

République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
جامعة الجيلالي 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

Thème :

Mesure à basse fréquence de l'épaisseur et de la perméabilité visqueuse d'un matériau poreux rigide via les ondes transmises.

Devant le jury composé de :

- S. Zaoui.....Examinatrice
- H. Ouladarab.....Examinatrice
- M. SadoukiEncadreur

Présenté par :

Melle... AIT KAID Nassima

Melle... HASSINE Hanane

Année universitaire : 2019 / 2020

Dédicaces

*Avec l'Aide de Dieu, Le Tout-Puissant qui m'a donné le courage et la volonté
d'accomplir ce modeste travail que je dédie :*

*À mes chers parents Belkacem et Zoubida en reconnaissance de leurs sacrifices, de leur
éducation, de leurs encouragements et de leurs soutiens lors de la préparation de cette
thèse.*

*À mon très cher frère, Tarik et à mes chères sœurs Tiziri, Yassamine et Lamia pour
m'avoir soutenu et encouragé tout au long de l'élaboration de cette thèse.*

*À mes grands-parents maternels et paternels pour m'avoir soutenu et de m'avoir
souhaité du succès.*

À mes chers cousins Ghiless et Youcef

À ma chère cousine Djahida

À toute ma famille.

À ma chère partenaire Hanane

*À mes chères amies Wissam, Kalthoum, Sarah, Fairouz, Ibtisam, Asmaa, Zineb,
Naziha, Ikram Amira, Ilham et Khadidja qui continuent de me soutenir dans les
moments les plus difficiles et me souhaitent à chaque fois du succès encensements*

À ma promotion Master Physique théorique 2019-2020.

À toutes les personnes qui ont marqué leur présence dans ma vie.



Dédicaces

Avec l'aide de Dieu, j'ai pu réaliser ce modeste travail que je dédie:

À mes chers parents Djilali et Rokaia en reconnaissance de leurs sacrifices, de leur éducation, de leurs encouragements et de leurs encensements.

À mes très chers frère et sœur, Djamel et Luiza, pour m'avoir soutenu et encouragé tout au long de l'élaboration de ce mémoire

À mes chers oncles, tante et cousins.

À mes chères amies, mon duo Nassima et yasmine, Najat, Asmaa, Wissame et Zinab, qui continuent de me soutenir dans les moments les plus difficiles et de me souhaiter à chaque fois plein succès.

Et à tous mes camarades de ma promotion.



Hanane

Remerciements

Tout d'abord, nous tenons à remercier Dieu de nous avoir donné la santé, le courage, la patience, les moyens et le pouvoir de préparer ce modeste travail.

Nous sommes particulièrement reconnaissants à Mr. SADOUK Mustapha, notre Encadreur pour son extrême amabilité qui lui a fait accepter avec spontanéité la direction de ce travail. Il n'a jamais ménagé ni son temps, ni ses efforts —en dépit de la pandémie— pour l'enrichir de ses vastes connaissances. Tout au long de sa collaboration, nous avons apprécié ses rigueurs scientifiques et ses qualités humaines. Pour tous renseignements, sa cordialité et l'accueil simple et aimable qu'il nous a toujours réservé nous ont profondément touchés. C'est le moment pour nous de lui exprimer notre profonde gratitude et notre respectueuse amitié, ses précieux conseils, pour sa disponibilité et pour son soutien indéfectible.

Nous remercions également les membres du jury, l'enseignante S. Zaoui et l'enseignante H. Ouladarab, d'avoir accepté de juger ce mémoire.

Nous souhaitons également exprimer nos remerciements:

À tous les Professeurs de l'Université de Khemis Miliana, en particulier ceux du Département des Sciences de la Matière, à leur tête le Chef de Département.

Nos remerciements vont en particulier à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail.

Enfin, nous remercions les amis et étudiants du département pour leur soutien moral.

ملخص

في هذا العمل ، تم اقتراح عملية توصيف صوتي لقياس مقاومة مرور الهواء للمواد المسامية ذات الهيكل الصلب عبر الموجات الصوتية بتردد منخفض جداً. تعتبر نظرية السوائل المكافئة. تم إنشاء تعبيرين معامل الإرسال في نظام دارسي. الأول يعتمد على التردد ، المسامية ومقاومة تدفق الهواء ، والثاني مستقل عن التردد ويعتمد فقط على مقاومة تدفق الهواء. يتم حل المشكلة العكسية في مجال التردد. تحدد القيم المقلوقة لمقاومة تدفق الهواء باستخدام تعبيرين التردد لمعاملات الإرسال. يتم إجراء الاختبارات باستخدام عينتين صناعيتين من الرغوة المستخدمة بشكل متكرر في العزل الحراري والصوتي. تمت مناقشة مصداقية النتائج التي تم الحصول عليها ومقارنتها مع تلك المقدمة بالطرق التقليدية.

الكلمات المفتاحية: التوصيف الصوتي ، المواد المسامية ، مقاومة تدفق الهواء ، نظرية السوائل المكافئة ، نظام دارسي

Abstract

In this work, an acoustic characterization process is proposed to measure the flow resistivity of porous materials with rigid frame via transmitted waves at very low frequency. The equivalent fluids theory is considered. Two expressions of the transmission coefficient have been established in the Darcy regime. The first depends on the frequency, porosity and air flow resistivity, while the second is frequency independent and depends only on the air flow resistivity. The inverse problem is solved in the frequency domain. The inverted values of the air flow resistivity are determined using the two low-frequency expressions of the transmission coefficients. The tests are carried out using two industrial samples of plastic foam frequently used in thermal and sound insulation. The reliability of the results obtained is discussed and compared with those given by conventional methods.

Keywords: Acoustic characterization, porous materials, air flow resistivity, equivalent fluid theory, Darcy's regime.

Résumé

Dans ce travail, un procédé de caractérisation acoustique est proposé pour mesurer la résistivité au passage de l'air des matériaux poreux à structure rigide via des ondes transmises à très basse fréquence. La théorie des fluides équivalents est considérée. Deux expressions du coefficient de transmission ont été établies dans le régime de Darcy. La première dépend de la fréquence, de la porosité et de la résistivité au passage de l'air, tandis que la seconde est indépendante de la fréquence et ne dépend que de la résistivité au passage de l'air. Le problème inverse est résolu dans le domaine fréquentiel. Les valeurs inversées de la résistivité au passage de l'air sont déterminées en utilisant les deux expressions à basse fréquence des coefficients de transmission. Les tests sont effectués en utilisant deux échantillons industriels de mousse plastique fréquemment utilisés dans l'isolation thermique et phonique. La fiabilité des résultats obtenus est discutée et comparée à celles données par des méthodes conventionnelles.

Mots clé: Caractérisation acoustique, matériaux poreux , résistivité au passage de l'air, théorie de fluide équivalent, régime de Darcy

Table des Matières

Introduction générale	04
-----------------------------	----

Chapitre 1 Description d'un milieu poreux

1. Introduction	07
2. Les pores	08
2.1. Les types des pores	08
3. Hypothèses sur le milieu poreux.....	09
3.1. Continuité des phases	09
3.2. Homogénéité	09
3.3. Grande longueur d'onde	09
3.4. Isotropie	09
3.5. Structure rigide	09
4. Les Paramètres décrivant le milieu poreux	09
4.1. Porosité ϕ	10
4.2. Tortuosité.....	11
a. Tortuosité haute fréquence α_{∞}	11
b. Tortuosité basse fréquence	12
b.1. Facteur d'inertie α_0	12
b.2. Tortuosité thermique α_0'	12
4.3. Résistivité au passage du fluide σ	12
4.4. Perméabilité visqueuse k_0	13
4.5. Perméabilité thermique k'_0	14

4.6. Longueur caractéristique visqueuse Λ	14
4.7. Longueur caractéristique thermique Λ'	15
5. Méthodes de mesure des paramètres d'un matériau poreux	15
5.1. Mesure de la porosité	15
5.2. Mesure de la tortuosité	16
5.3. Mesure de la résistivité	16
5.4. Mesure de Λ et Λ'	17
6. Théorie du fluide équivalent	17
6.1. Susceptibilités dynamiques $\alpha(\omega)$ et thermique $\beta(\omega)$	19
6.2. Les modèles de Susceptibilités dynamiques $\alpha(\omega)$ et thermique $\beta(\omega)$	20
6.3. Modélisation des effets inertiels et visqueux (La tortuosité dynamique)	20
a. Modèle de Johnson	20
b. Modèle de Pride et al	21
6.4. Modélisation des phénomènes thermiques (compressibilité thermique)	22
a. Modèle de Champoux et Allard.....	22
b. Modèle de Lafarge	22
7. Théorie de Biot	23
7.1. Equation de Biot	24
Conclusion	25

Chapitre 2

Théorie du fluide équivalent

1. Introduction	27
2. Lois fondamentales de l'acoustique	27
3. Source sonore	28
4. La vitesse du son dans différents milieux.....	28

5. Propagation d'onde sonore dans un milieu poreux - Réflexion et réfraction	29
6. Méthode acoustique de caractérisation des milieux poreux – Méthode indirect.....	29
a. Problème direct.....	30
b. Problème inverse	30
7. L'optimisation	30
7.1. Méthode des moindres carrés et la fonction de minimisation fminsearch	30
7.2. Description de la fonction Fminsearch de Matlab.....	31
8. Réflexion et transmission d'une onde à travers une couche de matériau poreux	31
8.1. Monocouche en incidence normale.....	31
8.2. Monocouche en incidence oblique	34
8.2.1. Cas d'un milieu fini	34
a. Régime très basses fréquences (TBF)	36
8.2.2. Cas d'un milieu semi-infini.....	38
a. L'expression du coefficient de réflexion d'un milieu semi-infini à haute fréquence R_{SI}^{HF}	38
b. L'expression du coefficient de réflexion d'un milieu semi-infini aux basses fréquences R_{SI}^{BF}	39
Conclusion	40

Chapitre 3 Détermination de la résistivité au passage de l'air d'un milieu poreux rigide via les ondes transmises aux très basses fréquences.

1. Introduction.....	42
2. Etude de la sensibilité.....	43
2.1. Etude la sensibilité de la porosité et de la résistivité sur les ondes transmises simulées données par l'expression T_1^{TBF} du coefficient de transmission.....	43
2.1.1 L'effet de la résistivité au passage de l'air.....	44
2.1.2 L'effet de la porosité.....	45

2.2. Etude la sensibilité de la résistivité au passage de l'air sur les ondes transmises simulées données par l'expression T_2^{TBF} du coefficient de transmission.....	48
2.2.1 L'effet de la résistivité au passage de l'air	48
Conclusion	50
3. Inversion sur des données expérimentales.....	50
3.1. Détermination de la résistivité σ de deux mousses en plastiques (M1) et(M2).....	51
Conclusion... ..	56
Conclusion générale	57
Bibliographies	59
Liste des symboles	62
Liste des figures	63

Introduction générale

Introduction générale :

La caractérisation acoustique des matériaux poreux saturés d'air tels que les mousses plastiques, les fibres ou les matériaux granulaires présente un grand intérêt pour une large gamme d'applications industrielles. Ces matériaux sont fréquemment utilisés dans les industries automobile, aéronautique et du bâtiment. La propagation acoustique dans ces matériaux est décrite par les interactions inertielles, visqueuses et thermiques entre le fluide et la structure. Les paramètres décrivant le milieu poreux à haute fréquence sont différents de ceux intervenant à basse fréquence. Dans le régime de Darcy (approximation à très basse fréquence) et selon le modèle de Johnson-Champoux-Allard (JCA) [1-4,12,13], les interactions visqueuses-inertielles ne sont décrites que par la perméabilité visqueuse (ou la résistivité au passage de l'air) et la porosité. La détermination de ces paramètres est cruciale pour prédire l'amortissement du son dans ces matériaux en régime très basse fréquence.

L'objectif de ce travail est de proposer une méthode acoustique de la caractérisation des milieux poreux via les ondes transmises en très basses fréquences.

Ce mémoire est organisé comme suit: Le chapitre 1 présente les différents paramètres acoustiques caractérisant le milieu poreux, les hypothèses et les deux modèles qui décrivent le comportement des ondes acoustiques dans un milieu poreux, qui sont la théorie de fluide équivalent [1-4,12,13,18-21] et la théorie de Biot [8.9,28,29].

Le chapitre 2 est réservé à la résolution du problème direct. Le milieu poreux saturé d'air à structure rigide est excité par une onde acoustique d'amplitude unitaire en incidence normale et oblique. Des expressions simplifiées des coefficients de transmission ont été établies dans le régime fréquentiel très basse fréquence.

La première partie du chapitre 3 est consacrée à l'étude de la sensibilité des paramètres acoustiques à très basse fréquence en montrant leurs influences sur les ondes transmises à travers le milieu poreux, en régime fréquentiel comme en régime temporel. Dans la deuxième partie, une méthode acoustique basée sur la résolution du problème inverse est proposée pour estimer la résistivité au passage de l'air de

deux échantillons de mousses plastiques. Les résultats obtenus sont discutés et comparés à ceux donnés par les méthodes conventionnelles.

Chapitre 1

Description d'un milieu poreux

1. Introduction :

Les matériaux poreux sont des milieux constitués d'un squelette comportant des pores remplis du fluide environnant (air pour l'acoustique, eau en géologie, etc.). Ces matériaux sont constitués à l'échelle microscopique d'une partie solide (squelette) et d'une partie vide (appelée pore) dans lesquelles circule un fluide (Fig.1.1). Parmi les matériaux poreux on cite les mousses, les laines de verre, les roches poreuses ...

La figure 1.2 montre la structure interne de certains matériaux poreux à l'échelle microscopique. À l'échelle macroscopique, nous modélisons ces milieux par un milieu continu caractérisé par des paramètres physiques et mécaniques tels que la porosité, la tortuosité, la résistivité, la longueur caractéristique visqueuse et thermique [1-7, 10-23, 26-35], les modules d'élasticité de Young et de Poisson [8,9,25] etc....

Dans ce chapitre, nous accordons une attention particulière aux différents modèles et paramètres décrivant les matériaux poreux supposés vérifier un certain nombre d'hypothèses. Ces modèles sont décrits par deux théories; Théorie de Biot [8,9,25] dans le cas où la structure des matériaux poreux est flexible et théorie des fluides équivalente [1-7] dans le cas contraire. La théorie des fluides équivalents traite donc du cas de la structure rigide: nous ne considérons que les déplacements de la partie fluide du poreux, et la théorie de Biot [8,9,25] décrit les mouvements du fluide et du solide.

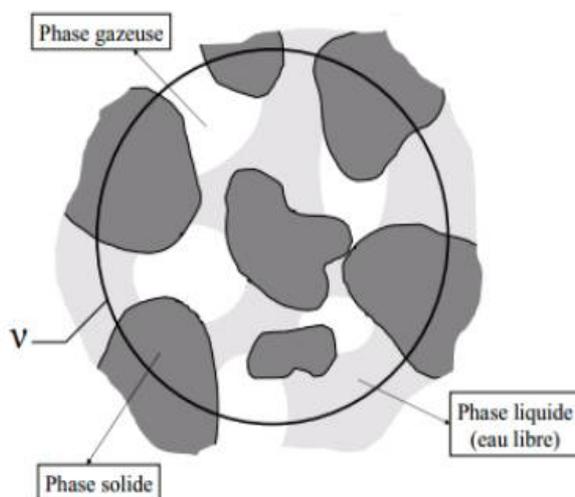


Fig.1.1 représentation d'un milieu poreux

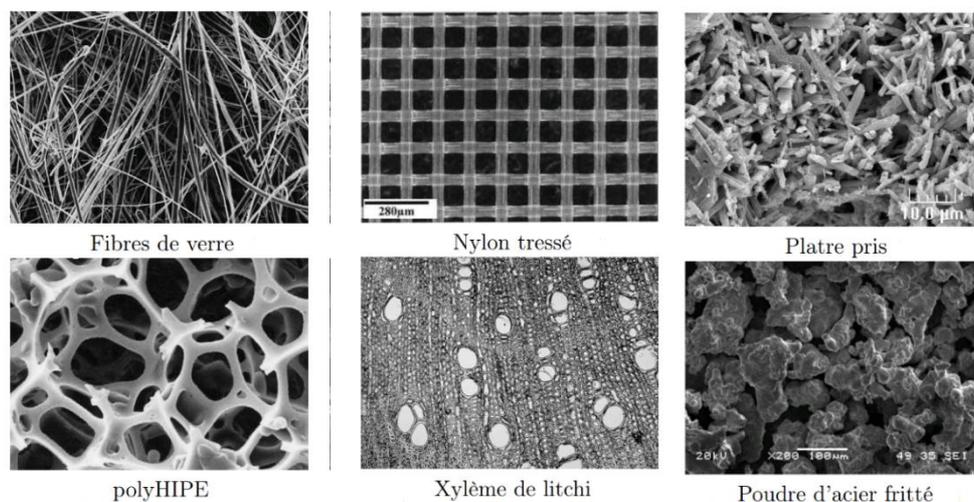


Fig1.2 Quelques milieux poreux

2. Les pores :

Sont des vides plus ou moins sphérique, il se représente sous forme de structure géométrique simple ou complexe de dimension irrégulières, distribués d'une façon désordonnées dans tout le milieu, qui peuvent communiquer entre eux et contenir une ou plusieurs phases fluides (gaz ou liquides).

2.1. Les types de pores :

- Pores cylindriques droits: ils ont été décrits par le model de Zwikker-kosten [37], ils se caractérisent par un seul paramètre qui est la résistivité au passage de l'air σ .
- Pores cylindrique obliques: ils ont été décrits par le model de Miki [2], ils se caractérisent par deux paramètre; la résistivité au passage de l'air σ et la limite haut fréquence de la tortuosité α_{∞} .
- Pores non uniformes: ils ont été décrits par le model de Johnson-champoux-Allard [3,18-21], ils se caractérisent par quatre paramètres qui sont : la porosité ϕ , la résistivité au passage de l'air σ , la limite haute fréquence de la tortuosité α_{∞} ainsi que les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique Λ et Λ' .
- Pores non uniformes avec étranglements : ils ont été décrits par le model de Johnson-Champoux-Allard-Pride-Lafarge-Allard[21,27] ils se caractérisent en plus des quatre paramètres $\phi, \sigma, \alpha_{\infty}, \Lambda, \Lambda'$, aussi au paramètre k'_0 ; la perméabilité thermique.

