

République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
جامعة الجبلاي بونعامة خميس مليانة
Université Djilali Bounaâma de Khemis Miliana
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences de la Matière



Mémoire de fin d'étude

En vue de l'obtention d'un diplôme de *Master en Physique*

Spécialité: Physique théorique

Par : Melle Ribouh Linda et Mme Kari Nassima

Thème

**Simulation numérique de la sensibilité des paramètres
acoustiques sur les ondes réfléchies par un milieu
poreux Bicouche en basse fréquences**

Soutenu publiquement le 23/06/2018, devant le jury composé de :

M. Doucha.....Présidente
M. Sadouki..... Encadreur
M. Douici.....Examineur

Année universitaire : 2017 / 2018

Dédicace

Je dédie ce mémoire à mes très chers parents, AHMED et FATMA pour leur dévouement et leur gentillesse qui ont été pour moi un soutien constant tout au long de ses années d'apprentissage qu'ils trouvent ici le témoignage de ma profonde affection et reconnaissance.

A

Mon très cher et beau frère ALI

A

Mes très chères et belles sœurs

HALIMA, HALIMA et NAIMA

A

Ma grand-mère

A

Mon grand-père MOHAMMED

A

Tous mes amis : Oumelkheyr ,Louiza, Ahlam ,Hizia ,Souad ,Soumia ,Khawla ,Saida ,Kheira ,Nora ,Karima .

Et tous mes amis que je les ai rencontré à l'Université



Dédicace

Je dédie ce mémoire à mes très chers parents, RABAH et SAADA pour leur dévouement et leur gentillesse qui ont été pour moi un soutien constant tout au long de ses années d'apprentissage qu'ils trouvent ici le témoignage de ma profonde affection et reconnaissance.

A

Mon époux MOHAMMED

A

Mes très chers et beaux frères ABD ELHAK, BELKASSAM et MOHAMMED

A

*Mes très chères et belles sœurs
MAROUA, AMIRA et KHOULOU*

A

Ma grand-mère

A

*Tous mes amis :Nacera ,Rachida, Fatiha k ,Hadjira ,Fatiha b ,Naima,
Bakhta, Fatma ,Siham , Hayet ,Lamia .*

Et tous mes amis que je les ai rencontré à l'Université

Nassima

Remerciements

Nous remercions notre dieu qui nous a donné la force et le courage de pouvoir terminer nos études et d'arriver à ce niveau.

Nous exprimons nos vifs remerciements, nos profondes gratitude à notre encadrant monsieur: SADOUKI Mustapha, qui a dirigé ce mémoire dans la continuité de notre Master. La pleine confiance dès le début et qui nous à orienté a la documentation.

Nous tiendrons à remercier l'ensemble des membres du jury qui nos fait l'honneur d'accepter de juger ce travail.

Nous adressons, pareillement, notre remerciement à nos enseignants et à tous nos collègues de la promo Master Physique Théorique 2018.

Symb.	Grandeur désignée	Unités SI
C	Célérité du son	$m \cdot s^{-1}$
i, j	Nombre imaginaire	$\sqrt{-1}$
K	Perméabilité dynamique	m^2
K'	Perméabilité thermique	m^2
ka	module d'incompressibilité isotherme du fluide	p^{-1}
P	Pression acoustique	Pa
(U,u)	Déplacement acoustique de fluide et de solide respectivement	M
V	Vitesse acoustique	$m \cdot s^{-1}$
Z	Impédance acoustique caractéristique	$k \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
$\alpha(\omega)$	Tortuosité dynamique	
$\beta(\omega)$	Compressibilité dynamique	
δ	Couche limite visqueuse	M
δ	Couche limite thermique	M
	Viscosité dynamique	$k \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
ρ	Densité (masse volumique)	$k \cdot m^{-3}$
ω	Pulsation	$r \cdot s^{-1}$
	Porosité	
	Résistivité au passage du fluide Kg.m-3.s-1	$k \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$
k0	Perméabilité visqueuse statique m2	m^2
k'0	Perméabilité thermique statique m	m^2
Coef k	Le rapport entre la perméabilité thermique et visqueuse (k'0/k0 1)	
α	Tortuosité haute fréquence	
α_0	Tortuosité statique (basse fréquence)	
α_{\square}	Tortuosité thermique	
α_1, α_2	Nouveaux paramètres visqueux (1er et 2eme ordre)	
	Longueur caractéristique visqueuse	m
	Longueur caractéristique thermique	m
Coef	Le rapport entre la longueur thermique et visqueuse (' / 1)	
P	Paramètre inertiel de Pride	
P'	Paramètre thermique de Pride	
Coef P	Le rapport entre le paramètre inertiel et thermique de Pride (p'/p)	
E_D	Module de Young de la structure	G.Pa
E_S	Module de Young du squelette poreux	G.Pa
ν_D	Coefficient de Poisson de la structure	
ν_S	Coefficient de Poisson du squelette poreux.	
c_f	Célérité du son dans le fluide saturant	$m \cdot s^{-1}$
c_p	Chaleur spécifique à pression constante	$J \cdot K \cdot k^{-1}$
c_v	Chaleur spécifique à volume constant	$J \cdot K \cdot k^{-1}$

γ	Rapport des chaleurs spécifiques (C_p/C_v)	
P_c	Pression ambiante	P_a
P_r	Nombre de Prandtl	
K_f	Module d'élasticité isostatique	GPa

Tableau a- Paramètres décrivant le comportement des matériaux.

Le nombre de Prandtl compare des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. On le définit de la manière suivante : $P_r = \frac{c_p}{\kappa}$.

الهدف هذا هو	تأثير	الصوتية الفيزيائية
بنية	.	هذه
(JCA) سياق نظرية	.	التعبيرات النظرية
تأثير تغيير وسيط		ومناقشتها بالتفصيل.
الإفتتاحية: وسط مسامي، هيكل صلب،		

Abstract

The objective of this work is to study the influence of physical acoustic parameters on the reflected and transmitted waves through a bilayer porous medium with a rigid structure in the low frequency regime. The Johnson-Champoux-Allard model (JCA) is considered under the context of the equivalent fluid theory. Theoretical expressions of reflection and transmission coefficients are calculated in frequency regime. The effect of the variation of each parameter on the reflection and transmission coefficients will be studied and discussed in detail.

Key words: Porous medium, rigid structure, Darcy's regime.

Résumé

L'objectif de ce travail est d'étudier l'influence des paramètres acoustiques physiques sur les ondes réfléchies et transmises à travers un milieu poreux bicouche à structure rigide en régime de basses fréquences. Le model de Johnson-Champoux-Allard (JCA) est considéré sous le contexte de la théorie de fluide équivalent. Des expressions théoriques de coefficients de réflexion et de transmission sont calculées en régime fréquentiel. L'effet de la variation de chaque paramètre sur les coefficients de réflexion et de transmission sera étudié et discuté en détail.

Mots clés : Milieu poreux, structure rigide, régime de Darcy.

Chapitre 2 Propagation dans un milieu poreux rigide monocouche et bicouche

II.1. Introduction	20
II.2. Monocouche en incidence normale	20
II.3. Bicouche en incidence normale	23
Régime basses et très basses fréquences (BF et TBF)	26
II.4. Conclusion	26

Chapitre 3 Sensibilité des paramètres en basses fréquences sur les signaux transmis et réfléchis par le milieu bicouche.

III.1. Introduction	28
III.2. Sensibilité des paramètres sur le signal réfléchi	28
III.2.1. Influence de la porosité de la première tranche μ_1 sur le coefficient de réflexion et de transmission	31
III.2.2. Influence de la porosité de la deuxième tranche μ_2 sur le coefficient de réflexion et de transmission.....	32
III.2.3 Influence de la résistivité de la première tranche σ_1 sur le coefficient de réflexion et de transmission.....	34
III.2.4. L'influence de la résistivité de la deuxième tranche σ_2 sur le coefficient de réflexion et de transmission	35
III.3. Conclusion	37
Conclusion générale	39
Bibliographies	41

Introduction générale

Introduction générale

Les matériaux poreux sont omniprésents dans notre vie quotidienne et ils jouent un rôle important dans notre environnement. Il existe plusieurs types de matériaux poreux. Ainsi que la laine de verre qui est utilisée dans les bâtiments, l'électroménager, les surfaces extérieures et bien sûr dans l'automobile pour l'amélioration du confort et la durabilité des véhicules; les mousses servent à emballer des objets précieux tels que les ordinateurs, mais aussi à fabriquer des sièges ou des matelas. On trouve également des matériaux poreux dans le domaine du nettoyage, comme toutes les variétés d'éponges. Ces matériaux sont encore utilisés pour des applications très spécifiques, électromagnétiques ou acoustiques, pour l'isolation phonique. Les matériaux poreux saturés d'air sont souvent utilisés comme absorbant acoustique pour lutter contre les nuisances sonores. En médecine, l'étude de l'os trabéculaire nécessite une description en teneur du matériau poreux, sa caractérisation est utile pour diagnostiquer l'ostéoporose, maladie du tissu osseux qui se manifeste par la détérioration de la microarchitecture de l'os. En géophysique, on s'intéresse à la propagation des ondes dans le sous-sol qui est considéré comme un milieu poreux. Ces ondes sont utilisées à des fins industrielles essentiellement par l'industrie du pétrole qui a développé les méthodes de prospection pétrolière par la sismique.

Un matériau poreux est constitué d'une phase solide saturée par une phase fluide. Ces deux phases enchevêtrées à l'échelle macroscopique sont libres de se déplacer sous l'action d'une force extérieure. Lors de la propagation d'une onde sonore dans un tel milieu, des interactions entre ces deux phases de natures différentes ont lieu, donnant diverses propriétés physiques non usuelles au milieu poreux. Lorsque la structure du matériau poreux est rigide, le squelette reste immobile sous l'effet d'une excitation acoustique, dans ce cas on applique le modèle du fluide équivalent qui décrit essentiellement l'acoustique des milieux poreux saturés par un gaz, où les effets visqueux et thermiques constituent les principaux couplages entre fluide et structure solide.

L'objectif de notre travail est l'étude de la sensibilité de quelques paramètres acoustiques décrivant les milieux poreux bicouches en très basses fréquences.

Le premier chapitre de ce travail représente les différents modèles et les hypothèses qui décrivent le comportement des ondes acoustiques dans un milieu poreux, les différents paramètres physiques décrivant la propagation acoustique sont définies. La théorie du fluide équivalent et la théorie de Biot sont exposées.

Dans le deuxième chapitre une approche théorique de la propagation acoustique dans les milieux poreux monocouche et bicouche dans le cadre de la théorie du fluide équivalent est étudiée et présentée. Dans cette partie on détermine les expressions générales des coefficients de transmission et de réflexion, en incidence normale, d'un milieu poreux monocouche et bicouche.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de la sensibilité des paramètres acoustiques en très basses fréquences en montrant leurs influences sur les expressions des coefficients de réflexion et de transmission.

Chapitre I

Les milieux poreux

I.1 Introduction

Un milieu poreux est usuellement défini comme étant un milieu solide contenant des pores; les pores sont des espaces vides pouvant être interconnectés ou séparés. Pour qu'une phase fluide puisse percoler dans un milieu poreux donné, au moins une partie de sa porosité doit être constituée de pores interconnectés. Ces pores, dont les formes et les dimensions sont d'une grande diversité, constituent les réseaux poreux qui offrent un grand nombre de possibilités au cheminement d'un fluide. Lors de la propagation d'une onde acoustique dans un tel milieu, des interactions entre ces deux phases de nature différente ont lieu.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents paramètres acoustiques caractérisant le milieu poreux. Ensuite, on donne les hypothèses sur le milieu poreux puis on présente les deux modèles décrivant les différentes interactions entre la phase solide et fluide, ces modèles sont le modèle de Biot [1.2] et le modèle du fluide équivalent [3-13, 14].

I.2 Paramètres décrivant les matériaux poreux

Il existe plusieurs paramètres géométriques que l'on peut associer à une structure poreuse. Certains dépendent uniquement de la forme du solide poreux et ne varient pas lorsqu'on dilate ou lorsqu'on change l'échelle du solide. Parmi ces paramètres on cite :

I.2.1 Porosité ϕ

La porosité d'un matériau poreux saturé par un fluide est définie par : le rapport du volume du fluide saturant le milieu poreux V_f sur le volume total V_t de l'échantillon.

$$\phi = \frac{V_f}{V_t} \quad (1.1)$$

Le volume du squelette est donné par: $V_s = V_t - V_f$.

Ainsi, la porosité ϕ est déterminée par la connaissance de deux des trois paramètres volumiques: V_f, V_s, V_t .

Dans ce travail, on s'intéresse à la fraction poreuse connexe. On fait abstraction des éventuelles parties fluides enfermées dans le solide qui contribuent alors aux caractéristiques de la structure. On ne considère donc que la porosité ouverte.

