



Faculté de génie  
Département de génie mécanique

CARACTÉRISATION DES PROPRIÉTÉS ACOUSTIQUES DES MATÉRIAUX POREUX  
À CELLULES OUVERTES ET À MATRICE RIGIDE OU SOUPLE

Thèse de doctorat ès sciences appliquées

Spécialité : génie mécanique

Avril 2009

Composition du Jury :

|             |  |                    |
|-------------|--|--------------------|
| N. Atalla   | Professeur (Université de Sherbrooke)                              | Rapporteur         |
| R. Panneton | Professeur (Université de Sherbrooke)                              | Directeur          |
| C. Perrot   | Enseignant Chercheur (CNRS) (Université Paris-Est Marne-la-Vallée) | Évaluateur externe |
| F. Sgard    | Chercheur (IRSST) (Montréal)                                       | Évaluateur externe |

---

**Yacoubou SALISSOU**

Sherbrooke (Québec), Canada

10-1991



Library and Archives  
Canada

Bibliothèque et  
Archives Canada

Published Heritage  
Branch

Direction du  
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file* *Votre référence*  
*ISBN: 978-0-494-52855-6*  
*Our file* *Notre référence*  
*ISBN: 978-0-494-52855-6*

#### NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

#### AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

---

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

  
**Canada**

## RÉSUMÉ

L'objectif global visé par les travaux de cette thèse est d'améliorer la caractérisation des propriétés macroscopiques des matériaux poreux à structure rigide ou souple par des approches inverses et indirectes basées sur des mesures acoustiques faites en tube d'impédance. La précision des approches inverses et indirectes utilisées aujourd'hui est principalement limitée par la qualité des mesures acoustiques obtenues en tube d'impédance. En conséquence, cette thèse se penche sur quatre problèmes qui aideront à l'atteinte de l'objectif global précité. Le premier problème porte sur une caractérisation précise de la porosité ouverte des matériaux poreux. Cette propriété en est une de passage permettant de lier la mesure des propriétés dynamiques acoustiques d'un matériau poreux aux propriétés effectives de sa phase fluide décrite par les modèles semi-phénoménologiques. Le deuxième problème traite de l'hypothèse de symétrie des matériaux poreux selon leur épaisseur où un index et un critère sont proposés pour quantifier l'asymétrie d'un matériau. Cette hypothèse est souvent source d'imprécision des méthodes de caractérisation inverses et indirectes en tube d'impédance. Le critère d'asymétrie proposé permet ainsi de s'assurer de l'applicabilité et de la précision de ces méthodes pour un matériau donné. Le troisième problème vise à mieux comprendre le problème de transmission sonore en tube d'impédance en présentant pour la première fois un développement exact du problème par décomposition d'ondes. Ce développement permet d'établir clairement les limites des nombreuses méthodes existantes basées sur des tubes de transmission à 2, 3 ou 4 microphones. La meilleure compréhension de ce problème de transmission est importante puisque c'est par ce type de mesures que des méthodes permettent d'extraire successivement la matrice de transfert d'un matériau poreux et ses propriétés dynamiques intrinsèques comme son impédance caractéristique et son nombre d'onde complexe. Enfin, le quatrième problème porte sur le développement d'une nouvelle méthode de transmission exacte à 3 microphones applicable à des matériaux ou systèmes symétriques ou non. Dans le cas symétrique, on montre que cette approche permet une nette amélioration de la caractérisation des propriétés dynamiques intrinsèques d'un matériau.

**Mots clés :** matériaux poreux, tube d'impédance, transmission sonore, absorption sonore, impédance acoustique, symétrie, porosité, matrice de transfert.

## REMERCIEMENTS

Au terme de cette recherche réalisée au sein du Groupe d'Acoustique et des vibrations de l'Université de Sherbrooke (GAUS), je tiens tout d'abord à rendre hommage au Seigneur tout puissant. Gloire à DIEU sans la volonté de qui le présent travail n'aurait jamais vu le jour.

Je remercie très sincèrement mon directeur de thèse, le Professeur Raymond Panneton, pour la qualité de son encadrement, son soutien indéfectible et sans faille, la confiance qu'il m'a témoignée, ses conseils judicieux et surtout sa bonne humeur quotidienne qui a toujours su me remonter le moral quand ça allait mal.

Je remercie également le Professeur Noureddine Atalla pour avoir fait partie du jury de mon examen général de doctorat et pour avoir accepté d'être le rapporteur de cette thèse, les Professeurs Franck Sgard et Camille Perrot pour avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse et le Professeur Patrice Masson pour avoir fait partie du jury de mon examen général de doctorat.

Merci au Professeur Denis Morris du département de physique de l'Université de Sherbrooke pour m'avoir accueilli au Québec. Merci à tous les membres du GAUS, en particulier ceux du laboratoire de caractérisation des matériaux acoustiques (LCMA). Un merci spécial à tous ceux qui m'ont fait bénéficier de leur expertise. Je remercie aussi tous ceux qui de près ou de loin ont permis la réalisation de ce travail, parfois sans même le savoir. Je pense notamment à mes ami(e)s du BLOC et de l'ASSAIN+.

Enfin, je terminerai avec une pensée pour ma famille. Je profite de cette occasion pour particulièrement témoigner ma reconnaissance à mes parents qui, depuis mon Cameroun natal, m'ont encouragé sans relâche tout au long de ces années.

Ce travail de thèse a été financé en partie par le Fond Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies et grâce à une bourse du Conseil de Recherche en Science Naturelle et en Génie du Canada. Il a également fait l'objet d'un soutien financier de l'Université de Sherbrooke.

## TABLE DES MATIÈRES

|  |           |
|--|-----------|
| <b>CHAPITRE 1. INTRODUCTION GÉNÉRALE</b> .....   | <b>1</b>  |
| 1.1. Mise en Contexte.....   | 1         |
| 1.2. Description qualitative des matériaux poreux.....   | 1         |
| 1.3. Problématique scientifique et technologique.....  | 3         |
| 1.4. État des connaissances.....   | 5         |
| 1.4.1. <i>Modélisation des matériaux poreux à structure rigide ou souple</i> .....   | 5         |
| 1.4.2. <i>Caractérisation des paramètres macroscopiques</i> .....  | 11        |
| 1.4.3. <i>Mesures des propriétés acoustiques en tube d'impédance</i> .....   | 18        |
| 1.4.4. <i>Bilan</i> .....  | 24        |
| 1.5. Objectifs de la recherche.....  | 25        |
| 1.6. Méthodologie.....   | 26        |
| 1.7. Originalités et retombées.....  | 26        |
| 1.8. Structure du document.....  | 28        |
| 1.9. Références.....   | 29        |
| <b>CHAPITRE 2. DÉTERMINATION DE LA POROSITÉ OUVERTE DES<br/>MATÉRIAUX POREUX À PARTIR DES MESURES DE MASSES ET<br/>PRESSIONS</b> ..... | <b>35</b> |
| 2.1. Avant propos.....   | 35        |
| 2.2. Résumé.....   | 35        |
| 2.3. Introduction.....   | 37        |
| 2.4. Theory.....   | 38        |
| 2.5. Error analysis.....   | 42        |
| 2.5.1 <i>Applicability of the method</i> .....   | 42        |
| 2.5.2 <i>Precision of the method</i> .....   | 44        |
| 2.6. Experimental tests and results.....   | 46        |
| 2.6.1 <i>Experimental setup and measurement procedure</i> .....  | 48        |
| 2.6.2 <i>High-porosity test</i> .....  | 48        |
| 2.6.3 <i>Low-porosity test</i> .....   | 51        |
| 2.7. Conclusion.....   | 53        |
| 2.8. Acknowledgment.....   | 53        |
| 2.9. References.....   | 54        |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>CHAPITRE 3. QUANTIFICATION DE L'ASYMÉTRIE DES MATÉRIAUX POREUX ACOUSTIQUES .....</b>   | <b>55</b> |
| 3.1 Avant propos .....  | 55        |
| 3.2 Résumé .....  | 55        |
| 3.3 Introduction .....  | 57        |
| 3.4 Why quantifying asymmetry? .....  | 57        |
| 3.5 Index of asymmetry .....  | 58        |
| 3.6 Criterion for asymmetry .....   | 61        |
| 3.7 Experimental tests .....  | 63        |
| 3.8 Conclusion.....   | 64        |
| 3.9 Acknowledgment.....   | 64        |
| 3.10 Appendix – Simulated measurements .....  | 64        |
| 3.11 References .....   | 66        |
| <b>CHAPITRE 4. FORMULE GÉNÉRALE DE DÉTERMINATION DE L'INDICE D'AFFAIBLISSEMENT SONORE PAR DÉCOMPOSITION D'ONDE .....</b>                              | <b>67</b> |
| 4.1. Avant propos .....   | 67        |
| 4.2. Résumé .....   | 67        |
| 4.3. Nomenclature .....   | 70        |
| 4.4. Introduction .....   | 71        |
| 4.5. Theory.....  | 73        |
| 4.6. Experimental tests .....   | 78        |
| 4.6.1. <i>Symmetrical materials</i> .....   | 79        |
| 4.6.2. <i>Non-symmetrical materials</i> .....   | 86        |
| 4.7. Conclusion.....  | 88        |
| 4.8. Acknowledgements .....   | 88        |
| 4.9. References .....   | 89        |
| <b>CHAPITRE 5. NOUVELLE MÉTHODE À TROIS MICROPHONES POUR LA MESURE DE L'INDICE D'AFFAIBLISSEMENT ET DES PROPRIÉTÉS ACOUSTIQUES INTRINSÈQUES .....</b> | <b>91</b> |
| 5.1. Introduction .....   | 91        |
| 5.2. Présentation de méthodes existantes .....  | 91        |
| 5.2.1. <i>La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno et al.)</i> .....   | 91        |
| 5.2.2. <i>La méthode à trois microphones (Iwase et al.)</i> .....   | 93        |

|                                  |  |            |
|----------------------------------|--|------------|
| 5.2.3.                           | <i>La méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song et Bolton)</i> .....   | 94         |
| 5.3.                             | La nouvelle méthode à trois microphones .....  | 95         |
| 5.3.1.                           | <i>Détermination du nombre d'onde complexe et de l'impédance caractéristique</i> .....   | 96         |
| 5.3.2.                           | <i>Formulation théorique du coefficient de transmission « apparent » et du coefficient de transmission du matériau</i> .....                   | 97         |
| 5.3.3.                           | <i>Introduction du coefficient de retransmission caractéristique</i> .....   | 99         |
| 5.3.4.                           | <i>Procédure de détermination expérimentale du coefficient de transmission « apparent », et de l'indice d'affaiblissement acoustique</i> ..... | 100        |
| 5.4.                             | Validation expérimentale de la nouvelle méthode à trois microphones .....  | 101        |
| 5.4.1.                           | <i>Le nombre d'onde complexe</i> .....   | 102        |
| 5.4.2.                           | <i>L'impédance caractéristique</i> .....   | 109        |
| 5.4.3.                           | <i>La densité dynamique équivalente</i> .....  | 115        |
| 5.4.4.                           | <i>Le module d'incompressibilité équivalent</i> .....  | 121        |
| 5.5.                             | Conclusion.....  | 127        |
| 5.6.                             | Références .....   | 128        |
| <b>CONCLUSION GÉNÉRALE</b> ..... |  | <b>129</b> |
| <b>PERSPECTIVES</b> .....        |  | <b>131</b> |
| <b>ANNEXES</b> .....             |  | <b>132</b> |

## LISTE DES FIGURES

|            |   |    |
|------------|---|----|
| Figure 2.1 | Measurement procedure. For the four conditions shown in the figure, the mass is measured on the balance.-----   | 39 |
| Figure 2.2 | Minimum bulk volume per balance readability as a function of open porosity. a) $\Phi=40$ psi. b) $\Phi=80$ psi.-----  | 43 |
| Figure 2.3 | Theoretical absolute errors on open porosity as a function of bulk volume per test chamber volume. -----  | 47 |
| Figure 2.4 | Experimental setup for the gas porosimeter. -----   | 49 |
| Figure 2.5 | Geometrical characteristics of the test samples.-----   | 49 |
| Figure 2.6 | Absolute errors on open porosity as a function of bulk volume to test chamber volume ratio: theory versus experiment. -----   | 52 |
| Figure 2.7 | Open porosity measured by the gas porosimeter compared to theoretical value.-----   | 52 |
| Figure 3.1 | A schematic view of the impedance tube configuration with the two-layered porous material backed by a plenum of air and a hard termination.-----  | 58 |
| Figure 3.2 | Average relative difference (ARD) of the acoustical surface impedance, characteristic impedance, sound absorption coefficient and complex wavenumber plotted as a function of the relative variation $x$ .-----   | 60 |
| Figure 3.3 | Relative difference (RD) curves computed (a) from simulations on the two-layered porous system having oblique circular cylindrical pores with different values of the relative variation $x$ , (b) from experimental measurements on melamine foam and two fiber materials. ----- | 62 |
| Figure 4.1 | Schematic view of the experimental setup. -----   | 74 |
| Figure 4.2 | Amplitudes of the reflection coefficient of the five termination loads which can be used in the measurements of the normal incidence sound transmission.-----   | 80 |
| Figure 4.3 | Relative difference on the amplitude of the surface impedance ( $Z_s$ ) of the tested samples.-----   | 80 |



|            |   |     |
|------------|---|-----|
| Figure 4.4 | Normal incidence sound transmission loss of a 25-mm thick melamine foam measured using the proposed WD method with four different load combinations.-----                     | 81  |
| Figure 4.5 | Measured normal incidence sound transmission loss of a 25-mm thick melamine foam. Comparison between the different four-microphone methods.-----                              | 83  |
| Figure 4.6 | Normal incidence sound transmission loss of a 15-mm thick car headliner foam measured using the proposed WD method with four different load combinations.-----                | 84  |
| Figure 4.7 | Measured normal incidence sound transmission loss of a 15-mm thick car headliner foam. Comparison between the different four-microphone methods.-----                         | 85  |
| Figure 4.8 | Measured normal incidence sound transmission loss of the two asymmetrical multilayers. Comparison between the developed new WD method and the classical two-load method.----- | 87  |
| Figure 5.1 | Vue schématique du dispositif expérimental de la méthode à deux microphones et deux cavités -----   | 92  |
| Figure 5.2 | Vue schématique du dispositif expérimental utilisé par Iwase et al. -----   | 93  |
| Figure 5.3 | Vue schématique du dispositif expérimental utilisé dans la nouvelle méthode à trois microphones et deux cavités -----   | 96  |
| Figure 5.4 | Nombre d'onde complexe de chacun des trois matériaux mesuré par trois méthodes.-----  | 104 |
| Figure 5.5 | Précision à basses fréquences des trois méthodes utilisées pour la mesure du nombre d'onde complexe.-----   | 105 |
| Figure 5.6 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du nombre d'onde complexe. Cas de la mousse de mélamine.-----  | 106 |
| Figure 5.7 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du nombre d'onde complexe. Cas de la laine d'isolation thermique /acoustique.-----                                       | 107 |
| Figure 5.8 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du nombre d'onde complexe. Cas de la laine d'isolation minérale acoustique.-----   | 108 |
| Figure 5.9 | Impédance caractéristique de chacun des trois matériaux mesurée par trois méthodes -----  | 110 |

|             |  |     |
|-------------|--|-----|
| Figure 5.10 | Précision à basses fréquences des trois méthodes utilisées pour la mesure de l'impédance caractéristique.-----   | 111 |
| Figure 5.11 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de l'impédance caractéristique. Cas de la mousse de mélamine.-----                                | 112 |
| Figure 5.12 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de l'impédance caractéristique. Cas de la laine d'isolation thermique/acoustique.-----            | 113 |
| Figure 5.13 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de l'impédance caractéristique. Cas de la laine minérale acoustique-----                          | 114 |
| Figure 5.14 | Densité dynamique équivalente de chacun des trois matériaux mesurée par trois méthodes. -----  | 116 |
| Figure 5.15 | Précision à basses fréquences des trois méthodes utilisées pour la mesure de la densité dynamique complexe.-----                                       | 117 |
| Figure 5.16 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de la densité dynamique équivalente. Cas de la mousse de mélamine-----                            | 118 |
| Figure 5.17 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de la densité dynamique équivalente. Cas de la laine d'isolation thermique/acoustique.            | 119 |
| Figure 5.18 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de la densité dynamique équivalente. Cas de la laine minérale acoustique.-----                    | 120 |
| Figure 5.19 | Module d'incompressibilité équivalent de chacun des trois matériaux mesuré par trois méthodes -----  | 122 |
| Figure 5.20 | Précision à basses fréquences des trois méthodes utilisées pour la mesure du module d'incompressibilité équivalent. -----                              | 123 |
| Figure 5.21 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du module d'incompressibilité équivalent. Cas de la mousse de mélamine -----                      | 124 |
| Figure 5.22 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du module d'incompressibilité équivalent. Cas de la laine d'isolation thermique/acoustique. ----- | 125 |
| Figure 5.23 | Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du module d'incompressibilité équivalent. Cas de la laine minérale acoustique. -----              | 126 |

## LISTE DES TABLEAUX

|             |   |    |
|-------------|---|----|
| Tableau 1.1 | Relation entre les différents facteurs de réponse. -----  | 10 |
| Tableau 1.2 | Synthèse des expressions analytiques des facteurs de réponse-----   | 10 |
| Table 2.1   | Operating conditions and parameters -----   | 46 |
| Table 2.2   | Dimensions and measured open porosity (mean $\pm$ standard deviation) of the ten 60-mm high Delrin samples. The uncertainty (fabrication tolerance) on the diameters is $\pm 0.5$ mm. The theoretical open porosity is 95%. ----- | 50 |
| Table 2.3   | Dimensions and measured open porosity (mean $\pm$ standard deviation) of the ten 60-mm high Delrin samples. The uncertainty (fabrication tolerance) on the diameter is $\pm 0.5$ mm. The theoretical open porosity is 45%.-----   | 51 |

## **CHAPITRE 1. INTRODUCTION GÉNÉRALE**

### **1.1. Mise en Contexte**

Dans notre société moderne de plus en plus mécanisée, la réduction des nuisances sonores est un enjeu clé pour les manufacturiers et les chercheurs. En effet, ces derniers sont confrontés aux normes de plus en plus strictes en matière d'émission sonore et de confort des individus. Plusieurs secteurs d'activités sont concernés par ces nouvelles réglementations. Citons entre autres, le secteur du bâtiment, de l'automobile et de l'aéronautique. Dans le secteur de l'aéronautique par exemple, les motoristes sont sujets à des réglementations nationales et internationales très sévères. En conséquence, ils déploient présentement des efforts considérables dans la lutte contre le bruit provenant des nacelles de moteurs d'avion.

De toutes les stratégies de contrôle du bruit, la méthode passive basée sur l'utilisation des matériaux poreux comme milieu absorbant s'est largement répandue dans le domaine du transport et du bâtiment, du fait des avantages compétitifs qu'elle offre (faible coût, légèreté). Cette méthode consiste à positionner un matériau poreux sur le chemin emprunté par l'onde acoustique. Celle-ci pénètre alors dans son réseau de pores, et une partie de son énergie se dissipe sous forme de chaleur.

Dans ce chapitre introductif, nous donnons tout d'abord une brève description des matériaux poreux dont il est question dans cet ouvrage. Ensuite, la problématique scientifique et la problématique technologique reliées à cette recherche sont exposées. Par la suite, l'état de connaissance sur la modélisation et la caractérisation des matériaux poreux traités dans le cadre de cette thèse est présenté. À la suite de cet état de l'art, les objectifs de la recherche sont présentés. Ce chapitre s'achève par la présentation de la structure de ce document.

### **1.2. Description qualitative des matériaux poreux**

Il existe une vaste gamme de matériaux poreux. Parmi les plus utilisés nous pouvons citer les mousses et les laines. Sous leur forme simple, les matériaux poreux sont constitués d'une phase solide et d'une phase fluide. Dans le cas des matériaux qui nous intéressent, i.e. les matériaux absorbants acoustiques, la phase fluide est l'air. La phase solide forme la matrice (encore appelé squelette) du matériau poreux tandis que la phase fluide sature son réseau de

pores. Deux types de porosités peuvent être rencontrés dans ces matériaux : les porosités ouvertes (les pores sont interconnectés les uns aux autres et ouverts au milieu ambiant) et les porosités occluses ou fermées (les pores ne sont pas interconnectés). Principalement trois mécanismes sont impliqués dans la dissipation de l'énergie acoustique dans les matériaux poreux:

- Les pertes par viscosité qui résultent de l'annulation de la vitesse relative au niveau des interfaces de contact des deux phases.
- Les pertes par échange thermique qui force la température acoustique à être nulle à l'interface des deux phases lors des cycles de compression-détente que subit le fluide.
- Les effets inertiels imposés au fluide (en l'occurrence l'air) par la géométrie sinueuse du milieu poreux qui tend à modifier sa vitesse et à augmenter sa densité apparente.

Dans l'ensemble de ces mécanismes, l'onde acoustique doit pouvoir pénétrer le réseau des pores afin de rendre possible l'absorption sonore. C'est la raison pour laquelle les matériaux poreux d'intérêt dans cette recherche sont ceux ayant des porosités ouvertes.

La matrice des matériaux poreux peut être élastique, rigide (i.e. sans mouvement) ou souple, selon que le module d'élasticité de Young de la phase solide du matériau est beaucoup plus petit, beaucoup plus grand ou du même ordre de grandeur que celui de la phase fluide. Dans le cas où la matrice est élastique, deux ondes de compression couplées et une onde de cisaillement se propagent simultanément dans les deux phases<sup>1</sup>. Dans ce cas, on parle de matériaux poroélastiques plutôt que de matériaux poreux afin de mettre en évidence le couplage élastique entre les deux phases. Lorsque la matrice est rigide ou parfaitement souple, seulement une onde de compression se propage dans la phase fluide. Dans ce cas, le comportement acoustique macroscopique du matériau poreux est comparable à celui d'un fluide ayant une masse volumique complexe et un module d'incompressibilité dynamique complexe qui traduisent les différents mécanismes de dissipation acoustique<sup>2,3</sup>. On parle alors de fluide équivalent – c'est la classe de matériaux poreux dont il est question dans cette thèse. En somme, dans le cadre de cette recherche, nous nous intéressons uniquement aux matériaux poreux à structure rigide ou souple, et à cellules (porosités) ouvertes.

Pour ces matériaux poreux à cellules ouvertes et à structure rigide ou souple, nous pouvons définir trois classes de propriétés les caractérisant et qui seront utilisées tout au long de ce travail:

- Les propriétés physiques macroscopiques comme la porosité ouverte, la résistivité statique à l'écoulement, la tortuosité et d'autres propriétés du genre. Le point commun à ces propriétés est qu'elles sont toutes des propriétés **intrinsèques** au matériau et ne dépendent pas de la fréquence.
- Les propriétés acoustiques **extrinsèques** comme le coefficient d'absorption sonore, l'impédance acoustique de surface ou le coefficient de transmission sonore. Ces propriétés dépendent de la fréquence et ne sont pas intrinsèques au matériau, mais à l'échantillon dans son environnement (i.e., dépend du matériau, de sa forme, de ses dimensions, de ses conditions aux limites et du milieu environnant).
- Les propriétés acoustiques intrinsèques comme le nombre de d'onde complexe, l'impédance acoustique caractéristique, la masse volumique effective ou le module d'incompressibilité effectif. Cette fois, les propriétés sont **intrinsèques** aux matériaux en plus de dépendre de la fréquence.

### **1.3. Problématique scientifique et technologique**

L'efficacité des matériaux poreux acoustiques en matière d'isolation sonore et de correction acoustique (aspect absorption) repose principalement sur leurs propriétés intrinsèques et sur l'optimisation des conditions de leur utilisation. C'est la raison pour laquelle une connaissance préalable de leur comportement acoustique est essentielle. Dans cette perspective, de nombreux modèles mathématiques ont été développés afin de prédire le comportement acoustique des matériaux poreux. De nos jours, les modèles semi-phénoménologiques sont largement utilisés pour décrire le comportement acoustique des matériaux poreux à structure rigide ou souple. Remarquablement efficaces, ces modèles ont l'avantage d'être aptes à décrire assez fidèlement la réalité sans être particulièrement trop complexes. Les modèles semi-phénoménologiques reposent toutefois sur un certain nombre de propriétés physiques macroscopiques (liées à la structure interne du matériau) indispensables à leur exploitation.

Plusieurs méthodes expérimentales permettant de caractériser ces propriétés ont été développées. Celles-ci peuvent être classées en trois catégories : les méthodes directes (non-acoustiques) et les méthodes acoustiques indirectes et inverses.

Les méthodes directes sont des méthodes non-acoustiques basées sur la définition même des propriétés macroscopiques recherchées. Les méthodes indirectes par contre visent à extraire une expression analytique des propriétés macroscopiques recherchées à partir d'un modèle précurseur (ex. : modèle semi-phénoménologique) décrivant les propriétés acoustiques intrinsèques du matériau qui peuvent être obtenues par des mesures acoustiques en tube d'impédance. Enfin, les méthodes inverses sont basées sur un processus mathématique de minimisation d'une fonction qui est construite à partir de mesures en tube d'impédance d'une propriété acoustique extrinsèque d'un échantillon et de sa prédiction par un modèle mathématique (ex. : modèle semi-phénoménologique). Les méthodes directes qui sont les plus précises, n'existent que pour trois paramètres à savoir la porosité, la résistivité et la tortuosité. Seules des méthodes acoustiques indirectes et inverses permettent à ce jour de déterminer l'ensemble des propriétés macroscopiques. Les méthodes indirectes ultrasonores sont souvent limitées à une catégorie d'échantillons. De ce fait, les méthodes acoustiques indirectes et inverses basées sur des mesures en tube d'impédance (en fréquences audibles) restent les alternatives étant les moins limitées quant aux types d'échantillons et de matériaux poreux à utiliser. Seulement, ces méthodes souffrent d'autres limites qui sont plutôt associées à la précision des mesures acoustiques faites en tube d'impédance.

La précision et l'applicabilité des méthodes acoustiques sont étroitement liées à la précision avec laquelle sont déterminées les données les alimentant. Les méthodes acoustiques inverses nécessitent la connaissance des propriétés acoustiques telles que le coefficient d'absorption sonore ou l'impédance acoustique de surface. Les méthodes acoustiques indirectes quant-à-elles, nécessitent la connaissance des propriétés acoustiques intrinsèques du matériau en plus de la porosité. De ce fait, deux problématiques se dressent pour une exploitation correcte des méthodes acoustiques inverses et indirectes :

- La première, à la fois d'ordre scientifique et technologique, porte sur l'applicabilité des méthodes acoustiques inverses et indirectes à partir des moyens expérimentaux

disponibles. Pour l'instant, il n'est pas possible de dire pour quels types de matériaux poreux ces méthodes sont applicables. De là, découle une possible utilisation à outrance de ces méthodes.

- La deuxième, beaucoup plus d'ordre technologique, porte sur le choix de la méthode de mesure des paramètres directement mesurables qui alimentent les méthodes acoustiques indirectes et inverses. Par exemple, plusieurs méthodes sont disponibles dans la littérature pour la mesure de la porosité. Cependant, la plupart de ces méthodes ne donnent aucune indication quant à la précision de la mesure et à leur applicabilité.

#### 1.4. État des connaissances

##### 1.4.1. Modélisation des matériaux poreux à structure rigide ou souple

Lorsque la matrice du matériau poreux peut être considérée comme étant rigide ou souple, seuls les mécanismes de dissipations visqueuses et thermiques sont responsables de la dissipation de l'énergie acoustique. Ils contribuent typiquement à hauteur de 70 % et 30% respectivement. Le milieu poreux peut alors être traité comme un « fluide équivalent ». Dans un fluide libre, les pertes sont négligeables en première approximation, et la masse volumique  $\rho_0$  ainsi que le module d'incompressibilité adiabatique du fluide  $K_a$  sont alors des quantités réelles. Dans le « fluide équivalent » par contre, les pertes sont importantes et irréversibles. De ce fait, la masse volumique et le module d'incompressibilité deviennent des fonctions complexes  $\tilde{\rho}$  et  $\tilde{K}$  de la fréquence  $\omega$ . Ces deux fonctions décrivent le comportement effectif de la phase fluide du matériau au niveau macroscopique, c'est-à-dire moyenné à l'échelle des dimensions de l'échantillon. Les pertes d'origines visqueuses sont prises en compte dans la masse volumique effective  $\tilde{\rho}(\omega)$  tandis que les pertes d'origines thermiques sont prises en compte dans le module d'incompressibilité effectif  $\tilde{K}(\omega)$ . Dans la même logique, le nombre d'onde  $k_0$  et l'impédance caractéristique  $Z_0$  réels et statiques pour un fluide libre, deviennent aussi des fonctions complexes de la fréquence  $\tilde{k}(\omega)$  et  $\tilde{Z}_c(\omega)$  dans le « fluide équivalent ». La relation entre les deux couples  $(\tilde{k}, \tilde{Z}_c)$  et  $(\tilde{\rho}, \tilde{K})$  garde la même forme que celle dans l'air libre :

$$\tilde{k}(\omega) = \omega \sqrt{\tilde{\rho}(\omega) / \tilde{K}(\omega)}, \quad (1.1)$$



$$\tilde{Z}_c(\omega) = \sqrt{\tilde{\rho}(\omega) \cdot \tilde{K}(\omega)}. \quad (1.2)$$

Pour des raisons de commodité, il est parfois courant qu'on représente ces fonctions sous la forme de deux quantités adimensionnelles, à savoir la tortuosité dynamique<sup>4</sup>  $\tilde{\alpha}(\omega)$  et la compressibilité dynamique<sup>5</sup>  $\tilde{\beta}(\omega)$ . Deux autres couples de quantités sont souvent utilisés de manière équivalente, il s'agit des perméabilités dynamiques visqueuse et thermique<sup>4,5</sup> ( $\tilde{\kappa}(\omega), \tilde{\kappa}'(\omega)$ ) et des fonctions de relaxation visqueuse et thermique<sup>6</sup> ( $\tilde{\chi}(\omega), \tilde{\chi}'(\omega)$ ). Les relations liant ces différents facteurs de réponse sont résumées dans le Tableau 1.1.

La modélisation des matériaux poreux de type « fluide équivalent » consiste à déterminer un des couples de fonctions présentés précédemment. Plusieurs modèles développés suivant différentes approches ont été proposés dans la littérature. Dans cette revue, nous nous limiterons aux approches empiriques, phénoménologiques et semi-phénoménologiques. Le lecteur intéressé par l'approche microstructurale pourra consulter la référence<sup>7</sup>.

- *Les modèles empiriques*

Les modèles empiriques sont généralement obtenus par ajustement d'une courbe à une série de mesures effectuées afin d'en tirer un comportement général. L'un des modèles empiriques les plus connus dans la littérature est sans doute celui de Delaney et Bazley<sup>8</sup>. Les auteurs ont effectué des mesures de l'impédance caractéristique et du nombre d'onde d'un grand nombre de matériaux fibreux dans une plage de fréquence  $0.1\sigma \leq f \leq \sigma$ , où  $\sigma$  est la résistivité statique du matériau ( $\text{N.m}^{-4}.\text{s}$ ). De ces mesures, ils ont pu tirer un modèle empirique en loi de puissance de l'impédance caractéristique  $\tilde{Z}_c$  et du nombre d'onde  $\tilde{k}$ , en fonction du rapport  $f/\sigma$ . Ainsi, la résistivité statique  $\sigma$  est le seul paramètre requis pour ce modèle. Le modèle de Delaney et Bazley ne s'applique qu'aux matériaux fibreux et il est vite limité en basses fréquences<sup>9</sup>. En effet, dans ce cas il arrive souvent que la partie réelle de l'impédance calculée par ce modèle soit négative, ce qui est physiquement impossible. En 1991, Miki<sup>10</sup> a proposé une généralisation du modèle empirique de Delaney et Bazley en corrigeant son comportement à basses fréquences et étendant ainsi sa gamme de fréquence de validité. À cet effet, Miki<sup>10</sup> a introduit deux autres paramètres macroscopiques dans ce modèle, à savoir la porosité et la tortuosité du matériau. Depuis lors, de nombreux autres modèles empiriques ont

été proposés<sup>11-13</sup>. Notons que la demande de modèles plus généraux applicables à de vastes gammes de matériaux poreux fait que les modèles empiriques sont de nos jours souvent insuffisants.

- *Les modèles phénoménologiques*

Il est important de distinguer les modèles phénoménologiques de base des autres modèles phénoménologiques. Les modèles phénoménologiques de base permettent de bien décrire le comportement des matériaux de géométrie simple (exemple des tubes circulaires). Cependant, à cause de la complexité de la géométrie des pores de la plupart des matériaux, il n'est pas toujours possible d'en ressortir un développement analytique. Afin de contourner cet obstacle, les modèles phénoménologiques cherchent généralement à modifier les solutions associées à des géométries simples (issues des modèles phénoménologiques de base) de manière à s'ajuster à des géométries plus complexes.

L'un des premiers modèles phénoménologiques de base a été proposé par Zwikker et Kosten<sup>14</sup> en 1949. Ils supposaient alors que le matériau poreux est constitué d'un réseau de pores cylindriques parallèles et de section circulaire. Ce modèle est exact pour les limites hautes et basses fréquences et valide pour les fréquences intermédiaires. Cependant, les hypothèses qui le sous-tendent limitent la gamme de matériaux auxquels il est applicable. L'autre modèle phénoménologique de base a été développé dans la théorie de Biot<sup>1</sup> sur la propagation des ondes élastiques dans un solide poreux saturé par un fluide et ensuite généralisé<sup>15</sup> pour expliquer la propagation acoustique dans un milieu poreux dissipatif.

