

Propriétés acoustiques de matériaux poreux saturés d'air incluant une porosité partiellement ouverte

Philippe Leclaire¹, Thomas Dupont¹, Olivier Sicot¹, Xiao-Lu Gong²

¹LRMA - DRIVE, Université de Bourgogne, 49 rue Mademoiselle Bourgeois, 58027 Nevers cedex, Philippe.Leclaire@u-bourgogne.fr

²LASMIS, Université de Technologie de Troyes (UTT), FRE CNRS 2848, 12 rue Marie Curie -BP 2060- 10010 Troyes Cedex

Nous étudions les propriétés d'un matériau à microgéométrie complexe incluant une porosité partiellement ouverte ou de culs-de-sacs. Ce type de matériau peut être obtenu par dissolution de grains de sel (NaCl) noyés dans une matrice de métal solidifié. Cette matrice est obtenue après invasion sous pression négative et à haute température des grains de sels par le métal sous forme liquide, puis refroidissement jusqu'à solidification du métal. La comparaison des résultats expérimentaux et théoriques sur le coefficient d'absorption acoustique d'une couche de ce métal poreux montre que le modèle de Biot-Johnson-Allard ne fournit pas des résultats aussi satisfaisants que l'on pourrait l'espérer. Ceci suggère que toutes les hypothèses du modèle ne sont pas remplies et qu'il peut exister des cavités de Helmholtz et des culs-de-sacs dans le matériau. Un modèle est proposé pour inclure cette microgéométrie et une comparaison avec des résultats expérimentaux est effectuée.

1 Introduction

Nous étudions les propriétés acoustiques de mousses métalliques saturées d'air. Les mousses métalliques telles que l'aluminium poreux peuvent intervenir dans de nombreuses applications comme par exemple les échangeurs thermiques, les absorbeurs de choc et de plus, ces matériaux possèdent des propriétés acoustiques intéressantes. Elles ont l'avantage d'être résistantes à de hautes températures, elles peuvent être utilisées dans des environnements hostiles (flames, projections de fluide), elles sont durables et stables dans le temps.

Le principe de fabrication de ces mousses est simple (Figure 1). De l'aluminium fondu est versé dans un récipient contenant des grains de sel. La température de fusion de l'aluminium est de 660°C tandis que celle du chlorure de sodium est de 801°C. L'aluminium fondu peut ainsi envahir les espaces interstitiels entre les grains de sel. Une pression négative (aspiration) est appliquée afin de faciliter l'écoulement. La granulométrie peut être contrôlée par tamisages successifs. Après refroidissement, l'échantillon est découpé puis le chlorure de sodium est dissout dans l'eau. Après séchage, de l'air remplace les espaces occupés par les grains de sel et le métal poreux est créé.

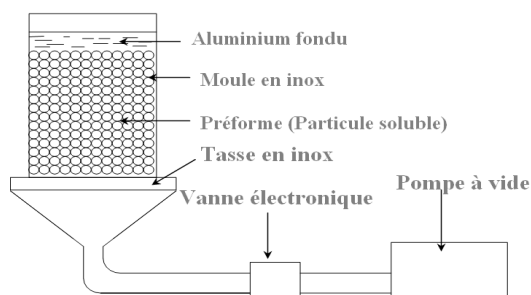


Figure 1 : Principe de fabrication des mousses d'aluminium

Le modèle théorique généralement utilisé pour décrire la propagation acoustique dans les milieux poreux saturés

d'air, dans le domaine audible est celui de Biot-Johnson-Allard [1]. Ce modèle phénoménologique est très précis et a déjà été utilisé avec succès pour des matériaux absorbants de type mousses polyuréthane et matériaux fibreux (voir par exemple les références [2, 3, 4]). A première vue, la microstructure et la porosimétrie observées au microscope suggèrent que ce modèle est adapté à l'étude des échantillons de mousses métalliques (Figure 2).