La valeur de la porosité est comprise entre 0 et 1. Les matériaux poreux utilisés pour l'absorption acoustique (mousses Polyuréthanes, laine de verre...) ont généralement une porosité comprise entre 0.85 et 0.99.

Les céramiques poreuses ou les roches peuvent prendre des valeurs très inférieures [2].

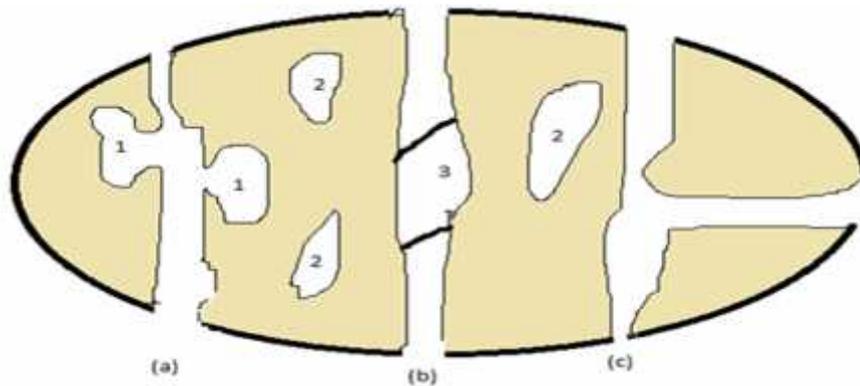


Fig1.1 : Schéma des différentes porosités

Il existe trois types de porosité comme l'illustre la figure ci-dessus :

a) Porosité piégés dans les bulles (1)

b) porosité occluse :

- Dans un bulle fermée (2)

- Dans un pore obturé (3)

c) Porosité connectée.

Plusieurs méthodes ont été développées pour mesurer la porosité [13,15-17] .

I.2.2 Tortuosité α_∞

La tortuosité est un paramètre géométrique décrivant l'aspect sinueux des pores. Elle traduit le couplage inertiel entre le fluide et la structure du matériau en régime haute fréquence. La tortuosité prend sa plus faible valeur ($\alpha_\infty = 1$) dans le cas de matériaux poreux ayant des pores droits et de grandes valeurs ($\alpha_\infty = 1.5, 2$) pour les matériaux les

plus résistifs. Ainsi, la vitesse moyenne microscopique du fluide va être de la norme et de direction différente de la vitesse macroscopique.

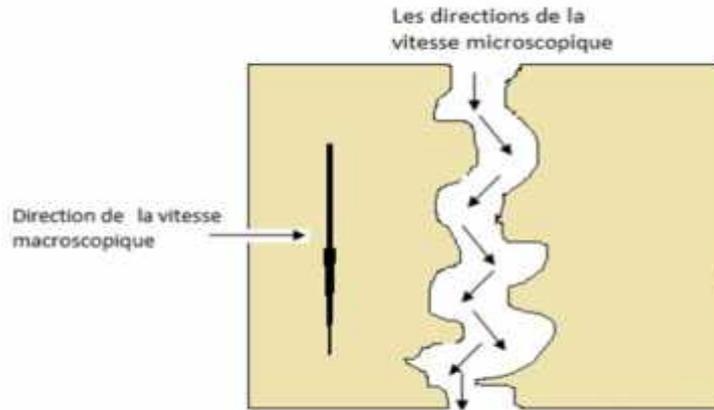


Fig.I.2 : variation de norme et de direction de la vitesse d'un fluide inclus dans un pore.

Considérons un milieu poreux constitué de pores cylindriques parallèles, la tortuosité correspond au facteur de forme introduit par Zwikker et Kosten [18]. Pour des pores de forme quelconque, Johnson et al [3] donnent la tortuosité définie par :

$$\alpha_{\infty} = \frac{\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m^2 d}{\left(\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m d \right)^2} \quad (1.2)$$

Cette relation montre que la tortuosité est un paramètre ne dépendant que de la géométrie du poreux. De plus elle est toujours supérieure ou égale à 1, l'égalité se faisant dans le cas des pores cylindriques, parallèles à la direction de propagation de l'onde, le terme $\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m^2 d$ représente le champ des vitesses microscopiques d'écoulement dans les pores pour un fluide sans viscosité, alors que le terme $\left(\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m d \right)$ représente la vitesse macroscopique [18-23]. Aux très hautes fréquences la tortuosité proposée par Champoux Allard et al [19] a pour expression :

$$\alpha_{\infty} = \sqrt{\frac{C_f}{C_{\infty}}} \quad , \text{ avec} \quad C_f = \sqrt{\frac{K_u}{\rho_f}} \quad (1.3)$$

Où C_f Représente la vitesse de l'onde dans le fluide.

ρ_f La densité de fluide.

K_u le module d'incompressibilité adiabatique du fluide .

C_∞ est la vitesse à l'infini dans le matériau.

I.2.3 Résistivité spécifique au passage d'un fluide

Lorsqu'un matériau poreux placé dans un tube aux parois étanches, est traversé par un fluide, il apparaît une différence de pression entre ces deux faces libres. Il existe une relation de proportionnalité entre le débit Q_V et la chute de pression P donnée par la loi de Darcy :

$$\Delta P = R \cdot Q_V \quad (1.4)$$

Le coefficient R correspond à la résistance au passage du fluide et peut donc se définir comme le rapport $\Delta P / Q_V$. Pour un matériau de section S et d'épaisseur d , la résistivité, caractéristique du matériau et du fluide, est définie par :

$$\sigma = \frac{\Delta P S}{Q_V d} \quad (k \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}) \quad (1.5)$$

La résistivité des matériaux fibreux et des mousses plastiques varie généralement entre 5000 et 150000 Nm^{-4} . La résistivité est un paramètre important pour décrire le comportement d'un matériau poreux à basse fréquence.

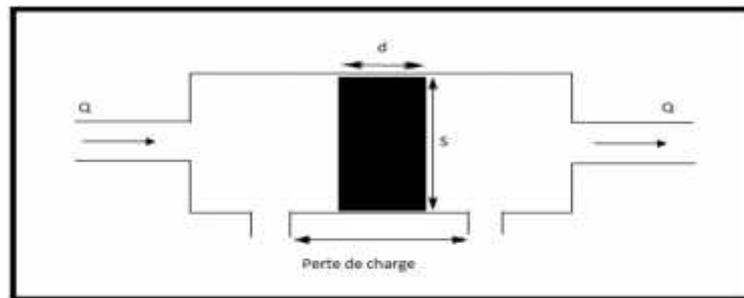


Fig.I.3: Dispositif pour mesurer la résistivité au passage de l'air.

I.2.4 Longueur caractéristique visqueuse

Introduite par Johnson et al [3] pour décrire les effets visqueux en haute fréquence, la longueur caractéristique visqueuse est définie par la relation suivante :

$$\underline{z} = \frac{\int_{S_f} v_m^2 dS_f}{\int_{V_f} v_m^2 dV} \quad (1.6)$$

Où v_m est la vitesse microscopique d'un fluide parfait incompressible.

S_f est la surface de l'interface des phases solide et fluide.

V le volume du fluide.

la longueur \underline{z} est donc un paramètre géométrique. La longueur caractéristique visqueuse correspond à un rayon moyen des pores pondéré par la vitesse microscopique au carré. C'est un paramètre haut fréquence, indicateur des pores de petite taille. Elle s'exprime en mètre et est généralement comprise entre 100 μ m et 400 μ m pour les matériaux acoustiques les plus utilisés. L'estimation de la longueur caractéristique visqueuse peut être obtenue par des méthodes ultrasonores [24].

I.2.5. Longueur caractéristique thermique

Par analogie avec la modélisation de Johnson pour les effets visqueux, Champoux et Allard [19] définissent la longueur caractéristique thermique \underline{z} par la relation suivante :

$$\underline{z} = \frac{\int_{S_f} dS_f}{\int_{V_f} dV} \quad (1.7)$$

Où S_f est la surface de l'interface fluide solide.

V_f Représente le domaine fluide.

\underline{z} mesure le rapport du volume des pores sur la surface de contact entre fluide et solide, lieu des échanges thermiques. C'est un paramètre associé aux échanges de chaleur entre fluide et structure en haute fréquence. Il est représentatif de la taille des grands pores.

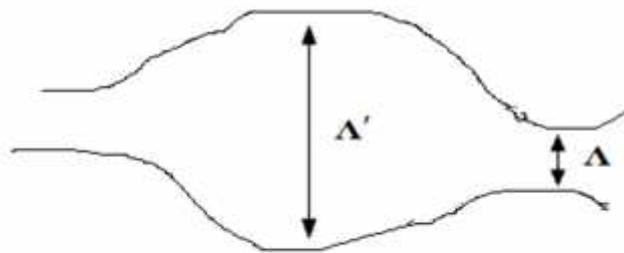


Fig.I.4 : Schéma représentatif de \underline{z} et \underline{z}' .

I.2.6. Perméabilité visqueuse k_0

La loi de Darcy peut encore s'écrire, pour un flux d'air se déplaçant dans une direction x à travers un matériau poreux homogène :

$$v_e = -\frac{k_0}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.8)$$

Où v_e vitesse d'écoulement à l'extérieur du matériau ou débit par unité de surface.

k_0 est la perméabilité visqueuse du matériau ou perméabilité de Darcy.

η est la viscosité dynamique du fluide. Pour l'air, on a $\eta = 1.8410^{-5}$ poiseuille.

$\frac{\partial p}{\partial x}$ est le gradient de pression dans la direction de l'écoulement (ou variation de pression par unité de longueur).

La relation entre la résistivité et la perméabilité de Darcy s'écrit comme suit:

$$k_0 = - \quad (1.9)$$

La perméabilité visqueuse est un paramètre géométrique, homogène à une surface (elle s'exprime en m^2), elle est indépendante de la nature du fluide saturant et ne dépend que de la géométrie interne du matériau poreux. Ce paramètre représente la section effective des pores pour l'écoulement du fluide, il est connecté au comportement basse fréquence des échanges visqueux entre le fluide saturant et la structure du poreux.

I.2.7. Perméabilité thermique k'_0

Introduite par Lafarge [20,23], la perméabilité thermique représente, comme la perméabilité k_0 pour les effets visqueux, une section effective pour les échanges thermiques. Elle est homogène à une surface.

Lafarge a montré que la perméabilité thermique est reliée à la constante de piégeage par la relation [25] :

$$k'_0 = \frac{1}{\quad} \quad (1.10)$$

La perméabilité thermique k'_0 est connectée au comportement basse fréquence des pertes thermiques dans le matériau. Une estimation de ce paramètre peut être obtenue par des mesures au tube de Kundt [24]. Ce paramètre peut également être mesuré par des mesures acoustiques [26].

I.3. Hypothèses sur le milieu poreux

Les matériaux poreux naturels (roches) ou artificiels (céramiques, laines de verre, mousses plastiques...) possèdent une micro géométrie complexe qui rend difficile toute approche microscopique. Une description microscopique du milieu poreux est trop complexe, et le comportement d'un matériau poreux est étudié de manière macroscopique en raisonnant sur les valeurs moyennes des grandeurs microscopiques.

La caractérisation du matériau à l'échelle macroscopique se fait sous les hypothèses simplificatrices suivantes :

I.3.1. Continuité des phases

Nous supposons que les dimensions des pores sont suffisamment grandes, de sorte qu'à l'échelle microscopique le fluide peut encore être considéré comme un milieu continu. Nous considérons une perturbation de petite amplitude de l'état d'équilibre thermodynamique ambiant, perturbation liée au passage de l'onde acoustique dans le fluide saturant.

I.3.2. Homogénéité

Les paramètres qui caractérisent le milieu poreux sont définis sur un volume d'homogénéisation V_H , dans lequel les paramètres physiques, telles que la porosité, la perméabilité, la tortuosité ...etc ont des valeurs constantes. Les variables décrivant le mouvement sont par conséquent des grandeurs résultant d'une moyenne des quantités définie à l'échelle microscopique sur un élément de volume macroscopique.

I.3.3. Grande longueur d'onde

Afin de négliger les effets de la diffusion au sein du matériau, on travaille à des fréquences telles que la longueur d'onde est grande devant les dimensions du volume d'homogénéisation, donc grande devant la dimension caractéristique des pores (rayon moyen des pores). Les expériences mécaniques n'auront de sens macroscopique que si l'échantillon est grand devant ce même volume.

I.3.4. Isotropie

Les milieux poreux sont supposés isotropes. Cette hypothèse est souvent vérifiée, même si certains matériaux poreux artificiels présentent une légère anisotropie dont on peut tenir compte dans les différents modèles de propagation.

I.4. Modèles

L'impédance caractéristique de la phase solide est très supérieure à celle de la phase fluide et la structure solide du matériau n'est généralement pas mise en vibration par le passage de l'onde sonore, simultanément le milieu poreux est saturé par un fluide léger, il reste immobile. Dans ce cas, on utilise la théorie du fluide équivalent [3-7]. Il existe plusieurs modèles décrivant les échanges visco-thermiques qui se produisent entre les parties solide et fluide d'un matériau poreux. Lorsque la structure est souple les ondes acoustiques se propagent dans le squelette et le fluide saturant, dans ce cas on applique la théorie de Biot [1,2].

