

Etude expérimentale du mécanisme d'excitation aéroacoustique des césures automobiles

Hervé Illy, Denis Ricot

Renault

Groupe de recherche en acoustique

1, avenue du Golf

78288 Guyancourt

E-mail : herve.illy@renault.com

E-mail : denis.ricot@renault.com

Arnaud Menoret

Signal Développement

12, boulevard Chasseigne

86000 Poitiers

E-mail : info@signal-developpement.com

Résumé

En automobile, une césure désigne une petite cavité située entre deux ouvrants ou entre un ouvrant et la caisse du véhicule. Elle se caractérise par une ouverture de faible longueur suivant l'axe de l'écoulement (de l'ordre de 10 mm) mais de grande extension dans la direction transversale. Bien que peu étudiées dans la littérature, les césures peuvent constituer une source d'excitation aéroacoustique non négligeable : le niveau de fluctuation de pression au fond d'une césure est supérieur dans certains cas à celui créé par la couche limite en paroi. Cette excitation se transmet ensuite à l'intérieur du véhicule via les parois et les joints de la cavité de césure et par propagation à l'intérieur de l'habitacle. Afin de proposer des solutions technologiques le plus tôt possible dans l'avancement d'un nouveau projet, tout en tenant compte des contraintes imposées par d'autres prestations, une compréhension fine est nécessaire à la maîtrise de ce phénomène. Ici, l'étude est limitée à l'analyse des mécanismes physiques à l'origine de l'excitation de la césure uniquement. Il a été possible de montrer que malgré la complexité des géométries étudiées, le phénomène pouvait s'expliquer par un mécanisme relativement simple décrit à l'aide du formalisme des fonctions de transfert.

Abstract

The subject of this experimental study is the noise generated by a turbulent boundary layer flow over a small gap at the junction between the top and the rear window of a car. Small gap are such that length is smaller than width. Despite the lack of studies on this subject, small gap is an important aeroacoustic source which level often exceeds that of the pressure fluctuations in the boundary layer at the surface of the vehicle. The pressure fluctuations acting inside the cavity under the small gap are transmitted inside the car through the structural vibrations of the cavity panels and seals. This paper deals with the basic physical mechanisms responsible of generation of pressure fluctuations by a small gap subject to acoustic and aeroacoustic excitations. Based on this results, we prove that pressure fluctuations inside the cavity is due to the passive response of the cavity to the broadband aerodynamic and acoustic pressure fluctuations present within the turbulent flow over the small gap.

Problématique et définitions

Le bruit perçu à l'intérieur d'une automobile provient de trois sources : le bruit du groupe moto-propulseur, le bruit de roulement (contact pneu / chaussée) et le bruit d'origine aérodynamique. Le niveau des deux premières sources a été considérablement réduit ces dernières années. Le bruit d'origine aérodynamique est maintenant prépondérant dès 100 km/h et constitue une préoccupation majeure pour les constructeurs automobiles. L'écoulement d'air qui se développe autour du véhicule engendre des fluctuations de pressions de nature aérodynamique et acoustique. Ces fluctuations de pression instationnaires excitent les parois, les vitrages et les joints présents sur le véhicule, lesquels rayonnent à leur tour à l'intérieur de l'habitacle. Le travail de l'aéroacousticien consiste à minimiser l'effet de ces fluctuations de pression, que ce soit au niveau d'accessoires (essuies vitres, rétroviseurs, barres de toit, toit ouvrant) ou de la géométrie du véhicule (montant de baie, forme avant, césure).

Bien que peu étudiées jusqu'à maintenant, les césures constituent une source de bruit aéroacoustique non négligeable. Les césures sont des cavités dont l'ouverture est de faible longueur selon l'axe de l'écoulement et de grande extension dans la direction transversale, figure 1. Le cas de la césure de hayon, située à l'arrière du véhicule, à la jonction du pavillon (toit du véhicule) et de la caisse avec le hayon (porte de coffre) a été étudié ici. En-dessous de cette ouverture se trouve une cavité de géométrie complexe mais dont la longueur peut être beaucoup plus grande que la longueur de l'ouverture. Ses parois sont constituées par des pièces de tôles et par les joints qui séparent le hayon et la caisse du véhicule. La cavité s'étend donc sur tout le pourtour du hayon. De manière générale, dans la suite, nous appelons césure, l'ensemble constitué par l'ouverture et la cavité qui se trouve en-dessous. Les ordres de grandeurs pour la partie supérieure de la césure de hayon (au niveau de la jonction pavillon-hayon) sont :

Longueur de l'ouverture de la césure : $L = 10$ mm.
 Extension transversale : $w = 2$ m.
 Longueur de la cavité de césure : 130 mm.
 Profondeur de la cavité de césure : 60 mm.

