



HAL
open science

Modélisation analytique des effets structuraux dans les matériaux acoustiques à double porosité

François-Xavier Bécot, Olivier Dazel, Luc Jaouen

► **To cite this version:**

François-Xavier Bécot, Olivier Dazel, Luc Jaouen. Modélisation analytique des effets structuraux dans les matériaux acoustiques à double porosité. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00541468

HAL Id: hal-00541468

<https://hal.science/hal-00541468v1>

Submitted on 30 Nov 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Modélisation analytique des effets structuraux dans les matériaux acoustiques à double porosité

François-Xavier Bécot¹, Olivier Dazel², Luc Jaouen¹

¹ MATELYS-Acoustique & Vibrations, 20/24 rue Robert Desnos, F-69120 Vaulx-en-Velin, {fxb,luc.jaouen}@matelys.com

² Laboratoire d'acoustique de l'université du Maine, Bât. Iam - Ufr Sciences avenue Olivier Messiaen F-72085 Le Mans Cedex 9

Les milieux à double porosité présentent deux échelles de porosité de dimensions caractéristiques différentes. Typiquement, la première échelle de porosité correspond à la porosité intrinsèque du matériau. Pour les matériaux étudiés ici, la seconde échelle de porosité (méso-porosité) est introduite par des perforations d'une taille caractéristique du millimètre à la dizaine de millimètre. La séparation d'échelle entre ces deux réseaux de pores peut conduire à un phénomène de diffusion de pression entre les perforations et la porosité intrinsèque du matériau. Les travaux de Boutin et al. [1] & Boutin et Olny [2] ont permis de montrer que cet effet pouvait, sous certaines conditions, conduire à une augmentation significative de l'absorption acoustique par rapport aux performances du même matériau sans perforation. Lors de la validation expérimentale de ces modèles, qui supposent que le milieu poreux possède un squelette rigide et immobile, il est apparu crucial d'inclure les effets de la déformation du squelette du matériaux poreux. Le travail présenté ici propose un modèle simple pour inclure ces effets. L'approche, analytique, est basée sur la théorie de Biot en faisant l'hypothèse que la masse volumique et l'incompressibilité du milieu homogène équivalent correspondent à celles du milieu à double porosité supposé rigide et indéformable. Les résultats de simulations sont comparés avec des résultats de mesures au tube d'impédance réalisées sur des matériaux perforés, de nature fibreuse ou cellulaire. Les résultats obtenus permettent de distinguer l'effet de diffusion de pression de celui de la déformation du squelette.

1 Introduction

Les matériaux poreux sont largement utilisés pour contrôler le bruit dans les bâtiments, les moyens de transport (automobile, aéronautique, ferroviaire, ...) et pour les équipements industriels ou ménagers. Au vu de la variété des conditions de mise en œuvre selon les applications, il convient de modéliser finement les effets dissipatifs pouvant se produire au sein des matériaux. En particulier, la modélisation des effets élastiques est critique lorsque des performances impliquant à la fois l'absorption et la transmission sonore sont recherchées. Les effets élastiques discutés ici correspondent à l'interaction entre le squelette élastique du matériau poreux et la pression dans le fluide saturant le milieu poreux. Ce constat a conduit dans les 10 dernières années à un effort de recherche important, notamment pour établir des critères de l'importance des effets élastiques [3, 4] ou bien pour réduire la taille des modèles prédictifs [5, 6].

Hormis les effets d'amortissement ou de masse ajoutée, l'efficacité des traitements à base de matériau poreux est réduite à basses fréquences. Pour tenter d'y palier, plusieurs concepts ont été proposés, parmi lesquels on peut citer le concept de matériaux à double échelle de porosité. Ce principe consiste à faire co-exister deux réseaux de porosité ayant des tailles caractéristiques séparées par un ordre de grandeur minimum [1]. Dans un matériau déjà poreux, la deuxième échelle de porosité peut apparaître soit lors de la fabrication [7], soit par perforation de forme variées [8, 9]. Dans

le cadre du présent travail, nous nous limiterons à la deuxième situation, i.e. un matériau poreux présentant des perforations cylindriques de section droite et parallèle à la direction de l'incidence de l'onde. Dans ce cas, il a été montré qu'en fonction de la taille et du taux de perforation, le coefficient d'absorption acoustique peut être amélioré de manière significative dans le domaine des basses et moyennes fréquences.

