



Diffusion multiple dans un milieu poreux perforé : Effet de la conversion de modes, de la taille des obstacles et analogie avec une théorie de double porosité

H. Franklin^a, F. Luppé^a et J.-M. Conoir^b

^aLaboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC), UMR CNRS 6294, 75 rue Bellot, CS 80540, 76058 Le Havre, France

^bInstitut Jean le Rond d'Alembert, 4 place Jussieu, 75252 Paris, France
herve.franklin@univ-lehavre.fr

On étudie les propriétés des nombres d'ondes effectifs décrivant la propagation acoustique dans un milieu poroélastique obéissant à la théorie de Biot et contenant des cavités cylindriques fluides parallèles disposées aléatoirement. Les travaux se focalisent en premier lieu sur l'influence des conversions de modes entrant en jeu à chaque diffusion. On montre que cette influence est du deuxième ordre en concentration sur la propagation des ondes. L'effet de la taille des obstacles sur les courbes de dispersion est alors examiné pour des rapports différents entre le rayon des cavités et la taille des micropores. Cet effet est comparé à celui observé lorsque l'on se trouve en présence d'un second réseau de pores interconnectés au sein du milieu poreux, situation qui est modélisée par une théorie de milieu continu de double porosité.

1 Introduction

La propagation d'ondes dans les milieux poreux contenant des distributions aléatoires d'inhomogénéités trouve des applications dans plusieurs domaines tels que l'exploration géophysique [1-3] et l'évaluation ultrasonore de tissus biologiques (os en particulier) [4]. Les inhomogénéités en question sont, soit des inclusions solides, soit des fissures ou encore des pores de rayons plus grands que celui du milieu hôte. Dans l'étude présentée ici, le milieu poreux saturé d'eau obéit à la théorie de Biot et les inhomogénéités sont des cavités cylindriques identiques infiniment longues remplies d'eau, dont le rayon est plus grand que celui des pores. Les propriétés acoustiques de ce milieu poreux perforé (MPP) sont comparées à celles d'un milieu continu à double porosité (MDP) obéissant à la théorie de Berryman [1-3].

Le problème de la propagation d'ondes dans le MPP est typiquement un problème de diffusion multiple [5]. Pour de faibles concentrations de diffuseurs, le MPP peut être remplacé par un milieu effectif homogène dans lequel les ondes cohérentes se propagent. Ces ondes représentent le champ acoustique moyenné sur plusieurs configurations de diffuseurs et sont chacune gouvernées par un nombre d'onde effectif complexe dépendant de la fréquence.

Ces dernières années ont vu un regain d'intérêt et des progrès dans l'étude de la diffusion multiple lorsque le milieu hôte est un fluide idéal [6-11] dans lequel se propage une seule onde. Beaucoup moins d'études se sont attaquées au cas où plusieurs types d'ondes peuvent se propager comme c'est le cas dans un milieu poreux [12, 13] obéissant à la théorie de Biot [14]. Le problème a été résolu récemment dans le cas d'un milieu élastique où deux ondes (une longitudinale L et une transversale T) se propagent [15]. Les résultats de ce travail, qui peuvent être généralisés au cas d'un nombre quelconque d'ondes se propageant dans le milieu hôte, sont appliqués ici afin de déterminer les nombres d'ondes effectifs relatifs aux trois ondes cohérentes se propageant dans le MPP.

L'augmentation de l'absorption des ondes est un effet bien connu dû aux fractures existant dans le MDP [1-3]. Un tel milieu a été étudié dans le cas où le fluide saturant est de l'air [17-18] et les auteurs de la Réf. [19] ont montré qu'ils permettaient une plus grande absorption du son que lorsque le milieu comportait une porosité simple. Dans le MDP, il y a deux échelles de pores. La première est associée aux micropores interconnectés de la matrice hôte, la seconde aux fractures aléatoirement réparties, également interconnectées. Les deux réseaux de pores sont interconnectés.

Dans le MPP, les micropores sont interconnectés, mais les cavités cylindriques sont séparées les unes des autres. La porosité macroscopique induite par les cavités est

également connectée mais plus faiblement que dans un MDP *via* la porosité microscopique. Une autre différence entre MPP et MDP vient de ce que, d'un point de vue tridimensionnel, le MDP est isotrope à toutes les échelles (micro et macro) alors que le MPP est fortement anisotrope à l'échelle macroscopique. On analyse ci-dessous l'effet des différentes porosités sur la propagation des ondes.