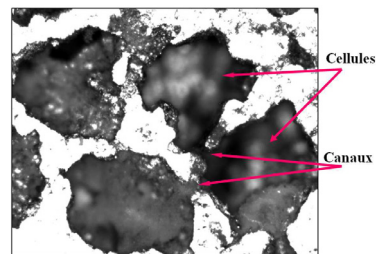


Figure 2 : Microstructure de l'aluminium poreux

Dans cet article, nous montrons expérimentalement que le modèle de Biot-Johnson-Allard (BJA) ne fournit pas des résultats sur le coefficient d'absorption aussi satisfaisants que l'on pourrait l'espérer. Il apparaît que les matériaux étudiés ne vérifient pas certaines hypothèses du modèle théorique. En particulier, l'examen plus approfondi de la microstructure semble révéler l'existence de pores non débouchants (Figure 2). Cette géométrie n'est pas prise en compte par le modèle de base. Un modèle basé sur une approche simple, incluant deux nouveaux paramètres en plus des 5 paramètres (porosité, tortuosité, résistivité, longueurs caractéristiques visqueuse et thermique) du modèle de base est proposé. Ces deux nouveaux paramètres sont : la porosité semi ouverte ϕ_{DE} (ou non débouchante) et une longueur moyenne de cavité l_{DE} . La comparaison du modèle modifié avec les résultats expérimentaux semble donner de meilleurs résultats. La Figure 2 révèle également la présence de canaux très étroits entre les différentes cavités. On pense que ces constriction très prononcées peuvent être responsables d'écoulements avec vorticités. Ce dernier phénomène n'est pas pris en compte dans cet article.

2 Modèle pour matériaux incluant une porosité partiellement ouverte

2.1 Un modèle microscopique simple

Si la porosité non débouchante (dead-end porosity) est connue en géophysique (voir par exemple mention dans la référence [5]), elle a, à notre connaissance, très peu été étudiée dans les problèmes d'ingénierie acoustique faisant intervenir des matériaux saturés d'air. Elle est mentionnée mais pas étudiée dans la référence [6].

La modélisation d'une porosité non débouchante dans nos matériaux est abordée de la manière suivante : en premier lieu, nous considérons un conduit circulaire de section constante S débouchant sur un embranchement en forme de Y, les deux branches 1 et 2 étant elles aussi de section constante S_1 et S_2 , respectivement (Figure 3).

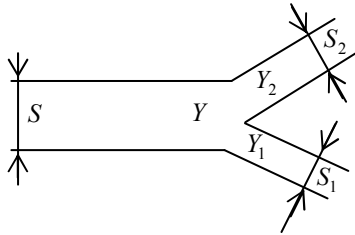


Figure 3 : Embranchement en forme de Y dans un milieu poreux

Ce type de problème est classique et si la propagation s'effectue de la branche principale vers les branches 1 et 2, la relation entre les admittances est (voir par exemple [7])

$$Y = Y_1 + Y_2 \quad (1)$$

où Y , Y_1 et Y_2 sont respectivement les admittances acoustiques caractéristiques du conduit principal, de la branche 1 et de la branche 2, normalisées par leurs sections respectives. Ainsi, les admittances sont reliées aux impédances caractéristiques Z , Z_1 et Z_2 par

$$Y = \frac{S}{Z}, \quad Y_1 = \frac{S_1}{Z_1}, \quad Y_2 = \frac{S_2}{Z_2} \quad (2)$$

Considérons maintenant que l'une des branches est fermée, la branche 1 par exemple (Figure 4). La relation (1) entre les admittances reste valable à la différence près que Y représente maintenant l'admittance locale à la sortie du conduit principal et Y_1 l'admittance à l'embouchure de la branche 1 (référence [7]).

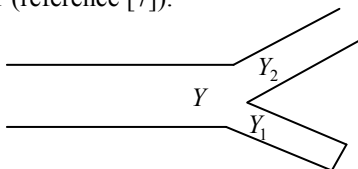


Figure 4 : Embranchement en forme de Y dans un milieu poreux avec une branche obturée

Si la branche 1 est de section constante et que l'obturation est perpendiculaire au conduit, l'admittance Y_1 est donnée par :

$$Y_1 = \frac{S_1}{-j Z_C \cotan(kl)} \quad (3)$$

où Z_C est l'impédance caractéristique de l'air, k le nombre d'onde, l la longueur de la branche 1 et j le nombre complexe unitaire (on a choisi une dépendance temporelle en $\exp(j\omega t)$, ω étant la pulsation).