4.1. Théorie de Biot

La théorie de Biot est un modèle semi-phénoménologique qui fournit une description générale de la propagation dans les milieux poreux. Ce modèle [1,2] généralise la théorie du fluide équivalent au cas où la structure n'est plus rigide. Dans ce modèle, le milieu poreux est traité comme un continuum constitué d'une phase solide souple et d'un fluide saturant. La phase solide constitue le squelette dont l'espace des pores est rempli par le fluide.

a. Relation contrainte-déformation et coefficient d'élasticité de Biot

On peut définir les déplacements de la phase solide \vec{u} et de la phase fluide \vec{U} séparément. Pour les effets thermiques, on doit corriger le module d'incompressibilité du fluide K_f . Lorsqu'un matériau est le siège d'une perturbation mécanique, il répond aux contraintes qu'il subit en se déformant. Les composantes du tenseur des contraintes σ_{ii}^s de la phase solide et σ_i^f et de la phase fluide s'écrivent:

$$\sigma_{ii}^s = \left((P - 2N)\vec{\nabla} \cdot \vec{u} + Q\vec{\nabla} \cdot \vec{U} \right) \delta_{ii} + N(u_{ii} + u_{ii}) \quad (1.12)$$

$$\sigma_i^f = -\phi P_f \delta_i = (R\vec{\nabla} \cdot \vec{U} + \vec{Q} \cdot \vec{u}) \delta_i \quad (1.13)$$

P, Q, R et N: sont les différents coefficients d'élasticité de Biot. ϕ représente la porosité. P_f Est la pression de l'air dans le matériau poreux.

Les coefficients d'élasticité P, Q et R sont fonctions des modules d'incompressibilité des phases fluide et solide et de la porosité ϕ du milieu poreux :

$$P = \frac{(1-\phi)\left[1-\phi\frac{K_E}{K_S}\right]K_S + \phi\frac{K_S}{K_F}K_E + \frac{3}{4}N}{\left(1-\frac{K_E}{K_S}\right) - \phi\left(1-\frac{K_S}{K_F}\right)} \quad (1.14)$$

$$Q = \frac{\left(1-\phi\frac{K_E}{K_S}\right)\phi K_S}{\left(1-\frac{K_E}{K_S}\right) - \phi\left(1-\frac{K_S}{K_F}\right)} \quad (1.15)$$

$$R = \frac{\phi^2 K_S}{\left(1-\frac{K_E}{K_S}\right) - \phi\left(1-\frac{K_S}{K_F}\right)} \quad (1.16)$$

K_F , K_S et K_B sont respectivement les modules d'incompressibilité de la phase fluide dans le matériau poreux, de la phase solide et de la structure dans le vide. Ils dépendent des paramètres mécaniques classiques : les modules d'Young et les coefficients de Poisson du solide E_S, ν_S et du squelette E_B, ν_B . Ils sont donnés par :

$$K_S = \frac{E_S}{3(1-2\nu_S)}, \quad K_B = \frac{E_B}{3(1-2\nu_B)} \quad e \quad N = \frac{E_E}{2(1-2\nu_E)} \quad (1.17)$$

b. Equations du mouvement de Biot

Dans la théorie de Biot, il y a deux champs indépendants des déplacements: le déplacement moyen du solide \vec{u} et le déplacement moyen du fluide \vec{U} qui obéissent aux équations suivantes :

$$\rho_1 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \rho_1 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = P \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + Q \nabla(\nabla \cdot \vec{U}) - N \nabla \Lambda(\nabla \Lambda \vec{u}) \quad (1.18)$$

$$\rho_1 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \rho_2 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = Q \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + R \nabla(\nabla \cdot \vec{U}) \quad (1.19)$$

Les termes ρ_i ont la dimension d'une densité. Ils sont liés à la densité du fluide ρ_f et à la densité du solide ρ_s par les relations suivantes :

$$\rho_1 = (1 - \phi)\rho_s - \rho_1 \quad (1.20)$$

$$\rho_1 = \rho_f(\alpha(\omega) - 1) \quad (1.21)$$

$$\rho_2 = \phi\rho_f - \rho_1 \quad (1.22)$$

Le terme ρ_1 traduit le couplage inertiel entre le fluide et la structure. Il apparait comme une contribution aux densités du fluide et du solide dû aux interactions entre fluide et structure.

I.4.2. Théorie du fluide équivalent

a. Structure rigide

L'hypothèse de structure rigide signifie que l'onde sonore ne se propage que dans le fluide, ce qui est généralement réalisé avec une bonne approximation quand la structure est trop lourde et / ou trop raide, pour être mise en mouvement par les mouvements acoustiques du fluide.

Dans le fluide libre la propagation des ondes acoustique est d'écrite par les équations fondamentale suivantes [3-13].

$$\rho_f \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\Delta} p \quad (1.23)$$

$$\frac{1}{\kappa_u} \frac{\partial}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (1.24)$$

Où ρ_f est la masse volumique du fluide.

\vec{v} est la vitesse acoustique du fluide en un point donné.

p est la pression acoustique.

κ_u est le module d'incompressibilité adiabatique du fluide.

En combinant ces deux expressions on obtient l'équation de propagation suivante :

$$\Delta p - \frac{1}{c_f^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.25)$$

Avec : c_f célérité de l'onde, définie par la relation :

$$c_f = \sqrt{\frac{\kappa_u}{\rho_f}} \quad (1.26)$$

La constante de propagation k et impédance caractéristique Z_c sont réelles et sont données par

$$k = \omega \sqrt{\rho_f / \kappa_u} \quad (1.27)$$

$$Z_c = \sqrt{\rho_f K_a} . \quad (1.28)$$

Où ω est la pulsation du mouvement.

Dans le cas de fluide saturant les pores d'un milieu poreux, Il se crée d'importants rotationnels de vitesse et gradients de température qui génèrent une dissipation visqueuse et thermique à l'intérieur du milieu. Du fait de l'existence de phénomènes irréversibles de pertes, constante de propagation et impédance caractéristique deviennent des fonctions complexes dépendantes de la pulsation :

$$K(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{K_a}} \quad (1.29)$$

$$Z_c(\omega) = \sqrt{\rho(\omega) K(\omega)} \quad (1.30)$$

De ces deux fonctions, en introduisant les expressions () et () qui sont des fonctions adimensionnelles appelées tortuosité dynamique [21,22] et compressibilité dynamique [19,20], la densité et l'incompressibilité du fluide s'écrivent :

$$\rho(\omega) = \rho_f \alpha(\omega) \quad (1.31)$$

$$\frac{1}{K(\omega)} = \frac{\beta(\omega)}{K_a} \quad (1.32)$$

Dans le fluide limité, le mouvement obéit aux deux équations :

$$\rho(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{v} \rangle = -\vec{\nabla} \langle p \rangle \quad (1.33)$$

$$\frac{1}{K(\omega)} \frac{\partial}{\partial t} \langle p \rangle = -\vec{\nabla} \cdot \langle \vec{v} \rangle \quad (1.34)$$

Avec : $\langle \vec{v} \rangle$ la moyenne macroscopique qui intègre les variations locales des vitesses microscopiques acoustiques et $\langle p \rangle$ représente la moyenne macroscopique qui intègre les variations locales des pressions acoustiques.

b. Modélisation des effets inertiels et visqueux – Tortuosité dynamique

$\alpha(\omega)$

) Modèle de Johnson

Johnson, Koplik et Dashen [21,22] ont proposé un modèle qui généralise pour les milieux poreux quelconques, les résultats obtenus pour des matériaux à pores cylindriques. La limite basse fréquence de la tortuosité dynamique est donnée par la loi de Darcy :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \alpha(\omega) = \frac{\eta}{\rho_f k_0 j} \quad (1.35)$$

En régime basse fréquence, la perméabilité visqueuse k_0 et la porosité α_∞ sont nécessaires pour décrire les effets visqueux. Ce modèle peut être appliqué au cas de structures poreuses saturées par de l'air. Deux paramètres du modèle, la tortuosité τ et la longueur caractéristique visqueuse Λ interviennent dans une limite haute fréquence:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{\tau}{\Lambda} \left(\frac{\eta}{j \rho_f} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (1.36)$$

Où j est le nombre imaginaire ($j^2 = -1$).

η la viscosité dynamique du fluide.

ρ_f La densité du fluide.

La signification des quantités α_∞ , τ , k_0 a été donnée précédemment, Johnson et al. Supposent que ces trois paramètres géométriques fournissent une information sur la micro géométrie.

L'expression générale proposée pour $\alpha(\omega)$ est donnée analytiquement par :

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{1}{j} \sqrt{1 + \frac{M}{2} j^2} \right) \quad (1.37)$$

Où la fréquence adimensionnelle : $x = \frac{\omega \alpha_\infty \rho_0}{\sigma}$

Le facteur de forme des pores M est un paramètre lui aussi adimensionnel : $M = \frac{8k_0 \alpha_\infty}{\Lambda^2}$.

) Modèle de Pride et al

L'expression asymptotique haute fréquence de Johnson (1.34) pour la tortuosité dynamique s'arrête au terme $\frac{1}{\sqrt{j}}$. Pride et coll [23] proposent dans le développement un terme supplémentaire en $\frac{1}{j}$.

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{\tau}{\Lambda} \sqrt{\frac{\eta}{j \rho_f}} + \frac{\sigma (1-p)}{j \rho_f \alpha_\infty} \right) \quad (1.38)$$

Cette équation introduit un nouveau paramètre géométrique sans dimension "p". Il est lié à la grandeur notée α_0 [14,27] qui apporte une correction de type inertielle aux basses fréquences :

$$p = \frac{M}{4(\frac{\alpha_0}{\alpha_{\infty}} - 1)} \tag{1.39}$$

Avec La relation qui définit α_{∞} égale à $\frac{\langle v_{in}^2 \rangle}{\langle v_{in} \rangle^2}$. Le champ des vitesses microscopiques v_{in} correspond à celui d'un fluide visqueux en régime permanent, α_0 est toujours supérieur à la tortuosité α_{∞} . Le développement basse fréquence de la tortuosité dynamique est donc

donné par:
$$\alpha(\omega) = \alpha_0 + \frac{\eta}{\rho_0 k_0 j}, \tag{1.40}$$

et la nouvelle expression analytique valable à toutes les fréquences est :

$$\alpha(\omega) = \alpha_{\infty} \left(1 + \frac{1}{j} \left(1 - p + p \sqrt{1 + \frac{M}{2p^2} j} \right) \right) \tag{1.41}$$

En prenant p=1 dans l'expression de la tortuosité dynamique de Pride, on retrouve l'expression de Johnson.

c. Modélisation des phénomènes thermiques - Compressibilité dynamique

$\beta(\omega)$

) Modèle de Champoux et Allard

Aux très basses fréquences, le fluide reste à température quasi-constante, et le mouvement du fluide dans le matériau poreux peut-être considéré comme isotherme. On a :

$$K(\omega) = \frac{K_f}{\beta(\omega)} \tag{1.42}$$

Aux basses fréquences le développement de la compressibilité dynamique est donné par Lafarge [20], en introduisant la perméabilité thermique k_{∞} semblable à la perméabilité visqueuse k_0 pour les effets visqueux.

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \beta(\omega) = \gamma - \frac{(\gamma-1)\rho_f k_0 P_r}{\eta j} \tag{1.43}$$

En très hautes fréquences, le cycle de compressions-dilatations est trop rapide pour que des échanges de chaleur entre structure et fluide aient le temps de se réaliser. Le mouvement devient adiabatique :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} K = K_f \quad (1.44)$$

Dans la limite haute fréquence, où les échanges thermiques ont lieu dans l'épaisseur de couche limite thermique δ , en introduisant le paramètre ω_0 , Allard et Champoux [4] ont déterminé, au premier ordre, la limite haute fréquence de l'expressions de $\beta(\omega)$:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \beta(\omega) = 1 + (\gamma - 1)(1 - j) - \frac{\sqrt{2\eta}}{\Lambda^2 \sqrt{\rho_0 \omega \rho_T}} \quad (1.45)$$

L'expression générale de la compressibilité fournie par Champoux et Allard et corrigée par Lafarge, Pour relier les basses et hautes fréquences est la fonction analytique la plus simple donnée par la relation suivante :

$$\beta(\omega) = \gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{1}{j} \sqrt{1 + \frac{M'}{2} j}} \quad (1.46)$$

Où ω' est une fréquence adimensionnelle égale à $\frac{\omega}{\omega_0}$, avec $\omega_0 = \frac{v}{K'_0 \rho_T \rho_0}$, et M' est un facteur de forme sans dimension donné par $M' = \frac{8K'_0}{\Lambda^2}$.