De nombreux auteurs ont par la suite proposé des modifications à ces modèles afin d'élargir leur champ d'application. C'est ainsi que s'inspirant de la démarche de Zwikker et Kosten, Attenborough<sup>3</sup> proposa en 1983 une généralisation du modèle de Zwikker et Kosten qui se voulait applicable à toutes les gammes de matériaux poreux à structure rigide. Ce modèle est bien adapté pour les matériaux fibreux et granuleux, cependant il l'est moins pour les matériaux ayant une variation importante de section<sup>16</sup>. En 1986, Allard *et al.*<sup>17</sup> ont proposé un autre modèle qui se voulait aussi applicable à tous les matériaux poreux à structure rigide. Contrairement au modèle d'Attenborough, celui-ci dérive du cas limite rigide de la théorie de Biot pour les matériaux poroélastiques. Ce modèle est bien adapté à une vaste gamme de

matériaux poreux et de fréquences, cependant, tout comme le modèle d'Attenborough<sup>3</sup>, il s'avère inadéquat pour des matériaux poreux ayant des variations importantes de section<sup>16</sup>. Il est important de noter que les résultats des travaux d'Attenborough<sup>3</sup> et d>Allard *et al.*<sup>17</sup> sont quelque peu différents comme l'indique les discussions de Champoux et Stinson<sup>16</sup>. Finalement, notons que d'autres modèles phénoménologiques ont également été proposés dans la littérature. Citons notamment celui de Champoux et Stinson<sup>18</sup> pour des pores ayant une section uniforme, et celui de Stinson<sup>19</sup> pour des tubes ayant une section uniforme arbitraire.

- *Les modèles semi-phénoménologiques*

Ces modèles sont les plus précis et les plus utilisés de nos jours. Ils sont bien adaptés à une vaste gamme de matériaux poreux et de fréquences. L'approche ici consiste à décrire mathématiquement les fonctions de réponses approchées d'un fluide saturant un milieu poreux soumis à une excitation acoustique<sup>7</sup>.

Le premier modèle semi-phénoménologique a été développé par Johnson *et al.*<sup>4</sup> en 1987 pour définir la densité dynamique complexe. Ce modèle est basé sur l'interpolation des comportements asymptotiques hautes fréquences et basses fréquences des effets visqueux. Deux nouveaux paramètres physiques sont introduits à cet effet; il s'agit de la tortuosité en fluide parfait  $\alpha_\infty$  (équivalente au facteur de structure) et la longueur caractéristique visqueuse  $\Lambda$ . La longueur caractéristique visqueuse  $\Lambda$  caractérise les forces visqueuses et dépend seulement de la géométrie du matériau. Le modèle ainsi obtenu a un comportement asymptotique exact dans le régime des hautes fréquences. Cependant, dans le régime des basses fréquences, les valeurs de la partie réelle de la masse volumique effective prédites par ce modèle divergent des résultats expérimentaux.

S'inspirant de la démarche de Johnson *et al.*<sup>4</sup>, Champoux et Allard<sup>20</sup> ont proposé en 1991 le premier modèle semi-phénoménologique pour les effets thermiques. À cet effet, ils ont introduit un nouveau paramètre, la longueur caractéristique thermique  $\Lambda'$ , analogue à la longueur caractéristique visqueuse  $\Lambda$  introduite par Johnson *et al.*<sup>4</sup>. L'expression analytique du module d'incompressibilité dynamique ainsi obtenu par Champoux et Allard a un comportement asymptotique exact dans le régime des hautes fréquences. Cependant, des

grandes divergences apparaissent dans le régime des basses fréquences entre les prédictions de ce modèle et les observations expérimentales.

En 1993, dans le but de corriger les divergences observées dans le modèle de Champoux-Allard<sup>18</sup>, Lafarge<sup>21</sup> a introduit un nouveau paramètre, la perméabilité thermique statique  $k'_0$ . Ce paramètre est analogue à la perméabilité de Darcy  $k_0$  pour les effets visqueux. L'introduction de la perméabilité thermique statique a permis de corriger les divergences de la partie imaginaire du module d'incompressibilité dynamique. Cependant, comme dans le modèle de Johnson *et al.*<sup>4</sup>, la partie réelle du module d'incompressibilité thermique prédite par le modèle de Lafarge diverge toujours des résultats expérimentaux.

En 1993, Pride *et al.*<sup>22</sup> ont proposé un raffinement de la fonction de Johnson. À cet effet, ils ont introduit un nouveau paramètre asymptotique basse fréquence, la tortuosité visqueuse statique  $\alpha_0$ . Le nouveau paramètre  $\alpha_0$  traduit les effets inertiels supplémentaires à basses fréquences associé aux effets visqueux. L'introduction de ce paramètre a permis de corriger la déviation observée dans le comportement de la partie réelle de la fonction de Johnson dans le régime des basses fréquences.

Finalement en 1997, s'inspirant de la démarche de Pride *et al.*<sup>22</sup>, Lafarge *et al.*<sup>5</sup> ont introduit un dernier paramètre asymptotique basse fréquence, la tortuosité thermique statique  $\alpha'_0$ , afin de corriger l'imprécision de la partie réelle du module d'incompressibilité. De manière analogue à la tortuosité visqueuse statique  $\alpha_0$ , la tortuosité thermique basses fréquences  $\alpha'_0$  traduit les effets inertiels supplémentaires à basses fréquences associés aux effets thermiques.

Ces cinq modèles i.e., Johnson (4 paramètres), Johnson-Champoux-Allard (5 paramètres), Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (6 paramètres), Johnson-Lafarge (7 paramètres) et Pride-Lafarge (8 paramètres) sont reportés au Tableau 1.2.

**Tableau 1.1** Relation entre les différentes propriétés acoustiques intrinsèques d'un matériau poreux de type fluide-équivalent. Dans ce tableau,  $\nu$  représente la viscosité cinématique,  $\gamma$  est le rapport des capacités thermiques à pression et volume constant,  $\nu' = \nu/P_r$  où  $P_r$  est le nombre de Prandtl et  $j^2 = -1$ .

| <i>Effets visqueux</i>   | <i>Effets thermiques</i>  |
|--|---|
| $\tilde{\rho}(\omega) = \rho_0 \tilde{\alpha}(\omega)$               | $\tilde{K}(\omega) = K_a / \tilde{\beta}(\omega)$   |
| $\tilde{\alpha}(\omega) = -\nu\phi / j\omega \tilde{\kappa}(\omega)$ | $\tilde{\beta}(\omega) = \gamma + (\gamma - 1) \cdot j\omega \tilde{\kappa}'(\omega) / \nu' \phi$ |
| $\tilde{\chi}(\omega) = 1 - \alpha_\infty / \tilde{\alpha}(\omega)$  | $\tilde{\chi}'(\omega) = (\tilde{\beta}(\omega) - 1) / (\gamma - 1)$                              |

**Tableau 1.2** Synthèse des expressions analytiques de la masse volumique effective et du module d'incompressibilité effectif

| <i>Effets visqueux</i>   | <i>Effets thermiques</i>   |
|--|--|
| $\tilde{\alpha}(\omega) = \alpha_\infty \left[ 1 - j \frac{\omega_c}{\omega} B(\omega) \right]$  | $\tilde{\beta}(\omega) = \gamma - (\gamma - 1) \left[ 1 - j \frac{\omega_c}{\omega} B'(\omega) \right]^{-1}$   |
| Johnson <i>et al.</i> (1987)   | Champoux-Allard (1991)   |
| $B(\omega) = \left[ 1 + \frac{1}{2} j M \frac{\omega}{\omega_c} \right]^{1/2}$<br>$\omega_c = \nu\phi / k_0 \alpha_\infty ; \quad M = 8k_0 \alpha_\infty / \phi \Lambda^2$ | $B'(\omega) = \left[ 1 + \frac{1}{2} j \frac{\omega}{\omega'_c} \right]^{1/2}$<br>$\omega'_c = 8\nu' / \Lambda^2$  |
| Pride <i>et al.</i> (1993)   | Champoux-Allard-Lafarge (1993)   |
| $B(\omega) = 1 - p + p \left[ 1 + \frac{1}{2} j \frac{M}{p^2} \frac{\omega}{\omega_c} \right]^{1/2}$<br>$p = \frac{M}{4(\alpha_0 / \alpha_\infty - 1)}$                    | $B'(\omega) = \left[ 1 + \frac{1}{2} j M' \frac{\omega}{\omega'_c} \right]^{1/2}$<br>$\omega'_c = \nu' \phi / k'_0 ; \quad M' = 8k'_0 / \phi \Lambda'^2$ |
|  | Lafarge (1997)   |
|  | $B'(\omega) = 1 - p' + p' \left[ 1 + \frac{1}{2} j \frac{M'}{p'^2} \frac{\omega}{\omega_c} \right]^{1/2}$<br>$p = \frac{M'}{4(\alpha_0 - 1)}$            |

#### 1.4.2. Caractérisation des paramètres macroscopiques

- *La porosité (ouverte)*

La porosité est le premier paramètre qui caractérise la géométrie interne d'un matériau poreux. C'est donc logiquement qu'elle apparaît de manière implicite ou explicite dans tous les modèles développés pour les matériaux poreux. Par définition, la porosité ouverte  $\phi$  d'un matériau poreux est le rapport du volume de sa phase fluide  $V_f$  (volume des pores interconnectés) au volume total occupé par le matériau  $V_t$ . Plusieurs méthodes directes permettent de caractériser la porosité avec une assez bonne précision, ce qui en fait un paramètre relativement facile à mesurer.

L'une des premières méthodes développées pour la mesure de la porosité est une méthode directe basée sur la loi des gaz parfaits en transformation isothermique. Cette méthode a été développée par Beranek<sup>23</sup> en 1942. Le principe consiste à comparer la variation de la pression isothermique dans une chambre test contenant l'échantillon, en fonction du volume d'une chambre de référence (il se sert d'un tube en U comme manomètre). Par la suite, en se servant de l'équation des gaz parfaits, il détermine le volume de la phase fluide de l'échantillon. En 1990, Champoux *et al.*<sup>24</sup> ont proposé une amélioration de la méthode de Beranek. Dans leur dispositif, un piston à déplacement micrométrique permet de varier le volume de la chambre test contenant l'échantillon. La variation de la pression correspondante est captée par un transducteur électronique. En 2003, Leclaire *et al.*<sup>25</sup> ont proposé une autre amélioration de la méthode de Beranek en minimisant le nombre d'opérations et l'effet de la température. Enfin, notons que la mesure de la porosité basée sur ce principe a été standardisée dans la norme<sup>26</sup> ASTM D 2854-94. Bien que relativement précises, les méthodes basées sur la loi des gaz parfaits en transformation isothermique ne fournissent aucune analyse de l'incertitude de la mesure. En outre, la complexité des opérations, les différentes calibrations nécessaires et la durée des mesures constituent d'autres handicaps non négligeables.

Une autre approche directe de mesure de la porosité ouverte a été proposée par Panneton et Gros<sup>27</sup> en 2005. Cette approche basée sur le principe d'Archimède, utilise le concept de la masse manquante. La masse apparente de l'échantillon (masse dans l'air) est comparée à sa masse exacte (masse dans le vide). La différence entre les deux masses (la masse manquante)

permet de déterminer le volume de la phase solide du matériau. Cette méthode est simple et précise. Par ailleurs, une analyse complète de l'erreur de mesure de cette méthode est fournie.

Il existe également dans la littérature des méthodes indirectes et inverses permettant de déterminer la porosité<sup>28-30</sup>. Celles-ci sont cependant moins utilisées car elles restent imprécises comparées aux méthodes directes.

- *La résistivité statique et la perméabilité visqueuse statique*

Lorsqu'un matériau d'épaisseur connue est soumis à une différence de pression statique, un écoulement macroscopique apparaît à travers l'échantillon. La résistivité est le rapport du gradient de pression à travers l'échantillon et de la vitesse moyenne de l'écoulement. C'est un paramètre très ancien qui apparaît aussi dans la quasi-totalité des modèles développés pour les matériaux poreux. Pour un écoulement laminaire de débit volumique constant  $Q_v$  ( $m^3.s^{-1}$ ), la résistivité  $\sigma$  exprimée en  $N.s.m^{-4}$  (ou MKS rayls/m) est donnée par la relation,

$$\sigma = (\Delta p / Q_v)(S/l), \quad (1.3)$$

où  $\Delta p$  ( $kg.m^{-1}.s^{-2}$ ) représente la chute de pression au travers du matériau,  $S$  et  $l$  sont respectivement la section et l'épaisseur de l'échantillon du matériau. La résistivité est donc la résistance à l'écoulement du matériau de section et de longueur unitaire. Elle s'exprime en  $kg.m^{-3}.s^{-1}$ . La résistivité et la perméabilité visqueuse statique  $k_0$  sont liées par la relation,

$$\sigma = \eta / k_0, \quad (1.4)$$

où  $\eta$  ( $kg.m.s^{-1}$ ) représente la viscosité dynamique du fluide. Dans le cas où le fluide est l'air,  $\eta = 1.84 \times 10^{-5} kg.m.s^{-1}$ .

Comme pour la porosité, plusieurs systèmes de mesures de la résistivité sont décrits dans la littérature. Il s'agit essentiellement des méthodes non acoustiques. Ces méthodes non acoustiques permettant de mesurer la résistivité peuvent être classées selon deux approches, l'approche directe et l'approche comparative. Dans l'approche directe<sup>31-34</sup>, un débit d'air mesuré par un débitmètre passe à travers un échantillon. Un capteur de pression différentiel permet de mesurer le gradient de pression entre les deux bords de l'échantillon. La résistivité

est alors calculée à partir de ces deux relevés et de la relation (1.3). Une procédure de mesure de la résistivité basée sur cette approche est normalisée dans la norme<sup>35</sup> ASTM C522-80.

L'approche comparative est basée sur l'utilisation d'un élément calibré (*Laminar Flow Element*) mis en série avec l'échantillon. De ce fait, seule la mesure du gradient de pression aux bornes de l'échantillon est nécessaire pour déterminer la résistivité. En effet, le ratio des résistances à l'écoulement des deux éléments (échantillon et élément de calibration) se réduit tout simplement au ratio du gradient de pression à travers chacun de ces éléments. L'une des méthodes basées sur cette approche et très utilisée a été proposée en 1988 par Stinson et Daigle<sup>36</sup>.

Finalement, de nombreuses méthodes acoustiques<sup>30, 37-39</sup> ont également été développées pour extraire ce paramètre. Elles restent toutefois moins utilisées car imprécises comparées aux méthodes non acoustiques.

- *La tortuosité*

D'un point de vue géométrique, la tortuosité  $\alpha_\infty$ , traduit le trajet sinueux du fluide dans le matériau résultant du fait qu'il doit contourner les obstacles (la partie solide du matériau) qu'il trouve sur son parcours. D'un point de vue dynamique, elle traduit les effets inertiels à hautes fréquences qui résultent aussi du fait que le fluide doit contourner de façon sinueuse la phase solide. Il s'agit d'un paramètre purement géométrique, sans dimension et supérieur ou égal à 1. En partant des considérations énergétiques, Johnson *et al.*<sup>4</sup> ont exprimé la tortuosité en fonction du champ des vitesses microscopiques  $\vec{u}$  de la façon suivante,

$$\alpha_\infty = \langle \vec{u}^2 \rangle / \langle \vec{u} \rangle^2. \quad (1.5)$$

La tortuosité est un paramètre assez difficilement mesurable. À l'heure actuelle, il n'existe qu'une seule méthode qu'on pourrait qualifier de directe permettant de mesurer ce paramètre. Les autres méthodes existantes sont des méthodes acoustiques ultrasonores ou des méthodes acoustiques indirectes ou inverses basées sur des mesures en tube d'impédance.

La méthode de la conductivité électrique a été développée en 1988 par Johnson et Sen<sup>40</sup> en se basant sur l'analogie électrique initialement développée par Brown<sup>41</sup>. Elle consiste à utiliser



une solution conductrice dont on connaît la résistivité électrique  $\sigma_f$  et à mesurer la résistivité électrique  $\sigma_p$  de la même solution lorsqu'elle sature le matériau poreux. Le ratio des deux résistivités conduit à un facteur de forme  $F_f$  ( $F_f = \sigma_f/\sigma_p$ ). Ce facteur de forme est lié à la tortuosité par la relation,

$$\alpha_\infty = F_f \phi, \quad (1.6)$$

où  $\phi$  est la porosité du matériau. Ainsi, la tortuosité s'obtient par deux mesures de la résistance électrique et par la mesure de la porosité. Bien que cette méthode soit assez précise lorsque la procédure de mesure est scrupuleusement respectée, elle est longue et fastidieuse. En outre, elle peut être destructive et elle n'est pas adaptée aux matériaux à forte résistivité. Soulignons enfin que cette méthode est limitée aux matériaux à structure non-conductrice, ce qui implique que des matériaux particulièrement prometteur dans le secteur de l'aéronautique comme les mousses métalliques ne peuvent être caractérisés par cette dernière.

Comme alternative à la méthode de la conductivité électrique, les méthodes ultrasonores se sont développées et largement répandues. Elles sont utilisées non seulement pour déterminer la tortuosité, mais aussi pour extraire les longueurs caractéristiques. Ces méthodes ont été appliquées avec succès pour la première fois en 1988 par Johnson et Sen<sup>40</sup> sur des roches poreuses saturées par l'hélium. Le principe utilisé est basé sur la mesure de la partie réelle de l'indice de réfraction  $n_r$  d'un matériau poreux en incidence normale. L'approximation haute fréquences du carré de cet indice de réfraction conduit à l'expression asymptotique suivante,

$$\lim_{f \rightarrow \infty} n_r^2 = \alpha_\infty (1 + \delta A), \quad (1.7)$$

où

$$A = (\gamma - 1) / \sqrt{P_r} \Lambda' + 1/\Lambda. \quad (1.8)$$

Cette approximation hautes fréquences n'est valide que lorsque l'épaisseur de peau visqueuse  $\delta$  ( $\delta = \sqrt{2\eta/\rho_0\omega}$ ) est petite devant les longueurs caractéristiques  $\Lambda'$  et  $\Lambda$ , et la longueur d'onde grande devant la taille des pores.

Afin de s'affranchir de la dépendance en  $\Lambda'$  et  $\Lambda$  de la relation (1.8), deux approches sont principalement utilisées. La première<sup>29,42</sup> consiste à mesurer la vitesse de phase à plusieurs fréquences ultrasonores et à exploiter la dépendance linéaire en  $1/\sqrt{\omega}$  de la relation (1.7). L'autre approche<sup>43-45</sup> est analogue à la première, et consiste à exploiter plutôt la dépendance linéaire en  $1/\sqrt{\rho_0}$  de la relation (1.7).

Cependant, notons que les méthodes ultrasonores sont limitées à des échantillons de matériaux peu absorbants. En effet, pour les matériaux très absorbants (atténuation dans la gamme de 60 dB/cm ou plus), le signal ultrasonore est généralement soit trop bruité soit trop atténué après propagation dans le matériau au point où il devient non exploitable.

Deux méthodes acoustiques indirectes ont été développées récemment par Panneton et Olny<sup>46,47</sup>. Des expressions analytiques des paramètres cibles sont dérivées en fonction des propriétés équivalentes du matériau (masse volumique équivalente et module d'incompressibilité complexe équivalent) à partir du modèle de Johnson-Lafarge de la façon suivante,

$$\alpha_\infty = \phi \left( \tilde{X} - \sqrt{\tilde{Y}^2 - \sigma^2/\omega^2} \right) / \rho_0, \quad (1.9)$$

$$k'_0 = \kappa \phi \left\{ -\text{Re} \left[ \left\{ (\gamma P_0 - \phi \tilde{K}_{eq}) / (\gamma P_0 - \gamma \phi \tilde{K}_{eq}) \right\}^2 \right] \right\}^{-0.5} / \rho_0 c_p \omega, \quad (1.10)$$

$$\Lambda = \alpha_\infty \sqrt{2\eta \rho_0 / \omega \tilde{Y} (\alpha_\infty \rho_0 - \phi \tilde{X})} / \phi, \quad (1.11)$$

$$\Lambda' = 2 \sqrt{\kappa \left\{ -\text{Im} \left[ \left\{ (\gamma P_0 - \phi \tilde{K}_{eq}) / (\gamma P_0 - \gamma \phi \tilde{K}_{eq}) \right\}^2 \right] \right\}^{-1} / \rho_0 c_p \omega}, \quad (1.12)$$

où  $\tilde{\rho}_{eq} = \tilde{X} + j\tilde{Y} = \tilde{\rho}(\omega)/\phi$  est la masse volumique équivalente, et  $\tilde{K}_{eq} = \tilde{K}(\omega)/\phi$  est le module d'incompressibilité complexe équivalent,  $c_p$  est la chaleur spécifique à pression constante, et  $\kappa$  est la conductivité thermique de l'air. En supposant la porosité et la résistivité du matériau connues, ces expressions analytiques permettent d'extraire la tortuosité et les trois autres paramètres. Cependant, Panneton et Olny ont également présenté dans leur article<sup>46</sup> une approche par extrapolation qui permet de s'affranchir de la nécessité de connaître la résistivité. Notons enfin que des équations (1.10) et (1.12), **seule la connaissance de la**

porosité est requise pour évaluer la perméabilité thermique et la longueur caractéristique thermique. Cette méthode fonctionne très bien pour les matériaux à structure rigide. Cependant, elle est très sensible à la précision de détermination des propriétés équivalentes du matériau, et par conséquent nécessite des mesures en tube d'impédance de très grande qualité. Elle est également très sensible à la précision de mesure de la porosité.

- *La longueur caractéristique visqueuse et la longueur caractéristique thermique*

La longueur caractéristique visqueuse  $\Lambda$  et la longueur caractéristique thermique  $\Lambda'$  décrivent respectivement les effets visqueux et les échanges thermiques entre la phase solide et la phase fluide à hautes fréquences. Ils sont définis respectivement par,

$$2/\Lambda = \left( \int_S \vec{u}^2 dS \right) / \left( \int_\Omega \vec{u}^2 d\Omega \right), \quad (1.13)$$

$$2/\Lambda' = \left( \int_S dS \right) / \left( \int_\Omega d\Omega \right), \quad (1.14)$$

où  $\vec{u}$  représente le champ des vitesses microscopiques,  $\Omega$  le volume d'homogénéisation et  $S$  l'aire de surface de contact fluide solide dans ce volume. Ces paramètres sont également purement géométriques et dépendent uniquement de la structure du matériau poreux. Les principales méthodes qui permettent de caractériser ces paramètres sont des méthodes ultrasonores et des méthodes acoustiques (inverses et indirectes).

Les méthodes ultrasonores sont basées sur le même principe que celle décrite pour la mesure de la tortuosité. En général, ces méthodes exploitent la dépendance linéaire en  $1/\sqrt{\omega}$  ou en  $1/\sqrt{\rho_0}$  à hautes fréquences des indicateurs tels que l'indice de réfraction, le coefficient de réflexion et le coefficient de transmission<sup>44, 48-50</sup>. Notons cependant qu'en plus des problèmes liés aux matériaux très absorbant, la dissipation supplémentaire due à la diffusion est un phénomène qui peut biaiser de manière assez significative les résultats fournis par ces méthodes. En général, la diffusion commence à apparaître lorsque la longueur d'onde du signal acoustique devient du même ordre de grandeur que les dimensions des pores du matériau.

Comme alternative aux méthodes ultrasonores, Henry *et al.*<sup>42</sup> ont proposé 1995 une méthode acoustique semi-analytique qui permet de déterminer la longueur caractéristique thermique. Le principe de la méthode consiste à mesurer des impédances de surface et nécessite la mise en place d'un régime dans lequel les effets thermiques sont prédominants. Cependant les conditions nécessaires pour que la méthode soit applicable sont très difficiles à satisfaire, ce qui constitue la principale limite de ladite méthode<sup>51</sup>. La méthode acoustique analytique proposée par Panneton et Olny<sup>46, 47</sup> permet aussi de déterminer les longueurs caractéristiques. En 2005, Atalla et Panneton<sup>52</sup> ont proposé une méthode inverse basée sur le modèle de Johnson-Champoux-Allard qui permet non seulement de déterminer les longueurs caractéristiques, mais aussi la tortuosité, la porosité, la résistivité. Lorsque les deux derniers paramètres sont connus, cette méthode permet également de déterminer les trois autres paramètres. Deux codes commerciaux basés sur des méthodes inverses sont également disponibles. Il s'agit des logiciels FOAM-X développé par Mecanum Inc. et de Comet-Trim développé par Comet Technology Corporation.

D'autres méthodes telles que la méthode BET proposée par Brunaur *et al.*<sup>53</sup> en 1938 (normalisée et souvent utilisée comme référence) et les méthodes par imagerie<sup>51</sup> permettent également d'extraire ces paramètres. Elles sont en général très limitées quant aux types de matériaux ou bien coûteuses en temps de caractérisation tout en demandant des équipements très spécialisés.

- *La perméabilité thermique statique*

Ce paramètre est très difficile à mesurer. Dans la littérature, seulement deux méthodes acoustiques indirectes permettent d'extraire la perméabilité thermique statique. La première a été proposée par Debray *et al.*<sup>54</sup>. Dans leur approche, la perméabilité thermique est évaluée à partir du module d'incompressibilité complexe à basses fréquences. La seconde méthode permettant d'estimer la perméabilité thermique est la méthode analytique proposée par Olny et Panneton<sup>47</sup> et décrite précédemment. Notons cependant qu'une approche locale par microtomographie a aussi été proposée par Perrot<sup>7</sup>; toutefois, la mise en œuvre de cette approche reste fastidieuse.

- *Les tortuosités statiques basses fréquences (visqueuse et thermique)*

L'interprétation physique des tortuosités statiques basses fréquences  $\alpha_0$  et  $\alpha'_0$  reste encore à élucider. À ce jour, il n'existe pas de méthode expérimentale permettant de déterminer ces paramètres. Encore une fois des approches microstructurales comme proposées par Perrot peuvent être utilisées, mais la mise en œuvre de ces approches restent fastidieuses.

#### 1.4.3. Mesures des propriétés acoustiques en tube d'impédance

Parmi les propriétés acoustiques des matériaux poreux, on peut distinguer les propriétés acoustiques extrinsèques de celles intrinsèques comme définies à la section 1.2. Les propriétés extrinsèques dépendent d'un certain nombre de facteurs tels que de l'épaisseur du matériau, la source d'excitation, les conditions aux limites et les propriétés physiques du milieu environnant. Les propriétés acoustiques extrinsèques d'un matériau sont l'impédance acoustique de surface, le coefficient de réflexion sonore, le coefficient d'absorption sonore et le coefficient de transmission sonore. L'impédance de surface  $Z_s$  est définie comme le rapport complexe de la pression acoustique  $p$  et de la composante normale au plan de référence de la vitesse acoustique  $u$ ; le plan de référence étant la surface du matériau. Le coefficient de réflexion  $R$  est le rapport de l'amplitude complexe de l'onde réfléchie à la surface de l'échantillon à celui de l'onde incidente. Le coefficient de transmission  $\tau_\infty$  est le rapport de l'amplitude complexe de l'onde transmise de l'autre côté du matériau dans un milieu semi infini à celui de l'onde incidente. Il est lié à l'indice d'affaiblissement sonore en incidence normale par  $nSTL = -20 \log(|\tau_\infty|)$ . Le coefficient d'absorption  $\alpha$  est le rapport du flux d'énergie absorbée dans le matériau sur le flux d'énergie incidente. Tandis que  $Z_s$ ,  $R$  et  $\alpha$  sont indicateurs de surface,  $\tau_\infty$  en est un de transmission. Les indicateurs de surface sont liés entre eux par une relation simple:

$$Z_s = (1 + R)/(1 - R), \quad (1.15)$$

$$\alpha = 1 - |R|^2. \quad (1.16)$$

Contrairement aux propriétés extrinsèques qui caractérisent un échantillon de matériau dans son milieu, les propriétés intrinsèques caractérisent entièrement le comportement acoustique

du matériau et non d'un échantillon de ce matériau. Les deux principales propriétés intrinsèques pouvant être mesurées sont le nombre d'onde complexe  $\tilde{k}$  et l'impédance caractéristique  $\tilde{Z}_c$  (ou d'un couple équivalent tel que présenté dans la section 1.4.1.). Ces propriétés sont généralement obtenues à l'aide de mesures d'impédances de surface.

Dans la suite de cette section, nous présenterons les méthodes développées pour mesurer les indicateurs de surface et les propriétés intrinsèques. Pour les propriétés intrinsèques, le couple  $(\tilde{k}, \tilde{Z}_c)$  sera utilisé dans cette section. Les méthodes développées pour la mesure du coefficient de transmission sonore seront présentées dans le chapitre 4 de ce document.

- *Méthodes traditionnelles*

L'une des premières méthodes développées pour la mesure des propriétés de surface et des propriétés intrinsèques a été proposée par Scott<sup>55</sup> en 1946. Cette méthode connue sous le nom de méthode à onde stationnaire, a connu plusieurs améliorations, notamment celle proposée par Lippert<sup>56</sup>, puis a été normalisée en 1972 [ASTM C384-58]. Le principe général de la mesure consiste à déplacer une sonde microphonique à l'intérieur de l'échantillon et à mesurer l'amplitude et la phase de la pression à différents points pour chaque fréquence. Le nombre d'onde est obtenu via l'atténuation et les variations de la phase de l'onde acoustique. L'impédance de surface est déterminée par la position du premier minimum de pression par rapport à la face de l'échantillon et par le ratio du maximum sur minimum de pression. L'impédance caractéristique est obtenue en mesurant l'impédance de surface d'un échantillon suffisamment long pour être considéré comme « infini ».

La méthode à onde stationnaire présente plusieurs inconvénients. Entre autres, le déplacement de la sonde microphonique peut non seulement poser un problème d'ordre technique dû à l'encombrement, mais aussi peut suffisamment affecter la précision des mesures du fait de la perturbation du système qu'il pourrait engendrer. Par ailleurs, le temps de mesure peut être très long car pour chaque fréquence, un grand nombre de mesures effectuées en déplaçant la sonde microphonique est nécessaire pour une bonne précision.

Pour pallier à ces limitations de la méthode à onde stationnaire, deux méthodes analogues ont été proposées. Il s'agit de la méthode à deux épaisseurs et de la méthode à deux cavités. Dans

les deux méthodes, la mesure du champ de pression est maintenant réalisée par l'entremise d'un microphone qu'on fixe à différents points de la paroi du tube. Le nombre d'onde et l'impédance de surface sont obtenus en suivant la même procédure que celle de Scott<sup>55</sup>. Cependant, l'impédance caractéristique est obtenue en mesurant deux impédances de surfaces. Dans la méthode à deux épaisseurs initialement proposée par Ferrero et Sacerdote<sup>57</sup>, les deux mesures sont faites en utilisant deux échantillons dont l'épaisseur de l'un est le double de l'autre. Dans la méthode à deux cavités initialement proposée par Yaniv<sup>58</sup> les deux mesures sont faites en utilisant un seul échantillon d'abord accolé sur un fond rigide, puis suivi d'une cavité (égale à un quart d'onde) et d'un fond rigide.

Bien que ces deux techniques aient permis de résoudre le problème d'encombrement et de perturbation que posait la sonde microphonique de Scott, l'imprécision de la détermination des extrêmes de pression et le temps de mesure relativement long du fait de l'utilisation de fréquences discrètes sont des problèmes qui se posaient encore. Par ailleurs, ces méthodes ne sont pas appropriées pour des matériaux fortement dissipatifs (ex. les fibreux) car l'impédance de surface devient moins sensible à l'épaisseur et la profondeur de la cavité.

- *Méthodes de la fonction de transfert*

Suite aux sauts technologiques effectués dans les domaines de l'informatique et du traitement de signal, Seybert et Ross<sup>59</sup> puis Chung et Blaser<sup>60,61</sup> ont réalisé des travaux qui ont révolutionnés la pratique de la mesure des propriétés acoustiques dans un tube d'impédance. Dans leur dispositif expérimental, le champ de pression est mesuré à deux positions 1 et 2, séparées l'une de l'autre d'une distance  $s$  suivant l'axe du tube. La fonction de transfert  $H_{12}$  entre les pressions mesurées aux deux points, i.e., le rapport du champ de pression au point 1 sur le champ de pression au point 2, est par la suite calculée. Cette fonction de transfert est liée au coefficient de réflexion par la relation,

$$R = e^{j2k_0L}(H_{12} - e^{jk_0s}) / (e^{-jk_0s} - H_{12}), \quad (1.17)$$

où  $L$  est la distance séparant le point 2 à la surface de l'échantillon, et  $k_0$  est le nombre d'onde dans l'air. La source de signal utilisée est une source large bande, ce qui permet en une seule mesure, de balayer un grand nombre de fréquences, diminuant ainsi considérablement le

temps de mesure. Pour mesurer la fonction de transfert, on peut utiliser un seul microphone et faire deux mesures consécutives, en plaçant le microphone aux points 1 et 2 respectivement. L'autre possibilité consiste à utiliser deux microphones calibrés et à mesurer simultanément le champ de pression aux deux points. Dans l'un ou l'autre cas, la fonction de transfert est estimée à l'aide des interspectres calculés entre le signal au point 1 et celui au point 2.

Dans le cas où deux microphones sont utilisés pour faire une mesure simultanée, une opération de calibration, i.e., une correction due à la différence de réponse des deux microphones est nécessaire. À cet effet la technique la plus utilisée est celle proposée par Chung et Blaser qui consiste à inverser les microphones. Elle nécessite une mesure (sans échantillon) de la fonction de transfert en position normale ( $H_{12}^n$ ) et de la fonction de transfert avec les positions des microphones inversées ( $H_{12}^i$ ). La correction se fait alors de la manière suivante,

$$H_{12} = H_{12}^{mes} \sqrt{H_{12}^i / H_{12}^n}, \quad (1.18)$$

où  $H_{12}^{mes}$  correspond à la fonction de transport de la mesure en position normale et avec l'échantillon.

En 1989, Utsuno *et al.*<sup>62</sup> ont reformulé la méthode à deux cavités initialement proposée par Yaniv<sup>58</sup>, en prenant avantage du concept de la fonction de transfert et d'une source large bande. Dans leur implémentation, le nombre d'onde et l'impédance caractéristique du matériau sont obtenus par la mesure successive de deux impédances de surface : d'abord en accolant l'échantillon à un fond rigide, et par la suite en insérant une cavité d'air arbitraire entre l'échantillon et le fond rigide. Cette méthode partage toutefois la même limite que la méthode initiale, i.e., elle est imprécise lorsque le matériau est très résistif, car l'impédance de surface devient alors moins sensible à la cavité.

