



HAL
open science

Approximation analytique de l'impédance acoustique de paroi d'un système d'isolation acoustique

B. Faverjon, Christian Soize

► **To cite this version:**

B. Faverjon, Christian Soize. Approximation analytique de l'impédance acoustique de paroi d'un système d'isolation acoustique. 6ème Colloque National en Calcul des Structures, CSMA, May 2003, Giens (Var), France. pp.Pages: 227-234. hal-00773307

HAL Id: hal-00773307

<https://hal.science/hal-00773307>

Submitted on 12 Jan 2013

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

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

Approximation analytique de l'impédance acoustique de paroi d'un système d'isolation acoustique. Validation expérimentale.

B. Faverjon^a, C. Soize^b

^a Département Dynamique des Structures et des Systèmes couplés, ONERA, BP 72 92322 Chatillon Cedex

beatrice_faverjon@yahoo.fr

^b Laboratoire de Mécanique, Université de Marne-La-Vallée, 77454 Marne-La-Vallée soize@univ-mlv.fr

Actes du 6ème Colloque National en Calcul des Structures, Giens (Var), 20-23 mai 2003, Tome I, pp. 227-234, ISBN 2-7302-1032-6

Résumé

L'objet de ce papier est de présenter une nouvelle modélisation analytique d'un système passif d'isolation acoustique, système multicouche comportant une couche de matériau poreux tridimensionnel inséré entre deux plaques minces. Pour le domaine des moyennes et hautes fréquences, une telle approche avec validation expérimentale n'a jamais été proposée. Pour le domaine des basses fréquences, de nombreuses recherches ont été effectuées en modélisant ces systèmes par les méthodes numériques du type éléments finis.

1 Introduction

Pour le domaine des moyennes et hautes fréquences, nous proposons une méthode analytique de modélisation des systèmes d'isolation acoustique, systèmes multicouches, par la construction d'une impédance acoustique équivalente. Pour le domaine des basses fréquences, de nombreuses recherches ont été effectuées en modélisant ces systèmes par les méthodes numériques du type éléments finis (voir par exemple [2,9,10]). Le système multicouche est composé d'un matériau poreux, inséré entre deux plaques minces. Le matériau poreux est modélisé à partir des équations de Biot [1,3,4]. Les deux plaques minces sont modélisées par la théorie de Kirchhoff-Love et les vibrations de membrane sont prises en compte. Dans le but de valider expérimentalement la théorie proposée, un tel système d'isolation acoustique a été réalisé, les plaques minces, homogènes, isotropes, viscoélastiques, étant en aluminium et le matériau poreux ouvert, homogène, isotrope, avec une phase solide viscoélastique, saturé en air étant une mousse polyuréthane. L'unité vibroacoustique expérimentale de l'ONERA a effectué, dans une chambre anéchoïque, des mesures de l'impédance acoustique équivalente de ce système multicouche [8] dans la bande de fréquence [100,1600] Hz, la bande moyennes

et hautes fréquences correspondant à [300,1600] Hz. La matrice de l'opérateur d'impédance acoustique a été identifiée expérimentalement par l'application successive d'une force normale ponctuelle en 25 points d'une des plaques (ces 25 points provenant d'un maillage 5×5 points). Les réponses mesurées sont les accélérations normales aux 25 points de chaque plaque. L'impédance acoustique équivalente du système multicouche, à chaque excitation, est définie comme le rapport de la force excitatrice normale ponctuelle avec le saut des vitesses normales des deux plaques. Dans une deuxième partie, on présente la méthode de construction de l'impédance acoustique équivalente qui repose sur une méthode spectrale relative au plan moyen (x_1, x_2) du système multicouche supposé infini. La dimension suivant l'épaisseur étant finie, on conserve la coordonnée physique x_3 . On effectue la transformée de Fourier spatiale en x_1 et x_2 du problème aux limites du système multicouche en introduisant les composantes k_1 et k_2 du vecteur d'onde \mathbf{k} . Pour ω , k_1 et k_2 fixés, on obtient le problème aux limites en x_3 dont les coefficients dépendent de ω , k_1 et k_2 . Après résolution, par une méthode spécialement développée (pour éviter les problèmes de conditionnement numériques induits dans ce type de formulation), du système d'équations différentielles et par transformée de Fourier inverse en k_1 et k_2 , on déduit une expression de l'impédance acoustique équivalente. Cette inversion est réalisée numériquement. Dans une troisième partie, on présente des comparaisons entre le modèle analytique et les résultats expérimentaux [7], pour l'impédance acoustique équivalente. Une bonne corrélation est observée.