) **Modèle de Lafarge**

Pour les effets visqueux, Lafarge [20] propose une extension au modèle de Champoux et Allard [19] en ajoutant un nouveau paramètre p . Ainsi en haute fréquence la nouvelles expression est donnée par :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \beta(\omega) = 1 + (\gamma - 1) \left[\frac{\gamma}{\Lambda^2} \sqrt{\frac{\eta}{\rho_T \rho_0}} \sqrt{\frac{1}{j}} + \left(\frac{\eta}{K'_0 \rho_T \rho_0} \right) \left(\frac{1 - p'}{j} \right) \right] \quad (1.47)$$

Où p' est un paramètre géométrique sans dimension relié à α_c , équivalent thermique du paramètre inertiel visqueux α_c :

$$p' = \frac{M}{4(\alpha'_0 - 1)} \quad (1.48)$$

L'expression générale de la compressibilité dynamique est :

$$\beta(\omega) = \gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{1}{j\omega \tau} \left(1 - \rho' + \rho' \sqrt{1 + \frac{M \tau}{2 \rho' \omega} j} \right)} \quad (1.49)$$

En prenant $p=1$, on retrouve l'expression de la compressibilité dynamique donnée par Champoux et Allard [19].

5. Conclusion

Le matériau poreux est caractérisé par des paramètres acoustiques physiques et mécaniques. Il existe plusieurs modèles décrivant la propagation des ondes acoustiques dans un milieu poreux. Certains de ces paramètres acoustiques et mécaniques sont importants en basse fréquence, par exemple la résistivité et la perméabilité thermique, d'autres comme la tortuosité et les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique sont importants dans le régime asymptotique haute fréquence. Pour décrire la propagation des ondes acoustiques dans un milieu poreux dont la structure est mobile, on a besoin des caractéristiques élastiques du fluide et du solide. Dans le cadre de la théorie de Biot, ces paramètres restent valables car ils ne dépendent que de la géométrie du domaine, et sont indépendants des caractéristiques dynamiques de la structure. Dans le cadre de la théorie de fluide équivalent ; la partie solide du matériau est immobile et la partie fluide est mobile, dans ce cas, le milieu poreux est caractérisé par six paramètres physiques cités ci-dessus. Pour déterminer ces paramètres, on s'intéresse aux informations apportées par les ondes réfléchies et transmises sur et à travers un matériau poreux d'épaisseur finie ou semi infinie.

Chapitre II

Propagation dans un milieu poreux rigide monocouche et bicouche

II.1 Introduction

Le milieu poreux monocouche est constitué d'une tranche de matériau poreux homogène isotrope ayant une structure rigide. Le milieu poreux bicouche est constitué de deux tranches de matériaux poreux homogènes isotropes ayant une structure rigide. Chaque tranche poreuse est décrite par le modèle du fluide équivalent.

L'objectif de ce chapitre est de résoudre le problème direct de la propagation acoustique dans des matériaux poreux monocouche et bicouche en calculant les expressions des coefficients de réflexion et de transmission du milieu poreux soumises à une excitation acoustique en incidence normale. Les expressions obtenues prennent en compte les réflexions multiples au niveau des interfaces des matériaux monocouche et bicouche. Le problème direct consiste alors à simuler le signal transmis ou réfléchi, connaissant le signal incident et des paramètres physiques de matériau poreux.

II.2 Monocouche en incidence normale

On considère un matériau constitué d'une couche de matériau poreux homogène, isotrope et de structure rigide, occupant un espace fini : $0 \leq x \leq L$. Une impulsion sonore arrive en $x = 0$ sous une incidence normale sur le matériau à l'instant $t = 0$;

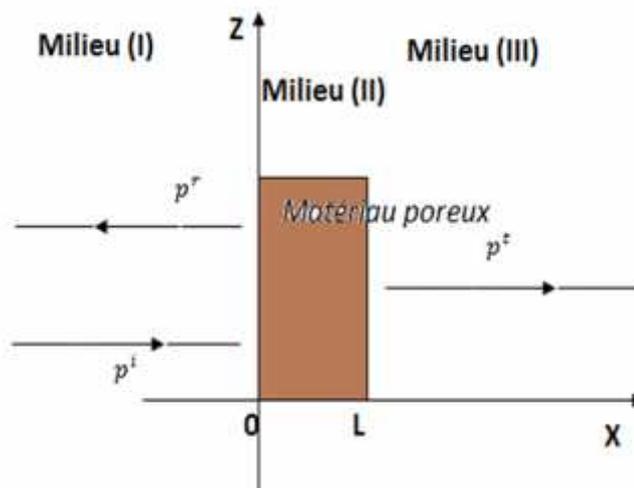


Fig.II.1- Géométrie du problème en incidence normale

L'expression de la pression d'une onde plane incidente d'amplitude unité arrivant sous une incidence normale sur le matériau poreux est donnée par :

$$P^i(x, \omega) = e^{-j(kx - \omega t)} \quad (2.1)$$

➤ Dans le milieu (I) ($x < 0$) :

Le mouvement résulte de la superposition des ondes incidentes et réfléchies, L'onde réfléchie est de la forme :

$$P^{(1)}(x, \omega) = Re^{-j(-kx - \omega t)} \quad (2.2)$$

Dans cette expression, R est le coefficient de réflexion de matériau poreux, k le nombre d'onde défini par :

$$k = \frac{\omega}{c_f} = \omega \sqrt{\frac{\rho_f}{K_a}} \quad (2.3)$$

Où c_f est la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le fluide libre (milieu (I) et (III)). ρ_f et K_a sont respectivement la masse volumique et le module d'incompressibilité adiabatique du fluide.

Dans le milieu(I), la pression totale est :

$$P^{(1)}(x, \omega) = e^{-j(kx - \omega t)} + Re^{-j(-kx - \omega t)} \quad (2.4)$$

En utilise les équations d'Euler (Eq. (1.23), (1.24)), l'expression de vitesse dans le milieu (I) s'écrit :

$$v^{(1)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_f} (e^{-j(kx - \omega t)} - Re^{-j(-kx - \omega t)}) \quad (2.5)$$

Où Z_f est l'impédance caractéristique ;

$$Z_f = \sqrt{\rho_f K_a}$$

➤ Dans le milieu (II) $0 < x < L$:

Les expressions de la pression et de la vitesse à l'intérieure du milieu sont :

$$P^{(2)}(x, \omega) = Ae^{-j(k_mx - \omega t)} + Be^{-j(-k_mx - \omega t)} \quad (2.6)$$

$$v^{(2)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_m} (Ae^{-j(k_mx - \omega t)} - Be^{-j(-k_mx - \omega t)}) \quad (2.7)$$

Où A et B sont deux constantes, Z_m et k_m sont respectivement l'impédance caractéristique et le nombre d'onde de l'onde acoustique dans le milieu poreux. Ce sont deux quantités complexes :

$$k_m = \omega \sqrt{\frac{\rho_f \alpha(\omega) \beta(\omega)}{\kappa_u}}, \quad Z_m = \sqrt{\frac{\rho_f \kappa_u \alpha(\omega)}{\beta(\omega)}} \quad (2.8)$$

Où $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ sont respectivement la tortuosité dynamique et la compressibilité dynamique du matériau poreux.

➤ Dans le milieu (III) $x > L$:

Les expressions de la pression et de la vitesse de l'onde transmise à travers le matériau poreux sont :

$$P^{(3)}(x, \omega) = T e^{-j(k(x-L) - \omega t)} \quad (2.9)$$

$$v^{(3)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_f} T e^{-j(k(x-L) - \omega t)} \quad (2.10)$$

Où T est le coefficient de transmission.

Pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission, on écrit les conditions de continuité aux interfaces du milieu poreux dans les régions (I), (II) et (III).

En $x = 0$ et $x = L$ on a la continuité des pressions et une conservation des débits:

$$P^{(1)}(0^-) = P^{(2)}(0^+) \quad (2.11)$$

$$P^{(2)}(L^-) = P^{(3)}(L^+) \quad (2.12)$$

$$v^{(1)}(0^-) = \phi v^{(2)}(0^+) \quad (2.13)$$

$$\phi v^{(2)}(L^-) = v^{(3)}(L^+) \quad (2.14)$$

En remplaçant les champs de vitesses et de pressions des différents milieux (Eq. (2.9) et (2.10)) par leurs expressions dans les équations (2.11) - (2.14), On obtient un système de quatre équations à quatre inconnues : A , B , R et T .

$$\begin{cases} 1 + R = A + B \\ T = A e^{-j k_m L} + B e^{j k_m L} \\ 1 - R = \phi \frac{Z_f}{Z_m} (A - B) \\ T = \phi \frac{Z_f}{Z_m} (A e^{-j k_m L} - B e^{j k_m L}) \end{cases} \quad (2.15)$$

La résolution de ce système donne, dans le domaine fréquentiel, les expressions du coefficient de réflexion et de transmission ainsi que les coefficients A et B [5]:

$$A = \frac{(1+D) \tilde{e}(j)}{2D \tilde{h}(j) + (1+D^2) \tilde{s}(j)} \quad (2.16)$$

$$B = \frac{(D-1)e^{-j\alpha x}}{2D \alpha(j\omega) + (1+D^2)s(j\omega)} \quad (2.17)$$

$$T = \frac{2D}{2D \alpha(j\omega) + (1+D^2)s(j\omega)} \quad (2.18)$$

$$R = \frac{(1-D^2)s(j\omega)}{2D \alpha(j\omega) + (1+D^2)s(j\omega)} = \frac{(1-D^2)}{(1+D^2) + 2D c(j\omega)} \quad (2.19)$$

Avec les notations :

$$D = \phi \frac{z_f}{z_m} = \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}}, \quad f = \sqrt{\frac{\rho_f}{\kappa_a} \alpha(\omega) \beta(\omega)} \quad (2.20)$$

II.3 Bicouche en incidence normale

On considère un matériau constitué de deux couches de matériaux homogènes : Le matériau B1 d'épaisseur L1, et le matériau B2 d'épaisseur L2 (fig.2.2). Pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission théoriques, on écrit les champs de pression et de vitesse dans chacun des milieux, puis les conditions de raccordement aux interfaces, c'est-à-dire la conservation des débits et la continuité de la pression.

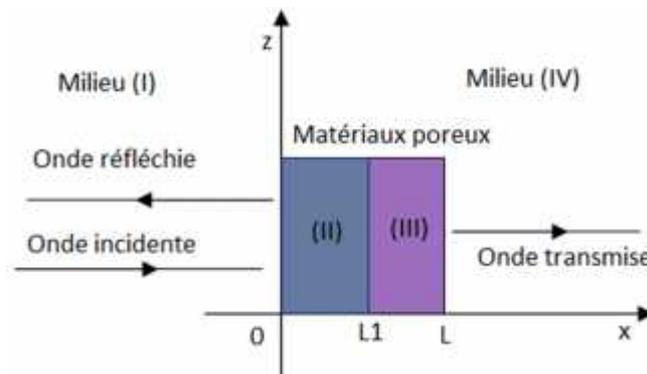


Fig.II.2 - Géométrie du problème d'un milieu bicouche en incidence normale

➤ Dans le milieu (I) ($x < 0$) :

Le champ de pression $P^{(1)}$ et de vitesse $v^{(1)}$, sont donnés par :

$$P^{(1)}(x, \omega) = e^{-jK_f x} + R e^{jK_f x} \quad (2.21)$$

$$v^{(1)}(x, \omega) = \frac{1}{z_f} (e^{-jK_f x} - R e^{jK_f x}) \quad (2.22)$$

R est le coefficient de réflexion, k_f est le nombre d'onde de l'onde acoustique et Z_f l'impédance caractéristique de l'air.

➤ Dans les milieux (II) $0 < x < L_1$ et milieu (III) $L_1 < x < L$:

Correspondants aux milieux poreux (1) et (2), les expressions des pressions et vitesses sont :

$$P^{(i+1)}(x, \omega) = A_i e^{-jk_i x} + B_i e^{jk_i x} \quad (2.23)$$

$$v^{(i+1)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_i} (A_i e^{-jk_i x} - B_i e^{jk_i x}) \quad (2.24)$$

Dans ces expressions A_i et B_i sont deux constantes, Z_i et k_i sont respectivement l'impédance caractéristique et le nombre d'onde de l'onde acoustique dans le milieu poreux i ($i=1,2$). Ce sont deux quantités complexes :

$$k_i = \omega \sqrt{\frac{\rho_f \alpha_i(\omega) \beta_i(\omega)}{K_a}} \quad , \quad Z_i = \sqrt{\frac{\rho_f K_a \alpha_i(\omega)}{\beta_i(\omega)}} \quad (2.25)$$

➤ Dans le milieu (IV) $x > L$:

Le champ de pression $P^{(4)}$ et de vitesse $v^{(4)}$ sont donnés par :

$$P^{(4)}(x, \omega) = T e^{-jk_f(x-L)} \quad (2.26)$$

$$v^{(4)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_f} T e^{-jk_f(x-L)} \quad (2.27)$$

T est le coefficient de transmission du matériau poreux. Pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission, on écrit les conditions de continuité aux interfaces du milieu poreux pour les trois domaines (I), (II) et (III).

