

CFA/VISHNO 2016

Réflexion et transmission d'ondes ultrasonores par une couche d'un milieu à double porosité

R. Bai, H. Franklin, A. Tinel, A. Alem et H. Wang
LOMC, UMR 6294 Université du Havre, 75 rue de Bellot, 76600 Le Havre, France
ruonan.bai@univ-lehavre.fr



LE MANS

Résumé :

La réflexion et la transmission d'ondes ultrasonores par une couche de milieu à double porosité saturé par de l'eau et contenu dans une boîte rectangulaire en aluminium, sont étudiées. Deux matériaux supposés obéir à l'extension faite par Berryman et Wang (1995) de la théorie de Biot dans le régime basse fréquence sont examinés : (i) le ROBU[®] dont les grains individuels à base de verre de borosilicate 3.3 sont quasi-sphériques et (ii) la Tobermorite 11 Å dont les grains poreux individuels à base de ciment sont de formes très irrégulières. L'évolution des coefficients de réflexion et de transmission théoriques, en fonction de l'angle d'incidence ou en fonction de la fréquence, est présentée en se basant sur une caractérisation, soit mécanique soit estimée, des nombreux paramètres (supposés réels) du modèle de Berryman et Wang. L'écart existant entre les calculs théoriques et les mesures expérimentales peut ensuite être minimisé, via un algorithme de gradient, en agissant adéquatement sur deux des paramètres estimés, les modules d'incompressibilité K du milieu drainé et de cisaillement μ du squelette sec. Le processus de minimisation impose une partie imaginaire à K et μ (les parties réelles restant pratiquement inchangées). Ces parties imaginaires dépendent de la fréquence et correspondent aux pertes d'énergie dues à la friction entre les grains.

Mots clés: Milieux à double porosité, transmission, réflexion, ROBU[®], Tobermorite

1 Introduction

Berryman et Wang [1-2] ont proposé un modèle phénoménologique basé sur la théorie de Biot [3] qui décrit la propagation des ondes acoustiques à travers un milieu à double porosité saturé par l'eau. Plus tard, des travaux utilisant la théorie Berryman et Wang, ont étudié les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface semi-infinie entre le solide et le milieu à double porosité [4], un milieu élastique ou un milieu liquide [5], puis ont déterminé les modes de conversion des ondes poro-élastique [6].

Nous présentons dans une première partie un modèle numérique basé sur une caractérisation des deux milieux à double porosité : ROBU[®] et Tobermorite 11 Å. Les nombreux paramètres (supposés réels) du modèle de Berryman et Wang sont déterminés soit par des essais mécaniques soit par estimation. L'évolution des coefficients de réflexion et de transmission théoriques, en fonction de l'angle d'incidence ou en fonction de la fréquence est présentée dans la première partie. Dans une deuxième partie, on présente le montage expérimental permettant de comparer les résultats théoriques aux mesures expérimentales. Une minimisation de l'écart est menée par plages fréquentielles successives en vue d'obtenir la meilleure sensibilité possible des paramètres à la fréquence.

2 Etude expérimentale

2.1 Matériaux

La figure 1 présente un grain de chaque matériau obtenu par microscopie électronique à balayage (MEB). Avant les mesures, les matériaux sont lavés plusieurs fois avec l'eau déminéralisée afin d'éliminer les éventuelles poussières pouvant boucher les micropores. Les propriétés des matériaux à double porosité sont données dans le Tableau 1.

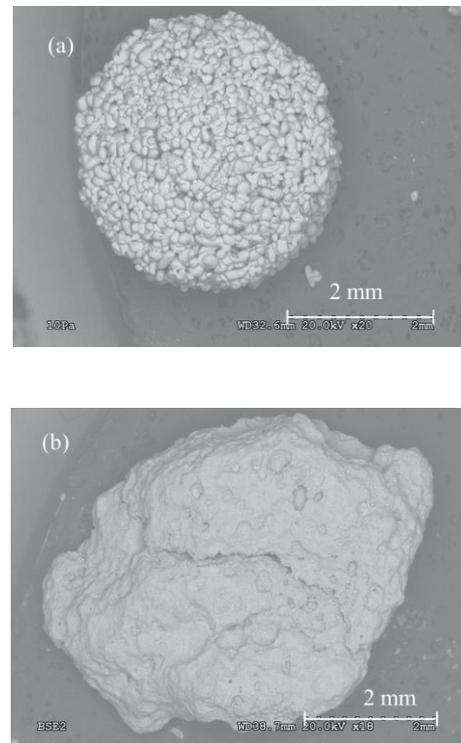


Figure 1: Aspect d'un grain de ROBU (a) et de Tobermorite (b)