Une autre méthode à deux microphones dite TMTTC (two microphones three calibrations) initialement développé en 1990 par Gibiat et Laloe<sup>63</sup> pour les instruments de musique, a été adaptée avec succès pour la mesure de l'impédance de surface des matériaux poreux. Dans cette approche, l'impédance de surface du matériau est exprimée en fonction de la fonction de



transfert entre les deux microphones et de trois coefficients indépendants. Les trois coefficients sont par la suite obtenus en faisant trois calibrations auxiliaires. Ces calibrations consistent à mesurer trois fonctions de transfert en utilisant trois matériaux d'impédances connues. La précision des mesures par cette technique est étroitement liée à cette opération de calibration. De plus, cette méthode est longue et fastidieuse.

McIntosh *et al.*<sup>64</sup> et Champoux et Stinson<sup>65</sup> ont développé indépendamment l'un de l'autre, une autre technique essentiellement identique, nécessitant une seule mesure. Dans leur dispositif, un troisième microphone est ajouté sur le fond rigide, et une cavité d'air est maintenue entre l'échantillon et le fond rigide. L'ajout du troisième microphone leur permet de mesurer simultanément l'impédance de surface de l'échantillon et une fonction de transfert entre les deux pressions mesurées de part et d'autre de l'échantillon. Ces deux quantités permettent par la suite de déterminer l'impédance caractéristique et le nombre d'onde du matériau. Il est à noter que, à la différence de McIntosh *et al.*<sup>64</sup> qui ont utilisé une source de signal large bande, Champoux et Stinson<sup>65</sup> faisaient des mesures de manière discrète, une fréquence à la fois. Il est également à noter qu'une autre implémentation de cette technique à trois microphones a été proposée par Iwase *et al.*<sup>66</sup>, la seule différence avec les deux précédentes étant la suppression de la cavité d'air qui sépare l'échantillon du fond rigide.

Finalement, Song et Bolton<sup>67</sup> ont proposé en 2000 une autre méthode utilisant quatre microphones, dont deux en amont de l'échantillon et deux en aval. Par la mesure des quatre pressions, ils ont évalué expérimentalement les composantes de la matrice de transfert. Par la suite, en prenant avantage de la réciprocity et de la symétrie suivant l'épaisseur du matériau, les composantes de la matrice de transfert permettent de déterminer le nombre d'onde et l'impédance caractéristique du matériau.

- *Sources d'incertitudes des mesures en tube d'impédance*

La plupart des méthodes de mesures acoustiques dans un tube d'impédance sont généralement alimentées par les données de la fonction de transfert, de la distance séparant les microphones ainsi que la distance séparant certains microphones de la surface du matériau. Toutes ces données peuvent être sources d'incertitudes. Ces méthodes supposent également qu'une parfaite étanchéité est assurée entre le porte échantillon et le matériau à tester. Par ailleurs, le

matériau ne doit pas être sous contrainte dans le porte-échantillon. En outre, le centre acoustique de chaque microphone est également supposé bien déterminé. Toutes ces conditions expérimentales à satisfaire sont également sources d'incertitudes. Dans la littérature, plusieurs travaux se sont penchés sur l'effet des conditions expérimentales sur la précision des mesures en tube d'impédance.

Boden et Abom<sup>68</sup> ont examiné l'effet de certains types d'erreurs sur la précision des méthodes à deux microphones. En particulier, ils ont étudié le pourcentage de variation des résultats due à l'erreur de mesure des distances. Ils ont suggéré une méthode pour déterminer la distance séparant les deux microphones afin de réduire son incertitude. En 2000, Katz<sup>69</sup> a également proposé une méthode acoustique permettant de déterminer les positions relatives des microphones ainsi que la distance entre la surface de l'échantillon et le premier microphone. Jacobsen *et al.*<sup>70,71</sup> ont proposé des méthodes pour déterminer avec précision le centre acoustique des microphones. De nombreuses méthodes alternatives à la méthode standard ont également été proposées pour la calibration des microphones<sup>72,73</sup>.

L'effet des conditions de fixation de l'échantillon dans le tube a été exploré par plusieurs auteurs. Citons notamment les travaux de Song *et al.*<sup>74</sup> et ceux de Pilon *et al.*<sup>75,76</sup>. Dans leurs travaux, Pilon *et al.* ont par exemple développé deux critères permettant à un expérimentateur de savoir à l'avance quel coefficient d'absorption il va mesurer. Le premier<sup>75</sup> permet de savoir si l'expérimentateur mesurera le coefficient d'absorption théorique (réel) du matériau ou celui influencé par les contraintes que subit l'échantillon. Le deuxième<sup>76</sup> permet de savoir s'il mesurera le coefficient d'absorption théorique (réel) du matériau ou celui influencé par les fuites autour de l'échantillon.

Finalement, toutes les méthodes de mesure des propriétés intrinsèques dans un tube d'impédance considèrent que le matériau est constitué d'une seule couche acoustiquement symétrique selon son épaisseur. Cependant, la plupart des matériaux acoustiques couramment utilisés sont sujets à certaines variations dans leur microstructure durant le processus de fabrication. Ces variations peuvent conduire à un comportement macroscopique globalement asymétrique<sup>77</sup>. Plusieurs études se sont penchées sur la question de l'asymétrie des matériaux acoustiques<sup>77-80</sup>, cependant elles se sont limitées à l'étude des structures multicouches, et

généralement d'un point de vue analytique ou numérique. **Aucune étude ne s'est penchée sur la question fondamentale de la symétrie d'une monocouche de matériau poreux, tout au moins du point de vue expérimental.**

#### *1.4.4. Bilan*

L'analyse approfondie des travaux scientifiques reliés à notre thème de recherche a permis de faire le point sur la caractérisation des paramètres macroscopiques et des propriétés acoustiques des matériaux poreux. À la suite de cet état de l'art, les conclusions suivantes sont déduites :

- Bien que le modèle de Pride-Lafarge soit le plus précis des modèles semi-phénoménologiques, l'interprétation physique des deux paramètres supplémentaires de ce modèle reste encore à élucider.
- En pratique, le modèle de Johnson-Lafarge donne des résultats très satisfaisants. De plus, le sens physique de tous les paramètres de ce modèle est très bien compris.
- Les méthodes directes de mesure de la porosité basées sur la loi des gaz parfaits en transformation isothermique sont les plus répandues et les plus utilisées. Cependant, ces méthodes ne fournissent aucune analyse de l'incertitude de la mesure, elles nécessitent plusieurs calibrations ainsi que des opérations complexes.
- L'application des méthodes ultrasoniques est restreinte aux échantillons de matériaux peu absorbants.
- Les méthodes acoustiques inverses peuvent conduire aux résultats qui ont un sens davantage mathématique que physique, notamment lorsque les mesures acoustiques sur lesquelles elles reposent sont biaisées.
- Les méthodes acoustiques indirectes, i.e. les méthodes analytiques, permettent de déterminer tous les paramètres du modèle de Johnson-Lafarge non accessibles par des méthodes directes. Cependant, elles fournissent des résultats erronés lorsque la mesure des propriétés acoustiques intrinsèques qui les alimentent est imprécise.
- Les propriétés acoustiques des matériaux poreux, utilisées comme données pour les méthodes acoustiques indirectes et inverses, se mesurent quasi-exclusivement en utilisant les techniques en tube d'impédance.

- De nombreuses méthodes indirectes sont basées sur les mesures des propriétés intrinsèques à basses ou très basses fréquences. De ce fait, il est important de pouvoir mesurer ces propriétés avec une très bonne précision dans ce régime de fréquences. Les principales méthodes existantes de nos jours sont limitées à ce niveau.
- Les techniques de mesure en tube d'impédance supposent généralement que le matériau est symétrique suivant son épaisseur. Cependant, aucune étude expérimentale permettant de caractériser l'asymétrie d'un matériau poreux n'est disponible dans la littérature.

### 1.5. Objectifs de la recherche

Suite aux conclusions de l'état de l'art présentées ci-dessus, l'objectif global de cette thèse est l'amélioration de la précision des données qui alimentent les méthodes acoustiques (inverses et indirectes) utilisées pour caractériser les paramètres macroscopiques des matériaux poreux. Ces méthodes sont généralement basées sur le modèle de Johnson-Lafarge. Elles sont applicables à une vaste gamme de matériaux poreux et présentent un potentiel énorme. Cependant, elles restent limitées principalement par l'imprécision des données les alimentant. Ces données sont mesurées soit en utilisant les méthodes directes (porosité et résistivité), soit en utilisant un tube d'impédance. Ainsi, l'atteinte de l'objectif global passe nécessairement par les objectifs spécifiques suivants:

- (1) l'analyse de l'incertitude des méthodes directes existantes et l'identification des conditions optimales de leur applicabilité;
- (2) le développement de nouvelles méthodes directes plus simples et incluant une analyse de l'incertitude de mesure ;
- (3) l'investigation expérimentale des sources d'imprécisions des mesures en tube d'impédance non traitées dans la littérature, et le développement de nouvelles procédures de mesure plus précises, en particulier dans le régime des basses fréquences.

Dans le cadre de cette thèse, les objectifs spécifiques (2) et (3) ont été retenus.

## **1.6. Méthodologie**

La méthode analytique développée par Panneton et Olny<sup>46,47</sup> a été retenue comme point de départ pour cette étude. Cette méthode nécessite la mesure directe de la porosité et la mesure des propriétés acoustiques intrinsèques du matériau. Pour atteindre notre premier objectif spécifique, nous nous proposons de développer une méthode de mesure directe de la porosité basée sur la loi des gaz parfait en transformation isothermique. Cette méthode devra se distinguer des précédentes par sa simplicité, son faible coût, et surtout par une analyse détaillée de la précision de mesure.

Pour atteindre notre second objectif spécifique, nous nous proposons de lever l'hypothèse sur la symétrie selon l'épaisseur des matériaux poreux, une des principales sources d'imprécision des mesures en tube d'impédance. Pour ce faire, une méthode expérimentale qui permet de caractériser l'asymétrie des matériaux poreux, sera tout d'abord développée. Par la suite, nous développerons une formule générale de détermination de l'indice d'affaiblissement acoustique par décomposition d'onde dans un tube d'impédance. Celle-ci devra prendre en considération l'asymétrie du matériau.

Finalement, nous investiguerons la possibilité de mettre sur pied une nouvelle méthode beaucoup plus précise, en particulier dans le régime des basses fréquences. Idéalement, cette nouvelle méthode devra permettre de déterminer l'indice d'affaiblissement acoustique et les propriétés acoustiques intrinsèques (nombre d'onde complexe et impédance caractéristique) du matériau avec le même dispositif expérimental.

## **1.7. Originalités et retombées**

L'atteinte de notre premier objectif spécifique permettra de mettre à la disposition de l'industrie et des laboratoires scientifiques un outil accessible, en termes de coût et de simplicité d'utilisation, pour la mesure de la porosité des matériaux poreux. La principale originalité de celle-ci étant l'analyse complète de l'incertitude de mesure.

L'atteinte de notre deuxième objectif spécifique mettra à la disposition des laboratoires un outil expérimental simple leur permettant de valider ou pas l'hypothèse de symétrie du matériau, avant même d'appliquer les méthodes de mesures acoustiques en tube d'impédance.

Éventuellement, cet indicateur d'asymétrie pourrait être donné de manière systématique pour tout matériau testé dans un tube d'impédance suivant les standards existants. Ceci aura pour conséquence d'améliorer la précision des mesures acoustiques qui alimentent les méthodes acoustiques indirectes et inverses.

Une caractérisation fine des propriétés effectives permettra d'accroître considérablement la précision des méthodes indirectes moyennes fréquences. Ces méthodes indirectes constituent une bonne alternative aux méthodes directes et ultrasoniques compte tenu de leur mise en œuvre simple et rapide et de la vaste gamme de matériaux auxquels elles sont applicables. En outre, du fait de la simplicité de l'équipement requis (un tube d'impédance), elles sont accessibles à la plupart des laboratoires.

Le développement d'une formule générale de détermination du coefficient de transmission acoustique par décomposition d'onde dans un tube d'impédance constituera une avancée majeure dans le domaine. À ce jour, toutes les méthodes de mesure de l'indice d'affaiblissement acoustique basées sur la décomposition d'onde sont approximatives et très imprécises ; elles ne s'appliquent que lorsque le matériau est symétrique. La formulation générale permettra non seulement d'étendre l'applicabilité de la méthode aux matériaux non symétriques, mais elle améliorera aussi de manière très significative la précision de cette méthode. Finalement, elle permettra d'alimenter les méthodes inverses de mesures acoustiques précises.

Enfin, une nouvelle méthode plus précise particulièrement dans le régime des basses fréquences, et permettant de déterminer à la fois les propriétés intrinsèques et l'indice d'affaiblissement acoustique sans hypothèse de terminaison anéchoïque, constituerait une avancée significative. En effet, non seulement elle permettra à l'expérimentateur de mesurer plusieurs propriétés acoustiques en peu de temps, mais elle aura aussi l'avantage de permettre une mesure plus précise dans le régime des basses fréquences. Ceci permettra d'alimenter les méthodes indirectes basses fréquences de mesures acoustiques de bonnes qualités, et la précision de détermination des propriétés macroscopiques par ces méthodes sera ainsi accrue.

## **1.8. Structure du document**

Dans ce chapitre introductif nous avons présenté la problématique sur laquelle repose notre travail. Nous avons également présenté l'état de l'art dans notre champ de recherche, à la suite de quoi nous avons défini les objectifs de cette recherche ainsi que la méthodologie qui nous permettra de réaliser les objectifs spécifiques retenus.

Au chapitre 2, nous présentons une méthode de mesure directe de la porosité ouverte des matériaux poreux. Cette méthode est basée sur la loi des gaz parfaits en transformation isothermique. La particularité de cette méthode par rapport aux méthodes existantes et de la même famille est sa simplicité en termes de procédure de mesure et d'instrumentation requise, l'analyse complète de l'erreur de mesure et la dérivation d'une expression analytique simple qui permet de prédire la précision de mesure.

Au chapitre 3, nous proposons une méthode expérimentale permettant de quantifier le niveau d'asymétrie des matériaux poreux au niveau macroscopique. Cette méthode simple pourra permettre à un expérimentateur de vérifier le niveau d'asymétrie du matériau avant d'appliquer les méthodes de caractérisation acoustique en tube d'impédance.

Au chapitre 4, nous développons une formule générale permettant de déterminer l'indice d'affaiblissement acoustique par l'approche par décomposition d'onde. Cette formule permet de s'affranchir de l'hypothèse sur la symétrie du matériau, et lève également la contrainte de la nécessité d'une terminaison anéchoïque.

Au chapitre 5, nous proposons une nouvelle méthode à trois microphones qui permet de déterminer les propriétés acoustiques des matériaux poreux. La particularité de celle-ci par rapport à la plupart des méthodes existantes est qu'en plus des propriétés acoustiques intrinsèques, cette méthode permettra également de déterminer l'indice d'affaiblissement acoustique avec le même dispositif expérimental. En outre, en plus d'être plus fidèle (reproductibilité) que les principales méthodes utilisées de nos jours, cette nouvelle méthode améliore de manière significative la précision de mesure dans le régime des basses fréquences.

Ce document s'achèvera par une conclusion générale suivie par des annexes constituées des copies d'articles issus de ce travail, et publiés dans des journaux scientifiques avec comité de lecture.

## 1.9. Références

1. M.A. Biot, "The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low frequency range. II. Higher frequency range," *J. Acoust. Soc. Am.* **28**, 168-191 (1956).
2. J.F. Allard, *Propagation of Sound in Porous Media: Modeling Sound Absorbing Materials*, Elsevier, London and NY (1993).
3. K. Attenborough, "Acoustical characteristics of rigid fibrous absorbents and granular media," *J. Acoust. Soc. Am.* **73**, 785-799 (1983).
4. D.L. Johnson, J. Koplik et R. Dashen, "Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid saturated porous media," *J. Fluid. Mech.* **176**, 379-402 (1987).
5. D. Lafarge, P. Lemarinier, J.F. Allard, V. Tarnow, "Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies," *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 1995-2006 (1997).
6. A. Cortis, D.M.J. Smeulders, D. Lafarge, M. Firdaouss et J. L. Guermond, "Geometry effect on sound in porous media," proceedings of IUTAM symposium on theoretical and numerical methods in continuum mechanics of porous materials, pp. 187-1992, Stuttgart, Germany, September 5-10, 1999 (Published by Springer, 2001)
7. Camille Perrot, "Microstructure et macro-comportement acoustique: approche par reconstruction d'une cellule élémentaire représentative," thèse de doctorat de l'université de Sherbrooke, pp. 1-224, 2006.
8. M. Delaney et E. Bazley, "Acoustical properties of fibrous absorbent materials," *Appl. Acoust.* **3**, 105-116 (1970).
9. Raymond Panneton, "Modélisation numérique tridimensionnelle par éléments finis des milieux poroélastiques," thèse de doctorat de l'université de Sherbrooke, p. 7 (1996)
10. Y. Miki, "Acoustical properties of porous materials-modifications of Delany-Bazley models," *J. Acoust. Soc. Jap. (E)* **11**, 19-24 (1991).
11. Wu Qunli, "Empirical relations between acoustical properties and flow resistivity of porous plastic open-cell foam," *Appl. Acoust.* **25** (3), 141-8 (1988).
12. A. Cummings et S. P. Beadle, "Acoustic properties of reticulated plastic foams," *J. Sound Vibrat.* **175** (1), 115-33 (1994).



13. R. T. Muehleisen, C. W. Beamer et B. D. Tinianov, "Measurements and empirical model of the acoustic properties of reticulated vitreous carbon," *J. Acoust. Soc. Am.* **117** (2), 536-544 (2005)
14. C. Zwicker et C.W. Kosten, *Sound absorbing materials*, edited by Elsevier Applied Sciences, New York (1949).
15. M.A. Biot, "Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media," *J. Acoust. Soc. Am.* **34**, 1254-1264 (1962).
16. Y. Champoux et M.R. Stinson, "On acoustical models for sound propagation in rigid frame porous materials and the influence of shape factors," *J. Acoust. Soc. Am.* **92** (2), 1120-1131 (1992).
17. J.F. Allard, R. Bourdier et P. Depollier, "Biot waves in layered media," *J. Appl. Phys.* **60**, 1926-1929(1986).
18. M.R. Stinson et Y. Champoux, "Propagation of sound and the assignment of shape factors in model porous materials having simple pore geometries," *J. Acoust. Soc. Am.* **91** (2), 685-695 (1992).
19. M. R. Stinson, "The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross-sectional shape," *J. Acoust.Soc.Am.* **89**(2), 550-558 (1991).
20. Y. Champoux, J.F. Allard, "Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media," *J. Appl. Phys.* **70**, 1975-1979 (1991).
21. Denis Lafarge, "Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un fluide viscothermique," Thèse de doctorat de l'université du Maine, 1-296 (1993).
22. S.R. Pride, F.D. Morgan, et A.F. Gangi, "Drag forces of porous media acoustics," *Phys. Rev. B* **47**, 4964-4975 (1993).
23. L.L. Beranek, "Acoustic impedance of porous materials," *J. Acoust. Soc. Am.*, **13**, 248-260 (1942).
24. Y. Champoux, M.R. Stinson, et G.A Daigle, "Air-based system for the measurement of the porosity," *J. Acoust. Soc. Am.* **89**, 910-916 (1990).
25. P. Leclaire, O. Umnova, K. V. Horoshenkov, et L. Maillet, "porosity measurement by comparison of air volumes," *Rev. Sci. Inst.* **74**, 1366-1370 (2003).
26. Anonymous, "Standard test method for open-cell content of rigid cellular plastics by the air pycnometer," ASTM D2856-94, Reapproved (1998).
27. R. Panneton, et E. Gros, "A missing mass method to measure the open porosity of porous solids," *Acta Acust. Acust.* **91**, 342-348 (2005).

28. Z.E. Fellah, S. Berger, W. Lauriks, C. Depollier, C. Aristegui et J.-Y. Chapelon, "Measuring the porosity and the tortuosity of porous materials via reflected waves at oblique incidence," *Rev. Sci. Inst.* **113**, 2424-2433 (2003)
29. O. Umnova, K. Attenborough, H.-C. Shin et A. Cummings, "Deduction of tortuosity and porosity from acoustic reflection and transmission measurements on thick samples of rigid-porous materials," *Appl. Acoust.* **66**, 607-624 (2005)
30. J. Huelbert, M. Boehm et R. Hoffmann, "Using an extended impedance measurement method for the estimation of porosity and flow resistance of porous materials," *ICSV 12, Lisbon* (2005)
31. P.M. Morse, R.H. Bolt et R.L. Brown, "Relation between acoustic impedance and flow resistance of porous acoustics materials," *J. Acoust. Soc. Am.* **12**, 475-476 (1941).
32. R.L. Brown et R.H. Bolt, "The measurement of the flow resistance of porous acoustic materials," *J. Acoust. Soc. Am.* **13**, 337-344 (1942).
33. R.W. Leonard, "Simplified flow resistance measurements," *J. Acoust. Soc. Am.* **17**, 240-241 (1946).
34. D.A. Bies et C.H. Hansen, "Flow resistance information for acoustical design," *Appl. Acoust.* **13**, 357-391 (1980).
35. Anonymous, "Standard test method for air-flow resistance for acoustical materials," *ASTM C522-80.*, Reapproved 1980.
36. M.R. Stinson et G.A. Daigle, "Electronic system for the measurements of flow resistance," *J. Acoust. Soc. Am.* **83**, 2422-2428 (1988).
37. R. Woodcock et M. Hodgson, "Acoustics method for determining the effective flow resistivity of fibrous materials," *J. Sound Vib.* **153**, 186-191 (1992).
38. M.A. Picard, P. Solana et J.F. Urchueguia, "A method of measuring the flow resistance and the acoustic measurement of the effective static flow resistance in stratified rockwool samples," *J. Sound Vib.* **216**, 495-505 (1998).
39. Z.E. Fellah, M. Fellah, N. Sebaa, W. Lauriks et C. Depollier, "Measuring flow resistivity of porous materials at low frequencies range via acoustic transmitted waves (L)," *J. Acoust. Soc. Am.* **119**, 1926-1928 (2006).
40. D.L. Johnson et P.N. Sen, "Dependence of the conductivity of porous medium on electrolyte conductivity," *Phys. Rev. B.* **17**, 3502-3510 (1988).
41. R.J.S. Brown, "Connection between formation factor for electrical resistivity and fluid-solid coupling factor in Biot's equations for acoustic waves in fluid-filled media," *Geophy.* **45**, 1269-1344 (1980).

42. Michel Henry, "Mesures des paramètres caractérisant un milieu poreux. Étude expérimentale du comportement acoustique des mousses aux basses fréquences," thèse de doctorat de l'université du Maine (1997).
43. P.B. Nagy et D.L. Johnson, "Improved materials characterization by pressure-dependent ultrasonic in air-filled permeable solids," *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3707-3709 (1996).
44. C. Ayrault, A. Moussatov, B. Castagnède and D. Lafarge, "Ultrasonic characterization of plastic foams via measurements with pressure variations," *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3224-3226 (1999).
45. A. Moussatov, C. Ayrault et B. Castagnède, "Porous materials characterization - ultrasonic method for estimation of tortuosity and characteristic length using a barometric chamber," *Ultrasonics* **39**, 195-202 (2001).
46. R. Panneton et X. Olny, "Acoustical determination of the parameters governing viscous dissipation in porous media," *J. Acoust. Soc. Am.* **119**, 2027-2040 (2006).
47. X. Olny et R. Panneton, "Acoustical determination of the parameters governing thermal dissipation in porous media," *J. Acoust. Soc. Am.* **123**(2), 814-824 (2008).
48. M. Melon, E. Mariez, C. Ayrault et S. Sahraoui, "Acoustical and mechanical characterization of anisotropic open-cell foams," *J. Acoust. Soc. Am.* **104**, 2622-2627 (1998).
49. Ph. Leclaire, L. Kelders, W. Lauriks, M. Melon, N. Brown et B. Castagnède, "Determination of the viscous and thermal characteristic lengths of plastic foams by ultrasonic measurements in helium and air," *J. Appl. Phys.* **80**, 2009-2011 (1996).
50. Ph. Leclaire, L. Kelders, W. Lauriks, J.F. Allard et C. Glorieux, "Ultrasonic wave propagation in reticulated foams saturated by different gases: High frequency limit of the classical models," *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2641-2643 (1996).
51. Youssef Atalla, "Développement d'une technique inverse de caractérisation acoustique des matériaux poreux," thèse de doctorat de l'université de Sherbrooke (2002).
52. Y. Atalla et R. Panneton, "Inverse acoustical characterization of open cell porous media using impedance tube measurement," *Can. Acoust.* **33**, 11-23 (2005).
53. S. Brunauer, P.H. Emmett et E. Teller, "Adsorption of gases in multimolecular layers," *J. Am. Chem. Soc.*, 309-319 (1938).
54. A. Debray, J.F. Allard, W. Lauriks et L. Kelders, "Acoustical measurement of the trapping constant of porous materials," *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 4462-4464 (1997).
55. R.A. Scott, "The absorption of sound in a homogeneous porous medium," *Proc. Phys. Soc. London* **58**, 358-368 (1946).

56. W.K.R. Lippert, "The practical representation of standing waves in an acoustic impedance tube," *Acustica* **3**, 153-160 (1953).
57. M.A. Ferrero et G.G. Sacerdote, "Parameters of sound propagation in granular absorption materials," *Acustica* **1**, 135-142 (1951).
58. S.L. Yaniv, "Impedance tube measurement of propagation constant and characteristic impedance of porous acoustical material," *J. Acoust. Soc. Am.* **54**, 1138-1142 (1973)
59. A.F. Seybert et D.F. Ross, "Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique," *J. Acoust. Soc. Am.* **61**, 1362-1370 (1977).
60. J.Y. Chung et D.A. Blaser, "Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory," *J. Acoust. Soc. Am.* **68**, 907-913 (1980).
61. J.Y. Chung et D.A. Blaser, "Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. II. Experiment," *J. Acoust. Soc. Am.* **68**, 914-931 (1980).
62. H. Utsuno, T. Tanaka, T. Fujikawa et A.F. Seybert, "Transfer function method for measuring characteristic impedance and propagation constant of porous materials," *J. Acoust. Soc. Am.* **86**, 637-643 (1989).
63. V. Gibiat et F. Laloe, "Acoustical impedance measurements by the twomicrophone-three-calibration (TMTC) method," *J. Acoust. Soc. Am.* **88**, 2533-2545 (1990).
64. J. D. McIntosh, M. T. Zuroski et R. F. Lambert, "Standing wave apparatus for measuring fundamental properties of acoustic materials in air," *J. Acoust. Soc. Am.* **88**, 1929-1938 (1990)
65. Y. Champoux et M. Stinson, "Measurement of the characteristic impedance and propagation constant of materials having high flow resistivity," *J. Acoust. Soc. Am.* **90**, 2182-2191 (1991).
66. T. Iwase, Y. Izumi et R. Kawabata, "A new measuring method for sound propagation constant by using sound tube without any air spaces back of a test material," in *Proceedings INTER-NOISE 98*.
67. B.H. Song et J.S. Bolton, "A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials," *J. Acoust. Soc. Am.*, **107**, 1131-1152 (2000).
68. H. Boden et M. Abom, "Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts," *J. Acoust. Soc. Am.* **79**, 541-549 (1986).
69. B.F.G. Katz, "Method to resolve microphone and sample location errors in the two-microphone duct measurement method," *J. Acoust. Soc. Am.* **108**(5), 2231-2237 (2000).

70. F. Jacobsen, S.B. Figueroa et K. Rasmussen, "A note on the concept of acoustic center," *J. Acoust. Soc. Am.* **115**(4), 1468–1473 (2004).
71. S.B. Figueroa, F. Jacobsen et K. Rasmussen, "The acoustic center of laboratory standard microphones," *J. Acoust. Soc. Am.* **120**(5), 2668–2675 (2006).
72. R. Boonen et P. Sas, "Calibration of the two microphone transfer function method to measure acoustical impedance in a wide frequency range," *Proceedings of ISMA2004*, 325-336
73. K. Hou et J.S. Bolton, "Calibration methods for four-microphones standing wave tubes," *Proceedings of Noise-Con 2008*.
74. B. H. Song, J. S. Bolton et Y. J. Kang, "Effect of circumferential edge constraint on the acoustical properties of glass fiber materials," *J. Acoust. Soc. Am.* **110**, 2902–2916 (2001).
75. D. Pilon, R. Panneton et F. Sgard, "Behavioral criterion quantifying the edge-constrained effects on foams in the standing wave tube," *J. Acoust. Soc. Am.* **114**, 1980–1987 (2003).
76. D. Pilon et R. Panneton, "Behavioral criterion quantifying the effects of circumferential air gaps on porous materials in the standing wave tube," *J. Acoust. Soc. Am.* **116** (1), 344-356 (2004).
77. L. De Ryck, W. Lauriks, Z. E. A. Fellah, A. Wirgin, J. P. Groby, P. Leclaire et C. Depollier, "Acoustic wave propagation and internal fields in rigid frame macroscopically inhomogeneous porous media," *J. Appl. Phys.* **102**, 024910 (2007).
78. C.-M. Lee et Y.S. Wang, "A prediction method of the acoustical properties of multilayered noise control materials in standing wave-duct systems," *J. Sound Vib.* **298**, 350-365 (2006).
79. S.N.Y. Gerges et A.M. Balvedi, Numerical simulation and experimental tests of multi-layer systems with porous materials, *Applied Acoustics* **58** 403–418 (1999).
80. Y.J. Kang et J.S. Bolton, "Sound transmission through elastic porous wedges and foam layers having spatially graded properties," *J. Acoust. Soc. Am.*, **102**(6), 3319-3332(1997).

## CHAPITRE 2. DÉTERMINATION DE LA POROSITÉ OUVERTE DES MATÉRIAUX POREUX À PARTIR DES MESURES DE MASSES ET PRESSIONS

### 2.1. Avant propos

Le travail présenté dans ce chapitre a été soumis le 13 mars 2007 et accepté pour publication le 11 mai 2007 par la revue scientifique *the journal of applied physics*. Il a été publié le 29 juin 2007 dans cette revue. L'auteur principal de l'article est *Yacoubou Salissou*, étudiant de doctorat au Département de génie mécanique de la Faculté de génie de l'Université de Sherbrooke, et le co-auteur est *Raymond Panneton*, professeur dans la même institution. Une copie de cet article est présentée en annexe de ce document et sa référence complète est la suivante : Y. Salissou and R. Panneton, "Pressure/mass method to measure open porosity of porous solids", J. Appl. Phys., Vol. 101, 124913 (2007). Le titre de ce chapitre correspond à la traduction française du titre de cet article.

### 2.2. Résumé

Dans ce chapitre, nous présentons une méthode directe de mesure de la porosité ouverte des matériaux poreux, en particulier ceux utilisés comme absorbant sonore. Cette méthode est basée sur la loi des gaz parfaits en transformation isothermique. La porosité ouverte et la masse volumique réelle de la matrice sont déduites à partir de la mesure de quatre masses et de quatre pressions statiques. La précision de la méthode est analysée en fonction de l'instrumentation utilisée, et une simple expression analytique de l'incertitude de mesure est prédite en fonction du volume de l'échantillon test. Pour une instrumentation donnée, cette simple expression peut être utilisée pour déterminer le volume de matériau à tester afin d'obtenir une précision donnée. La méthode ainsi que la prédiction analytique de l'incertitude de mesure sont validées expérimentalement en utilisant des échantillons de porosité théoriquement connues. De très bonnes corrélations ont été obtenues avec des échantillons de faibles porosités et de grandes porosités.

## **Pressure/mass method to measure open porosity of porous solids**

Y. Salissou and R. Panneton

*GAUS, Department of mechanical engineering, Université de Sherbrooke (Qc), Canada, J1K 2R1*

### **Abstract**

This work presents a method to directly determine the open porosity of porous solids, and more particularly those used in sound absorbing liners. The method is based on the measurement of four masses at four static pressures from which the open porosity and true mass density are deduced using the perfect gas law. The precision of the method in relation with the used experimental setup is studied, and a simple expression is derived to predict the experimental error in function of the bulk volume of the sample to test. For a given experimental setup, this simple expression can be used to select the amount of bulk volume to test to reach a given precision. The method and its error prediction are tested experimentally on different samples of theoretically known open porosity. Good correlations are obtained for low and high porosity samples.

### 2.3. Introduction

The open porosity of a porous solid (e.g., foams, granular media, and fibrous materials) is defined as the fraction of the interconnected pore fluid volume to the total bulk volume of the porous aggregate. This quantity is a key parameter in the physical and acoustical modeling of porous media, especially to relate the effective properties of the fluid saturating the interconnected pores to the effective properties of the porous solid.<sup>1,2</sup>

In the past, several methods have been proposed to measure this parameter. Some of them, more related to sound absorbing materials, deduce open porosity from fitting analytical models to acoustical measurements in the audiofrequency range,<sup>3</sup> or in the ultrasound range.<sup>4</sup> However, it is generally preferred to determine the open porosity from direct measurements. Examples of direct measurement methods include the pioneer work of Beranek,<sup>5</sup> and its improved version standardized as ASTM D 2856-94. The method relies on the equation of state for ideal gases at constant temperature. The volume of a test chamber is compared to the volume of a reference chamber. Both chambers are connected to a U-tube manometer and have initially the same volume. When the sample is introduced in the test chamber, the pressure in that chamber becomes greater than the one in the reference chamber. Equalizing the pressures in the two chambers is achieved by increasing the volume of the test chamber. This increase corresponds to the solid phase volume of the porous sample and therefore allows the deduction of the open porosity. Leclaire *et al.*<sup>6</sup> improved this method by minimizing the number of operations in the measurement process. However the method is still time consuming and need many successive adjustments for the calibration of the device.

Following the same principle, Champoux *et al.*<sup>7</sup> proposed a new system which involves a piston of accurately known diameter to produce the change in volume, an electronic differential pressure transducer to measure the change in pressure, and a large air reservoir to isolate the apparatus from atmospheric pressure fluctuation. Their system provides results with an excellent precision in a wide range of porosities.

Recently, Panneton and Gros<sup>8</sup> proposed another method based on the measurement of the apparent (in-air) and true (in vacuum) masses of a porous solid, where an in-air “missing



mass” is found and related to the volume of the solid phase through the Archimedes’ principle. The method uses a simple setup, does not need isothermal process to be assumed, and its accuracy is predictable from the knowledge of the total bulk volume of the sample to test.