2 Le modèle de diffusion multiple et son domaine de validité

2.1 Le modèle

La généralisation des équations de Fikioris et Waterman au cas d'un milieu hôte de type élastique [15] conduit à deux équations de dispersion pour les ondes cohérentes. On passe de deux équations à trois quand le milieu hôte est de type Biot où une onde rapide ($\alpha = L_1$) une onde lente ($\alpha = L_2$) et une onde transversale ($\alpha = T$) sont susceptibles de se propager [16] :

$$A_n^\alpha - \frac{2\pi n_0}{\xi^2 - k_\alpha^2} \sum_{\beta=L_1, L_2, T} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} T_m^{\beta\alpha} A_m^\beta N_{m-n}^\alpha(\xi) = 0, \quad \forall \alpha \in \{L_1, L_2, T\} \quad (1)$$

Les coefficients A_n^α sont les inconnues permettant de calculer les amplitudes des champs cohérents dans le milieu effectif. Le nombre d'onde k_α de l'onde α est celui en l'absence de diffuseur et ξ_α est le nombre d'onde cherché (celui de l'onde cohérente). Dans la suite, n_0 est le nombre de cavités par unité de surface, $T_m^{\beta\alpha}$ la $m^{\text{ième}}$ composante de la matrice de diffusion diagonale de chaque cavité pour une onde β incidente diffusée en une onde α , et

$$N_m^\alpha(\xi) = \xi b J_m'(\xi b) H_m^{(1)}(k_\alpha b) - k_\alpha b J_m(\xi b) H_m^{(1)'}(k_\alpha b). \quad (2)$$

Ici, b représente le rayon d'exclusion correspondant à la "hole correction" de Fikioris et Waterman. On a $b > 2a$ rayon des cavités afin d'éviter le chevauchement des diffuseurs. J_m (N_m) sont les fonctions de Bessel (de Neumann) d'ordre m tandis que $H_m^{(1)}$ est la fonction de Hankel de première espèce d'ordre m . Le prime sur J et N signifie la dérivation par rapport à l'argument de la fonction.

L'étape suivante, dans le but d'obtenir une approximation explicite des trois nombres d'ondes effectifs va consister à supposer que ξ_α^2 est suffisamment proche de k_α^2 , de sorte que le développement asymptotique de ξ_α^2 en fonction de $\varepsilon = -4in_0$ puisse être limité aux premiers

termes pour des concentrations suffisamment faibles. D'après la Réf. 15, on doit également supposer que les fréquences considérées sont assez basses afin de pouvoir effectuer des développements limités pour de petits arguments. Lorsque toutes ces conditions sont réunies, on aboutit aux approximations dites à faible concentration et basse fréquence pour les nombres d'onde :

$$\left(\frac{\xi_\alpha}{k_\alpha}\right)^2 = 1 + \frac{n_0}{k_\alpha^2} \delta_1^\alpha + \frac{n_0^2}{k_\alpha^4} (\delta_2^{\alpha(0)} + \delta_2^{\alpha(c)}) + O\left(\frac{n_0^3}{k_\alpha^6}\right), \quad (3)$$

avec

$$\delta_1^\alpha = -4i \sum_{n=-\infty}^{+\infty} T_n^{\alpha\alpha}, \quad (4)$$

$$\delta_2^{\alpha(0)} = -8 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |m-n| T_m^{\alpha\alpha} T_n^{\alpha\alpha}, \quad (5)$$

$$\delta_2^{\alpha(c)} = -16 \sum_{\substack{\beta=L_1, L_2, T \\ \beta \neq \alpha}} \delta_2^{\alpha\beta}, \quad (6)$$

où

$$\delta_2^{\alpha\beta} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{k_\alpha^2}{k_\alpha^2 - k_\beta^2} \left(\frac{k_\alpha}{k_\beta}\right)^{|m-n|} T_m^{\beta\alpha} T_n^{\alpha\beta}. \quad (7)$$

Les conversions de modes présentes à chaque diffusion par un obstacle apparaissent de façon explicite uniquement dans le terme $\delta_2^{\alpha(c)}$ de diffusion qui dépend des coefficients $T_n^{\alpha\beta}$ ($\beta \neq \alpha$). Toutes les ondes β diffusées d'amplitude $T_n^{\alpha\beta}$ se propagent d'un diffuseur à un autre. Cependant, ces conversions sont négligeables quand le rapport $\Im m(k_\beta) / \Re e(k_\beta)$ devient grand. Dans ce cas, si la concentration de diffuseurs est faible, les conversions sont essentiellement locales et le terme $\delta_2^{\alpha(c)}$ devient négligeable vis-à-vis de $\delta_2^{\alpha(0)}$.