2.2 Dispositif expérimental

Pour effectuer les expériences, nous utilisons une maquette parallélépipédique, de section carrée (10cm×10cm) et de hauteur 45cm, placée dans un réservoir rempli d'eau. Les parois sont des plaques d'aluminium d'épaisseur $h = 0,2$ cm. La maquette peut être remplie soit uniquement par de l'eau, soit par un des milieux à double porosité saturés d'eau. Les mesures sont faites à 18°C. Deux transducteurs ultrasonores (émetteur et récepteur) de fréquence centrale 100 kHz sont appliqués sur des faces opposées de la maquette.

3 Modèle numérique

La simulation numérique est menée en considérant un modèle d'onde plane harmonique longitudinale de fréquence angulaire ω (Figure 2). L'onde incidente dans l'eau se propage selon l'angle θ par rapport à la normale à l'une des faces de la boîte ; elle traverse successivement une plaque d'aluminium, le milieu poreux puis à nouveau une plaque d'aluminium. Elle donne lieu, du côté de l'incidence à des ondes réfléchies et du côté opposé à des ondes transmises. Les coefficients de réflexion (R) et de transmission (T) sont calculés à partir des conditions de passage Dai *et al.* [4]. L'évolution de ces coefficients en fonction de l'angle d'incidence ou en fonction de la fréquence est étudié ici et les valeurs du Tableau 1 utilisées.

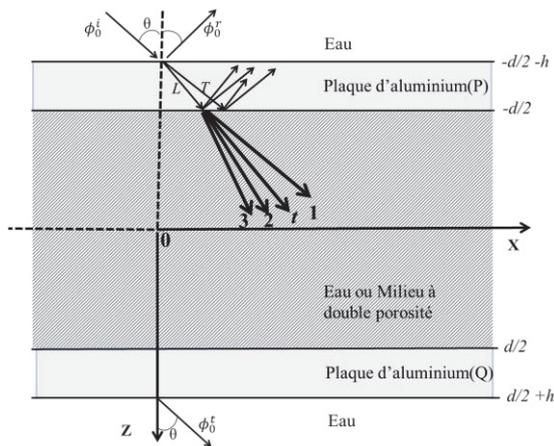


Figure 2: Milieu à double porosité saturé par de l'eau (zone hachurée) limité par deux plaques élastiques en contact avec un fluide extérieur

3.1 Variation de la fréquence à angle fixé

Les figures 3 (a-d) présentent l'évolution des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence pour différents angles d'incidence (0° , 10° et 20°). Les amplitudes de variation des coefficients sont beaucoup plus grandes pour le ROBU que pour la Tobermorite. Ce phénomène remarquable peut s'expliquer d'une part par la différence de structure entre les grains de ROBU quasi-sphériques et ceux de la Tobermorite polymorphes qui ne vont pas réfléchir ni diffuser les ondes de la même façon, et d'autre part la nature des contacts entre les grains (ils sont plus réguliers et la surface globale de contact plus grande dans le ROBU ce qui assure une élasticité plus grande de ce milieu). L'atténuation dans la Tobermorite est donc beaucoup plus importante que dans le ROBU. Les effets de périodicité observés sur les courbes sont en relation directe avec les modes guidés dans la couche poreuse (pics ou creux, étroits ou larges). Ceux des couches d'aluminium n'apparaissent pas dans le domaine fréquentiel retenu ici. On observe aussi un décalage des pics en fonction de l'angle d'incidence.

