l'aide du schéma de Newmark en utilisant un pas de temps de $3 \cdot 10^{-5}$ s.

2.3 Calcul du rayonnement acoustique dans la cavité

Le logiciel de simulation Caameleon détaillé ci-dessus (§2.1) est utilisé pour étudier la propagation acoustique au sein de la cavité. Les dimensions de la cavité indiquées sur la figure 1 correspondent à un maillage de $(n'_x \times n'_y) = (140 \times 150)$ points avec un pas constant de $dx'/h = dy'/h = 1/10$ suivant les 2 directions. Le pas de temps de la simulation est de $2.478 \cdot 10^{-6}$ s. Les conditions initiales correspondent à un milieu au repos où la pression atmosphérique $p_{atm} = 101325$ Pa règne en tout point du domaine. Les conditions d'entrée imposées sur la frontière haute (structure vibrante) correspondent aux vitesses de déplacement de la structure $v(x_{vib}, t) = \partial Y(x_{vib}, t)/\partial t$. Comme la résolution temporelle est plus grande dans cette simulation que celle utilisée dans le calcul vibratoire, une interpolation linéaire des vitesses de déplacement est effectuée afin qu'elles soient compatibles avec l'entrée du calcul acoustique.

La simulation a été lancée pour plus de 60000 pas de temps. Une fois les conditions initiales entièrement évacuées, 12000 champs de pression acoustique ont été sauvegardés en tout point du domaine de calcul et pour tous les pas de temps correspondant à une durée de 0.03s.

3 Analyse de l'écoulement autour de la marche montante

Dans cette partie, sont donnés les principaux résultats issus de la simulation numérique de l'écoulement se développant autour de la marche montante (§2.1). La figure 2 (à gauche) représente les lignes de courant associées au champ moyen. Les deux bulles de recirculation sont clairement mises en évidence. Sur la partie supérieure de la marche le point de recollement se situe à une distance d'environ $2h$ du bord d'attaque de la marche, ce qui est en accord avec les résultats issus de configurations d'écoulement similaire [17, 12]. L'analyse des tensions de Reynolds et de l'énergie cinétique montre que les

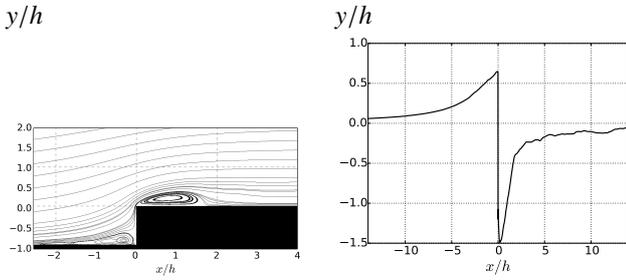


FIGURE 2 – Gauche : Lignes de courant associées au champ moyen de vitesse. Droite : Evolution longitudinale du coefficient de pression pariétal.

fluctuations de vitesse sont maximales au niveau de la bulle de recirculation située sur la marche, en raison du fort cisaillement de l'écoulement dans cette zone.

La figure 2 (à droite) représente le coefficient de pression pariétale moyenne défini comme suit :

$$C_p(x_{paroi}, y_{paroi}) = \frac{p(x_{paroi}, y_{paroi}) - P_{atm}}{0.5\rho U_0^2} \quad (2)$$

avec (x_{paroi}, y_{paroi}) les coordonnées de la paroi en amont et en aval de la marche. L'évolution spatiale de C_p montre que la pression augmente à mesure que l'écoulement ralentit. Son maximum est atteint juste au-dessus du coin supérieur de la marche et chute brutalement lors de la séparation de l'écoulement au niveau de la marche. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de la littérature [11] bien que la forte décroissance observée juste au début de la marche soit plus importante dans notre cas, ceci vient probablement du caractère 2D de notre étude. La figure 3 présente des spectres (représentés en décibels) des pressions pariétales obtenues en différentes positions longitudinales : en amont de la marche $x/h = -1$, au niveau et en aval de la marche $x/h = 0, 2, 4$. L'amplitude des spectres obtenus est beaucoup plus importante dans la zone de recirculation que celles issues des autres spectres calculés en d'autres zones. De plus, chaque spectre met en évidence des décroissances spectrales de l'ordre de -1 et -2.5 , ce qui est conforme aux précédentes études [11].