2.2 Domaine de validité de la diffusion multiple

Le milieu poreux hôte choisi en vue des simulations numériques est le QF20, matériau obéissant à la théorie de Biot lorsqu'il est saturé par l'eau. Ses propriétés sont données dans le Tableau 1.

2.2.1 L'hypothèse basse fréquence (BF)

Dans le QF20 et à la fréquence $f = 200$ kHz, on a $|k_{L_1} a_p| = 0,04$, $|k_T a_p| = 0,02$ et $|k_{L_2} a_p| = 0,01$ où a_p est le rayon des micropores. L'hypothèse BF revient à imposer que tous les trois modules soient inférieurs à 0,1 jusqu'à 200 kHz, ce qui signifie que le rayon a des diffuseurs est au plus égal à trois fois a_p ($a \leq 3a_p$). Nous nous intéressons ici à la comparaison entre deux ordres de grandeur $a = 10^{-2}$ m ($a/a_p = 300$, haut contraste) et $a = 10^{-4}$ m ($a/a_p = 3$, bas contraste), de sorte que $|k_{L_2} a_p| > 1$ aux fréquences $f > 17$ kHz dans le second cas. Les travaux de Derode *et al.* [9] pour un milieu hôte fluide ont montré qu'il y a moins de 10% de différence quand $ka > 1$ entre le libre parcours moyen de l'onde cohérente tel que prédit par Linton *et al.* [7] et les mesures expérimentales. C'est la raison pour

laquelle les deux ordres de grandeurs seront étudiés sur le même domaine fréquentiel allant jusqu'à 200 kHz.

TABLEAU 1 - Propriétés physiques du QF20 et de l'eau (d'après Johnson *et al.* [21]). Le rayon des pores est déduit de nos estimations.

Module d'incompressibilité des grains $K_r = 36,6$ GPa
Module d'incompressibilité sec $K_b = 9,47$ GPa
Module de cisaillement sec $\mu = 7,63$ GPa
Masse volumique du solide $\rho_s = 2760$ kg m ⁻³
Module d'incompressibilité de l'eau $K_0 = 2,22$ GPa
Masse volumique de l'eau $\rho_0 = 1000$ kg m ⁻³
Viscosité de l'eau $\eta = 1,14 \times 10^{-3}$ kg m ⁻¹ s ⁻¹
Porosité $\beta = 0,402$
Perméabilité $k = 1,68 \times 10^{-11}$ m ²
Rayon des pores $a_p = 3,26 \times 10^{-5}$ m
Tortuosité $\tau = 1,89$

2.2.2 L'hypothèse de faible concentration à basse fréquence

L'expression (3) est valide si les termes d'ordre n_0^3 / k_α^6 et les suivants du développement peuvent être négligés. C'est le cas si

$$\left|n_0 / k_\alpha^2\right| \ll 1. \quad (8)$$

A basse fréquence, et dans le cas du faible contraste, cette dernière condition suppose une concentration de diffuseurs plus petite que celles que l'on veut étudier. Toutefois, la condition (8) n'est pas essentielle pour que les Eqs. (3) à (6) soient valides, car l'Eq. (3) peut être réécrite à basse fréquence comme un développement en puissances de $n_0 a^2$ plutôt qu'en puissances de n_0 / k_α^2 . En effet, pour des cavités cylindriques de rayon a dans un milieu poreux, les coefficients de diffusion $T_n^{\alpha\beta}$ sont des fonctions paires ou impaires de n dépendant des valeurs respectives de α et de β , et $T_0^{\alpha T} = T_0^{T\alpha} = 0$ si $\alpha \neq T$. En considérant seulement les nombres $n \geq 0$, le terme dominant de $T_n^{\alpha\beta}$ exhibe une dépendance en a si $n \in \{0, 1, 2\}$ et en a^4 si $n = 3$, tant que l'hypothèse basse fréquence est assurée.