En revanche, les travaux mentionnés plus haut supposent que le milieu est rigide et immobile alors que les effets de la déformation du squelette peuvent être significatifs aussi bien sur les performances en absorption que sur celles en transmission. Le présent travail se propose d'utiliser la théorie de Biot dans une approche analytique simple pour prendre en compte ces effets. Après la présentation théorique du modèle, des résultats de simulations sont comparés aux résultats expérimentaux pour une mousse et un matériaux fibreux. Les résultats sont discutés en fonction des paramètres influents du modèle proposé.

2 Modèles théoriques

Le modèle théorique est basé sur la prédiction des deux paramètres intrinsèques qui permettent la description de la propagation du son à l'intérieur du matériau, soit ρ_{eq} la masse volumique dynamique et K_{eq} l'incompressibilité dynamique du milieu poreux supposé homogène. Dans cette représentation, ρ_{eq} permet de décrire les effets visco-inertiels et K_{eq} les effets ther-

miques se produisant dans le milieu poreux.

Ces deux grandeurs permettent de calculer l'impédance caractéristique Z_c et le nombre d'onde caractéristique k_c définis par :

$$Z_c = \sqrt{\rho_{eq} K_{eq}} \quad \text{et} \quad k_c = \omega \sqrt{\rho_{eq} / K_{eq}} \quad (1)$$

Une fois ces grandeurs déterminées, l'impédance de surface et le coefficient d'absorption acoustique sont calculées par :

$$Z_s = -jZ_c \cotan(k_c d) \quad \text{et} \quad \alpha = 1 - \left| \frac{Z_s - \rho_0 c_0}{Z_s + \rho_0 c_0} \right|^2 \quad (2)$$

pour des conditions d'excitation correspondant à des ondes planes en incidence normale. Dans cette équation, ρ_0 et c_0 sont respectivement la masse volumique et la célérité du son du milieu acoustique dans lequel se propagent les ondes acoustiques incidentes. Avec le coefficient de réflexion, ces deux grandeurs Z_s et α sont mesurées à l'aide d'un tube de Kundt.

2.1 Milieux à double porosité

Pour un milieu à double porosité, il est supposé qu'on peut le représenter, d'un point de vue acoustique, comme la superposition de deux milieux homogènes, ayant respectivement pour paramètres caractéristiques $\rho_{eq,m}, K_{eq,m}$ pour le milieu poreux et $\rho_{eq,p}, K_{eq,p}$ pour le réseau des perforations. Les deux tailles caractéristiques en question sont illustrées en Figure 1.

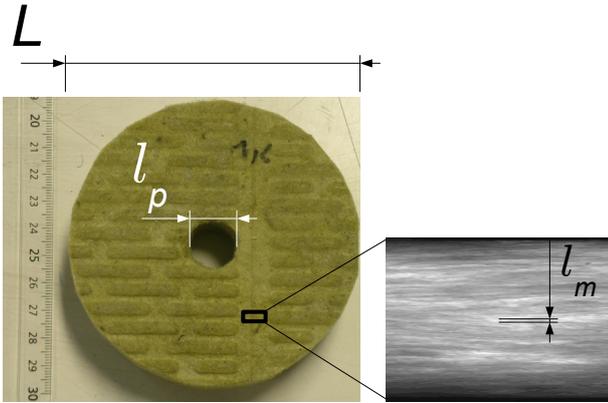


FIGURE 1 – Illustration des deux échelles de porosité caractéristiques pour un matériau poreux perforé.

Par conséquent, le modèle à double porosité tel que décrit par Oly & Boutin [2] permet de calculer la masse volumique et l'incompressibilité dynamiques du milieu homogène équivalent à l'échelle de l'observation, i.e. de l'excitation acoustique, en fonction de ces mêmes grandeurs exprimées respectivement pour le milieu micro-poreux, indice m , et pour le réseau des perforations, appelé réseau méso-poreux, indice p .

Les effets visco-inertiels sont décrits par $\rho_{eq,dp} = \eta_0 / (j\omega \Pi_{dp})$ avec Π_{dp} la perméabilité du milieu à double porosité définie par [2] :

$$\Pi_{dp}(\omega) = (1 - \phi_p) \Pi_m(\omega) + \Pi_p(\omega) \quad (3)$$

Pour le calcul des propriétés du réseau méso-poreux, le réseau micro-poreux est supposé totalement imperméable. ϕ_p est la valeur de la porosité du deuxième

réseau de pores. Dans notre cas, il s'agit du taux de perforation. Π_p est la perméabilité dynamique du réseau de perforations, donnée par exemple dans [10] pour des perforations cylindriques. Π_m est la perméabilité dynamique du milieu poreux. Sa valeur statique est reliée à la résistivité statique au passage à l'air σ_m , grandeur qui peut être mesurée directement, par $\Pi_m(0) = \eta_0 / \sigma_m$. Dans ces expressions, η_0 est la viscosité dynamique de l'air.