2 Construction de l'impédance acoustique équivalente

Le système multicouche est supposé infini dans son plan moyen (x_1, x_2) comme indiqué à la Figure 1. La dimension x_3 relative à l'épaisseur est finie.

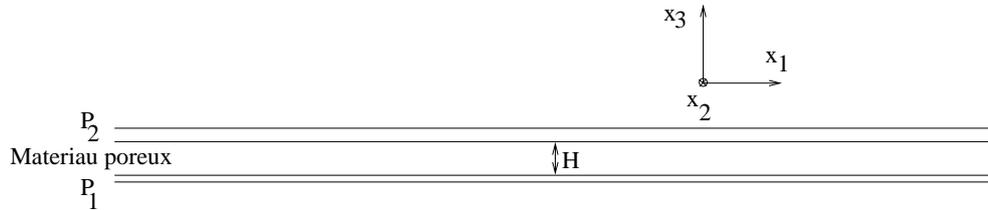


Figure 1-Système multicouche infini dans le plan moyen (x_1, x_2).

La transformée de Fourier en $\tilde{\mathbf{x}} = (x_1, x_2)$ est définie par

$$g(\mathbf{k}, \omega) = \int_{\mathbb{R}^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\tilde{\mathbf{x}}} g(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) d\tilde{\mathbf{x}} \quad , \quad g(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} e^{-i\mathbf{k}\cdot\tilde{\mathbf{x}}} g(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} \quad , \quad (1)$$

où le vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_1, k_2)$ et ω est la pulsation. La coordonnée x_3 est conservée et l'on note $w_{,3} = \partial w / \partial x_3$.

La transformée de Fourier en (x_1, x_2) des équations dynamiques du milieu poreux s'écrit

$$\begin{aligned}
-\omega^2 \rho_{11} u_i^s - \omega^2 \rho_{12} u_i^f - i \omega b (u_i^f - u_i^s) - \sigma_{ij,j}^s &= 0, \\
-\omega^2 \rho_{22} u_i^f - \omega^2 \rho_{12} u_i^s + i \omega b (u_i^f - u_i^s) - \sigma_{ij,j}^f &= 0.
\end{aligned} \tag{2}$$

La première équation correspond au mouvement de la phase solide du milieu poreux et la seconde au mouvement de sa phase fluide. Les transformées de Fourier des champs de déplacements et des tenseurs des contraintes des phases solide et fluide sont notées \mathbf{u}^s , \mathbf{u}^f , \mathbb{O}^s et \mathbb{O}^f . Puisque le milieu poreux est isotrope, le tenseur de perméabilité, correspondant aux effets visqueux, est réduit à un scalaire noté b . Les densités massiques ρ_{11} , ρ_{22} et ρ_{12} correspondent à la phase solide, à la phase fluide et au couplage de ces deux phases respectivement. Les lois de comportement relatives aux phases solide et fluide s'écrivent