3. Hypothèses sur le milieu poreux:

3.1. Continuité des phases :

On suppose que les phases fluide et solide sont continuées, rendant les pores du milieu poreux connectés entre eux et à l'extérieur en négligeant les inclusions fermées à l'intérieur du milieu poreux.

3.2. Homogénéité :

Le volume du milieu poreux est considéré comme homogène dans lequel les paramètres décrivant ce milieu sont constants et ses propriétés restent les mêmes à différents endroits.

3.3. Grande longueur d'onde :

Pour appliquer les expériences mécaniques, nous supposons que la longueur d'onde de propagation dans le matériau poreux est grande par rapport à la taille du volume d'homogénéisation. Cette condition nous permet de négliger les effets de diffusion au sein du matériau.

3.4. Isotropie :

On suppose que le milieu poreux est isotrope lorsque les caractéristiques physiques sont constantes dans les trois directions de l'espace.

3.5. Structure rigide :

En supposant une structure trop lourde / ou rigide pour être mise en mouvement par les mouvements acoustiques des fluides, dans ce cas l'onde acoustique ne se propage que dans le fluide [21]

4. Les Paramètres décrivant le milieu poreux :

Il existe plusieurs paramètres décrivant le milieu poreux, ces paramètres se répartissent en deux catégories [1-4,21,28]: les paramètres basse fréquence et les paramètres haute fréquence. La porosité ϕ est un paramètre clé, sans dimension, intervient dans tout le régime fréquentiel. Ce paramètre ne dépend que de la forme du solide poreux, sa valeur varie de 0 (matériau solide non poreux) à 1 (fluide libre). Les effets inertiels [1-4,11-14,21] sont décrits par un paramètre appelé tortuosité, sa valeur la plus basse est 1, il traduit les effets sinueux des pores. A haute fréquence, en parlant de la limite haute fréquence de la tortuosité α_∞ [21], elle prend la valeur la plus basse 1 dans le cas d'un matériau poreux à pores droits et sa grande valeur peut atteindre 2 pour les matériaux les plus résistives. Aux basses fréquences, on parle de facteur d'inertie ou facteur de Norris α_0 [21,25] pour les effets visqueux et aussi de la

tortuosité thermique α'_0 [20,21] introduite par Lafarge pour les effets thermiques. Les pertes visco-thermiques sont décrites par les longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques Λ et Λ' aux hautes fréquences [20,21]. Aux basses fréquences, les effets visco-thermiques sont reflétés par les deux paramètres: perméabilité visqueuse k_0 et perméabilité thermique k'_0 [2,21].

4.1 Porosité ϕ :

La porosité est un paramètre géométrique qui représente le pourcentage de vide dans le milieu poreux, elle représente le rapport entre le volume des pores (le volume occupé par le fluide V_f) et le volume total occupé par le matériau V_t [21,28]

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

Le volume totale est donné par : $V_t = V_s + V_f$.

Avec V_s Le volume du squelette

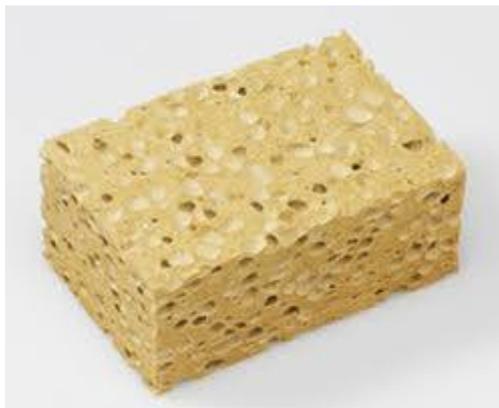


Fig1.3 La porosité

Il existe trois types de porosité (fig1.4):

- Porosité dite ouverte: lorsque tous les pores sont en contact avec l'extérieur.
- Porosité occluse: Lorsque le volume du fluide est fermé par le squelette, il est généralement négligeable.
- Il y a aussi la porosité piégée qui mesure les espaces semi-fermés où un fluide mouillant ne peut pas facilement pénétrer [28].

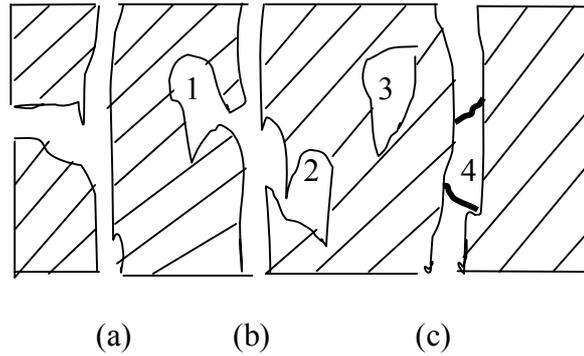


Fig.1.4 - Schéma des différentes porosités

a) Porosité connectée

b) Porosité piégés dans les bulles (1) et (2)

c) Porosité occluse :

- Dans une bulle fermée (3)
- Dans un pore obturé (4)

4.2. Tortuosité

La tortuosité [3,4,12,14,20,21] est une description de la géométrie des pores, elle traduit la nature sinueux du chemin emprunté par une particule fluide pour traverser le milieu poreux. La tortuosité est un paramètre important pour décrire les effets inertiels qui se produisent entre les parties fluide et solide d'un matériau en régime haute (α_∞) et basse (α_0 , α_0') fréquence. En générale, ce paramétré est compris entre 1 et 2 [28,35] dans le cas par exemple des mousses plastiques et des matériaux fibreux

a. Tortuosité haute fréquence α_∞ :

Pour des pores de forme quelconque, Johnson et al. [18,19,21]. Donnent la tortuosité définie par :

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

Où v_m représente le champ des vitesses microscopiques d'écoulement dans les pores.

Pour un fluide sans viscosité. Le terme $\left(\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m dV \right)$ représente la vitesse Macroscopique.

- A très hautes fréquences la tortuosité proposée par Allard et al. [2-4] a pour expression :

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

C_f Représente la vitesse de l'onde dans le fluide

ρ_f La densité de fluide

K_a le module d'incompressibilité adiabatique du fluide

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

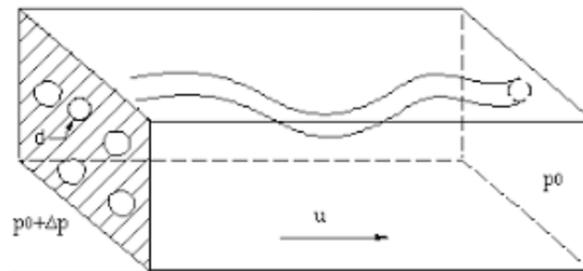


Fig.1.5 Représentation de la tortuosité

b. Tortuosité basse fréquence :

b.1. Facteur d'inertie α_0 :

Le facteur d'inertie α_0 pour les effets visqueux est donnée par Norris [25] ;

$$\alpha_0 = \frac{\langle v(r) \rangle^2}{\langle v(r)^2 \rangle}, \quad (1.4)$$

Où $\langle v(r) \rangle$ est la vitesse moyenne du fluide visqueux pour un flux de courant continu dans un élément de volume petit

b.2. Tortuosité thermique α_0' :

Il s'agit d'un paramètre d'inertie thermique représentant la contrepartie de la tortuosité visqueuse α_0 . il est défini par [21]:

$$\alpha_0' = \frac{\langle \theta_0^2 \rangle}{\langle \theta_0 \rangle^2}, \quad (1.5)$$

Où θ_0 est le champ de réponse à l'excès de température dans la gamme des basses fréquences.

4.3. Résistivité au passage du fluide σ :

La résistivité σ représente la résistance au passage de l'air [7,15] dans un matériau poreux en régime basse fréquence. Elle est définie pour un matériau homogène d'épaisseur d et de section S par la relation suivante:

$$\sigma = R \frac{S}{d}. \quad (1.6)$$

Avec le coefficient de proportionnalité R correspond à la résistance au passage de l'air

$$R = \frac{\Delta P}{Q} \quad (1.7)$$

ΔP : Différence de pression.

Q : Le débit volumique d'air le traversant.

La résistivité des matériaux fibreux et des mousses plastiques varie généralement entre 5 000 et 15 000 $\text{Nm}^{-4} \text{s}$ [2]

4.4. Perméabilité visqueuse k_0 :

La perméabilité d'un milieu poreux notée k_0 [21,28], est une caractéristique physique qui représente la facilité avec laquelle un matériau permet le transfert de fluide à travers un réseau connecté. Elle est indépendante de la caractéristique du fluide et ne dépend que de la géométrie interne du matériau poreux, la loi Darcy permet de relier le débit d'un gradient de pression appliqué au fluide grâce à un paramètre caractéristique du milieu traversé [19-21,28] :

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

Où v_e est la vitesse d'écoulement à l'extérieur du matériau ou débit par unité de surface, $\partial P/\partial x$ est la variation de pression par unité de longueur, η est la viscosité dynamique.

La perméabilité est reliée à la résistivité au passage de fluide σ par la relation:

$$k_0 = \frac{\eta}{\sigma}, \quad (1.9)$$

elle représente une section effective des pores pour l'écoulement du fluide dans le matériau poreux en régime basse fréquence, elle est homogène à une surface (exprime m^2)

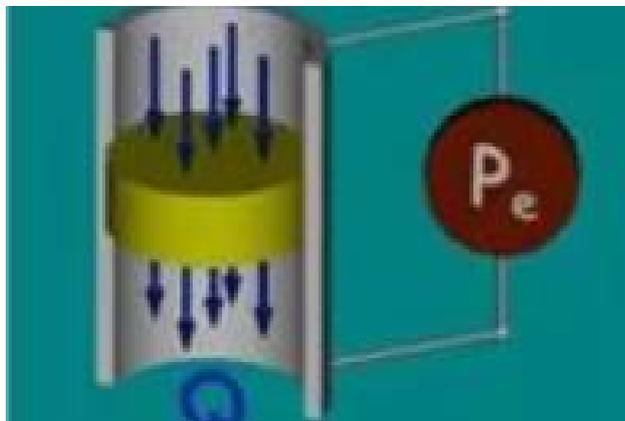


Fig. 1.6 - Mesure de la perméabilité

4.5. Perméabilité thermique k'_0 :

La perméabilité thermique k'_0 [21,28] c'est un paramètre qui dépend de la variation de la température, et elle représente une section effective pour les échanges thermiques. Elle est homogène à une surface, est connectée au comportement basse fréquence des pertes thermiques dans le matériau.

La perméabilité thermique est égale à l'inverse de la constante de piégeage Γ :

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

La constante de piégeage, caractéristique du réseau poreux, est liée à la mesure du temps moyen de survie τ_m d'une particule qui diffuse dans le milieu: Diffusion Brownienne de particules et effets thermiques dans le milieu poreux sont comparables aux particules uniformément et continuellement produites dans le milieu puis absorbées aux parois, correspond la température excédentaire "τ" qui s'annule au niveau des parois.

La moyenne T de la température dans le domaine fluide est indépendante du temps, et vérifie une loi de type Darcy [21]:

$$T = \frac{k'_0}{\chi} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (1.11)$$

Où χ est le coefficient de conduction thermique.

On peut établir un parallèle entre les effets thermiques et visqueux : le terme $\frac{\partial p}{\partial t}$ représente la source, comme le terme ∇p pour les effets visqueux ; la température T se comporte comme la vitesse v .

4.6. Longueur caractéristique visqueuse Λ :

Est un paramètre "haute fréquence" des effets visqueux, il caractérise le rayon moyen des pores. Johnson et al [18-21] ont donné l'expression suivante:

$$\frac{2}{\Lambda} = \frac{\int S_i v_m^2 dS_i}{\int V_f v_m^2 dV}. \quad (1.12)$$

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

V représente le volume d'homogénéisation.

S_i Correspond à l'aire de la surface de contact fluide solide dans ce volume.

Cette définition s'applique à une surface solide fluide régulière et pour une faible épaisseur de couche limite δ devient le rayon de courbure de l'interface [21,28]:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\rho_f \omega}} \quad (1.13)$$

Avec ρ_f la masse volumique du fluide est ω la pulsation du mouvement .

4.7. Longueur caractéristique thermique Λ' :

Est un paramètre "haute fréquence" des effets thermiques. C'est un indicateur de grands pores et caractérisé par un rayon moyen des pores. Ce paramètre est associé aux échanges thermiques entre fluide et structure, Allard et Champoux [3] donnent la relation suivante:

$$\frac{2}{\Lambda'} = \frac{\int s_i dS_i}{\int V_f dV'} \quad (1.14)$$

Le rapport (Λ'/Λ) des longueurs caractéristiques thermique et visqueuse est, par définition, supérieur à 1.

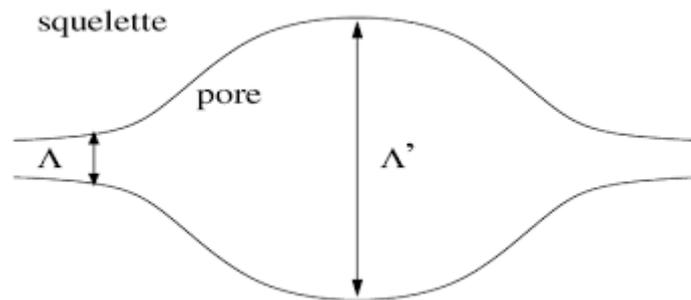


Fig1.7 Schéma représentatif de Λ et Λ'

5. Méthode de mesure des paramètres d'un matériau poreux :

5.1 Mesure de la porosité [13,17,23]:

Afin de mesurer la porosité, nous devons mesurer le volume de fluide à l'intérieur des pores, et de cette façon nous nous habituerons au mécanisme suivant:

Un matériau est pesé dans lequel il est placé dans la chambre de pression. À l'aide de la pompe à vide, l'air contenu dans le milieu est aspiré. La valeur de la pression du vide est lue sur un manomètre, la connaissance du volume d'air aspiré et donc du volume des vides dans le milieu permet de connaître le volume occupé par le poreux [23].

Lorsque cela entraîne une variation ΔV du volume initial V_0 et une variation ΔP de la pression initiale P_0 , si la transformation est isotherme, le produit PV est constant, et nous avons:

$$P_0 V_0 = (P_0 + \Delta P)(V_0 + \Delta V) \quad (1.15)$$

On en déduit le volume initial d'air V_0 , puis le volume d'air V_a dans le matériau. La connaissance du volume total V_t fournit la porosité $\phi = V_a / V_t$.

Il existe aussi des méthodes inverses ou indirectes pour mesurer la porosité. Ces méthodes sont basées sur la détection de l'onde réfléchiée ou transmise par le matériau poreux [29-31,34,35].

5.2 Mesure de la tortuosité :

Johnson *et al.* [18] ont déterminé la tortuosité pour des roches saturées d'hélium superfluide, elle est donnée par :

$$\alpha_{\infty} = \left(\frac{c_f}{c_m} \right)^2. \quad (1.16)$$

Avec c_m est la vitesse de phase de l'onde se propageant dans le milieu poreux.

Dans le cas où l'on sature le milieu poreux par l'air on peut estimer la tortuosité si en mesurant la vitesse de phase $c(\omega)$, la limite de fréquence très élevée de la vitesse de phase est:

$$c_{\infty} = \left(\frac{K_a}{\rho_f \alpha_{\infty}} \right)^{1/2} \quad (1.17)$$

On trouve dans la littérature plusieurs méthodes direct est inverse pour mesurer la tortuosité [29-31].

5.3 Mesure de la résistivité :

Un schéma d'un dispositif pour la mesure de ce paramètre [7] est donné à la figure (1.8). Dans le système international, ΔP s'exprime en Pascal, et Q_v s'exprime en $m s^{-1}$, et donc σ en $N m^{-4} s$.

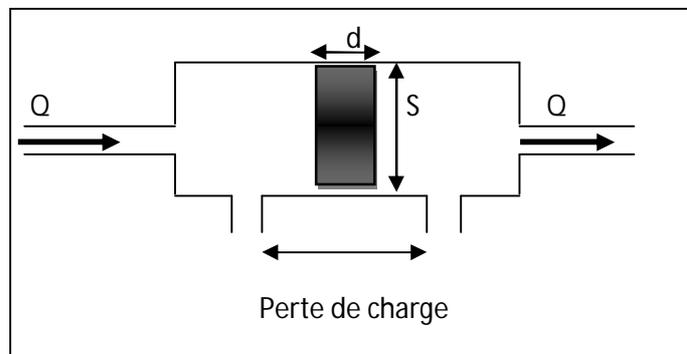


Fig1.8 Dispositif pour la mesure la résistivité au passage de l'air.

Plusieurs méthodes inverses et indirectes ont été proposées pour mesurer la résistivité au passage de l'air [15,16,33].

5.4 Mesure de Λ et Λ' :

Johnson [19] propose une méthode ultrasonore basée sur la mesure de l'atténuation d'une onde acoustique se propageant dans un milieu poreux saturé par de l'hélium liquide. Pour estimer Λ , on peut également utiliser la méthode de la pente [26] et égale à :

$$D = \alpha_{\infty} \left(\frac{1}{\Lambda} + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{P_r} \Lambda'} \right) \sqrt{\frac{\eta}{\pi \rho_f}}. \quad (1.18)$$

En mesurant D et connaissant Λ' , on détermine la longueur caractéristique visqueuse :

$$\Lambda = \frac{1}{\left(\frac{D}{\alpha_{\infty}} \sqrt{\frac{\pi \rho_f}{\eta}} - \frac{\gamma - 1}{\sqrt{P_r} \Lambda'} \right)} \quad (1.19)$$

La méthode du facteur de qualité Q permet, en effectuant des mesures dans deux gaz différents, de déterminer Λ et Λ' . Il faut mesurer l'atténuation " a_t " et la vitesse de phase $c(\omega)$ dans le milieu poreux. Le facteur de qualité Q est défini par la relation [28] :

$$Q = \frac{1}{2} \frac{\omega}{a_t c(\omega)}. \quad (1.20)$$

6. Théorie du fluide équivalent :

C'est une théorie macroscopique [2,21] pour un milieu diphasique constitué d'une structure rigide et homogène (Fig. 1.9), saturée de fluide visqueux-thermique, lorsque l'onde sonore se propage à travers un matériau poreux saturé de fluide (ici l'air), les mouvements acoustiques du fluide externe sont transmis au fluide saturant le milieu poreux, et la structure reste stationnaire et indéformable par rapport à l'excitation, cela est dû à la lourdeur et à la rigidité de la structure par rapport à l'air [21], au niveau des surfaces de contact entre le fluide dans le milieu poreux, la vitesse acoustique et la température acoustique s'annulent. De grandes vitesses de rotation et des gradients de température sont créés dans le fluide, ce qui génère une dissipation visqueuse et thermique. La propagation des ondes acoustiques dans un fluide libre est décrite par les équations fondamentales suivantes [2, 21]:

$$\rho_f \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p. \quad (1.21)$$

$$\frac{1}{K_a} \frac{\partial p}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{v}. \quad (1.22)$$

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.