2.2 A l'échelle macroscopique du laboratoire

Si l'on considère qu'au cours de la propagation, les longueurs d'ondes sont très grandes devant les dimensions caractéristiques de la microstructure, le comportement décrit à l'échelle des pores peut être homogénéisé de manière relativement simple. Dans le modèle proposé ici, la version homogénéisée de (1) est :

$$\bar{Y} = \bar{Y}_1 + \bar{Y}_2 \quad (4)$$

où \bar{Y} , \bar{Y}_1 et \bar{Y}_2 représentent les valeurs moyennées correspondantes à Y , Y_1 et Y_2 , respectivement, dans un volume représentatif de matériau poreux. Par ailleurs, on considère que dans les matériaux étudiés, les sections de toutes les branches décrites dans la Figure 3 sont statistiquement uniformes, de sorte qu'elles n'interviennent pas dans l'équation (4).

Cette dernière équation peut être assez simplement interprétée. Pour une propagation linéaire, le comportement acoustique du matériau contenant des pores fermés est donné par la somme de deux contributions : l'admittance \bar{Y}_2 associée aux pores débouchants et \bar{Y}_1 correspondant à la contribution de tous les pores non débouchants. La proportion volumique des pores semi-ouverts sera notée ϕ_{DE} (pour $\phi_{Dead\ End}$) tandis que la porosité « débouchante » sera notée ϕ_B (pour ϕ_{Biot}). Ces deux porosités sont reliées à la porosité totale ϕ du matériau par la relation :

$$\phi = \phi_B + \phi_{DE} \quad (5)$$

On considère que la porosité est « débouchante » si, lorsque l'on considère une tranche de matériau à l'échelle macroscopique du laboratoire, on peut trouver un chemin permettant de passer d'une face du matériau à l'autre, les pores débouchants étant ouverts sur le milieu extérieur. Il est très important de distinguer la porosité totale ϕ de la porosité débouchante ϕ_B . La porosité totale correspond à celle de tous les pores connectés (on exclut donc la porosité « piégée » ou « fermée ») mais parmi ces pores, tous ne sont pas débouchants.

La contribution \bar{Y}_2 est celle des pores vérifiant les hypothèses du modèle BJA classique. Elle peut être exprimée par :

$$\bar{Y}_2 = \frac{1}{Z_B} \quad (6)$$

où Z_B est l'impédance caractéristique du modèle classique, définie seulement pour les pores débouchants de porosité ϕ_B . Compte tenu de (3) on peut définir pour \bar{Y}_1 une valeur moyenne intégrée dans un volume V de matériau par :

$$\bar{Y}_1 = \frac{j}{Z_C} \frac{\iiint_V \tan(kl) dV}{\iiint_V dV} \quad (7)$$

On suppose maintenant $kl \ll 1$. Ceci revient à considérer que les longueurs d'ondes sont très grandes devant les longueurs des pores non débouchants. L'expression (7) devient alors, au premier ordre,

$$\bar{Y}_1 \approx \frac{jk}{Z_C} \frac{\iiint_V l dV}{\iiint_V dV} \quad (8)$$

En définissant une longueur moyenne des pores non débouchants par :

$$l_{DE} = \frac{\iiint_V l dV}{\iiint_V dV} \quad (9)$$

l'admittance (7,8) est exprimée de manière simple par :

$$\bar{Y}_1 \approx \frac{jk l_{DE}}{Z_C} \quad (10)$$

L'équation (10) a été obtenue à partir du modèle microscopique simple d'un pore non débouchant de section constante. On peut considérer que Z_C et k sont ceux fournis par le modèle classique BJA, appliqué à la proportion de pores non débouchants, ce que l'on peut exprimer par :

$$Z_C = Z_C(\phi_{DE}) \quad \text{et} \quad k = k(\phi_{DE}) \quad (11)$$

2.3 Remarques

On peut faire plusieurs remarques sur le modèle :

- a) L'équation (4) nous indique que \bar{Y}_2 , considérée seule, correspondrait à une simple correction de porosité. En plus de cette correction, la contribution \bar{Y}_1 rend compte des champs stationnaires créés dans les pores non débouchants.
- b) Bien que le modèle initial considère des pores à géométrie simple, on peut tenir compte de la complexité de la microstructure en considérant que Z_C et k sont ceux fournis par le modèle classique de Biot-Johnson-Allard.
- c) L'idée à l'origine de l'équation (4) peut être illustrée par le schéma de principe suivant :