Les séries des Eqs. (4) à (6) peuvent être approximées en basse fréquence par des sommes partielles allant de $n = -2$ à $n = 2$, si bien que $\delta_1^\alpha = O(k_\alpha^2 a^2)$, $\delta_2^{\alpha(0)} = O(k_\alpha^4 a^4)$ et

$\delta_2^{\alpha\beta} = k_\beta^2 / k_\alpha^2 O(k_\alpha^4 a^4)$. L'éq. (3) peut donc être considérée comme un développement en puissances de $n_0 a^2$ et sa condition d'applicabilité, Eq. (8), remplacée par l'hypothèse de faible concentration

$$n_0 a^2 \ll 1, \quad (9)$$

tant que l'hypothèse BF est vraie.

Tous les résultats numériques ont été obtenus pour une concentration $c = \pi n_0 a^2$ avec $n_0 a^2 = 0,1$ et les coefficients $T_n^{\alpha\beta}$ ont été calculés à partir des expressions exactes que l'on peut trouver dans la Réf. [20].

2.2.3 Influence de la conversion de modes sur le terme de second ordre des nombres d'onde effectifs. L'hypothèse basse fréquence (BF)

La Figure 1 montre que le terme de couplage $\delta_2^{\alpha(c)}$ ne peut pas être négligé lorsqu'on considère le développement des nombres d'onde ξ_{L_1} et ξ_T jusqu'au second ordre en concentration. Le module du rapport $\delta_2^{\alpha(c)} / \delta_2^{\alpha(0)}$ ($\alpha = L_1$ ou T) est proche de 1, le comportement en fonction de la fréquence et de la taille des diffuseurs étant similaire pour les deux ondes. Des calculs non présentés ici montrent que dans le cas $\alpha = L_2$, le module du rapport $\delta_2^{\alpha(c)} / \delta_2^{\alpha(0)}$ est toujours plus petit que 0,3 et exhibe un comportement opposé en fonction de la fréquence et de la taille des diffuseurs. Cela pourrait être dû au fait que l'atténuation normalisée de l'onde lente est environ 10 fois celle des deux autres ondes dans le domaine fréquentiel étudié, conformément à la discussion en fin de section 2.1. La Figure 1 montre également les limites de l'hypothèse BF pour chaque valeur de a , c'est-à-dire les fréquences à partir desquelles le rapport $\delta_2^{\alpha(c)} / \delta_2^{\alpha(0)}$ prend des valeurs différentes pour deux valeurs différentes de a .

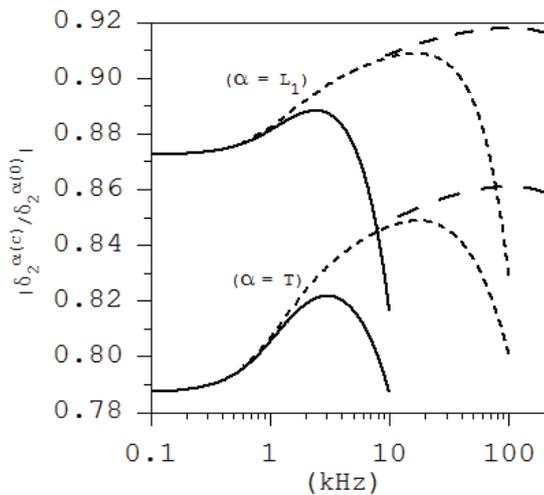


FIGURE 1 - Evolution du rapport $|\delta_2^{\alpha(c)} / \delta_2^{\alpha(0)}|$ avec la fréquence (concentration $c = 0,1\pi$). Ligne continue : $a = 10^{-2}$ m, ligne en traits courts : $a = 10^{-3}$ m, ligne en traits longs : $a = 10^{-4}$ m ?