En ($x=0$), en ($x=L_1$) et en ($x=L$) on a continuité des pressions et conservation des débits :

$$P^{(1)}(0^-) = P^{(2)}(0^+) \quad (2.28)$$

$$P^{(2)}(L_1^-) = P^{(3)}(L_1^+) \quad (2.29)$$

$$P^{(2)}(L^-) = P^{(3)}(L^+) \quad (2.30)$$

$$v^{(1)}(0^-) = \phi_1 v^{(2)}(0^+) \quad (2.31)$$

$$\phi_1 v^{(2)}(L_1^-) = \phi_2 v^{(3)}(L_1^+) \quad (2.32)$$

$$\phi_2 v^{(3)}(L^-) = v^{(4)}(L^+) \quad (2.33)$$

En introduisant les expressions des champs de vitesses et de pressions des différents milieux dans les relations (2.28)- (2.33), On obtient un système de six équations et six inconnues : A_1, B_1, A_2, B_2, R et T .

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 + R = A_1 + B_1 \\ A_1 e^{-jk_1 L_1} + B_1 e^{jk_1 L_1} = A_2 e^{-jk_2 L_2} + B_2 e^{jk_2 L_2} \\ T = A_2 e^{-jk_2 L} + B_2 e^{jk_2 L} \\ 1 - R = \phi_1 \frac{z_f}{z_1} (A_1 - B_1) \\ \frac{\phi_1}{z_1} (A_1 e^{-jk_1 L_1} - B_1 e^{jk_1 L_1}) = \frac{\phi_2}{z_2} (A_2 e^{-jk_2 L_2} - B_2 e^{jk_2 L_2}) \\ T = \phi_2 \frac{z_f}{z_2} (A_2 e^{-jk_2 L} - B_2 e^{jk_2 L}) \end{array} \right. \quad (2.34)$$

La résolution de ce système donne, dans le domaine fréquentiel, les expressions des coefficients de transmission et de réflexion [5] :

$$T = \frac{8}{\Delta_1 + \Delta_2}, \quad R = \frac{\delta_1 + \delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \quad (2.35)$$

$$\Delta_1 = 2 \left(\frac{1}{D_2} + \frac{1}{D_1} \right) \left[(1 + D_1 D_2) S \ h(j\iota (f_1 L_1 + f_2 L_2)) + (D_1 + D_2) C \ h(j\iota (f_1 L_1 + f_2 L_2)) \right] \quad (2.36)$$

$$\Delta_2 = 2 \left(\frac{1}{D_2} - \frac{1}{D_1} \right) \left[(1 - D_1 D_2) S \ h(j\iota (f_1 L_1 - f_2 L_2)) + (D_1 - D_2) C \ h(j\iota (f_1 L_1 - f_2 L_2)) \right] \quad (2.37)$$

$$\delta_1 = 2 \left(\frac{1}{D_2} + \frac{1}{D_1} \right) \left[(1 - D_1 D_2) S \ h(j\iota (f_1 L_1 + f_2 L_2)) - (D_1 - D_2) C \ h(j\iota (f_1 L_1 + f_2 L_2)) \right] \quad (2.38)$$

$$\delta_2 = 2 \left(\frac{1}{D_2} - \frac{1}{D_1} \right) \left[(1 + D_1 D_2) S \ h(j\iota (f_1 L_1 - f_2 L_2)) - (D_1 + D_2) C \ h(j\iota (f_1 L_1 - f_2 L_2)) \right] \quad (2.39)$$

$$D_i = \phi_i \frac{z_f}{z_i} = \phi_i \sqrt{\frac{\beta_i(\omega)}{\alpha_i(\omega)}}, \quad f_i = \sqrt{\frac{\rho_f \alpha_i(\omega) \beta_i(\omega)}{\kappa_u}}, \quad i = 1, 2 \quad (2.40)$$

Si on pose, dans les expressions ((2.66)-(2.71)), $L_1 = L_2$ et $k_1 = k_2$, on trouve :

$$T = \frac{2D}{2D \cos(j) + (1+D^2) \sin(j)}, \quad R = \frac{(1-D^2) \sin(j)}{2D \cos(j) + (1+D^2) \sin(j)}$$

Qui sont les coefficients de réflexion et de transmission, en incidence normale, d'un matériau poreux monocouche d'épaisseur $L = L_1 + L_2$.

Ñ Régime basses et très basses fréquences (BF et TBF)

Dans le régime basse fréquence, Les fonctions $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ sont donnés par Pride et Lafarge [20,23], respectivement, telles que :

$$\alpha(\omega) \approx \alpha_0 \left(1 + \frac{\eta \phi}{\alpha_0 k_0 \rho_f j} \right), \quad \beta(\omega) = \gamma - \frac{(\gamma-1) \rho_f k_0 \rho_f}{\eta \phi} j \quad (2.42)$$

Aux très basses fréquences, les fonctions $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ se simplifient comme suit :

$$\alpha(\omega) \approx \frac{\sigma \phi}{\rho_f j}, \quad \beta(\omega) \approx \gamma \quad (2.43)$$

D'après ces expressions de susceptibilité dynamique et thermique $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ on constate, qu'aux très basses fréquences, les coefficients de transmission et de réflexion ne dépendent que de la porosité ϕ et de la résistivité $\sigma = \eta/k_0$ du matériau poreux.

II.4. Conclusion

Dans le domaine fréquentiel, les expressions des coefficients de transmission et de réflexion d'un milieu poreux bicouche données dans ce chapitre permettent d'étudier l'influence des paramètres physiques sur le comportement acoustique des matériaux poreux. Le comportement des ondes basse fréquences qui se propagent dans un matériau poreux saturés par un gaz est décrit par la théorie du fluide équivalent. Le domaine basse fréquence est caractérisé par cinq paramètres physiques, la porosité ϕ , la perméabilité visqueuse k_0 pour les effets visqueux, le paramètre α_0 pour les effets inertiels et les paramètres k'_0 et α'_0 pour les effets thermiques. Aux très basses fréquences, la propagation n'est sensible qu'aux effets visqueux et ne dépend donc que de la perméabilité visqueuse k_0 (où bien la résistivité au passage de l'air σ) et de la porosité ϕ .

Chapitre III

Sensibilité des paramètres en basses fréquences sur les signaux transmis et réfléchis par le milieu bicouche.

III.1 Introduction

La propagation des ondes acoustique dans un milieu bicouche est une moyenne permettant d'accéder à plusieurs de ses caractéristiques. Certaines propriétés permettent d'étudier le comportement acoustique d'un milieu poreux, à savoir la réflexion, la réfraction, l'absorption et la transmission des ondes. Le milieu poreux est caractérisé par plusieurs paramètres acoustiques qui ont des influences sur les ondes réfléchies et transmises à travers ces milieux. En basse fréquences, la modélisation acoustique des milieux poreux s'appuie sur des paramètres physiques différents à ceux donnés en haute fréquence, en plus de la porosité α et de la perméabilité visqueuse k_0 , le milieu est aussi caractérisé par son facteur d'inertie σ_0 et sa perméabilité et tortuosité thermiques k'_0 et τ_0 . Dans les très basses fréquences ($\omega \rightarrow 0$) la tortuosité dynamique $\tau(\omega)$ ne dépend que de la porosité α et de la résistivité au passage de l'air R_0 alors que la compressibilité dynamique $\beta(\omega)$ est constante ($\beta(\omega) = \beta_0$).

Dans ce chapitre, nous présentons l'évolution fréquentielle en régime de Darcy (très basses fréquences) des coefficients de réflexion et de transmission d'un milieu poreux bicouche, ainsi que l'effet de la variation de la porosité et de la résistivité au passage de l'air sur l'évolution de ces coefficients dans le contexte de la théorie du fluide équivalent.

III.2 Sensibilité des paramètres sur le signal réfléchi

En très basses fréquences, l'expression du coefficient de réflexion d'un milieu bicouche dépend de deux paramètres : La porosité (α_1 et α_2), et la résistivité (R_1 et R_2) de chaque couche (les indices 1 et 2 désignent la première et la deuxième couche du milieu bicouche). Pour étudier leurs influences, on observe l'effet de la variation d'un paramètre, les autres étant fixés, sur le signal réfléchi donné par l'expression (2.35).

On a considéré une onde acoustique arrivant en incidence normale sur un matériau poreux bicouche (M) saturé d'air, d'épaisseur $L = L_1 + L_2 = 25\text{mm}$ avec $L_1 = 10\text{mm}$ et $L_2 = 15\text{mm}$. Les paramètres physiques décrivant chaque tranche du milieu poreux bicouche sont : la porosité de chaque tranche, $\alpha_1 = 0.95$, $\alpha_2 = 0.9$ et les résistivités $R_1 = 6000 \text{ Nm}^{-4}\text{s}^{-1}$ et $R_2 = 10000 \text{ Nm}^{-4}\text{s}^{-1}$.

Les figures (III.1) – (III.2) montrent, respectivement, la variation de la partie réelle et imaginaire ainsi que le module des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence. A noter que le choix du domaine fréquentiel (1Hz-10KHz) est en relation

avec la bande acoustique des ondes audibles qui sont des ondes basses fréquences. Selon la figure (III.1) nous constatons une augmentation d'amplitude du module de coefficient de réflexion du milieu bicouche dans la gamme des très basses fréquences [1-2000] Hz, puis cette amplitude devient stable pour des fréquences plus élevées. Par contre, et d'après la figure (III.2), on remarque une diminution de l'amplitude du coefficient de transmission en fonction de la fréquence. Ceci explique le fait qu'aux très basses fréquences une partie importante de l'onde a pénétré à l'intérieur du milieu. On remarque aussi que la profondeur de la pénétration diminue avec la fréquence.

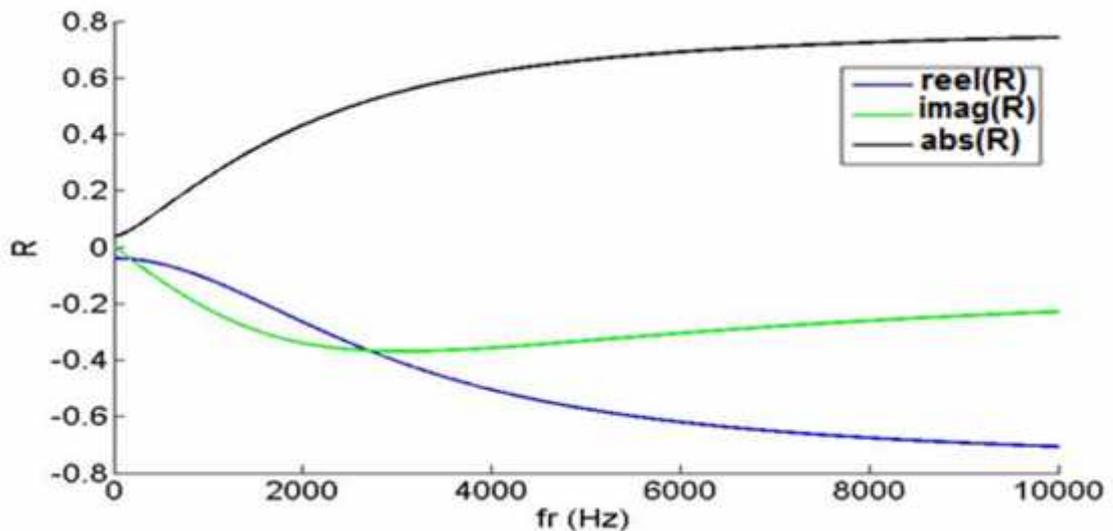


Fig. III.1 – Variation de la partie réelle (en bleu), imaginaire (en vert) et le module (en noir) du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence.

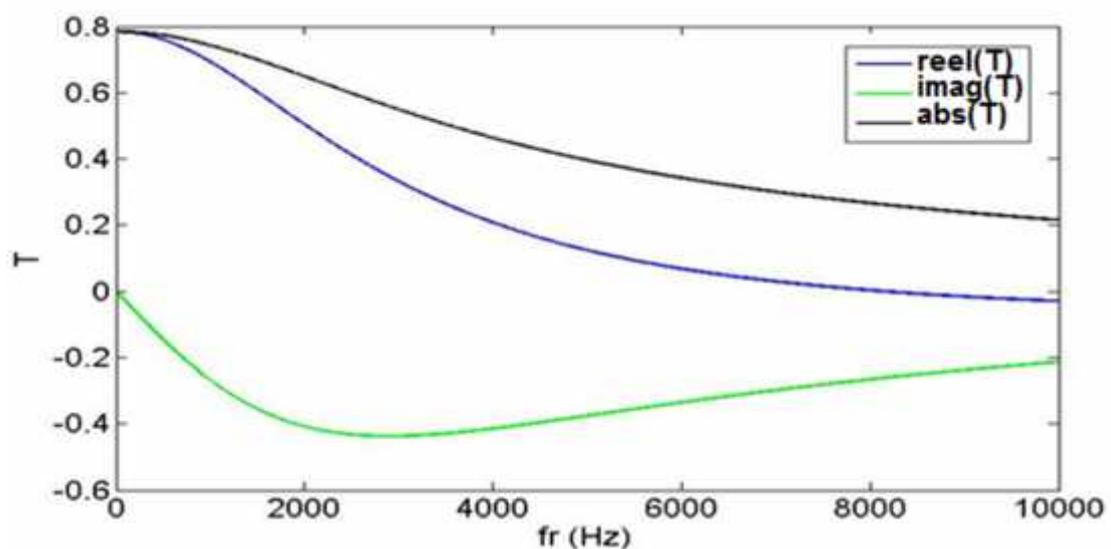


Fig. III.2 – Variation de la partie réelle (en bleu), imaginaire (en vert) et le module (en noir) du coefficient de transmission en fonction de la fréquence.