K_a est le module d'incompressibilité adiabatique du fluide.

De ces deux équations, on déduit l'équation de propagation suivante :

$$\Delta p - \frac{1}{c_f^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (1.23)$$

Où : $c_f = \sqrt{K_a/\rho_f}$ est la célérité de l'onde.

Le mécanisme de cette propagation est caractérisé par la constante de propagation k et l'impédance caractéristique Z_c qui sont réelles et données par [2, 6, 21] :

$$k = \omega \sqrt{\rho_f/K_a}, \quad (1.24)$$

$$Z_c = \sqrt{\rho_f K_a}. \quad (1.25)$$

Du fait de l'existence de phénomène irréversible des pertes, la Constante de propagation et impédance caractéristique deviennent deux fonctions complexes de la pulsation ω , $k(\omega)$ et $Z_c(\omega)$. Ces fonctions décrivent un comportement effectif du fluide au niveau macroscopique. Les relations (1.24) et (1.25) peuvent être maintenues en introduisant la densité et l'incompressibilité effectives $\rho(\omega)$, $K(\omega)$, du fluide, fonctions complexes de la pulsation ω [2, 21]:

$$k(\omega) = \omega \sqrt{\rho(\omega)/K(\omega)}. \quad (1.26)$$

$$Z_c(\omega) = \sqrt{\rho(\omega)K(\omega)}. \quad (1.27)$$

Les deux fonctions $\rho(\omega)$ et $K(\omega)$ généralisent, pour le fluide limité (fluide équivalent), les constantes physiques ρ_f et K_a du fluide libre. Nous les écrivons sous la forme :

$$\rho(\omega) = \rho_f \alpha(\omega), \quad K^{-1}(\omega) = K_a^{-1} \beta(\omega), \quad (1.28)$$

en reportant la dépendance fréquentielle sur les deux facteurs de réponses adimensionnels ou susceptibilités $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$. Dans le fluide limité, le mouvement obéit aux deux équations :

$$\rho(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{v} \rangle = -\vec{\nabla} \langle p \rangle, \quad (1.29)$$

$$\frac{1}{K(\omega)} \frac{\partial}{\partial t} \langle p \rangle = -\vec{\nabla} \cdot \langle \vec{v} \rangle. \quad (1.30)$$

Où $\langle \vec{v} \rangle$ et $\langle p \rangle$ sont les moyennes macroscopiques qui intègrent les variations locales des vitesses microscopiques acoustiques et des pressions acoustiques.



Fig.1.9 - Matériau poreux à structure rigide

6.1 Susceptibilités dynamique $\alpha(\omega)$ et thermique $\beta(\omega)$:

Les fonctions $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ décrivent les échanges visco-thermiques entre le fluide et la structure, $\alpha(\omega)$ (concernant les effets visqueux) et $\beta(\omega)$ (pour les effets thermiques) causes essentielles de l'absorption acoustique dans les matériaux poreux apparaissent en raison du mouvement relatif fluide / solide et de la compression / délatation du fluide en raison du passage de l'onde, et de la structure solide qui, par sa capacité thermique élevée, maintient une température constante pendant ce même cycle [2.21]. Les basses et hautes fréquences sont associées à des couches limites visqueuse δ et thermique δ' très grandes et très faibles devant la courbure caractéristique de la surface des pores [2,21] :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\rho_f \omega}}, \quad (1.31)$$

$$\delta' = \sqrt{\frac{2\chi}{\rho_f C_p \omega}} = \frac{\delta}{\sqrt{Pr}}, \quad (1.32)$$

Avec : χ est le coefficient de conduction thermique, C_p est la chaleur spécifique à pression constante, ρ_f est la masse volumique du fluide, Pr est le nombre de Prandtl. η la viscosité dynamique, ω la pulsation du mouvement.

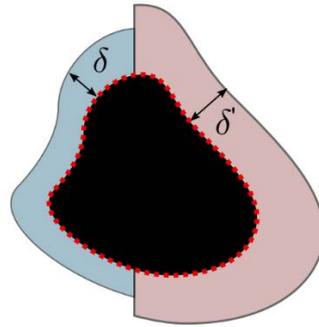


Fig1.10 - Représentation des couches limites visqueuses δ et thermique δ' .

La figure 1.10 montre les couches limites visqueuses et thermiques sur le bord d'une fibre. Pour spécifier les régimes asymptotiques haute et basse fréquence, en comparant les épaisseurs de la couche limite visqueuse et thermique avec une taille de pore caractéristique "a". Si $(\delta / a \ll 1)$ les parois poreuses sont caractérisées par une couche visqueuse faible et dans le reste du volume le fluide se comporte parfaitement, cela correspond au régime haute fréquence. Si au contraire, δ est grand ou de l'ordre de grandeur du rayon des pores alors on est dans l'intervalle des basses fréquences et on retrouve la viscosité sur tout l'espace fluide. Aux très hautes fréquences, l'épaisseur de la couche limite thermique diminue et les effets thermiques se produisent dans une faible épaisseur de fluide au niveau des parois. Zwikker et Kosten [37] ont montré que, en première approximation, les effets thermiques et visqueux sont séparés.

6.2. Les modèles de Susceptibilités dynamique $\alpha(\omega)$ et thermique $\beta(\omega)$:

Il existe plusieurs modèles décrivant les échanges inertiels visqueux et thermiques entre le fluide et la structure [2,21]

6.3. Modélisation des effets inertiels et visqueux (la tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$) :

a. Modèle de Johnson :

Johnson *et al* [19] ont proposé un modèle simple décrivant la fonction de la tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$, en utilisant une structure poreuse saturée par de l'air,

Dans la limite basse fréquence, la tortuosité dynamique est donnée par [2, 19,21] :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \alpha(\omega) = \frac{\eta \Phi}{\rho_f k_0 j \omega}. \quad (1.33)$$

Où j est l'imaginaire pur ($j^2 = -1$), η la viscosité dynamique du fluide, ω la pulsation et ρ_f la densité du fluide, $k_0 = \frac{\eta}{\sigma}$ est la perméabilité visqueuse, σ est la résistance spécifique au passage du fluide, et Φ est la porosité.

Dans la limite haute fréquence, la tortuosité dynamique est donnée par [21] :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \left(\frac{\eta}{j\omega\rho_f} \right)^{1/2} \right), \quad (1.34)$$

L'expression générale de la tortuosité dynamique est donnée par [2,21,28] :

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{1}{jx} \sqrt{1 + \frac{M}{2} jx} \right). \quad (1.35)$$

Où x est la fréquence adimensionnelle égale à $\frac{\omega\alpha_\infty\rho_0}{\sigma\phi}$.

Le facteur de forme des pores M est un paramètre lui aussi adimensionnel :

$$M = \frac{8k_0\alpha_\infty}{\phi\Lambda^2}$$

b. Modèle de Pride et al :

L'expression haute fréquence de Johnson (1.34) pour la tortuosité dynamique s'arrête au terme $\sqrt{\frac{1}{j\omega}}$. Pride et al. [2,21,27] proposent dans le développement un terme supplémentaire en $\frac{1}{j\omega}$:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \alpha(\omega) \approx \alpha_\infty \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \sqrt{\frac{\eta}{j\omega\rho_f} + \frac{\sigma\phi(1-p)}{j\omega\rho_f\alpha_\infty}} \right). \quad (1.36)$$

" p " Est un nouveau paramètre géométrique sans dimension :

$$p = \frac{M}{4 \left(\frac{\alpha_0}{\alpha_\infty} - 1 \right)}. \quad (1.37)$$

La relation qui définit α_0 est :

$$\alpha_0 = \frac{\langle v_m^2 \rangle}{\langle v_m \rangle^2}. \quad (1.38)$$

v_m : Le champ de vitesse microscopique [21]

À basse fréquence, la tortuosité dynamique est donnée par la relation :

$$\alpha(\omega) \approx \alpha_0 + \frac{\eta\phi}{\rho_f k_0 j\omega}. \quad (1.39)$$

L'expression qui vérifie tous les domaines fréquentiels est donnée par [2,21,28] :

$$\alpha(\omega) = \alpha_{\infty} \left(1 + \frac{1}{jx} \left(1 - p + p \sqrt{1 + \frac{M}{2p^2} jx} \right) \right). \quad (1.40)$$

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

6.4. Modélisation des phénomènes thermiques (compressibilité thermique $\beta(\omega)$):

a. Modèle de Champoux et Allard :

Dans la limite haute fréquence, la compressibilité dynamique [3] est donnée par,

$$\beta(\omega) \approx 1 + \frac{2(\gamma - 1)}{\Lambda'} \left(\frac{\eta}{P_r \rho_f} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{j\omega} \right)^{1/2}, \quad \omega \rightarrow \infty \quad (1.41)$$

D'autre part, nous notons que à très haut fréquence $\beta(\omega)$ tend vers 1 alors que $\alpha(\omega)$ tend vers la tortuosité α_{∞} .

b. modèle de Lafarge :

Dans la limite basse fréquence, Lafarge [21] a montré le comportement :

$$\beta(\omega) \approx \gamma - \frac{(\gamma - 1)\rho_f k'_0 P_r}{\eta \Phi j\omega}, \quad \omega \rightarrow 0 \quad (1.42)$$

Où k'_0 est un paramètre analogue au paramètre k_0 mais adapté au problème thermique.

Lafarge corrige l'expression de Champoux et Allard [3], qui relie les basses et hautes fréquences[21], donnée par la relation suivante :

$$\beta(\omega) = \gamma - \frac{(\gamma - 1)}{1 + \frac{1}{jx'} \sqrt{1 + \frac{M'}{2} jx'}}, \quad (1.43)$$

Où x' est une fréquence adimensionnelle égale à $\frac{\omega}{\omega'_0}$.

Avec $\omega'_0 = \frac{\eta \Phi}{k'_0 P_r \rho_f}$, et M' est un facteur de forme sans dimension donné par $M' = \frac{8k'_0}{\Phi \Lambda'^2}$.

Lafarge propose une nouvelle expression à haute fréquence, en ajoutant un nouveau paramètre p'

$$\beta(\omega) \approx 1 + (\gamma - 1) \left[\frac{2}{\Lambda'} \sqrt{\frac{\eta}{P_r \rho_f}} \sqrt{\frac{1}{j\omega}} + \left(\frac{\eta}{P_r \rho_f j\omega} \right) \left(\frac{(1 - p')\phi}{k'_0} \right) \right], \quad \omega \rightarrow \infty \quad (1.44)$$

$$p' = \frac{M'}{4(\alpha'_0 - 1)}. \quad (1.45)$$

L'expression générale de la compressibilité dynamique est [2,21,28] :

$$\beta(\omega) = \gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{1}{jx'} \left(1 - p' + p' \sqrt{1 + \frac{M'}{2p'^2} jx'} \right)}. \quad (1.46)$$

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

7. Théorie de Biot :

La théorie de Biot [1,8,9,29] est l'un des modèles les plus généraux pour décrire la propagation des ondes sonores dans un milieu poreux, elle prend en compte les différents couplages entre le fluide et la structure solide. Dans un matériau poreux à structure souple, les ondes acoustiques se propagent à la fois dans le solide constituant le squelette et dans le fluide saturant les pores. Le modèle de Biot [1,8,9,29] est l'outil le mieux adapté pour décrire les interactions fluide-structure qui se développent au cours de cette propagation. Ce modèle prévoit trois modes de propagation: un mode transversal et deux modes longitudinaux, à savoir l'onde rapide et l'onde lente (ou onde Biot) confirmés expérimentalement par Plona [1]. De plus, ce modèle prend en compte les différents couplages entre structure fluide et solide:

- i) couplage inertiel, modélisé par la tortuosité dynamique du milieu et qui est responsable du terme supplémentaire de densité.
- ii) couplage visqueux dû à la viscosité du fluide.
- iii) couplage potentiel ou couplage élastique reflétant le principe de réciprocité des interactions fluide-structure.

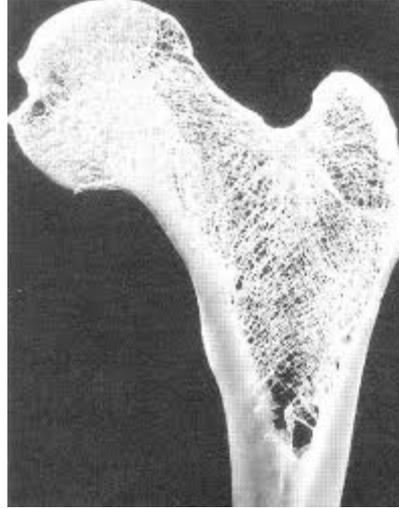


Fig1.11 Matériau poreux à structure souple

7.1 Equation de boit :

Le milieu poreux constitue de deux phases : une phase solide et une phase fluide, On note le déplacement de la phase solide \vec{u} et de la phase fluide \vec{U} . Ces déplacements Obéissent aux équations suivantes[1,8,9,29] :

$$\rho_{11} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \rho_{12} \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = P \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + Q \nabla(\nabla \cdot \vec{U}) - N \nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{u}). \quad (1.47)$$

$$\rho_{12} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \rho_{22} \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = Q \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + R \nabla(\nabla \cdot \vec{U}). \quad (1.48)$$

Les coefficients P, Q, R d'élasticité de Biot:

$$P = \frac{(1 - \phi) \left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s}\right) K_s + \phi \frac{K_s}{K_f} K_b}{\left(1 - \frac{K_b}{K_s}\right) - \phi \left(1 - \frac{K_s}{K_f}\right)},$$

$$Q = \frac{\left(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s}\right) \phi K_s}{\left(1 - \frac{K_b}{K_s}\right) - \phi \left(1 - \frac{K_s}{K_f}\right)},$$

$$R = \frac{\phi^2 K_s}{\left(1 - \frac{K_b}{K_s}\right) - \phi \left(1 - \frac{K_s}{K_f}\right)}. \quad (1.49)$$

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. Les modules d'Young et les coefficients de Poisson du solide E_s, ν_s et du squelette E_b, ν_b sont donnés par :

$$K_s = \frac{E_s}{3(1 - 2\nu_s)}, \quad K_b = \frac{E_b}{3(1 - 2\nu_b)} \text{ et } N = \frac{E_b}{2(1 + 2\nu_b)}. \quad (1.50)$$

Les termes ρ_{ij} ont la dimension d'une densité :

$$\rho_{11} = (1 - \phi)\rho_s - \rho_{12}, \quad (1.51)$$

$$\rho_{12} = -\rho_f(\alpha(\omega) - 1), \quad (1.52)$$

$$\rho_{22} = \phi\rho_f - \rho_{12}, \quad (1.53)$$

Le terme ρ_{12} traduit le couplage inertiel entre le fluide et la structure.

Les composantes du tenseur des contraintes σ_{ij}^s de la phase solide et σ_{ij}^f de la phase fluide s'écrivent :

$$\sigma_{ij}^s = \left((P - 2N)\vec{\nabla} \cdot \vec{u} + Q\vec{\nabla} \cdot \vec{U} \right) \delta_{ij} + N(u_{ij} + u_{ji}). \quad (1.54)$$

$$\sigma_{ij}^f = (R\vec{\nabla} \cdot \vec{U} + Q\vec{\nabla} \cdot \vec{u})\delta_{ij}. \quad (1.55)$$

Conclusion :

La propagation des ondes acoustiques dans le milieu poreux biphasique (squelette-fluide) est caractérisée par plusieurs paramètres qui diffèrent selon le régime des hautes et des basses fréquences. Il existe différents modèles décrivant le comportement acoustique dans le milieu poreux saturé. Ces modèles sont regroupés en deux ensembles :

Modèle de fluide équivalent (milieu poreux à structure rigide) et modèle de Biot (matériau poreux à structure souple).

Chapitre 2

Théorie du fluide équivalent

1. Introduction :

L'étude des effets des ondes acoustiques sur un matériau poreux saturé en air vise à caractériser ce milieu en déterminant ses propriétés physiques et mécaniques. La caractérisation se fait en prenant en considération la nature des matériaux dans le cas où la structure est rigide ou flexible. Si le matériau a une structure souple, et en raison du couplage entre le squelette solide et le fluide, la théorie de Biot[1,8,9,29] sera appliquée. Lorsque la structure est solide, la théorie du fluide équivalent [2,21,28] est prise en compte. Dans ce dernier cas, l'onde acoustique se propage uniquement dans le fluide qui sature les pores du milieu.

Ce chapitre est consacré à l'étude des milieux poreux à structure rigide saturés en air dans le cadre de la théorie de fluide équivalent [2,21,28]. Dans la première partie de ce chapitre, on résolve le problème direct afin d'établir les expressions théoriques des coefficients de réflexion et de transmission en incidence normale et oblique. Les milieux semi-infinis sont inclus dans cette étude. Les expressions théoriques des coefficients de réflexion et de transmission sont déduites dans les régimes hautes et basses fréquences. Les signaux transmis et réfléchis dans le régime fréquentiel sont calculés par le produit de coefficients de réflexion et de transmission avec le champ incident. Dans le domaine temporel, les signaux sont obtenus en prenant la transformée de Fourier inverse des spectres des signaux correspondants.

2. Lois fondamentales de l'acoustique :

Les trois lois fondamentales de l'acoustique en milieu fluide sont l'équation d'Euler, l'équation de conservation de la masse et l'équation d'état (thermodynamique) du fluide. Ce système d'équations met en relation les paramètres caractérisant le fluide, tels que la pression, la masse volumique et la vitesse. Lorsque ce système d'équation est manipulé afin d'éliminer deux des trois paramètres mentionnés précédemment, on aboutit à l'équation des ondes, qui régit la propagation du son en milieu fluide.

L'équation d'Euler s'obtient en appliquant le principe fondamental de la dynamique à un volume élémentaire de fluide. Il est possible de manipuler le système d'équations précédent (équation d'Euler, équation de conservation de la masse, et loi de compressibilité du fluide) afin d'obtenir une équation ne faisant intervenir que la pression P . Les autres paramètres

(vitesse et masse volumique) peuvent être obtenus en reportant la pression dans l'une quelconque des équations précédentes. L'équation suivante est obtenue pour la pression:

$$\left(\Delta - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) P(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.1)$$

Où v est la célérité du son et Δ le Laplacien.