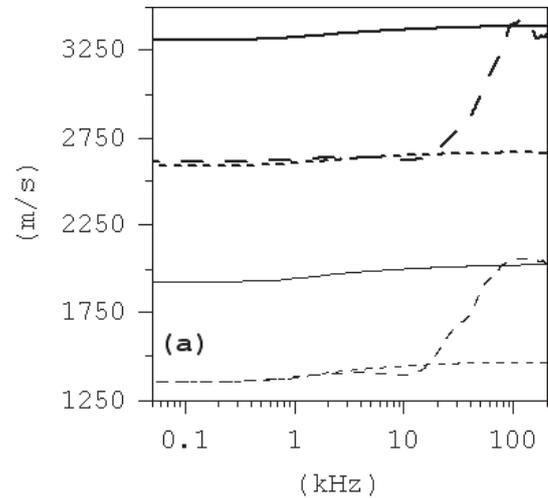
3 Courbes de dispersion

On examine à présent l'effet de la présence de cavités sur les courbes de dispersion dans les deux cas suivants : $a/a_p = 3$ (faible contraste) et $a/a_p = 300$ (fort contraste).

Les résultats numériques sont présentés pour les ondes L_1 et T , Figures 2. Les courbes sont obtenues à partir de l'expression (3) dans le domaine fréquentiel 50 Hz-200 kHz. En ayant à l'esprit la discussion de la section 2.2.1 sur la validité de l'hypothèse BF, on admettra que le domaine entier d'étude du faible contraste vérifie l'hypothèse BF alors que celui du fort contraste ne vérifie cette hypothèse que pour $f > 15$ kHz. La vitesse des ondes est $\omega / \Re(k_\alpha)$ et l'atténuation $\Im m(k_\alpha) / \Re(k_\alpha)$ ($\alpha = L_1$ ou T) en l'absence de diffuseurs. En présence de diffuseurs, cette vitesse devient $\omega / \Re(\xi_\alpha)$ et l'atténuation $\Im m(\xi_\alpha) / \Re(\xi_\alpha)$.

L'effet de la présence des diffuseurs à basse fréquence sur l'onde L_1 est de baisser la vitesse d'environ 20% (Figure 2a) alors que l'atténuation n'augmente que légèrement (Figure 2b). Pour le fort contraste, lorsque le domaine BF est dépassé ($f > 15$ kHz) la différence entre les vitesses diminue alors que l'atténuation passe par un maximum, elle est 60 fois plus élevée qu'en l'absence de diffuseurs. Au contraire, dans le cas du faible contraste, il n'y a pas de dispersion notable pour la vitesse dans le domaine 12 kHz-90 kHz. La différence entre les deux contrastes apparaît uniquement quand la longueur d'onde de l'onde incidente est du même ordre de grandeur que la taille des diffuseurs. Des observations similaires sont faites pour l'onde T .

Pour l'onde L_2 dont les courbes ne sont pas présentées ici, l'effet des cavités est négligeable à basse fréquence.



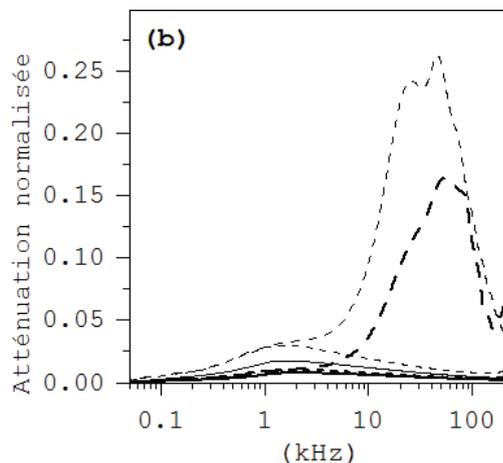


FIGURE 2 - Courbes de dispersion des ondes L_1 et T dans le milieu poreux d'origine (ligne continue), et dans le MPP (concentration $c = 0,1\pi$) : faible contraste (ligne en traits courts) et fort contraste (ligne en traits longs). Lignes épaisses : onde L_1 et lignes minces : onde T . (a) Vitesses, (b) Atténuation normalisée.