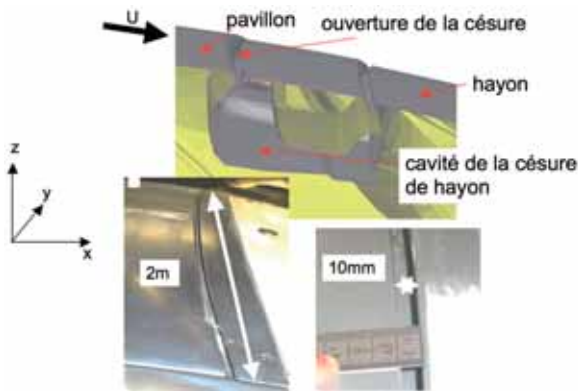


Fig. 1 : Césure de hayon : géométrie et dimensions caractéristiques

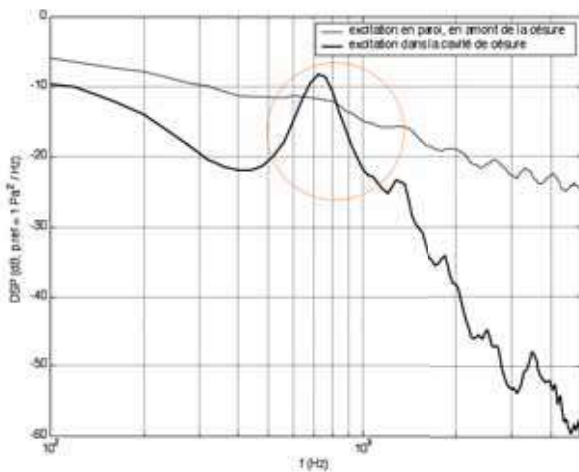


Fig. 2 : Densité autospectrale de puissance de pression. Mesure au fond de la césure (trait épais) et sur la paroi en amont (trait fin). Excitation aéroacoustique en soufflerie à $U_0 = 160$ km/h.

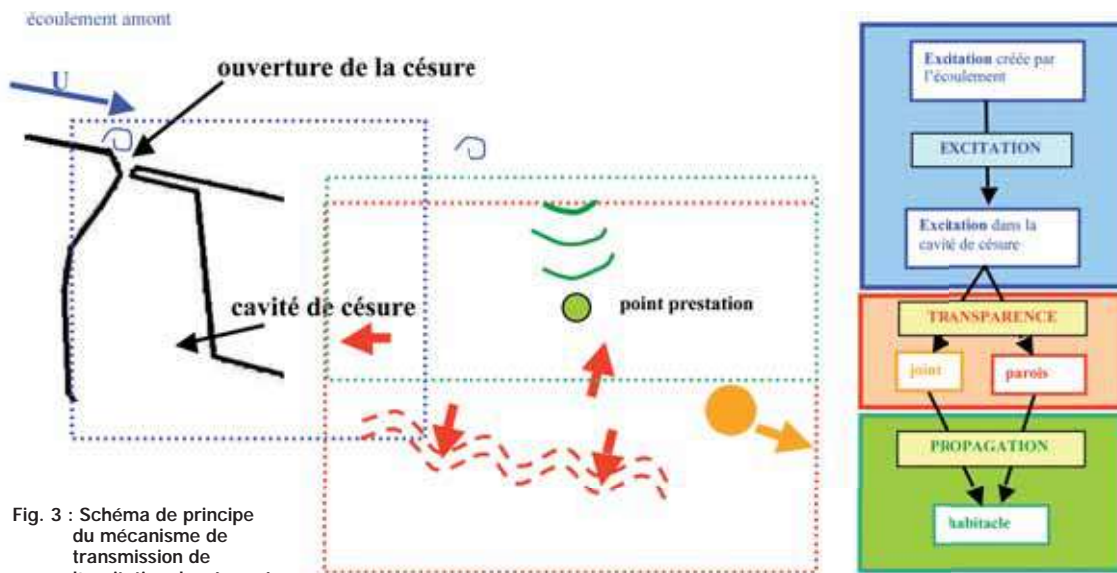


Fig. 3 : Schéma de principe du mécanisme de transmission de l'excitation de césure à l'intérieur du véhicule

A l'intérieur de la cavité de césures sont générées des fluctuations de pression dont le niveau est plus élevé à certaines fréquences (émergences) que celui produit par l'écoulement de couche limite amont. Les spectres de pression en amont et dans la cavité de césure sont tracés en figure 2 dans le cas d'une excitation aéroacoustique à $V = 160$ km/h. Cette excitation se transmet à l'intérieur du véhicule par l'intermédiaire des parois et des joints de la cavité de césure comme expliqué schématiquement en figure 3.

Bibliographie, état de l'art

Les mécanismes d'émission de bruit produit par un écoulement au-dessus d'une cavité peuvent être classés en deux types : mécanisme de couplage fort et mécanisme de couplage faible.

