

Atténuation du son par sorption/diffusion dans les milieux poreux

Rodolfo Venegas

Claude Boutin

Université de Lyon

École Nationale des Travaux Publics de l'État

LGCB/LTDS-UMR CNRS 5513

Rue Maurice Audin

69518 Vaulx en Velin

E-mail : rodolfogustavo.venegascastillo@entpe.fr

Résumé

Ce travail traite de l'atténuation du son dans les milieux poreux hiérarchiques au sein desquels se développent des phénomènes de sorption et de diffusion, en plus des phénomènes visco-thermo-inertiels usuels. La description macroscopique acoustique, obtenue en utilisant la méthode d'homogénéisation des milieux périodiques, permet de conclure que l'écoulement du fluide n'est affecté ni par la sorption ni par la diffusion. Par contre, la compressibilité dynamique du milieu est significativement modifiée. En particulier, le module d'incompressibilité à basse fréquence peut avoir une partie réelle être nettement plus faible que celle de milieux poreux conventionnels, tandis que sa partie imaginaire augmente autour de la fréquence caractéristique de diffusion. En conséquence, les ondes acoustiques sont ralenties et plus atténuées aux basses fréquences. Ces résultats généraux sont illustrés en considérant un matériau poreux stratifié. L'étude de la perte de transmission sonore, démontre le potentiel des matériaux adsorbants pour les applications acoustiques.

Abstract

This work investigates sound attenuation in hierarchical porous media that support sorption and diffusion as well as the usual visco-thermo-inertial phenomena. The macroscopic acoustic description derived using the method of homogenisation for periodic media allowed to conclude that sorption and diffusion do not affect the macroscopic fluid flow. Contrarily, the dynamic compressibility of the medium is significantly modified. In particular, the dynamic bulk modulus at low frequencies can take values much smaller than those of conventional porous media, while its imaginary part is increased around the characteristic frequency of diffusion. As a consequence, the sound waves are slowed down and more attenuated at low frequencies. These general results are illustrated for a stratified porous material. The study of sound transmission loss demonstrates the potential of adsorbing materials for acoustic applications.

L

a dissipation de l'énergie sonore dans les matériaux poreux à structure rigide conventionnels résulte de la viscosité du gaz et de ses transferts thermiques avec le squelette [1] [2] [3] [4]. L'objectif de ce travail est de démontrer l'existence, dans certaines circonstances, d'une autre source de dissipation d'énergie associée à un mécanisme de sorption et de diffusion de masse. La sorption est un terme générique qui désigne l'adsorption, la désorption, et l'absorption (pénétration du gaz dans la phase solide). L'adsorption est un phénomène de surface par lequel des molécules de gaz se fixent sur une paroi solide où elles se concentrent en un état local plus dense. La désorption est le phénomène inverse par lequel les molécules adsorbées s'en détachent [5]. L'adsorption/désorption s'accompagne de la diffusion qui gouverne le flux de molécules d'une région de concentration élevée vers une région de concentration faible [5]. Le phénomène physique de sorption a été envisagé comme explication des propriétés acoustiques inhabituelles du charbon actif granulaire [6] [7] [8]. La particularité du charbon actif est que la compressibilité du gaz saturant à basse fréquence atteint une valeur supérieure à la valeur isotherme prédite par la théorie actuelle de l'acoustique des milieux poreux.

L'étude [6] propose d'expliquer les écarts par l'addition d'une micro-échelle supplémentaire et d'un phénomène d'adsorption à cette échelle. Cette idée a été développée dans [7] [9] où l'effet de la sorption a été inclus dans un modèle multi-échelle de propagation du son au travers du charbon actif. Cependant, ce modèle suppose que la diffusion se produise instantanément. Cette hypothèse a été relaxée dans [10] [11].