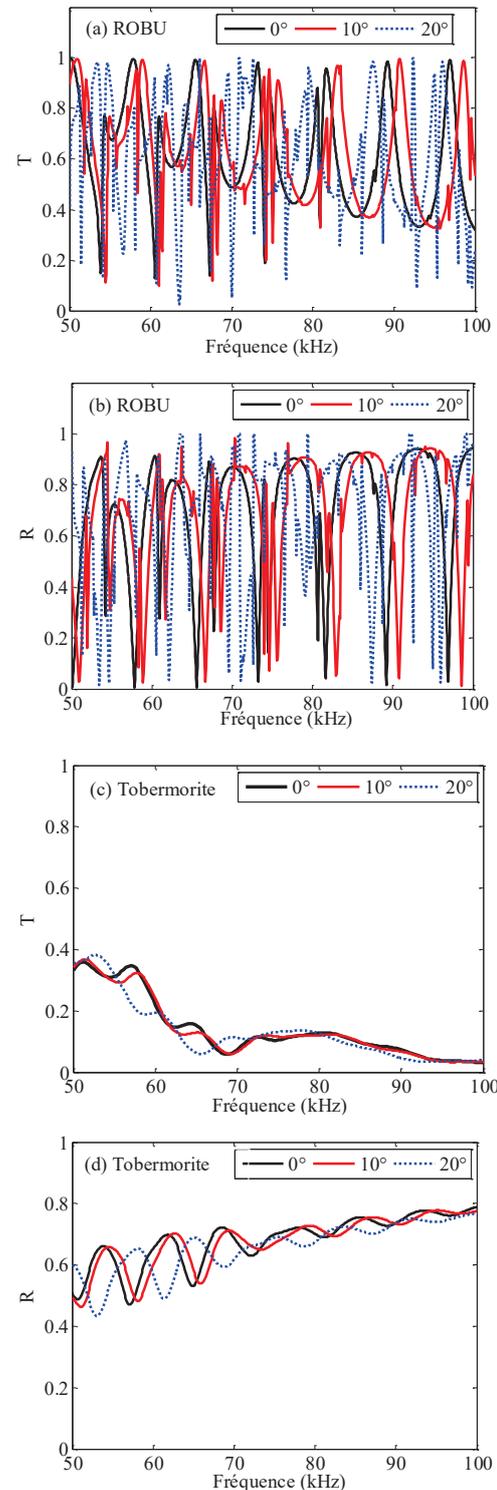


Figure 2: Variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence à différents angles d'incidence

3.2 Variation de l'angle à fréquence fixée

Les figures 4 (a-d) présentent l'évolution des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence pour deux fréquences (75kHz et 100kHz). On remarque ici aussi la très grande différence existant entre les courbes correspondant au ROBU (nombreuses oscillations de forte amplitudes) et celles correspondant à la Tobermorite (très faibles oscillations).

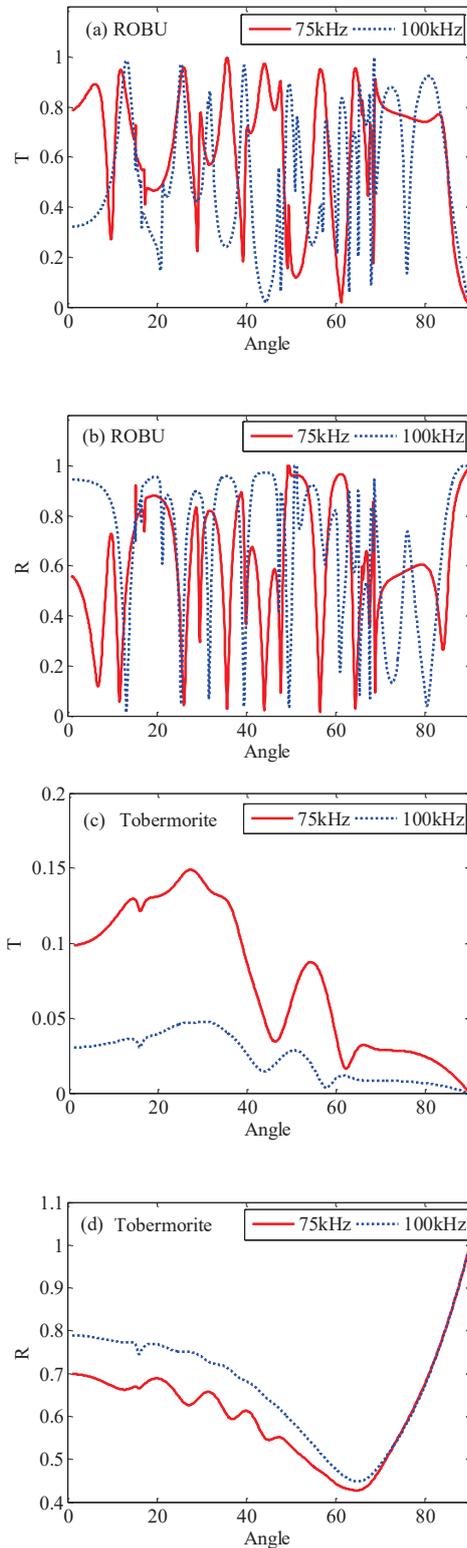
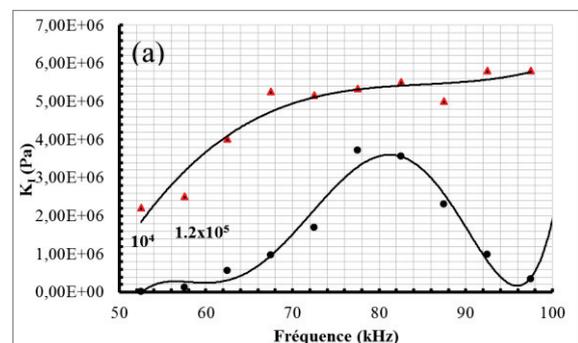