$$\begin{aligned}
\sigma_{11}^s &= A_F (-i k_1 u_1^s - i k_2 u_2^s + u_{3,3}^s) + B_F (-i k_1) u_1^s + C_F (-i k_1 u_1^f - i k_2 u_2^f + u_{3,3}^f), \\
\sigma_{22}^s &= A_F (-i k_1 u_1^s - i k_2 u_2^s + u_{3,3}^s) + B_F (-i k_2) u_2^s + C_F (-i k_1 u_1^f - i k_2 u_2^f + u_{3,3}^f), \\
\sigma_{33}^s &= A_F (-i k_1 u_1^s - i k_2 u_2^s + u_{3,3}^s) + B_F u_{3,3}^s + C_F (-i k_1 u_1^f - i k_2 u_2^f + u_{3,3}^f), \\
\sigma_{12}^s &= -i B_F (k_2 u_1^s + k_1 u_2^s)/2, \quad \sigma_{13}^s = B_F (u_{1,3}^s - i k_1 u_3^s)/2, \\
\sigma_{23}^s &= B_F (u_{2,3}^s - i k_2 u_3^s)/2, \\
\sigma_{ii}^f &= E_F (-i k_1 u_1^f - i k_2 u_2^f + u_{3,3}^f) + C_F (-i k_1 u_1^s - i k_2 u_2^s + u_{3,3}^s), \quad i = 1 \text{ à } 3, \tag{3}
\end{aligned}$$

où $A_F = (1 + i \omega a_1) \nu E / ((1 + \nu)(1 - 2\nu)) + M(B - \Phi)^2$, $B_F = (1 + i \omega a_1) E / (1 + \nu)$, $C_F = \Phi M(B - \Phi)$ et $E_F = \Phi^2 M$ avec E le module d'Young, ν le coefficient de Poisson, $\eta = \omega a_1$ le facteur d'amortissement structural, Φ la porosité et B le coefficient de couplage. Le module de Biot M est défini par $M(\omega) = K_e(\omega) / \Phi$ où $K_e(\omega)$ est le module de compressibilité complexe de l'air du milieu poreux [1]. La transformée de Fourier en (x_1, x_2) des équations dynamiques des plaques P_1 et P_2 s'écrit

$$\begin{aligned}
-\omega^2 \rho_{P_1} h_{P_1} \mathbf{u}^{P_1} + (1 + i \omega a_1^{P_1}) \mathbb{K}_1 \mathbf{u}^{P_1} &= \mathbf{F}_1 + \mathbf{f}(\omega), \\
-\omega^2 \rho_{P_2} h_{P_2} \mathbf{u}^{P_2} + (1 + i \omega a_1^{P_2}) \mathbb{K}_2 \mathbf{u}^{P_2} &= \mathbf{F}_2,
\end{aligned} \tag{4}$$

où $\mathbf{u}^{P_r} = (v_1^{P_r}, v_2^{P_r}, w^{P_r})$ est le champ des déplacements de la plaque P_r , $r=1,2$, ρ_{P_r} sa densité massique, h_{P_r} son épaisseur et $a_1^{P_r}$ son facteur d'amortissement structural. Les matrices de raideur \mathbb{K}_r sont données par

$$\mathbb{K}_r = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & 0 \\ k_{12} & k_{22} & 0 \\ 0 & 0 & k_{33} \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned}
\text{avec } k_{11} &= D_{P_r}^m [(1 + \nu^{P_r}) k_1^2 + (1 - \nu^{P_r})(k_1^2 + k_2^2)]/2, \quad k_{12} = D_{P_r}^m (1 + \nu^{P_r}) k_1 k_2 / 2 \\
k_{22} &= D_{P_r}^m [(1 + \nu^{P_r}) k_2^2 + (1 - \nu^{P_r})(k_1^2 + k_2^2)]/2, \quad k_{33} = D_{P_r}^f (k_1^2 + k_2^2)^2, \tag{5}
\end{aligned}$$

et où $D_{P_r}^m = E^{P_r} h_{P_r} / (1 - (\nu^{P_r})^2)$, $D_{P_r}^f = E^{P_r} h_{P_r}^3 / (12(1 - (\nu^{P_r})^2))$ avec E^{P_r} , le module d'Young et ν^{P_r} , le coefficient de Poisson de la plaque P_r . Les vecteurs \mathbf{F}_1 et \mathbf{F}_2 , correspondant

aux forces induites par le milieu poreux sur les plaques P_1 et P_2 respectivement, sont telles que