4 Comparaison avec un milieu à double porosité

Dans ce qui précède, la porosité originelle β du milieu de Biot est augmentée par l'introduction de cavités infiniment longues dans la direction perpendiculaire à la propagation. On s'intéresse maintenant à la comparaison des résultats précédents avec un QF20 dont la porosité est augmentée grâce à des fractures isotropiquement et aléatoirement distribuées (MDP). Il faut noter que l'objectif n'est pas d'ajuster les résultats du MPP et du MDP, mais plutôt d'analyser l'influence de la connectivité de la porosité additionnelle due aux cavités. La valeur exacte de cette porosité additionnelle n'est pas bien définie puisqu'une fraction inconnue de cavités partage une surface inconnue avec les micropores originels. La porosité totale réelle $\bar{\beta}$ du MDP devant être comprise entre β et $\beta + c$, on fixera arbitrairement $\bar{\beta} = \beta + c$.

Ici, le MDP est défini comme un milieu poreux (QF20) fracturé et saturé d'eau, dont la porosité additionnelle c est due aux fractures aléatoirement distribuées et orientées.

Soit un MDP de volume V consistant en une matrice (QF20, milieu 1) de volume V_1 et des fractures (milieu 2) occupant le volume V_2 avec $V = V_1 + V_2$. En notant V_p le volume occupé par les micropores dans la matrice, on introduit les paramètres du MDP de la façon suivante : les membres de gauche correspondent aux paramètres définis dans la théorie des Réf. [1-3] et ceux de droite à leurs valeurs utilisées dans les calculs numériques

$$v^{(1)} = V_1/V = 1 - c \quad (\text{fraction de volume occupée par la matrice})$$

$$v^{(2)} = V_2/V = c, \quad (\text{fraction de volume occupée par les fractures})$$

$$\phi^{(1)} = V_p/V_1 = \beta/(1 - c), \quad (\text{porosité dans la matrice})$$

$$\phi^{(2)} = 1 \quad (\text{porosité des fractures})$$

$$K^{(1)} \equiv K_b, \quad (\text{module d'incompressibilité sec du système combiné matrice-fractures}),$$

$$K_s^{(1)} \equiv K_r, \quad (\text{module d'incompressibilité du solide constituant la matrice}),$$

$$\tau^{(1)} = \tau, \quad (\text{tortuosité des pores dans la matrice})$$

$$\tau^{(2)} = 1, \quad (\text{tortuosité des fractures})$$

$$k^{(11)} = k, \quad (\text{perméabilité dans la matrice})$$

$$k^{(22)} = a^2/a_p^2 \quad (\text{perméabilité dans les fractures})$$

Le module $K^{(2)}$ des fractures reste encore à définir. On lui assigne une valeur arbitraire $K^{(2)} = K^{(1)}/1000$ après avoir vérifié sa faible influence sur les courbes de dispersion de la Figure 3. Les autres paramètres physiques dont on a besoin comme données sont : K_0 (module d'incompressibilité du fluide saturant les pores et les fractures), μ (coefficient de Lamé de cisaillement des grains constituant la matrice), ρ_0 et ρ_s (masses volumiques du fluide et des grains, resp.) et η (viscosité du fluide). Avec tous les paramètres identifiés ci-dessus, les éléments de la matrice a_{ij} ($i, j = 1$ à 3) reliant, dans le milieu, les contraintes aux déformations (*cf.* Réf. 2) peuvent être calculés directement.

Les équations de dispersion des ondes longitudinales et de l'onde transversale sont alors obtenues à l'aide des Eqs. (9, 10) de la Réf. 3. Les masses volumiques ρ_{ij} ($i, j = 1$ à 3) et les coefficients de dissipation b_{12} et b_{13} sont respectivement donnés dans les Eqs. (13, 15-19) et les Eqs. (25, 26) de la Réf. 2. Le module d'incompressibilité du MDP saturé (confiné) K_u utile au calcul des vitesses des ondes longitudinales est celui du Tableau 2 de la Réf. 1.

Dans le MDP, il peut se propager une onde longitudinale de plus que dans le milieu à porosité simple de Biot. Cependant, la Figure 3 ne présente que les ondes L_1 (la plus rapide) et T . L'effet des fractures connectées de directions aléatoires (courbes en tirets longs) est tout à fait différent de celui des cavités cylindriques perpendiculaires à la propagation de l'onde (courbes en tirets courts), tant sur les vitesses que sur les atténuations. La vitesse de toutes les ondes (Figure 3a) est augmentée par rapport à celle du milieu poreux originel (courbes continues). Cette augmentation de vitesse a lieu quelle que soit la valeur de $K^{(2)}$. Le seul moyen de diminuer les vitesses consiste à diminuer la porosité des fractures. Les pics d'atténuation (Figure 3b) dans le MDP sont à la fois plus élevés et plus étroits que ceux dans le QF20 d'origine, tandis que ceux dans le MPP sont décalés vers les hautes fréquences.