Figure 4: Variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence pour deux fréquences différentes.

4 Comparaison théorie-expériences en incidence normale

Deux coefficients de comparaison (théorique et expérimental) en incidence normale sont introduits spécialement pour cette étude [11]. On utilise le coefficient de transmission théorique de la maquette remplie d'eau (T_0) comme référence. Le coefficient de transmission du milieu à double porosité (T) peut être normalisé en le divisant par le signal de référence. Ce rapport $C_{num} = T/T_0$ est défini comme étant le coefficient de comparaison théorique. De même, un coefficient de comparaison expérimental $C_{exp} = S/S_0$ est défini ; c'est le rapport entre la FFT du signal transmis par le milieu à double porosité et la FFT du signal transmis par l'eau. Les coefficients de comparaison C_{num} et C_{exp} seront présentés à la figure 6.

Dans les deux cas, ROBU ou Tobermorite, pour obtenir un bon accord entre théorie et expériences, il faut tenir compte d'une part des mécanismes de pertes dus notamment aux frottements entre les grains et, d'autre part, à l'augmentation de la viscosité de l'eau provoquée par l'existence de nombreux films interconnectés de fluide existant entre les grains. Murphy *et al.* [9] ont proposé un modèle théorique expliquant certains phénomènes de relaxation dus aux contacts des grains dans les grès. En comparant les mesures d'ondes acoustiques transmises par des billes de verres fondus et des grès, qui sont tous les deux saturés par l'eau, ils ont prouvé que le comportement des grès est dominé par la relaxation d'écoulement qui génère un mécanisme de perte différent de celui dû à la viscosité du fluide (gap stiffness) dans les pores. Si donc on prend en compte les frottements, la viscosité de l'eau dans les pores et le gap stiffness existant dans un milieu à simple porosité [7, 8, 10], il faut ajouter une partie imaginaire aux modules d'incompressibilité K et de cisaillement μ du squelette. C'est d'autant plus vrai pour un milieu à double porosité. On suppose donc que $K = K_R + iK_I$ et $\mu = \mu_R + i\mu_I$, où K_R , K_I , μ_R et μ_I sont réels, avec $K_R = K$ et $\mu_R = \mu$ fixés (Tableau 1). Par plages de 5 kHz dans l'intervalle 50-100 kHz, on cherche les valeurs complexes des modules d'incompressibilité K et de cisaillement μ définis par Berryman [1, 2], qui minimisent l'écart entre théorie et expériences. Les données (triangles pour le ROBU et cercles pour la Tobermorite) de K_I et μ_I issues de ces minimisations sont présentées dans les figure 5 (a) et (b).