Ce travail traite des propriétés acoustiques de milieux poreux au sein desquels se développent des phénomènes de sorption et de diffusion, en plus des phénomènes de viscosité et de transferts thermiques usuels. Les principes physiques de base et la description macroscopique établie par la méthode d'homogénéisation des milieux périodiques [10] [11] sont rappelés dans la seconde partie. Les propriétés des paramètres effectifs associés à la description acoustique macroscopique sont analysées dans la troisième partie. Dans la quatrième partie, ces résultats sont illustrés pour un matériau poreux adsorbant dont les pores sont formés de fissures planes. Dans cette même partie, une application potentielle de ces matériaux à la perte de transmission sonore est discutée. Les résultats sont résumés dans les conclusions.

Propagation d'ondes acoustiques dans les matériaux adsorbants

Théorie

Considérons un milieu poreux périodique hiérarchique à structure rigide saturé par un gaz Newtonien pur. La figure 1 montre un diagramme des échelles du matériau et les descripteurs géométriques pertinents. La longueur caractéristique macroscopique L est liée à la longueur d'onde λ par la relation $L=|\lambda|/2\pi$. La longueur caractéristique associée aux pores (ou la période de la microstructure) est notée l . Le volume des pores et du volume élémentaire représentatif sont Ω_f et Ω , respectivement. Le domaine Ω_m , représente un matériau homogénéisé avec des micropores (de longueur caractéristique l_m) au sein desquels se développe le phénomène de sorption/diffusion. Le processus de diffusion se décompose en la diffusion dans les micropores D_m et la diffusion de surface D_s (représentés sur la figure 1 par les lignes grises et noires horizontales en pointillés, respectivement). L'échange de masse entre le gaz (cercles creux) et la phase adsorbée (cercles noirs) est représenté par les flèches verticales. Les deux phases sont supposées à l'équilibre. En considérant que la phase adsorbée est monocouche le volume de la phase adsorbée est noté $\Omega_s = \Gamma_m d_m$, où Γ_m est la surface des micropores, et d_m le diamètre des molécules. L'espace disponible pour le transport de molécules libres est noté Ω_v . La porosité totale du matériau est $\Phi = \phi + (1-\phi)\phi_m$, où $\phi = \Omega_f/\Omega$ et $\phi_m = \Omega_{mf}/\Omega_m$ sont les porosités associées aux pores et aux micropores, respectivement. En outre, on suppose que les échelles sont bien séparées, i.e. $l/L \ll 1$, $l_m/l \ll 1$ et $d_m < l_m$.

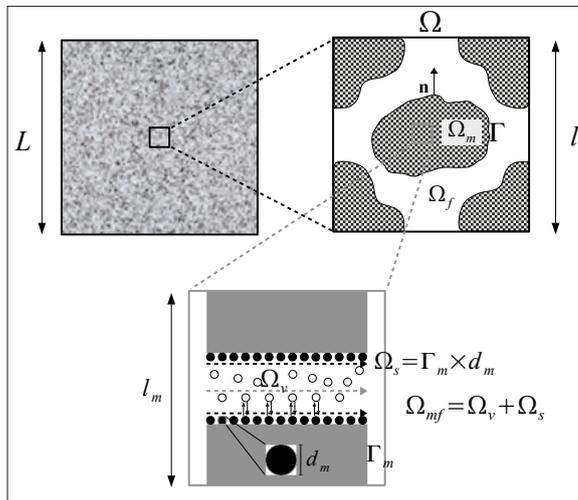


Fig. 1 : Échelles d'un matériau poreux hiérarchique adsorbant
Scales of a hierarchical adsorbing porous material

La propagation d'ondes acoustiques au travers d'un matériau à simple porosité est déterminée, à l'échelle des pores, par les équations linéarisées, en régime harmonique ($e^{i\omega t}$), de conservation de la quantité de mouvement, de la masse, et de l'énergie ; ainsi que par l'équation d'état d'un gaz parfait [1] [2] [3] [4]. Ces équations sont complétées par les conditions limites isotherme et d'adhérence sur Γ . Pour modéliser les effets de sorption/diffusion, ces équations doivent être couplées à celles décrivant ces phénomènes dans le domaine microporeux Ω_m .

En particulier la condition limite d'adhérence doit être modifiée, comme indiqué ci-dessous.