In this paper, a method is presented to measure the open-cell content or open porosity of porous solids. This method is similar to the non acoustical direct methods<sup>5-8</sup> in the sense that the open porosity is deduced from the experimental determination of the volume of the solid phase of the porous sample. The method needs only a simple apparatus and its accuracy is predictable from the knowledge of the total bulk volume of the tested porous sample.

In the next sections, the theory behind this method referenced as gas porosimeter is first presented. Then, the precision of the method is mathematically expressed in terms of the bulk volume of the test sample, and precision of the measuring equipments. Finally, experimental tests are performed on high and low porosity aggregates to validate the method and its precision.

## 2.4. Theory

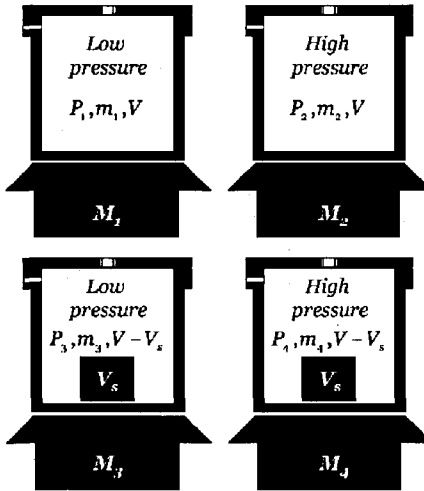
The open porosity of an open-cell porous solid is expressed as

$$\phi = 1 - \frac{V_s}{V_t}, \quad (2.1)$$

where  $V_s$  is the volume of the solid phase, and  $V_t$  the total bulk volume of the porous aggregate. In general,  $V_s$  is unknown and needs to be determined. To determine its value, the four tests presented in Figure 2.1 are used together with the perfect gas law relation in the following manner.

First, the different masses  $M_i$  measured on the balance can be explicitly expressed by

$$\begin{bmatrix} M_1 \\ M_2 \\ M_3 \\ M_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{cyl} + m_1 \\ M_{cyl} + m_2 \\ M_{cyl} + m_3 + m_s \\ M_{cyl} + m_4 + m_s \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$



**Figure 2.1** Measurement procedure. For the four conditions shown in the figure, the mass is measured on the balance.

where  $M_{cyl}$  is the mass of the cylinder,  $m_s$  is the true mass of the porous sample, and  $m_i$  is the mass of gas in the cylinder for test  $i$ , with  $i = 1,2,3,4$ .

The difference between  $M_2$  and  $M_1$  yields

$$M_2 - M_1 = m_2 - m_1, \quad (2.3)$$

and the difference between  $M_4$  and  $M_3$  yields

$$M_4 - M_3 = m_4 - m_3. \quad (2.4)$$

If a perfect or a high vacuum is achieved,  $m_1$  and  $m_3$  are negligible (close to zero) and Eqs. (2.3) and (2.4) yield an accurate approximation of the mass of gas in the cylinder for tests 2 and 4, respectively. To achieve such a good vacuum, a vacuum pump of at least 29.5 inHG is required – this type of pump is costly. To alleviate this costly solution, a vacuum pump of 27 inHG (1.44 psia) would be preferable. In this case,  $m_1$  and  $m_3$  in Eqs. (2.3) and (2.4) cannot be neglected.

Now, if the process between and during tests is very slow and room conditions are constant, isothermal condition can be assumed. Considering that the gas used in the experiment behaves like a perfect gas under the operating conditions, the perfect gas law yields

$$P_1V = m_1RT, \quad (2.5)$$

$$P_2(V + \Delta V) = m_2RT, \quad (2.6)$$

$$P_3(V - V_s) = m_3RT, \quad (2.7)$$

and

$$P_4(V + \Delta V - V_s) = m_4RT, \quad (2.8)$$

where  $R$  is the specific gas constant,  $T$  is the temperature in kelvin,  $V$  is the volume of the cylinder at the vacuum condition, and  $\Delta V$  is the increase of volume of the cylinder due to the increase of pressure (from low to high pressure). With a proper design, to simplify these equations the cylinder is assumed to be rigid so that  $\Delta V$  can be neglected. Following this assumption,  $m_1$  and  $m_3$  can be expressed in terms of  $m_2$  and  $m_4$ , respectively, as

$$m_1 = m_2 \frac{P_1}{P_2}, \quad (2.9)$$

and

$$m_3 = m_4 \frac{P_3}{P_4}. \quad (2.10)$$

Substituting Eqs. (2.9) and (2.10) into Eqs. (2.3) and (2.4), the mass of gas in the cylinder for tests 2 and 4 can be expressed, respectively, as

$$m_2 = \frac{M_2 - M_1}{1 - P_1/P_2}, \quad (2.11)$$

and

$$m_4 = \frac{M_4 - M_3}{1 - P_3/P_4}. \quad (2.12)$$

Since the process is assumed isothermal, the Boyle's law applied to tests 2 and 4 gives

$$\frac{P_2V}{m_2} = \frac{P_4(V - V_s)}{m_4}. \quad (2.13)$$

From this equation, the volume of the solid phase is given by

$$V_s = \left(1 - \frac{P_2 m_4}{P_4 m_2}\right) V. \quad (2.14)$$

Here, to completely determine  $V_s$ , the volume of the cylinder needs to be evaluated. Usually, a direct measurement is difficult to perform with accuracy. An indirect approach using the perfect gas law is preferred. In this case, using Eq. (2.6) and neglecting the cylinder dilatation (i.e.,  $\Delta V=0$ ), the volume of the “rigid” cylinder is given by

$$V = RT \frac{m_2}{P_2}. \quad (2.15)$$

Substituting Eqs.(2.11), (2.12) and (2.15) into Eq. (2.14), the solid phase volume can be expressed in terms of the directly measured parameters as

$$V_s = \left(\frac{M_2 - M_1}{P_2 - P_1} - \frac{M_4 - M_3}{P_4 - P_3}\right) RT. \quad (2.16)$$

Finally, by substituting Eq. (2.16) into Eq. (2.1), the open porosity can be expressed in terms of the directly measured parameters as

$$\phi = 1 - \frac{RT}{V_t} \left(\frac{M_2 - M_1}{P_2 - P_1} - \frac{M_4 - M_3}{P_4 - P_3}\right). \quad (2.17)$$

Similarly, using Eq. (2.2) and the perfect gas law, the true mass can be expressed as

$$m_s = M_3 - M_1 + \left((P_1 - P_3)V + P_3 V_s\right) \frac{1}{RT} \quad (2.18)$$

or

$$m_s = M_4 - M_2 + \left((P_2 - P_4)V + P_4 V_s\right) \frac{1}{RT}. \quad (2.19)$$

From Eq. (2.18) or (2.19), the true bulk mass density of the porous solid is given by

$$\rho = \frac{m_s}{V_t}. \quad (2.20)$$

## 2.5. Error analysis

### 2.5.1 Applicability of the method

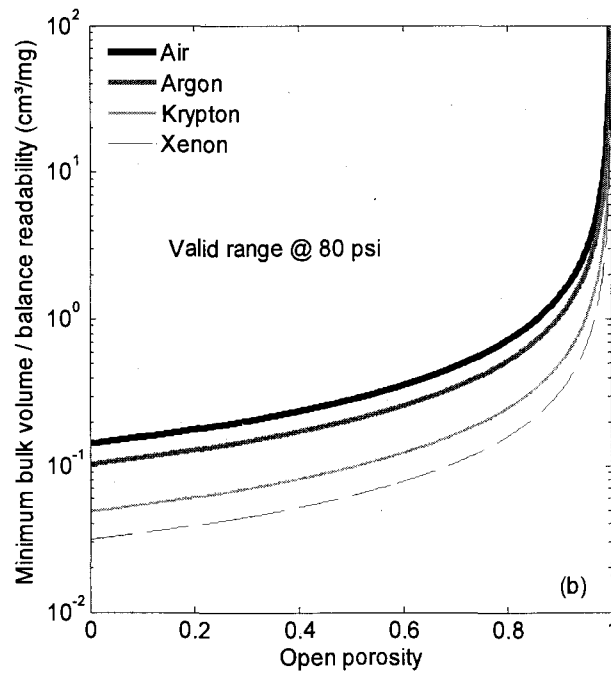
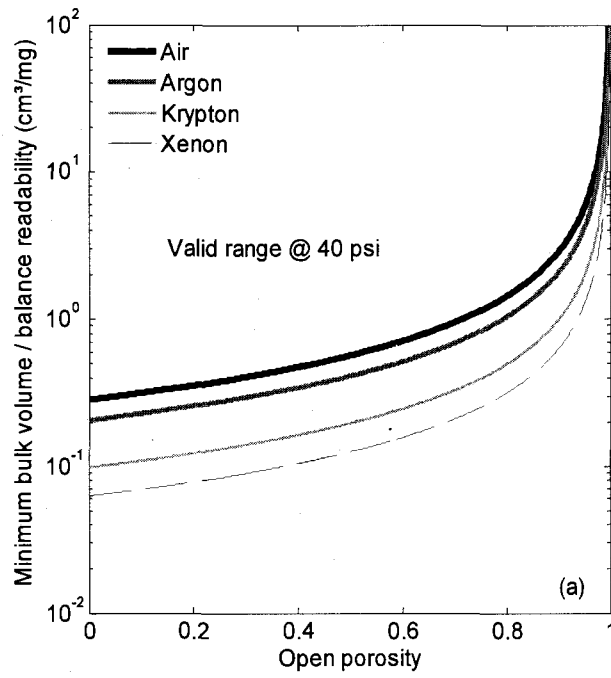
As shown, to apply the proposed method, volume  $V_s$  needs first to be evaluated. Usually, the target pressures to use are low pressure  $P_{lo}$  and high pressure  $P_{hi}$  so that  $P_1 \cong P_3 \cong P_{lo}$ , and  $P_2 \cong P_4 \cong P_{hi}$ . Consequently, for the same pressure-temperature condition in the four tests, Eq. (2.16) rewrites

$$V_s = \frac{RT}{P_{hi} - P_{lo}} \left( (M_2 - M_4) - (M_1 - M_3) \right). \quad (2.21)$$

To evaluate Eq. (2.21), it is required that the balance can read the four masses and their differences. From Eq. (2.2), one can note that  $m_s$  and  $M_{cyl}$  vanish in  $M_2 - M_4 - M_1 + M_3$ , and masses  $M_i$  can then be replaced by masses  $m_i$ . Also, one can note that  $m_2 - m_4$  yields the mass of gas occupied by the solid phase of the porous sample at high pressure (i.e.,  $\rho_{hi}V_s$ , where  $\rho_{hi}$  is the mass density of the gas at high pressure), and  $m_1 - m_3$  yields the mass of gas occupied by the solid phase at low pressure (i.e.,  $\rho_{lo}V_s$ , where  $\rho_{lo}$  is the mass density of the gas at low pressure). From this, it is clear that  $M_2 - M_4 - M_1 + M_3 = (\rho_{hi} - \rho_{lo})V_s$  and  $\rho_{lo}$  corrects for the fact that the low pressure condition is not the perfect vacuum condition. Not accounting for  $m_1 - m_3$  in Eq. (2.21) would only add a bias error proportional to  $P_{lo}$  in the evaluation of  $V_s$  and  $\phi$ ; however it does not prevent the applicability of the method.

From the previous analysis, the most severe condition that remains for applying the method is the readability of the high pressure mass difference (i.e.,  $m_2 - m_4 \geq \varepsilon$ , where  $\varepsilon$  is the balance readability). Using Eqs. (2.1), (2.6) and (2.8), this condition gives the maximum porosity the method can determine for a given set of operation conditions

$$\phi_{\max} = 1 - \frac{RT\varepsilon}{P_{hi}V_t}. \quad (2.22)$$



**Figure 2.2** Minimum bulk volume per balance readability as a function of open porosity.  
 a)  $P_{hi}=40$  psi. b)  $P_{hi}=80$  psi.

Figure 2.2 gives the minimum bulk volume per balance readability as a function of open porosity for different operating conditions. Figure 2.2 and Eq. (2.22) show that larger bulk volume, larger high pressure, and gas with larger density are desirable to increase the applicability of the method, and to detect open porosity closer to unity (typical for sound absorbing porous materials).

### 2.5.2 Precision of the method

The error analysis presented here is based on the total differential method.<sup>8,9</sup> It is assumed that the errors are random and follow a normal distribution. Under these assumptions, the expected error committed on the open porosity is

$$\delta\phi = \pm(1-\phi) \left[ \left( \frac{\delta T}{T} \right)^2 + \left( \frac{\delta V_t}{V_t} \right)^2 + \left( \frac{\delta Z}{Z} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.23)$$

where  $\delta T$  is the uncertainty on the measurement of the temperature, and  $\delta V_t$  is the error on the evaluation of the bulk volume of the test sample. For a cylindrical test sample, the error on its bulk volume is given by

$$\delta V_t = \pm V_t \delta_L \sqrt{\left( \frac{2}{D} \right)^2 + \left( \frac{1}{H} \right)^2}, \quad (2.24)$$

where  $D$  and  $H$  are its diameter and height, and  $\delta_L$  is the uncertainty on the dimension measurement.

In Eq. (2.23),  $\delta Z$  is the error related to variable  $Z$  defined, following Eq. (2.16), as

$$Z = \frac{V_s}{RT} = \frac{M_2 - M_1}{P_2 - P_1} - \frac{M_4 - M_3}{P_4 - P_3}. \quad (2.25)$$

To evaluate  $\delta Z$ , it is considered that the uncertainty relative to the masses and pressures are given, respectively, by the balance and the manometer reproducibility. The reproducibility of an instrument refers to its ability to repeatedly deliver the same value reading for a given object. This is a good estimate of the uncertainty; however the true uncertainty may be larger.<sup>9</sup> In the following, it is considered that the absolute value of the reproducibility is equal

to the readability of the instrument. Consequently, using  $\varepsilon$  and  $p$  as the readability of the balance and manometer, respectively, one obtains

$$\delta Z = \left( \frac{2\varepsilon^2}{(P_2 - P_1)^2} + \frac{2\varepsilon^2}{(P_4 - P_3)^2} + 2 \frac{(M_2 - M_1)^2}{(P_2 - P_1)^4} p^2 + 2 \frac{(M_4 - M_3)^2}{(P_4 - P_3)^4} p^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.26)$$

Assuming  $P_1$  and  $P_3$  are approximately equivalent and equal to low pressure  $P_{lo}$ ,  $P_2$  and  $P_4$  are approximately equivalent and equal to high pressure  $P_{hi}$ , and  $V \gg V_s$ , Eq. (2.26) reduces to

$$\delta Z \cong \frac{2}{(P_{hi} - P_{lo})} \left( \varepsilon^2 + \left( \frac{pV}{RT} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.27)$$

The error predicted by the Eq. (2.23) is valid only if the total bulk volume  $V_t$  of the test sample is smaller than the volume  $V$  of the test chamber. Assuming this condition satisfied, typical operating conditions and parameters (see Table 2.1) are used to compute the expected absolute error on open porosity as a function of bulk volume per test chamber volume for three different open porosity values (0%, 90%, and 99%). The results are shown in Figure 2.3. The error generated by the individual uncertainties on the mass and pressure, the bulk volume, and the temperature are also plotted. It is noted that for the three cases, the error is mostly controlled by the uncertainty on the mass and pressure reading (i.e., readability  $\varepsilon$  and  $p$  of the balance and manometer). It is also noted that the precision of measurement is better when using larger bulk volume.

Since the error is mostly controlled by the uncertainty on the mass and pressure reading, the error on the open porosity can be estimated by the approximated expression given by

$$\delta \phi \cong \frac{2}{V_t (P_{hi} - P_{lo})} \left( (RT\varepsilon)^2 + (Vp)^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.28)$$

From this equation, it is clear that the absolute error is inversely proportional to the bulk volume and to the difference between high and low pressure. The approximated error is also plotted in Figure 2.3. One can observe that it fits well with the global error in the valid range of bulk volume ( $V_t/V \leq 1$ ). From Figure 2.3 (b), at low porosity and larger uncertainties on dimensions and temperature, a deviation from the global error is observed in the valid range.



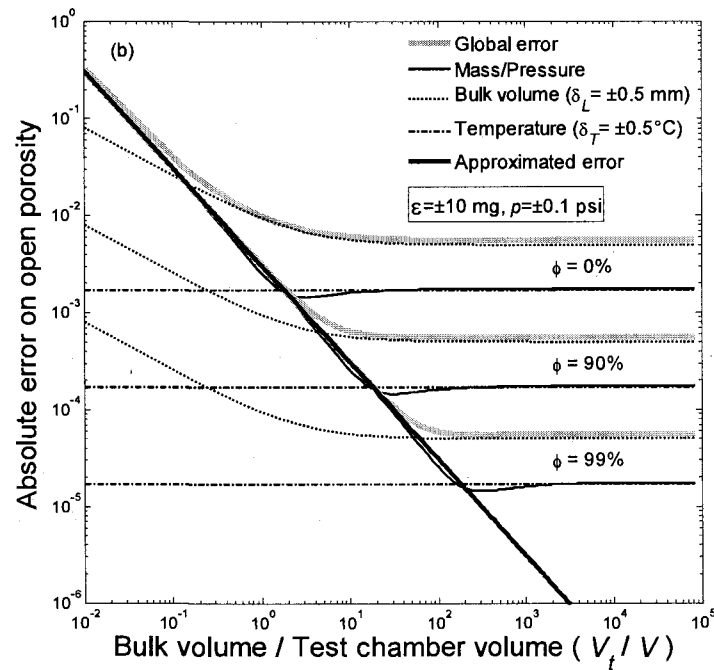
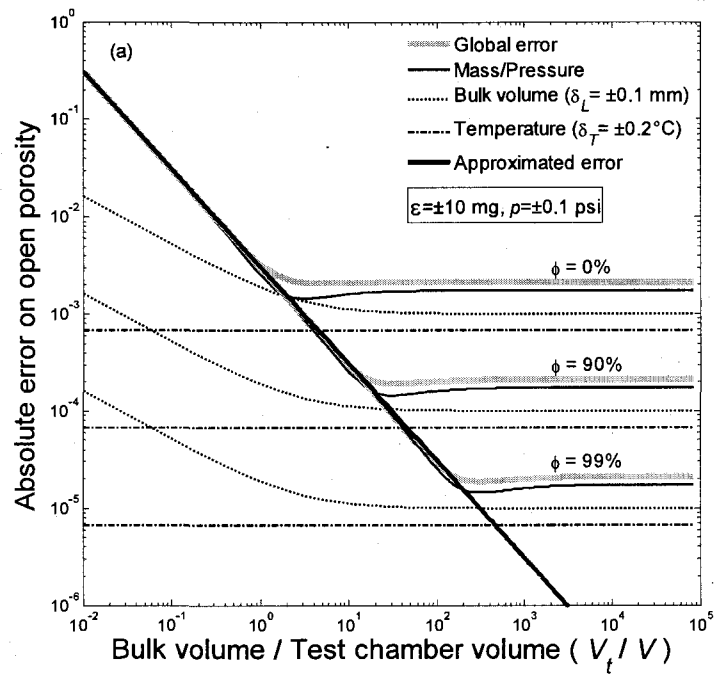
Since the porosity of acoustical materials is usually larger than 80%, this does not affect the veracity of the approximation. However, when measuring low porosity materials, the “exact” expression given by Eqs. (2.23), (2.24) and (2.27) should be used for the evaluation of the absolute error.

## 2.6. Experimental tests and results

To validate the gas porosimeter and its precision, two tests have been performed. The first test consists in applying the method to measure the porosity of high porosity samples (95%) of known solid phase volume  $V_s$ . The second test consists to applying the method to measure the porosity of low porosity samples (45%) of known solid phase volume  $V_s$ .

**Table 2.1** Operating conditions and parameters

| Symbol        | Value | Units           |
|---------------|-------|-----------------|
| $\varepsilon$ | 10    | mg              |
| $p$           | 0.1   | psi             |
| $\delta T$    | 0.5   | °C              |
| $\delta L$    | 0.5   | mm              |
| $R$ for argon | 208   | J/(kg·K)        |
| $V$           | 1 210 | cm <sup>3</sup> |
| $T$           | 23.4  | °C              |
| $P_{lo}$      | 0.1   | psia            |
| $P_{hi}$      | 80.6  | psia            |



**Figure 2.3** Theoretical absolute errors on open porosity as a function of bulk volume per test chamber volume. Note that the error generated by the uncertainties on the mass and pressure are due to the balance and manometer readability respectively,  $\epsilon$  and  $p$ . The error generated by the uncertainty on the bulk

volume is computed for circular cylindrical samples. The error generated by the uncertainty on the temperature is computed at 23.4°C. a) Low uncertainty case ( $\pm 0.2$  mm on dimensions and  $\pm 0.1^\circ\text{C}$  on temperature). b) High uncertainty case ( $\pm 0.5$  mm on dimensions and  $\pm 0.5^\circ\text{C}$  on temperature).

### 2.6.1 *Experimental setup and measurement procedure*

Figure 2.4 shows the experimental setup used for the gas porosimeter. The setup includes a vacuum air pump ATB ABF63/4C-7RQ, a compressed argon cylinder, a 4.1-kg capacity SBA51 Scaltec balance, a DCT JKW100AZ digital manometer, a Vaisala PTU 200 digital atmospheric station (not shown in figure 2.4), and an airtight rigid cylindrical test chamber. The manometer is rigidly mounted on the top of the test chamber and has a readability/reproducibility of 0.1 psia. The balance readability/reproducibility is 10 mg. The vacuum pump is able to provide an absolute vacuum pressure of  $P_{lo} \cong 0.1$  psia. The volume of the rigid test chamber is approximately equal to 1 210 cm<sup>3</sup>. The argon cylinder is used to pressurize the test chamber at  $P_{hi} \cong 80.6$  psia.

The test procedure, described in figure 2.1, consists first in measuring the thickness  $h$  and the diameter  $d$  of the test sample. Second, the empty cylinder chamber is pumped down to vacuum at low pressure  $P_1 = P_{lo}$ , and mass  $M_1$  is measured. Third, from vacuum, the empty cylinder chamber is high pressurized at pressure  $P_2 = P_{hi}$  with argon, and mass  $M_2$  is measured. Fourth, the test sample is placed in the test chamber; the chamber is pumped down to vacuum at low pressure  $P_3 = P_{lo}$ , and mass  $M_3$  is measured. Fifth, the chamber containing the test sample is high pressurized with argon at pressure  $P_4 = P_{hi}$ , and mass  $M_4$  is measured. Finally, the open porosity is obtained using Eq. (2.17).

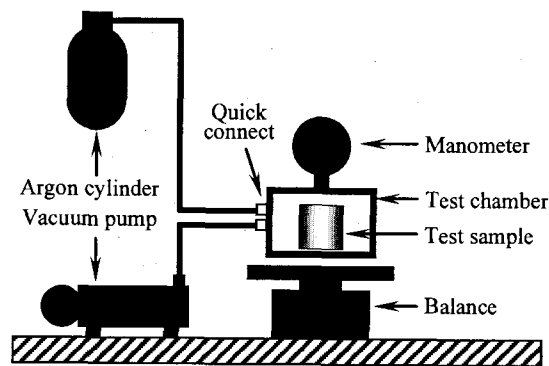
### 2.6.2 *High-porosity test*

For this first validation test, ten 60-mm high cylindrical columns of different solid volumes have been used. These samples were machined with a tolerance of  $\pm 0.5$  mm. Each column is made from Delrin and their surfaces are polished. During the test, the measured temperature was 23.4 °C. For each of these columns, a virtual bulk diameter (see Figure 2.5) has been

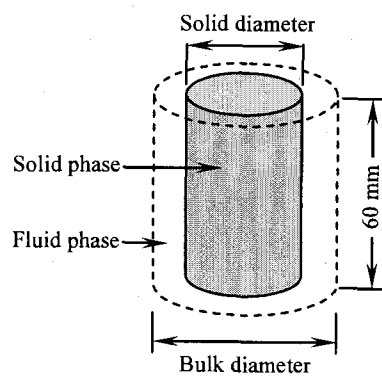
calculated to obtain a theoretical porosity of 95%. The virtual bulk diameter has been determined using the following equation

$$d = \frac{d_s}{\sqrt{1-\phi}}, \quad (2.29)$$

where  $d_s$  is the solid diameter of a Delrin column.



**Figure 2.4** Experimental setup for the gas porosimeter.



**Figure 2.5** Geometrical characteristics of the test samples.

Following the test procedure described previously, the porosity of each of the ten samples has been measured three times. Table 2.2 summarizes the statistics of the measurements. In the same table, the dimensions of the samples are also given. It is observed that the measured mean porosity is close to expected theoretical value; however, the standard deviation is rather large for low bulk volume to test chamber volume ratios. Figure 2.6 compares the measured standard deviation (i.e., measured error) for each of the ten samples to the theoretical prediction. It is observed that the measured error fits well with the one predicted by Eq. (2.28). Figure 2.7 shows the measured mean porosity for the 30 individual tests as a function of the bulk volume to test chamber volume ratio to better visualize the scattering of the measurements around the theoretical value. One can clearly observe that the precision on the measurements improves with the bulk volume to test chamber volume ratio.

**Table 2.2** Dimensions and measured open porosity (mean  $\pm$  standard deviation) of the ten 60-mm high Delrin samples. The uncertainty (fabrication tolerance) on the diameters is  $\pm 0.5$  mm. The theoretical open porosity is 95%.

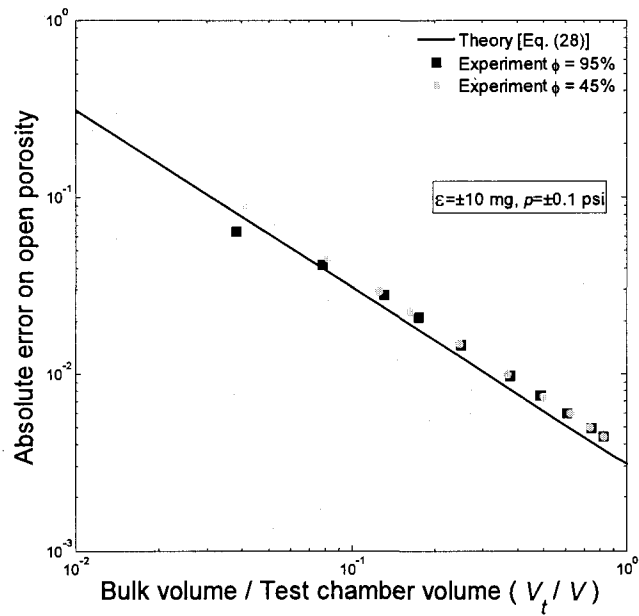
| Sample | $d_s$<br>(mm) | $d$<br>(mm) | $V_t$<br>(cm <sup>3</sup> ) | $\phi$            |
|--------|---------------|-------------|-----------------------------|-------------------|
| 1      | 7             | 31.3        | 46.1                        | 0.935 $\pm$ 0.064 |
| 2      | 10            | 44.7        | 94.1                        | 0.952 $\pm$ 0.041 |
| 3      | 13            | 58.1        | 159.0                       | 0.944 $\pm$ 0.028 |
| 4      | 15            | 67.1        | 212.1                       | 0.954 $\pm$ 0.021 |
| 5      | 18            | 80.5        | 305.2                       | 0.939 $\pm$ 0.015 |
| 6      | 22            | 98.4        | 456.0                       | 0.942 $\pm$ 0.010 |
| 7      | 25            | 111.8       | 588.7                       | 0.952 $\pm$ 0.008 |
| 8      | 28            | 125.2       | 738.3                       | 0.952 $\pm$ 0.006 |
| 9      | 31            | 138.6       | 904.8                       | 0.949 $\pm$ 0.005 |
| 10     | 33            | 145.6       | 998.5                       | 0.948 $\pm$ 0.004 |

### 2.6.3 Low-porosity test

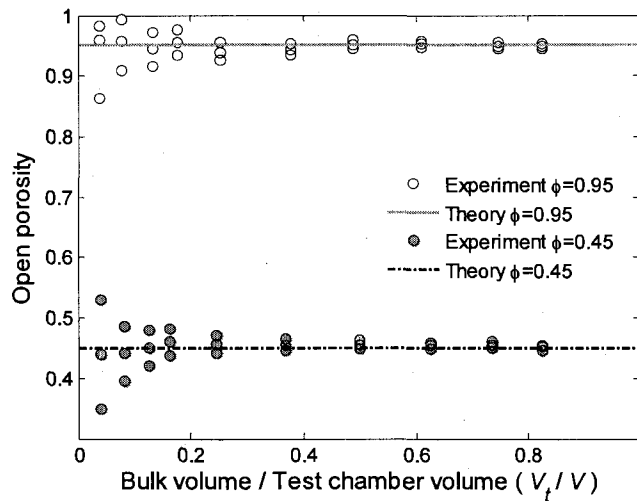
For this second validation test, another set of ten samples were fabricated as for the previous high porosity samples; however this time their virtual bulk diameters were adjusted using Eq. (2.29) to yield a theoretical porosity of 45%. Table 2.3 summarizes the dimensions and statistics of the measurements. It is observed that the results are qualitatively similar to the previous case: the mean porosity is close to the expected theoretical value, and the standard deviation is rather large for low bulk volume to test chamber volume ratios. Also, Figure 2.6 compares the measured standard deviation (i.e., measured error) for each of the ten samples to the theoretical prediction. Once again, the measured error fits well with the one predicted by Eq. (2.28). Finally, Figure 2.7 shows the scattering of the 30 individual measurements around the expected theoretical porosity. As one can note, the scattering is similar to the one obtained for the high-porosity test. The scattering depends only on the bulk volume to test chamber volume ratio, and not on the porosity.

Table 2.3 Dimensions and measured open porosity (mean  $\pm$  standard deviation) of the ten 60-mm high Delrin samples. The uncertainty (fabrication tolerance) on the diameter is  $\pm 0.5$  mm. The theoretical open porosity is 45%.

| Sample | $d_s$<br>(mm) | $d$<br>(mm) | $V_t$<br>(cm <sup>3</sup> ) | $\phi$            |
|--------|---------------|-------------|-----------------------------|-------------------|
| 1      | 24            | 32.4        | 49.4                        | 0.439 $\pm$ 0.090 |
| 2      | 34            | 45.8        | 98.8                        | 0.441 $\pm$ 0.045 |
| 3      | 42            | 56.6        | 150.9                       | 0.450 $\pm$ 0.029 |
| 4      | 48            | 64.7        | 197.2                       | 0.460 $\pm$ 0.023 |
| 5      | 59            | 79.5        | 297.7                       | 0.456 $\pm$ 0.015 |
| 6      | 72            | 97.1        | 444.1                       | 0.455 $\pm$ 0.010 |
| 7      | 84            | 113.3       | 604.6                       | 0.455 $\pm$ 0.007 |
| 8      | 94            | 126.7       | 756.1                       | 0.453 $\pm$ 0.006 |
| 9      | 102           | 137.5       | 891.4                       | 0.455 $\pm$ 0.005 |
| 10     | 108           | 145.6       | 999.4                       | 0.451 $\pm$ 0.004 |



**Figure 2.6** Absolute errors on open porosity as a function of bulk volume to test chamber volume ratio: theory versus experiment.



**Figure 2.7** Open porosity measured by the gas porosimeter compared to theoretical value. Three measurements were performed, respectively, on each of the ten high porosity samples ( $\phi = 95\%$ ) and ten low porosity samples ( $\phi = 45\%$ ). The samples were made from Delrin 60-mm high cylindrical columns of different solid volumes (see Tables 2.2 and 2.3).

## **2.7. Conclusion**

A method of gas porosimeter has been proposed and validated to measure the open porosity of open-cell porous solids. The method is based on the measurement of four masses at different static pressures from which the open porosity is derived using the perfect gas law. In addition, the applicability and precision of the method have been thoroughly studied. An applicability criterion has been derived to determine the maximum open porosity the method can detect for a given bulk volume of the porous aggregate to test. This criterion notably shows that one can reduce the bulk volume to test when using heavier gases and/or higher saturating pressure.

Also, an expression to predict the expected experimental error has been derived and validated. From this expression, it has been observed that the most significant error is related to the mass and pressure reading – uncertainty on the volume and temperature being negligible. From this observation, a simple expression has been proposed to rapidly estimate the absolute error on the measured porosity in terms of the bulk volume of porous aggregate. Consequently, for a given set of operating conditions, one can now easily select the appropriate bulk volume to test to obtain a given accuracy in the application of the method.

## **2.8. Acknowledgment**

The authors wish to thank NSERC, FQRNT and REGAL for their financial supports.



## 2.9. References

1. M. A. Biot, *J. Acoust. Soc. Am.*, **28**, 168 (1956).
2. J. F. Allard, *Propagation of sound in porous media: Modelling sound absorbing materials* (Elsevier Science Publishers LTD, New York and London, 1993).
3. O. Umnova, K. Attenborough, H-C.Shin, and A. Cummings, *Appl. Acous.*, **66**, 607 (2005).
4. Z. E. A. Fellah, S. Berger, and W. Lauriks, C. Depollier, and M. Fellah, *J. Appl. Phys.*, **93**, 296 (2003).
5. L.L. Beranek, *J. Acoust. Soc. Am.*, **13**, 248 (1942).
6. P. Leclaire, O. Umnova, K.V. Horoshenkov, and L. Maillet, *Rev. Sci. Inst.*, **74**, 1366 (2003).
7. Y. Champoux, M.R. Stinson, and G.A. Daigle, *J. Acoust. Soc. Am.*, **89**, 910 (1991).
8. R. Panneton and E. Gros, *Acta Acustica united with Acustica*, **91**, 342 (2005).
9. T.G. Beckwith, R.D. Marangoni, and J.H. Lienhard, *Mechanical measurements* (5th edition, Addison-Wesley Publishing Company, 1993).