L'analyse de la directivité (pression acoustique rayonné en champ lointain autour d'un cercle de rayon donné) a permis de montrer : 1) qu'un angle est principalement obtenu ($\approx 150^\circ$) pour des signaux acoustiques filtrés aux basses fréquences ($f < 1000\text{Hz}$) et que 2 angles sont obtenus ($\approx 80^\circ$ et $\approx 150^\circ$) pour des signaux acoustiques filtrés aux moyennes fréquences ($1000 < f < 5000\text{Hz}$) [7]. Ce dernier résultat peut être relié à la nature dipolaire de la source acoustique liés à l'impact de l'écoulement au niveau de marche montante.

Même si pour des raisons de coûts de calculs, seule une configuration 2D a été étudiée, les précédentes analyses montrent que les principaux phénomènes présents au sein d'une telle configuration d'écoulement de marche montante ont été reproduits de manière satisfaisante, notamment l'écoulement pariétal au niveau de la marche montante. Nous proposons donc maintenant de focaliser sur le champ de pression pariétale $p(x_{vib}, t)$ situé au dessus de la cavité (voir figure 1). Pour ce faire, deux techniques de décomposition de données sont utilisées : la TF basée sur

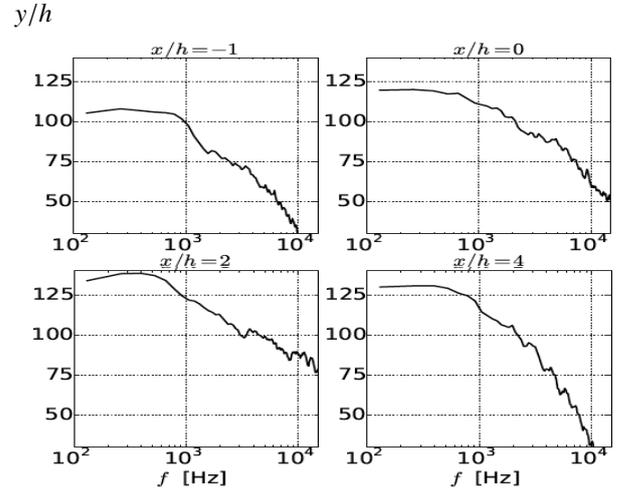


FIGURE 3 – Spectres de pression pariétale calculés en quelques positions longitudinales indiquées juste au-dessus des graphes.

l'utilisation de fonctions harmoniques ou la POD basée un critère énergétique. Ainsi, ces deux méthodes conduisent à

$$p(x_{vib}, t) = \sum_{n=1}^{N_{mod}} a_{Meth.}^{(n)}(t) \Phi_{Meth.}^{(n)}(x_{vib}) \quad (3)$$

avec $Meth. = TF$ ou POD , N_{mod} étant le nombre total de modes dans la décomposition. Dans le cas de la TF, $a_{TF}^{(n)}$ et $\Phi_{TF}^{(n)}$ sont des fonctions harmoniques en temps et en espace respectivement. Dans le cas de la POD (version classique), les fonctions propres $\Phi_{POD}^{(n)}$ sont déterminées par résolution de l'équation de Fredholm [14]. Elles correspondent alors aux fonctions propres spatiales du tenseur de corrélations spatiales en deux points du champ de pression pariétale. Chaque coefficient temporel $a_{POD}^{(n)}$ est alors obtenu par projection du champ de pression pariétal sur le mode spatial correspondant $\Phi_{POD}^{(n)}$.

L'application de ces deux méthodes permet alors de séparer-distinguer les contributions du champ de pression pariétal en terme de leur contenu spectral (fréquence et nombre d'onde) pour l'application TF ou en termes d'énergie pour l'application POD. Ces deux outils permettront de statuer sur la partie de ce champ de pression pariétale (associé à un domaine 'fréquence-nombre d'onde' particulier, ou à un niveau d'énergie imposé) qui contribue majoritairement au bruit au sein de la cavité.

4 Décomposition (TF et POD) du champ de pression pariétale

Le champ de pression pariétal au niveau de la cavité a été sauvegardé pendant le calcul associé à la marche montante. 5000 champs instantanés de pression pariétale échantillonnés à la fréquence $f_e = 33630\text{Hz}$ sont finalement retenus. Afin de disposer d'un champ de pression pariétal pour la simulation vibroacoustique (§2.2), seuls 140 points spatiaux régulièrement répartis ($dx/h = 1/10$) sont retenus.