La modélisation des effets thermiques se fait à l'aide d'une démarche similaire. L'expression de l'incompressibilité dynamique du milieu à double porosité a été établie dans [2] et est définie par :

$$K_{dp}(\omega) = \left[\frac{1}{K_p} + (1 - \phi_p) \frac{F_d(\omega \frac{P_0}{\phi_m K_m})}{K_m} \right]^{-1} \quad (4)$$

Dans cette expression, K_m est l'incompressibilité dynamique du milieu micro-poreux. Dans le présent travail, elle est exprimée à l'aide du modèle de Lafarge [13] afin d'être cohérent avec le modèle utilisé pour la caractérisation des paramètres acoustiques (voir section suivante). K_p est l'incompressibilité dynamique du réseau méso-poreux. Elle est donnée à l'aide du modèle précédent pour lequel la perméabilité thermique dynamique Θ_p est donnée pour des cylindres à section droite [10, 2].

La co-existence des deux échelles de porosité conduit à deux variations de pression superposées : une à l'échelle microscopique et une à l'échelle du réseau de pores. Dans le cas d'un fort contraste de perméabilité entre les deux échelles de porosité, la variation de pression à l'échelle mesoscopique peut entraîner une variation de pression à l'échelle microscopique. Ce couplage partiel entre les deux échelles est aussi appelé phénomène de diffusion de pression. Boutin [1, 2] a établi l'expression de cette fonction :

$$F_d(\omega) = 1 - j \frac{\omega}{\omega_d} \frac{D(\omega)}{D(0)} \quad \text{avec} \quad \omega_d = \frac{(1 - \phi_p) P_0}{\phi_m \sigma_m D(0)} \quad (5)$$

Pour des formes géométriques simples (cylindre, carré, ...), le rapport $D(\omega)/D(0)$ peut être exprimé analytiquement. ω_d , appelée fréquence de diffusion délimite deux zones fréquentielles. Selon [1], en dessous de ω_d , la pression est quasi-uniforme dans tout le matériau et les deux milieux contribuent dans les mêmes proportions à la dissipation de l'énergie acoustique. Dans cette gamme de fréquence, la valeur de F_d est réelle et proche de 1. Au-delà de ω_d , la participation des micro-pores au comportement acoustique du matériau est négligeable par rapport à celle des méso-pores. La valeur de F_d est alors réelle et proche de 0. Entre ces deux états asymptotiques, autour de ω_d , le phénomène de diffusion de pression entre les méso-pores et les micro-pores peut apparaître.

Ces principes théoriques sont confrontés en section suivante aux observations expérimentales.

2.2 Prise en compte des effets élastiques

Le modèle utilisé pour prendre en compte les effets élastiques est celui proposé par Dazel *et al.* [6]. Ce modèle, qui propose une écriture alternative de la

théorie de Biot [14], permet d'obtenir des expressions simples des coefficients élastiques, des conditions de couplage entre un milieu poreux et les milieux adjacents et de l'impédance de surface d'un matériau poreux posé sur une terminaison rigide. Dans ce formalisme, cette dernière grandeur s'exprime en particulier en fonction des trois nombres d'ondes suivant :

$$\delta_{eq} = \omega \sqrt{\frac{\rho_{eq}}{K_{eq}}}; \delta_{s1} = \omega \sqrt{\frac{\rho_s}{P}}; \delta_{s2} = \omega \sqrt{\frac{\rho_s}{P}} \quad (6)$$

ρ_{eq} et K_{eq} ont été définis plus haut. ρ_s est une masse volumique effective de la matrice solide définie par $\rho_s = \rho + \gamma^2 \rho_{eq}$. γ est un coefficient de couplage entre la phase fluide et la phase solide défini par $\gamma = \phi \rho_{12} / \rho_{22} - (1 - \phi)$. ρ est une masse volumique apparente définie par $\rho = \rho_{11} - \rho_{12}^2 / \rho_{22}$. Ces dernières masses volumiques, dites effectives, ont été introduites par Biot :

$$\rho_{22} = \phi^2 \rho_{eq}; \rho_{12} = \phi \rho_0 - \rho_{22}; \rho_{11} = \rho_1 - \rho_{12} \quad (7)$$

où ρ_1 est la masse volumique du matériau poreux. Finalement P est un coefficient élastique défini par :

$$P = (1 - \phi)^2 K_{eq} + 2N \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \quad (8)$$

où ν est le coefficient de Poisson et N le module de cisaillement du matériau poreux, généralement complexe pour prendre en compte l'amortissement structural. Dans le présent travail, on se limite aux matériaux poreux homogènes et isotropes.