Le tableau suivant (Tab III.1) présente la variation relative du coefficient de réflexion et de transmission correspondant à une variation de $\pm 5\%$ de la porosité et de la résistivité de chaque tranche de milieu bicouche et pour différentes fréquences (30Hz-100Hz-300Hz et 10KHz).

Fréquence	30Hz		100Hz		300Hz		1000Hz	
	$\frac{\Delta R}{R}\%$	$\frac{\Delta T}{T}\%$						
$\frac{\Delta \phi_1}{\phi_1} = 5\%$	-49.32	0.50	-38.23	0.50	-14.06	-0.01	-3.35	0.69
$\frac{\Delta \phi_1}{\phi_1} = -5\%$	2.53	-0.24	1.87	-0.24	0.63	-0.54	0.16	-0.34
$\frac{\Delta \phi_2}{\phi_2} = 5\%$	48.33	-0.44	30.80	-0.44	6.02	-0.96	-1.47	1.2
$\frac{\Delta \phi_2}{\phi_2} = -5\%$	-2.52	0.24	-1.81	0.23	-0.45	-0.49	0.58	0.08
$\frac{\Delta \sigma_1}{\sigma_1} = 5\%$	57.09	-0.07	36.98	-0.07	10.31	-0.06	2.11	-0.10
$\frac{\Delta \sigma_1}{\sigma_1} = -5\%$	-3.00	0.05	-2.22	0.05	-0.71	-0.51	-1.3	0.07
$\frac{\Delta \sigma_2}{\sigma_2} = 5\%$	-35.84	1.02	-27.29	1.02	-9.08	0.51	-1.32	1.10
$\frac{\Delta \sigma_2}{\sigma_2} = -5\%$	1.85	-0.51	1.35	-0.51	0.41	-0.56	0.59	-0.55

Tab III.1 - Variation relative du coefficient de réflexion et de transmission correspondant à une variation de $\pm 5\%$ de porosité et de résistivité de chaque tranche du milieu bicouche.

III.2.1 - Influence de la porosité de la première tranche ϕ_1 sur le coefficient de réflexion et de transmission

La fig. (III.3) montre l'effet de la variation de porosité de la première tranche ϕ_1 sur l'amplitude du coefficient de réflexion, les autres paramètres sont maintenus fixe, à savoir : $\phi_2 = 0.90$, $\rho_1 = 6.000 \text{ Nm}^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $\rho_2 = 10.000 \text{ Nm}^{-4} \text{ s}^{-1}$. On fait varier la porosité de +5% puis de -5% de sa valeur initiale ($\phi_1 = 0.95$). D'après le tableau (III.1), et pour une fréquence de 30Hz, on observe une forte influence de la porosité sur le signal réfléchi lorsque la porosité augmente de +5%, le module du coefficient de réflexion démunie de -49% puis ,il augmente de 2.53% pour une variation de -5%. Alors pour les mêmes variations de la porosité ϕ_1 on constate, d'après le tableau Tab (III.1) et la Figure. (III.4) une faible sensibilité de ce paramètre sur le signal transmis ; pour une variation de +5% de la porosité le coefficient de transmission croit de 0.5% et pour une variation de -5% l'amplitude du coefficient de transmission décroît de -0.25%. On remarque aussi, d'après le tableau Tab. (III.1) que la sensibilité de ϕ_1 sur le signal réfléchi et le signale transmis décroît avec la fréquence.

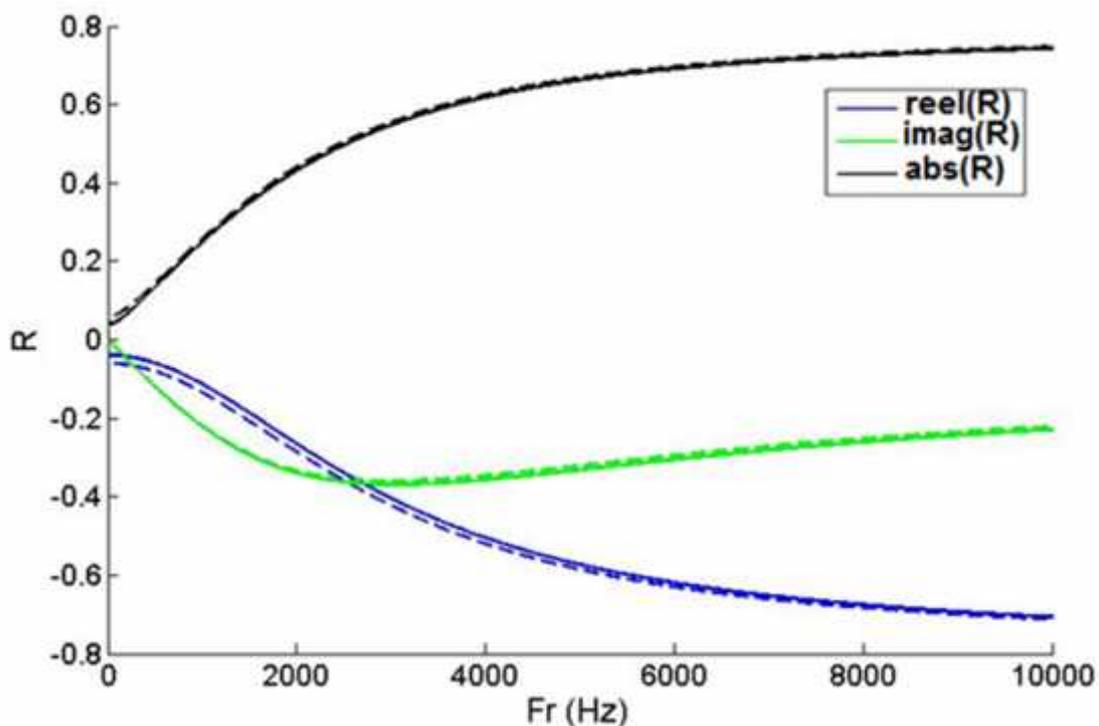


Fig. III.3 – Sensibilité de la porosité ϕ_1 de la première tranche sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de réflexion.

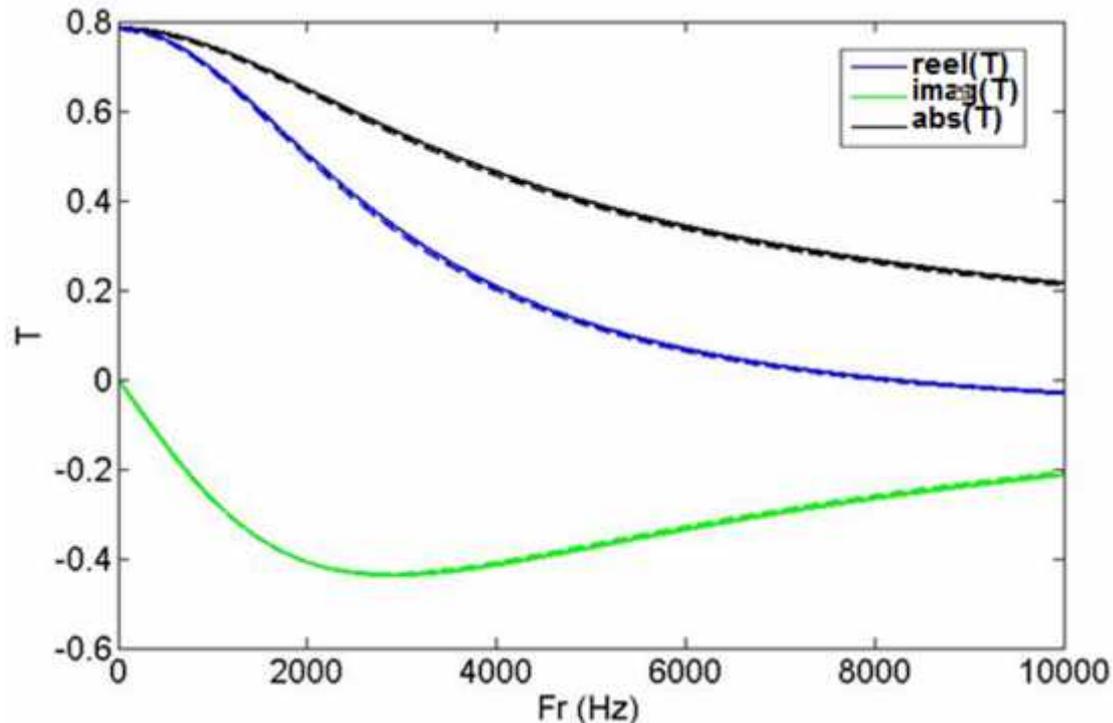


Fig. III.4 – Sensibilité de la porosité de la première tranche ϕ_1 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de transmission.

III.2.2 Influence de la porosité de la deuxième tranche ϕ_2 sur le coefficient de réflexion et de transmission

Pour étudier l'effet de la porosité ϕ_2 de la deuxième tranche du milieu bicouche sur les modules du coefficient de réflexion et de transmission, on fixe les paramètres ϕ_1 ($\phi_1 = 0.95$), σ_1 ($\sigma_1 = 6000 \text{ Nm}^{-4}\text{s}^{-1}$) et σ_2 ($\sigma_2 = 10000 \text{ Nm}^{-4}\text{s}^{-1}$) et on fait varier la porosité ϕ_2 de +5% puis de -5% de sa valeur initiale ($\phi_2 = 0.9$). D'après la figure (III.5) et le tableau (III.1) on constate que la porosité ϕ_2 joue le rôle inverse de la porosité ϕ_1 . Aux très basses fréquences ($Fr = 30 \text{ Hz}$), le module de coefficient de réflexion augmente de 48.33% et diminue de -2.52% pour une variation de +5% et -5% respectivement de ce paramètre. D'autre part, la sensibilité de ϕ_2 est très faible sur le signal transmis; pour une variation de +5% de ϕ_2 le module de coefficient de transmission décroît seulement de -0.24%, et pour une variation de -5% l'amplitude a diminué de -0.44% d'où la faible sensibilité de ϕ_2 sur le signal transmis.

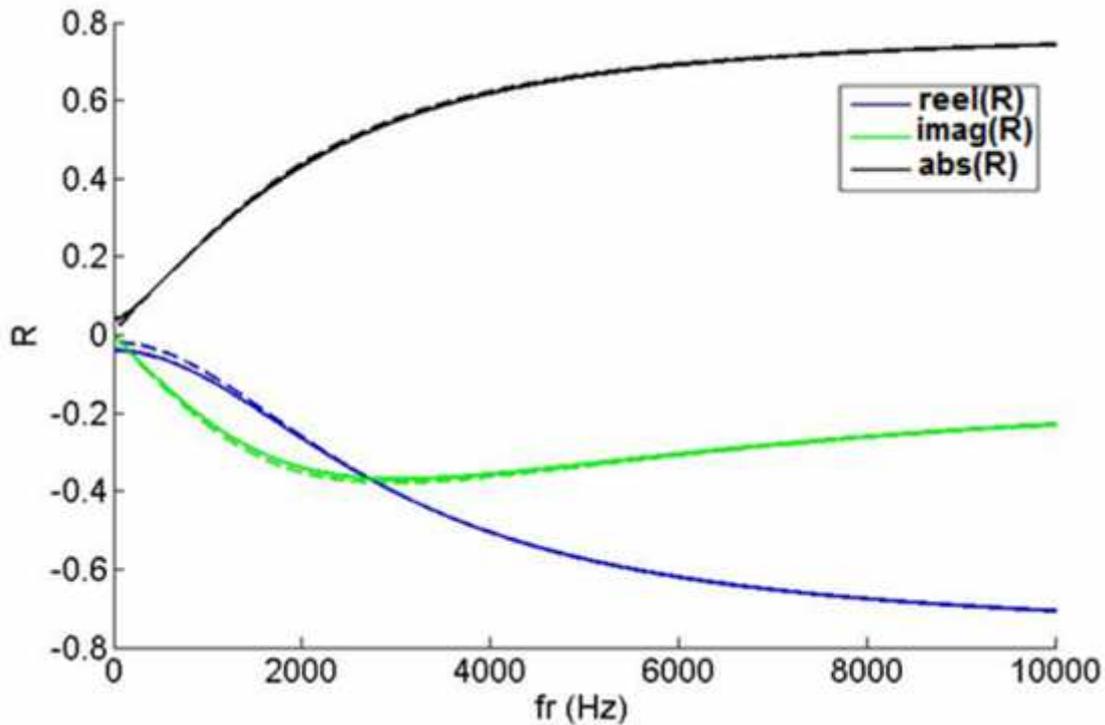


Fig. III.5 – Sensibilité de la porosité de la deuxième tranche α_2 sur la partie réelle (en bleue), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de réflexion.

