

Etude expérimentale et théorique du mécanisme d'excitation aéroacoustique des césures automobiles.

Hervé Illy¹, Denis Ricot¹ & Arnaud Menoret²

¹ : Groupe de recherche en acoustique, Renault
1 avenue du Golf, 78288 Guyancourt, France
e-mail : herve.illy@renault.com

² : Signal Developpement
12 boulevard Chasseigne, 86000 Poitiers, France

Résumé :

Un travail expérimental et théorique sur les césures, petites cavités de faible longueur suivant l'axe de l'écoulement et situées au niveau de l'interstice entre deux portes ou entre une porte et la caisse du véhicule, est présenté ici. Bien que peu étudiées dans la littérature, les césures constituent une source d'excitation aéroacoustique non négligeable sur un véhicule : le niveau de fluctuation de pression au fond de celle-ci est supérieur dans certains cas à celui créé par la couche limite au-dessus. Le but de cette étude est de comprendre l'origine de ce mécanisme d'amplification. Des mesures de pression instationnaire en paroi et des mesures du champ de vitesse par fil chaud deux composantes ont été réalisées sur un véhicule de série, dans la soufflerie aéroacoustique S2A de Montigny le Bretonneux. Elles ont permis de montrer que les fluctuations de pression de la couche limite, de nature acoustique et turbulente, sont transformées en fluctuations de pression acoustique à l'intérieur de la césure par un mécanisme de filtrage linéaire qui se décrit par le formalisme des fonctions de transfert.

Abstract :

The subject of this experimental and theoretical 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. The vehicle is instrumented with unsteady pressure microphones and a double hot wires is used to measure the flow around the small gap. 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.

Mots-clefs :

aéroacoustique ; césure ; modes acoustiques ; pressions pariétales ;

1 Objectifs et enjeux

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 de l'acoustique à l'intérieur de l'habitacle. Le travail de l'aéroacousticien consiste à minimiser 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, césure). Bien que peu étudiées jusqu'à maintenant, les césures constituent une source de bruit aéroacoustique non négligeable. Elles se traduisent par l'apparition d'émergences fréquentielles pour lesquelles le niveau de fluctuations de pression au fond de la césure est plus élevé que celui produit par l'écoulement de couche limite amont, figure 1.

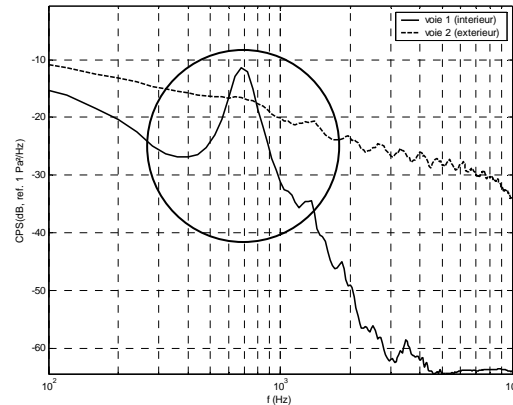


FIG. 1 – Autospectre de pression. Mesure au fond de la césure (trait continu) et sur la paroi en amont (trait pointillé) pour une excitation aéroacoustique en soufflerie. $U_0 = 120$ km/h.

L'objet de cette étude est de comprendre le mécanisme physique à l'origine de ce phénomène. Etant donné que plusieurs mécanismes physiques peuvent se combiner dans une telle configuration industrielle, il est important de ne pas faire d'hypothèses simplificatrices au départ et de mener l'étude sur un véhicule de série (paragraphe 2). Les résultats sont ensuite analysés afin de dégager un modèle simplifié du phénomène (paragraphe 3). L'aptitude de ce modèle à représenter la physique étudiée est examinée en détails (paragraphe 4).