## CHAPITRE 3. QUANTIFICATION DE L'ASYMÉTRIE DES MATÉRIAUX POREUX ACOUSTIQUES

### 3.1 Avant propos

Le travail présenté dans ce chapitre a été soumis le 25 février 2008 et accepté pour publication le 17 avril 2008 par la revue scientifique *the journal of acoustical society of america*. Il a été publié le 18 juillet 2008 dans cette revue. L'auteur principal de l'article est *Yacoubou Salissou*, étudiant de doctorat au Département de génie mécanique de la Faculté de génie de l'Université de Sherbrooke, et le co-auteur est *Raymond Panneton*, professeur dans la même institution. Une copie de cet article est présentée en annexe de ce document et sa référence complète est la suivante : Y. Salissou, R. Panneton, "Quantifying the through-thickness asymmetry of sound absorbing porous materials", *J. Acoust. Soc. Am.* 124(2), EL28-33 (2008). Le titre de ce chapitre correspond à la traduction française du titre de cet article.

### 3.2 Résumé

Dans cet article, une méthode permettant de quantifier l'asymétrie selon l'épaisseur des matériaux poreux absorbant est proposée et discutée. Cette méthode nécessite simplement la mesure en tube d'impédance, de l'impédance de surface sur les deux faces de l'échantillon testé. Cette méthode peut être utilisée pour faire du contrôle de qualité ou pour déterminer le niveau d'asymétrie d'un matériau en termes de ses propriétés acoustiques. La première validation de cette méthode est faite en étudiant un système à deux couches de matériaux poreux distincts, traité comme une seule couche équivalente de matériau asymétrique ayant une variation soudaine dans ses propriétés physiques. De cette étude, un critère d'asymétrie est suggéré et testé expérimentalement.

## **Quantifying the through-thickness asymmetry of sound absorbing porous materials**

**Y. Salissou and R. Panneton**

*GAUS, Department of mechanical engineering, Université de Sherbrooke (Qc) J1K 2R1, Canada*

### **Abstract**

A method to quantify the through-thickness asymmetry of a sound absorbing porous material is proposed and discussed. Its calculation only requires impedance tube measurements of the acoustical surface impedance performed on both sides of the tested material. The method may be used for quality control or to assess the level of asymmetry of the material in terms of its acoustic properties. As a first validation, a two-layered porous system seen as an equivalent asymmetrical single porous layer with a sudden change in its physical properties is studied. From this study, a criterion of asymmetry is suggested and experimentally tested.

### 3.3 Introduction

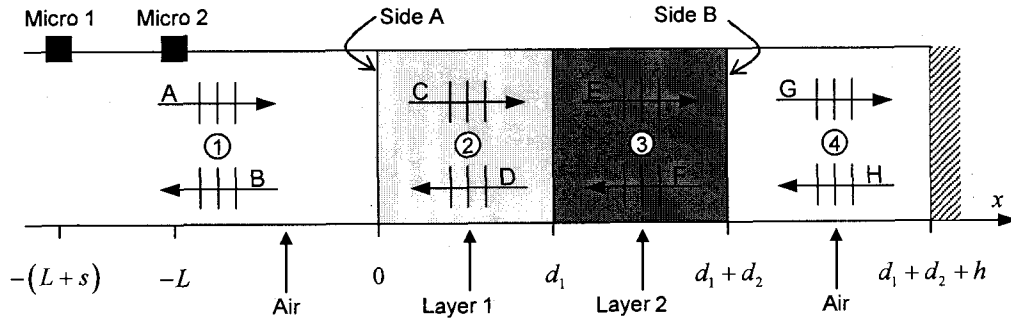
Sound absorbing porous materials are widely used in noise-control applications. When the material behaves as an equivalent fluid (i.e., rigid motionless frame or limp frame)<sup>1,2</sup>, the acoustic behaviour of the material is completely defined by two intrinsic dynamic properties: its equivalent acoustical characteristic impedance ( $\tilde{Z}_{eq}$ ) and complex wave number ( $\tilde{k}$ ), or alternatively by its equivalent dynamic density ( $\tilde{\rho}_{eq} = \tilde{Z}_{eq} \tilde{k} / \omega$ ) and bulk modulus ( $\tilde{K}_{eq} = \tilde{Z}_{eq} \omega / \tilde{k}$ ), where  $\omega$  is the angular frequency. Acoustical impedance tube methods have been developed for measuring these dynamic properties. The traditional standing wave method<sup>3</sup> was the first proposed. Nowadays, the two-cavity method by Utsuno *et al.*<sup>4</sup>, the three-microphone method by Iwase *et al.*<sup>5</sup>, and the transfer matrix method by Song and Bolton<sup>6</sup> are commonly used. All the aforementioned methods, used to retrieve the intrinsic dynamic properties, assume the porous material to be a single layer with symmetrical acoustic properties. However, common porous materials (e.g.: foams, fibrous media, and soils) are usually subjected to some variations in their microstructure during manufacturing. This may lead to macroscopic asymmetrical behaviours<sup>7</sup>. Unfortunately, there is no mean of simply quantifying the level of asymmetry (or symmetry) of a single porous layer.

In this paper, a method to quantify the through-thickness asymmetry of a sound absorbing porous material is proposed and discussed. The method only requires impedance tube measurements (ASTM E1050, ISO 10534) of the acoustical surface impedance performed on both sides of the tested material.

### 3.4 Why quantifying asymmetry?

Let  $P$  be a given bulk property (e.g., absorption coefficient, acoustical surface impedance, acoustical characteristic impedance or complex wave number) measured with an impedance tube. For the two-layered porous material shown in Figure 3.1, let  $P_{AB}$  be the value of  $P$  when the impedance tube measurement is performed when side A of the material is facing the incident sound wave (normal configuration), and  $P_{BA}$  the value of  $P$  when side B is now facing the incident sound wave (inverted configuration). For a perfectly symmetrical material, the

measured properties do not vary with the side of the material facing the incident sound wave; therefore  $P_{AB}$  is equal to  $P_{BA}$ . In practice, sound absorbing materials are generally not perfectly symmetrical. Consequently,  $P_{AB}$  is not strictly equal to  $P_{BA}$ . The two questions arising from this are (1) *where does the symmetry stop*, and (2) *when do the aforementioned impedance tube characterization methods can apply?*



**Figure 3.1** A schematic view of the impedance tube configuration with the two-layered porous material backed by a plenum of air and a hard termination.

### 3.5 Index of asymmetry

With a view to answer the previous questions, one needs first to quantify the asymmetry of a material. For each angular frequency, this asymmetry can be quantified by the relative difference between  $P_{AB}$  and  $P_{BA}$  expressed as

$$RD(\omega) = \frac{|P_{AB}(\omega) - P_{BA}(\omega)|}{\max(|P_{AB}(\omega)|, |P_{BA}(\omega)|)} \quad (3.1)$$

From Eq. 1, the average relative difference ( $ARD$ ) of the bulk property  $P$  is defined as

$$ARD = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n RD(\omega_i), \quad (3.2)$$

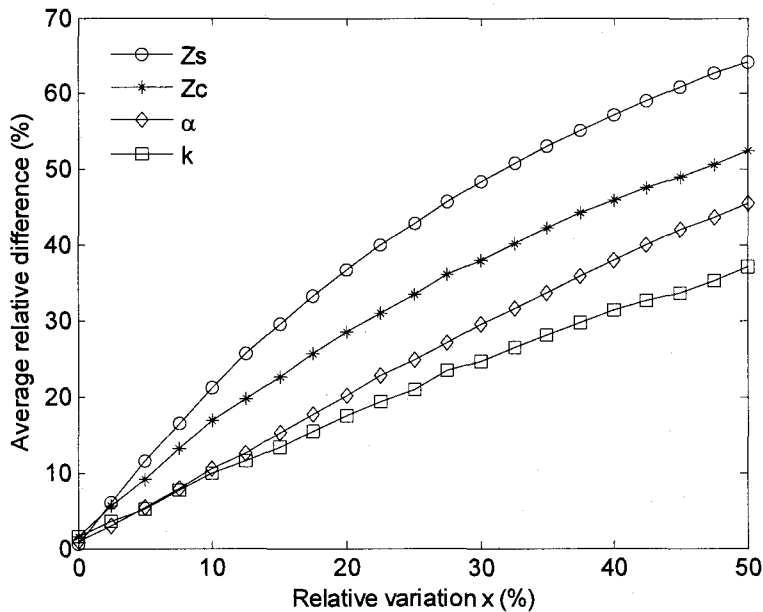
where  $n$  is the number of discrete frequencies in the considered frequency range.

To verify if  $RD$  is a good basis for quantifying the asymmetry of a porous material, let consider a porous material having oblique circular cylindrical pores. Let assume there are

some irregularities in the fabrication process leading to a slight variation in the inclination and radius of the pores through the thickness of the material. To simplify the complexity of the problem, this material will be viewed as a two-layered porous system. The first layer is made up from identical oblique circular cylindrical pores of radius  $r = 0.1$  mm. Their inclination with respect to the surface normal is  $\theta = 10^\circ$ . The geometrical properties of the second layer are  $\theta' = (1+x)\theta$  and  $r' = (1+x)r$ , where  $x$  is their relative variation compared to the first layer. Each layer has a thickness  $H = 12.5$  mm, and a surface pore density of  $N = 30 \times 10^6$  pores/m<sup>2</sup>.

Simulated measurements of the normal incidence impedance tube problem shown in Figure 1 are conducted to obtain the sound absorption coefficient ( $\alpha$ ), acoustical surface impedance ( $\tilde{Z}_s$ ), equivalent acoustical characteristic impedance ( $\tilde{Z}_{eq}$ ), and complex wave number ( $\tilde{k}$ ) on the two-layered porous system for different values of  $x$ . The simulations are made for both normal and inverted configurations and over the frequency range [300-4000 Hz]. Also, the effect of random noise is included in the simulations in order to better reflect real measurements. The simulation method is explained in the appendix. It is worth mentioning that the two-cavity method<sup>4</sup> is the method simulated to obtain ( $\tilde{Z}_{eq}$ ) and ( $\tilde{k}$ ). Also, the porous material is modelled using the model described in reference<sup>8</sup>.

Figure 3.2 shows the *ARD* values for  $\alpha$ ,  $\tilde{Z}_s$ ,  $\tilde{Z}_{eq}$ , and  $\tilde{k}$  as a function of the variation  $x$ . This result indicates that *ARD* (hence, *RD*) is consistent with the composition of each sample. Indeed, the *ARD* increases as the change in the geometrical properties increases. Also, it indicates that the complex wavenumber and sound absorption coefficient are less sensitive to the asymmetry of the material compared to the acoustical characteristic impedance and acoustical surface impedance. Therefore, *ARD* (or *RD*) of  $\tilde{Z}_{eq}$  and *ARD* (or *RD*) of  $\tilde{Z}_s$  are both good candidates for studying the asymmetry of the material.



**Figure 3.2** Average relative difference (ARD) of the acoustical surface impedance, characteristic impedance, sound absorption coefficient and complex wavenumber plotted as a function of the relative variation  $x$ .

Contrary to the acoustical characteristic impedance, the acoustical surface impedance is not an intrinsic acoustical property of the sample (i.e., it depends on the thickness, rear boundary condition, and excited side). It has always a physical meaning even when the material is asymmetric – its determination does not require the symmetry property. This is not the case with the acoustical characteristic impedance. In fact, all the methods<sup>3-6</sup> used to measure the acoustical characteristic impedance assume the porous material to be symmetrical in terms of its acoustical properties. Because of that, the acoustical characteristic impedance loses its physical meaning when the material is asymmetric. For these reasons, it is not likely to quantify the asymmetry of a porous material from the acoustical characteristic impedance; the most suitable indicator of the asymmetry should be defined from the acoustical surface impedance (i.e. from RD of  $\tilde{Z}_s$ ).

### 3.6 Criterion for asymmetry

From the previous analysis, a material can be considered acoustically symmetric if a hard backed sample of the material yields exactly the same surface impedance when measured in its direct and inverted configurations. Since such a situation is unlikely to happen due to some random noise and imperfect fabrication process, one needs to define a threshold to asymmetry based on the proposed index of asymmetry (i.e.,  $RD$  of  $\tilde{Z}_s$ ).

To define the threshold, let us analyze how  $RD$  of  $\tilde{Z}_s$  varies with the reduced frequency and with the change of the geometrical properties of the pores for the porous material with oblique cylindrical pores described in the previous section. The reduced frequency is defined as  $\varpi = \omega/\omega_v$ , with the viscous transition frequency  $\omega_v = 8\eta \cos \theta / \rho_0 r^2$ , where  $\rho_0$  and  $\eta$  are the density and viscosity of air. From the results of the simulations shown in Figure 3.3(a), one can observe the following:

the typical evolution of  $RD$  as a function of  $x$  and  $\varpi$  from the low frequency ( $\varpi < 1$ ) to high frequency ( $\varpi > 1$ ) regime;

the inflection point of the curves is very close to the viscous transition frequency (i.e.  $\varpi = 1$ ) of the material (the inflection can be observed only if the material is sufficiently asymmetric and if the transition frequency is in the frequency range of the analysis);

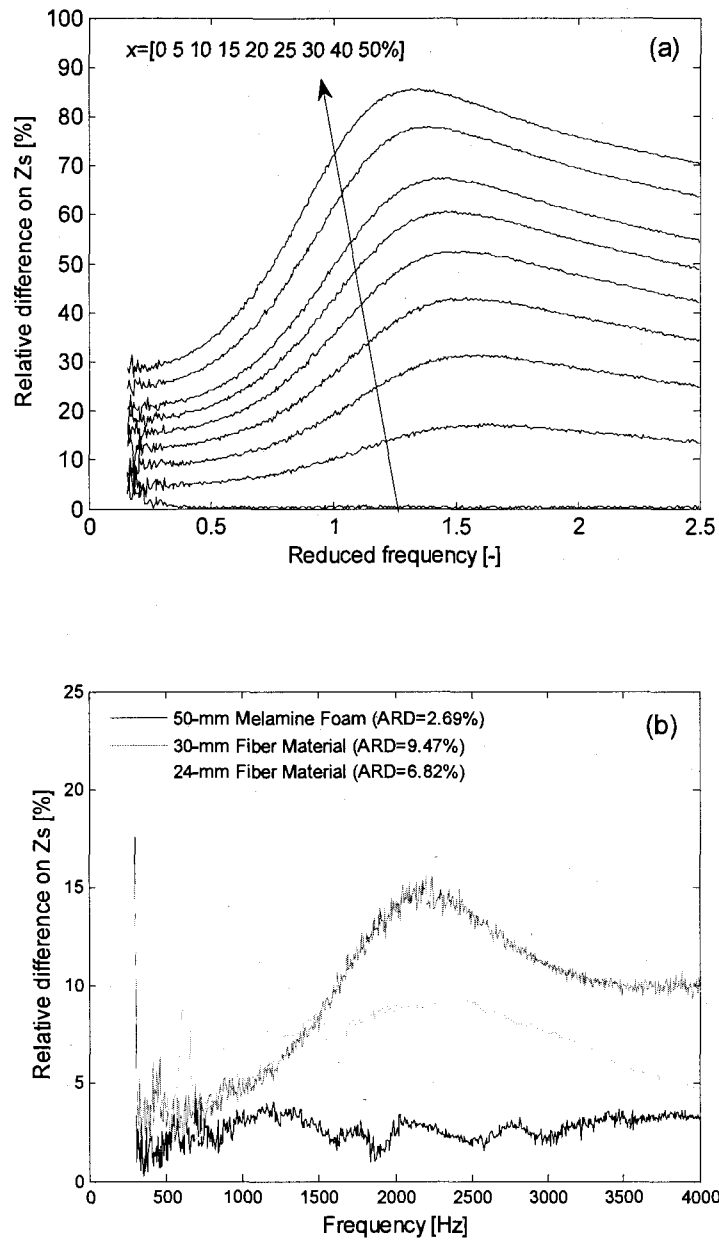
the maximum of a  $RD$  curve occurs approximately at  $1.5 \cdot \omega_v$  (i.e.,  $\varpi = 1.5$ );

at  $\varpi \rightarrow 0$ , and for  $RD$  lower than 10 %,  $RD$  is a good estimate of the overall variation of the geometrical properties (i.e.,  $x \approx RD$  at  $\varpi \rightarrow 0$ );

at  $\varpi = 1$ , and for  $RD$  lower than 30%,  $RD/2$  is a good estimate of the overall variation of the geometrical properties (i.e.,  $x \approx RD/2$  at  $\varpi = 1$ );

at  $\varpi = 1.5$ , and for  $RD$  lower than 45%,  $RD/3$  is an estimate of the overall variation of the geometrical properties (i.e.,  $x \approx RD/3$  at  $\varpi = 1.5$ );





**Figure 3.3** Relative difference (RD) curves computed (a) from simulations on the two-layered porous system having oblique circular cylindrical pores with different values of the relative variation  $x$ , (b) from experimental measurements on melamine foam and two fiber materials.

From these observations, assuming that 5 % variation in the geometrical properties of the material is tolerable, and assuming that the same behaviour would be observed for any porous materials, one can suggest a material to be acoustically asymmetric if one of the following criteria is verified:

$$\begin{cases} RD \geq 10\% ; \text{ at the inflection.} \\ \max(RD) \geq 10\% ; \text{ when only the low frequency regime is observable.} \\ \max(RD) \geq 15\% ; \text{ when only the high frequency regime is observable.} \end{cases} \quad (3.3)$$

To simplify, one could also use the following criterion of asymmetry over the frequency range of analysis:

$$\max(RD(\omega)) \geq 10\%. \quad (3.4)$$

### 3.7 Experimental tests

Here, the surface impedance of three real materials in their direct and inverted configurations are experimentally tested with a 44.5-mm diameter impedance tube. The validity range of the tube is from 300 to 4000 Hz. The first material is a 50-mm thick melamine foam known to be homogeneous. The second material is a 30-mm thick fiber material. The third material is another 24-mm thick fiber material. For each material, the surface impedance measurements are performed following standard ASTM E1050 on each side of the material sample backed by the rigid termination of the tube. From these measurements, the  $RD$  curves are computed and plotted in Figure 3.3(b) in function of the frequency. One can observe that the typical behaviour previously discussed is observed for the real materials. From these curves, it is clear that the melamine foam is acoustically symmetric ( $RD$  always smaller than 5 %). Also, the 24-mm thick fiber material can be considered acoustically symmetric ( $\max(RD(\omega)) < 10\%$ ). However, the 30-mm thick fiber material seems to suffer from a slight asymmetry. In fact, the inflection point is observable and occurs close to 1 700 Hz. At this inflection point,  $RD = 10\%$ . From the first criterion given in Eq. (3), this material is at the limit of asymmetry.

### 3.8 Conclusion

In this work, a simple method has been proposed in order to quantify the asymmetry of sound absorbing porous materials. The method is based on a relative difference (*RD*) curve. This *RD* curve is obtained from surface impedance measurements performed on both sides of the tested material. From the *RD* curve, a threshold of asymmetry has been proposed and experimentally tested on three real materials. Above this threshold, the evaluation of the intrinsic dynamic properties of the material should not be done using impedance tube methods<sup>3-6</sup>. To prevent any erroneous interpretations or acoustic designs, it is suggested to compute the *RD* curve before concluding on the results obtained with an impedance tube. Eventually, the *RD* curve could be systematically given for each material tested with an impedance tube following international standards [eg., ASTM E1050 and ISO 10534].

### 3.9 Acknowledgment

This work was supported in part by grants-in-aid from Alcan and N.S.E.R.C. A part of the research presented in this paper was also supported by the Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies (F.Q.R.N.T.) by the intermediary of the Aluminum Research Centre – REGAL. The authors wish to thank Dr Camille Perrot for his useful comments.

### 3.10 Appendix – Simulated measurements

The schematic view of the impedance tube configuration with hard termination is shown in. Assuming a normal incident plane wave of unit amplitude, the wave decomposition approach yields the following sound pressures in the four sections of the tube:  $p_1(z) = e^{-jk_0z} + Ae^{jk_0z}$ ,  $p_2(z) = Be^{-j\tilde{k}_1z} + Ce^{j\tilde{k}_1z}$ ,  $p_3(z) = De^{-j\tilde{k}_2z} + Ee^{j\tilde{k}_2z}$ ,  $p_4(z) = 2F \cos(k_0z)$ , where  $k_0$  is the wavenumber in air, and  $\tilde{k}_1$  and  $\tilde{k}_2$  are the complex wavenumbers in porous layers 1 and 2, respectively. Here, each porous layer is modelled as an equivalent fluid<sup>2</sup>, and since it is made from circular cylindrical pores, its dynamic properties ( $\tilde{k}$  and  $\tilde{\rho}_{eq}$ ) can be computed analytically<sup>8</sup> from the knowledge of its geometrical parameters ( $\theta, r, n$ ). Coefficients  $A$  to  $F$  appearing in the previous equations are found by applying six interface conditions: pressure continuity ( $p_i = p_{i+1}$ ) and velocity continuity ( $u_i = u_{i+1}$ ), with  $i=1, 2, 3$ , on interfaces at

$z = 0, d_1, d_1 + d_2$ , respectively. For each equivalent fluid, the velocity to use is the macroscopic value given by<sup>1</sup>:  $u = -\frac{1}{j\omega\tilde{\rho}_{eq}} \frac{dp}{dx}$ . Once the coefficients are found, one can evaluate the sound pressures  $p_i$  at microphones  $i$  (with  $i = 1, 2$ ) and add a random noise as follows:  $p_m(\omega) = p_i(\omega) + W \cdot (rand(\omega) + j \cdot rand(\omega)) \Big|_{i=1,2}$ , where  $rand$  is a normally distributed random number between 0 and 1, and  $W$  is the level of noise. For the current analysis,  $W = 0.01$  is used. Next, as in standard ASTM E1050, the transfer function  $H_{12} = p_{1n}/p_{2n}$  is computed. An averaging on 100 simulated transfer functions is made to replicate a typical impedance tube measurement. From this average, the acoustical surface impedance is computed  $\tilde{Z}_s = jZ_0 (\sin(k_0(L+s)) - H_{12} \sin(k_0L)) / (H_{12} \cos(k_0L) - \cos(k_0(L+s)))$ , where  $Z_0$  is the characteristic impedance of air. From this calculation method, one can fix the thickness of the rear air plenum to zero (i.e.,  $h_1 = 0$ ) to obtain  $\tilde{Z}_s$  of the material on hard backing, and evaluate its sound absorption by  $\alpha = 1 - \left| \frac{\tilde{Z}_s - Z_0}{\tilde{Z}_s + Z_0} \right|^2$ . Finally, by using two different thicknesses for the air plenum, one obtains  $\tilde{Z}_{s1}$  and  $\tilde{Z}_{s2}$  for the tested material backed by the respective air plenum. From these two surface impedances; one can deduce the intrinsic dynamic properties  $\tilde{Z}_{eq}$  and  $\tilde{k}$  of the material as they would be experimentally obtained from the Utsuno *et al.* two-cavity impedance tube method<sup>4</sup>.

### 3.11 References

1. J.-F. Allard, Propagation of sound in porous media: modeling sound absorbing materials (Elsevier, New York, 1993).
2. R. Panneton, "Comments on the limp frame equivalent fluid model for porous media," J. Acoust. Soc. Am. **122**, EL217-EL222 (2007).
3. R.A. Scott, "The absorption of sound in a homogeneous porous medium," Proc. Phys. Soc. London **58**, 358-368 (1946).
4. H. Utsuno, T. Tanaka, T. Fujikawa, A.F. Seybert. "Transfer function method for measuring characteristic impedance and propagation constant of porous materials," J. Acoust. Soc. Am. **86**, 637-643 (1989).
5. T. Iwase, Y Izumi, R. Kawabata, "A new measuring method for sound propagation constant by using sound tube without any air spaces back of the test material," Proc. Inter-Noise, New Zealand (1998).
6. B.H. Song, J.S. Bolton, "A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials," J. Acoust. Soc. Am. **107**, 1131-1152 (2000).
7. L. De Ryck, W. Lauriks, Z.E.A. Fellah, A. Wirgin, J.P. Groby, P. Leclaire, C. Depollier, "Acoustic wave propagation and internal fields in rigid frame macroscopically inhomogeneous porous media", J. Appl. Phys. **102**, 024910 (2007).
8. C. Zwikker, C.W. Kosten, Sound absorbing materials, (Elsevier, Amsterdam, 1949).

## CHAPITRE 4. FORMULE GÉNÉRALE DE DÉTERMINATION DE L'INDICE D'AFFAIBLISSEMENT SONORE PAR DÉCOMPOSITION D'ONDE

### 4.1. Avant propos

Le travail présenté dans ce chapitre a été soumis le 14 octobre 2008 et accepté pour publication le 22 janvier 2009 par la revue scientifique *the journal of acoustical society of america*. Il a été publié en avril 2009 dans cette revue. L'auteur principal de l'article est *Yacoubou Salissou*, étudiant de doctorat au Département de génie mécanique de la Faculté de génie de l'Université de Sherbrooke, et le co-auteur est *Raymond Panneton*, professeur dans la même institution. Une copie de cet article est présentée en annexe de ce document et sa référence complète est la suivante : Y. Salissou, R. Panneton, "A general wave decomposition formula for the measurement of normal incidence sound transmission loss in impedance tube", *J. Acoust. Soc. Am.* 125(4), 2083-2090 (2009). Le titre de ce chapitre correspond à la traduction française du titre de cet article.

### 4.2. Résumé

Dans la littérature, deux approches sont généralement utilisées pour mesurer l'indice d'affaiblissement sonore (*sound transmission loss*) des systèmes acoustiques. La première approche est basée sur la matrice de transfert et la deuxième est basée sur la théorie de décomposition d'onde. De toutes les méthodes proposées dans la littérature, seules la méthode classique de la matrice de transfert (méthode à deux charges ou à deux sources) permet de déterminer l'indice d'affaiblissement acoustique d'un système acoustique sans aucune hypothèse ni sur la terminaison (charge) ni sur la symétrie du système. À l'exception du cas où la terminaison est anéchoïque, il n'existe pas de méthode basée sur la théorie de décomposition d'onde qui permet de déterminer exactement l'indice d'affaiblissement. Malheureusement, il n'est pas toujours possible de construire une terminaison anéchoïque. Dans cet article, nous présentons une méthode générale basée sur la théorie de décomposition

d'ondes. Cette méthode permet de mesurer exactement l'indice d'affaiblissement, sans aucune hypothèse ni sur la symétrie, ni sur la terminaison. De manière analogue à la méthode classique de la matrice de transfert pour les systèmes asymétriques, cette méthode nécessite quatre microphones et deux charges. Une première validation de cette méthode est faite en l'appliquant sur des matériaux poreux symétriques et asymétriques. Les résultats sont discutés et comparés à ceux obtenus avec certaines méthodes existantes et avec la méthode classique à deux charges.

# **A general wave decomposition formula for the measurement of normal incidence sound transmission loss in impedance tube**

Yacoubou Salissou and Raymond Panneton

*GAUS, Department of mechanical engineering, Université de Sherbrooke (Qc), Canada, J1K 2R1*

## **Abstract**

Two types of general methods can be found in the literature for the determination of the normal incidence sound transmission loss ( $nSTL$ ) of acoustical elements. The first one is based on the transfer matrix approach (TM), and the second one is based on the wavefield decomposition (WD) theory. From all the techniques proposed in the literature, the general TM methods (two-load or two-source location) are the only methods yielding the exact  $nSTL$  of an acoustical element without any assumptions on its symmetry and on the termination (i.e., the load). Except for the case of an anechoic termination, there is no method based on the WD theory which yields exact  $nSTL$ . This paper presents a general WD method to measure the exact  $nSTL$  of an acoustical element without any assumptions on its symmetry and on the termination. Similarly to general TM methods for non symmetrical elements, four microphones and two loads will be required. As a first validation of the method, symmetrical and non-symmetrical porous materials are investigated. Results are discussed and compared with some existing methods and with the classical two-load method. A perfect agreement is found with the classical two-load method.

PACS:, 43.55.Rg, 43.58.Bh, 43.20.Ye, 43.55.Ev

Running title: Transmission loss by wave decomposition

**Keywords:** Transmission Loss; Impedance Tube; Wave Decomposition Method; Four Microphone Method.



### 4.3. Nomenclature

|                    |   |
|--------------------|---|
| $s_1$              | distance between microphones 1 and 2  |
| $s_2$              | distance between microphones 3 and 4  |
| $L_1$              | distance between microphone 2 and the sample on the source side                     |
| $L_2$              | distance between microphone 3 and the sample on the termination side                |
| $D_1$              | distance between the loudspeaker and the sample                                     |
| $D_2$              | distance between the termination and the sample                                     |
| $d$                | thickness of the sample   |
| $r_s$              | complex reflection coefficient at the surface of the loudspeaker                    |
| $r_b$              | complex reflection coefficient at the surface of the termination                    |
| $r_1$              | complex reflection coefficient at the surface of the sample on the source side      |
| $r_2$              | complex reflection coefficient at the surface of the sample on the termination side |
| $c$                | speed of sound in air   |
| $f$                | frequency   |
| $k_0 = 2\pi f / c$ | wave number in air  |
| $t$                | complex transmission coefficient of the sample                                      |
| $x$                | coordinate along the tube length  |
| $a$                | amplitude of the wave emitted by the loudspeaker                                    |
| $p_u(x)$           | sound pressure at position $x$ upstream the sample                                  |
| $p_d(x)$           | sound pressure at position $x$ downstream the sample                                |
| $p_i$              | sound pressure at microphone $i$  |
| $p'_i$             | sound pressure at microphone $i$ under a different tube end condition               |

#### 4.4. Introduction

In the past, numbers of methods have been published to measure the normal incidence plane wave sound transmission loss ( $nSTL$ ) of acoustical elements (i.e. materials, mufflers, expansion chambers, etc). Some are limited to symmetrical elements, and some are not. Since reciprocity of sound transmission has been proved<sup>1</sup> (at least for linear elements separating identical fluid media), the only assumption that remains is on the symmetry of the element. Since symmetrical elements rarely show a perfect symmetry in terms of its acoustical surface properties<sup>2</sup> (i.e., absorption, reflection or impedance), one would prefer to use a general method which does not assume symmetry.

Two types of general methods can be found in the literature. The first one is based on the transfer matrix (TM) approach, and the second one is based on the wavefield decomposition (WD) theory. A review of some of these methods is given by Tao and Seybert<sup>3</sup>. Following the TM approach, the acoustical element is modeled as a transfer matrix. Then, the objective of the approach is to propose an experimental procedure to determine the coefficients of the matrix from which the  $nSTL$  will be deduced. On the other hand, the WD theory deals with the complex wavefields upstream and downstream the element. The objective is to conveniently decompose these wavefields in terms of forward and backward propagating waves. From this decomposition, the  $nSTL$  can be directly deduced.

The most referred general TM methods are the two-load method proposed by Lung and Doige<sup>4</sup> in 1983, and the two-source location method proposed by Munjal and Doige<sup>5</sup> in 1990. These methods are also referred as four-microphone methods since two microphones are flush mounted on the upstream tube, and two microphones are flush mounted on the downstream tube – the acoustical element being placed between the two tubes. With the two-load method, a loudspeaker is placed at one end (upstream) to generate noise, while sound pressures are measured at the four microphones for two different downstream tube terminations (ex.: anechoic, rigid, or open end). With the two-source location method, a unique arbitrary termination is used; however this time the sound pressure measurements are performed with the loudspeaker mounted at one end, and repeated when the loudspeaker is mounted at the other end. Both methods theoretically give identical results and yield the exact  $nSTL$  of the

acoustical element. An application of the TM method for the characterization of porous materials using a modified impedance tube was presented by Song and Bolton<sup>6</sup> for symmetrical materials in 2000, and was extended to the evaluation of the  $nSTL$  of non-symmetrical materials by Olivieri, Bolton and Yoo<sup>7</sup> in 2006. However, it is worth mentioning that the latter method is not different to the original two-load method. In fact, Eq.(7) in the paper by Olivieri *et al.*<sup>7</sup> is identical (however written differently) to Eq.(2) in the original paper by Lung and Doige<sup>4</sup>.

For the WD theory, the most known method was used by Seybert and Ross<sup>8</sup>. This method requires two flush mounted microphones on the upstream tube, and one on the downstream tube. A loudspeaker is placed at the upstream end, and an anechoic termination is assumed at the downstream end. With the two upstream microphones, one can decompose the wavefield upstream the element in terms of an incident wave ( $A$ ) and a reflected wave ( $B$ ). With the anechoic termination assumption, the downstream microphone directly measures the sound pressure of the transmitted wave ( $C$ ). From the ratio ( $C/A$ ) between the transmitted and incident pressures, the  $nSTL$  can be deduced. The main limitation of the method is due to the anechoic termination. In fact, constructing a fully anechoic termination is difficult. Consequently, a part of the transmitted wave is reflected by the termination, and multiple forward and backward reflections occur in the downstream tube. To attempt eliminating this problem, Chung and Blaser<sup>9,10</sup> also used a decomposition in the downstream tube using two flush mounted microphones. The decomposition yields one wave ( $C$ ) propagating toward the termination, and one wave ( $D$ ) propagating back to the element to test. Again, from ratio  $C/A$ , they deduced the  $nSTL$ . This approach is not exact since wave  $C$  is not equal to the first transmitted wave. In fact,  $C$  is equal to the sum of the first transmitted wave (the only one existing in the case of an anechoic termination) and all the multiple back reflected waves propagating in the direction of the termination. In this case, the only situation where ratio  $C/A$  yields the exact  $nSTL$  is again when the termination is fully anechoic. If the termination is not fully anechoic and the back surface of the element to test is relatively absorbing (i.e., the dominating waves in the downstream tube are only the first transmitted wave and its first reflection on the termination), the Chung and Blaser four-microphone method gives a better estimation than the Ross and Seybert three-microphone method which assumes a fully anechoic termination. A downstream description similar to the one used by Chung and Blaser

was also applied to the TM approach by Bonfiglio and Pompoli.<sup>11</sup> In their hybrid WD-TM method, only a single four-microphone measurement is required (i.e., the method only requires one load). Even if the symmetry assumption is used, their method compares well with the original two-load method for non symmetrical elements. As previously mentioned, the method should work until the back surface of the element to test is relatively absorbing (this point will be shown in this paper). Finally, it is worth mentioning that some previous studies in the literature also showed that only the two-load methods can provide reliable value of  $nSTL$ <sup>12</sup>.