Analyse par Transformées de Fourier

La figure 4 (en haut) correspond à la représentation spatio-temporelle de la pression pariétale (gauche) et à droite sa représentation spectrale (fréquence-nombre d'onde). L'intérêt d'utiliser la TF est qu'il est possible de réaliser un filtre dans le domaine des fréquences-nombre d'onde afin d'extraire uniquement la partie acoustique associée à la vitesse du son. Ainsi connaissant la vitesse de l'écoulement et celle du son, seule la partie de l'écoulement se convectant à une vitesse supérieure à 200m.s^{-1} a été extraite (voir le cône extrait et présenté sur la figure 4-au centre). En réalisant ensuite une TF inverse il est possible de retrouver le signal acoustique contenu dans le champ de pression pariétale initial (figure 4-centre-gauche). De la même façon, on peut extraire la contrepartie principalement associée à la partie hydrodynamique de l'écoulement. Une illustration de ce champ pariétal purement aérodynamique dans le domaine spectral et physique est donnée sur la figure 4 (en bas). Dans le domaine physique, les amplitudes associées aux champs purement acoustique et purement aérodynamique diffèrent d'un facteur 10.

Analyse par Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres

A partir du même champ de pression pariétal, la POD est appliquée. Il est observé que les 4 premiers modes contiennent 36% de l'énergie de pression pariétale fluctuante [6, 7]. Ainsi, en projetant le champ de pression pariétale sur les 4 premiers modes (voir équation 3), on extrait la principale contribution énergétique associée à ces pressions pariétales. Dans un tel écoulement, cette contribution énergétique est principalement associée aux gros tourbillons de recirculation située au niveau de la paroi ($x/h < 2.5$). Afin de comparer les 2 outils mathématiques de décomposition, la figure 5 représente les évolutions spatio-temporelle et spectrale des 2 champs de pression projetés respectivement sur les 4 premiers modes POD (partie associée aux événements énergétiques du champ de pression pariétale) et sur les autres modes POD résiduels. Au vu de ces représentations notamment celles dans le domaine physique, il apparait clairement que les premiers modes POD permettent d'extraire favorablement les gros tourbillons de la zone de recirculation alors que les modes POD résiduels sont préférentiellement associés aux petits tourbillons moins énergétiques se développant en aval de la zone de recirculation et interagissant avec la paroi.

5 Analyse vibratoire de la structure élastique soumise à différents champs de pression pariétale

Le champ de pression pariétale de référence ainsi que les 4 champs de pression issus des décompositions TF et POD sont maintenant utilisées comme conditions d'entrée pour le calcul vibratoire de la structure élastique située au dessus de la cavité (§2.2). Les propriétés de cette structure élastique en verre sont rappelées dans le tableau 1. Les principaux résultats issus de ces 5 calculs vibratoires, détaillés dans [6, 7], sont brièvement rappelés. Les vitesses de vibration de la structure issues du calcul utilisant en entrée les données de pression acoustiques (filtre TF) ont une amplitude beaucoup

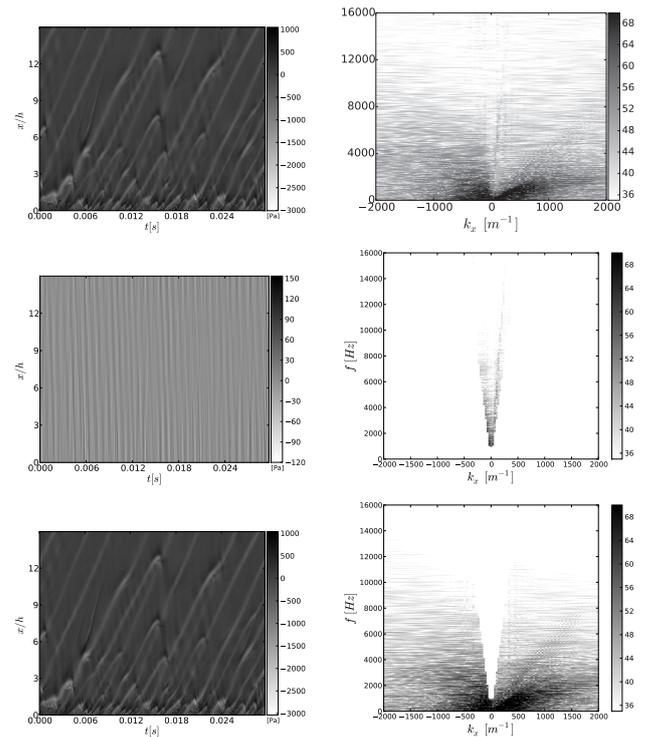


FIGURE 4 – Représentation spatio-temporelle du champ de pression pariétale (colonne de gauche) et représentation spectrale (fréquence-nombre d'onde, en Décibel) (colonne de droite). De haut en bas : Données de référence ; partie acoustique du signal ; partie aérodynamique du signal.