Le bilan de masse dans l'espace microporeux, incluant les phénomènes de diffusion de surface et dans les micropores, fournit l'équation suivante dans Ω_m [5] :

$$j\omega\phi_m(\varphi c_m + (1-\varphi)c_s) = \phi_m \nabla \cdot (\varphi D_m \nabla c_m + (1-\varphi)D_s \nabla c_s) \quad (1)$$

où c_m et c_s sont la concentration du gaz et de la phase adsorbée respectivement. La portion d'espace microporeux disponible pour le transport de molécules libres est définie comme $\varphi = \Omega_v/\Omega_{mf}$. De manière similaire, $1-\varphi = \Omega_s/\Omega_{mf}$ représente l'espace disponible pour le transport de molécules adsorbées.

La phase adsorbée est supposée en équilibre dynamique avec la phase gazeuse. Cette hypothèse est valable lorsque la cinétique d'adsorption locale est plus rapide que la diffusion [5], ce qui est le cas dans la gamme des fréquences acoustiques. La relation d'équilibre entre les deux phases est donc donnée par l'isotherme locale de sorption, soit :

$$c_s = Hc_m \quad (2)$$

où H est la constante d'équilibre de sorption. Cette constante adimensionnelle mesure localement la concentration de la phase adsorbée par rapport celle de la phase gazeuse.

La substitution de l'équation (2) dans l'équation (1) et l'écriture de la concentration c_m en termes de densité ρ_m permet d'obtenir l'équation de Fick suivante [5] :

$$j\omega\rho_m H_e = D_e \nabla \cdot \nabla \rho_m \quad (3)$$

où $D_e = \phi_m(\varphi D_m + (1-\varphi)D_s H)$ est le coefficient de diffusion effectif, et $H_e = \phi_m(\varphi + (1-\varphi)H)$ est la constante d'équilibre de sorption effective.

La description locale est complétée par les conditions de continuité de flux de masse et de pression $p_m = p$ sur Γ , soit :

$$\rho_0 \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = -D_e \nabla \rho_m \cdot \mathbf{n} \quad (4)$$

$$p_m = \rho_0 p / P_0 \quad (5)$$

où ρ_0 et P_0 sont la densité et la pression d'équilibre et \mathbf{u} est la vitesse du fluide. La condition limite (équation 4) et la condition de vitesse tangentielle nulle sur Γ remplacent la condition limite usuelle d'adhérence. On notera : i) que l'utilisation de l'équation d'état permet d'écrire la pression p_m en termes de densité en (5), et que, ii) comme l'impédance thermique du solide est nettement inférieure à celle du fluide, la condition limite isotherme reste valable.

Au bilan, la description locale de la propagation des ondes acoustiques dans les matériaux adsorbants hiérarchiques est donnée par les équations linéarisées de conservation de la quantité de mouvement, de la masse, et de l'énergie ; ainsi que par l'équation d'état d'un gaz parfait et de diffusion de masse (équation 3). Ces équations sont complétées par les conditions limites isotherme, et de continuité de flux de masse (équation 4) et de pression (équation 5) sur Γ .

L'application de la méthode d'homogénéisation des milieux périodiques [4] à cette description locale conduit à la description macroscopique acoustique. Les détails de la procédure sont décrits en [10] [11]. Le résultat principal est que les problèmes d'écoulement, de transfert thermique, et de diffusion sont découplés, à condition que le flux de masse par diffusion soit un ordre de grandeur plus petit que le flux de masse par advection sur Γ . Dans ce cas, l'écoulement macroscopique n'est affecté ni par la sorption ni par la diffusion. Par contre, ces phénomènes apparaissent sous forme d'un terme source qui contribue au bilan de masse macroscopique. En conséquence, la compressibilité effective du matériau est modifiée significativement. L'équation des ondes dans le matériau est donnée par :

$$\nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{k}(\omega)}{\eta} \cdot \nabla p \right) = \frac{j\omega p}{E(\omega)} \quad (6)$$

où η est la viscosité dynamique et $\mathbf{k}(\omega)$ le tenseur de perméabilité dynamique [1]. Le module d'incompressibilité $E(\omega)$ est la moyenne géométrique du module classique incluant les effets de transfert thermiques, $E_t(\omega)$, et d'un module supplémentaire qui résulte du mécanisme de sorption/diffusion, $E_{ds}(\omega)$, i.e.