2 Dispositif expérimental

La césure de hayon (jonction située entre le toit et le hayon) d'une berline a été instrumentée. Il s'agit d'une petite cavité qui s'étend sur toute l'envergure du véhicule et dont la longueur est de l'ordre du cm (figure 2). Sa profondeur est très grande devant cette longueur, comme le montre la vue en coupe de l'intérieur de la césure. Des prises de pression instationnaires (capteurs déportés de 1mm de diamètre en paroi) ont été disposées sur la paroi en amont de la césure et à l'intérieur de celle-ci. Des mesures du champ de vitesse en amont, au-dessus et en aval de la césure ont été réalisées à l'aide d'une sonde fil chaud deux composantes, figure 3.

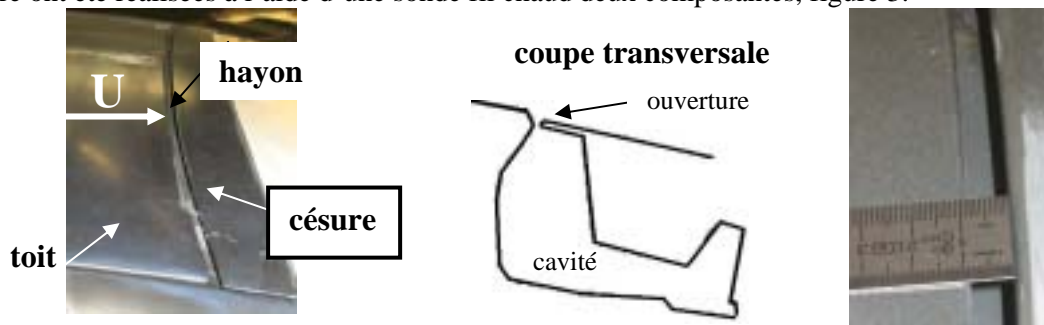


FIG. 2 – Césure de hayon.

Les mesures se sont déroulées dans la soufflerie aéroacoustique S2A de Montigny le Bretonneux pour des vitesses allant jusqu'à 160 km/h. Des essais complémentaires en salle réverbérante ont permis d'étudier la réponse de la césure à une excitation du type champ diffus acoustique (figure 4).



FIG. 3 – Sonde fil chaud montée sur un bras de déplacement, en aval de la césure de hayon.



FIG. 4 – Excitation sous champ diffus acoustique en chambre réverbérante.

3 Détermination du modèle physique

3.1 Les mécanismes

Les mécanismes d'émission de bruit produit par un écoulement au-dessus d'une cavité peuvent être classés en deux types : les couplages forts et les couplages faibles.

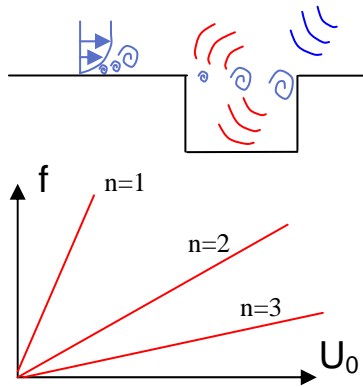


FIG. 5 – mécanisme 1

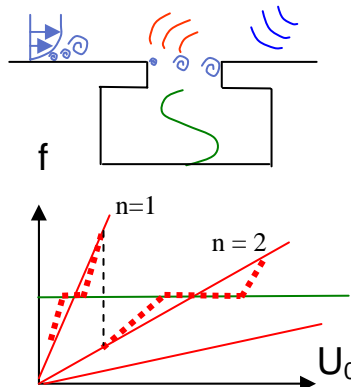


FIG. 6 – mécanisme 2

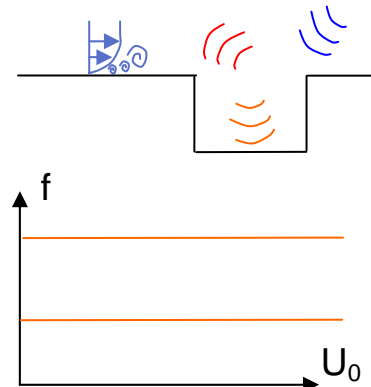


FIG. 7 – mécanisme 3

Dans la première catégorie, la fréquence d'émission résulte d'un couplage entre l'acoustique et l'aérodynamique : mécanisme du type Rossiter (mécanisme 1, figure 5), accrochages de fréquence Rossiter / Helmholtz (mécanisme 2, figure 6). Dans la seconde catégorie, les fluctuations large bande créées par l'écoulement sont filtrées par la géométrie (mécanisme 3, figure 7).