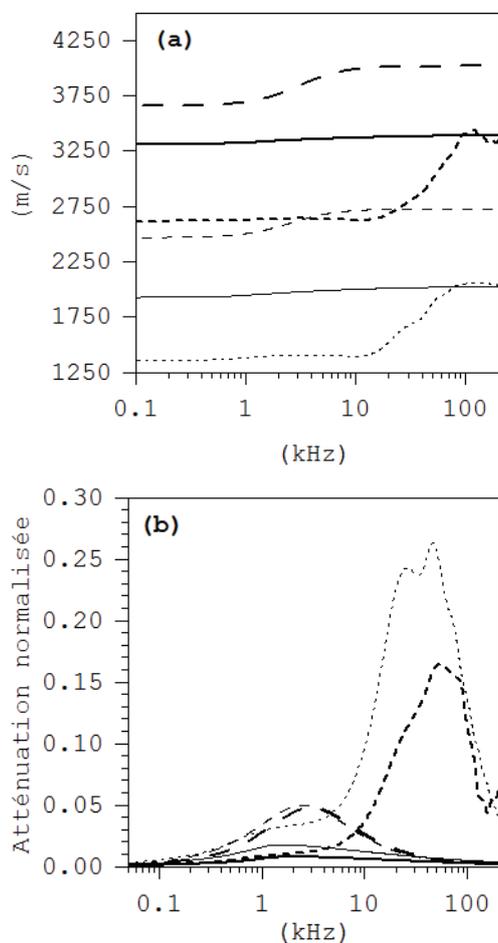


FIGURE 3 - Fort contraste : courbes de dispersion des ondes L_1 et T dans le milieu poreux d'origine (ligne continue), dans le MPP (ligne en traits courts) et dans le MDP (ligne en traits longs). Lignes épaisses : onde L_1 et lignes minces : onde T . (a) Vitesse, (b) Atténuation normalisée.

6 Conclusion

Les résultats numériques de la sec. 2.2 concernant le modèle MPP ont montré que les conversions de modes se produisant à chaque diffusion par une cavité ne peuvent pas être négligées lors de l'évaluation des nombres d'onde effectifs, et ce, au moins jusqu'à l'ordre 2 en concentration. La présence de cavités a peu d'effets sur l'onde lente. Elle baisse sensiblement la vitesse en même temps qu'elle augmente légèrement l'atténuation des ondes rapide et transversale tant que la taille des cavités est inférieure à la longueur d'onde. Des trous plus grands décalent les pics d'atténuation des ondes rapide et transversale vers les hautes fréquences. Intuitivement, on peut s'attendre à ce que le MPP se comporte plus ou moins comme un milieu de Biot simple de porosité équivalente quand le contraste cavités/micropores n'est pas trop grand. A contraste élevé, la diffusion par les cavités devient plus importante et l'écoulement de fluide dans les cavités diffère de celle dans les micropores. Ce phénomène de différence d'écoulement est pris en compte dans les théories de milieux à double porosité (MDP). Dans la sec. 4, la comparaison entre les courbes de dispersion d'un MDP de porosité totale égale à celle du MPP montre de grandes différences pouvant s'expliquer par le fait que : (i) la porosité additionnelle dans

un MDP est due à un réseau interconnecté de pores, alors que les cavités parallèles du milieu perforé sont seulement connectées par les micropores, (ii) les fractures d'un MDP sont orientées de façon isotrope alors que les cavités du MPP sont perpendiculaires à la direction de propagation. Une façon de déterminer, entre (i) connectivité et/ou (ii) isotropie quelle est la principale cause des divergences observées serait d'étudier la diffusion multiple dans un MPP ayant des cavités cylindriques dont les axes sont parallèles à la direction de propagation.