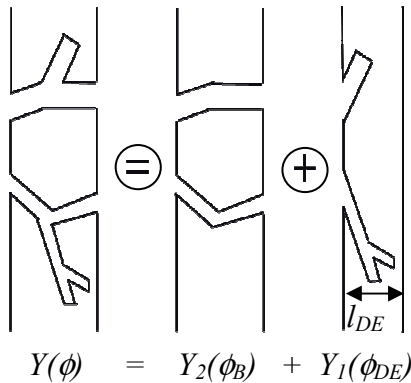


Figure 5 : Principe du modèle incluant une porosité non débouchante

- d) Le schéma de principe de la remarque c) justifie qualitativement la remarque b) et confirme que si l'on peut ajouter les admittances, on peut tenir compte de la complexité géométrique des pores en appliquant successivement le modèle BJA aux pores débouchants et aux pores non débouchants.
- e) Les hypothèses du modèle proposé sont les mêmes que celles du modèle classique avec en plus une restriction sur la longueur des pores non débouchants.
- f) Ce modèle ne tient pas compte de la présence de changements brusques de section (constrictions très étroites dans les pores) pouvant être responsables de la formation de vorticités même à faible vitesse moyenne d'écoulement dans les pores.

2.4 Le modèle de Biot-Johnson-Allard (BJA) dans l'approximation du squelette rigide

Dans cette section, les résultats du modèle BJA (modèle de base à 5 paramètres) dans l'approximation du squelette rigide sont rappelés. Dans cette approximation, la matrice d'aluminium poreux est considérée bien plus rigide que l'air. L'air saturant le matériau est alors considéré comme étant un fluide équivalent de masse volumique effective complexe $\rho(\omega)$ et de module de compression effectif complexe $K(\omega)$ donnés par :

$$\rho(\omega) = \alpha_\infty \rho_f \left(1 - j \frac{\omega_c}{\omega} F(\omega) \right) \quad (12a)$$

$$K(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left(1 - j \frac{\omega_c}{B^2 \omega} G(B^2 \omega) \right)^{-1}} \quad (12b)$$

$$\omega_c = \frac{\sigma \phi_B}{\rho_f \alpha_\infty} \quad (12c)$$

où ϕ_B est la porosité (on utilise la porosité débouchante dans le modèle BJA), α_∞ la tortuosité, σ la résistivité au passage de l'air, ρ_f la masse volumique de l'air, B la racine carrée du nombre de Prandtl et γ le rapport des chaleurs spécifiques à volume et à pression constantes ($\gamma=1,4$ pour l'air), P_0 la pression statique atmosphérique.

Le paramètre ω_c est la fréquence angulaire de coupure de Biot séparant les régimes des basses et des hautes fréquences.

Les fonctions $F(\omega)$ et $G(B^2 \omega)$ sont les fonctions de correction introduites respectivement par Johnson et al. [8] et Lafarge et al. [1,9]. Elles sont données par :

$$F(\omega) = \left(1 + j \frac{4\alpha_\infty^2 \eta \rho_f \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi_B^2} \right)^{1/2} \quad (13a)$$

$$G(B^2 \omega) = \left(1 + j \frac{4\alpha_\infty^2 \eta \rho_f B^2 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi_B^2} \right)^{1/2} \quad (13b)$$

où η est la viscosité dynamique.

À l'aide des expressions de $\rho(\omega)$ et de $K(\omega)$, on déduit toutes les quantités nécessaires pour caractériser les couches de matériaux poreux, en particulier l'impédance caractéristique du modèle BJA :

$$Z_B(\omega) = \sqrt{\rho(\omega) K(\omega)} \quad (14)$$

2.5 Modèle BJA avec correction pour inclure la porosité partiellement ouverte

La correction pour inclure l'effet des pores partiellement ouverts est effectuée par l'utilisation des relations (4), (5), (6) et (10) pour calculer $\bar{Y}(\phi)$. On utilise une première fois le modèle BJA en considérant un matériau de porosité ϕ_B pour déterminer $\bar{Y}_2(\phi_B)$ puis une seconde fois pour déterminer $\bar{Y}_1(\phi_{DE})$. Dans la seconde application du modèle BJA, on considère une tranche de matériau de largeur l_{DE} et de porosité ϕ_{DE} .

Les propriétés acoustique du matériau avec correction sont finalement déduites de $\bar{Y}(\phi)$.