$$E^{-1}(\omega) = E_t^{-1}(\omega) + E_{ds}^{-1}(\omega) \quad (7)$$

$$E_t(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\phi \left(\gamma - j\omega \rho_0 C_p (\gamma - 1) \frac{\Theta(\omega)}{\phi \kappa} \right)} \quad (8)$$

$$E_{ds}(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\phi \left(\gamma M_h \left(1 - \frac{j\omega G(\omega)}{(1-\phi) D_{app}} \right) \right)} \quad (9)$$

où γ est l'indice adiabatique, C_p la capacité calorifique du gaz à pression constante, κ la conductivité thermique, et $\Theta(\omega)$ la perméabilité thermique [3]. La fonction de diffusion de masse [10] [11] est notée $G(\omega)$. La diffusivité apparente et le rapport des concentrations dans les micropores et les pores sont donnés par $D_{app} = D_e/H_e$ et $M_h = (1-\phi)H_e/\phi$, respectivement.

Pour un matériau isotrope, la perméabilité dynamique devient $\mathbf{k}(\omega) = k\mathbf{I}$, où \mathbf{I} est le tenseur du second ordre unitaire. En conséquence, l'impédance caractéristique $Z_c(\omega)$, le nombre d'onde $k_c(\omega)$, et la vitesse du son $c(\omega)$ sont donnés par :

$$Z_c(\omega) = \sqrt{\frac{\eta}{j\omega k}}, \quad k_c(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\eta}{j\omega k E}} \quad \text{et} \quad c(\omega) = \frac{\omega}{k_c(\omega)} \quad (10)$$

Analyse des paramètres effectifs

Examinons le comportement asymptotique des paramètres effectifs. Pour $E_t(\omega)$, celui-ci est déterminé par celui de la perméabilité thermique qui varie entre [3] $\Theta(\omega \ll \omega_t) = \Theta_0$ et $\Theta(\omega \gg \omega_t) = -j\phi\delta_t^2$, où $\omega_t = \phi\kappa/\rho_0 C_p \Theta_0$ est la fréquence caractéristique qui détermine la transition entre propagation du son isotherme et adiabatique, Θ_0 la perméabilité thermique statique, et

$$\delta_t = \sqrt{\kappa/\rho_0 C_p \omega}$$

l'épaisseur de couche limite thermique. En conséquence, les valeurs asymptotiques de $E_t(\omega)$ sont $E_t(\omega \ll \omega_t) = P_0/\phi(1-j\omega/\omega_t)$ et $E_t(\omega \gg \omega_t) = \gamma P_0/\phi$. D'une manière similaire, la fonction de diffusion varie entre [10] [11] sa valeur statique $G(\omega \ll \omega_d) = G_0$ et $G(\omega \gg \omega_d) = -j(1-\phi)\delta_d^2$, où $\omega_d = (1-\phi)D_{app}/G_0$ est la fréquence caractéristique de diffusion et

$$\delta_d = \sqrt{D_{app}/\omega}$$

l'épaisseur de couche limite diffusive. Donc, le module $E_{ds}(\omega)$ tend vers $E_{ds}(\omega \ll \omega_d) = P_0/\phi M_h(1-j\omega/\omega_d)$ et $E_{ds}(\omega \gg \omega_d) = \infty$. En conséquence, les valeurs asymptotiques du module d'incompressibilité dynamique sont :

$$E(\omega \ll \omega_d) = \frac{P_0}{\phi(1+M_h-j\omega\omega_d^{-1})}$$

$$\text{et} \quad E(\omega \gg \omega_d) = \frac{\gamma P_0}{\phi} \quad (11)$$

où la fréquence caractéristique thermo-diffuse ω_{td} est définie par :

$$1/\omega_{td} = (\gamma-1)/\gamma\omega_t + M_h/\omega_d \quad (12)$$

De l'équation 11, on conclut que la valeur statique du module d'incompressibilité en présence de sorption est donnée par :

$$E(\omega \rightarrow 0) = E_0 = \frac{P_0}{\phi(1+M_h)} \quad (13)$$

Cette équation montre que le module d'incompressibilité dynamique à basse fréquence peut atteindre des valeurs plus faibles que celles des milieux poreux conventionnels. Un tel comportement anormal a été observé expérimentalement dans le charbon actif [6] [7] [8].