Références

- [1] J. G. Berryman, H. F. Wang, "The elastic coefficients of double-porosity models for fluid transport in jointed rock", *J. Geophys. Res.* **100** (24), 611-627 (1995).
- [2] J. G. Berryman, H. F. Wang, "Elastic wave propagation and attenuation in a double-porosity dual-permeability medium", *Int. J. Rock Mech. Mining Sci.* **37**, 63-78 (2000).
- [3] Z-J Dai, Z-B Kuang, "Reflection and Transmission of Elastic Waves at the Interface Between Water and a Double Porosity Solid", *Transp. Porous Med.* **72** (3), 369-392 (2008).
- [4] G. Haiat, A. Lhémy, F. Padilla, P. Laugier and S. Naili, "Velocity dispersion in trabecular bone: Influence of multiple scattering and of absorption", *J. Acoust. Soc. Am.* **124**, 4047-4058 (2008).
- [5] L. L. Foldy, "The multiple scattering of waves. I. General theory of isotropic scattering by randomly distributed scatterers", *Phys. Rev.* **67**, 107-119 (1945).
- [6] P.-Y. Le Bas, F. Luppé, and J. M. Conoir, "Reflection and transmission by randomly spaced elastic cylinders in a fluid slab-like region", *J. Acoust. Soc. Am.* **117**, 1088-1097 (2005).
- [7] C. M. Linton and P. A. Martin, "Multiple scattering by random configurations of circular cylinders: Second-order corrections for the effective wavenumber", *J. Acoust. Soc. Am.* **117**, 3413-3423 (2005).
- [8] Y. C. Angel and C. Aristegui, "Analysis of sound propagation in a fluid through a screen of scatterers", *J. Acoust. Soc. Am.* **118**, 72-82 (2005).
- [9] A. Derode, V. Mamou, A. Tourin, "Influence of correlations between scatterers on the attenuation of the coherent wave in a random medium", *Phys. Rev. E* **74**, 036606.1-036606.9 (2006)
- [10] P. A. Martin and A. Maurel, "Multiple scattering by random configurations of circular cylinders: Weak scattering without closure assumptions", *Wave Motion* **45**, 865-880 (2008).
- [11] A. N. Norris and J.-M. Conoir, "Multiple scattering by cylinders immersed in fluid: High order approximations for the effective wavenumbers", *J. Acoust. Soc. Am.* **129**, 104-113 (2011).
- [12] V. Tournat, V. Pagneux, D. Lafarge and L. Jaouen, "Multiple scattering of acoustic waves in porous

- absorbing media", *Physical Review E* **70**, 026609 (2004).
- [13] F. Luppé, J.-M. Conoir, S. Robert, "Coherent waves in a multiply scattering poro-elastic medium obeying Biot's theory", *Waves in Random and Complex Media* **18** (2), 241-254 (2008).
- [14] M. A. Biot, "Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid", *J. Acoust. Soc. Am.* **28**, 168–191 (1956).
- [15] J.-M. Conoir and A. N. Norris, "Effective wavenumbers and reflection coefficients for an elastic medium containing random configurations of cylindrical scatterers", *Wave Motion* **47**, 183–197 (2010).
- [16] F. Luppé, J.-M. Conoir, A. N. Norris, "Effective wavenumbers for media sustaining the propagation of three types of bulk waves and hosting a random configuration of scatterers", *Acoustics 2012 Nantes proceedings*, on CD ISBN 978-2-919340-01-9, 3617-3621.
- [17] R. Venegas, O. Umnova, "Acoustical properties of double porosity granular materials", *J. Acoust. Soc. Am.* **130**, 2765–2776 (2011).
- [18] O. Dazel, F. X. Bécot and L. Jaouen, "Biot effects for sound absorbing double porosity materials", *Acta Acustica united with Acustica* **98** (4), 567-576 (2012).
- [19] X. Olny, C. Boutin, "Acoustic wave propagation in double porosity media", *J. Acoust. Soc. Am.* **114**, 73–89 (2003).
- [20] F. Luppé, J.-M. Conoir and H. Franklin, "Scattering by a fluid cylinder in a porous medium: Application to trabecular bone", *J. Acoust. Soc. Am.* **111**, 2573–2582 (2002).
- [21] D. L. Johnson, T. J. Plona, H. Kojima, "Probing porous media with first and second sound. II. Acoustic properties of water-saturated porous media", *J. Appl. Phys.* **76** (1), 115-125 (1994)