From this brief literature review, if the termination is not fully anechoic and the acoustical element is not symmetrical, or not fully symmetrical, the general four-microphone transfer matrix (TM) methods (two-load or two-source location) are the only methods yielding the exact  $nSTL$ . For this general situation, there exists no equivalent wave decomposition (WD) method yielding the exact  $nSTL$ . It is worth mentioning that recent attempts to generalize the WD method were published<sup>13,14</sup>; however, at the theoretical level, some discussions remain (they will be underlined later on in this paper).

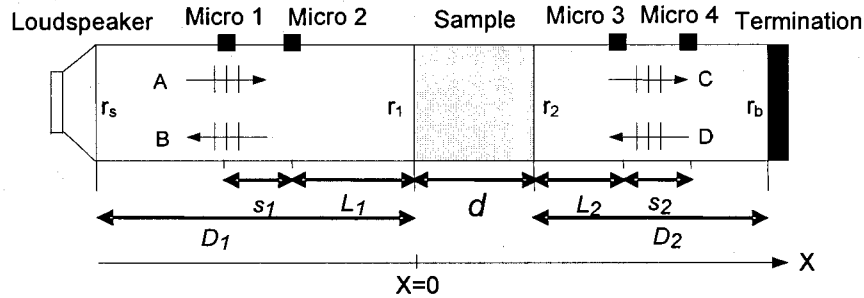
The objective of this paper is to develop a general WD method to measure the exact  $nSTL$  of an acoustical element without any assumptions on its symmetry and on the termination. Similarly to the general TM methods for non symmetrical elements, four microphones and two loads will be required. The challenge is to use a proper theoretical description to finally retrieve the exact  $nSTL$ .

This paper is structured as follows. Section 2 presents the theoretical developments behind the proposed wave decomposition method. Section 3 tests the method using a transmission tube on symmetrical and non symmetrical materials, and studies the effects of the terminations. Also, it compares the proposed method to other existing methods. Finally, the last section draws conclusions on this work.

#### **4.5. Theory**

A schematic view of the impedance tube used to measure the  $nSTL$  is shown in Figure 4.1. This apparatus consists of a finite-length rigid walled impedance tube with circularly-shaped

and uniform inner cross-section. At one end, the tube features a loudspeaker, and at the other end, the tube can be fitted with an arbitrary termination condition. The loudspeaker is used to generate a plane wave field in the impedance tube. There are two microphones flush mounted upstream the sample and two microphones flush mounted downstream the sample.



**Figure 4.1** Schematic view of the experimental setup.

For this setup, Ho *et al.*<sup>13</sup> proposed an improved wave decomposition method which takes explicitly into account the multiple wave reflections in the upstream and downstream tubes. The method was limited to symmetrical acoustic systems. Using the symmetry property, Ho *et al.* assumed that the reflection coefficient ( $r_1$ ) of the front surface of the sample is equal to the one of its back surface ( $r_2$ ). This assumption is too restrictive since the reflection coefficient is a global surface indicator which also depends on the condition behind the sample. For instance, on the upstream side there is an air cavity with a loudspeaker, and on the downstream side there is an air cavity with an arbitrary termination. Therefore, even though the material is symmetrical, the reflection coefficient of an incident plane wave impinging its front face is different from the one of an incident plane wave impinging its back face (i.e.,  $r_1 \neq r_2$ ). A similar restrictive assumption seems to be used also by Dong-Li *et al.*<sup>14</sup> (ex.: see Eqs. (5) and (10) in reference 14).

Based on the work by Ho *et al.*, under steady state harmonic condition, and eventually making no assumption on the reflection coefficients, the total wave propagating towards the sample in the upstream tube can be explicitly written as

$$p_u^a(x) = ae^{-jk_0x} \left( 1 + r_1 r_s e^{2jk_0D_1} + (r_1 r_s)^2 e^{4jk_0D_1} + \dots \right) = \frac{ae^{-jk_0x}}{1 - r_1 r_s e^{2jk_0D_1}}. \quad (4.1)$$

The first term in Eq. (4.1) is the wave just emitted by the loudspeaker, the second term is the wave reflected by the sample and the loudspeaker while traveling the entire length of the front tube twice, the third term is the second wave reflected by the sample and the loudspeaker while traveling the entire length of the front tube four times, and so on. The final result is the sum of an infinite number of these multiple reflections

Similarly, the total wave traveling away from the sample in the upstream tube can be explicitly written as

$$p_u^b(x) = ar_1 e^{jk_0x} \left( 1 + r_1 r_s e^{2jk_0D_1} + (r_1 r_s)^2 e^{4jk_0D_1} + \dots \right) = \frac{ar_1 e^{jk_0x}}{1 - r_1 r_s e^{2jk_0D_1}}. \quad (4.2)$$

Here, it is worth commenting on the nature of the steady state harmonic condition. Under this steady state condition, if one tries interpreting the first term in Eq. (4.2), it has to be seen as the first incident wave reflected by the sample which is backed by the downstream tube and its termination. With two microphones flush mounted on the upstream tube, this reflection coefficient  $r_1$  is readily obtained using the transfer function method (ASTM E1050-98<sup>15</sup> or ISO 10534-2:1998<sup>16</sup>). Consequently, this first reflected term implicitly takes into account all the multiple reflections of the first incident wave taking place in the sample and in the downstream tube. This would not be true, if the observations were done in the time domain. The aforementioned comment is also valid for all the terms in Eqs. (4.1) and (4.2), and for all the equations below.

Adding up Eqs. (4.1) and (4.2), the total sound pressure field in the upstream tube is given by

$$p_u(x) = \frac{a}{1 - r_1 r_s e^{2jk_0D_1}} \left( e^{-jk_0x} + r_1 e^{jk_0x} \right). \quad (4.3)$$

With the origin fixed at the front surface of the sample, one easily finds that the total incident sound pressure at  $x = 0$  is  $a/(1 - r_1 r_s \exp(2jk_0D_1))$ . This incident wave is attenuated as it goes through the sample by the complex sound transmission coefficient  $t$ . On the rear face, the incident pressure is now  $[a/(1 - r_s r_1 \exp(2jk_0D_1))]t$ . Treating this term as the sound source in

the downstream tube, and following the same approach as in the upstream tube, the total pressure field in the downstream tube is

$$p_d(x) = \frac{a}{(1-r_1 r_s e^{2jk_0 D_1})(1-r_2 r_b e^{2jk_0 D_2})} (e^{-jk_0 x} + r_b e^{jk_0 x}) t. \quad (4.4)$$

Contrary to Ho *et al.*, the reflection coefficient  $r_2$  in Eq. (4.4) is not assumed equal to  $r_1$ . In fact  $r_2$  is the reflection coefficient seen by  $x$ -negative propagating waves in the downstream tube, and  $r_1$  is the reflection coefficient seen by  $x$ -positive propagating waves in the upstream tube. Since  $D_1$  is not necessarily equal to  $D_2$ , and the reflection coefficient of the loudspeaker ( $r_s$ ) is not equal to the one of the termination ( $r_b$ ), it is clear that  $r_1$  and  $r_2$  will never be equal, even though the sample is symmetrical.

Equations (4.3) and (4.4) are now used to evaluate the sound pressures at microphones 1 to 4. They are respectively given by

$$p_1 = \frac{a}{1-r_1 r_s e^{2jk_0 D_1}} (e^{jk_0(L_1+s_1)} + r_1 e^{-jk_0(L_1+s_1)}) \quad (4.5)$$

$$p_2 = \frac{a}{1-r_1 r_s e^{2jk_0 D_1}} (e^{jk_0 L_1} + r_1 e^{-jk_0 L_1}) \quad (4.6)$$

$$p_3 = \frac{a}{(1-r_1 r_s e^{2jk_0 D_1})(1-r_2 r_b e^{2jk_0 D_2})} (e^{-jk_0 L_2} + r_b e^{jk_0 L_2}) t \quad (4.7)$$

$$p_4 = \frac{a}{(1-r_1 r_s e^{2jk_0 D_1})(1-r_2 r_b e^{2jk_0 D_2})} (e^{-jk_0(L_2+s_2)} + r_b e^{jk_0(L_2+s_2)}) t. \quad (4.8)$$

Defining the transfer function between microphones 1 and 2 by  $H_{12} = p_1/p_2$ , and substituting  $p_1$  and  $p_2$  with Eqs. (4.5) and (4.6), respectively, the reflection coefficient of the sample on the loudspeaker side can be expressed in terms of the transfer function as

$$r_1 = \frac{H_{12} - e^{jk_0 s_1}}{e^{-jk_0 s_1} - H_{12}} e^{2jk_0 L_1}. \quad (4.9)$$

Similarly, defining the transfer function  $H_{43} = p_4/p_3$  and using Eqs. (4.7) and (4.8), the reflection coefficient of the termination can be expressed as

$$r_b = \frac{H_{43} - e^{-jk_0 s_2}}{e^{jk_0 s_2} - H_{43}} e^{-2jk_0 L_2}. \quad (4.10)$$

Finally, from Eqs. (4.6) and (4.7), the transfer function between microphones 3 and 2 is given by

$$H_{32} = \frac{p_3}{p_2} = \frac{1}{1 - r_2 r_b e^{2jk_0 D_2}} \frac{e^{-jk_0 L_2} + r_b e^{jk_0 L_2}}{e^{jk_0 L_1} + r_1 e^{-jk_0 L_1}} t. \quad (4.11)$$

In this equation, one can note that the transmission coefficient  $t$  and reflection coefficient  $r_2$  are the only remaining two unknowns. If one needs to determine the transmission coefficient, the reflection coefficient needs first to be found. The reflection coefficient  $r_2$  can be obtained by changing the termination of the tube (second load). Indeed, using a termination with a different reflection coefficient  $r'_b$  will change the reflection coefficient of the sample on the loudspeaker side to  $r'_1$ . However, since the upstream tube remains unaffected by this operation, the reflection coefficient  $r_2$  remains unchanged. For the second load, the modified reflection coefficients are

$$r'_1 = \frac{H'_{12} - e^{jk_0 s_1}}{e^{-jk_0 s_1} - H'_{12}} e^{2jk_0 L_1}, \quad (4.12)$$

and

$$r'_b = \frac{H'_{43} - e^{-jk_0 s_2}}{e^{jk_0 s_2} - H'_{43}} e^{-2jk_0 L_2}, \quad (4.13)$$

where  $H'_{12}$  and  $H'_{43}$  are respectively the new transfer functions between microphones 1 and 2 ( $H'_{12} = p'_1/p'_2$ ), and microphones 4 and 3 ( $H'_{43} = p'_4/p'_3$ ) under the second load condition. For this second load, the new transfer function between microphones 3 and 2 is given by

$$H'_{32} = \frac{p'_3}{p'_2} = \frac{1}{1 - r_2 r'_b e^{2jk_0 D_2}} \frac{e^{-jk_0 L_2} + r'_b e^{jk_0 L_2}}{e^{jk_0 L_1} + r'_1 e^{-jk_0 L_1}} t. \quad (4.14)$$

Introducing the parameters



$$h = H_{32} / H'_{32}, \quad (4.15)$$

and

$$r = \frac{e^{-jk_0L_2} + r_b e^{jk_0L_2} e^{jk_0L_1} + r'_1 e^{-jk_0L_1}}{e^{-jk_0L_2} + r'_b e^{jk_0L_2} e^{jk_0L_1} + r_1 e^{-jk_0L_1}}, \quad (4.16)$$

one can deduce from Eqs. (4.11) and (4.14) the reflection coefficient of the sample on the downstream side

$$r_2 = \frac{r - h}{rr'_b - hr_b} e^{-2jk_0D_2}. \quad (4.17)$$

Finally, using Eqs. (4.17) and (4.11), the transmission coefficient and the normal incidence sound transmission loss of the sample can be expressed respectively as

$$t = H_{32} \left( 1 - r_2 r'_b e^{2jk_0D_2} \right) \frac{e^{jk_0L_1} + r_1 e^{-jk_0L_1}}{e^{-jk_0L_2} + r_b e^{jk_0L_2}}. \quad (4.18)$$

and

$$nSTL = -20 \log(t). \quad (4.19)$$

#### 4.6. Experimental tests

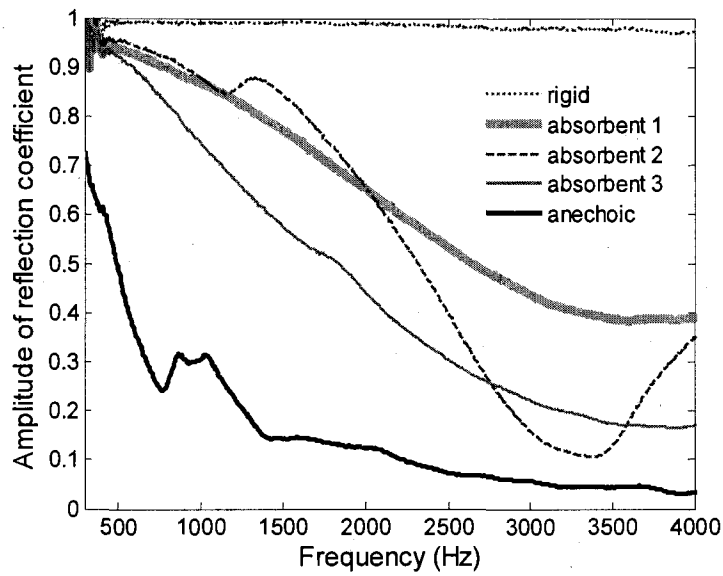
The six transfer functions ( $H_{12}$ ,  $H_{43}$ ,  $H_{32}$ ,  $H'_{12}$ ,  $H'_{43}$ ,  $H'_{32}$ ) are measured similarly to the standard transfer function method<sup>15</sup> using a home made impedance tube. The diameter of the tube is 44.5 mm and its validity range is from 300 to 4200 Hz. The other parameters of the set up shown in figure 4.1 are:  $D_1 = 190$  mm,  $D_2 + d = 362$  mm,  $s_1 = 25$  mm,  $s_2 = 25$  mm,  $L_1 = 45$  mm, and  $L_2 + d = 271$  mm. A dual-channel FFT analyzer and two 1/4" microphones are used to conduct measurements successively in pairs (1-2, 3-2, 4-3) at the four locations. Implementation of a four-microphone measurement is also possible to reduce measurement time. Random noise using a hanning window and an averaging over 100 measurements are used. The standard sensor switching technique was used to compensate the microphone phase and amplitude mismatch.

Two symmetrical and two non-symmetrical materials are used for these experimental tests. For each sample, four different termination combinations are tested to determine the  $nSTL$ :

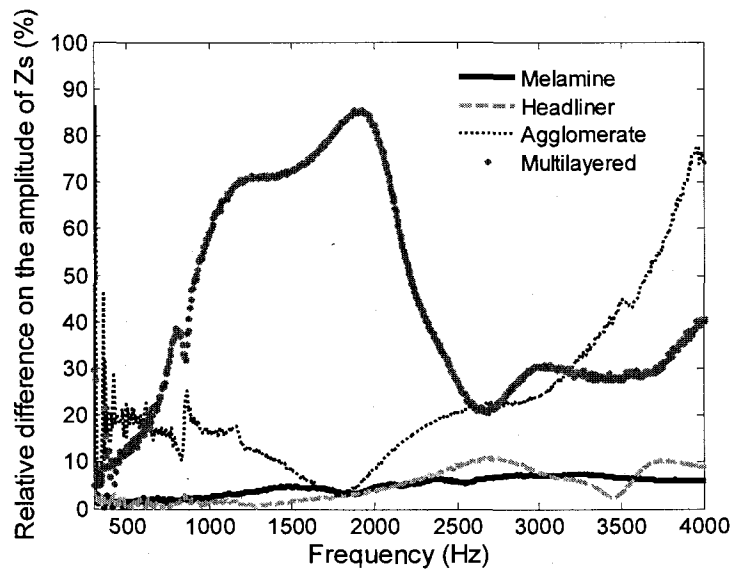
rigid-anechoic, rigid-absorbent, absorbent-absorbent, and anechoic-absorbent. Three different absorbents are used. Absorbent 1 is a 22-mm thick floor material made of porous recycled foams backed by a rigid end cap. Absorbent 2 is a 15-mm thick car headliner foam backed by a rigid end cap. Absorbent 3 is a 25-mm thick melamine foam backed by a rigid end cap. The rigid termination is the rigid end cap alone. The anechoic termination is a 200-mm conical block of melamine foam backed by the rigid end cap. The measured reflection coefficient amplitudes of the five possible terminations are shown in Figure 4.2. The reflection coefficient of the rigid termination is 97-99% instead of its ideal value of 100%. This deviation may be attributed to some energy dissipation in the viscous and thermal skin layers of the tube, and to uncertainties on the exact location of the acoustic centers of the microphones. The reflection of the absorbing (“anechoic”) termination ranges from 70% at low frequencies to 5% at high frequencies. This represents a significant deviation from its ideal value of 0%. Finally, one can note that the reflection coefficients of the two Absorbents 1 and 2 are close for frequencies lower than 2000 Hz.

#### *4.6.1. Symmetrical materials*

The first tested symmetrical material is a 25-mm thick melamine foam. The second symmetrical material is a 15-mm thick car headliner. The relative difference curves on the amplitude of the surface impedance of each of those materials are plotted in Figure 4.3. From these curves and according to the symmetry criterion presented elsewhere by the authors<sup>2</sup>, both materials can be considered symmetrical in terms of their acoustical properties.



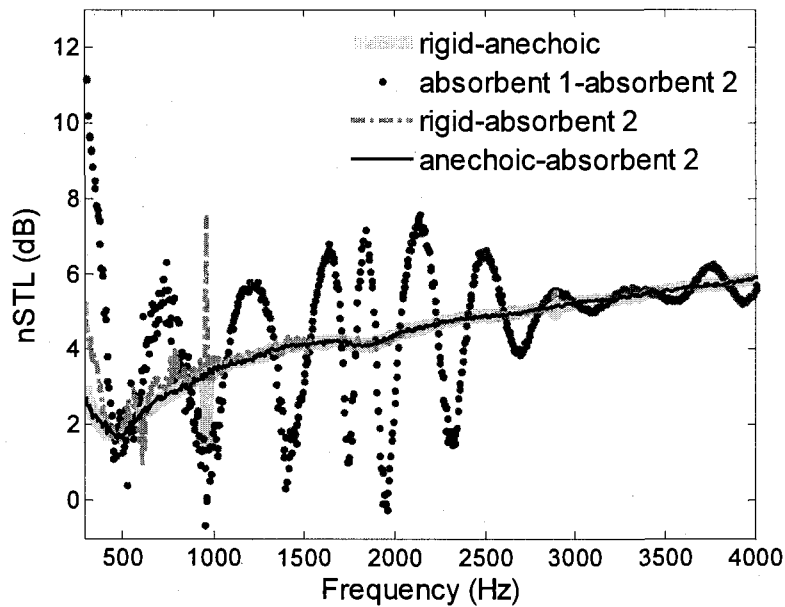
**Figure 4.2** Amplitudes of the reflection coefficient of the five termination loads which can be used in the measurements of the normal incidence sound transmission.



**Figure 4.3** Relative difference on the amplitude of the surface impedance ( $Z_s$ ) of the tested samples.

- *Melamine foam*

Using the developed method, the measured  $nSTL$ s of the melamine foam for four combinations of two loads are shown in Figure 4.4. Note that the absorbing loads used in this characterization are absorbers 1 and 2. As one can note, all combinations of two loads provide similar results, except for the combination of the two absorbers. Indeed, in order to have a better result, one needs to choose a combination of two loads with very different reflection properties. This condition is only achieved with the three other load combinations. Also, for the combinations using the rigid end, one can note a singularity around 1000 Hz corresponding to the resonance frequency. To avoid this resonance, a termination combination made of anechoic-absorbent or two absorbers with different reflection coefficients should be chosen.



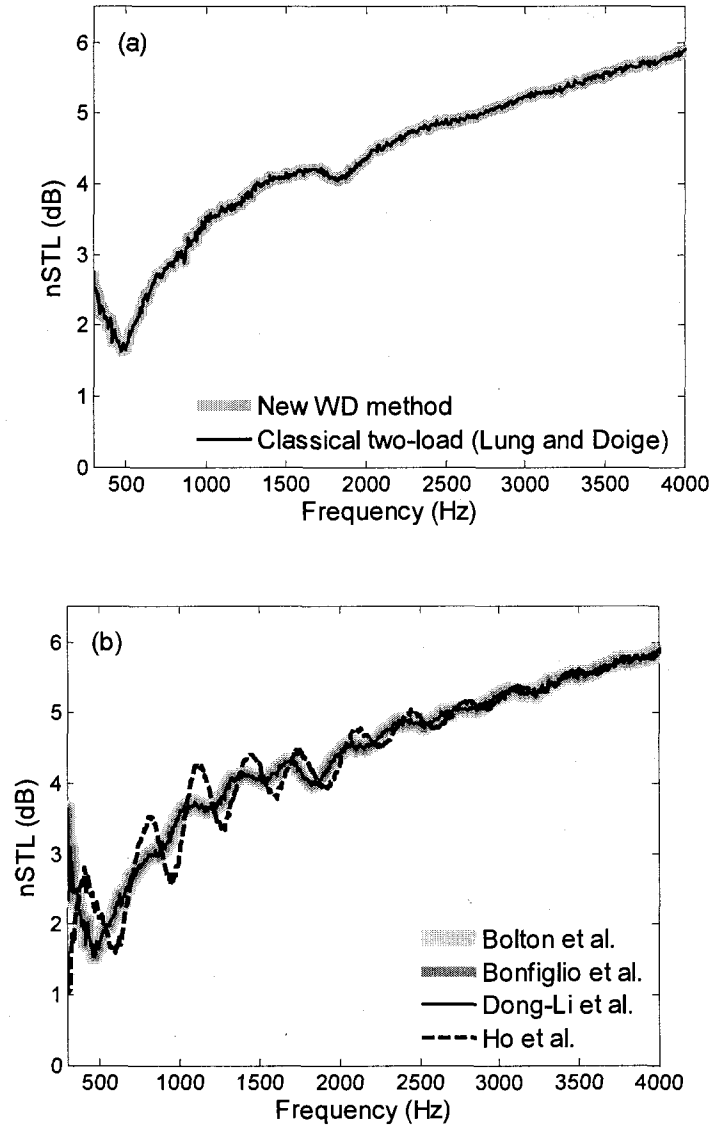
**Figure 4.4** Normal incidence sound transmission loss of a 25-mm thick melamine foam measured using the proposed WD method with four different load combinations.

Next, the results obtained from the proposed method and those obtained from several existing four-microphone methods (see note<sup>17</sup>) are compared in Figure 4.5. For the methods using two loads, the load combination absorbent 1-anechoic was used. For the methods using one load, the anechoic load was used. Since all the tested methods use the same four microphones, the same set of pressure measurements were used to feed these methods. Consequently, equivalent methods should yield identical results.

In Figure 4.5(a), one can note that the proposed two-load WD method and the classical two-load TM method by Lung and Doige<sup>4</sup> yield the same (identical) results. This proves that the aforementioned theoretical development seems general as expected. In contrast, the one-load WD method by Ho *et al.*<sup>13</sup> appears to be inaccurate (see Figure 4.5(b)). Indeed, the result from this method exhibits a periodic fluctuation. The fluctuation is due to the fact that Ho *et al.* assumed that  $r_1 = r_2$  for a symmetrical material. As pointed out previously, even though the material is acoustically symmetrical,  $r_1$  is not necessarily equal to  $r_2$  since the conditions upstream and downstream the sample are different. Note that this error will increase as the amount of incident power backward the sample increases. This justifies the need of an anechoic end in order to apply this approximated method. At high frequencies (>3000 Hz), the partially anechoic end used in this work almost behaves as a fully anechoic termination, with a reflection coefficient amplitude less than 0.1 (see Figure 4.2). As a result, the fluctuation almost disappears in this frequency range and the approximated  $nSTL$  overlaps with the one obtained from the proposed general WD method.

The TM method by Song and Bolton<sup>89</sup>, the hybrid WD-TM method by Bonfiglio and Pompoli<sup>89</sup>, and the WD method by Dong-li *et al.* are compared in Figure 4.5(b). All three methods are one-load methods and yield similar (identical) results. This is logical since the material is absorbing and symmetrical, and all three methods take into account (but differently) the transmitted and transmitted-reflected waves in the downstream segment. However, compared to the results obtained with the proposed method and the classical two-load method in Figure 4.5(a), the one-load methods show slight fluctuations. These fluctuations are mainly due to the fact that higher order reflected waves in the downstream tube are not considered by these one-load methods, and/or the material is not fully

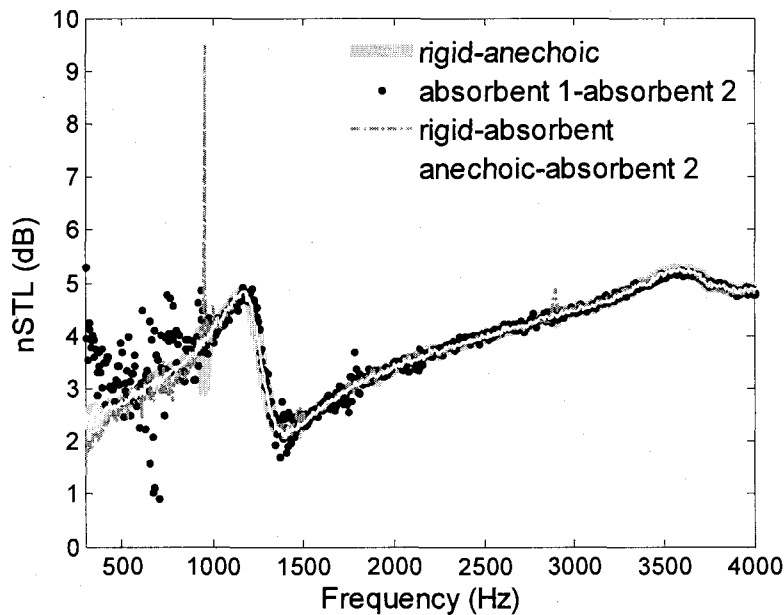
symmetrical (see Figure 4.3). However, those fluctuations are minor compared to those obtained with the WD method by Ho *et al.*



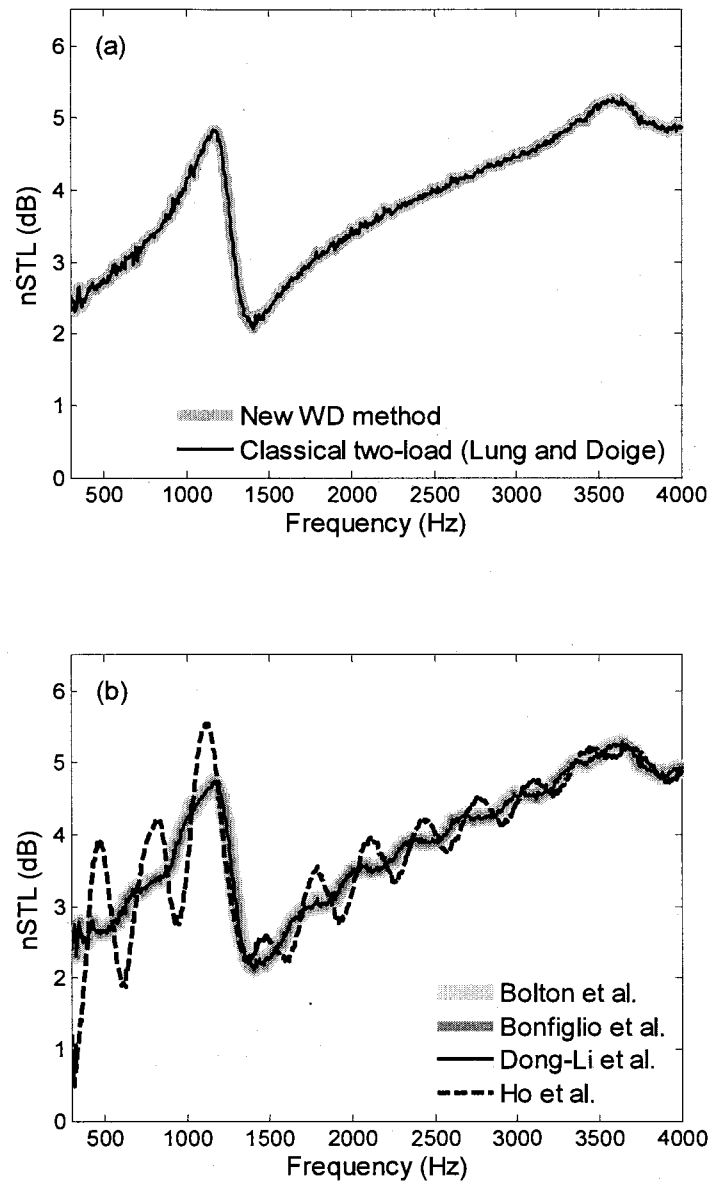
**Figure 4.5** Measured normal incidence sound transmission loss of a 25-mm thick melamine foam. Comparison between the different four-microphone methods. (a) Two-load methods. (b) One-load methods. The two-load methods use the absorber 1-anechoic load combination. The one-load methods use the relatively anechoic load.

- *Headliner foam*

For this sample, the absorbing loads used in the  $nSTL$  characterizations are absorbers 1 and 3. The measured  $nSTL$ s for the headliner are shown in Figure 4.6. The same comments on the effects of the termination combination can be done. Again, the results are in good agreement. For the load combinations using the rigid end, the singularity around 1000 Hz is still observed. Because of the more significant difference between the reflection coefficients of the two absorbers used in combination, the corresponding result is more accurate. However one can note a relative dispersion at low frequencies. This corresponds to the range in which the reflection coefficients of the two absorbers are close. In Figure 4.7, the result from the proposed method is compared to those obtain from the other two-load and one-load methods. Analyzing those results yield exactly the same conclusions previously obtained.



**Figure 4.6** Normal incidence sound transmission loss of a 15-mm thick car headliner foam measured using the proposed WD method with four different load combinations.

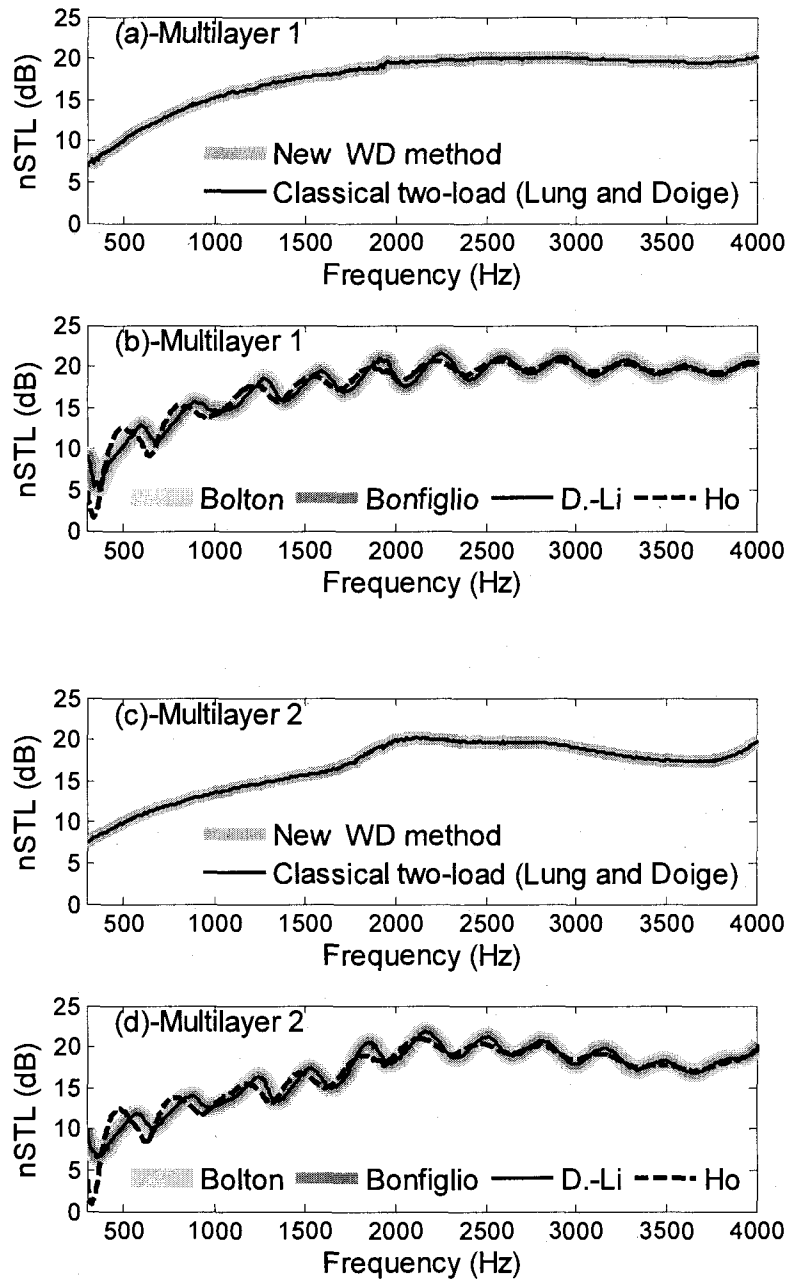


**Figure 4.7** Measured normal incidence sound transmission loss of a 15-mm thick car headliner foam. Comparison between the different four-microphone methods. (a) Two-load methods. (b) One-load methods. The two-load methods use the absorber 1-anechoic load combination. The one-load methods use the relatively anechoic load.



#### 4.6.2. *Non-symmetrical materials*

The first tested non-symmetrical sample, referenced as multilayer 1, is a 20-mm thick multilayer made of a thick layer of rigid closed-cell polyurethane foam in sandwich between two thin impervious paper films. The second non-symmetrical sample, referenced as multilayer 2, is a 20-mm thick multilayer made of a thick layer of rigid closed-cell polyurethane foam in sandwich between one thin paper film and one thin impervious aluminum film. The relative difference curves on the amplitude of the surface impedance of each of these multilayered panels are also plotted in Figure 4.3. As expected, according to the symmetry criterion presented elsewhere by the authors<sup>2</sup>, these multilayered samples are clearly non-symmetrical in terms of their acoustical properties, mostly the second multilayer. Their  $nSTLs$  are measured using the termination combination made of absorbent 1 and the partially anechoic end. The results are plotted in Figure 4.8. Again, both the proposed method and the classical two-load method<sup>4</sup> yield similar results for both asymmetrical multilayers (see Figure 4.8 (a) and (c)). However, for all the one-load methods, the fluctuations are more important than those observed in Figure 4.5 for the symmetrical materials. The fluctuations are of similar magnitudes for both multilayers, even if multilayer 2 is much more asymmetrical than multilayer 1. This proves the fluctuations are mostly attributed to the higher order reflections in the downstream tube which are not correctly modeled with the one-load methods. These higher order reflections are more important since the back surfaces of the multilayers are reflective and not absorbing as for the melamine and headliner foams.