Dans la première catégorie, la production de fluctuations de pression aérodynamiques est couplée avec la production de fluctuations de pression acoustiques. Dans ce cas, l'émission acoustique est caractérisée par un spectre de raies à des fréquences bien définies dont l'expression dépend des paramètres acoustiques et aérodynamiques. Notamment, la fréquence est une fonction linéaire de la vitesse de l'écoulement en amont de la cavité. Le mécanisme générique du couplage fort est le mécanisme de Rossiter ([1]), du nom de celui qui a proposé une formule semi-empirique pour déterminer les fréquences correspondantes. L'explication qualitative avancée repose sur le fait que lorsque la nappe de cisaillement qui se développe au-dessus de la cavité se déstabilise, les petites perturbations qui apparaissent dans l'écoulement sont amplifiées et donnent naissance à des tourbillons qui sont ensuite advectés en aval. Au moment où ceux-ci rencontrent le bord aval de la cavité, ils génèrent une onde acoustique intense. Une partie de ce champ acoustique se propage vers l'amont et vient exciter en retour l'écoulement au bord amont de la cavité, ce qui contribue à la déstabilisation de la nappe de cisaillement (contre-réaction). Ce mécanisme est illustré figure 4 (page 16). Lorsque ce mécanisme se couple avec les modes propres acoustiques de la cavité, notamment le mode de Helmholtz de la cavité, il se produit

un phénomène d'accrochage de fréquence, figure 5. Dans ce cas, sur une certaine gamme de vitesse de l'écoulement amont, la fréquence reste constante et égale à la fréquence de Helmholtz au lieu d'évoluer de façon linéaire. C'est le mécanisme que l'on rencontre dans le cas du battement de toit ouvrant.

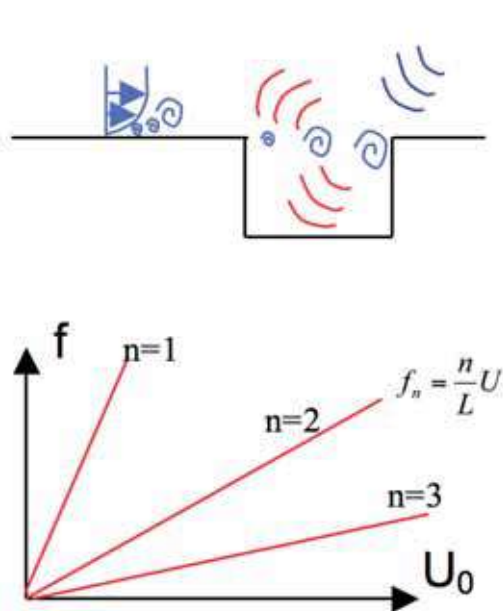


Fig. 4 : mécanisme 1

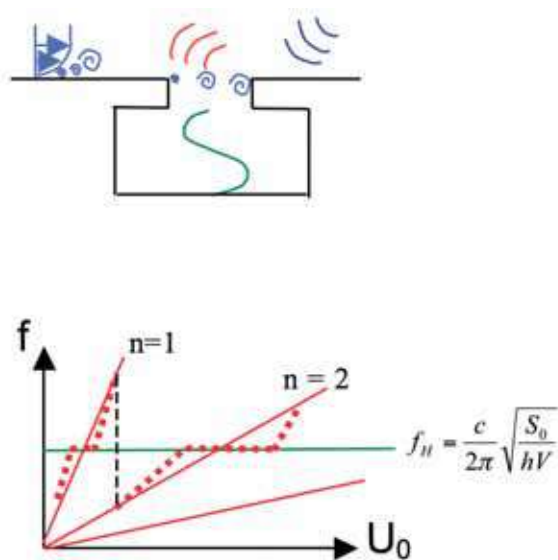


Fig. 5 : mécanisme 2

Dans le cas des mécanismes de couplage faible, la production de fluctuations de pression aérodynamiques n'est pas influencée par la production de fluctuations de pression acoustiques. La fréquence de l'émission acoustique n'est donc plus dépendante des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement. Alors que les mécanismes de couplage fort ont été abondamment étudiés dans la littérature, au contraire, les mécanismes de couplage faible l'ont peu été. Golliard [2] propose un modèle pour ce type de mécanisme : les fluctuations de pression de nature acoustique et turbulente produites par l'écoulement

amont viennent exciter les modes acoustiques de la cavité. La fréquence de l'émission acoustique ne dépend alors que des caractéristiques acoustiques et de la géométrie de la cavité, figure 6. Cependant, des observations expérimentales ont montré qu'une partie de l'écoulement amont pénétrait à l'intérieur de la cavité de césure. Un quatrième mécanisme, illustré figure 7 peut donc être proposé. Il consiste à attribuer les fluctuations de pression dans la cavité de césure à l'écoulement turbulent qui circule à l'intérieur de la cavité (fluctuations de pression de nature aérodynamique).