$$\mathbf{F}_1 = \begin{bmatrix} \sigma_{13}^s(h_{P_1}/2) \\ \sigma_{23}^s(h_{P_1}/2) \\ \sigma_{33}^s(h_{P_1}/2) + \sigma_{33}^f(h_{P_1}/2) - i \frac{h_{P_1}}{2} (k_1 \sigma_{13}^s(h_{P_1}/2) + k_2 \sigma_{23}^s(h_{P_1}/2)) \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{F}_2 = \begin{bmatrix} -\sigma_{13}^s(-h_{P_2}/2) \\ -\sigma_{23}^s(-h_{P_2}/2) \\ -\sigma_{33}^s(-h_{P_2}/2) - \sigma_{33}^f(-h_{P_2}/2) - i \frac{h_{P_2}}{2} (k_1 \sigma_{13}^s(-h_{P_2}/2) + k_2 \sigma_{23}^s(-h_{P_2}/2)) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Pour comparer le modèle analytique aux résultats expérimentaux [8], on construit la matrice d'impédance acoustique, similairement à la matrice expérimentale [6,7], et relative aux 25 points de mesure d'un maillage cartésien 5×5 , dans un rectangle 300×200 de maille 75×50 , centré sur les plaques de dimension 600×400 . On a donc $\mathbf{f}(\omega) = (0, 0, f(\omega))$ dans l'équation (4), où $f(\omega)$ est tel que la pression $p(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) = f(\omega) \delta_0(\tilde{\mathbf{x}})$ avec δ_0 la fonction de Dirac. La transformée de Fourier en (x_1, x_2) des conditions aux limites aux interfaces Σ_1 et Σ_2 entre le milieu poreux et les plaques P_1 et P_2 s'écrit

$$u_\alpha^s = v_\alpha^{P_1} + i h_{P_1} k_\alpha w^{P_1}/2, \quad u_3^s = w^{P_1}, \quad u_3^f = w^{P_1}, \quad \text{sur } \Sigma_1, \quad \alpha = 1, 2,$$

$$u_\alpha^s = v_\alpha^{P_2} - i h_{P_2} k_\alpha w^{P_2}/2, \quad u_3^s = w^{P_2}, \quad u_3^f = w^{P_2}, \quad \text{sur } \Sigma_2. \quad (7)$$

Les équations (2) à (7) définissent le problème aux limites du système multicouche formulé avec les variables k_1, k_2 et x_3 .

Le noyau fonction $z(\tilde{\mathbf{x}} - \tilde{\mathbf{x}}', \omega)$ de l'impédance acoustique est défini par [6,7]

$$p(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) = \int_{\tilde{\mathbf{x}}' \in S} z(\tilde{\mathbf{x}} - \tilde{\mathbf{x}}', \omega) \Delta v(\tilde{\mathbf{x}}', \omega) dS_{\tilde{\mathbf{x}}'}, \quad (8)$$

où $\tilde{\mathbf{x}}$ et $\tilde{\mathbf{x}}'$ correspondent au point où la force ponctuelle normale est appliquée et au point de mesure dans le plan moyen S de la plaque P_2 , et où $dS_{\tilde{\mathbf{x}}'}$ est la mesure d'aire. Le gradient $\Delta v(\tilde{\mathbf{x}}', \omega)$ des vitesses normales au point $\tilde{\mathbf{x}}'$ est donné par $\Delta v(\tilde{\mathbf{x}}', \omega) = v^{P_1}(\tilde{\mathbf{x}}', \omega) - v^{P_2}(\tilde{\mathbf{x}}', \omega)$ où, pour $r=1,2$, $v^{P_r}(\tilde{\mathbf{x}}', \omega)$ est la vitesse normale à la plaque P_r . La transformée de Fourier en (x_1, x_2) de (8) s'écrit

$$p(\mathbf{k}, \omega) = i \omega z(\mathbf{k}, \omega) \Delta w(\mathbf{k}, \omega), \quad (9)$$