3 Expériences et comparaison avec les résultats théoriques.

Les deux mousses métalliques choisies dans cette partie sont présentées sur la figure (6) leurs caractéristiques sont résumées dans la table 1. L'alliage d'aluminium choisi est AS7G. Les paramètres du modèle BJA σ (résistivité au passage de l'air), ϕ (porosité totale), sont mesurés par les méthodes classiques (Table 1). Pour α_∞ (tortuosité), A (longueur caractéristique visqueuse) et A' (longueur caractéristique thermique), nous avons utilisé la technique ultrasonore décrite dans les références [10,11]. Ces mesures ont fourni des valeurs pour la longueur :

$$L_{eq} = \left(\frac{1}{\Lambda} + \frac{\gamma - 1}{B \Lambda'} \right)^{-1} \quad (15)$$

Les valeurs mesurées pour L_{eq} ont été trouvées étonnement faibles. Ceci suggère que des constriction très étroites, de l'ordre de quelques dizaines de μm relient les espaces poreux. Ceci est confirmé par les images de la microstructure sur les figures 2 et 6. Sur ces figures, on peut également observer que les tailles caractéristiques des pores sont de l'ordre du mm . Il apparaît que le rapport de l'ordre de 3 entre A' et A obtenu pour la plupart des matériaux acoustiques n'est pas valable pour nos matériaux. Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser une méthode par analyse d'image pour déterminer A' . Des images au microscope de coupes transversales et longitudinales des mousses sont obtenues pour différents éclairages. Un procédé informatique de traitement d'image et une approche statistique permettent de définir la dimension moyenne des cellules qui composent la mousse. Cette dimension peut être en première approche identifiée à $2A'$. Puisque pour nos échantillons $A' \gg A$, la valeur de A est proche de celle de L_{eq} .

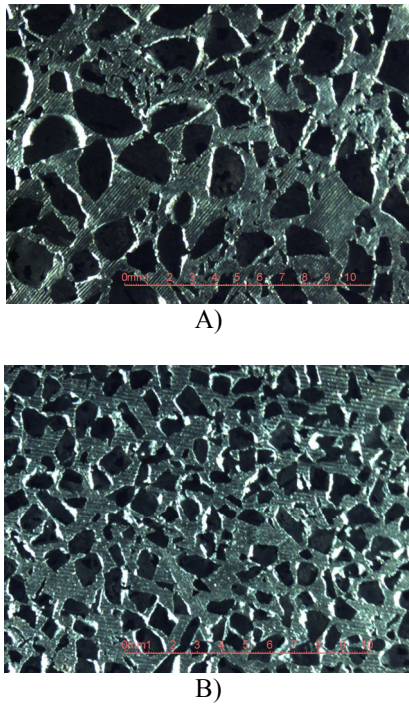


Figure 6 : Microstructure des mousses métalliques étudiées, échantillon A (image du haut) et échantillon B (image du bas)

Pour déterminer les propriétés acoustiques des matériaux étudiés, nous proposons l'approche expérimentale classique basée sur des mesures en tube à impédance. Dans cet article, la dead-end porosité ϕ_{DE} n'a pas été mesurée mais estimée par recouplement avec les résultats expérimentaux. La longueur l_{DE} a été choisie égale à la dimension moyenne des cellules pour les simulations.

	Λ' (mm)	Λ (μm)	α_∞	σ (Pa s/m ²)	ϕ (%)	ϕ_{DE} (%)	l_{DE} (mm)
A	2.3	26.5	1.05	10^4	66.5	14	2.3
B	1.0	20.5	1.17	4.5×10^4	64.7	17	1.0

Table 1 : Propriétés des mousses métalliques étudiées

Les échantillons sont placés dans un tube à impédance comprenant deux microphones et un piston rigide étanche modulable en terminaison. Des configurations avec et sans cavité d'air couplée au matériau sont testées. A partir des mesures de la fonction de transfert entre les deux microphones, les impédances normales de surfaces complexes sont déterminées pour des excitations acoustiques en bruit blanc dans le domaine acoustique linéaire. Les coefficients de réflexion et d'absorption sous incidence normale en sont déduits. Pour s'assurer que l'approche en onde plane dans le tube est valide, la plage de fréquences 100-1800 Hz est choisie.

Les coefficients d'absorption mesurés et comparés à ceux obtenus par le modèle de Biot- Johnson -Allard (BJA) avec et sans prise en compte de correction de dead-end sont présentés sur les figures (7) à (12) pour les deux échantillons (A et B) et pour différentes cavités ($D = 50$ et 100 mm).