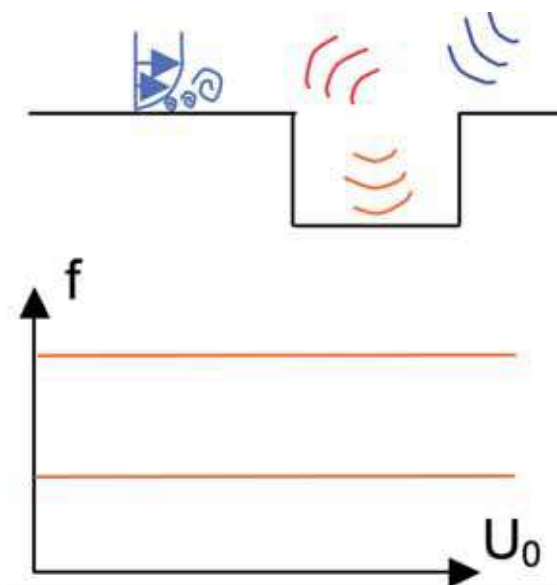


Fig. 6 : mécanisme 3

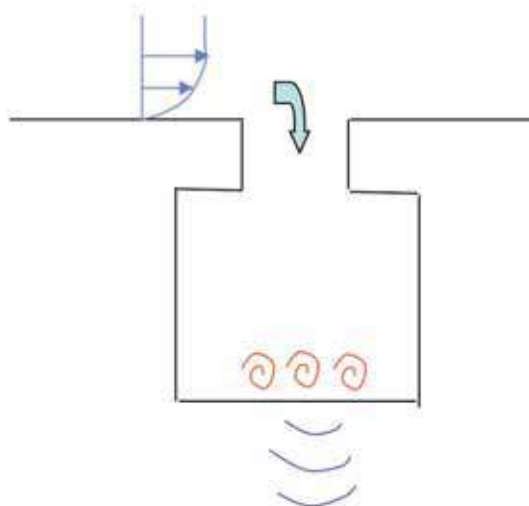


Fig. 7 : mécanisme 4

Démarche

L'objet de cette étude est de comprendre le mécanisme physique à l'origine de l'excitation des césures automobiles. Etant donné que plusieurs mécanismes physiques peuvent se combiner sur cette configuration industrielle, l'étude a été menée directement sur un véhicule de série. La démarche

a consisté à caractériser expérimentalement l'écoulement (mesures de vitesse et de pression). A partir de ces mesures, l'aptitude des différents modèles à représenter la physique étudiée est discutée. Le modèle simplifié retenu est validé par recombinaison de l'excitation dans la cavité de césure.

Moyens de mesure

Le champ de pression a été mesuré à l'aide de capteurs de pression instationnaire en paroi, en amont de la césure et à l'intérieur de la cavité de césure. La réponse de la cavité a été étudiée pour deux types d'excitation : excitation purement acoustique (en salle réverbérante, figure 8) et excitation sous écoulement en soufflerie aéroacoustique (soufflerie S2A de Montigny le Bretonneux) pour des vitesses allant jusqu'à 160 km/h.



Fig. 8 : Excitation sous champ diffus acoustique en chambre réverbérante



Fig. 9 : Sonde fil chaud montée sur un bras de déplacement, en aval de la césure de hayon

Le champ de vitesse est mesuré au moyen d'une sonde fil chaud double composante à l'intérieur de la cavité de césure et à l'extérieur du véhicule, figure 9.

Résultats

Choix du modèle le plus approprié

Dans le cas du mécanisme 1 et du mécanisme 2, la fréquence évolue linéairement avec la vitesse ($f_n = nU_c / 2$, figures

4 et 5). Or une montée en vitesse montre que la fréquence dominante (f_1) est indépendante de la vitesse, figure 10. Ainsi, les mécanismes 1 et 2 ne semblent pas adaptés pour expliquer la physique étudiée. Un second argument repose sur le fait que lorsque le couplage est fort, il y a un détachement tourbillonnaire dans la nappe de cisaillement au-dessus de la césure à des fréquences bien définies. Une mesure de la vitesse au fil chaud a été réalisée dans cette zone. L'autospectre de la vitesse, figure 11 montre qu'aucune fréquence n'émerge. Le spectre obtenu est typique de celui d'un écoulement turbulent large bande. Ces deux observations tendent à confirmer que le mécanisme 3 est le plus adapté pour expliquer ce qui est observé : pas d'évolution de la fréquence avec la vitesse et spectre de vitesse turbulent large bande au-dessus de la césure.

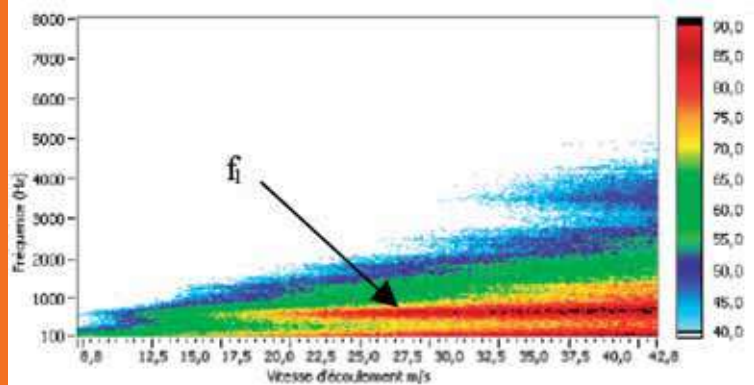


Fig. 10 : Evolution de la fréquence en fonction de la vitesse de l'écoulement externe (transformée de Fourier glissante)