Ces coefficients sont explicites dans le cas d'un matériau homogène, à simple porosité. Dans le cas d'un milieu à double porosité, ces valeurs doivent être revues pour prendre en compte la présence de la perforation. Les deux constantes de propagation sont celles du milieu homogène équivalent, soit : $\rho_{eq} = \rho_{dp}$ et $K_{eq} = K_{dp}$. La masse volumique du milieu participant aux effets élastiques doit être corrigée en fonction de la porosité de la perforation, soit $\rho_1 = (1 - \phi_p) \rho_1$. De la même manière, la valeur de P doit être corrigée suivant :

$$P = (1 - \phi_m (1 - \phi_p))^2 K_{eq} + 2N \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \quad (9)$$

D'une manière générale, la porosité du milieu microscopique ϕ_m doit être corrigée pour prendre en compte le volume de la perforation : $\phi = \phi_m (1 - \phi_p)$.

Les valeurs des paramètres élastiques, en particulier le module d'Young E , le coefficient de Poisson ν et l'amortissement structural η_s , sont modifiées par la présence de la perforation. Dans le cadre de la présente étude, ces valeurs n'ont pas été modifiées et correspondent à celles du matériau poreux homogène, i.e. sans perforation. Pour tenter de combler ce défaut, des travaux sont actuellement en cours sur la base de la méthode d'homogénéisation auto-cohérente [15] pour estimer les paramètres élastiques effectifs du milieu poreux perforé.

3 Démarche expérimentale

La démarche expérimentale comprend d'une part la caractérisation des paramètres acoustiques et élastiques des matériaux avant perforation.

3.1 Caractérisation acoustique

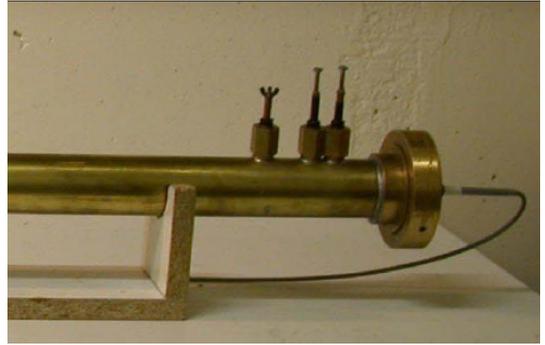


FIGURE 2 – Tube de Kundt utilisé pour la caractérisation des paramètres acoustiques des matériaux poreux.

La caractérisation des paramètres acoustiques est menée suivant la méthode décrite en [16, 17, 18] à l'aide d'un tube utilisant trois positions de microphone (voir Figure 2). Cette méthode requiert la connaissance préalable de la résistivité statique au passage à l'air σ et la porosité ϕ du matériau. Pour la présente étude, ces deux grandeurs ont été mesurées sur les bancs expérimentaux dédiés à disposition de Matelys. Une fois les valeurs de ces deux paramètres connus, la méthode de caractérisation consiste à déterminer les expressions analytiques les quatre autres paramètres du modèle de Johnson-Champoux-Lafarge [11, 12, 13] : la limite haute fréquence de la tortuosité dynamique α_∞ , les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique Λ et Λ' , et la perméabilité statique thermique k'_0 . Les valeurs des paramètres obtenus sont reportées dans la Table 1 ci-dessous.

Plusieurs types de matériaux poreux ont été étudiés. Dans la suite, seuls les résultats pour une mousse et pour un fibreux sont présentés. Ces deux matériaux sont des produits commercialisés et ont été choisis en raison de leur forte résistivité statique au passage à l'air, critère déterminant pour une application pertinente du concept de double porosité.