Par ailleurs, la perméabilité n'est affectée ni par la sorption ni par la diffusion. En conséquence, ses propriétés sont les mêmes que celles d'un matériau poreux conventionnel, i.e. $k(\omega \ll \omega_v) = k_0$ et $k(\omega \gg \omega_v) = -j\phi\delta_v^2/\alpha_\infty$, où $\omega_v = \phi\eta/\rho_0 k_0 \alpha_\infty$ est la fréquence caractéristique visqueuse,

$$\delta_v = \sqrt{\eta/\rho_0 \omega}$$

l'épaisseur de couche limite visqueuse, et α_∞ la tortuosité [1] [2].

Les comportements asymptotiques de $E(\omega)$ et $k(\omega)$ permettent d'établir que la vitesse du son et le nombre d'onde à basse fréquence tendent vers :

$$c(\omega \rightarrow 0) = \sqrt{\frac{j\omega k_0}{\eta} \frac{P_0}{\phi(1+M_h)}} = \frac{c_{0\phi}}{\sqrt{1+M_h}}$$

$$\text{et} \quad k_c(\omega \rightarrow 0) = k_{c0\phi} \sqrt{1+M_h} \quad (14)$$

Cette expression montre que les ondes acoustiques sont ralenties et plus atténuées à basses fréquences par un facteur

$$\sqrt{1+M_h}$$

par rapport au matériau à simple porosité (indice ϕ). Aux hautes fréquences, la contribution de la diffusion et de l'adsorption est négligeable.

Modèle pour un matériau adsorbant avec des pores formés de fissures planes

La perméabilité visqueuse et thermique et la fonction de diffusion pour un matériau adsorbant ayant des pores formés de fissures planes ("slit pores") de demi-largeur h et porosité ϕ sont données par l'équation 15. Les valeurs statiques sont $k_0 = \Theta_0 = \phi h^2/3$ et $G_0 = (1 - \phi)^3 h^2/3\phi^2$.

$$k(\omega) = \chi(h, \phi, \delta_v); \Theta(\omega) = \chi(h, \phi, \delta_t) \text{ et} \\ G(\omega) = \chi(h(1-\phi)/\phi, (1-\phi), \delta_d) \quad (15)$$

avec

$$\chi(x, \vartheta, \delta) = -j\vartheta\delta^2 \left(1 - \tanh(\sqrt{j}x\delta^{-1}) / \sqrt{j}x\delta^{-1} \right) \quad (16)$$

D'un point de vue macroscopique, les paramètres qui déterminent le comportement acoustique du domaine micro-poreux sont la diffusivité apparente D_{app} et la constante d'équilibre de sorption effective H_e . Ces paramètres peuvent être obtenus par des mesures chromatographiques et d'isothermes [5].

Résultats et discussion

La figure 2 montre le module d'incompressibilité pour un matériau ayant des pores formés de fissures planes. Les paramètres du matériau sont $h = 10\mu\text{m}$, $\phi = 0.5$, $\phi_m = 0.2$, $H_e/\phi_m = 10$, et $D_e/\phi_m = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Le fluide saturant est l'air en conditions normales. On observe que l'adsorption induit trois effets :

- elle réduit la partie réelle du module d'incompressibilité dynamique à basses fréquences (cf. l'équation 13),
- elle réduit la diffusivité apparente et, de ce fait, diminue la fréquence caractéristique de diffusion, et
- elle augmente la partie imaginaire de $E(\omega)$ [cf. le produit $M_h G(\omega)$ dans l'équation (9)] et, par conséquent, elle augmente l'atténuation causée par la diffusion (le pic aux basses fréquences en figure 2). Ces effets se traduisent par une diminution de la vitesse du son et une augmentation de l'atténuation, comme prévu par les équations (14)