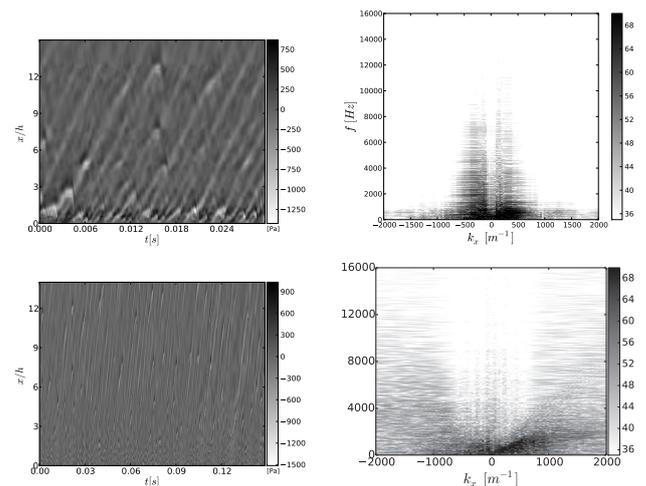


FIGURE 5 – Représentation spatio-temporelle du champ de pression pariétale (colonne de gauche) et représentation spectrale (fréquence-nombre d'onde, en Décibel) (colonne de droite). De haut en bas : Partie énergétique du signal (projection du signal de pression pariétale sur les 4 premiers modes POD) ; partie résiduelle (projection du signal de pression pariétale sur les modes POD résiduels).

Mode	1	2	3	4	5	6	7
f [Hz]	164	471	905	1517	2287	3160	4236
k_s	26	44	61	79	97	114	132
k_c	41	118	227	381	575	794	1065
k_0	3	9	17	29	43	60	80

TABLEAU 1 – Modes théoriques de la structure vibrante. f est la fréquence et (k_s, k_c, k_0) exprimés en m^{-1} , indiquent respectivement les nombres d'onde de la structure, convectif et acoustique.

plus faibles que celles issues des autres cas tests. De plus, les vitesses de vibrations issues du calcul de référence sont tout à fait comparables à celles issues du calcul utilisant les pressions aérodynamiques (filtre TF). Ceci semble indiquer que la partie aérodynamique est principalement responsable des vibrations de la structure. Par ailleurs, l'analyse vibratoire issue des champs de pression projetés sur les premiers ou les derniers modes POD fournit des amplitudes de vitesse de vibration similaire. Toutefois, les résultats issus des pressions pariétales énergétiques (projection sur les premiers modes POD) montrent que les vitesses de vibrations sont essentiellement associées à des basses fréquences. Ceci peut être relié au contenu énergétique des pressions pariétales projetés sur les premiers modes POD qui sont essentiellement associés aux gros tourbillons de basses fréquences.

6 Rayonnement acoustique dans la cavité

A partir des 5 cas tests détaillés plus haut, 5 simulations numériques de la propagation acoustique dans la cavité sont successivement effectuées en utilisant comme condition d'entrée les vitesses de vibration issues des 5 calculs vibratoires. La figure 6 représente les représentations temporelles et spectrales du signal de pression acoustique extrait au centre de la cavité. Les pics observés sur les représentations spectrales correspondent aux modes vibratoires de la structure élastique (tableau 1). A part le mode 2, tous les modes de la structure élastique sont retrouvés et contribuent donc au bruit dans la cavité. Les contributions associées aux modes 1 et 3 de la structure dominent les autres contributions des autres modes. Il faut noter que même si le signal de pression acoustique issu du cas test basé sur les pressions acoustiques pariétales (TF), une contribution acoustique non négligeable est obtenue dans la cavité. Les 2 calculs du rayonnement acoustique issus des pressions pariétales décomposées par POD présentent un contenu spectral similaire au cas de référence où tous les pics du spectres sont retrouvés. Toutefois, le cas test basé sur les pressions 'énergétiques' (projection sur les premiers modes POD) montre que dans la cavité, le signal de pression acoustique possède une signature acoustique beaucoup plus marquée au niveau du premier mode (autour de 164Hz) comparativement aux autres modes associés aux plus hautes fréquences. Il semble donc que les tourbillons impactant la paroi dans la zone de recirculation contribuent essentiellement au bruit à basse fréquence dans la cavité.