3.2 Paramètres élastiques

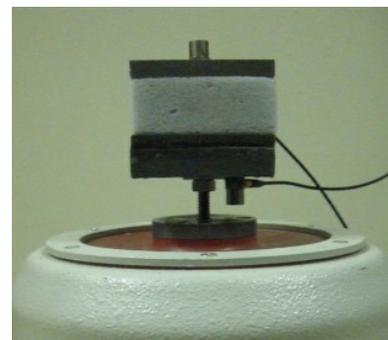


FIGURE 3 – Montage expérimental utilisé pour la caractérisation des paramètres élastiques des matériaux poreux.

Les paramètres élastiques de deux matériaux ont été estimés à l'aide d'une méthode inspirée de celle pro-

posée par Langlois [19] (voir Figure 3). Le principe de la méthode est de reproduire un système masse-ressort où la masse (et donc la pré-contrainte) est connue et imposée par l'utilisateur et le ressort est constitué par le matériau poreux. Par une procédure d'identification des paramètres du modèle élastique correspondant, le module d'Young apparent E_{app} et le facteur de perte η_r du ressort, i.e. du matériau poreux, peuvent être déterminés.

E_{app} dépend en effet de la forme de l'échantillon testé et du coefficient de Poisson ν . Ainsi que proposé dans [19], en testant des échantillons de formes différentes, le « vrai » module d'Young E et le coefficient de Poisson ν du matériau poreux peuvent être déterminés. Dans le cadre de la présente étude, des échantillons de section carrée de différentes épaisseurs ont été utilisés.

La facteur de perte η_r est fonction de l'amortissement structural et de l'amortissement lié aux conditions aux limites. Cette dernière grandeur étant difficile à mesurer directement, le facteur de perte est souvent assimilé à l'amortissement structural du matériau η_s . Les valeurs de facteurs de perte η_s reportées en Table 1 tiennent compte de ces phénomènes d'amortissement. Toutefois, les conditions de montage dans le tube et les conditions de tests pour la caractérisation élastiques différent. Les valeurs de facteurs de perte en Table 1 ont donc été ajustées de 10 à 20 % par rapport aux valeurs estimées par caractérisation afin de correspondre aux résultats de mesure dans le cas des matériaux sans perforation. On peut noter que les valeurs ajustées restent cependant dans la gamme des valeurs rencontrées pour ce type de matériaux [20] bien qu'elles soient élevées.

Paramètres	Mousse	Fibreux	Unités
σ	93 500	88 400	N.s.m ⁻⁴
ϕ	0.96	0.97	-
$\alpha\infty$	3.32	1.01	-
Λ	15	23	10 ⁻⁶ m
Λ'	50	51	10 ⁻⁶ m
k'_0	15	13	10 ⁻¹⁰ m ²
E	260	5 500	10 ³ Pa
η_s	0.5	0.3	-
ν	0.33	0	-
ρ_1	42	156	kg.m ⁻³

TABLE 1 – Valeurs des paramètres acoustiques et élastiques des matériaux testés.

4 Résultats et discussion

Le modèle décrit plus haut a été implémenté avec les valeurs des paramètres acoustiques et élastiques caractérisés ainsi que décrit dans la section précédente. Les performances acoustiques des matériaux, à simple ou à double porosité, sont mesurées à l'aide du tube de Kundt montré en Figure 2 suivant la méthode du doublet microphonique [21]. Ces conditions correspondent à des conditions d'ondes planes en incidence normale. Des travaux sont en cours pour tester le modèle dans des conditions de champ diffus, plus proches des conditions d'utilisation usuelles des traitements acoustiques.

Les résultats sont présentés en détail pour la mousse polymère. Pour le matériau fibreux, les résultats sont synthétisés dans une seule figure. Les résultats pour les autres matériaux testés seront présentés lors de la conférence.

4.1 Matériau à simple porosité

Premièrement, la mousse polymère sans perforation est testée. La Figure 4 compare les coefficients d'absorption acoustiques mesurés au tube de Kundt et simulés, soit sous l'hypothèse d'un squelette rigide et immobile, soit en prenant en compte les effets de la déformation du squelette.

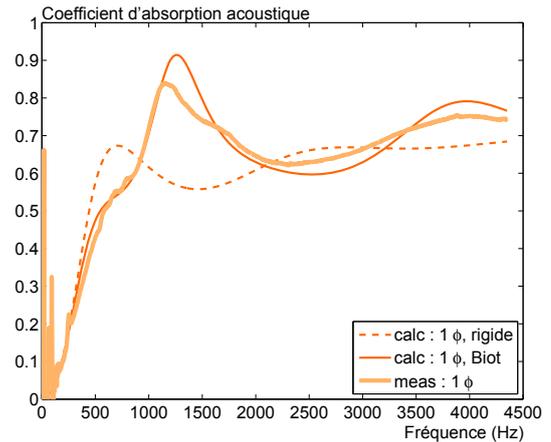


FIGURE 4 – Mousse polymère $\phi=46$ mm non perforée (épaisseur 24 mm) : coefficient d'absorption pour des conditions d'ondes planes en incidence normale. Simulations avec et sans effet élastiques et mesures au tube de Kundt.