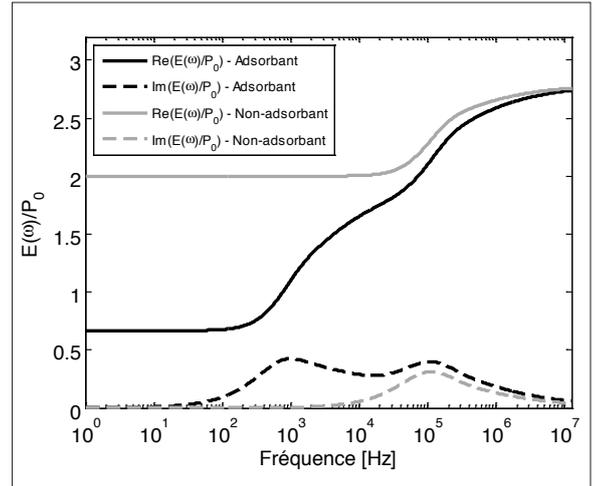
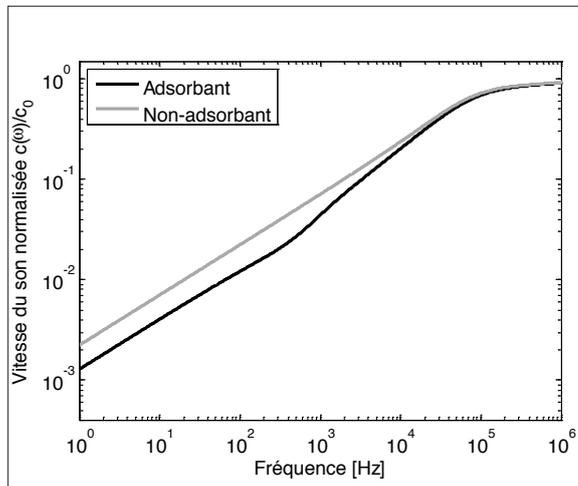


Fig. 2 : Module d'incompressibilité normalisé
Normalised bulk modulus

Nous présentons ci-dessous une application potentielle, qui profite de la grande compressibilité et de l'atténuation sonore des matériaux adsorbants [12]. La figure 4 montre la perte de transmission sonore (TL) d'une paroi double. L'épaisseur des parois est 12 mm, leur masse surfacique est $m_1 = m_2 = 8.52 \text{ kg/m}^2$, et les panneaux sont séparés d'une distance $d = 2.54 \text{ cm}$. On observe que :

- le TL présente un minimum à la fréquence de respiration $\omega_r = \sqrt{k^e/M}$ où k^e est la rigidité effective de la cavité et $M = m_2 m_1 / (m_2 + m_1)$ la masse surfacique effective,
- ω_r dans le cas d'une cavité vide est plus grande (petite) que ω_r correspondant au cas d'une cavité remplie d'un matériau adsorbant (non-adsorbant),
- le TL est identique aux basses fréquences dans les cas d'une cavité remplie avec un matériau adsorbant ou non-adsorbant, et

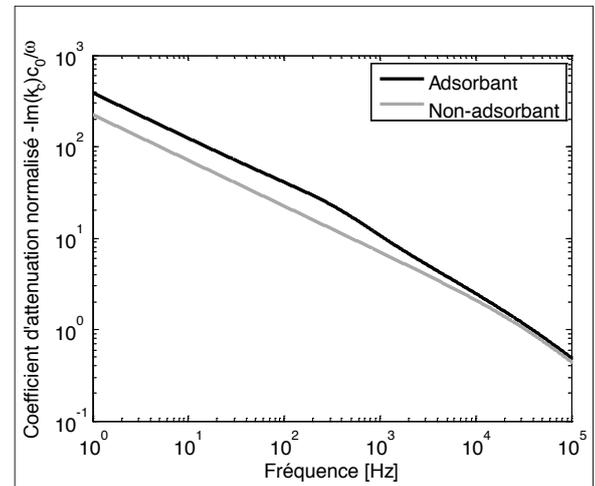


Fig. 3 : Vitesse du son normalisée (gauche) et coefficient d'atténuation normalisée (droite)
Normalised speed of sound (left) and attenuation coefficient (right)