où $\Delta w(\mathbf{k}, \omega) = w^{P_1}(\mathbf{k}, \omega) - w^{P_2}(\mathbf{k}, \omega)$ est la transformée de Fourier du gradient $\Delta w(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) = w^{P_1}(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) - w^{P_2}(\tilde{\mathbf{x}}, \omega)$ des déplacements normaux au point $\tilde{\mathbf{x}}$. A partir de la résolution du problème en x_3 , nous construisons une expression entre $f(\omega)$ et $\Delta w(\mathbf{k}, \omega)$. La substitution de la transformée de Fourier des lois de comportement du milieu poreux dans la transformée de Fourier des équations dynamiques des plaques permet de déduire une expression reliant les champs des déplacements des plaques, les champs des déplacements du milieu poreux et la

force ponctuelle extérieure. En substituant la transformée de Fourier des lois de comportement du milieu poreux dans la transformée de Fourier de ses équations dynamiques et en utilisant la transformée de Fourier des conditions aux limites, les champs des déplacements du milieu poreux, en $x_3 = 0$ et $x_3 = H$, peuvent être éliminés [6]. Une telle méthode induit des problèmes de mauvais conditionnement numériques, dus à la présence de quatre valeurs propres de la matrice du milieu poreux à partie réelle positive, et une algèbre spécifiquement adaptée est développée [6]. La transformée de Fourier des équations dynamiques des plaques s'écrit finalement

$$\mathbb{A}^P \mathbf{u}^P = \mathbf{F} + \mathbf{F}^e, \quad (10)$$

où la matrice \mathbb{A}^P est définie par $\mathbb{A}^P = \begin{bmatrix} \mathbb{A}^{P_2} & 0 \\ 0 & \mathbb{A}^{P_1} \end{bmatrix}$ avec \mathbb{A}^{P_r} , $r=1,2$, donnée par

$$\mathbb{A}^{P_r} = -\omega^2 \rho_{P_r} h_{P_r} \mathbf{u}^{P_r} + (1 + i\omega a_1^{P_r}) \mathbb{K}_r \mathbf{u}^{P_r}. \quad (11)$$

La force normale ponctuelle extérieure \mathbf{F}^e est telle que $\mathbf{F}^e = (0, \mathbf{f})$. A partir du processus d'élimination décrit précédemment, la force $\mathbf{F} = (\mathbf{F}_2, \mathbf{F}_1)$, induite par le milieu poreux sur les deux plaques, s'écrit

$$\mathbf{F} = \mathbb{N}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{u}^P, \quad (12)$$

où l'expression de $\mathbb{N}(\mathbf{k}, \omega)$ est détaillée dans [6]. En substituant (12) dans (10), on trouve $\mathbf{u}^P(\mathbf{k}, \omega) = \mathbb{M}^{-1}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{F}^e(\omega)$ avec $\mathbb{M}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbb{A}^P(\mathbf{k}, \omega) - \mathbb{N}(\mathbf{k}, \omega)$ qui s'écrit encore

$$\Delta w(\mathbf{k}, \omega) = h(\mathbf{k}, \omega) f(\omega) \quad \text{avec} \quad h(\mathbf{k}, \omega) = [\mathbb{M}^{-1}(\mathbf{k}, \omega)]_{66} - [\mathbb{M}^{-1}(\mathbf{k}, \omega)]_{36}. \quad (13)$$

De l'équation (13), on déduit que

$$\Delta w(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) = \int_{\mathbb{R}^2} h(\tilde{\mathbf{x}} - \tilde{\mathbf{x}}', \omega) p(\tilde{\mathbf{x}}', \omega) d\tilde{\mathbf{x}}'. \quad (14)$$

Puisque $p(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) = f(\omega) \delta_0(\tilde{\mathbf{x}})$ et $f(\omega) = 1$ (valeur expérimentale), on obtient

$$\Delta w(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) = h(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) \quad \text{avec} \quad h(\tilde{\mathbf{x}}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} e^{-i\mathbf{k}\cdot\tilde{\mathbf{x}}} h(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k}. \quad (15)$$