Les résultats montrent que pour cette mousse, la prise en compte des effets structuraux permet d'obtenir une correspondance satisfaisante avec les mesures. Les écarts entre simulation et mesure proviennent probablement des valeurs approximées des paramètres élastiques et des conditions aux limites de l'échantillon monté dans le tube qui ne sont pas parfaitement connues.

Il est intéressant de noter que la comparaison entre mesures et simulations montre que le pic d'absorption observé sur les mesures autour de 1 250 Hz provient principalement des effets de déformation du squelette.

4.2 Matériau à double porosité

Dans deuxième temps, une perforation cylindrique de diamètre $\phi_p=9.5$ mm est réalisée dans l'échantillon de mousse polymère testée de diamètre $\phi=46$ mm. Le diamètre de perforation a été choisi pour faire apparaître les effets de double porosité dans la gamme de fréquence observée ici, i.e. en-dessous de 4 500 Hz. Le coefficient d'absorption acoustique est mesuré au tube de Kundt et est comparé à deux simulations : l'une faisant l'hypothèse d'un squelette rigide et immobile et l'autre prenant en compte les effets structuraux. Ces simulations ont été obtenues en négligeant les phénomènes de diffusion de pression ($F_d=1$).

Comme pour le matériau non perforé, les résultats de la Figure 5 montrent que la prise en compte des effets

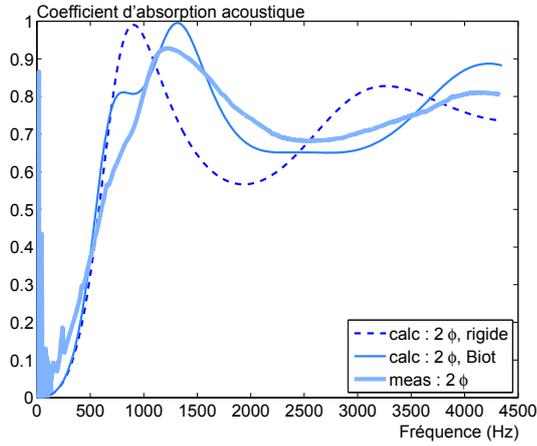


FIGURE 5 – Mousse polymère perforée ($\phi_p=0.043$, $\varnothing_p=9.5$ mm, épaisseur 24 mm) : coefficient d'absorption pour des conditions d'ondes planes en incidence normale. Simulations avec et sans effet élastiques et mesures au tube de Kundt. Pas de diffusion de pression : $F_d = 1$.

structuraux permet de capturer le comportement globale de l'absorption acoustique du matériau. Toutefois, des écarts significatifs entre mesures et simulations persistent. En particulier, autour du premier pic d'absorption, la fréquence et le niveau maximum d'absorption ne sont pas correctement estimés.

La question se pose alors de l'importance des effets de diffusion de pression sur les coefficients d'absorption acoustique mesurés et simulés.

4.3 Effets de diffusion de pression

Les effets de diffusion de pression sont pris en compte comme indiqué plus haut. Pour la mousse polymère testée ici, la fréquence de diffusion théorique est estimée à 2 991 Hz. La Figure 6 compare les coefficients d'absorption acoustique mesurés à ceux simulés pour une mousse perforée en prenant en compte ou non les effets de diffusion de pression.

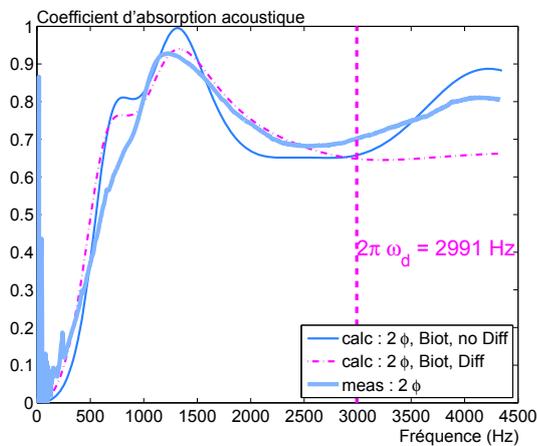


FIGURE 6 – Mousse polymère perforée ($\phi_p=0.043$, $\varnothing_p=9.5$ mm, épaisseur 24 mm) : coefficient d'absorption pour des conditions d'ondes planes en incidence normale. Simulations avec et sans effet élastiques et mesures au tube de Kundt.