**Figure 4.8**

Measured normal incidence sound transmission loss of the two asymmetrical multilayers. Comparison between the developed new WD method and the classical two-load method for (a) Multilayer 1 and (c) Multilayer 2. Comparison between the one-load methods for (b) Multilayer 1 and (d) Multilayer 2.

#### **4.7. Conclusion**

In this paper, based on the work by Ho *et al.*, a general two-load wavefield decomposition method to measure the  $nSTL$  of an acoustical element without any assumptions on its symmetry and on the termination has been presented and discussed. Comparisons with the classical two-load transfer matrix method by Lung and Doige showed that the proposed method yields identical results. With a view to obtain accurate results, it was shown that one needs to use two loads of relatively different reflection coefficients. The ideal load combination can be made from a partially anechoic termination and an absorbing material, or from two absorbing materials with different reflective properties.

Also, it was shown that the recent one-load methods yield similar results, and may yield to fluctuating transmission loss curves when applied to asymmetrical acoustical elements having a reflective back surface. The fluctuation is less important if the back surface of the elements is absorbing in view to minimize the effects of the higher order reflections in the downstream tube.

Finally, it is worth emphasizing that the determination of the  $nSTL$  of an arbitrary acoustical element requires necessarily (at least at this time and until evidence of the contrary) four microphones and two loads (or two-source locations). The one-load methods remain approximated methods which can work well in many cases; however, since all cases are not tested yet, these methods must be used with cautions. Their main advantage is that they only use one set of measurements, making their implementation twice less time consuming than the general four-microphone methods.

#### **4.8. Acknowledgements**

This work was supported in part by grants-in-aid from Alcan and N.S.E.R.C. A part of the research presented in this paper was also supported by the Fond québécois de la recherche sur la nature et les technologies (F.Q.R.N.T.) by the intermediary of the Aluminium Research Centre-REGAL.

#### 4.9. References

1. J.-F. Allard, B. Brouard, D. Lafarge, W. Lauriks, "Reciprocity and antireciprocity in sound transmission through layered materials including elastic and porous media," *Wave Motion* 17(4), 329-335 (1993).
2. Y. Salissou, R. Panneton, "Quantifying the through-thickness asymmetry of sound absorbing porous materials," *J. Acoust. Soc. Am.* 124(2), EL28-33 (2008).
3. Z. Tao and A.F. Seybert, "A review of current techniques for measuring muffler transmission loss," SAE Technical Paper 2003-01-1653 (2003).
4. T.Y. Lung, A.G. Doige, "A time-averaging transient testing method for acoustic properties of piping systems and mufflers," *J. Acoust. Soc. Am.* 73, 867-876 (1983).
5. M.L. Munjal, A.G. Doige, "Theory of a two source-location method for direct experimental evaluation of the four-pole parameters of an aeroacoustic element," *Journal of Sound and Vibration* 141(2), 323-333 (1990).
6. B.H. Song, J.S. Bolton, "A transfer matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials," *J. Acoust. Soc. Am.* 107(3), 1131-1152 (2000).
7. O. Olivieri, J.S. Bolton, T. Yoo, "Measurement of transmission loss of materials using a standing wave tube", *Proceedings of Inter-Noise 2006, Honolulu, Hawaii, USA* (2006).
8. A.F. Seybert and D.F. Ross, "Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique," *J. Acoust. Soc. Am.* 61(5), 1362-1370 (1977).
9. J.Y. Chung and D.A. Blaser, "Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory," *J. Acoust. Soc. Am.* 68(3), 907-913 (1980).
10. J.Y. Chung and D.A. Blaser, "Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. II. Experiment," *J. Acoust. Soc. Am.* 68(3), 914-921 (1980).
11. P. Bonfiglio, F. Pompoli, "A single measurement approach for determination of the normal incidence sound transmission loss," *J. Acoust. Soc. Am.* 124(3), 1577-1583 (2008).
12. G. Pispola, K.V. Horoshenkov, F. Asdrubali, "Transmission loss measurement of consolidated granular media (L)," *J. Acoust. Soc. Am.* 117(5), 2716-2719 (2005).

13. K.M. Ho, Z. Yang, X.X. Zhang, and P.Sheng, "Measurement of sound transmission through panels of locally resonant materials between impedance tubes," *Applied Acoustics* **66**, 751-765 (2005).
14. P. Dong-Li, H. Peng, Z. Bei-Li, "The modified method of measuring the complex transmission coefficient of acoustical panel in impedance tube," *Appl. Acoust.* **69**, 1240-1248 (2008).
15. Anonymous, "Standard Test Method for Impedance and Absorption of Acoustical Materials Using a Tube, Two Microphones, and a Digital Frequency Analysis System," ASTM Standard E1050-98.
16. Anonymous, "Acoustics – Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes - Part 2: Transfer-function method," ISO Standard 10534-2:1998.
17. Note that the Ho *et al.*<sup>13</sup> method uses only three microphones since the reflection coefficient of the termination  $r_b$  is assumed to be measured beforehand. In our application of the Ho *et al.* method, microphones 3 and 4 were used to evaluate  $r_b$ .

### 5.1. Introduction

À l'exception de la méthode de la matrice de transfert proposée par Song et Bolton<sup>1</sup>, toutes les méthodes de mesure acoustique en tube d'impédance permettent de déterminer exclusivement, soit les propriétés acoustiques intrinsèques soit l'indice d'affaiblissement acoustique. Seule la méthode de la matrice de transfert proposée par Song et Bolton permet de déterminer simultanément les propriétés acoustiques intrinsèques et l'indice d'affaiblissement acoustique du matériau. Cependant, comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, la détermination de l'indice d'affaiblissement acoustique par cette méthode est approximative. Bien qu'elle s'applique bien sous certaines conditions, cette méthode est rapidement limitée dans certains cas, notamment lorsque la surface du matériau est fortement réfléchissante. En outre, cette méthode nécessite quatre microphones et une terminaison anéchoïque.

Dans ce chapitre, nous proposons une nouvelle méthode à trois microphones, dont la particularité par rapport aux méthodes de la même famille est qu'elle permette de déterminer simultanément les propriétés intrinsèques et l'indice d'affaiblissement acoustique du matériau. Avant de présenter la formulation mathématique de cette nouvelle méthode, nous présentons brièvement trois méthodes existantes, il s'agit de la méthode à deux microphones et deux cavités proposée par Utsuno *et al.*<sup>2</sup>, la méthode à trois microphones proposée par Iwase *et al.*<sup>3</sup>, et la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones proposée par Song et Bolton<sup>1</sup>.

### 5.2. Présentation de méthodes existantes

#### 5.2.1. La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno *et al.*)

Une vue schématique du dispositif expérimental utilisé dans la méthode à deux microphones et deux cavités est représentée à la Figure 5.1. L'impédance de surface  $Z_S$  d'un échantillon d'épaisseur  $d$  suivi d'une cavité d'air d'épaisseur  $H$  et d'une terminaison rigide est donnée par,

$$Z_s = Z_c \frac{Z_T \coth(jkd) + Z_c}{Z_T + Z_c \coth(jkd)}, \quad (5.1)$$

où  $Z_c$  est l'impédance caractéristique du matériau poreux,  $k$  le nombre d'onde dans le matériau poreux, et  $Z_T$  l'impédance de la combinaison cavité-terminaison rigide.  $Z_T$  est donnée par,

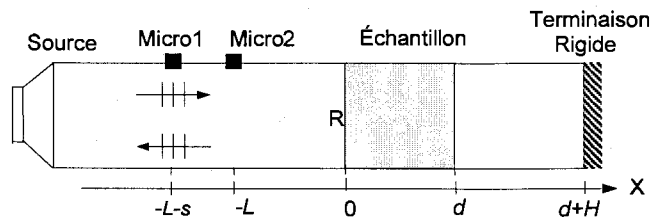
$$Z_T = Z_0 \coth(jk_0 H), \quad (5.2)$$

où  $Z_0$  et  $k_0$  sont respectivement l'impédance et le nombre d'onde de l'air. En considérant deux impédances de surface  $Z_{S1}$  et  $Z_{S2}$  mesurées expérimentalement avec deux cavités d'épaisseurs différentes  $H_1$  et  $H_2$ , on obtient un système de deux équations à deux inconnues, à savoir  $Z_c$  et  $k$ . la résolution de ce système permet de déterminer l'impédance caractéristique et le nombre d'onde de la façon suivante,

$$Z_c = \pm \left[ \frac{Z_{S1} Z_{S2} (Z_{T1} - Z_{T2}) - Z_{T1} Z_{T2} (Z_{S1} - Z_{S2})}{(Z_{T1} - Z_{T2}) - (Z_{S1} - Z_{S2})} \right]^{1/2}, \quad (5.3)$$

$$k = \frac{1}{2jd} \ln \left[ \frac{Z_{S1} + Z_c}{Z_{S1} - Z_c} \frac{Z_{T1} - Z_c}{Z_{T1} + Z_c} \right]. \quad (5.4)$$

Les impédances  $Z_{T1}$  et  $Z_{T2}$  sont obtenues à partir de l'Éq. (5.2). Il est à noter que dans l'Éq.(5.3), le signe est choisi de telle sorte que la partie réelle de l'impédance caractéristique soit positive. De même, dans l'Éq.(5.4) le logarithme complexe est choisi de telle sorte que la phase augmente de façon continue avec la fréquence (i.e., phase déroulée). Les impédances de surface sont mesurées expérimentalement en utilisant la méthode de la fonction de transfert présentée dans la section 1.4.3 de ce document.



**Figure 5.1** Vue schématique du dispositif expérimental de la méthode à deux microphones et deux cavités

### 5.2.2. La méthode à trois microphones (Iwase et al.)

Le principe de cette méthode consiste à mesurer l'impédance de surface de l'échantillon et une fonction de transfert entre les pressions mesurées de part et d'autre de l'échantillon. Le dispositif expérimental utilisé dans l'implémentation proposée par Iwase *et al.* est représenté à la Figure 5.2. Soit  $A_i$  la pression acoustique de l'onde incidente à la position du microphone  $i$  ( $i=1, 2, 3$ ) et  $R$  le coefficient de réflexion à la surface de l'échantillon. Les pressions acoustiques  $p_i$  mesurées par les microphones  $i$  ( $i=1, 2, 3$ ) peuvent être exprimées par,

$$p_1 = A_2 \left( e^{jk_0L} + R e^{-jk_0L} \right), \quad (5.5)$$

$$p_2 = A_3 \left( e^{jkd} + e^{-jkd} \right) = 2A_3 \cos(kd), \quad (5.6)$$

$$p_2 = A_2 (1 + R), \quad (5.7)$$

$$p_3 = A_3 (1 + 1) = 2A_3, \quad (5.8)$$

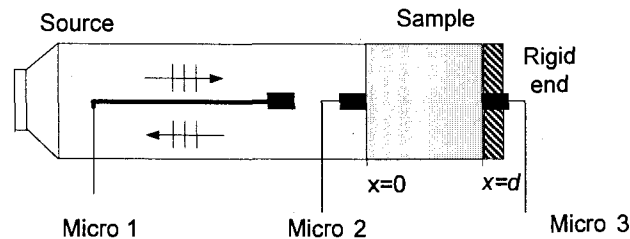
où  $k_0$  et  $k$  sont respectivement le nombre d'onde dans l'air et dans le matériau, et  $d$  est l'épaisseur de l'échantillon. La fonction de transfert  $H_{23}$  entre les microphones 2 et 3 est donc donnée par,

$$H_{23} = p_2 / p_3 = \cos(kd). \quad (5.9)$$

Ainsi, le nombre d'onde complexe est donné par,

$$k = \cos^{-1}(H_{23}) / d. \quad (5.10)$$

D'autre part, l'impédance caractéristique du matériau est obtenue par la relation,



**Figure 5.2** Vue schématique du dispositif expérimental utilisé par Iwase *et al.*



$$Z_C = jZ_0 \frac{1+R}{1-R} \tan(kd), \quad (5.11)$$

où le coefficient de réflexion  $R$  est donné par,

$$R = \frac{e^{jk_0s} - H_{12}}{H_{12} - e^{-jk_0s}}. \quad (5.12)$$

### 5.2.3. La méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song et Bolton)

Le dispositif expérimental utilisé dans cette méthode est identique à celui de la Figure 4.1 avec une terminaison anéchoïque. Les expressions de la pression et la vitesse acoustique dans la section du tube en amont et en aval du matériau peuvent être exprimées respectivement par

$$p(x) = \begin{cases} Ae^{-jk_0x} + Be^{jk_0x} & \text{pour } x \leq 0 \\ Ce^{-jk_0x} + De^{jk_0x} & \text{pour } x \geq d \end{cases}$$

$$v(x) = \begin{cases} \frac{Ae^{-jk_0x} - Be^{jk_0x}}{Z_0} & \text{pour } x \leq 0 \\ \frac{Ce^{-jk_0x} - De^{jk_0x}}{Z_0} & \text{pour } x \geq d \end{cases} \quad (5.13)$$

Les coefficients  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  de l'équation (5.13) s'expriment en fonction des pressions  $P_i$ ,  $i=1, 2, 3, 4$  des quatre microphones par,

$$A = \frac{j(P_1e^{jk_0x_2} - P_2e^{jk_0x_1})}{2 \sin[k_0(x_1 - x_2)]} \quad C = \frac{j(P_3e^{jk_0x_4} - P_4e^{jk_0x_3})}{2 \sin[k_0(x_3 - x_4)]} \quad (5.14)$$

$$B = \frac{j(P_2e^{-jk_0x_1} - P_1e^{-jk_0x_2})}{2 \sin[k_0(x_1 - x_2)]} \quad D = \frac{j(P_4e^{-jk_0x_3} - P_3e^{-jk_0x_4})}{2 \sin[k_0(x_3 - x_4)]}$$

D'autres part, les pressions et vitesses acoustiques en  $x=0$  et en  $x=d$  sont liées par la matrice de transfert du matériau par la relation,

$$\begin{Bmatrix} p \\ u \end{Bmatrix}_{x=0} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} p \\ u \end{Bmatrix}_{x=d} \quad (5.15)$$

Par ailleurs, le principe de la réciprocité (si effets non linéaires négligés) exige que le déterminant de la matrice de transfert soit égal à 1, i.e.,  $T_{11}T_{22}-T_{21}T_{12}=1$ . Si de plus le matériau est symétrique, alors les coefficients  $T_{11}$  et  $T_{22}$  de la matrice de transfert sont identiques, i.e.,  $T_{11}=T_{22}$ . Dans ce cas, les coefficients de la matrice de transfert peuvent être exprimés en fonction des pressions et vitesses en  $x=0$  et  $x=d$  par,

$$\begin{aligned} T_{11} &= \frac{p(d)v(d) + p(0)v(0)}{p(0)v(d) + p(d)v(0)} & T_{21} &= \frac{(v(0))^2 - (v(d))^2}{p(0)v(d) + p(d)v(0)} \\ T_{12} &= \frac{(p(0))^2 - (p(d))^2}{p(0)v(d) + p(d)v(0)} & T_{22} &= \frac{p(d)v(d) + p(0)v(0)}{p(0)v(d) + p(d)v(0)} \end{aligned} \quad (5.16)$$

La matrice de transfert d'une couche de matériau poreux homogène et symétrique d'épaisseur  $d$  étant donnée par,

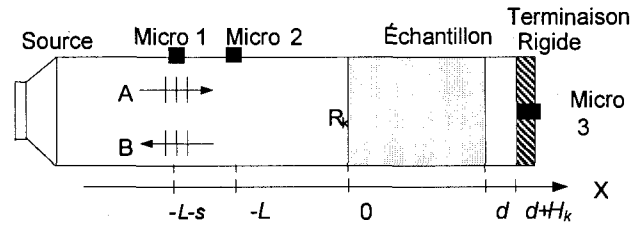
$$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos kd & jZ_C \sin kd \\ j \sin kd / Z_C & \cos kd \end{bmatrix}, \quad (5.17)$$

le nombre d'onde complexe et l'impédance caractéristique sont donc obtenus par,

$$\begin{aligned} k &= \frac{1}{d} \cos^{-1}(T_{11}) \\ Z_C &= \frac{1}{d} \sin^{-1}(\sqrt{-T_{12}T_{21}}) \end{aligned} \quad (5.18)$$

### 5.3. La nouvelle méthode à trois microphones

Cette nouvelle méthode dérive d'une combinaison de l'approche de la matrice de transfert et de la méthode à trois microphones proposée par Iwase *et al.*<sup>3</sup>. Comme dans la méthode à deux cavités, cette méthode nécessite deux mesures indépendantes, une première avec la terminaison rigide et une seconde avec une cavité suivie de la terminaison rigide. Le dispositif expérimental utilisé est similaire à celui de Iwase *et al.*, à la différence que la difficulté technologique supplémentaire due à la position du microphone 2 dans le dispositif de Iwase *et al.* est supprimée. En effet, dans cette nouvelle méthode, le microphone 2 est situé sur la paroi du tube à une distance  $s$  du microphone 1 comme dans la méthode à deux cavités (voir Figure 5.3). Le nombre d'onde complexe et l'impédance caractéristique sont déterminés à partir de la première mesure (avec terminaison rigide) en utilisant une approche reformulée de la méthode



**Figure 5.3** Vue schématique du dispositif expérimental utilisé dans la nouvelle méthode à trois microphones et deux cavités

de Iwase *et al.*. L'indice d'affaiblissement acoustique est déterminé à partir de la deuxième mesure et du coefficient de retransmission caractéristique, un nouveau paramètre intrinsèque du matériau que nous introduisons.

### 5.3.1. Détermination du nombre d'onde complexe et de l'impédance caractéristique

Une vue schématique de la configuration du dispositif expérimental est représentée à la Figure 5.3. L'approche par décomposition d'onde permet d'écrire l'expression de la pression acoustique dans la section amont du tube de la manière suivante,

$$p(x) = Ae^{-jk_0x} + Be^{jk_0x}, \quad (5.19)$$

où  $k_0$  est le nombre d'onde dans l'air. En supposant une onde plane incidente d'amplitude unitaire, les coefficients  $A=1$  et  $B=R_k$  où  $R_k$  est le coefficient de réflexion de l'onde à la surface du matériau en  $x=0$ . Le coefficient de réflexion  $R_k$  s'exprime en fonction de l'impédance de l'air  $Z_0$  et de l'impédance de surface  $Z_S$  à  $x=0$  de la manière suivante,

$$R_k = (Z_S - Z_0)/(Z_S + Z_0), \quad (5.20)$$

où l'impédance de surface  $Z_S$  est obtenue à partir de la fonction de transfert entre les microphones 1 et 2 par,

$$Z_S = jZ_0 \frac{[\sin(k_0(L+s)) - H_{12} \sin(k_0L)]}{[H_{12} \cos(k_0L) - \cos(k_0(L+s))]} \quad (5.21)$$

où dans ce travail les différentes fonctions de transfert sont définies par  $H_{ij} = p_i / p_j$ .

La pression acoustique dans la section amont du tube peut alors se réécrire comme,

$$p(x) = \frac{2}{Z_S + Z_0} [Z_S \cos(k_0 x) - jZ_0 \sin(k_0 x)]. \quad (5.22)$$

Ainsi, la fonction de transfert  $H_{0d}$  entre les pressions acoustiques à  $x=0$  et à  $x=d$  peut s'écrire de la manière suivante,

$$H_{0d} = \frac{P_{x=0}}{P_{x=d}} = \frac{P_{x=0}}{P_{x=-L}} H_{23} = \frac{Z_S}{Z_S \cos(k_0 L) + jZ_0 \sin(k_0 L)} H_{23}. \quad (5.23)$$

Lorsque l'épaisseur de la cavité  $H_k$  est fixée à zéro (i.e., mesure faite sans cavité et avec terminaison rigide), tenant compte de l'Éq. (5.10), le nombre d'onde complexe s'écrit alors,

$$k = \cos^{-1}(H_{0d})/d. \quad (5.24)$$

Et finalement, l'impédance caractéristique s'obtient par,

$$Z_C = jZ_S \tan(kd). \quad (5.25)$$

Si le matériau est symétrique selon le critère du CHAPITRE 3, alors  $k$  et  $Z_C$  sont les propriétés acoustiques intrinsèques du matériau telles que définies en général. Par contre, si le matériau ne respecte pas le critère de symétrie, alors  $k$  et  $Z_C$  sont des propriétés équivalentes qui n'ont pas vraiment de sens physique.

### 5.3.2. Formulation théorique du coefficient de transmission « apparent » et du coefficient de transmission du matériau

La pression et la vitesse acoustique aux positions  $x=0$  et  $x=d$  peuvent s'écrire respectivement,

$$\begin{aligned} p_0 &= A(1 + R_k); & p_d &= (1 + R_t) \tau_k e^{-jk_0 d} \\ u_0 &= \frac{A}{Z_0}(1 - R_k); & u_d &= (1 - R_t) \frac{\tau_k}{Z_0} e^{-jk_0 d} \end{aligned} \quad (5.26)$$

où  $R_k$  est le coefficient de réflexion en  $x=0$  à la surface du matériau suivi d'une cavité d'épaisseur  $H_k$  et d'une terminaison rigide ;  $R_t$  est le coefficient de réflexion de la terminaison vu à  $x=d$  ( $R_t = e^{-2jk_0 H_k}$  pour la terminaison rigide précédée d'une cavité d'air d'épaisseur  $H_k$ ). Dans les équations précédentes, la quantité  $\tau_k$  est un coefficient de transmission

« apparent » de l'échantillon. Lorsque  $H_k$  tend vers l'infini,  $\tau_k = \tau_\infty$  et correspond au coefficient de transmission de l'échantillon.

En modélisant le matériau par sa matrice de transfert, les pressions acoustiques et vitesses en  $x=0$  et  $x=d$  sont reliées par la relation,

$$\begin{Bmatrix} p_0 \\ u_0 \end{Bmatrix} = T_{21} \begin{bmatrix} \zeta_1 & \zeta_2 \\ 1 & \zeta_3 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} p_d \\ u_d \end{Bmatrix}, \quad (5.27)$$

où les variables  $\zeta_i$  sont définies par,

$$\zeta_1 = \frac{T_{11}}{T_{21}}, \quad \zeta_2 = \frac{T_{12}}{T_{21}}, \quad \zeta_3 = \frac{T_{22}}{T_{21}}, \quad (5.28)$$

et les variables  $T_{ij}$  représentent les composantes de la matrice de transfert.

Par le principe de la réciprocité en acoustique linéaire, le déterminant de la matrice de transfert est égal à 1. Par conséquent, la composante de la matrice de transfert  $T_{21}$  et les variables  $\zeta_i$  sont liées par,

$$T_{21}^2 = \frac{1}{\zeta_1 \zeta_3 - \zeta_2}. \quad (5.29)$$

De l'Éq. (5.27) et des Éqs. (5.26) et (5.29), le coefficient de transmission « apparent »  $\tau_k$  est donné par,

$$\tau_k = \frac{(1 + R_k) \sqrt{\zeta_1 \zeta_3 - \zeta_2}}{\zeta_1 (1 + R_t) + \frac{\zeta_2}{Z_0} (1 - R_t)} e^{jk_0 d}. \quad (5.30)$$

Des Éqs. (5.26) et (5.27), on obtient,

$$1 + R_k = 2 \frac{\zeta_1 (1 + R_t) + \frac{\zeta_2}{Z_0} (1 - R_t)}{(Z_0 + \zeta_1 + \zeta_3 + \frac{\zeta_2}{Z_0}) + R_t (Z_0 + \zeta_1 - \zeta_3 - \frac{\zeta_2}{Z_0})}. \quad (5.31)$$

Finalement, en substituant (5.30) dans (5.31), on obtient,

$$\tau_k = \frac{2\sqrt{\zeta_1\zeta_3 - \zeta_2}}{(Z_0 + \zeta_1 + \zeta_3 + \frac{\zeta_2}{Z_0}) + R_t(Z_0 + \zeta_1 - \zeta_3 - \frac{\zeta_2}{Z_0})} e^{jk_0d}. \quad (5.32)$$

Le coefficient de transmission de l'échantillon  $\tau_\infty$  (terminaison anéchoïque, i.e.,  $R_t=0$ ) est donné par,

$$\tau_\infty = \frac{2\sqrt{\zeta_1\zeta_3 - \zeta_2}}{(Z_0 + \zeta_1 + \zeta_3 + \frac{\zeta_2}{Z_0})} e^{jk_0d}. \quad (5.33)$$

### 5.3.3. Introduction du coefficient de retransmission caractéristique

En introduisant la quantité  $\tau_c$  définie par,

$$\tau_c = \frac{2\sqrt{\zeta_1\zeta_3 - \zeta_2}}{(Z_0 + \zeta_1 - \zeta_3 - \frac{\zeta_2}{Z_0})} e^{jk_0d}, \quad (5.34)$$

le coefficient de transmission « apparent » peut se mettre sous la forme,

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{1}{\tau_\infty} + \frac{R_t}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_\infty} + \frac{1}{\tau_c e^{j2k_0H_k}}. \quad (5.35)$$

La quantité  $\tau_c$  que nous appelons le coefficient de retransmission caractéristique, dépend essentiellement des propriétés intrinsèques du matériau. Cette quantité caractérise la partie de l'onde incidente se propageant dans la section du tube en aval de l'échantillon, qui s'ajoute « en parallèle » à la première onde transmise. L'addition est due aux multiples réflexions entre l'échantillon et la terminaison dans la section du tube en aval de l'échantillon. Cette addition est également affectée par l'épaisseur de la cavité afin de prendre en compte le déphasage entre la première onde transmise et les ondes transmises d'ordre supérieur, provenant des réflexions sur la terminaison dans la section du tube en aval de l'échantillon.

5.3.4. Procédure de détermination expérimentale du coefficient de transmission « apparent », et de l'indice d'affaiblissement acoustique

- Détermination du coefficient de transmission « apparent »

Les pressions acoustiques dans les sections du tube en amont et en aval de l'échantillon s'écrivent respectivement,

$$p_1(x) = A \left( e^{-jk_0x} + R_k e^{jk_0x} \right), \quad (5.36)$$

$$p_3(x) = A \left( e^{-jk_0x} + R'_k e^{jk_0x} \right) \tau_k, \quad (5.37)$$

où  $R'_k$  est le coefficient de réflexion de la terminaison vu à  $x=0$ , et donnée par,

$$R'_k = e^{-j2k_0(d+H_k)}. \quad (5.38)$$

La pression acoustique  $p_3(x)$  peut alors s'écrire sous la forme,

$$p_3(x) = 2\tau_k A \cos(k_0(x-d-H_k)) e^{-jk_0(d+H_k)}. \quad (5.39)$$

Ainsi, les fonctions de transfert  $H_{31}$  et  $H_{21}$  entre les microphones 3 et 1 et les microphones 2 et 1 s'écrivent respectivement,

$$H_{31}(H_k) = \frac{p_3}{p_1} = \frac{2\tau_k \cos(k_0(x_3-d-H_k)) e^{-jk_0(d+H_k)}}{e^{jk_0(L+s)} + R_k e^{-jk_0(L+s)}}, \quad (5.40)$$

$$H_{21}(H_k) = \frac{p_2}{p_1} = \frac{e^{jk_0L} + R_k e^{-jk_0L}}{e^{jk_0(L+s)} + R_k e^{-jk_0(L+s)}}. \quad (5.41)$$

Le coefficient de transmission « apparent » est alors obtenu de la façon suivante,

$$\tau_k = H_{31}(H_k) \frac{e^{jk_0(L+s)} + R_k e^{-jk_0(L+s)}}{2 \cos(k_0(x_3-d-H_k))} e^{jk_0(d+H_k)}, \quad (5.42)$$

où le coefficient de réflexion  $R_k$  est donné par,

$$R_k = \frac{H_{12}(H_k) - e^{jk_0s}}{e^{-jk_0s} - H_{12}(H_k)} e^{2jk_0L}. \quad (5.43)$$

- Détermination de l'indice d'affaiblissement acoustique

Dans le cas où le matériau est symétrique, le coefficient de transmission s'obtient directement à partir de l'Éq. (5.33), où les coefficients  $\zeta_i$  s'expriment en fonction de l'impédance caractéristique et du nombre d'onde complexe de la façon suivante :

$$\zeta_1 = \zeta_3 = -jZ_C \cot(kd), \quad \zeta_2 = Z_C^2. \quad (5.44)$$

Dans le cas où le matériau est non symétrique, deux coefficients de transmission « apparent »  $\tau_1$  et  $\tau_2$  sont mesurés respectivement avec des cavités d'épaisseur  $H_1$  et  $H_2$ . Le coefficient de retransmission caractéristique se déduit de l'Éq. (5.35) de la manière suivante,

$$\tau_c = 2j \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_1 - \tau_2} \sin(k_0(H_2 - H_1)) e^{-jk_0(H_1 + H_2)}. \quad (5.45)$$

Finalement, le coefficient de transmission est déduit de l'Éq. (5.46) avec  $k=1$  ou  $2$ . Dans l'un ou l'autre cas, l'indice d'affaiblissement acoustique s'obtient par,

$$nSTL = -20 \log(|\tau_\infty|). \quad (5.46)$$

#### 5.4. Validation expérimentale de la nouvelle méthode à trois microphones

Le tube d'impédance utilisé a un diamètre de 44.5 mm, la distance  $s$  entre les microphones 1 et 2 est de 25 mm et la distance  $L$  entre le microphone 2 et l'échantillon est de 45 mm. La source et le filtre utilisés permettent de produire un signal dans la plage 40Hz-4000Hz. Un analyseur FFT à deux canaux et deux microphones de 1/4" ont été utilisés pour faire les mesures. Un des deux microphones a été fixé à la position 3, tandis que le second microphone était fixé alternativement à la position 1 et à la position 2, ce qui permettait de mesurer successivement les fonctions de transfert  $H_{13}$  et  $H_{23}$ . La fonction de transfert  $H_{12}$  est obtenue par le ratio  $H_{13}/H_{23}$ . Pour gagner en temps, il serait pratique d'utiliser un analyseur à trois canaux et trois microphones. Nous avons également effectué des mesures afin de comparer cette nouvelle méthode à 3 microphones aux méthodes à 4 microphones. À cet effet, le même analyseur FFT à deux canaux et deux microphones 1/4" ont été utilisés. Un microphone a été



fixé à la position 1 tandis que le deuxième microphone était alternativement fixé aux positions 2, 3 et 4 (voir Figure 4.1). Une terminaison anéchoïque a été utilisée pour faire les mesures qui ont permis de déterminer les propriétés intrinsèques par la méthode de la matrice de transfert proposé par Song et Bolton<sup>1</sup>. Une terminaison anéchoïque et un absorbant sont les deux charges utilisées pour mesurer l'indice d'affaiblissement par la formule générale par décomposition d'onde (CHAPITRE 4). Pour la méthode à deux microphones et deux cavités, nous avons utilisé un fond rigide (cavité nulle) et une cavité de 10 mm. Enfin, pour la nouvelle méthode à trois microphones, nous avons également utilisé une cavité de 10 mm pour la seconde mesure. La mesure des fonctions de transfert s'est faite concomitamment pour ces deux dernières méthodes.

Nous avons effectué une première validation de la nouvelle méthode à 3 microphones sur trois matériaux symétriques : une mousse de mélamine de 51 mm d'épaisseur, une laine minérale acoustique de 42.5 mm d'épaisseur et une laine d'isolation acoustique/thermique de 76 mm d'épaisseur. Le test de symétrie (voir CHAPITRE 3) indiquait que ces matériaux sont symétriques. En conséquence, l'utilisation de l'Éq. (5.37) est justifiée. Dans le cas contraire, il aurait fallu utiliser l'Éq. (5.47) ; les méthodes de Utsuno *et al.* et de Song et Bolton seraient alors non applicable. Pour chacun de ces matériaux, trois échantillons différents ont été testés. Les résultats de ces tests ont permis de comparer les propriétés intrinsèques obtenues par la nouvelle méthode à 3 microphones à celles obtenues par les méthodes à 2 microphones (Utsuno *et al.*<sup>2</sup>) et à 4 microphones (Song et Bolton<sup>1</sup>). Nous avons particulièrement analysé la fidélité (reproductibilité) des résultats de chacune de ces méthodes par le biais de l'écart-type, et nous avons également discuté de leurs précisions respectives dans la gamme des basses fréquences (<300Hz). Il est à noter que n'ayant pas encore effectué les mesures sur des matériaux non symétriques, la validation expérimentale de la procédure de mesure de l'indice d'affaiblissement sonore des matériaux non symétriques ne sera pas présentée dans le cadre de cette thèse ; ce travail fera l'objet d'un article à soumettre pour publication dans un proche avenir.