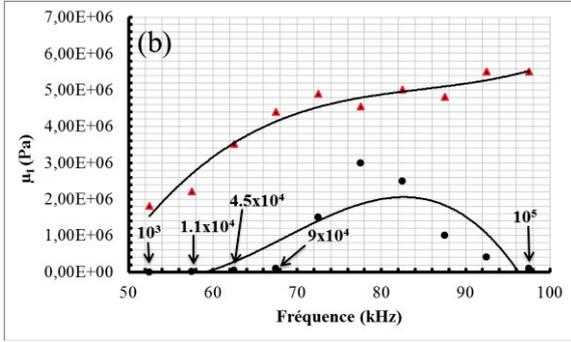


Figure 5: Evolution en fonction de la fréquence des parties imaginaires des modules du squelette obtenues par la méthode de minimisation : (a) K_I et (b) μ_I . En continu, on a représenté les courbes de tendance. ROBU (triangle) et Tobermorite (cercles).

Les courbes de tendance (en continu) pour le ROBU et la Tobermorite, Figures 5 (a) et (b), correspondent aux équations suivantes :

$$(K_I)_{\text{ROBU}} = 93.38f^3 - 2.382 \times 10^4 f^2 + 2.038 \times 10^6 f - 5.301 \times 10^7 \quad (4.1)$$

$$(\mu_I)_{\text{ROBU}} = 75.648f^3 - 1.927 \times 10^4 f^2 + 1.665 \times 10^6 f - 4.370 \times 10^7 \quad (4.2)$$

$$(K_I)_{\text{Tob.}} = 6.364 \times 10^{-3} f^6 - 1.536 f^5 + 44.644 f^4 + 1.820 \times 10^4 f^3 - 2.152 \times 10^6 f^2 + 9.294 \times 10^7 f - 1.441 \times 10^9 \quad (4.3)$$

$$(\mu_I)_{\text{Tob.}} = -1.98 \times 10^2 f^3 + 4.071 \times 10^4 f^2 - 2.671 \times 10^6 f + 5.656 \times 10^7 \quad (4.4)$$

Dans les équations (4.1-4.4), la fréquence f est en kHz. Dans le Tableau 1, on remplace alors K par $K + iK_I$ et μ par $\mu + i\mu_I$ pour les deux matériaux. Les nouveaux calculs de coefficients de comparaisons compte tenu de l'insertion d'une partie imaginaire dans les modules d'incompressibilité de K et μ sont présentés dans la figure 6. On observe un bon accord entre $(C_{\text{num}})_{\text{correct}}$ et C_{exp} pour le ROBU dans l'intervalle de fréquence entre 70kHz et 100kHz. Pour la Tobermorite, en dehors de zone située entre 60kHz et 70kHz, nous trouvons que l'écart est moins important après la minimisation.

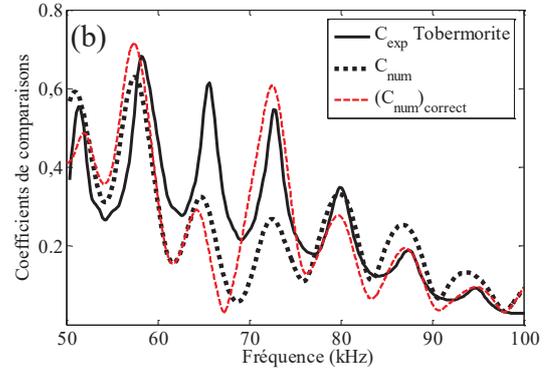
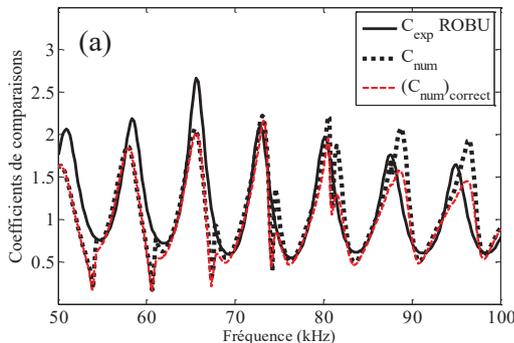