Les résultats tendent à montrer qu'en-dessous de ω_d , les effets de diffusion sont importants. Ils permettent en particulier d'obtenir une meilleure estimation du niveau maximum du pic d'absorption mesuré. De plus, les tendances à très basses fréquences, en-dessous de 500 Hz, et à plus hautes fréquences entre 1 500 et 2 500 Hz sont correctement simulées. Les écarts entre mesures et simulations observés autour de 700 Hz sont probablement dus aux conditions limites, non maîtrisées, et à leur influence sur le comportement élastique du matériau. Les écarts observés sont probablement dus à des valeurs erronées des paramètres élastiques.

Au delà de la fréquence de diffusion, le comportement acoustique mesuré correspond à un milieu où il n'y pas de diffusion de pression. Dans cette gamme de fréquences, les simulations utilisant $F_d=1$ sont plus proches des valeurs mesurées que celles utilisant la valeur complexe calculée de F_d . Ces observations qui ne correspondent aux résultats attendus selon la théorie décrite en [1], sont en cours d'analyse.

4.4 Autre exemple : matériau fibreux

Afin de tester un autre matériau représentatif de ceux utilisés dans les traitements acoustiques usuels, une procédure similaire a été menée pour un matériau fibreux. Les paramètres acoustiques et élastiques caractérisés pour ce matériau sont reportés en Table 1. Les données mesurées et simulées sont synthétisées en Figure 7.

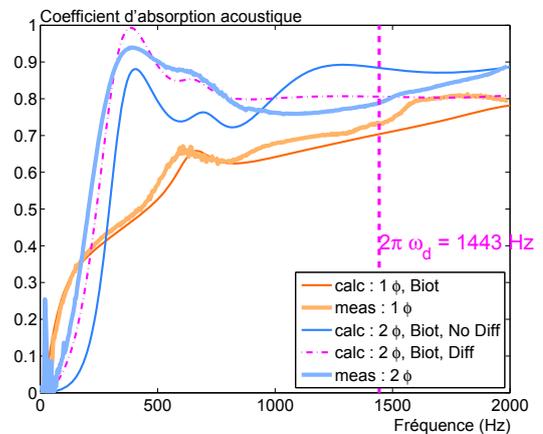


FIGURE 7 – Matériau fibreux perforé ($\phi_p=0.14$, $\varnothing_p=38$ mm, épaisseur 80 mm) : coefficient d'absorption pour des conditions d'ondes planes en incidence normale. Simulations avec et sans effet élastiques et mesures au tube de Kundt.

Pour le matériau non perforé, la prise en compte des effets élastiques permet d'obtenir une bonne correspondance entre mesures et simulations. En particulier, le pic dû aux effets structuraux observé autour de 600 Hz est estimé de manière satisfaisante, le léger décalage en fréquence observé étant probablement dû à des valeurs approchées des paramètres élastiques en raison de l'influence des conditions aux limites dans le tube.

Pour le matériau perforé, les effets de diffusion sont significatifs. Leur prise en compte permet de reproduire correctement l'absorption mesurée en-dessous de la fréquence de diffusion. A plus hautes fréquences, les

effets de diffusion semblent s'estomper et les simulations utilisant l'hypothèse $F_d=1$ sont plus proches des niveaux mesurés.

5 Discussion

La présente étude propose un modèle analytique pour prendre en compte les effets de la déformation du squelette dans le calcul de la propagation du son dans les milieux à double porosité [2]. Ce modèle s'appuie sur l'approche proposée dans [6] qui est principalement une formulation alternative à celle de Biot [14]. Le modèle ainsi construit permet de prendre en compte les dissipations d'origine visco-thermiques dues aux effets de la double échelle de porosité et celles d'origine structurelles. Pour les deux matériaux montrés ici, une mousse et un fibreux, les comparaisons avec les coefficients d'absorption acoustique mesurés au tube de Kundt montrent que le modèle décrit correctement le comportement acoustique du milieu à double porosité, à condition de prendre en compte les effets possibles de diffusion de pression.