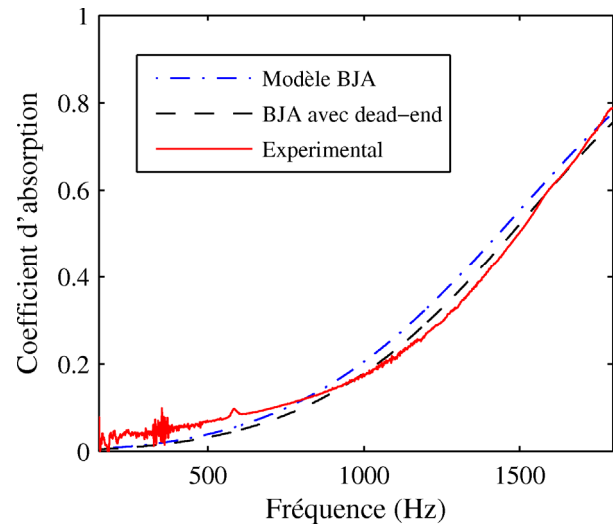


Figure 7 : Echantillon A, cavité 0 mm

Lorsque le matériau est directement appliqué sur une surface rigide (cavité 0 mm, figures (7) et (10)), on constate que le modèle BJA et le modèle BJA avec correction de porosité non débouchante donne des résultats assez similaires dans le domaine de fréquences étudié excepté pour l'amplitude du pic d'absorption (figure 10). Le modèle modifié ne semble pas apporter une amélioration notable.

En revanche, lorsqu'une cavité d'air est introduite et ceci pour les deux mousses métalliques testées, nous pouvons remarquer que le modèle BJA majore le coefficient d'absorption, au-delà de la fréquence du pic (figure 8, 9, 11 et 12). Les pics d'absorption du modèle sont plus larges. Nous avons tenté de modifier légèrement les paramètres du modèle mais nous n'avons pas trouvé de jeu de paramètres susceptible d'améliorer les résultats simulés de façon significative. Nous avons également constaté que la modélisation minore la partie imaginaire de l'impédance de surface du système. Ceci peut expliquer le léger décalage vers les hautes fréquences des pics d'absorption du modèle BJA sur les résultats expérimentaux.

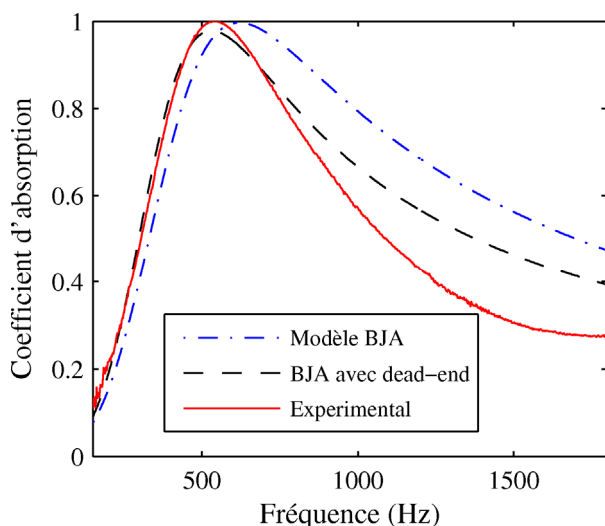


Figure 8 : Echantillon A, Cavité 50 mm

En revanche, pour les deux échantillons testés, nous constatons que le modèle avec prise en compte des effets de porosité non débouchante, minore quelque peu le coefficient d'absorption sur les pics. Cet effet est d'autant plus remarquable que l'on se trouve à haute fréquence. Cet effet peut être expliqué par le fait que le modèle rend compte de la stationnarité du champ acoustique dans les pores non débouchants, réduisant ainsi les effets viscothermiques entre l'air et le solide. Bien que ces pores semblent acoustiquement « inertes » du point de vue des écoulements relatifs, il est possible, cependant, que des effets thermiques demeurent à cause des variations de pression acoustique résultant du champ stationnaire [12].