Cette équation est appelée équation d'onde, équation de d'Alembert, ou encore parfois équation de propagation. Elle est valide en dehors des sources, dans l'hypothèse où le fluide est homogène (ses caractéristiques thermodynamiques sont indépendantes du point considéré) et invariant (ses caractéristiques thermodynamiques sont indépendantes du temps).

Dans un milieu fluide compressible, une variation de pression se propage sous forme d'une onde. Le son ne se propage pas dans le vide : il faut de la matière dont la vibration puisse se propager en ondes sonores. L'air est un milieu dont les variations de la pression constituent le son.

3. Source sonore :

On appelle source sonore un objet vibrant, comme un instrument de musique ou un haut-parleur, à l'origine d'une vibration de l'air. La perturbation se propage, mais les particules d'air oscillent seulement de quelques micromètres autour d'une position stable, de la même façon que lorsqu'on jette une pierre dans l'eau, les vagues se déplacent en s'éloignant du point de chute, mais l'eau reste au même endroit, elle ne fait que se déplacer verticalement et non suivre les vagues (un bouchon placé sur l'eau reste à la même position sans se déplacer). Dans les fluides, l'onde sonore est longitudinale, c'est-à-dire que les particules vibrent parallèlement à la direction de déplacement de l'onde.

4. La vitesse du son dans différents milieux

Une onde sonore est une onde mécanique se propageant dans un milieu matériel qui se comprime et se relâche. Lors de la propagation d'un son dans un milieu, les particules de ce milieu ne se déplacent généralement pas à la vitesse de propagation de l'onde mais vibrent autour d'un point de repos. Dans les solides, les ondes transverses étant possibles, il peut même n'y avoir aucun déplacement des particules dans la direction de propagation de l'onde. Il ne faut pas confondre la vitesse du son avec la vitesse acoustique, qui est celle des particules matérielles constituant le milieu de propagation, dans leur très petit déplacement

alternatif. Les principaux facteurs jouant sur la valeur de la vitesse du son sont la température, la masse volumique et la constante d'élasticité (ou compressibilité) du milieu de propagation. La propagation du son est d'autant plus rapide que la masse volumique du milieu et sa compressibilité sont petites.

5. Propagation d'onde sonore dans un milieu poreux - Réflexion et réfraction :

On se place dans l'approximation où les ondes peuvent être modélisées par des rayons. Lorsqu'un rayon rencontre une interface entre deux environnements (caractérisés par leur célérité), celui-ci sera partiellement réfléchi et partiellement transmis dans le 2ème environnement.

- L'angle des rayons est mesuré par rapport à la normale à la surface.
- La réflexion se fait sous le même angle que le rayon incident.
- La réflexion est à l'origine du phénomène de réverbération en pièces.
- la réfraction indique le changement de direction de propagation lors du changement de milieu. Il se caractérise par la loi de Snell-Descarte.

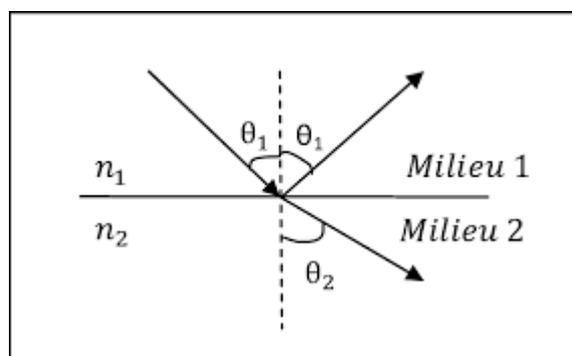


Fig.2.1 Réflexion et réfraction sur une interface entre deux milieux

6 Méthode acoustique de caractérisation des milieux poreux - Méthode indirecte :

C'est une méthode théorique qui vise à mesurer les paramètres du milieu poreux à partir de la recherche des expressions théoriques de coefficients de réflexion et de transmission. Cette méthode est donnée par la résolution de deux problèmes; direct et inverse.

a. Problème direct :

Le problème direct consiste à trouver les expressions théoriques des coefficients de réflexion et de transmission en appliquant des lois physiques au milieu poreux.

b. Problème inverse :

Consiste à optimiser la différence entre les courbes théoriques et expérimentales [28] des signaux transmis et / ou réfléchis, en faisant varier les paramètres physiques décrivant le milieu poreux du signal simulé. Les paramètres optimisés trouvés présentent une bonne approximation des paramètres réels du milieu.

7 L'optimisation :

L'optimisation [24,28] est une branche des mathématiques cherchant à modéliser, à analyser et à résoudre analytiquement ou numériquement les problèmes qui consistent à minimiser ou maximiser une fonction sur un ensemble. Beaucoup de systèmes susceptibles d'être décrits par un modèle mathématique sont optimisés. La qualité des résultats et des prédictions dépend de la pertinence du modèle, du bon choix des variables que l'on cherche à optimiser, de l'efficacité de l'algorithme et des moyens pour le traitement numérique.

7.1 Méthode des moindres carrés et la fonction de minimisation $f_{\text{minsearch}}$:

Dans le cas le plus courant, le modèle théorique est une famille de fonctions $f(x; \theta)$ d'une ou plusieurs variables muettes x , indexées par un ou plusieurs paramètres θ inconnus. La méthode des moindres carrés permet de sélectionner parmi ces fonctions celle qui reproduit le mieux les données expérimentales. On parle dans ce cas d'ajustement par la méthode des moindres carrés. Si les paramètres θ ont un sens physique, la procédure d'ajustement donne également une estimation indirecte de la valeur de ces paramètres.

La méthode consiste en une prescription (initialement empirique), qui est que la fonction $f(x; \theta)$ qui décrit « le mieux » les données, est celle qui minimise la somme quadratique des déviations des mesures aux prédictions de $f(x; \theta)$. Si, par exemple, nous disposons de N mesures (y_i) , $i = 1, \dots, N$, les paramètres θ « optimaux » au sens de la méthode des moindres carrés sont ceux qui minimisent la quantité : $U(\theta) = \sum_{i=1}^N (y_i - f(x_i, \theta))^2 = \sum_{i=1}^N r_i^2(\theta)$ où les $r_i(\theta)$ sont les résidus du modèle, i.e. $r_i(\theta)$ est l'écart entre la mesure y_i et la prédiction $f(x_i; \theta)$ donnée par le modèle. $U(\theta)$ peut être considéré comme une mesure de la distance entre les données expérimentales et le modèle théorique qui prédit ces données. La prescription des moindres carrés commande que cette distance soit minimale [28].

7.2 Description de la fonction Fminsearch de Matlab

La fonction `fminsearch`, code la méthode de Nedler et Mead, permet de résoudre un problème multidimensionnel sans contrainte. C'est une méthode d'ordre 0, qui n'utilise aucune information concernant les gradients de la fonction objectif. La syntaxe générale de cette fonction peut faire appel à une fonction externe (premier cas) ou à une fonction anonyme (second cas).

Arguments d'entrée :

Fun : dans le premier cas, Fun est une fonction externe où est exprimée la fonction objective qu'on cherche à minimiser. Dans le second cas, Fun est une fonction anonyme où est exprimée la fonction objective qu'on cherche à minimiser.

Entête de la fonction externe Fun : fonction $f = \text{Fun}(x)$;

x_0 : vecteur des valeurs initiales pour démarrer la méthode. La dimension de x_0 est égale au nombre de variables du problème ;

Arguments de sortie :

x : valeur finale des variables, ce sont les solutions si la méthode a convergé ;

Fval : valeur finale de la fonction à minimiser ;

Exitflag (pas obligatoire) : indicateur de fin d'exécution : 1 arrêt, car solution trouvée, 0 car nombre d'itérations maximal atteint ;

Output (pas obligatoire) : nombres d'itérations et d'évaluations de fonction réalisés. [7].

8 Réflexion et transmission d'une onde à travers une couche de matériau poreux :

L'objectif de cette section est de résoudre le problème direct qui consiste à trouver les expressions théoriques des coefficients de réflexion et de transmission d'un milieu poreux à structure rigide.

8.1 Monocouche en incidence normale[28] :

Supposons un matériau poreux traversé par une onde sonore en incidence normale. Ce matériau d'une seule couche d'épaisseur L ($0 \leq x \leq L$) est isotrope homogène et de structure rigide. L'onde incidente se propage vers x positif (Fig .2.1).

Le milieu se décompose en trois régions, région I correspond à $x < 0$, région II représente le milieu poreux ($0 < x < L$) et la troisième région (région III) correspondant à $x > L$.

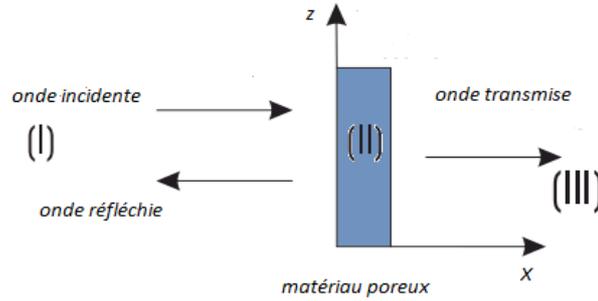


Figure 2.2- Géométrie du problème en incidence normale

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

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

Dans le milieu (I) ($x < 0$), le mouvement résulte de la superposition des ondes incidente et réfléchie :

$$P^{(1)}(x, \omega) = e^{-j(kx - \omega t)} + R e^{-j(-kx - \omega t)} \quad (2.3)$$

D'après les équations d'Euler (Eq. (1.29), (1.30)), l'expression du champ de vitesse dans le milieu (I) s'écrit :

$$v^{(1)}(x, \omega) = \frac{1}{Z_f} (e^{-j(kx - \omega t)} - R e^{-j(-kx - \omega t)}) \quad (2.4)$$

Où R est le coefficient de réflexion

k le nombre d'onde

Z_f l'impédance caractéristique avec :

$$k = \frac{\omega}{c_f} = \omega \sqrt{\frac{\rho_f}{K_a}} \quad \text{et} \quad Z_f = \sqrt{\rho_f K_a} \quad (2.5)$$

c_f est la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le fluide libre

ρ_f et K_a sont respectivement la masse volumique et le module d'incompressibilité adiabatique du fluide.

Dans le milieu (II) : le matériau poreux occupe l'intervalle $0 \leq x \leq L$. Les expressions de vitesse et de pression sont données par :

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

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

avec A et B sont deux constantes

Z_m et k_m sont deux quantités complexes présentent respectivement l'impédance caractéristique et le nombre d'onde de l'onde acoustique dans le milieu poreux, avec :

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

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

Le milieu (III) correspondant à l'intervalle $x > L$, les expressions de pression et de vitesse sont les suivantes :

$$p^{(3)}(x, \omega) = Te^{-j(k(x-L) - \omega t)} \quad (2.9)$$

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

Où T est le coefficient de transmission.

Pour obtenir l'expression de R et T, nous supposons que le champ de pression et de débit acoustique sont continus aux interfaces du matériau [3].

La conservation de pression et de vitesse et donnée par :

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

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

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

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

Après la résolution du système des équations (2.11)-(2.14), on obtient les expressions suivantes :

$$A = \frac{(1 + D) \exp(sfL)}{2D \cosh(sfL) + (1 + D^2) \sinh(sfL)} \quad (2.15)$$

$$B = \frac{(D - 1) \exp(-sfL)}{2D \cosh(sfL) + (1 + D^2) \sinh(sfL)} \quad (2.16)$$

$$T = \frac{2D}{2D \cosh(sfL) + (1 + D^2) \sinh(sfL)} \quad (2.17)$$

$$R = \frac{(1 - D^2) \sinh(sfL)}{2D \cosh(sfL) + (1 + D^2) \sinh(sfL)} = \frac{(1 - D^2)}{(1 + D^2) + 2D \coth(sfL)} \quad (2.18)$$

avec

$$s = j\omega, \quad D = \phi \frac{Z_f}{Z_m} = \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}}, \quad f = \sqrt{\frac{\rho_f}{K_a} \alpha(\omega) \beta(\omega)} \quad (2.19)$$

8.2 Monocouche en incidence oblique [28]:

8.2.1. Cas d'un milieu fini :

L'onde incidente arrive sous incidence oblique avec un angle d'incidence θ_0 traversant un matériau poreux à structure rigide.

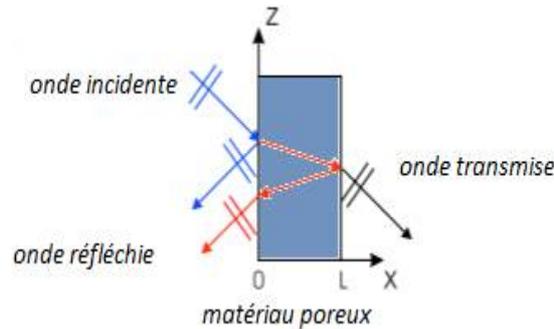


Fig. 2.3 - Géométrie du problème en incidence oblique

On note par milieu (I), le domaine de l'espace défini par ($x < 0$), milieu (II) le domaine $0 \leq x \leq L$ occupé par l'échantillon poreux et milieu (III) la région ($x > L$) correspondante au milieu de transmission. Dans notre étude, les milieux (I) et (III) sont constitués d'air ambiant, et le matériau poreux est saturé d'air.

L'expression de la pression d'une onde plane incidente d'amplitude unité arrivant sous incidence oblique θ_0 sur ce matériau poreux est donnée par :

$$p^i(x, z, \omega) = e^{-j(kx \cos \theta_0 + kz \sin \theta_0)} e^{-j(-\omega t)} \quad (2.20)$$

Dans la région (I) ($x < 0$), le mouvement résulte de la superposition des ondes incidente et réfléchie, le champ de pression $p^{(1)}$ et la composante suivant x, $v^{(1)}$ de la vitesse sont:

$$p^{(1)}(x, z, \omega) = (e^{-jkx \cos \theta_0} + R e^{jkx \cos \theta_0}) e^{-j(kz \sin \theta_0 - \omega t)} \quad (2.21)$$

$$v^{(1)}(x, z, \omega) = \frac{\cos \theta_0}{Z_f} (e^{-jkx \cos \theta_0} - R e^{jkx \cos \theta_0}) e^{-j(kz \sin \theta_0 - \omega t)} \quad (2.22)$$

Dans la région (II) le champ de pression $p^{(2)}$ et la composante suivant x, $v^{(2)}$ de la vitesse sont :

$$p^{(2)}(x, z, \omega) = (A e^{-jk_m x \cos \theta_1} + B e^{jk_m x \cos \theta_1}) e^{-j(k_m z \sin \theta_1 - \omega t)} \quad (2.23)$$

$$v^{(2)}(x, z, \omega) = \frac{\cos\theta_1}{Z_m} (Ae^{-jk_m x \cos\theta_1} - Be^{jk_m x \cos\theta_1}) e^{-j(k_m z \sin\theta_1 - \omega t)} \quad (2.24)$$

A et B sont deux constantes.

θ_1 est l'angle de réfraction de l'onde transmise dans le poreux.

Z_m et k_m sont respectivement l'impédance caractéristique et le nombre d'onde de l'onde acoustique dans le milieu poreux.

Enfin, dans le milieu (III), les expressions des champs de pression et de vitesse de l'onde transmise à travers le matériau poreux s'écrivent :

$$P^{(3)}(x, z, \omega) = T e^{-jk(x-L)\cos\theta_0} e^{-j(kz\sin\theta_0 - \omega t)}, \quad (2.25)$$

$$v^{(3)}(x, z, \omega) = \frac{\cos\theta_0}{Z_f} T e^{-jk(x-L)\cos\theta_0} e^{-j(kz\sin\theta_0 - \omega t)}, \quad (2.26)$$

Où T est le coefficient de transmission.

Pour obtenir l'expression de R et T , nous supposons que le champ de pression et de débit acoustique sont continus aux interfaces du matériau [3] :

$$P^{(1)}(0^-) = P^{(2)}(0^+) \quad (2.27)$$

$$P^{(2)}(L^-) = P^{(3)}(L^+) \quad (2.28)$$

$$V^{(1)}(0^-) = \phi V^{(2)}(0^+) \quad (2.29)$$

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

Les expressions des coefficients de réflexion et de transmission, ainsi que les constantes A et B , sont données alors :

$$A = \frac{(1 + E) \exp(s L f_1)}{(1 + E^2) \sinh(s L f_1) + 2 E \cosh(s L f_1)} \quad (2.31)$$

$$B = -\frac{(1 - E) \exp(-s L f_1)}{(1 + E^2) \sinh(s L f_1) + 2 E \cosh(s L f_1)} \quad (2.32)$$

$$T = \frac{2E}{(1 + E^2) \sinh(s L f_1) + 2 E \cosh(s L f_1)} \quad (2.33)$$

$$R = \frac{(1 - E^2) \sinh(s L f_1)}{(1 + E^2) \sinh(s L f_1) + 2 E \cosh(s L f_1)} \quad (2.34)$$

$$R = \frac{(1 - E^2)}{(1 + E^2) + 2 E \coth(s L f_1)} \quad (2.35)$$

$$R = \left(\frac{1 - E}{1 + E} \right) \left[\frac{1}{1 + \frac{2E}{(1+E)^2} (-1 + \coth(s L f_1))} \right], \quad (2.36)$$

avec :

$$E = \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_0} D, \quad f_1 = f \cos\theta_1, \quad \cos\theta_1 = \sqrt{1 - \frac{\sin\theta_0^2}{\alpha(\omega)\beta(\omega)}}. \quad (2.37)$$

Les expressions de s , D et f sont donnés ci-dessus (Eq. (2.19))

a. Régime très basses fréquences (TBF) [28]:

Aux basses fréquences, les fonctions $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ sont données par Pride et Lafarge [21,27], par les relations (Eq.1.39) et (Eq.1.42)) respectivement, telles que, $\alpha(\omega) \approx \alpha_0 \left(1 + \frac{\eta\phi}{\alpha_0 k_0 \rho_f s}\right)$, $\beta(\omega) \approx \gamma - \frac{(\gamma-1)\rho_f k_0' P_r}{\eta\phi} s$, avec $s = j\omega$. On substitue ces expressions de la susceptibilité dynamique et thermique dans les relations (2.17) et (2.18), les nouvelles expressions du coefficient de transmission T et de réflexion R d'un milieu poreux fini, s'écrivent pour une incidence normale ($\theta_0 = 0$),

$$T_1^{TBF} = \frac{2C_1\sqrt{s}}{2C_1\sqrt{s} \cosh(LC_2\sqrt{s}) + (1 + C_1^2 s) \sinh(LC_2\sqrt{s})}, \quad (2.38)$$

$$R_1^{TBF} = \frac{(1 - C_1^2 s) \sinh(LC_2\sqrt{s})}{2C_1\sqrt{s} \cosh(LC_2\sqrt{s}) + (1 + C_1^2 s) \sinh(LC_2\sqrt{s})} \quad (2.39)$$

Avec, $C_1 = \sqrt{\frac{\gamma\rho_f k_0\phi}{\eta}}$ et $C_2 = \sqrt{\frac{\gamma\eta\phi}{K_a k_0}}$.