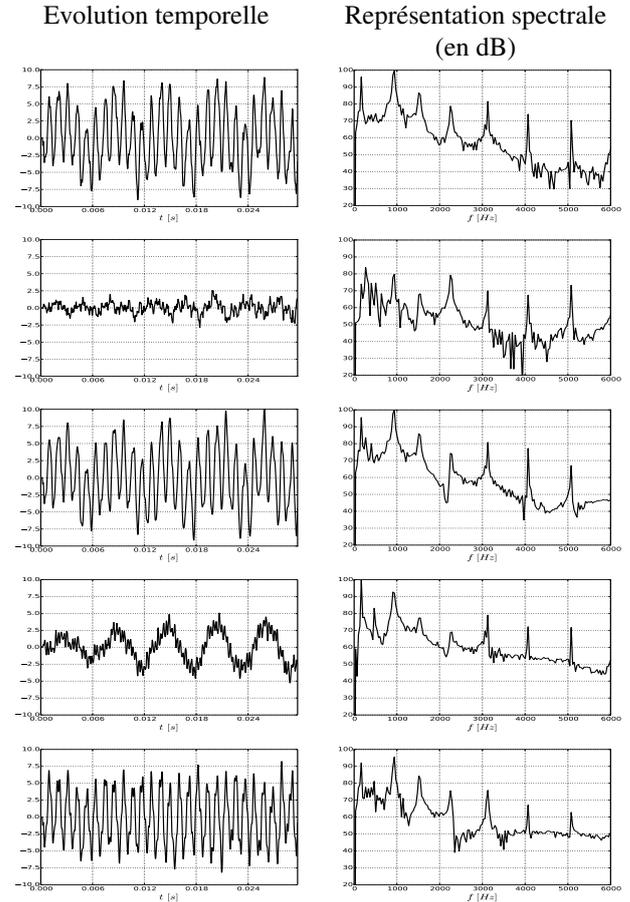


FIGURE 6 – Signal de pression acoustique extrait au centre de la cavité. Du haut en bas : calculs issus 1) des pressions pariétales de référence, 2) des pressions filtrées 'acoustique' (TF) et 3) filtrées 'aérodynamique' (TF), 4) des pressions filtrées 'énergétiques' (POD) et 5) des pressions projetées sur le résidu des modes POD.

7 Conclusion

Une configuration d'écoulement simplifiée présentant une interaction fluide-structure-acoustique a été étudiée en considérant un écoulement 2D se développant sur une marche montante constituée d'une structure élastique qui transmet alors un rayonnement acoustique au sein d'une cavité localisée sous cette marche. Cette configuration simplifiée permet néanmoins d'approcher les principaux mécanismes rencontrés par exemple sur un vitrage automobile où l'écoulement extérieur notamment le tourbillon du montant de baie induit non seulement un chargement élastique mais également un chargement acoustique au niveau du vitrage. Ces deux chargements contribuent alors au rayonnement du bruit intérieur.

L'objectif de ce travail était de tester et de comparer les outils d'analyse que sont la Transformée de Fourier et la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres pour une analyse du champ de pression pariétale à l'origine du bruit au sein de la cavité. Sachant que ces 2 outils de décomposition sont basés sur des critères différents : filtrage en fréquences et nombres d'onde pour la TF et filtrage énergétique pour la POD, il a alors été possible d'extraire différentes contributions de la pression pariétale qui ont pu être associées au bruit au sein de la cavité.

Ainsi dans le cadre de la présente interaction fluide-

structure-acoustique simplifiée, il a été montré que la TF permet d'extraire la pression pariétale acoustique à l'origine d'une contribution non-négligeable du bruit perçu dans la cavité, même si ces pressions acoustiques pariétales sont de très faible amplitude comparativement à celle relative aux pressions pariétales associées à l'aérodynamique. Par ailleurs, il a été montré que la pression pariétale 'énergétique' (calculée à l'aide des premiers modes POD) et provenant notamment des gros tourbillons observés dans la zone de recirculation, contribue essentiellement au bruit basse fréquence perçu dans la cavité. Ces deux outils (TF et POD) aux propriétés différentes permettent ainsi d'apporter des premiers éléments de réponse quant à la contribution des pressions pariétales au bruit au sein d'un milieu fermé. En perspective, ces outils devront être appliqués à des bases de données tridimensionnelles plus réalistes pour confirmer ces premiers résultats.