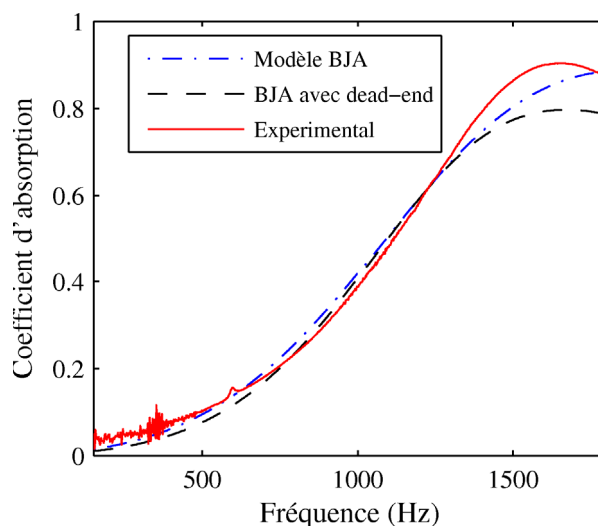


Figure 10 : Echantillon B, Cavité 0 mm

La prise en compte des effets de porosité non débouchante semble améliorer de façon significative les comparaisons modèle-mesures sur les parties réelles et imaginaires de l'impédance de surfaces et donc aussi sur le coefficient d'absorption. Le modèle avec correction de porosité permet de se rapprocher du positionnement fréquentiel ainsi que de la largeur des pics d'absorption mesurés.

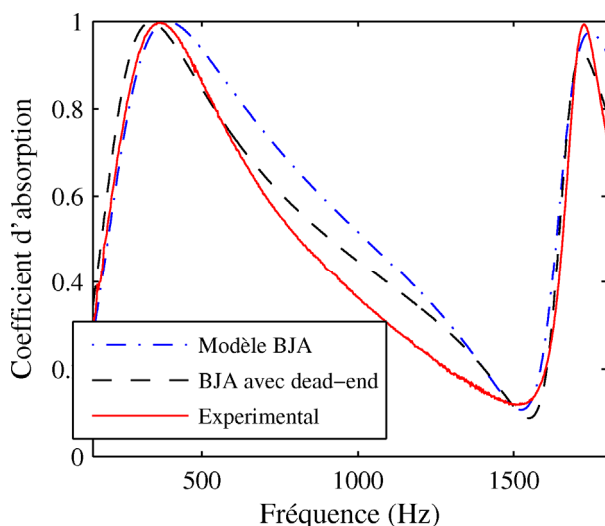


Figure 9 : Echantillon A, Cavité 100 mm

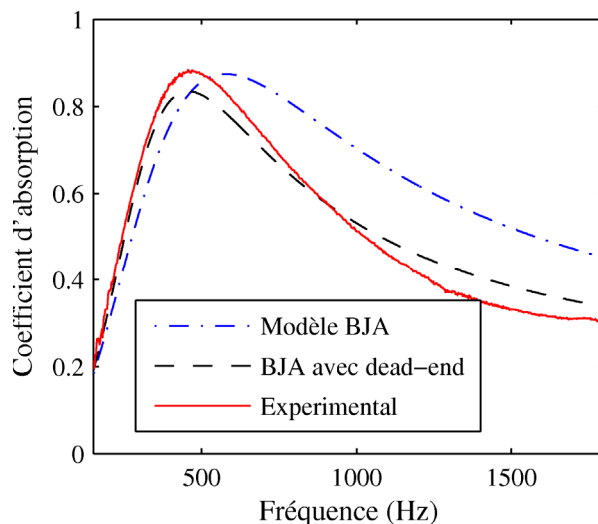


Figure 11 : Echantillon B, Cavité 50 mm

4 Conclusions

Les propriétés acoustiques de mousses métalliques ont été étudiées. Ces matériaux possèdent une microstructure particulière avec des constriction très étroites (quelques dizaines de μm) tandis que les pores sont relativement gros (quelques mm) résultant en une porosité relativement importante (de l'ordre de 65%).

Nous pensons que ces constrictions très marquées expliquent la présence d'une porosité non débouchante (ou semi ouverte) en proportion volumique assez importante. En effet, certains réseaux poreux, bien que connectés à la porosité totale par une extrémité, sont obturés à une autre extrémité.

Acoustiquement, nous pensons que ces pores obturés sont le siège de champs stationnaires avec réduction des mouvements relatifs entre l'air et le solide et par conséquent, diminution des frottements et de l'atténuation. Pour ces matériaux, les prédictions du modèle classique de Biot-Johnson-Allard ne sont pas aussi satisfaisantes que l'on pourrait l'espérer.