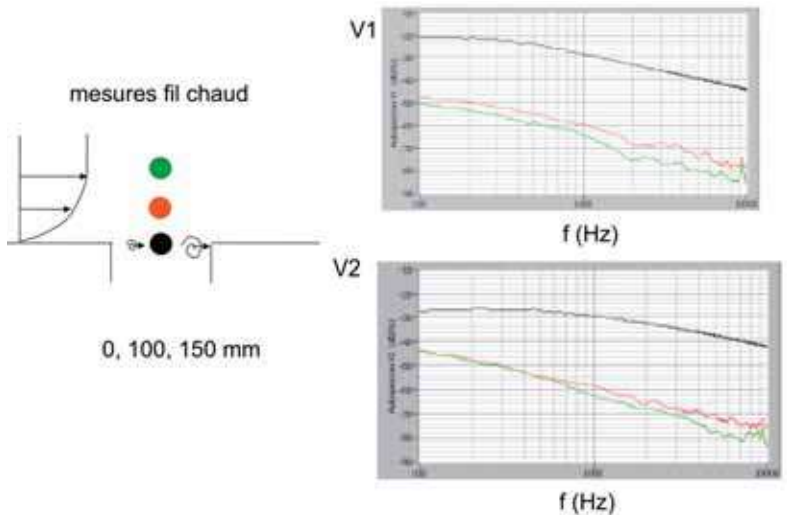


Fig. 11 : Densité autospectrale de puissance de vitesse. Mesure au-dessus de l'ouverture de la césure au moyen d'une sonde fil chaud 2D. Composante axiale (u^1) et transversale (u^2) de la vitesse. Excitation aéroacoustique en soufflerie à $U^0 = 160$ km/h. Position de la sonde : $z = 0$ mm (noir), 100mm (rouge), 150 mm (vert)

Afin de déterminer la nature de l'excitation dans la cavité de césure, des mesures de pression ont été réalisées avec un microphone 1/4 pouce placé directement dans la cavité de césure, figure 12. Le microphone est aligné selon l'axe transversal du véhicule. Ce moyen de mesure est intrusif.

Par contre, équipé d'une bonnette anti-vent, il permet *a priori* de ne mesurer que la part acoustique des fluctuations de pression. Comme il existe un écoulement dans la cavité, le microphone a été placé selon deux orientations afin de s'affranchir au maximum de cet effet. L'une de ces positions est donc faiblement affectée par la présence de l'écoulement. Les mesures ont également été réalisées avec des microphones sans protection. L'ensemble des mesures est comparé avec une mesure de pression avec un capteur pariétal. Ce dernier système de mesure est la référence (celle utilisée dans le reste de l'étude). Les autospectres se superposent à partir de 600 Hz. Cela signifie que les fluctuations de pression à l'intérieur de la cavité sont dominées par l'excitation acoustique. On peut en conclure que le mécanisme 4 n'est pas responsable des fluctuations de pression mesurées dans la cavité de césure, et ce, malgré la présence d'un écoulement dans la cavité de césure.

Modèle analytique

L'ensemble des résultats obtenus précédemment laisse présager que le mécanisme 3 est le plus à même d'expliquer la dynamique observée. Afin de valider de manière qualitative cette hypothèse, les différents éléments du modèle sont étudiés en détails.

Ce modèle est fortement inspiré de celui-ci proposé par Golliard. Cependant, ici un certain nombre d'hypothèses simplificatrices ont été réalisées. Ce modèle se décompose en trois éléments indépendants, figure 13 : excitation produite par l'écoulement au-dessus de la césure, *filtrage spatial*, *filtrage fréquentiel*.

Les fluctuations de pression au niveau de l'ouverture de la césure (point e sur la figure 13) sont modélisées par une densité interspectrale de puissance de pression $\Phi_{p_e p_e}(\vec{k}, \omega)$, modèle classique pour représenter le champ de pression produit par un écoulement au-dessus d'une paroi. Comme l'écoulement est homogène, il est possible de séparer les variables, de telle sorte que :

$$\Phi_{p_e p_e}(\vec{k}, \omega) = S_{p_e p_e}(\omega) F(\vec{k})$$

$S_{p_e p_e}(\omega)$ est la densité spectrale de puissance (DSP) de pression et $F(\vec{k})$ est une fonction qui caractérise la structure spatiale de l'excitation aéroacoustique (\vec{k} est un nombre d'onde). Afin de déterminer comment ces fluctuations de pression viennent exciter le haut de la cavité de césure (point p sur la figure 13), une densité spectrale de puissance d'excitation modale (acceptance de couplage) est introduite. Elle s'exprime directement à partir de la déformée modale $S(\vec{k})$ du volume d'air dans l'ouverture de la césure. Pour simplifier, la déformée modale est réduite à un mode de plaque plane indéformable (mouvement de piston).