Références

- [1] B. Arguillat, D. Ricot, C. Bailly, and G. Robert. Measured wavenumber-frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 128(4) :1647–1655, 2010.
- [2] M. Awasthi, J. Forest, M. Morton, W. Devenport, and S. Glegg. The disturbance of a high Reynolds number turbulent boundary layer by small forward steps. In *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. AIAA paper 2011-2777, 2011.
- [3] 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(1) :143–153, 2011.
- [4] A. Deneuve, Ph. Druault, R. Marchiano, and P. Sagaut. A coupled time-reversal complex differentiation method for aeroacoustic sensitivity analysis : towards a source detection procedure. *J. Fluid Mech.*, 642 :181–212, 2010.
- [5] Ph. Druault, A. Hekmati, and D. Ricot. Discrimination of acoustic and turbulent components from aeroacoustic wall pressure field. *J. Sound and Vibration*, 332 :7257–7278, 2013.
- [6] E. Gaudard. *Développement d'outils pour l'analyse de champs aéroacoustiques à l'origine du bruit dans un habitacle automobile*. PhD thesis, University Pierre et Marie Curie - Paris 6, 2014.
- [7] E. Gaudard, Ph. Druault, R. Marchiano, and F. Van Herpe. POD and fourier analyses of a fluid-structure-acoustic interaction problem related to interior car noise. *Mechanics & Industry*, In revision, 2016.
- [8] S. Glegg, B. Bryan, W. Devenport, and M. Awasthi. Sound radiation from forward facing steps. In *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. AIAA paper 2012-2050, 2012.
- [9] M. Hartmann, J. Ocker, T. Lemke, A. Mutzke, V. Schwarz, H. Tokuno, R. Toppinga, P. Unterlechner, and G. Wickern. Wind noise caused by the a-pillar and the side mirror flow of a generic vehicle model. In *18th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference*. AIAA paper 2012-2205, 2012.
- [10] A. Hekmati, D. Ricot, and Ph. Druault. Numerical synthesis of aeroacoustic wall pressure fields over a flat plate : Generation, transmission and radiation analyses. *J. Sound and Vibration.*, 332(13) :3163–3176, 2013.
- [11] M. Ji and M. Wang. Sound generation by turbulent boundary-layer flow over small steps. *Journal of Fluid Mechanics*, 654 :161–193, 2010.
- [12] M. Ji and M. Wang. Surface pressure fluctuations on steps immersed in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 712 :471–504, 2012.
- [13] S.Y. Lu and P. Sagaut. Pseudo-characteristic formulation and dynamic boundary conditions for computational aeroacoustics. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 53 :201–227, 2007.
- [14] J.L. Lumley. The structure of inhomogeneous turbulent flows. In Yaglom and Tatarsky, editors, *Atm. Turb. and Radio wave Prop.*, pages 166–178, 1967.
- [15] O. Robin, A. Berry, S. Moreau, and S. Campeau. Experimental reproduction of random pressure fields for vibroacoustic testing of plane panels experimental reproduction of random pressure fields for vibroacoustic testing of plane panels. In *19th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference*. AIAA paper 2013-2027, 2013.
- [16] C. Scheit, A. Esmaeili, and S. Becker. Direct Numerical Simulation of flow over a forward-facing step – flow structure and aeroacoustic source regions. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 43 :184–193, 2013.
- [17] M. Sherry, D. Lo Jacono, and J. Sheridan. An experimental investigation of the recirculation zone formed downstream of a forward facing step. *J. Wind Eng. Ind. Aerodynamics*, 98 :888–894, 2010.
- [18] F. Van Herpe, D. D'Udekem, J. Jacqmot, and R. Kouzaiha. Vibro-acoustic simulation of side windows and windshield excited by realistic cfd turbulent flows including car cavity. In *7th International Styrian Noise, Vibration & Harshness Congress*, number SAE Technical Paper 2012-01-1521, 2012.
- [19] D. Wilhelm, C. Hartel, and L. Kleiser. Computational analysis of the two-dimensional-three-dimensional transition in forward-facing step flow. *J. Fluid Mech.*, 489 :1–27, 2003.