Comme les trois milieux sont isotropes dans le plan (x_1, x_2) , h et Δw ne dépendent plus de \mathbf{k} mais seulement de son module $k = \|\mathbf{k}\|$ dans l'espace de Fourier, et seulement de $r = \|\tilde{\mathbf{x}}\|$ dans le milieu plan (x_1, x_2) . Par conséquent,

$$\Delta w(r, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} k J_0(kr) h(k, \omega) dk, \quad (16)$$

où $J_0(kr)$ est la fonction de Bessel à l'ordre 0. Cette équation donne une expression continue du gradient des déplacements normaux aux plaques, dû à une excitation ponctuelle normale positionnée à l'origine 0. La matrice d'impédance expérimentale est construite à partir de l'application de 25 forces ponctuelles. Afin de valider le modèle analytique par l'expérience,

on utilise une construction similaire. Soit $[\Delta W(\omega)]$ la matrice complexe dont les éléments sont tels que $[\Delta W(\omega)]_{jk} = \Delta w(r_{jk}, \omega)$ où $r_{jk} = ||M_j M_k||$ est la distance entre M_k , le point d'excitation, et M_j le point de mesure, positionnés aux noeuds du maillage, et où $\Delta w(r, \omega)$ est calculé par (16). La matrice d'impédance associée s'écrit

$$[Z(\omega)] = \frac{1}{i\omega} [\Delta W(\omega)]^{-1}. \quad (17)$$

L'intégrale de l'équation (16) est calculée numériquement.

3 Comparaisons expérimentales

Les plaques sont en aluminium et d'épaisseur $h_{P_1} = 1$ mm et $h_{P_2} = 3$ mm. Leurs paramètres physiques sont $E^{Pr} = 7.410^{10}$ Pa, $\nu^{Pr} = 0.33$, $\eta^{Pr} = \omega = 10^{-4}$ et $a_1^{Pr} = 2800$ kg.m⁻³. Le fluide saturant le milieu poreux étant l'air, on utilise les valeurs usuelles des paramètres de l'air. Les paramètres physiques correspondant à la phase solide et au couplage des deux phases sont $E = 110000$ Pa, $\eta = 0.09$, $\nu = 0.35$, $\Phi = 0.96$, le module de cisaillement $G = 40741$ Pa, la masse volumique de la phase solide $\rho_1 = 34.2$ kg m⁻³, la tortuosité $\alpha = 1.27$, la résistivité à l'écoulement $\sigma = 10867$ N s m⁻⁴, les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique $\Lambda = 96$ μm et $\Lambda' = 288$ μm.

L'impédance acoustique locale est donnée par les termes diagonaux de la matrice d'impédance définie par (17). L'impédance acoustique locale étant supposée homogène analytiquement et quasi homogène expérimentalement [7], la moyenne sur tous les termes diagonaux des matrices d'impédance analytique et expérimentale est réalisée. Les Figures 2 et 3 présentent le modèle analytique (trait continu) de l'impédance locale tracé en fonction de la fréquence et comparé aux résultats expérimentaux (tirets).

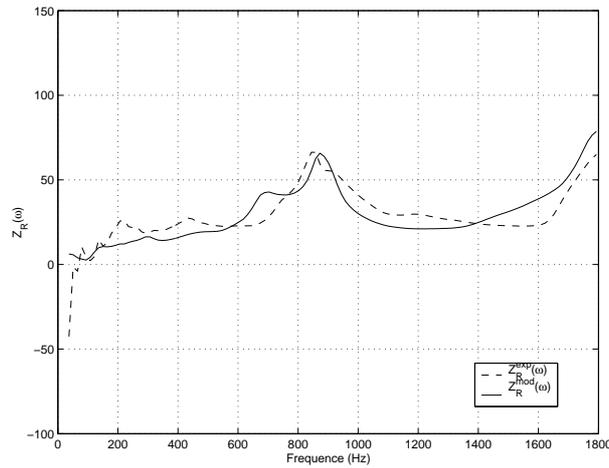


Figure 2-Partie réelle de l'impédance acoustique locale en fonction de la fréquence. Modèle analytique (trait continu), résultats expérimentaux (tirets).