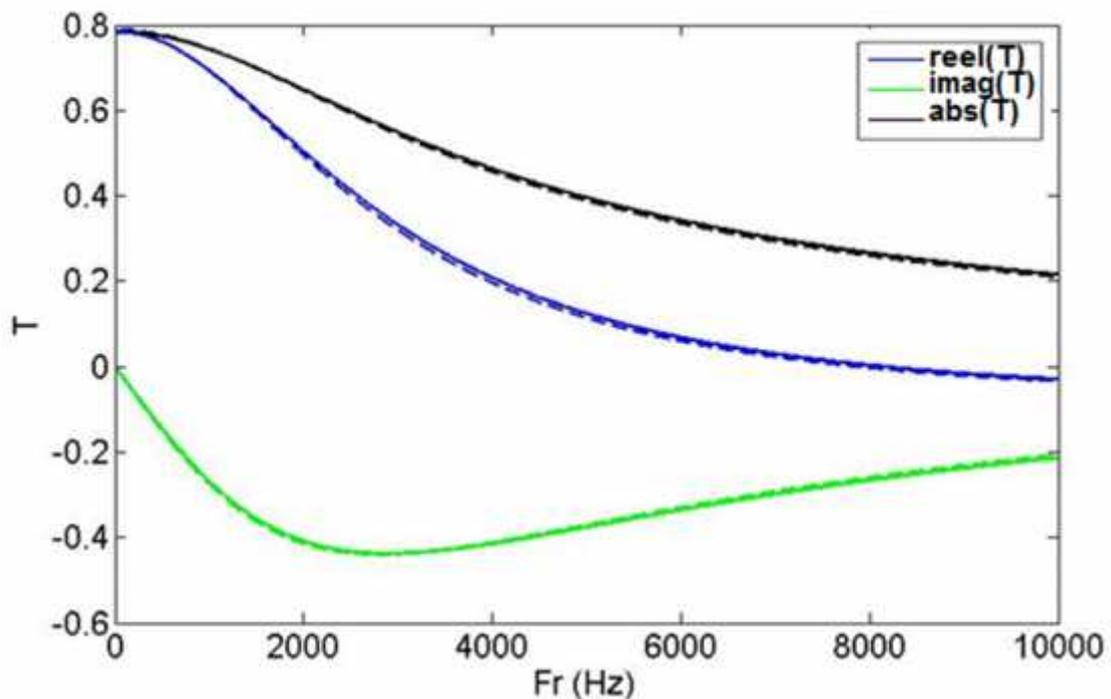


Fig. III.6 – Sensibilité de la porosité de la deuxième tranche α_2 sur la partie réelle (en bleue), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de transmission.

III.2.3 - Influence de la résistivité de la première tranche σ_1 sur le coefficient de réflexion et de transmission

La résistivité au passage de l'air signifie le retard de friction d'un écoulement quasi statique (vagues acoustiques dans l'air au repos) à travers les pores, il traduit aussi la chute de pression nécessaire pour forcer un écoulement de l'unité à travers le matériau. Ce paramètre joue un rôle important à la description des milieux poreux en basse fréquences. Pour une fréquence d'excitation de 30 Hz, une variation de +5% et -5% de la résistivité au passage de l'air σ_1 de la première tranche du milieu bicouche entraîne respectivement une augmentation de 57.09% et une atténuation de -3.00% de l'amplitude de coefficient de réflexion (Tab. (III.1)). Pour une même variation de +5% et de -5% de la résistivité au passage de l'air σ_1 , l'amplitude du coefficient de transmission varie -0.07% et 0.05%. On conclue que la résistivité au passage de l'air σ_1 de la première tranche du milieu bicouche a une forte influence sur le coefficient de réflexion alors que sa sensibilité est très faible sur le signal transmis (Fig. (III.8)).

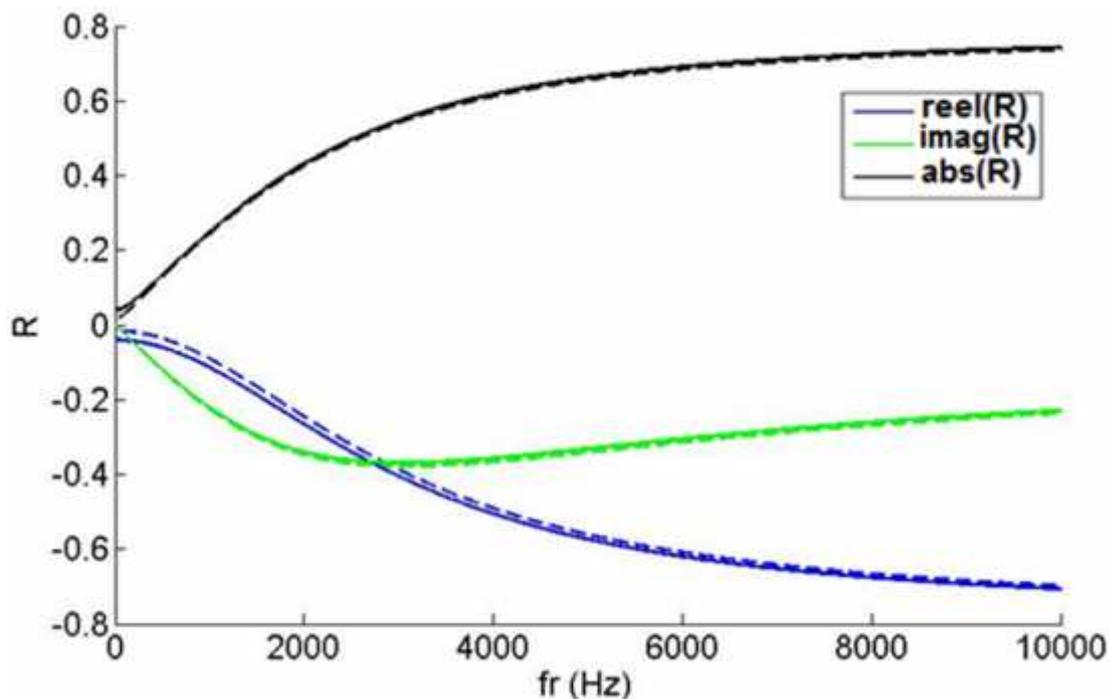


Fig. III.7 – Sensibilité de la résistivité de la première tranche σ_1 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de réflexion.

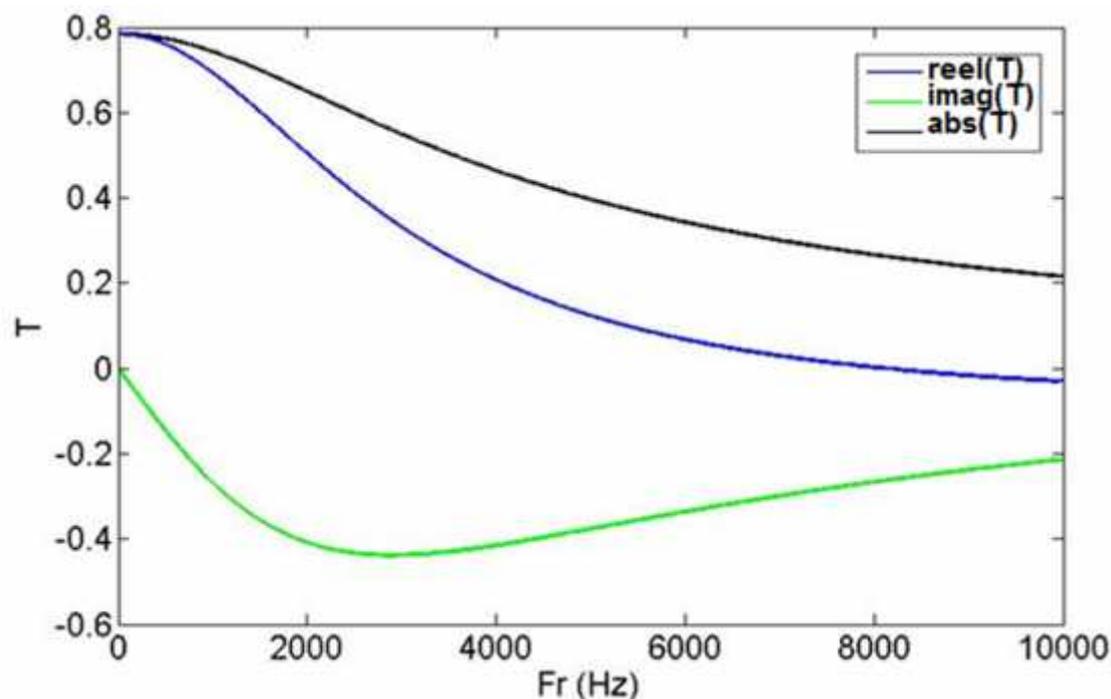


Fig. III.8 – Sensibilité de la résistivité de la première tranche σ_1 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de transmission.

III.2.4 - Influence de la résistivité de la deuxième tranche σ_2 sur le coefficient de réflexion et de transmission

Le dernier paramètre à étudier son effet sur les signaux transmis et réfléchi est la résistivité au passage de l'air σ_2 de la deuxième tranche du milieu bicouche. Les figures (III.9) et (III.10) montrent la sensibilité du coefficient de réflexion et de transmission pour une variation de +5% et -5% de σ_2 sur les modules de coefficients de réflexion et de transmission. D'après le tableau (III.1), et pour une impulsion de 30 Hz, la sensibilité de ce paramètre est importante sur le signal réfléchi (moins important que σ_1), alors que son effet est négligeable sur le signal transmis mais plus important que l'effet de σ_1 sur le signal transmis.

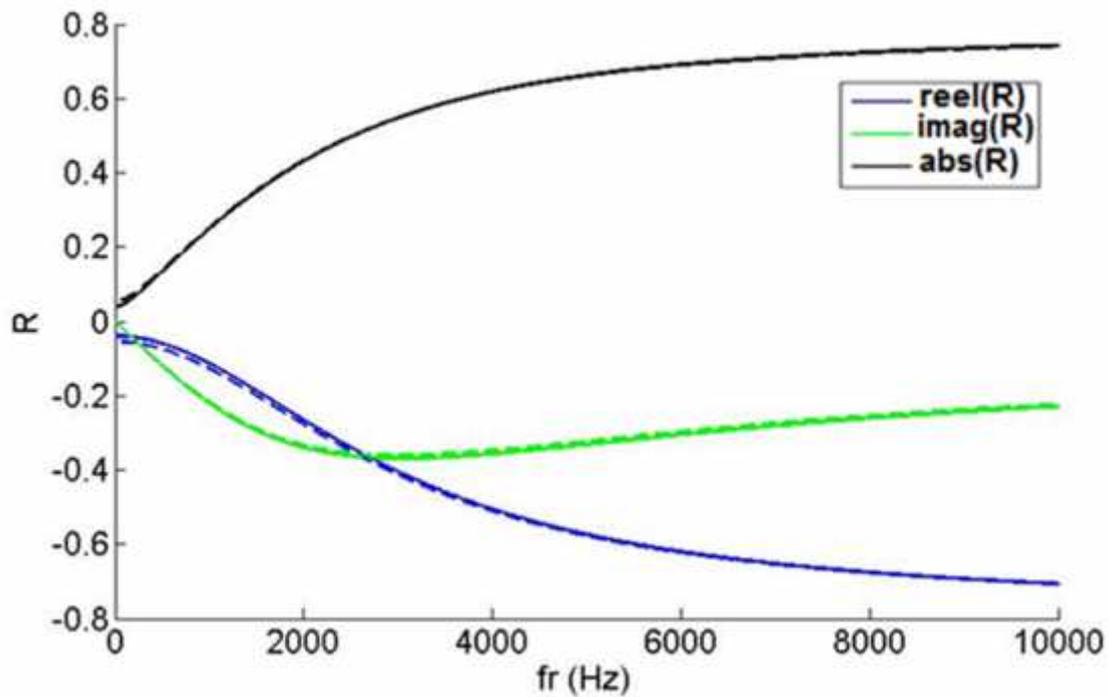


Fig. III.9 – Sensibilité de la résistivité de la deuxième tranche σ_2 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de réflexion.