L'ouverture de la césure joue donc le rôle d'un filtre passe bas dans l'espace des nombres

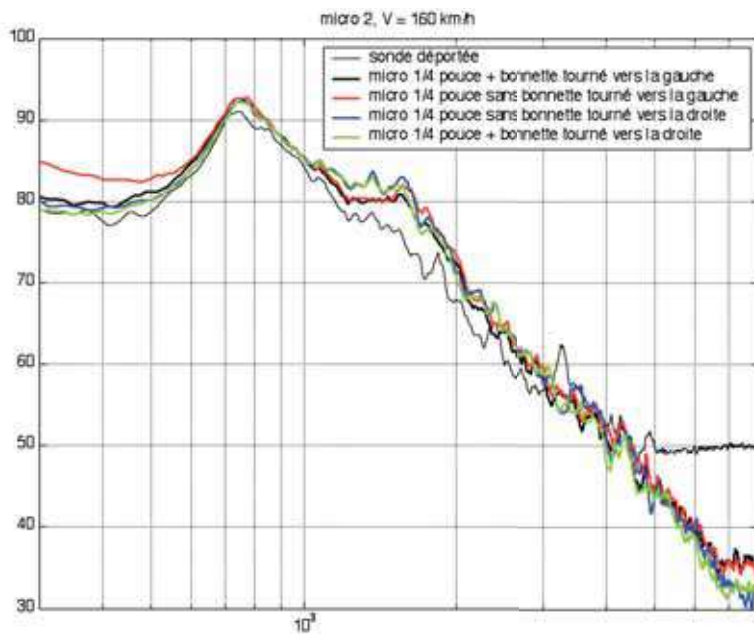


Fig. 12 : Densité spectrale de puissance de pression ($P^{ref} = 4.10^{-10}$ Pa² / Hz) dans la cavité de césure. Mesure microphone 1/4 pouce avec et sans bonnette anti-vent. V = 160 km/h

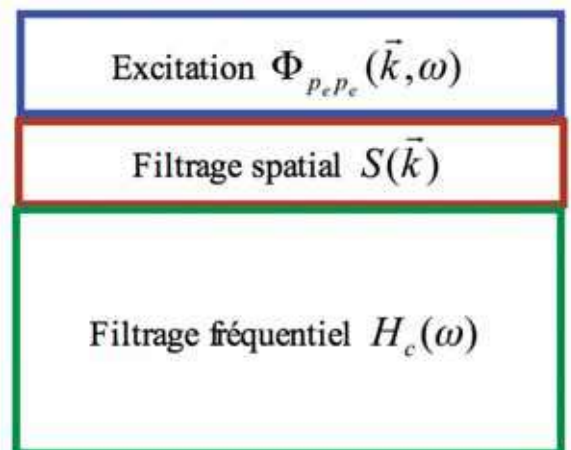
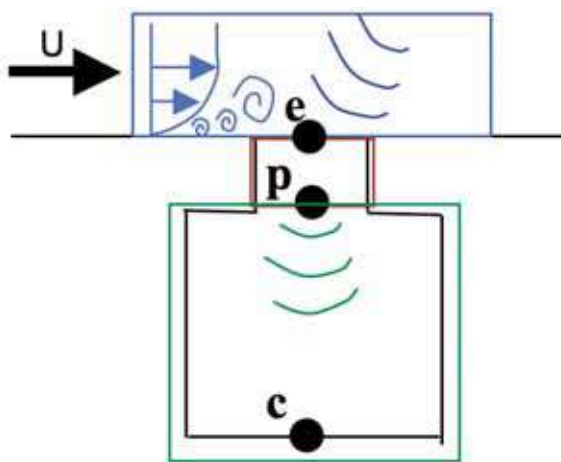


Fig. 13 : Modèle théorique

d'onde. Ainsi, l'ensemble de l'excitation aéroacoustique produite par l'écoulement au-dessus de la césure est modélisée par un terme source qui s'exprime sous la forme d'une densité autospectrale de puissance de pression $S_{p_p p_p}(\omega)$. Ce terme source dépend de la DSP de l'excitation $S_{p_e p_e}(\omega)$ et d'une fonction $G(\omega)$, intégrale sur \vec{k} qui dépend des paramètres aérodynamiques et acoustiques caractérisant la structure spatiale de l'excitation au-dessus de la césure :

$$S_{p_p p_p}(\omega) = G(\omega) S_{p_e p_e}(\omega) \tag{1}$$

avec

$$G(\omega) = \int_{\vec{k}} F(k_x, k_y) |S(k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y$$

Ce terme source vient exciter la cavité (point p sur la figure 13) qui se comporte alors comme un filtre fréquentiel $H_c(\omega)$. Ce dernier terme peut dépendre de la vitesse de l'écoulement amont U_0 . Cependant, comme les vitesses sont relativement faibles, l'impédance acoustique de l'ouverture dépend faiblement de la vitesse de l'écoulement affleurant. Il est alors possible d'exprimer la DSP dans la cavité de césure $S_{p_c p_c}(\omega)$ selon la formule :

$$S_{p_c p_c}(\omega) = \frac{(2\pi)^4}{S_0^2} \underbrace{H_c(\omega)}_{(iii)} \int_{\vec{k}} \underbrace{|S(\vec{k})|^2}_{(ii)} \underbrace{\Phi_{p_e p_e}(\vec{k}, \omega)}_{(i)} d\vec{k}$$

Les termes (i) , (ii) et (iii) représentent les trois maillons du modèle.