Nous avons proposé un modèle simple, permettant d'apporter une correction au modèle classique tenant compte de la microgéométrie complexe. Des mesures de coefficient d'absorption montrent qu'une amélioration sensible des prédictions théoriques peut être obtenue grâce à cette correction. En plus des paramètres du modèle classique BJA, ce modèle requiert la connaissance de la porosité et de la longueur moyenne des pores non débouchants. Cette dernière doit rester très inférieure à la longueur d'onde.

Plus d'essais seront nécessaires et sur un plus grand nombre d'échantillons afin de mieux comprendre les effets mis en jeu dans ces matériaux à microstructure complexe.

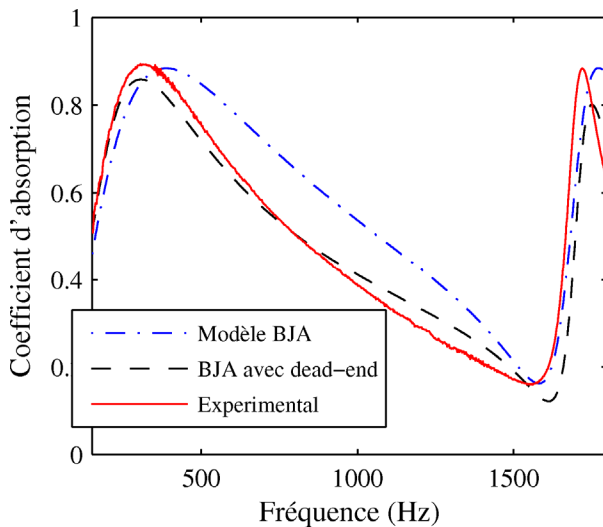


Figure 12 : Echantillon B, Cavité 100 mm

Remerciements

Nous voudrions remercier Prof. J. F. Allard pour ses commentaires sur cet article et Prof. B. Castagn de pour son aide dans une première série de mesures ultrasonores des longueurs caractéristiques.

Références

- [1] Allard J. F. and Atalla N., *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials*, Seconde edition, Wiley and Sons Ltd, 2009.
- [2] Allard J. F., Depollier C. and Lauriks W., "Measurement and prediction of surface impedance

at oblique incidence of a plastic foam of high flow resistivity", *J. Sound Vib.* 132(1), 5160 (1989).

- [3] Allard J. F., Depollier C., Nicolas J., Lauriks W., and Cops A., "Propriétés acoustiques des matériaux poreux saturés d'air et théorie de Biot ("Acoustical properties of air-saturated porous materials and the theory of Biot)", *J. Acoust. Soc. Am.* 3, 2938 (1990).
- [4] Allard J. F., Herzog P., Lafarge D. and Tamura M., "Recent topics concerning the acoustics of fibrous and porous materials", *Applied Acoustics* 39(1-2), 3-21 (1993).
- [5] Bourbi  T., Coussy O. and Zinsner B., *Acoustique des milieux poreux*, Technip (1986).
- [6] Horoshenkov K. V. and Swift M. J., "The acoustic properties of granular materials with pore size distribution close to log-normal", *J. Acoust. Soc. Am.*, 110, 2371-2378 (2001).
- [7] Blackstock D. T., *Fundamentals of physical acoustics*, Wiley and Sons Inc., 2000.
- [8] Johnson D. L., Koplik J. and Dashen R., "Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid saturated porous media", *J. Fluid. Mech.* 176, 379-402 (1987).
- [9] Lafarge D, Lemarinier P. Allard J. F. and Tarnow V., "Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies", *J. Acoust. Soc. Am.* 102, 1995-2007 (1997).
- [10] Leclaire P., Kelders L., Lauriks W., Glorieux C. and Thoen J., "Determination of the viscous characteristic length in air-filled porous materials by ultrasonic attenuation measurements", *J. Acoust. Soc. Am.*, 99, 1944-1948 (1996).
- [11] Fohr F., Parmentier D., Castagn de B. and Henry M., "An alternative and industrial method using low frequency ultrasound enabling to measure quickly tortuosity and viscous characteristic length", *Acoustics'08, Paris, 30 June – 4 July (2008)*.
- [12] Lafarge D., Dazel O., Dauchez N. and Lauriks W., Private communication (2009).