3.2 Choix du modèle le plus approprié

Aussi bien pour le mécanisme 1 que pour le mécanisme 2, la fréquence évolue linéairement avec la vitesse ($f_n = nU_c / 2$, figure 6). Or une montée en vitesse pour un capteur de pression situé à l'intérieur de la césure (figure 8) montre que la fréquence dominante (f_1) est indépendante de la vitesse. 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 couche de mélange 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 9 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.

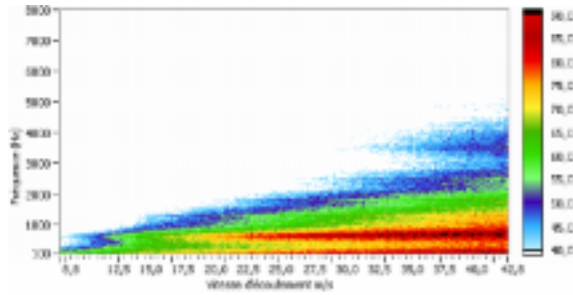


FIG. 8 – évolution de la fréquence en fonction de la montée en vitesse

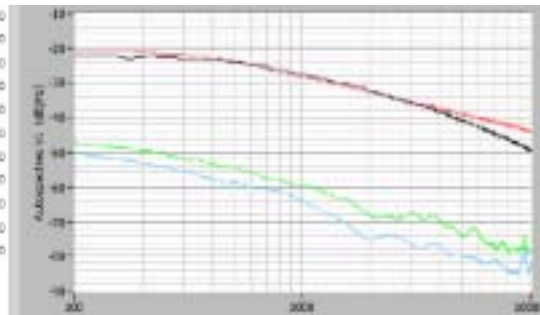


FIG. 9 – autospectre de la composante u' du signal de vitesse mesuré au fil chaud (courbe en noir).

4 Validation

Le modèle 3 est un modèle linéaire, étudié par J. Golliard [1]. Il se décrit avec le formalisme des fonctions de transfert. Il s'agit ici de vérifier que c'est le modèle correct pour expliquer le phénomène observé.

4.1 Modèle théorique

Ce modèle se décompose en trois éléments indépendants, figure 10 : excitation, filtrage spatial et filtrage fréquentiel. Il permet de relier les fluctuations de pression en paroi au-dessus de la césure $S_{p_e p_e}(\vec{k}, \omega)$ à celles au fond, $S_{p_c p_c}$ selon la formule :

$$S_{p_c p_c}(\omega) = \underbrace{H_c(\omega, U_0)}_{\text{(iii)}} \int_k \underbrace{\frac{|S(\vec{k})|^2}{S_0^2}}_{\text{(ii)}} \underbrace{S_{p_e p_e}(\vec{k}, \omega)}_{\text{(i)}} d\vec{k} \quad (1)$$

- $S_{p_e p_e}(\vec{k}, \omega)$: densité spectrale nombre d'onde \vec{k} créée par l'écoulement amont (i).
- $S(\vec{k})$: filtrage spatial par l'ouverture de la césure (de section S_0) (ii).
- $H_c(\omega, U_0)$: fonction de transfert fréquentielle de la cavité (iii).