Validation du modèle

Afin de déterminer le maillon excitation du modèle, il est nécessaire de déterminer la structure spatiale de l'excitation. Pour cela, on se donne un modèle analytique qui dépend de plusieurs paramètres. La part turbulente des fluctuations de pression est modélisée à l'aide du modèle de Corcos ([3]), modèle classique pour représenter les fluctuations de pression

créées par une couche limite turbulente. La part acoustique est modélisée à partir d'un modèle de champ diffus. Les paramètres caractéristiques de ce modèle sont recalés à partir des mesures expérimentales de pression en paroi en utilisant une procédure d'identification décrite dans [4].

Il est alors possible de calculer la fonction $G(\omega)$, tracée en figure 14. Les fluctuations de pression de nature purement acoustique sont beaucoup moins atténuées que les fluctuations de pression purement aérodynamique. Dans ce dernier cas, il existe une fréquence de coupure à 2kHz environ pour une longueur de césure de 10 mm. Pour une excitation aéroacoustique d'amplitude acoustique non négligeable, la part acoustique de l'excitation devient donc dominante à partir de 2 kHz.

Pour déterminer le maillon filtrage fréquentiel $H_c(\omega)$, figure 15, la mesure en salle réverbérante avec un champ diffus acoustique est utilisée.

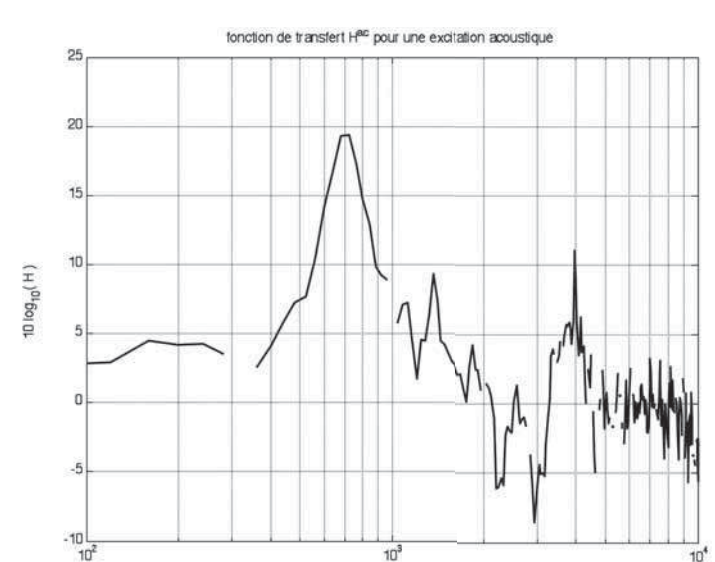


Fig. 15 : Fonction de filtrage fréquentiel $H_c(\omega)$. Des objets ne peuvent pas être créés à partir des codes de champs de mise en forme. mesurée sous excitation champ diffus acoustique