Le développement aux très basses fréquences de T^{TBF} et R^{TBF} est donné par :

$$T_1^{TBF} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}LB} \left(1 - \frac{LC_1 C_2 \left(1 + LB + \frac{1}{6}L^2 B^2\right)}{2 \left(1 + \frac{1}{2}LB\right)} s + \dots \right) \quad (2.40)$$

$$R_1^{TBF} = \frac{1}{1 + \frac{2}{LB}} \left(1 - \frac{2C_1^2 \left(1 + \frac{1}{3}LB + \frac{1}{LB}\right)}{1 + \frac{2}{LB}} s + \dots \right) \quad (2.41)$$

avec,

$$B = \frac{C_2}{C_1} = \frac{\eta}{k_0 \sqrt{K_a \rho_f}} \quad (2.42)$$

Aux très basses fréquences lorsque $s \rightarrow 0$, les expressions de T_2^{TBF} et R_2^{TBF} se réécrivent comme suit :

$$T_2^{TBF} = \frac{1}{1 + \frac{LB}{2}}, \quad s \rightarrow 0 \quad (2.43)$$

$$R_2^{TBF} = \frac{\frac{LB}{2}}{1 + \frac{LB}{2}}, \quad s \rightarrow 0 \quad (2.44)$$

On remarque que les expressions des coefficients de réflexion et de transmission aux très basses fréquences sont indépendantes de la fréquence et ne dépendent que de l'épaisseur L et de la résistivité $\sigma = \eta/k_0$ du matériau poreux.

Le signal réfléchi $P^r(x, \omega)$ (ou transmis) simulé est obtenu par le produit du coefficient de réflexion (ou de transmission) et du signal incident $P^i(x, \omega)$:

$$P^r(x, \omega) = R P^i(x, \omega) \quad (2.45)$$

Dans le domaine temporel, le signal réfléchi $\mathcal{P}^r(x, t)$ est obtenu en prenant la transformée de Fourier inverse \mathcal{F}^{-1} de $P^r(x, \omega)$:

$$\mathcal{P}^r(x, t) = \mathcal{F}^{-1}\left(R P^i(x, \omega)\right) \quad (2.46)$$

Figure (2.4) et Fig.(2.5) montrent la comparaison entre les signaux réfléchis et transmis simulés obtenus à l'aide des deux expressions basses fréquences Eq.(2.38) et Eq.(2.43) de coefficient de transmission et Eq.(2.39), Eq.(2.44) du coefficient de réflexion. La comparaison est faite avec des signaux basse fréquence dont les pics sont: 100 Hz, 500 Hz et 1000 Hz.

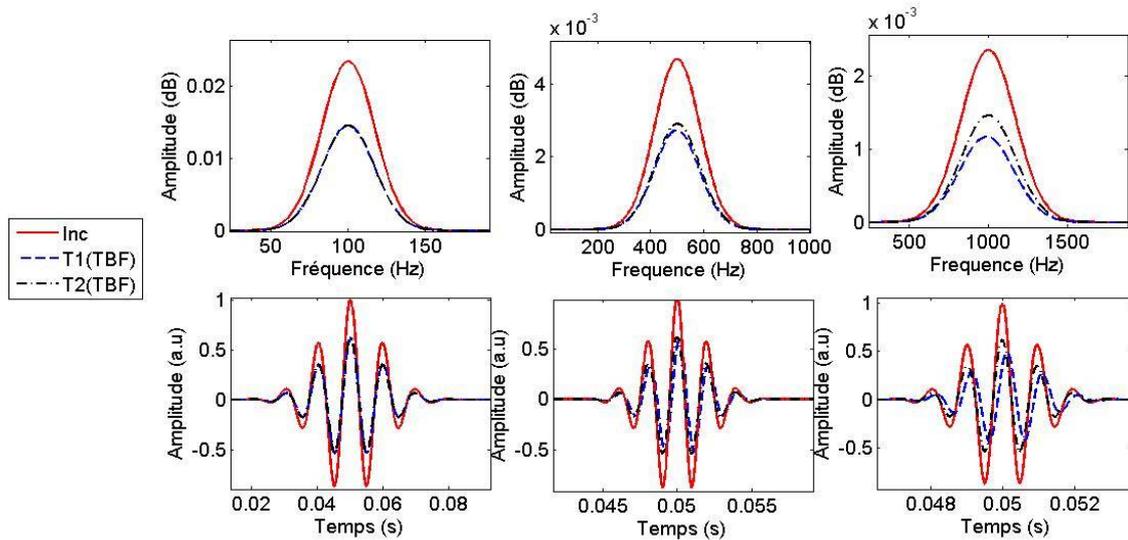


Figure - 2.4 - Comparaison entre les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF} du coefficient de transmission à 100Hz, 500Hz et à 1000Hz

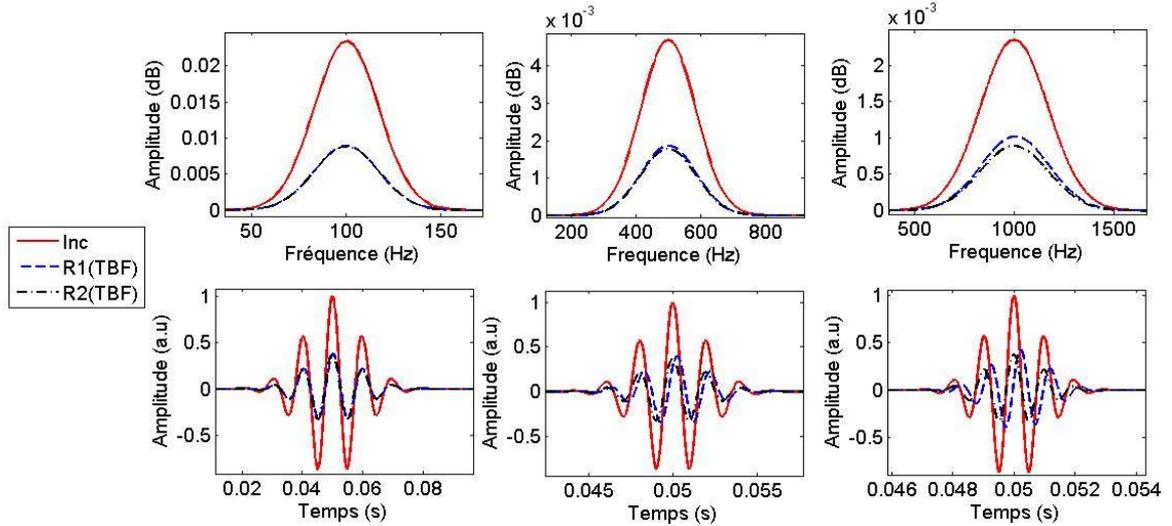


Figure 2.5 - Comparaison entre les deux expressions R_1^{TBF} et R_2^{TBF} du coefficient de réflexion à 100Hz, 500Hz et 1000Hz

À noter que les courbes de coefficient de réflexion (ou de transmission) sont identiques aux très basses fréquences ($Fr \leq 100\text{Hz}$) alors qu'elles sont distinctes aux fréquences $Fr > 500\text{ Hz}$ et la différence devient beaucoup plus grande lorsque la fréquence augmente.

Il ressort de cette étude de simulation que les deux expressions du coefficient de transmission T_1^{TBF} et T_2^{TBF} (ou de réflexion R_1^{TBF} et R_2^{TBF}) donnent les mêmes résultats aux très basses fréquences ($Fr \leq 100\text{ Hz}$).

8.2.2. Cas d'un milieu semi-infini [28]:

Dans ce cas nous considérons que l'épaisseur est grand, c'est-à-dire que $L \rightarrow \infty$, Le matériau poreux devient un milieu semi-infini [4] ou le coefficient de transmission $T = 0$.

Dans ces conditions, $\lim_{L \rightarrow \infty} \coth(sLf_1) = 1$ et l'expression (2.36) se simplifie :

$$R_{SI} = \frac{1 - E}{1 + E} = \frac{1 - \frac{\phi}{\alpha(\omega)\cos\theta_0} \sqrt{\alpha(\omega)\beta(\omega) - \sin^2\theta_0}}{1 + \frac{\phi}{\alpha(\omega)\cos\theta_0} \sqrt{\alpha(\omega)\beta(\omega) - \sin^2\theta_0}} \quad (2.47)$$

a. L'expression du coefficient de réflexion d'un milieu semi-infini à haute fréquence R_{SI}^{HF} [28] :

La susceptibilité dynamique $\alpha(\omega)$ proposée par Johnson [19] (Eq.(1.34)) et la compressibilité thermique donnée par Allard [2,3] (Eq.(1.41)) à hautes fréquences, sont définies par :

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \left(\frac{\eta}{\rho_f} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{s}} \right), \quad \beta(\omega) = 1 + \frac{2(\gamma-1)}{\Lambda'} \left(\frac{\eta}{P_r \rho_f} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{s}}, \quad s = j\omega.$$

Le développant asymptotique de la relation (2.47) est :

$$R_{SI}^{HF} = \frac{1 - E^{HF}}{1 + E^{HF}} = \frac{1 - \frac{\phi \sqrt{\alpha_\infty - \sin^2 \theta_0}}{\alpha_\infty \cos \theta_0}}{1 + \frac{\phi \sqrt{\alpha_\infty - \sin^2 \theta_0}}{\alpha_\infty \cos \theta_0}} + \frac{2\phi \alpha_\infty \cos \theta_0 \sqrt{\frac{\eta}{\rho_f} (\alpha_\infty - \sin^2 \theta_0)}}{(\alpha_\infty - \sin^2 \theta_0) (\alpha_\infty \cos \theta_0 + \phi \sqrt{\alpha_\infty - \sin^2 \theta_0})^2} \left(\frac{\alpha_\infty - 2\sin^2 \theta_0}{\Lambda} - \frac{\alpha_\infty (\gamma-1)}{\Lambda' \sqrt{P_r}} \right) \frac{1}{\sqrt{s}} + \dots \quad (2.48)$$

Aux très hautes fréquences, le premier terme de l'équation (2,48) est dominant, et le coefficient de réflexion aux très hautes fréquences d'un milieu semi-infini est donné par[28] :

$$R_{SI}^{THF} \approx \frac{1 - \frac{\phi \sqrt{\alpha_\infty - \sin^2 \theta_0}}{\alpha_\infty \cos \theta_0}}{1 + \frac{\phi \sqrt{\alpha_\infty - \sin^2 \theta_0}}{\alpha_\infty \cos \theta_0}}, \quad (2.49)$$

Pour incidence normal ($\theta_0=0$) :

L'expression de R_{SI}^{HF} devient[28] :

$$R_{SI}^{HF}(\theta_0 = 0) = \frac{1 - \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}{1 + \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}} + \frac{\left(2\phi \sqrt{\frac{\eta \alpha_\infty}{\rho_f}} \right) \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{(\gamma-1)}{\Lambda' \sqrt{P_r}} \right)}{(\sqrt{\alpha_\infty} + \phi)^2} \frac{1}{\sqrt{s}} + \dots \quad (2.50)$$

L'expression de R_{SI}^{THF} devient :

$$R_{SI}^{THF}(\theta_0 = 0) = \frac{1 - \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}}{1 + \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}}} \quad (2.51)$$

b. L'expression du coefficient de réflexion d'un milieu semi-infini aux basses fréquences R_{SI}^{BF} [28]

Aux basses fréquences, l'expression de coefficient de réflexion d'un milieu semi-infini, (lorsque L tend vers l'infini), dépend de la porosité ϕ , du facteur inertiel α_0 , de la perméabilité visqueuse k_0 et thermique k_0' , elle est donnée par:

$$R_{SI}^{BF} = \frac{1 - E^{BF}}{1 + E^{BF}}, \quad (2.52)$$

avec :

$$E^{BF} = \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_0} \phi \sqrt{\frac{\beta(\omega)}{\alpha(\omega)}} = \phi \frac{\sqrt{\alpha(\omega)\beta(\omega) - \sin^2\theta_0}}{\alpha(\omega)\cos\theta_0}. \quad (2.53)$$

Les fonctions $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ sont donnés par Pride et Lafarge ((Eq.1.39) et (Eq.1.42)) telles que :

$$\alpha(\omega) \approx \alpha_0 \left(1 + \frac{\eta\phi}{\alpha_0 k_0 \rho_f s} \right), \quad \beta(\omega) \approx \gamma - \frac{(\gamma - 1)\rho_f k'_0 P_r}{\eta\phi} s, \quad \text{et } s = j\omega$$

L'expression du coefficient de réflexion, aux très basses fréquences d'un milieu semi-infini en incidence normale, dépend de la fréquence, de la porosité ϕ et de la perméabilité visqueuse k_0 :

$$R_{SI}^{TBF} = \frac{1 - E^{TBF}}{1 + E^{TBF}} = \frac{1 - C_1\sqrt{s}}{1 + C_1\sqrt{s}} \quad (2.54)$$

où l'on a posé $C_1 = \sqrt{\frac{\gamma\rho_f k_0 \phi}{\eta}}$

Conclusion :

La théorie de fluide équivalent décrit le comportement d'une onde acoustique dans des matériaux poreux saturés d'air de structure rigide, de nouvelles expressions de coefficient de transmission et de réflexion ont été trouvées. Le coefficient de réflexion d'un milieu fini est caractérisé par plusieurs paramètres, selon le régime fréquentiel:

Les paramètres intervenant aux hautes fréquences sont la porosité ϕ , la tortuosité α_∞ et les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique Λ et Λ' .

Aux basses fréquences, les paramètres décrivant le milieu poreux sont la porosité ϕ , la perméabilité visqueuse k_0 et thermique k'_0 ainsi que le facteur inertiel α_0 .

Aux très basses fréquences, les deux expressions du coefficient de réflexion et de transmission d'un milieu poreux fini d'épaisseur L sont indépendantes de la porosité et de la fréquence et ne dépendent que de l'épaisseur et de la résistivité au passage de l'air.

Chapitre 3

Détermination de la résistivité
au passage de l'air d'un milieu
poreux rigide via les ondes
transmises aux très basses
fréquences.

1. Introduction

Dans cette partie, un procédé de caractérisation acoustique est proposé pour mesurer la résistivité au passage de l'air de matériaux poreux à structure rigide. La résistivité est l'un des nombreux paramètres requis par la théorie acoustique pour caractériser les matériaux poreux tels que les mousses plastiques et les matériaux fibreux ou granulaires. Dans la première section de cette partie, une étude de simulation est présentée pour montrer la sensibilité de la porosité et de la résistivité au passage de l'air sur les ondes transmises simulées obtenues via les deux expressions des coefficients de transmission T_1^{TBF} et T_2^{TBF} en régime basse fréquence.

La deuxième partie de ce travail est consacrée à la résolution du problème inverse dans le domaine fréquentiel pour estimer la résistivité au passage de l'air de deux échantillons de plastiques industriels fréquemment utilisés en isolation phonique. Les paramètres inversés de la résistivité au passage de l'air sont déterminés via les deux expressions basses fréquences des coefficients de transmission T_1^{TBF} et T_2^{TBF} . La fiabilité des paramètres inversés trouvés par les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF} est discutée et comparée à celles données par les méthodes conventionnelles.

2. Etude de la sensibilité

2.1 Etude la sensibilité de la porosité et de la résistivité sur les ondes transmises simulées données par l'expression T_1^{TBF} du coefficient de transmission.

Aux très basses fréquences, l'expression du coefficient de transmission T_1^{TBF} d'un milieu poreux d'épaisseur L dépend, en plus de la fréquence, de deux paramètres: la porosité ϕ , et la résistivité au passage de l'air σ . Cette expression est donnée par l'équation (2.38) où

$$T_1^{TBF} = \frac{2C_1\sqrt{s}}{2C_1\sqrt{s} \cosh(LC_2\sqrt{s}) + (1+C_1^2s) \sinh(LC_2\sqrt{s})}. \quad (3.1)$$

Pour étudier leurs influences sur les ondes transmises, on observe l'effet de la variation d'un paramètre, l'autre étant fixé, sur le signal transmis donné par l'expression (2.45) pour le signal fréquentiel et l'expression (2.46) pour le signal temporel.

On considère une onde acoustique arrivant sous incidence normale sur un matériau poreux (M) saturé d'air d'épaisseur $L = 50$ mm. Les paramètres physiques décrivant le milieu poreux sont : la porosité $\phi = 0.9$, et la résistivité $\sigma = 10.000 \text{ Nm}^{-4}\text{s}^{-1}$. Les signaux incidents et transmis simulés sont donnés dans la figure 3.1. La simulation est faite pour trois signaux différents basse fréquence: 100 Hz, 500 Hz et 1000 Hz.