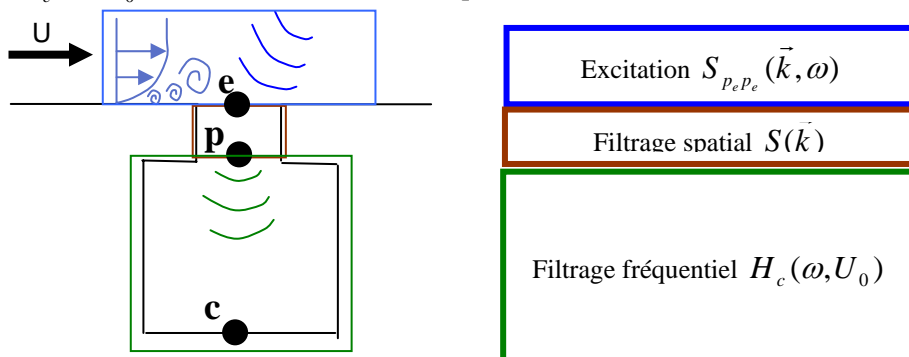


FIG. 10 – modèle théorique.

4.2 Validation du modèle

Les fluctuations de pression qui excitent l'ouverture de la césure, terme **(i)**, sont à la fois de nature turbulente et acoustique. La part turbulente est modélisée par le *modèle de Corcos* ([2]), modèle classique pour représenter les fluctuations de pression créées par une couche limite turbulente. Les paramètres caractéristiques de ce modèle sont recalés à partir des mesures expérimentales de pression en paroi ([3]). La part acoustique des fluctuations de pression n'a pas pu être extraite des mesures. Mais il est possible d'exprimer **(i)** sous la forme d'une expression à variables séparées en \vec{k} et ω :

$$S_{p_e p_e}(\vec{k}, \omega) = \Phi_{p_e p_e}(\omega) F(\vec{k}) = \frac{\Phi_{p_e p_e}(\omega)}{1+A} [F^{turb}(\vec{k}) + AF^{ac}(\vec{k})] \quad (2)$$

Avec A , l'amplitude acoustique. Ces fluctuations de pression sont ensuite filtrées spatialement par l'ouverture de la césure qui se comporte comme un filtre passe bas dans le domaine des nombres d'onde \vec{k} . Une expression analytique simplifiée a été utilisée ici pour le terme **(ii)**. En combinant **(i)** et **(ii)**, on peut relier la pression en paroi à celle dans l'ouverture de la césure :

$$S_{p_p p_p}(\omega) = G_{A, k_0, k_c} \Phi_{p_e p_e}(\omega) \quad (3)$$

avec G_{A, k_0, k_c} , une intégrale sur \vec{k} . Il reste à déterminer $H_c(\omega, U_0)$ (terme **(iii)**). Son expression théorique est complexe, voir [1]. Comme la géométrie est tri-dimensionnelle, il n'est d'ailleurs pas sûr qu'elle s'applique ici. Par conséquent, la démarche retenue consiste à faire une identification de ce terme à partir des données expérimentales. Etant donné que U_0 est faible, on suppose $H_c(\omega, U_0) = H_c(\omega, 0) = H_c(\omega)$. **(1)** et **(2)** montrent que le rapport pression césure / pression paroi $R = S_{p_c p_c}(\omega) / \Phi_{p_e p_e}(\omega)$ est relié à H_c ($R = G_{A, k_0, k_c} \times H_c(\omega)$). Dans le cas d'une excitation du type champ diffus acoustique (en pointillés, figure 11 de gauche), le rapport R se trouve 10 dB au-dessus du ratio R mesuré dans le cas d'un essai en soufflerie (trait continu). Cette différence s'explique par la différence des excitations acoustique et turbulente (caractérisées par la fonction G_{A, k_0, k_c} tracée figure 11 de droite). Si l'on considère une excitation purement acoustique d'une part et une excitation purement turbulente d'autre part, la différence est de 20dB environ. Mais en soufflerie les fluctuations de pression sont à la fois turbulentes et acoustiques. La part acoustique de l'excitation n'a pas été mesurée expérimentalement. En rajoutant à l'excitation purement turbulente précédente une part acoustique d'amplitude $A = 0,2$, la différence entre les deux fonctions G n'est plus que de 10dB, comme pour R . Aussi, on trouve une valeur de $H_c(\omega)$ identique à la fois pour l'excitation acoustique et l'excitation aéroacoustique. Ainsi, en tenant compte de la part acoustique de l'excitation, on obtient un modèle cohérent où U_0 peut être négligée.