iv) le TL aux hautes fréquences dans le cas d'une cavité remplie avec un matériau adsorbant est plus grand que dans le cas d'une cavité remplie avec un matériau non-adsorbant. Ces tendances sont expliquées comme suit. La rigidité effective est estimée, aux basses fréquences,

$$\text{par } k_e^e = \gamma P_0 / d, \quad k_p^e = P_0 / d\phi$$

$$\text{et } k_a^e = P_0 / d\phi(1 + M_h)$$

dans les cas de la cavité vide (indice e), remplie avec un matériau non-adsorbant (indice p), et remplie avec un matériau adsorbant (indice a), respectivement. En conséquence, le ratio entre les fréquences de respiration est donné par

$$\omega_{re} / \omega_{rp} = \sqrt{\phi\gamma} \quad \text{et} \quad \omega_{re} / \omega_{ra} = \sqrt{\gamma\phi(1 + M_h)}$$

Ces expressions montrent que $\omega_{rp} > \omega_{re}$ lorsque $\phi < \gamma^{-1}$, i.e. la fréquence de respiration est augmentée pour des matériaux non-adsorbants denses, et que pour une cavité remplie avec un matériau adsorbant, la fréquence ω_{ra} peut atteindre des valeurs plus petites que ω_{rp} , à condition que $\phi(1 + M_h) > \gamma^{-1}$.

D'autre part, le TL aux basses fréquences est estimé par ,

$$TL(\omega \rightarrow 0) = 20 \log(|2 + d\sigma / Z_0 + j\omega S| / 2),$$

ou $Z_0 = \rho_0 c_0$ est l'impédance caractéristique de l'air, c_0 la vitesse du son dans l'air, et $S = Z_0 / k^2$. La valeur statique du TL dépend de la résistivité à l'écoulement σ , laquelle est identique pour les matériaux adsorbants et non-adsorbants. Aux basses fréquences, le paramètre S est donné par $S_p = P_0^{-1} Z_0 d\phi$ et $S_a = Z_0 d\phi(1 + M_h) / P_0$ pour les matériaux non-adsorbants et adsorbants, respectivement. Ainsi, l'atténuation par sorption/diffusion contribue à augmenter significativement la valeur du TL.

En pratique, la présence d'un matériau adsorbant fait que la cavité se comporte acoustiquement comme si elle est plus épaisse que sa valeur physique.

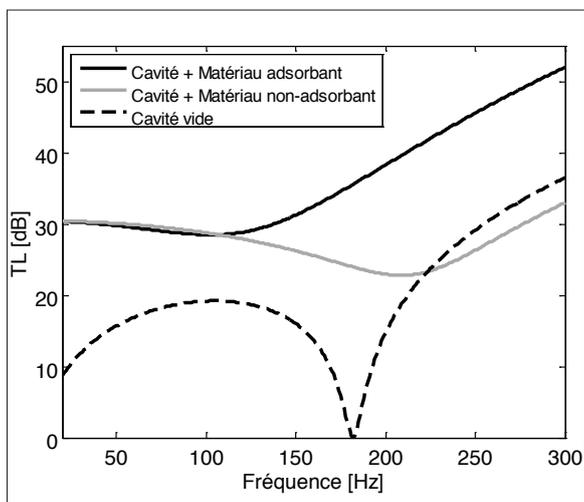


Fig. 4 : Perte de transmission du son d'une paroi double
Sound transmission loss of a double partition configuration.