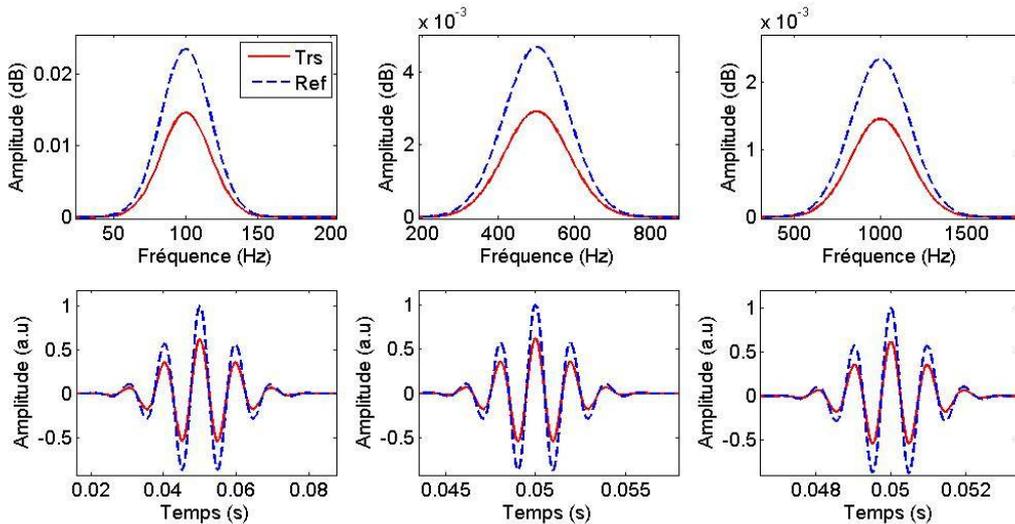


Fig. 3.1 – Les signaux simulés incidents et transmis à travers le milieu poreux (M), donnés par l'expression T_1^{TBF} dans les régimes fréquentiel (en dessus) et temporelle (en dessous) à des fréquences 100 Hz, 500 Hz et 1000 Hz

2.1.1 L'effet de la résistivité au passage de l'air :

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. L'effet de la variation de la résistivité au passage de l'air sur le signal transmis en basses fréquences est étudié et présenté sur les figures 3.2 – 3.5 pour des fréquences 100 Hz, 500 Hz et 1000 Hz. Pour la fréquence d'excitation de 100 Hz, une variation de +20% et -20% de la résistivité au passage de l'air σ du milieu poreux (M) entraîne respectivement une atténuation de -7.06% et une augmentation de +8.22% de l'amplitude de coefficient de transmission (Tab. 3.1). On remarque aussi que cette sensibilité augmente légèrement avec la fréquence (à 500 Hz et 1000 Hz). On conclue que la résistivité au passage de l'air σ a une forte influence sur le coefficient de transmission.

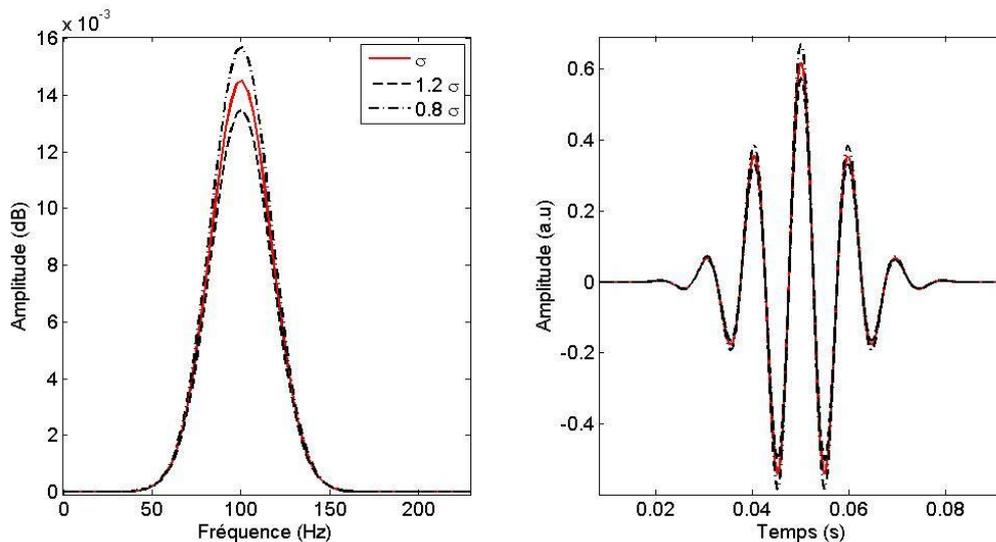


Fig. 3.2 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 100 Hz.

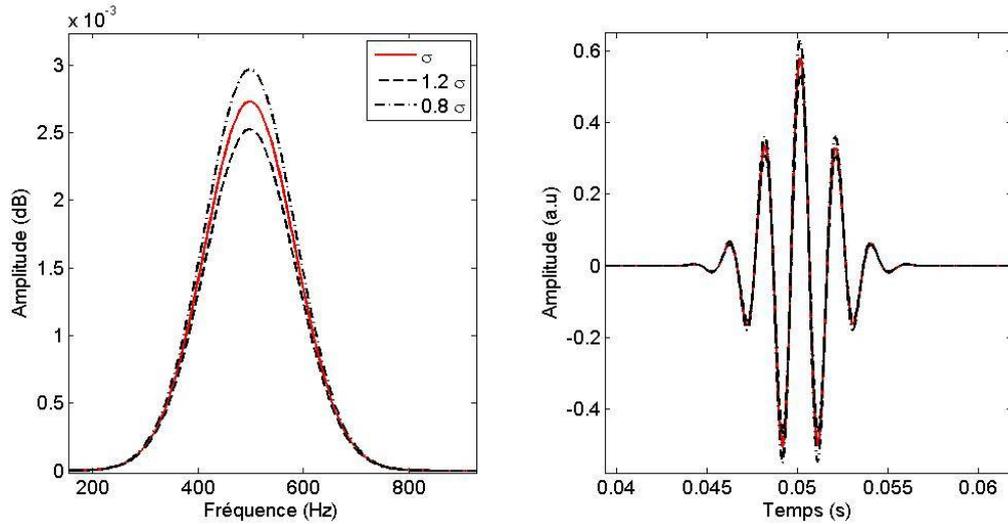


Fig. 3.3 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 500 Hz.

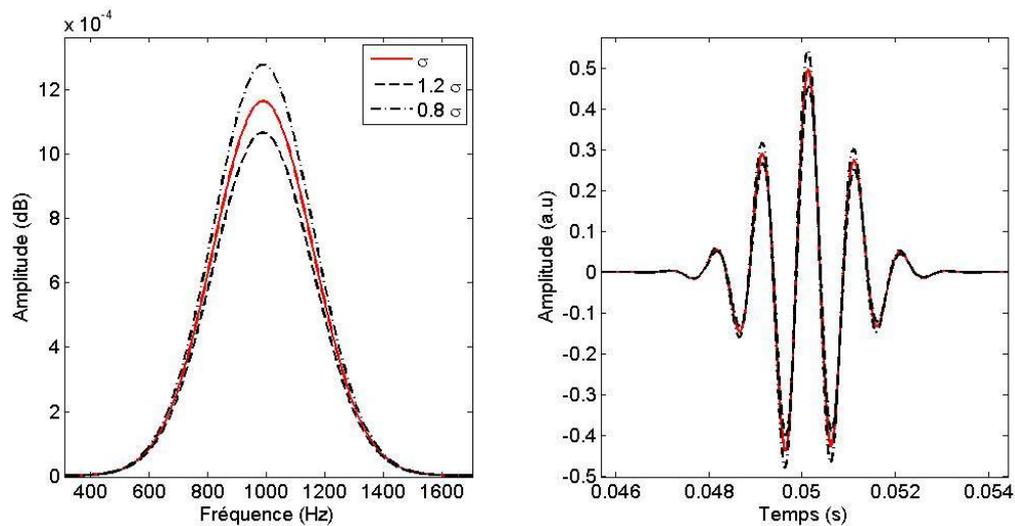


Fig. 3.4 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 1000 Hz.

2.1.2 L'effet de la porosité :

Les figures 3.5-3.7 montrent l'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la porosité sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à des fréquences 100 Hz, 500 Hz et 1000 Hz.

À partir de ces figures et selon le tableau 3.1, on peut constater que la sensibilité de la porosité sur le signal transmis est négligeable à très basse fréquence (100 Hz) et que cette sensibilité augmente avec la fréquence.

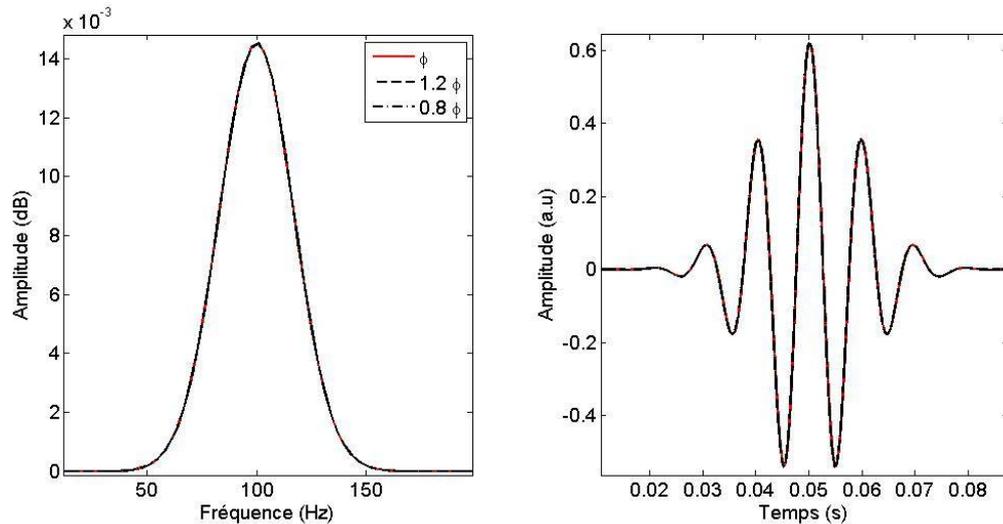


Fig. 3.5 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la porosité ϕ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 100 Hz.

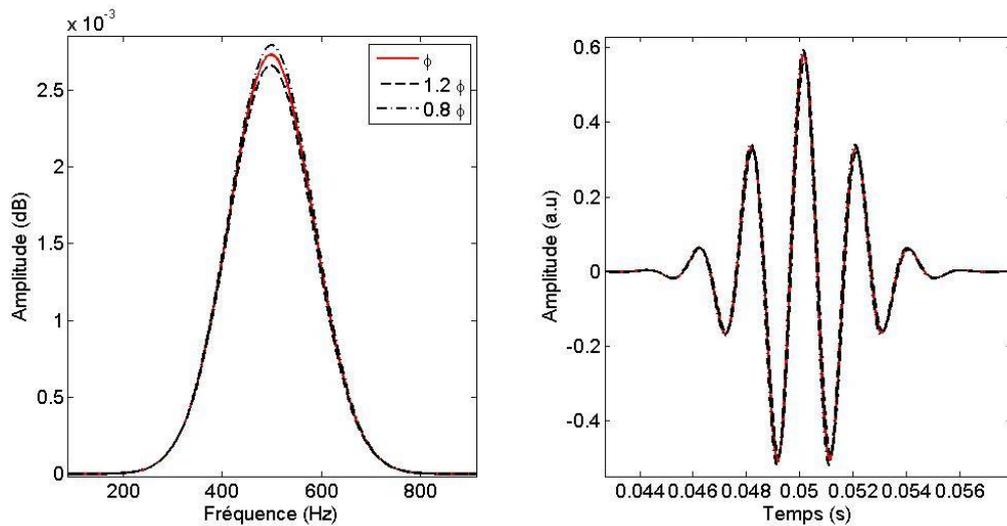


Fig. 3.6 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la porosité ϕ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 500 Hz.

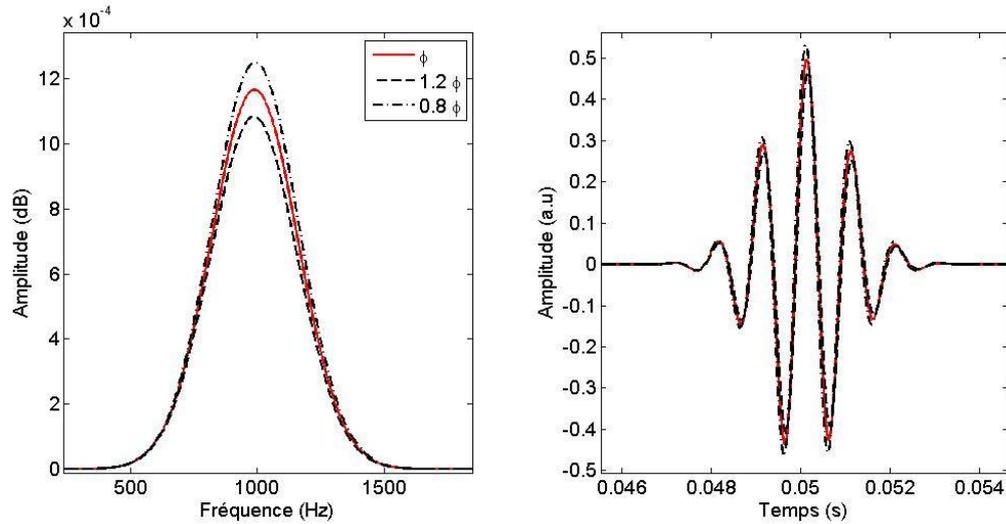


Fig. 3.7 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la porosité ϕ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 1000 Hz.

Le tableau (Tab 3.1) présente la variation relative du coefficient de transmission T_1^{TBF} correspondant à une variation de $\pm 20\%$ de la porosité et de la résistivité de milieu poreux pour différent fréquences (100Hz, 500Hz, 1000Hz).

Paramètres	variation	$\frac{\Delta T_1}{T_1} \%$		
		100 Hz	500 Hz	1000 Hz
ϕ	+20	- 0.13	- 2.63	- 7.11
	-20	+ 0.10	+ 2.33	7.21
σ	+20	- 7.06	- 7.5	- 8.38
	-20	+ 8.22	+ 8.70	+ 9.74

Tab 3.1 - Variation relative du coefficient de transmission $\frac{\Delta T_1^{TBF}}{T_1^{TBF}} \%$ correspondant à une variation de $\pm 20\%$ de la porosité et de la résistivité du milieu poreux.

2.2 Etude la sensibilité de la résistivité au passage de l'air sur les ondes transmises simulées données par l'expression T_2^{TBF} du coefficient de transmission.

La deuxième expression du coefficient de transmission établi aux très basses fréquences est l'expression T_2^{TBF} donnée par l'équation (2.43), à savoir :

$$T_2^{TBF} = \frac{1}{1 + \frac{L\sigma}{2\sqrt{k_a\rho_0}}} \quad (3.2)$$

L'avantage de cette expression est qu'elle est indépendante de la fréquence et ne dépend que de l'épaisseur de l'échantillon et de la résistivité au passage de l'air. Une étude de la sensibilité de la résistivité sur le signal transmis donné par l'expression T_2^{TBF} est présentée pour différentes basses fréquences (100 Hz, 500 Hz et 1000 Hz). Le but de cette étude est de trouver la gamme de la bande basse fréquence pour laquelle l'expression T_2^{TBF} reste valide et identique à l'expression T_1^{TBF} . On considère toujours le milieu poreux (M) avec les propriétés physiques: épaisseur $L = 50$ mm, porosité $\phi = 0,9$ et résistivité $\sigma = 10\,000$ Nm-4s-1.

2.2.1 L'effet de la résistivité au passage de l'air :

L'effet de la variation de la résistivité au passage de l'air sur le signal transmis à basse fréquence donné par l'expression (3.2) est présenté dans les figures 3.8 - 3.10. Pour une variation de +20% de σ , l'amplitude du signal transmis varie de -7,04% et pour une variation de -20% de σ le signal transmis varie de +8,20%. On note également que cette variation reste constante lorsque la fréquence varie (voir Table 3.2)

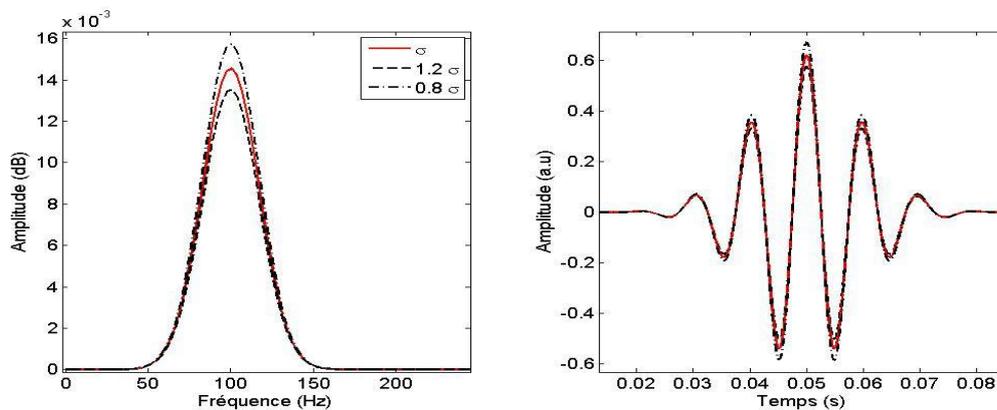


Fig. 3.8 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_2^{TBF} à 100 Hz.

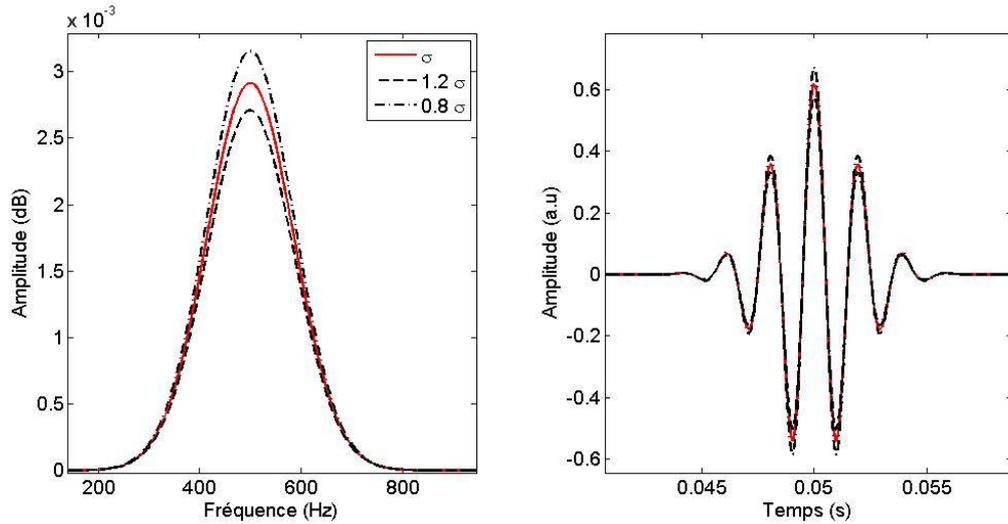


Fig. 3.9 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_2^{TBF} à 500 Hz.