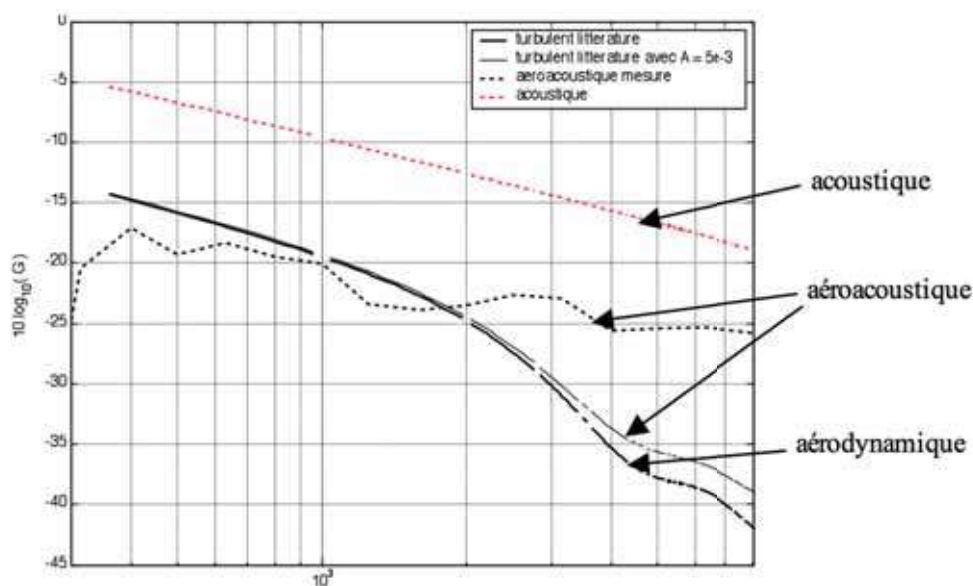


Fig. 14 : Fonction de filtrage spatial $G(\omega)$. Des objets ne peuvent pas être créés à partir des codes de champs de mise en forme.. Excitation aérodynamique calculée à partir de paramètres classiques pour une couche limite turbulente, référence [3] (trait noir épais), excitation aérodynamique avec paramètres classiques et excitation acoustique arbitraire (trait noir fin). Excitation aérodynamique et acoustique avec paramètres issus de la mesure (trait noir pointillé). Excitation purement acoustique (trait pointillé rouge). Longueur de césure $L = 10$ mm.

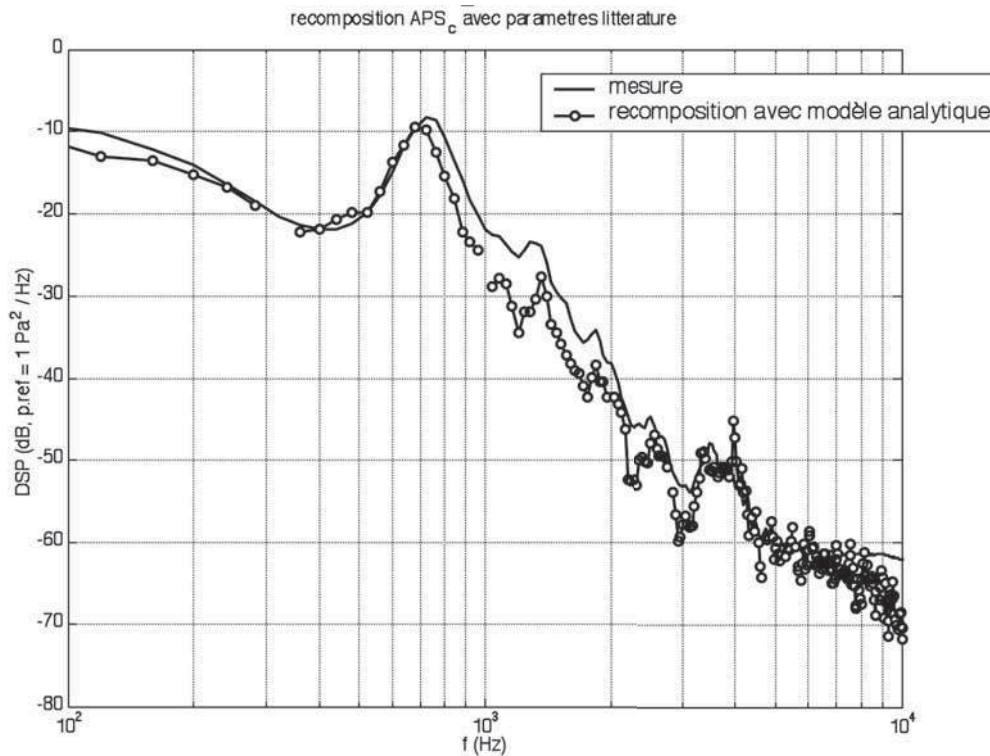


Fig. 16 : Densité spectrale de puissance de pression dans la cavité de césure. Mesure (pointillé) et reconstitution à partir du modèle analytique (rond). $U_0 = 160$ km/h

A partir de ces grandeurs, il est possible de déterminer la DSP dans la cavité de césure $S_{p_c, p_c}(\omega)$ donnée par la formule (2). Elle est tracée en figure 16 et comparée à la mesure. L'accord est tout à fait satisfaisant, tant en fréquence qu'en amplitude. Ce dernier résultat permet de valider le modèle utilisé.

Conclusion

Une étude expérimentale a permis d'expliquer le mécanisme physique à l'origine de l'émergence fréquentielle qui peut apparaître au niveau de la césure de hayon d'un véhicule série. Malgré la complexité de la géométrie étudiée, il est possible de décrire avec un modèle simple le phénomène observé. Il s'agit d'un mécanisme d'amplification linéaire des fluctuations acoustiques et turbulentes produites par

l'écoulement au-dessus de la césure. La cavité sous la césure se comporte comme un filtre à la fois spatial et fréquentiel pour ces fluctuations larges bandes créées par l'écoulement.

Références bibliographiques

- [1] Rossiter, J.E., 1964, Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. ARC R&M, 3438.
- [2] Golliard, J., 2002, Noise of Helmholtz-resonator like cavities excited by a low Mach-number turbulent flow. Thèse de l'Université de Poitiers.
- [3] Corcos, G.M., 1963, Resolution of pressure in turbulence. Journal of the Acoustical Society of America, 35, No.2, 505-514.
- [4] Arguillat, B., Ricot, D., Robert G., Bailly C., Measurements of the wavenumber-frequency spectrum of wall pressure fluctuations under turbulent flows. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 23-25 may 2005, AIAA 2005-2855.