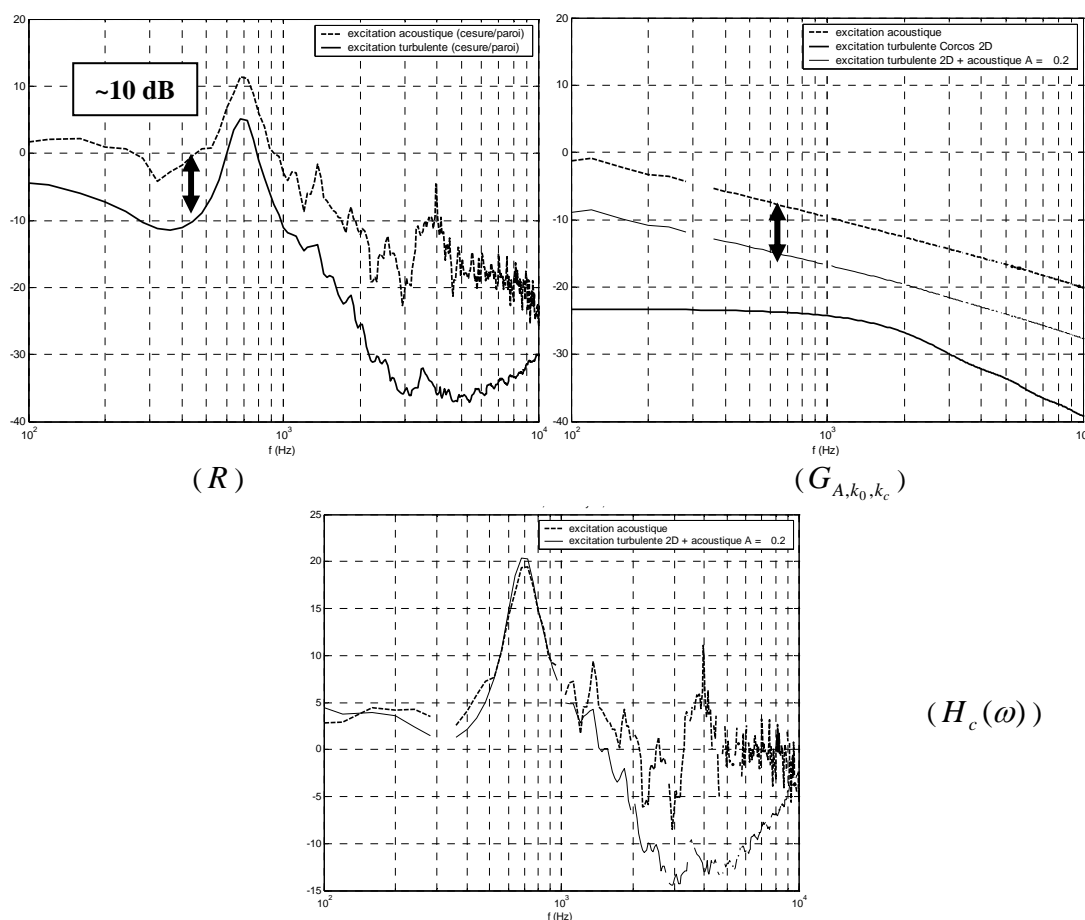


FIG. 11 – identification de $H_c(\omega) = R/G$. R et G sont tracés pour une excitation acoustique (trait pointillé), une excitation turbulente pure (trait continu épais) et une excitation turbulente avec acoustique (trait continu fin). $U_0 = 120$ km/h.

5 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

- [1] Golliard, J., 2002, Noise of Helmholtz-resonator like cavities excited by a low Mach-number turbulent flow. *Thèse de l'Université de Poitiers*.
- [2] Corcos, G.M., 1963, Resolution of pressure in turbulence. *Journal of the Acoustical Society of America*, **35**, No.2, 505-514.
- [3] 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**.