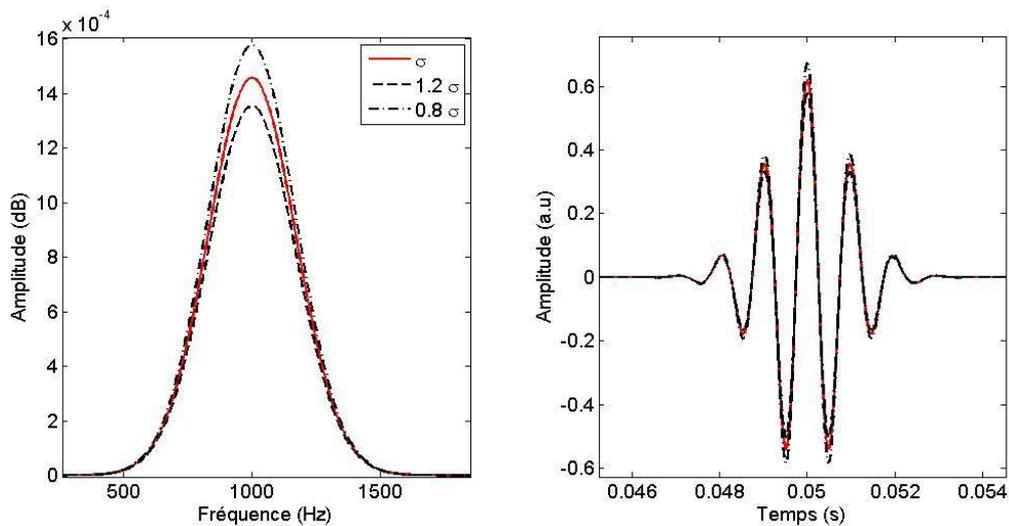


Fig. 3.10 - L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_2^{TBF} à 1000 Hz.

Le tableau suivant (Tab 3.2) présente la variation relative du coefficient de transmission T_2^{TBF} correspondant à une variation de $\pm 20\%$ de la résistivité de milieu poreux pour différent fréquences (100Hz, 500Hz, 1000Hz). Il est évident que la sensibilité de la résistivité au passage de l'air via les ondes transmises reste constante car l'expression du coefficient de transmission considéré est indépendante de la fréquence.

		$\frac{\Delta T_2^{TBF}}{T_2} \%$		
Paramètres	variation	100 Hz	500 Hz	1000 Hz
σ	+20%	- 7.04	- 7.04	- 7.04
	-20%	+ 8.20	+ 8.20	+ 8.20

Tab 3.2 - Variation relative du coefficient de transmission $\frac{\Delta T_2^{TBF}}{T_2^{TBF}} \%$ correspondant à une variation de $\pm 20\%$ de la résistivité du milieu poreux.

Conclusion :

Selon cette étude de sensibilité, nous concluons que:

- La résistivité au passage de l'air a une sensibilité élevée sur le signal transmis aux basses fréquences et que cette sensibilité est remarquable pour les deux expressions des coefficients de transmission T_1^{TBF} et T_2^{TBF} .
- Aux très basses fréquences (fr <100 Hz), la sensibilité de la porosité sur le signal transmis donnée par T_1^{TBF} est négligeable et cette sensibilité augmente avec la fréquence. Il est donc préférable d'utiliser l'expression T_2^{TBF} pour caractériser le milieu poreux dans le domaine très basses fréquences car cette expression a l'avantage d'être indépendante de la fréquence et de la porosité et ne dépend que de la résistivité au passage de l'air.

3. Inversion sur des données expérimentales

Dans la limite très basse fréquence, l'onde sonore est diffusive dans le milieu, et obéit à la loi de Darcy. Les effets thermiques étant pratiquement négligeables devant les effets visqueux. Le milieu est caractérisé uniquement par sa résistance spécifique au passage de l'air σ , ou la perméabilité visqueuse k_0 . Expérimentalement, on peut délimiter le régime des très basses fréquences en envoyant des signaux dont on augmente progressivement la fréquence. À partir d'une certaine fréquence, lorsqu'on observe un décalage temporel entre signal de

référence et signal transmis à travers l'échantillon, on quitte le régime diffusif : il y a propagation et l'approximation des très basses fréquences n'est plus valable [28].

Caractériser le milieu poreux, en très basses fréquences, consiste à trouver la perméabilité visqueuse k_0 ou la résistivité au passage de l'air σ .

L'objectif de cette partie du travail est de caractériser le matériau poreux dans ce domaine de fréquence en utilisant les deux expressions du coefficient de transmission, T_1^{TBF} et T_2^{TBF} et ce pour mettre en évidence l'accord théorique et expérimental de ces deux relations aux très basses fréquences.

3.1 Détermination de la résistivité σ de deux mousses en plastiques (M1) et (M2).

Les deux échantillons à étudier sont des mousses plastiques (M1) et (M2) d'épaisseur $L1 = L2 = 2,5$ cm. Les propriétés physiques de ces deux mousses mesurées par des méthodes directes [5,7,13,23] sont données dans le Tableau 3.3. Dans les figures 3.10 - 3.11 est présenté le spectre du signal de référence et le signal transmis par les deux mousses aux fréquences 50 Hz et 500 Hz.

Mousse	Porosité ϕ	Résistivité σ ($\text{Nm}^{-4} \text{s}^{-1}$)
M1	0.98	5 000
M2	0.97	35 000

Tableau 3.3 – Propriétés physiques des deux mousses (M1) et (M2) données par les méthodes directes.

L'objectif de cette partie est de rechercher la résistivité σ qui minimise la différence entre le signal expérimental et le signal théorique. Le signal théorique est obtenu dans le régime fréquentiel en effectuant le produit du coefficient de transmission avec le signal incident $e(\omega)$. On cherche donc la valeur de σ qui minimise la fonction U définie par:

$$U(\sigma) = \sum_{t_i} (T_{sim}^{TBF}(\omega_i, \sigma) e(\omega_i) - T_{exp}(\omega_i))^2, \quad (3.3)$$

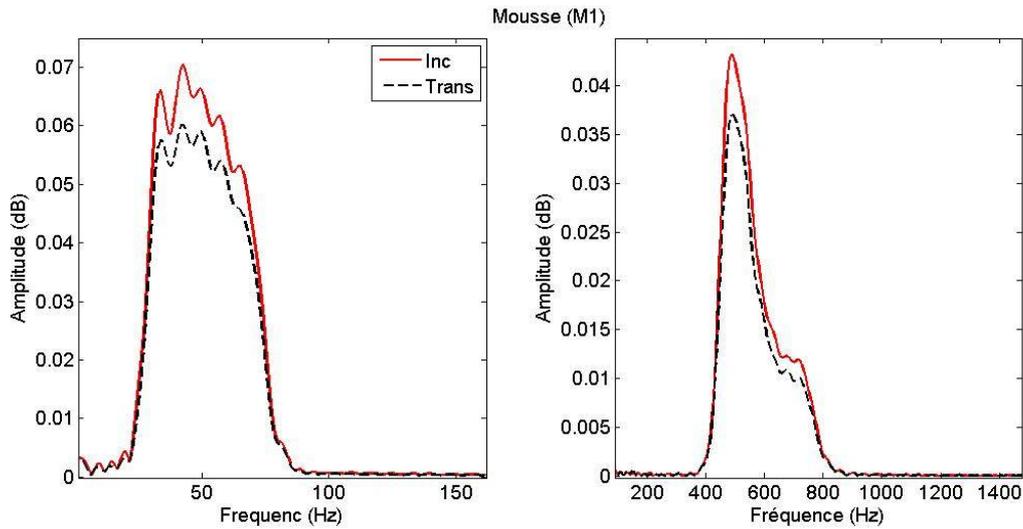


Fig. 3.10 - Spectre du signal de référence et du signal transmis de la mousse (M1) aux fréquences 50 Hz et 500 Hz

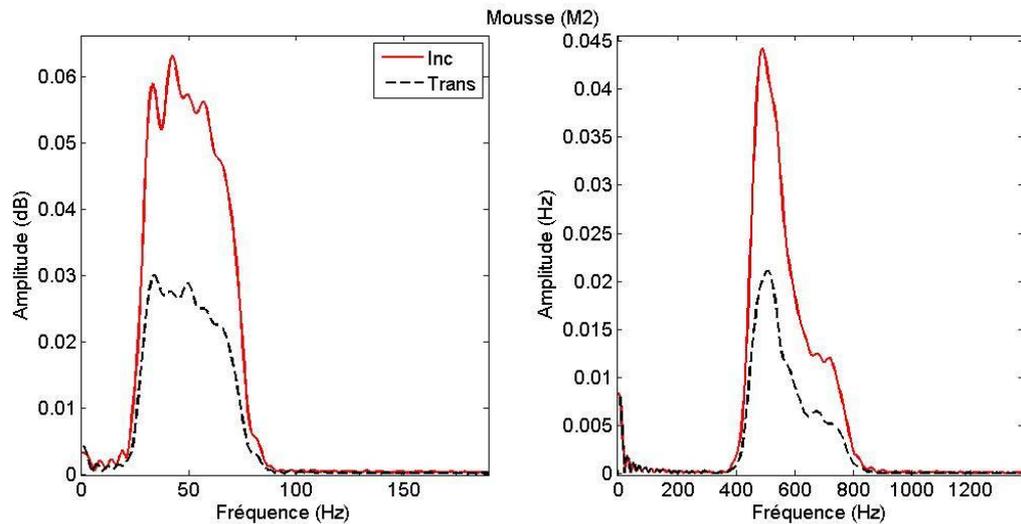


Fig. 3.11 - Spectre du signal de référence et du signal transmis de la mousse (M2) aux fréquences 50 Hz et 500 Hz

Après avoir résolu le problème inverse pour les deux mousses (M1) et (M2), nous retrouvons les valeurs de la résistivité au passage de l'air présentées dans le Tableau 3.4, obtenues à l'aide des deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF} des coefficients de transmission pour les fréquences 50 Hz et 500 Hz.

		Résistivité au passage de l'air σ ($\text{Nm}^{-4}\text{s}^{-1}$)	
Coefficient de transmission	Fréquence (Hz)	Mousse (M1)	Mousse (M2)
T_1^{TBF}	50	4 545	36 263
	500	4 818	34 646
T_2^{TBF}	50	4 545	36 263
	500	5 454	36 263

Tableau 3.4 – Les valeurs de la résistivité au passage de l'air de deux mousses (M1) et (M2) obtenus en très basses fréquences à l'aide des deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}

On remarque que les valeurs optimisées de la résistivité au passage de l'air obtenues par les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF} sont identiques à très basse fréquence ($fr = 50$ Hz). L'identité des résultats obtenus est notée pour les deux mousses (M1) et (M2) ce qui signifie que les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF} donnent le même résultat à très basses fréquences. Alors que, nous remarquons une légère différence entre les deux valeurs inversées de la résistivité au passage de l'air en utilisant les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF} pour la fréquence ($fr = 500$ Hz). Dans tous les cas, la valeur inversée de la résistivité est proche de la valeur obtenue par les méthodes directes présentées dans le tableau 3.3.

Les figures 3.12 - 3.13 donnent les courbes de minimisation de U en fonction de σ des deux mousses (M1) et (M2). Les figures 3.14 - 3.15 montrent les courbes des signaux transmis reconstruits en utilisant les paramètres optimisés de la résistivité au passage de l'air par rapport aux signaux expérimentaux correspondants. À partir de ces figures, une bonne concordance est observée entre la théorie et l'expérience.

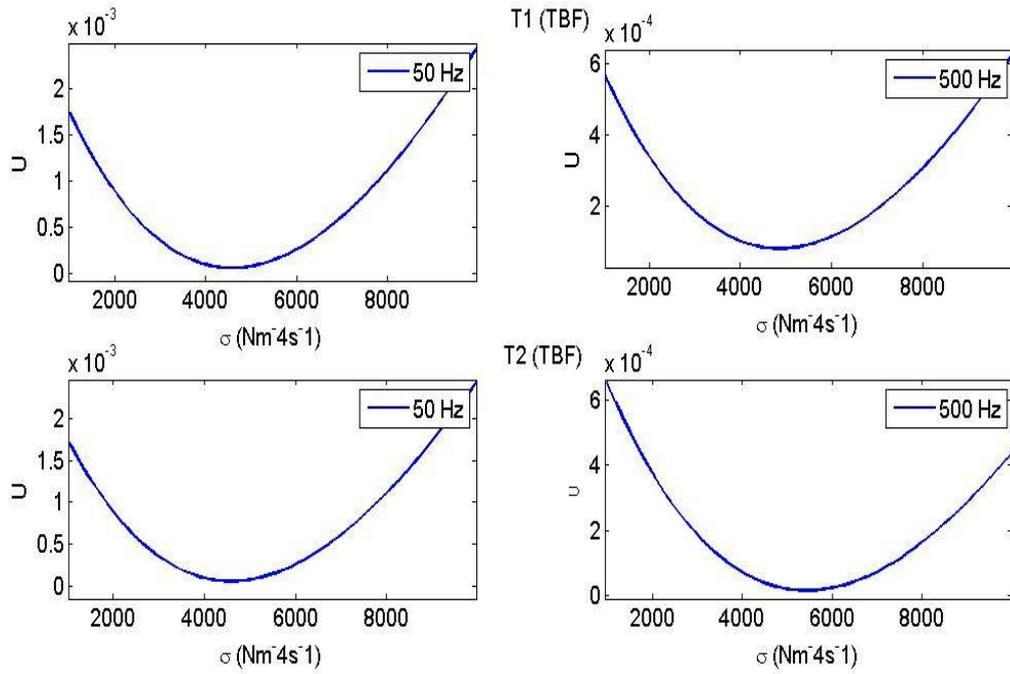


Fig. 3.12 - Courbes de minimisation de U en fonction de σ de la mousse (M1) en utilisant les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}

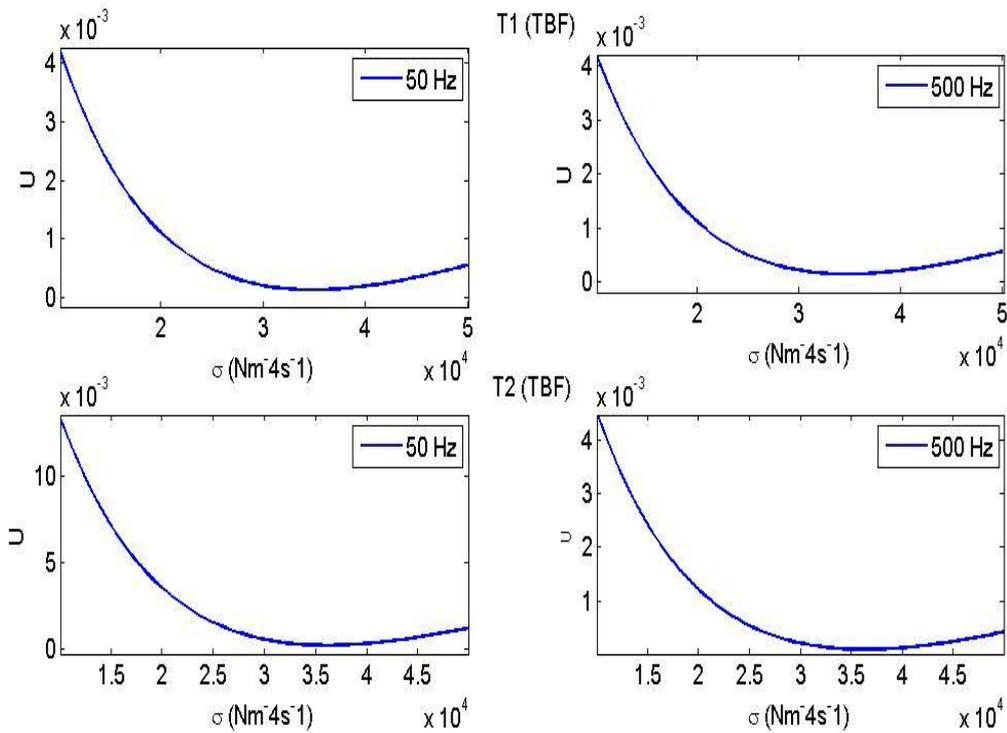


Fig. 3.13 - Courbes de minimisation de U en fonction de σ de la mousse (M2) en utilisant les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}

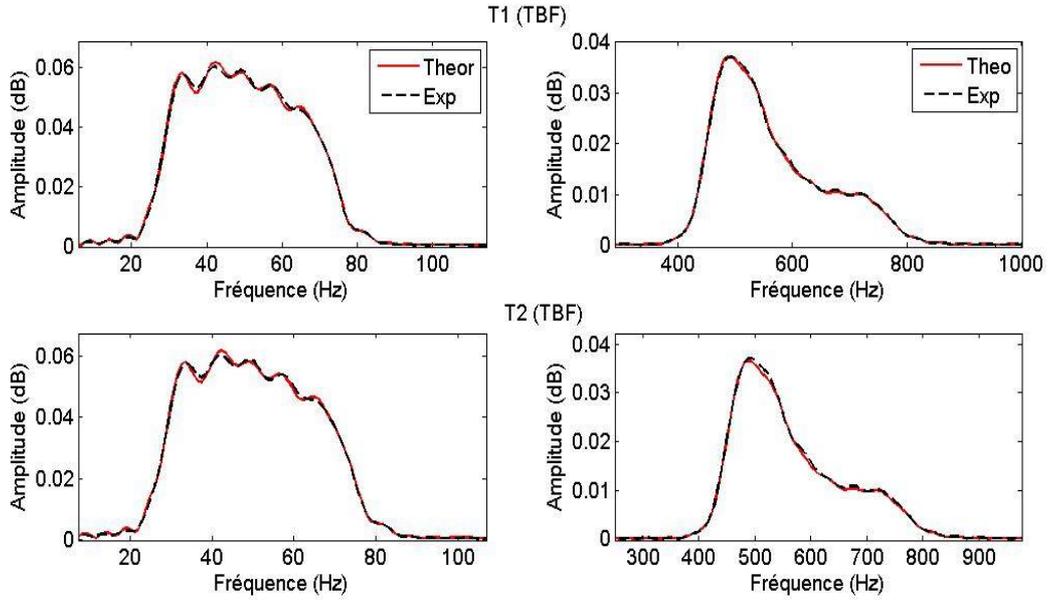


Fig. 3.14 - Courbes des signaux transmis reconstruits en utilisant les paramètres optimisés de la résistivité au passage de l'air pour la mousse (M1) en se servant des deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}

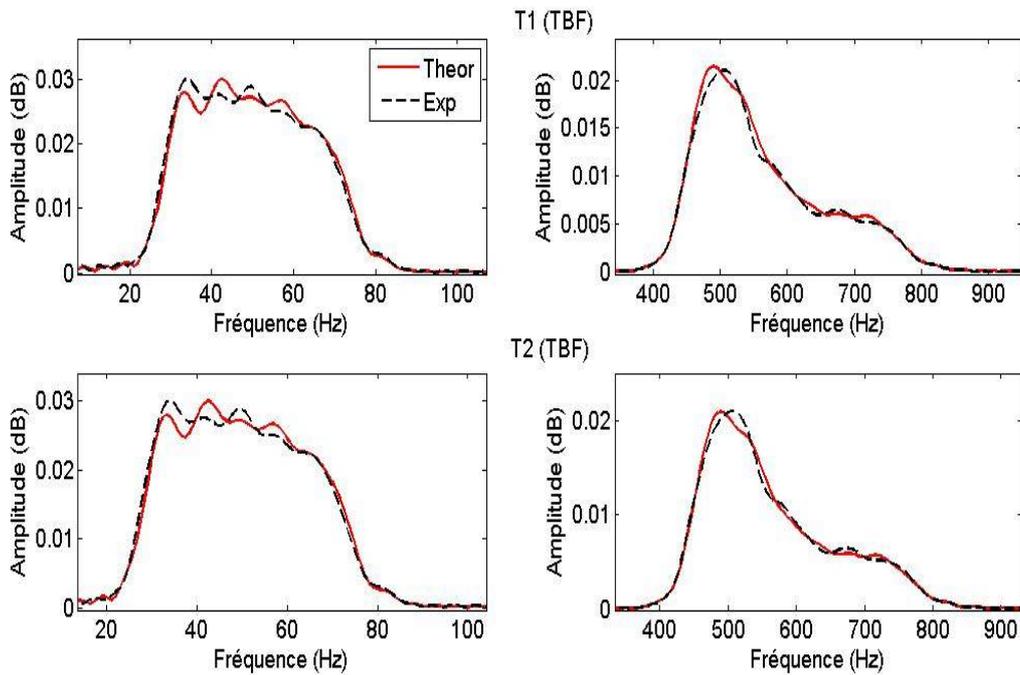


Fig. 3.15 - Courbes des signaux transmis reconstruits en utilisant les paramètres optimisés de la résistivité au passage de l'air pour la mousse (M2) en se servant des deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}

Conclusion

Un résultat important a été obtenu en utilisant l'expression simplifiée du coefficient de transmission en très basses fréquences ; il est désormais possible de mesurer avec des ondes acoustiques très basses fréquences la résistivité (ou la perméabilité statique visqueuse) d'un milieu poreux, sans connaître au préalable sa porosité, ou un autre paramètre physique. L'avantage de l'expression (3.2) est sa simplicité puisqu'elle ne dépend pas de la fréquence, rendant ainsi la résolution du problème inverse simple et rapide.