Des travaux sont en cours pour (i) tester le modèle pour des conditions de champ acoustique de type champ diffus et (ii) estimer de manière plus précise les paramètres élastiques des matériaux poreux perforés. Le modèle proposé étant adapté aux hypothèses de poreux à squelette infiniment mou et immobile [22] ou bien de poreux à squelette rigide et mobile [23], ce travail ouvre des perspectives intéressantes pour la construction de modèle numérique poroélastique réduit.

Références

[1] Boutin C., Royer P., Auriault J.-L., "Acoustic absorption of porous surfacing with dual porosity", *Int. J. Solids Structures* 35, pp. 4709-4737 (1998)

[2] Olny X., Boutin C., "Acoustic wave propagation in double porosity media", *J. Ac. Soc. Am.* 114 (1), pp. 73-89 (2003)

[3] Pilon D., Panneton R., Sgard F., "Behavioral criterion quantifying the edge-constrained effects on foams in the standing wave tube", *J. Ac. Soc. Am.* 114 (4), pp. 1980-1987 (2003)

[4] Doutres O., Dauchez N., Génevaux J.-M., Dazel O., "Validity of the limp model for porous materials : A criterion based on the Biot theory", *J. Ac. Soc. Am.* 122 (4), pp. 2038-2048 (2007)

[5] Atalla N., Hamdi M. A., Panneton R., "Enhanced weak integral formulation for the mixed (u,p) poroelastic equations", *J. Ac. Soc. Am.* 109 (6), pp. 3065-3068 (2001)

[6] Dazel O., Brouard B., Depollier C., Griffiths S., "An alternative Biot's displacement formulation for porous materials", *J. Ac. Soc. Am.* 121 (6), pp. 3509-3516 (2007)

[7] Pispola G., Horoshenkov K. V., Khan A., "Comparison of two modeling approaches for highly heterogeneous porous media", *J. Ac. Soc. Am.* 121 (2), pp. 961-966 (2007)

[8] Sgard F., Olny X., Atalla N., Castel F., "On the use of perforations to improve the sound absorption of porous materials", *App. Acoustics* 66 (6), pp. 625-651 (2005)

[9] Bécot F.-X., Jaouen L., Gourdon E., "Applications of the Dual Porosity Theory to Irregularly Shaped Porous Materials", *Acta acustica united with Acustica* 94 (5), pp. 715-724 (2008)

[10] Zwikker C., Kosten W., "Sound absorbing materials", Elsevier, New-York (1949)

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

[12] Champoux Y., Allard J.-F., "Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media", *J. Applied Physics* 70, pp. 1975-1979 (1991)

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

[14] Biot M. A., "Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. & II", *J. Ac. Soc. Am.* 28 (2), pp. 168-191 (1956)

[15] Christensen R. M., Lo K. H., "Solutions for effective shear properties in three phase sphere and cylinder models", *J. Mec. Phy. Sol* 27 (4), pp. 315-330 (1979)

[16] Olny X., Panneton R., Tran-Van J., "An indirect method for determining intrinsic parameters of porous materials" In *Poromechanics II*, Auriault et al. (eds.), Swets-Zeitlinger, Lisse (2002)

[17] Panneton R., Olny X., "Acoustic determination of the parameters governing viscous dissipation in porous media", *J. Ac. Soc. Am.* 119, pp. 2027-2040 (2006)

[18] Olny X., Panneton R., "Acoustic determination of the parameters governing thermal dissipation in porous media", *J. Ac. Soc. Am.* 123, pp. 814-824 (2008)

[19] Langlois C., Panneton R., Atalla N., "Polynomial relations for quasi-static mechanical characterization of isotropic poroelastic materials", *J. Ac. Soc. Am.* 110 (6), pp. 3032-3040 (2001)

[20] Jaouen L., Renault A., Deverge M., "Elastic and damping characterizations of acoustical porous materials : Available experimental methods and applications to a melamine foam", *App. Acoustics* 69 (12), pp. 1129-1140 (2008)

[21] ISO 10534-2, "Acoustique - Détermination du facteur d'absorption acoustique et de l'impédance des tubes d'impédance - Partie 2 : méthode de la fonction de transfert", *O. I. N.* (1991)

[22] Lai H.-Y., "Modeling of acoustical properties of limp fibrous materials", PhD thesis, Purdue University (USA), 244 p., (1997)

[23] Bécot F.-X., Sgard F., "On the use of poroelastic materials for the control of the sound radiated by a cavity backed plate", *J. Ac. Soc. Am.* 120 (4), pp. 2055-2066 (2006)