Figure 6 : Coefficients de comparaisons expérimentaux pour les milieux poreux : (a) ROBU (b) Tobermorite avec prise en compte d'une partie imaginaire dans les modules

5 Conclusion

Nous avons étudié la réflexion et la transmission des ondes acoustiques par le ROBU et par la Tobermorite contenues dans des boîtes en aluminium. Ces deux matériaux à double porosité ont des comportements très différents, chacun étant cependant supposé obéir à la théorie de Berryman et Wang. Une étude de l'influence des angles d'incidence sur la réflexion et la transmission a été présentée brièvement. Des comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux ont été présentés dans le cas d'une incidence normale. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la théorie dans le cas du ROBU. Il y a un manque de cohérence entre la théorie et les expériences pour la Tobermorite. La raison tient au fait que les mécanismes de perte d'énergie tels que la friction entre les grains y prennent une place plus importante que dans le ROBU. Cette difficulté peut être surmontée via l'ajustement de certains paramètres prédits par la théorie, tels que les modules d'incompressibilité K et de cisaillement μ , avec les données expérimentales à partir des coefficients de transmission. Nous avons trouvé que les parties réelles de ces modules restent pratiquement constantes, leurs parties imaginaires dépendant notablement de la fréquence. Des deux milieux, la Tobermorite montre une dépendance à la fréquence plus forte.

Références

- [1] J.G. Berryman, H.F. Wang, The elastic coefficients of double-porosity models for fluid transport in jointed rock, *Journal of Geophysical Research*, 100(B12), 24611 (1995)
- [2] J.G. Berryman, H.F. Wang, Elastic wave propagation and attenuation in a double-porosity dual-permeability medium. International, *Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 37(1-2), 63-78. (2000).
- [3] M.A., Biot, Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28(2), 179 (1956).
- [4] Z.J. Dai, Z.B. Kuang, S.X. Zhao, Reflection and transmission of elastic waves at the interface between an elastic solid and a double porosity medium.

International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 43(6), 961-971(2006)

- [5] Z.J. Dai, Z.B. Kuang, Reflection and transmission of elastic waves at the interface between water and a double porosity solid. *Transport in Porous Media*, 72(3), 369-392 (2008).
- [6] D.D. Lyu, J.T. Wang, F. Jing, C.H. Zhang, Reflection and Transmission of Plane Waves at a Water–Porous Sediment Interface with a Double-Porosity Substrate. *Transport in Porous Media*, 103(1), 25–45(2014).
- [7] M. Kimura, Frame modulus of porous granular marine sediments, *J. Acoust. Soc. Am.* 120 (2), 699-710 (2006).
- [8] M. Kimura, Shear wave speed dispersion and attenuation in granular marine sediments, *J. Acoust. Soc. Am.* 134 (1) 144-155(2013).
- [9] W.F. Murphy III, K.W. Winkler, R.L. Kleinberg, Acoustic relaxation in sedimentary rocks: Dependence on grain contacts and fluid saturation, *Geophysics*, 51 (3), 757-766. (1986).
- [10] N. P. Chotiros, M. J. Isakson; Shear wave attenuation and micro-fluidics in water saturated sands and glass beads, *J. Acoust. Soc. Am.* 135 (6) 3264-3279. (2014)
- [11] D. H. Tran, S. Derible, H. Franklin, A. Benamar, H. Q. Wang, Ultrasonic measurements of particle retention by a porous medium, *Ultrasonics* 52, 62-68 (2012).

Tableau 1 : Paramètres du milieu poreux à double porosité.

Paramètres	ROBU®	Tobermorite 11 Å
ρ_s (kg/m ³)	2230	2100
K_s (GPa)	4.55	1.5
$K_s^{(1)}$ (GPa)	3	0.9
β	0.538	0.70
β_1	0.30	0.50
β_2	1.0	1.0
$k^{(1)}$ (m ²)	2.9×10^{-11}	2×10^{-13}
$k^{(2)}$ (m ²)	2.5×10^{-9}	2×10^{-9}
$\nu^{(2)}$	0.34	0.40
K_u (GPa)	2.45	1.5
K_1 (GPa)	1	0.05
K_2 (GPa)	0.032	0.089
K (GPa)	0.09	0.08
μ (GPa)	0.08	0.07