Conclusion générale

Conclusion générale :

Dans ce travail, nous avons résolu le problème direct et inverse de la propagation des ondes acoustiques à travers le milieu poreux rigide saturé d'air dans le contexte de la théorie de fluide équivalent. Deux expressions de coefficient de transmission ont été établies dans le régime fréquentiel très basses fréquences, La première dépend de la fréquence, de la porosité et de la résistivité au passage de l'air. La deuxième est indépendante de la fréquence et ne dépend que de la résistivité au passage de l'air. Le spectre du signal transmis est obtenu par le produit du coefficient de transmission avec le signal incident, ce qui a permis d'étudier l'influence de ces paramètres physiques; porosité et la résistivité au passage de l'air, sur le comportement des ondes acoustiques transmises à travers le matériau poreux. Selon cette étude, la résistivité au passage de l'air a une grande influence sur le signal transmis, tandis que l'influence de la porosité est très faible et négligeable sur le signal transmis.

Le problème inverse a été résolu dans le domaine fréquentiel en minimisant l'écart entre le signal transmis théorique et le signal transmis expérimental. Les tests sont effectués à l'aide de deux échantillons différents de mousse plastique. Les valeurs optimisées trouvées, à très basses fréquences, de la résistivité au passage de l'air par les deux expressions de coefficients de transmission sont en parfait accord avec celles données par les méthodes conventionnelles.

Le principal résultat de cette étude est qu'il est désormais possible de déterminer la résistivité au passage de l'air d'un milieu poreux rigide en utilisant uniquement les ondes transmises à très basse fréquence sans connaître au préalable les valeurs des autres paramètres physiques décrivant le milieu poreux.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Allard J. F., Boudrdier R., and Depollier C. “*Biot waves in layered media.*” J. Appl. Phys. 60 : 1926, (1986).
- [2] Allard J. F. “*Propagation of sound in porous media.*” Elsevier Applied Science publishers LTD, (1993).
- [3] Allard J. F. and Champoux Y. “*New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials*”, J. Acoust. Soc. Am. 91 : 3346, (1992).
- [4] Allard J. F., Castagnede B., Henry M., Lauriks W., “*Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies.*” J. Acoust. Soc. Am, 102(4) : 1995, (1997).
- [5] Attenborough K. “*Mercury porosimetry : State of the art*”. Powder Technology, 29 : 1, (1981).
- [6] Beranek L. L. “*Acoustic impedance of porous materials.*” J. Acoust. Soc. Am, 13 : 248, (1942).
- [7] Bies D. A and Hansen C. H. . “*Flow resistance information for acoustical design*”. Applied Acoustics, 13 : 357 , (1980).
- [8] 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).
- [9] 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).
- [10] Brown R., Melon M., Montembault V., Castagnède., Lauriks W., and Leclaire P. “*Evaluation of characteristic length of air-saturated porous materials from the ultrasonic dispersion curve*” Paris, 322 Série II : 122, (1996).
- [11] Bruneau M. and Potel C. “*in Materials and Acoustics Handbook.*” Wiley, Chichester, UK, Chap. 6. (2009)
- [12] Champoux Y. and Allard J. F. “*Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media.*” J. Appl. Phys. 70 : 1975, (1991).
- [13] Champoux Y., Stinson M.R., and Daigle G. A. “*Air-based system for the measurement of porosity.*” J. Acoust. Soc. Am, 89 : 910, (1990).
- [14] Delanay M. E. and Bazley E. N. “*Acoustical properties of porous materials*”, Applied Acoustics, 3 : 105, (1970).
- [15] Fellah ZEA, Fellah M., Sebaa N., Lauriks W., Depollier C. “*Measuring flow resistivity of porous materials at low frequencies range via acoustic transmitted waves (L)*” J. Acoust. Soc. Am. 119(4) : 1926, (2006)

- [16] 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);
- [17] Henry M. "Mesures des paramètres caractérisant un milieu poreux. Etude expérimentale du comportement acoustique des mousses aux basses fréquences". Thèse Doctorat, Université du Maine, (1997).
- [18] Johnson D.L. , Plona T.J. , Scala C., Pasierb F. , and Kojima H. "Tortuosity and acoustic slow waves". Phys. Rev. Lett., 49 : 1840, (1982).
- [19] 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).
- [20] Lafarge D., Lemarinier P., Allard J.F., and Tarnow V. "Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies." J. Acoust. Soc. Am, 102(4) : 1995, (1997).
- [21] Lafarge. D. "Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un fluide viscothermique." Thèse Doctorat, Université du Maine, (1993).
- [22] Leclaire P., Kelders L. , Lauriks W. , Melon M., Brown N. , and Castagnède B. "Determination of the viscous and thermal characteristic lengths of plastic foams by ultrasonic measurements in helium and air". J. Appl. Phys., 80 : 2009, (1996).
- [23] Leonard R.W. "Simplified porosity measurements". J. Acoust. Soc. Am, 20(1) : 39, (1948).
- [24] Lagarias J. C, Reeds J. A., Wright M. H., and Wright, P. E. "Convergence properties of the Nedler-Mead Simplex Method in low dimensions," SIAM J. Optim. 9 : 112, (1998).
- [25] Norris A. N., "On the viscodynamic operator in Biot's equations of poroelasticity," J. Wave Mat. Interact. 1 : 365, (1986).
- [26] Olny X. and Panneton R., "Acoustical determination of the parameters governing thermal dissipation in porous media," J. Acoust. Soc. Am. 123 : 814, (2008).
- [27] Pride S.R., Morgan F.D., and Gangi A.F. "Drag forces of porous media acoustics." J. Acoust. Soc. Am, 47 : 4964, (1993).
- [28] Sadouki M.' *Modélisation théorique de la propagation acoustique dans un milieu poreux inhomogène*' Thèse de Doctorat, USTHB, Alger (2014).
- [29] Sadouki M., J.Ap.Acoust, 'Experimental characterization of human cancellous bone via the first ultrasonic reflected wave – Application of Biot's theory ' 107237, 163, (2020).
- [30] Sadouki M., 'Experimental characterization of rigid porous material via the first ultrasonic reflected waves at oblique incidence ' , J.Ap.Acoust, 133, 64 (2018)
- [31] 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, 37(2), 385, (2018)

- [32] 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).
- [33] Sadouki M, Fellah ZEA, Berbiche A and Fellah M, Mitri F. G, Ogam E, Depollier C "Measuring static viscous permeability, flow resistivity and thickness of air-saturated porous material " soumis au J. Acoust. Soc. Am. (2013).
- [34] Sadouki M., Fellah M., Fellah ZEA., Ogam E. and Depollier C. "Acoustic characterization of porous materials with a rigid structure in the low frequency regime. 5th Biot Conference on Poromechanics," Vienna / Austria. 10-12 juillet, (2013)
- [35] Sadouki M., Fellah M., Fellah ZEA., Ogam E. and Depollier C. "Acoustic characterization of air saturated porous materials at audible frequencies," 11ème Congrès Français d'Acoustique, Nantes / France 23-27 Avril, (2012)
- [36] Van Brakel J., Modry S., and Svata M. "Mercury porosimetry : State of the art". Powder Technology, 29 : 1, (1981).
- [37] Zwikker C and Kosten CW. "Sound absorbing materials". Elsevier New-york, (1949).

Paramètres décrivant le comportement des milieux poreux

Symboles	Grandeur désignée	unités SI
Φ	Porosité	
α_∞	Tortuosité haute fréquence	
α_0	Facteur d'inertie	
α_0'	Tortuosité thermique	
σ	Résistivité au passage du fluide	Nm ⁻⁴ s
k_0	Perméabilité visqueuse k_0	m ²
k'_0	La perméabilité thermique k'_0	m ²
Λ	Longueur caractéristique visqueuse	M
Λ'	Longueur caractéristique thermique	M
coef Λ	Le rapport entre la longueur thermique et visqueuse $(\Lambda'/\Lambda) \geq 1$	
p'	Paramètre thermique de Pride	
p	Paramètre inertiel de Pride	
E_s	Le module de Young du squelette poreux	G.Pa
E_b	Le module de Young de la structure	G.Pa
ν_s	Coefficient de Poisson du squelette poreux	
ν_b	Coefficient de Poisson de la structure	
K_a	Module d'incompressibilité adiabatique du fluide	Pa ⁻¹
δ	Couche limite visqueuse	m
δ'	Couche limite thermique	M
$\alpha(\omega)$	Tortuosités dynamique	
$\beta(\omega)$	Compressibilité dynamique	
η	Viscosité dynamique	K.m ⁻¹ .s ⁻¹
ρ_f	Masse volumique du fluide	K.m ⁻³
Z_c	L'impédance acoustique caractéristique	Kg.m ⁻² s ⁻¹
γ	Rapport des chaleur spécifiques	
ω	Pulsation	rad.s ⁻¹
\vec{u}	Déplacement de la phase solide	
\vec{U}	Déplacement de la phase fluide	

Liste des figures

1.1	Représentation d'un milieu poreux.....	7
1.2	Quelques milieux poreux.....	8
1.3	La porosité.....	10
1.4	Schéma des différentes porosités.....	11
1.5	Représentation de la tortuosité.....	12
1.6	Mesure de la perméabilité.....	13
1.7	Schéma représentatif de Λ et Λ'	15
1.8	Dispositif pour la mesure la résistivité au passage de l'air.....	16
1.9	Matériau poreux à structure rigide.....	19
1.10	Représentation des couches limites visqueuses δ et thermique δ'	20
1.11	Matériau poreux à structure souple.....	23
2.1	Réflexion et réfraction sur une interface entre deux milieux.....	29
2.2	Géométrie du problème en incidence normale.....	32
2.3	Géométrie du problème en incidence oblique.....	34
2.4	Comparaison entre les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF} du coefficient de transmission à 100Hz, 500Hz et à 1000Hz.....	37
2.5	Comparaison entre les deux expressions R_1^{TBF} et R_2^{TBF} du coefficient de réflexion à 100Hz, 500Hz et 1000Hz.....	38
3.1	Les signaux simulés incidents et transmis à travers le milieu poreux (M), donnés par l'expression T_1^{TBF} dans les régimes fréquentiel (en dessus) et temporelle (en dessous) à des fréquences 100 Hz, 500 Hz et 1000 Hz.....	43
3.2	L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 100 Hz.....	44
3.3	L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 500 Hz.....	45
3.4	L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 1000 Hz.....	45
3.5	L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la porosité ϕ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 100 Hz.....	46

3.6 L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la porosité ϕ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 500 Hz.....	46
3.7 L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la porosité ϕ sur le signal transmis donné par l'expression T_1^{TBF} à 1000 Hz.....	47
3.8 L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_2^{TBF} à 100 Hz.....	48
3.9 L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_2^{TBF} à 500 Hz.....	49
3.10 L'effet de la variation de $\pm 20\%$ de la valeur initial de la résistivité au passage de l'air σ sur le signal transmis donné par l'expression T_2^{TBF} à 1000 Hz.....	49
3.11 Spectre du signal de référence et du signal transmis de la mousse (M1) aux fréquences 50 Hz et 500 Hz.....	52
3.12 Spectre du signal de référence et du signal transmis de la mousse (M2) aux fréquences 50 Hz et 500 Hz.....	52
3.13 Courbes de minimisation de U en fonction de σ de la mousse (M1) en utilisant les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}	54
3.14 Courbes de minimisation de U en fonction de σ de la mousse (M2) en utilisant les deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}	54
3.15 Courbes des signaux transmis reconstruits en utilisant les paramètres optimisés de la résistivité au passage de l'air pour la mousse (M1) en se servant des deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}	55
3.16 Courbes des signaux transmis reconstruits en utilisant les paramètres optimisés de la résistivité au passage de l'air pour la mousse (M2) en se servant des deux expressions T_1^{TBF} et T_2^{TBF}	55

ASA Spring 2020 Annual Meeting <onbehalf@abstractcentral.com>

18 févr. 20

À moi, asa ▾

🌐 anglais ▾ > français ▾ [Traduire le message](#)

Dear Mustapha Sadouki:

It is our pleasure to inform you that your abstract titled **Acoustic measurement of the thickness and viscous permeability of a rigid porous material via low frequency tran**



has been accepted for a lecture presentation at the 179th Meeting of the Acoustical Society of America in Chicago, Illinois, on **May 15, 2020**, in session **5aPA, General Topics I**. The session will be held from **9:00 AM - 10:30 AM**. The exact presentation time of your paper will be indicated in the meeting program and on the itinerary planner. You have been notified of your lecture presentation. If you have coauthors, please forward this information to them, as this notification is being sent only to you.

The following AV equipment will be provided for each technical session: laptop computer (PC) with monaural audio playback capability, computer projector, and laser pointer. All considered special equipment and will be provided upon request only. You have requested the following special equipment: (if blank, you did not request any special equipment).
contact [Jolene Ehl, jeh1@acousticalsociety.org](mailto:jeh1@acousticalsociety.org). Requests for special equipment will be honored up to **6 April 2020**. No special AV equipment requested after that date will be

ASA Fall 2020

View Abstract

CONTROL ID: 3468022**TITLE:** Acoustic measurement of the flow resistivity of a rigid porous material via low frequency transmitted waves - Frequency approach.**AUTHORS (FIRST NAME, LAST NAME):** Mustapha Sadouki¹, Nassima Ait Kaid¹, Hanane Hassine¹**INSTITUTIONS (ALL):** 1. Département des sciences de la matière, Université de khemis-Miliana, Khemis-Miliana, Algeria.**ABSTRACT BODY:**

Abstract (200 words): In this work, an acoustic characterization process is proposed to measure the flow resistivity of porous materials with rigid frame via transmitted waves at very low frequency. The equivalent fluid theory is considered. Two expressions of the transmission coefficient have been established in the Darcy regime. The first depends on the frequency, porosity and air flow resistivity, while the second is frequency independent and depends only on the air flow resistivity. The inverse problem is solved in the frequency domain. The inverted values of the air flow resistivity are determined using the two low-frequency expressions of the transmission coefficients. The tests are carried out using two industrial plastic foam samples frequently used in thermal and sound insulation. The reliability of the results obtained is discussed and compared with those given by conventional methods.

CURRENT TECHNICAL COMMITTEE: Physical Acoustics (PA)**CURRENT SPECIAL SESSION. IF NOT SUBMITTING TO A SPECIAL SESSION, CHOOSE "NONE SELECTED.":** None Selected**PRESENTATION TYPE:** Contributed Submission : Poster**PRESENTER:** Mustapha Sadouki**AWARDS:** ASA Best Paper Award For Student, Young Presenters, and Early Career Presenters**Additional Comments:** (none)**PACS Numbers:** 43.40.Sk**AUTHORS (ADDRESS & EMAIL):****Name:** Mustapha Sadouki**Address 1:** Rout Thenia el Had**Address 2:** (none)**City:** Khemis-Miliana**State:** (none)**Postal Code/Zip:** 44225**Country:** Algeria**E-mail:** mustapha.sadouki@univ-dbkm.dz

Name: Nassima Ait Kaid**Address 1:** Rout Thenia el Had**Address 2:** (none)**City:** Khemis-Miliana**State:** (none)**Postal Code/Zip:** 44000**Country:** Algeria**E-mail:** aitkaidnassima.phm2@gmail.com

Name: Hanane Hassine**Address 1:** Rout Thenia el Had**Address 2:** (none)**City:** Khemis-Miliana

State: (none)

Postal Code/Zip: 44000

Country: Algeria

E-mail: hassinehanane.phm2@gmail.com

© Clarivate Analytics | © ScholarOne, Inc., 2020. All Rights Reserved.

ScholarOne Abstracts and ScholarOne are registered trademarks of ScholarOne, Inc.

ScholarOne Abstracts Patents #7,257,767 and #7,263,655.

[@ScholarOneNews](#) | [System Requirements](#) | [Privacy Statement](#) | [Terms of Use](#)

Product version number 4.17.1 (Build 87). Build date Thu Jul 9 11:05:03 EDT 2020. Server ip-10-236-28-113