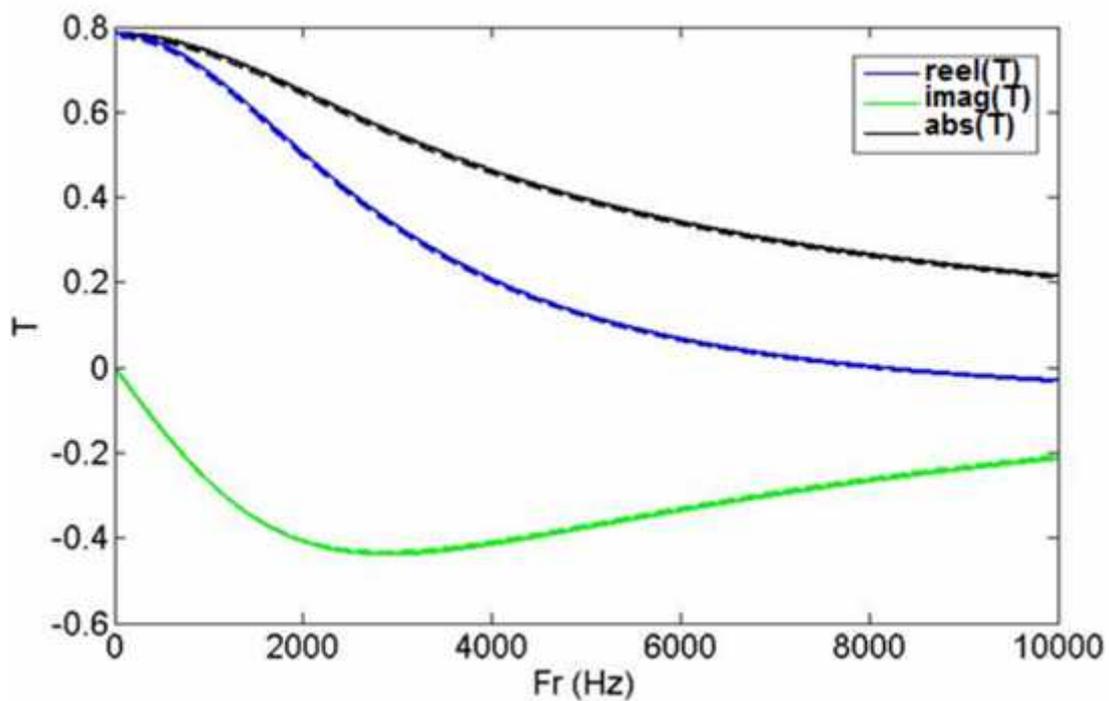


Fig. III.10 – Sensibilité de la résistivité de la deuxième tranche σ_2 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de transmission.

III.3. Conclusion

Selon cette étude de sensibilité, On conclut que les quatre paramètres σ_1 , σ_2 , ϕ_1 , ϕ_2 ont des influences importantes sur le signal réfléchi et que la résistivité au passage de l'air σ_1 de la première tranche du milieu bicouche a un effet plus important sur le signal réfléchi que les autres paramètres. Par contre, l'influence de ces quatre paramètres est faible sur le signal transmis. On note également que les paramètres ϕ_2 et σ_2 de la deuxième tranche du milieu bicouche ont des effets inverses sur les signaux réfléchis et transmis que les paramètres ϕ_1 et σ_1 de la première tranche.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objectif de ce travail est l'étude de la sensibilité des paramètres acoustiques décrivant le milieu poreux bicouche à structure rigide saturé par l'air dans le régime des basses fréquences. Le modèle de fluide équivalent, qui est un cas particulier du modèle de Biot, est considéré, dont lequel l'onde acoustique se propage uniquement dans le fluide saturant le milieu. Les interactions visqueux-inertiels qui se produisent à l'intérieur du milieu sont pris en compte dans les deux approches asymptotiques ; la tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$ donnée par Johnson et al. Et la compressibilité dynamique $\beta(\omega)$ donnée par Allard. En régime de Darcy (régime très basses fréquences) la susceptibilité dynamique $\alpha(\omega)$ ne dépend que de la porosité et de la résistivité au passage de l'air alors que la susceptibilité thermique $\beta(\omega)$ est constante. Ces paramètres sont essentiels pour décrire la propagation des ondes acoustique dans un milieu poreux en régime des basses fréquences.

Des expressions analytiques des coefficients de réflexion et de transmission pour des milieux poreux monocouche et bicouche ont été établies dans le domaine fréquentiel, l'étude analytique a été effectuée dans le cadre de la théorie du fluide équivalent, les expressions élaborées des coefficients de réflexion et de transmission d'un milieu bicouche dépendent de la porosité et de la résistivité au passage de l'air permettant ainsi l'étude de l'influence des ces paramètres physiques sur le comportement des ondes acoustique réfléchies et transmises par le matériau poreux. D'après cette étude, la porosité et la résistivité de chaque tranche du milieu bicouche jouent un rôle important sur le coefficient de réflexion, alors que les influences de ces deux paramètres est très faible sur le coefficient de transmission.

L'étude de la sensibilité proposée dans ce travail présente un point de vue important sur l'effet de la porosité et de la résistivité au passage de l'air sur les coefficients de réflexion et de transmission d'un milieu bicouche dans le régime de très basses fréquences et nous facilitera l'estimation de ces deux paramètres dans le cas de l'étude de problème inverse.

) Perspective

Notre objective dans les travaux futures est d'étudier le problème inverse pour estimer ces paramètres physiques: $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ d'un milieu bicouche en minimisant l'écart entre les signaux réfléchis simulés et expérimentaux.

Références Bibliographiques

- [1] **Biot M. A.** “*The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. Higher frequency range.*” J. Acoust. Soc. Am, 28 : 179, (1956).
- [2] **Biot M. A.** “*The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, low frequency range.*” J. Acoust. Soc. Am, 28 : 168, (1956).
- [3] **Johnson D.L., Koplik D. and Daschen R.** "*Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media.*" J. Fluid. Mech. 176 : 379, (1987).
- [4] **Allard J. F. and Champoux Y.**"*New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials*", J. Acoust. Soc. Am. 91 : 3346, (1992).
- [5] **Sadouki. M.**“ *Modélisation théorique de la propagation acoustique dans un milieu poreux inhomogène*” Ph. D. Thesis, May 10th, 2014, Université des sciences et de la technologie ‘ Houari Boumediène’, Algiers, Algeria
- [6] **Sebaa.N.**" *Propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux saturés :Application du modèle de Biot à détermination des paramètres de mousse plastiques et de l'os trabéculaire*", Thèse Doctorat, Université Maine de France, (2006).
- [7] **Sylvain. B.** " *Contribution à la caractérisation des milieux poreux par des méthodes acoustiques : estimation des paramètres physiques* ", Thèse de Doctorat, Université du Maine de France, (2004).
- [8] **Sadouki M., Fellah Z.E.A., Fellah M. ,Depollier C. .** “ *Reflected wave by the first interface of rigid porous medium at Darcy’s regime.*” J. Acoust. Soc. Am. 138, 1940 (2015).
- [9] **Sadouki M.**, “*Experimental characterization of rigid porous material via the first ultrasonic reflected waves at oblique incidence*” J. Applied Acoustics 133, 64-72 (2018)
- [10] **Fersi A.** “*Modélisation théorique de la propagation acoustique dans les milieux poreux à structure rigide*” Mémoire de fin d’étude, Master physique théorique, Université Djilali Bounaama, Khemis Miliana juin (2016);
- [11] **Sadouki M. Fersi A.** “*Ultrasonic method for Measuring transport parameters using only the reflected waves at the first interface of porous materials having a rigid frame.*” Inter.noise HAMBURG (2016).

- [12] **Berbiche A, Sadouki M, Fellah Z, Ogam E, Fellah M, Mitri F, et al.** “*Experimental determination of the viscous flow permeability of porous materials by measuring reflected low frequency acoustic waves*”. *Journal of Applied Physics* 2016; 119(1). 014906.
- [13] **Fellah ZEA, Sadouki M, Fellah M, Mitri F. G, Ogam E, Depollier C.** “*Simultaneous determination of porosity, tortuosity, viscous and thermal characteristic lengths of rigid porous materials*” *J. Appl. Phys*, 114, 204902 (2013).
- [14] **Sadouki M., Fellah M., Fellah ZEA., Ogam E., Sebaa N., Mitri F.G, Depollier C.,** “*Measuring static thermal permeability and inertial factor of rigid porous materials*” *J. Acoust. Soc. Am.* 130 (5) : 2627, (2011).
- [15] **Attenborough K .** “*Mercury porosimetry : State of the art*”. *Powder Technology*, 29 : 1, (1981).
- [16] **Champoux Y., Stinson M.R., and Daigle G. A.** “*Air-based system for the measurement of porosity.*” *J. Acoust. Soc. Am*, 89 : 910, (1990).
- [17] **Leonard R.W.** “*Simplified porosity measurements*”. *J. Acoust. Soc. Am*, 20(1) : 39, (1948).
- [18] **Zwikker. C and Kosten. CW.** “*Sound absorbing materials*”. Elsevier New-york, (1949).
- [19] **Champoux Y. and Allard J. F.** “*Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media.*” *J. Appl. Phys.* 70 : 1975, (1991).
- [20] **Lafarge. D.** “*Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un fluide viscothermique.*” Thèse Doctorat, Université du Maine, (1993).
- [21] **Johnson D.L.** “*Recent developments in the acoustic properties of porous media.*” *Proceedings of the International school of physics Enrico Fermi*, : 255, (1984).
- [22] **Johnson D.L. , Plona T.J. , Scala C., Pasierb F. , and Kojima H.** “*Tortuosity and acoustic slow waves*”. *Phys. Rev. Lett.*, 49 : 1840, (1982).
- [23] **Pride S.R., Morgan F.D., and Gangi A.F.** “*Drag forces of porous media acoustics.*” *J. Acoust. Soc. Am*, 47 : 4964, (1993).

- [24] **Brown R. ,Melon M., Montembault V., Castagnède. , Lauriks W. , and Leclaire P.**
"Evaluation of the viscous characteristic length of air-saturated porous materials from the ultrasonic dispersion curve". C. R. Acad. Sci. Paris, 322 SérieII : 122, (1996).
- [25] **Henry M. and Allard J. F.**“*Acoustical measurement of the trapping constant of foams with open cells,*” C. R. Acad. Sci. Paris 325 : 331, (1997).
- [26] **Sadouki M., Fellah Z.E.A., BerbicheA.and Fellah M., Mitri F.G., Ogam E., Depollier C.** “*Measuring static permeability of porous absorbing materials*” J. Acoust. Soc. Am. 135, 3163-3171 (2014)
- [27] **Sadouki M.,** “*Experimental measurement of the porosity and the viscous tortuosity of rigid porous material in low frequency*” Journal of Low Frequency Noise, Vibration and Active Control.1, 1-9 (2018)

Table de Figures

Fig.I.1	Schéma des différentes porosités.	5
Fig.I.2	Variation de norme et de direction de la vitesse d'un fluide inclus dans un pore.	6
Fig.I.3	Dispositif pour mesurer la résistivité au passage de l'air.	7
Fig.I.4	Schéma représentatif de ϵ' et ϵ'' .	8
Fig.II.1	Géométrie du problème en incidence normale.	20
Fig.II.2	Géométrie du problème d'un milieu bicouche en incidence normale.	23
Fig.III.1	Variation de la partie réelle (en bleu), imaginaire (en vert) et le module (en noir) du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence.	29
Fig.III.2	Variation de la partie réelle (en bleu), imaginaire (en vert) et le module (en noir) du coefficient de transmission en fonction de la fréquence.	29
Fig.III.3	Sensibilité de la porosité ϵ_1 de la première tranche sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de réflexion.	31
Fig.III.4	Sensibilité de la porosité de la première tranche ϵ_1 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de transmission.	32
Fig.III.5	Sensibilité de la porosité de la deuxième tranche ϵ_2 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de réflexion.	33
Fig.III.6	Sensibilité de la porosité de la deuxième tranche ϵ_2 sur la partie réelle (en bleue), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noire) du coefficient de transmission.	33
Fig.III.7	Sensibilité de la résistivité de la première tranche ρ_1 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de réflexion.	34
Fig.III.8	Sensibilité de la résistivité de la première tranche ρ_1 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de transmission.	35

Fig.III.9 *Sensibilité de la résistivité de la deuxième tranche ρ_2 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de réflexion.* 36

Fig.III.10 *Sensibilité de la résistivité de la deuxième tranche ρ_2 sur la partie réelle (en bleu), la partie imaginaire (en vert) et sur le module (en noir) du coefficient de transmission.* 36

Table de tableaux

<i>Tab .III.1</i>	<i>Variation relative du coefficient de réflexion et de transmission correspondant à une variation de $\pm 5\%$ de porosité et de résistivité de chaque tranche du milieu bicouche.</i>	30
-------------------	--	----