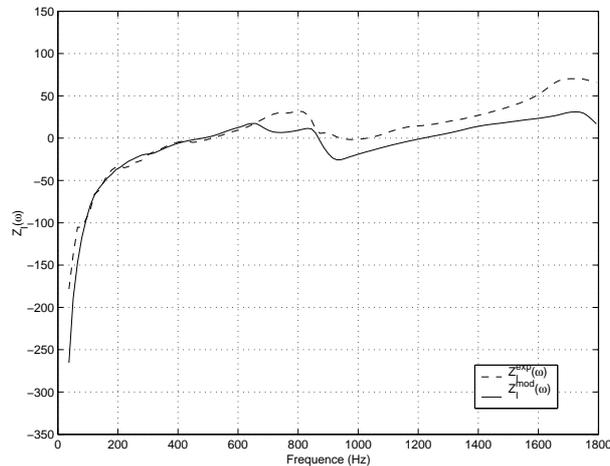


Figure 3-Partie imaginaire de l'impédance acoustique locale en fonction de la fréquence.
Modèle analytique (trait continu), résultats expérimentaux (tirets).

supérieure à 250 Hz [these,louvain]. L'allure des termes extra-diagonaux est une fonction exponentielle décroissante en fonction de la distance r . Les Figures 5 et 6 présentent les parties réelle et imaginaire respectivement, à une fréquence de 1200 Hz.

4 Conclusions

Ce papier présente la construction d'une impédance acoustique équivalente à un système multicouche constitué d'un milieu poreux épais inséré entre deux plaques minces. Le problème aux limites est résolu en utilisant une approche spectrale. Ce modèle est validé expérimentalement dans le domaine des moyennes et hautes fréquences. Une bonne corrélation est observée entre le modèle analytique de l'impédance acoustique et l'expérience.

Références

- [1] ALLARD J.F., Propagation of sound in porous media : modeling sound absorbing materials, Chapman & Hall, Londres (1993).
- [2] ATALLA N., PANNETON R., DEBERGUE P., A mixed displacement-pressure formulation for proelastic materials, *J. Acoust. Soc. Am.*, **104** (3), pp. 1444-1452 (1998).
- [3] BIOT, M.A., Acoustics, Elasticity and Thermodynamics of Porous Media : Twenty one papers by M.A. Biot, ed. I. Tolstoy, Acoustical Society of America, New York (1992).
- [4] COUSSY, O., Mécanique des milieux poreux, Technip, Paris (1991).

- [5] DAUCHEZ, N., Caractérisation de matériau poroélastique, *Rapport CTTM - contrat ONERA* (2001).
- [6] FAVERJON, B., Modélisation et validation expérimentale d'un modèle d'impédance acoustique dans le domaine des moyennes et hautes fréquences pour un système multicouche composé d'un matériau poreux épais inséré entre deux plaques minces, Thèse de Doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris (2002).
- [7] FAVERJON, B., SOIZE, C., Algebraic model of a wall acoustic impedance constructed using experimental data, *International Conference on Noise and Vibration Engineering, ISMA 2002*, Leuven, September 16-18 (2002).
- [8] GUILLAUMIE, L., Impédance acoustique d'une paroi. Caractérisation expérimentale, *Rapport Technique de Synthèse N° RTS 2/03239 DDSS*, ONERA, 2001.
- [9] KANG Y.J., BOLTON J.S., Finite element modeling of isotropic elastic porous materials coupled with acoustical finite elements, *J. Acoust. soc. Am.*, **98**, (1), pp. 635-643 (1995).
- [10] SGARD F.C., ATALLA N., NICOLAS J., A numerical model for the low-frequency diffuse field sound transmission loss of double-wall sound barriers with elastic porous linings, *J. Acoust. Soc. Am.*, **108** (6), pp. 2865-2872 (2000).