Conclusions

La propagation d'ondes acoustiques en milieux poreux adsorbant à structure rigide a été étudiée. La méthode d'homogénéisation des milieux périodiques a permis d'établir la description macroscopique. Celle-ci montre que l'écoulement du fluide n'est affecté ni par la sorption ni par la diffusion, lorsque le flux de masse par diffusion est un ordre de grandeur inférieur au flux de masse par advection (sur Γ). Par contre, la compressibilité dynamique du milieu est modifiée significativement. Au niveau microscopique, la sorption augmente la concentration locale et ralentit la diffusion apparente. Macroscopiquement, ces effets se manifestent par :

- i) une réduction de la partie réelle du module d'incompressibilité dynamique à basses fréquences,
- ii) une diminution de la fréquence caractéristique de diffusion ω_d , et
- iii) une augmentation de la partie imaginaire du module d'incompressibilité dynamique autour de la fréquence caractéristique thermo-diffuse et, par conséquent, une augmentation de l'atténuation causée par la diffusion.

En conséquence, les ondes acoustiques sont ralenties et plus atténuées à basses fréquences. Par ailleurs le potentiel de ces matériaux est prometteur en acoustique, comme illustré par la réduction de la transmission sonore : en présence d'un matériau adsorbant une cavité se comporte acoustiquement comme si elle était plus vaste que sa valeur physique.

Les situations favorables pour augmenter les effets de sorption/diffusion dans la gamme des fréquences acoustiques sont celles qui maximisent le rapport des concentrations dans les micropores et les pores M_h . Ainsi il est approprié de disposer:

- i) d'une grande valeur de microporosité ϕ_m
- ii) d'une petite valeur de porosité ϕ ,
- iii) d'une adsorption relativement forte, i.e. une grande valeur de la constante d'équilibre de sorption effective H_e , mais pas trop grande pour que ω_d se situe dans les fréquences audibles, et
- iv) d'une morphologie de pores soigneusement sélectionnée en raison de la forte dépendance de ω_d avec la morphologie [10] [11].

Remerciements

Ce travail a bénéficié du soutien financier de l'Agence National de la Recherche (ANR) sous le projet METAUDIBLE (ANR 13-BS09-0003-03) et a été réalisé au sein du CeLyA (ANR-10-LABX-0060) de l'Université de Lyon dans le cadre du programme ANR-11-IDEX-0007 de l'État Français, géré par l'ANR.

Références bibliographiques

[1] J. L. Auriault, L. Borne, R. Chambon, "Dynamics of porous saturated media, checking of the generalized law of Darcy", J. Acoust. Soc. Am. 77 (5), 1641-1650 (1985)

[2] D. L. Johnson, J. Koplik, R. Dashen, "Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media", J. Fluid Mech. 176, 379-402 (1987)

[3] D. Lafarge, P. Lemarinier, J. F. Allard, V. Tarnow, "Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies", J. Acoust. Soc. Am. 102 (4), 1995-2006 (1997)

- [4] J. L. Auriault, C. Boutin, C. Geindreau: "Homogenization of Coupled Phenomena in Heterogeneous Media", ISTE Ltd, London, UK and John Wiley & Sons, Hoboken, USA (2009)
- [5] D. D. Do, Adsorption Analysis: Equilibria and Kinetics, Imperial College Press, London (1998)
- [6] R. Venegas, O. Umnova, Acoustical properties of double porosity granular materials, *J. Acoust. Soc. Am.* 130 (5), 2765-2776 (2011)
- [7] R. Venegas, Microstructure influence on acoustical properties of multiscale porous materials, Ph.D. dissertation, University of Salford, UK, 2011
- [8] F. Bechwati, M. Avis, D. Bull, T. J. Cox, J. Hargreaves, D. Moser, D. Ross, O. Umnova, R. Venegas, "Low frequency sound propagation in activated carbon", *J. Acoust. Soc. Am.* 132 (1), 239-248 (2012)
- [9] R. Venegas, O. Umnova, "Influence of sorption on sound propagation in granular activated carbon", *J. Acoust. Soc. Am.*, 140(2), 755-766 (2016)
- [10] R. Venegas, C. Boutin, "Propagation d'ondes acoustiques dans les milieux poreux adsorbants", 13^{ème} Congrès Français d'Acoustique CFA2016, Avril 11-15, Le Mans, 2016
- [11] R. Venegas, C. Boutin, "Acoustics of sorptive porous materials", "Wave Motion, in press. (2016). (<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0165212516301263>)"
- [12] Brevet PCT/GB2015/051779