#### 5.4.1. Le nombre d'onde complexe

Le nombre d'onde complexe moyen de chacun des trois matériaux est représenté à la Figure 5.4. Sur cette figure, les résultats obtenus par les trois méthodes sont comparés. A la lumière

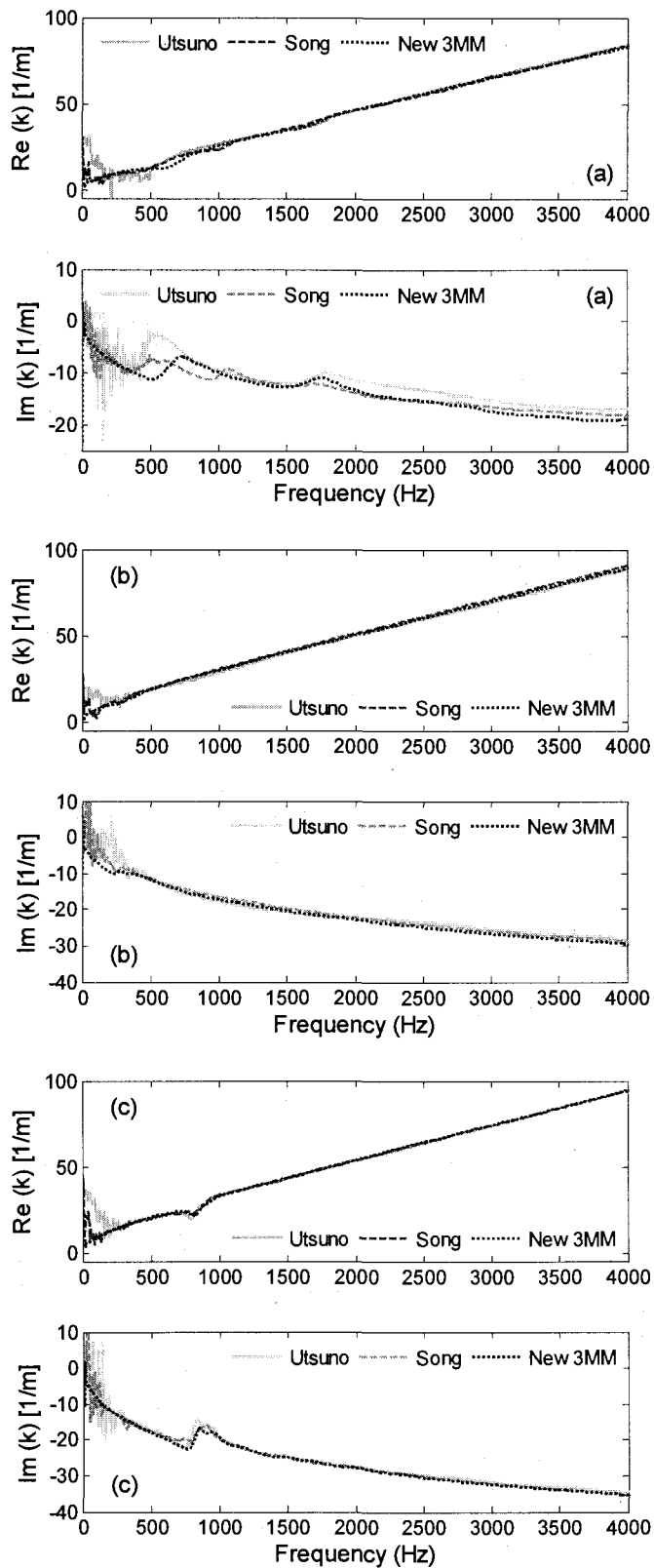
de ces résultats, nous remarquons que les trois méthodes sont en très bon accord. Nous remarquons également que, dans le régime des basses fréquences, la nouvelle méthode à trois microphones semble être la seule méthode pour laquelle la mesure est exempte de bruit. Ce constat est d'ailleurs confirmé par la Figure 5.5. En effet, sur cette figure, nous remarquons qu'avec la nouvelle méthode à trois microphones le nombre d'onde complexe est mesuré sans bruit et avec une très bonne précision jusqu'à la fréquence minimale générée par la source du signal (40 Hz). Pour obtenir une telle précision avec les deux autres méthodes, il faut nécessairement utiliser un système avec plusieurs écarts microphoniques. Cependant la procédure devient alors fastidieuse et coûteuse en temps de mesure. Signalons tout de même qu'au regard de ces résultats, la méthode à deux microphones apparaît comme la plus limitée dans le régime des basses fréquences par l'écart microphonique.

Avec l'écart microphonique utilisé, la méthode à deux microphones et deux cavités permet de mesurer le nombre d'onde seulement jusqu'à 300 Hz dans le meilleur des cas (avec les laines). La méthode de la matrice de transfert à quatre microphones permet, quant à elle, de faire la mesure dans le meilleur des cas jusqu'à la fréquence de 200 Hz. Il est important de rappeler ici que les fonctions de transfert ayant alimentées la nouvelle méthode à trois microphones et celles ayant alimentées la méthode à deux microphones et deux cavités sont identiques car elles ont été mesurées simultanément avec le même dispositif expérimental. Par contre, les fonctions de transferts ayant alimentées la méthode à quatre microphones ont été mesurées indépendamment dans un autre dispositif (i.e., même montage en amont du matériau, mais montage différent en aval). Finalement, la moyenne et l'écart-type de la mesure du nombre d'onde complexe obtenus avec chacune des trois méthodes sont représentés sur les Figure 5.6-5.8 respectivement pour la mousse de mélamine, la laine d'isolation thermique/phonique, et la laine minérale acoustique. Ces figures montrent qu'en général les trois méthodes ont un niveau de fidélité similaire lors de la mesure du nombre d'onde complexe dans le régime des moyennes et hautes fréquences. Cependant, dans le régime des basses fréquences, en plus d'être la plus précise, la méthode à trois microphones apparaît également être la plus fidèle.

**Figure 5.4** Nombre d'onde complexe de chacun des trois matériaux mesuré par trois méthodes.

La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno) ; la méthode à 4 microphones basée sur la matrice de transfert à quatre microphones (Song) ; et la nouvelle méthode à trois microphones (New 3MM).

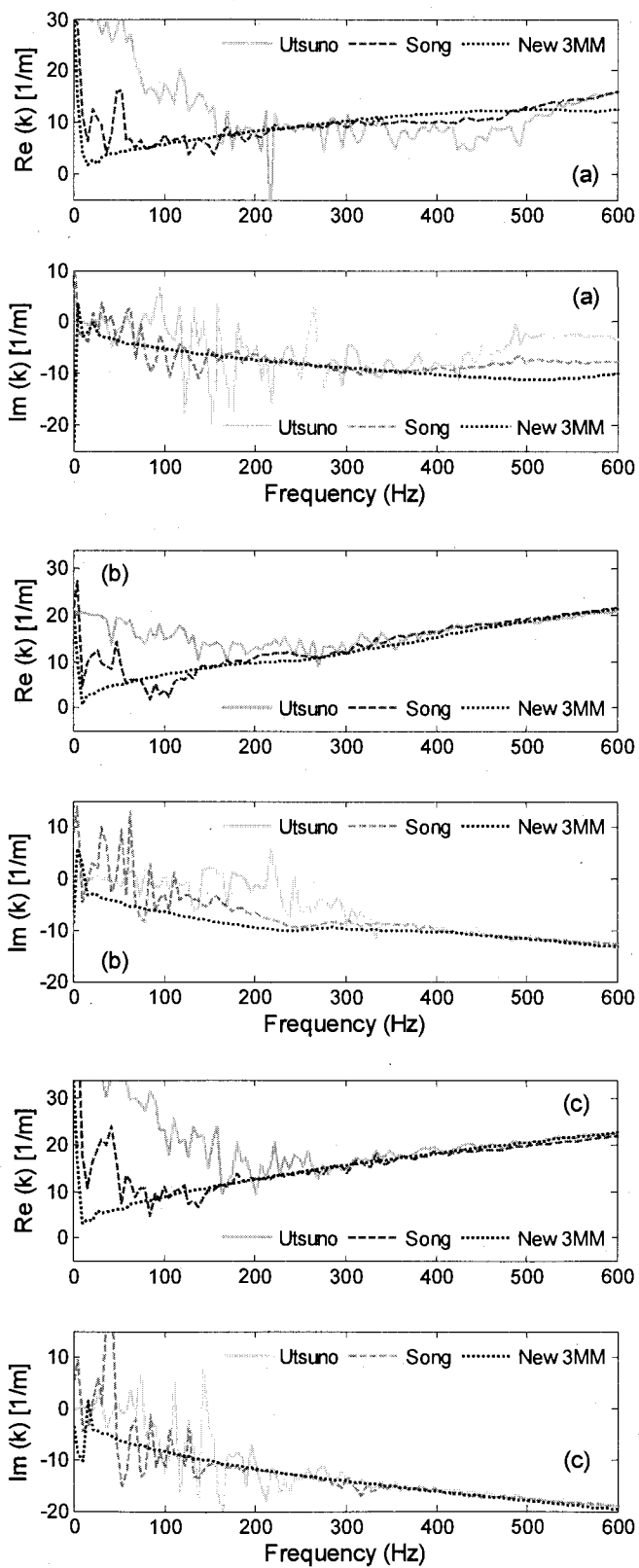
- a) Mousse de Mélamine.
- b) Laine d'isolation thermique /acoustique.
- c) Laine minérale acoustique.



**Figure 5.5** Précision à basses fréquences des trois méthodes utilisées pour la mesure du nombre d'onde complexe.

La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno) ; la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song) ; et la nouvelle méthode à trois microphones (New 3MM).

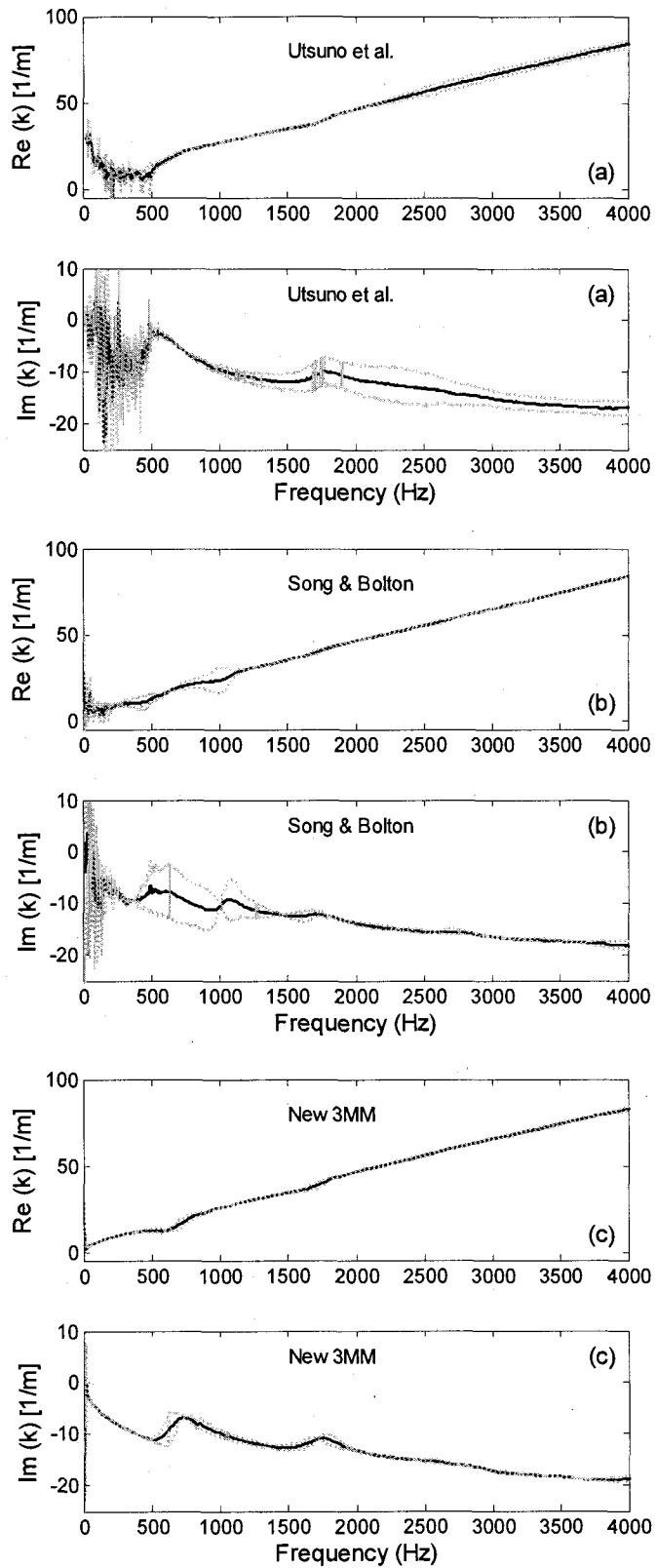
- a) Mousse de Mélamine.
- b) Laine d'isolation thermique /acoustique.
- c) Laine minérale acoustique.



**Figure 5.6** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du nombre d'onde complexe. Cas de la mousse de mélamine.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

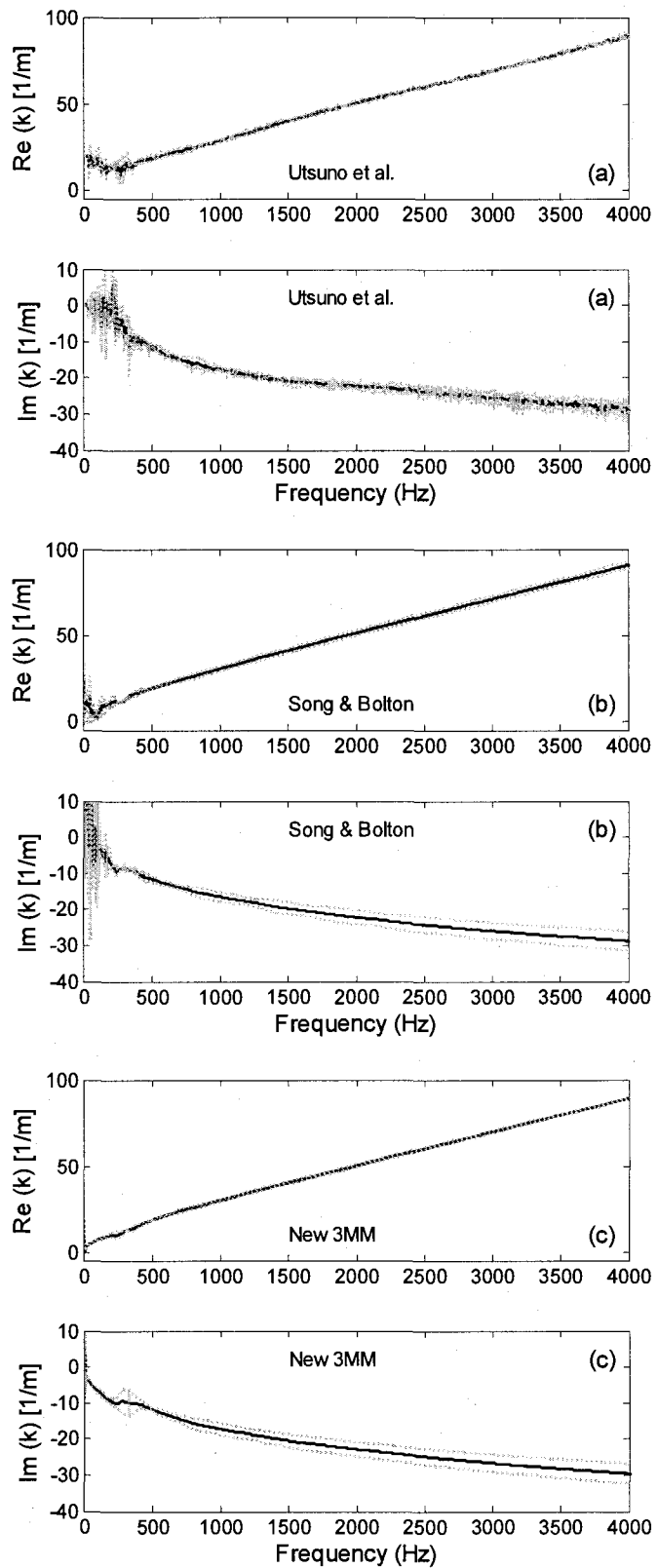
- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



**Figure 5.7** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du nombre d'onde complexe. Cas de la laine d'isolation thermique /acoustique.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

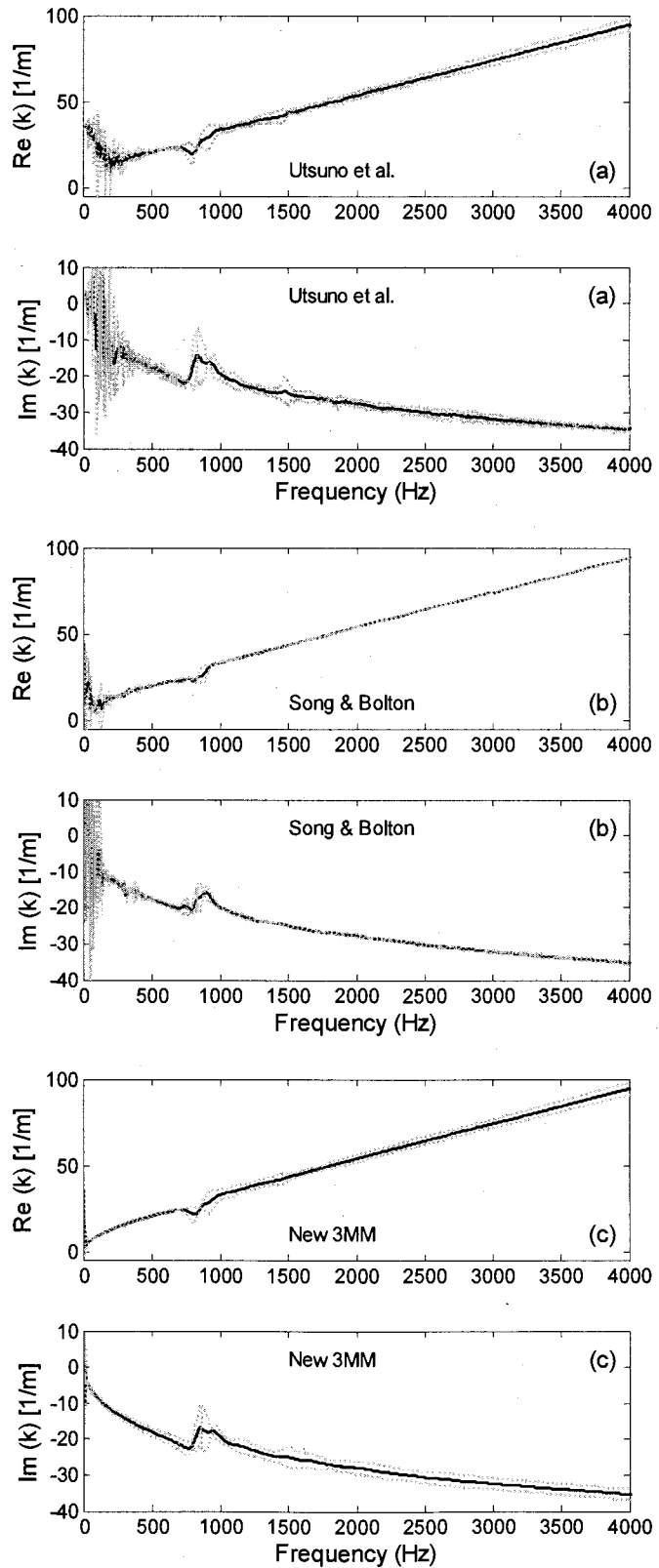
- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



**Figure 5.8** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du nombre d'onde complexe. Cas de la laine minérale acoustique.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



#### 5.4.2. *L'impédance caractéristique*

La Figure 5.9 montre qu'en général les trois méthodes sont en très bon accord. Nous remarquons également que la nouvelle méthode à trois microphones et celle de la matrice de transfert à quatre microphones semblent être les plus précises, notamment à basses fréquences. En effet la Figure 5.10 montre également que pour la mesure de l'impédance caractéristique dans le régime des basses fréquences, la nouvelle méthode à trois microphones a une précision comparable sinon supérieure dans certains cas, à celle de la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones. L'impédance caractéristique obtenue avec la nouvelle méthode à trois microphones est exempte de bruit à partir de 100 Hz pour la mousse de mélamine et 150 Hz pour les deux autres matériaux. La mesure obtenue avec la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones est exempte de bruit à partir de 200 Hz pour la mousse de mélamine et 150 Hz pour les deux autres matériaux. Par contre, la mesure obtenue avec la méthode à deux microphones est exempte de bruit seulement à partir de 500 Hz pour la mousse de mélamine, 300 Hz pour les deux autres matériaux.

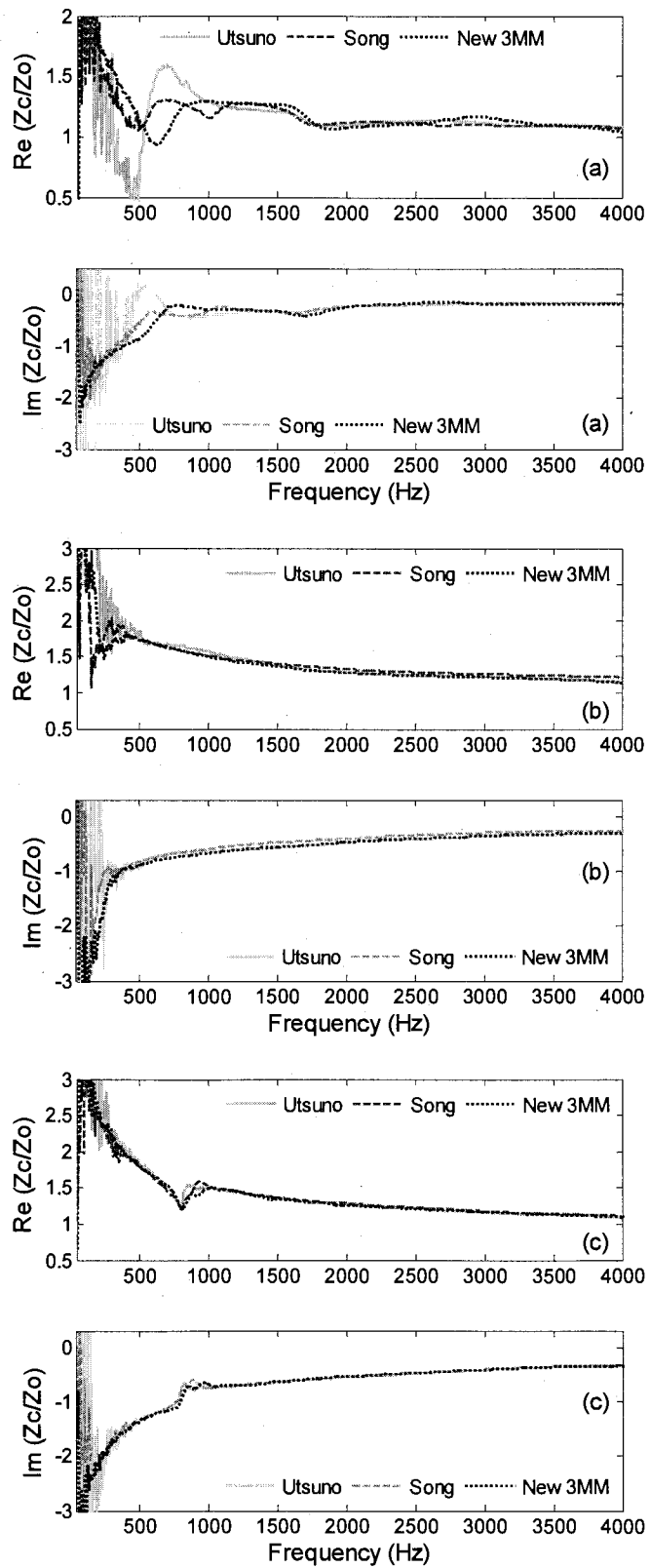
Sur les Figure 5.11-5.13, nous comparons la fidélité de chaque méthode lors de la mesure de l'impédance caractéristique de chacun des trois matériaux. Ces figures montrent que dans les trois cas, la nouvelle méthode à trois microphones est la plus fidèle des trois méthodes tandis que la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones est la moins fidèle. Dans le régime des basses fréquences, la méthode à deux microphones est très vite limitée. En effet, celle-ci devient très peu fidèle en dessous de 500Hz. D'autre part, contrairement à la tendance observée sur la mesure du nombre d'onde complexe avec la nouvelle méthode à trois microphones, ici on note une augmentation relative de l'écart-type dans le régime des basses fréquences. Cette relative imprécision pourrait affecter la qualité des mesures de la densité dynamique et du module d'incompressibilité en basses fréquences. La bonne précision obtenue dans ce régime avec cette méthode lors de la mesure du nombre d'onde complexe pourrait ainsi être noyée. Nonobstant cet état des faits, cette nouvelle méthode à trois microphones reste tout de même la plus fidèle des trois y compris dans le régime des basses fréquences.



**Figure 5.9** Impédance caractéristique de chacun des trois matériaux mesurée par trois méthodes

La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno) ; la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song) ; et la nouvelle méthode à trois microphones (New 3MM).

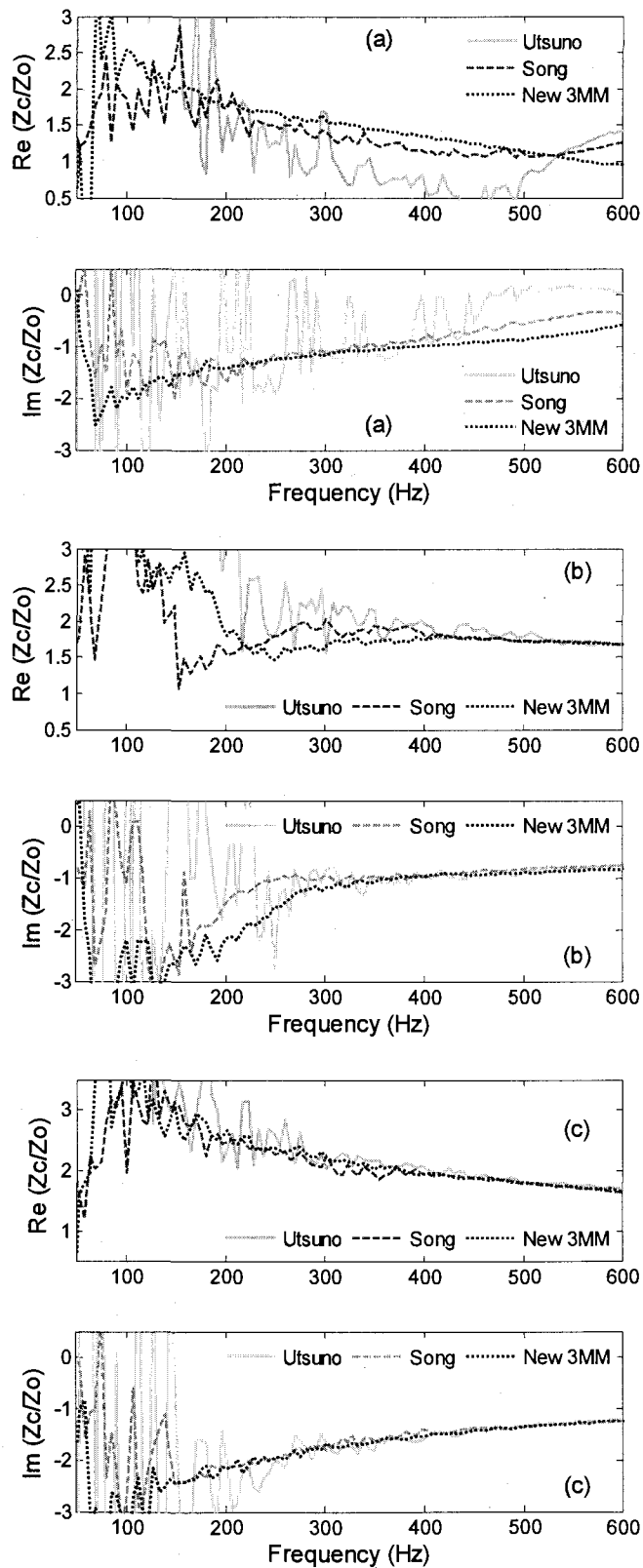
- a) Mousse de Mélamine.
- b) Laine d'isolation thermique /acoustique.
- c) Laine minérale acoustique.



**Figure 5.10** Précision à basses fréquences des trois méthodes utilisées pour la mesure de l'impédance caractéristique.

La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno) ; la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song) ; et la nouvelle méthode à trois microphones (New 3MM).

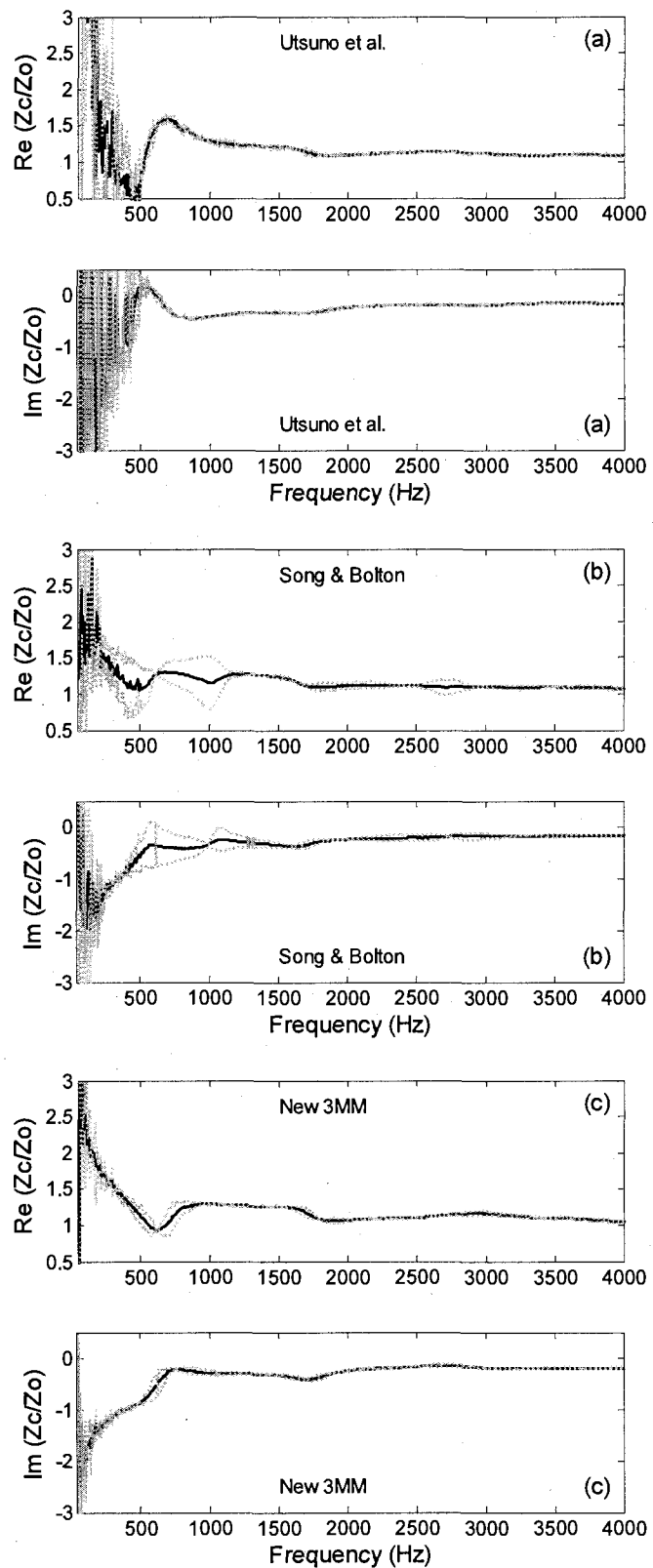
- a) Mousse de Mélamine.
- b) Laine d'isolation thermique /acoustique.
- c) Laine minérale acoustique.



**Figure 5.11** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de l'impédance caractéristique. Cas de la mousse de mélamine.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

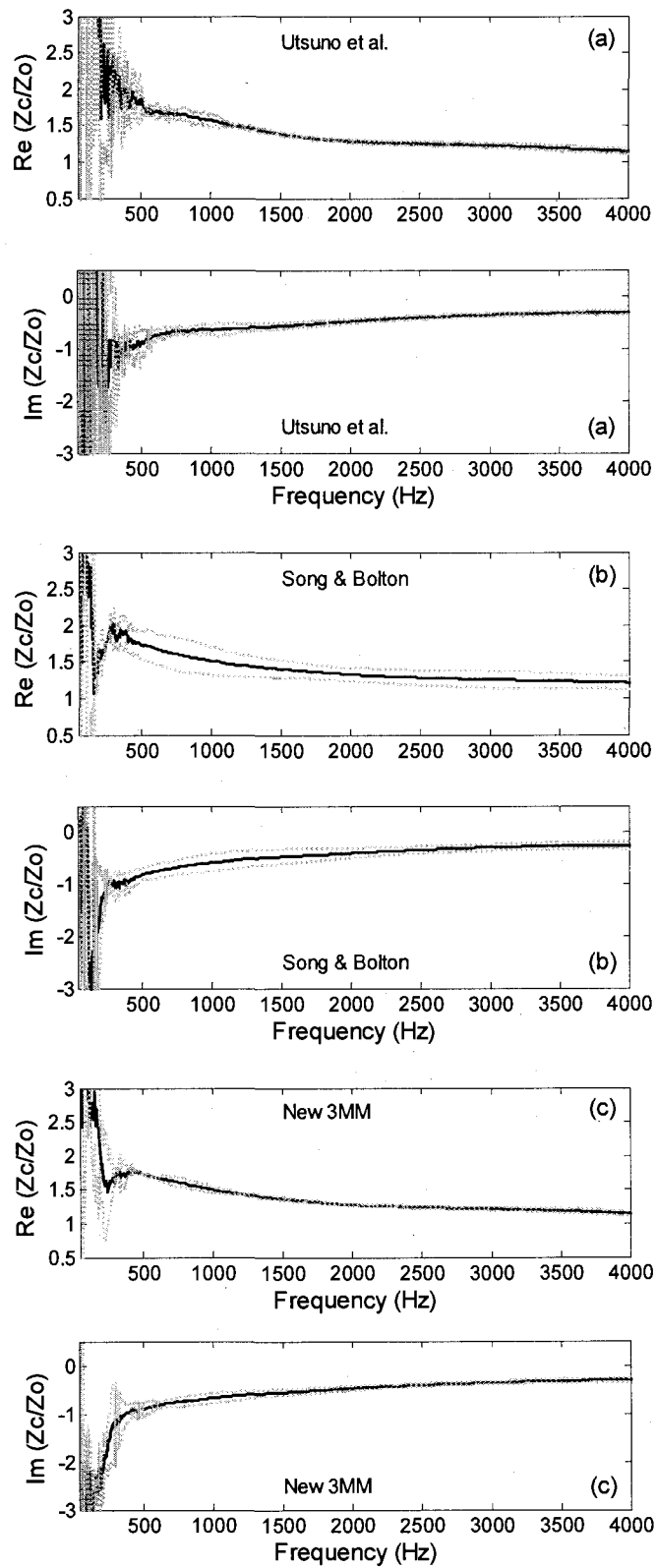
- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



**Figure 5.12** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de l'impédance caractéristique. Cas de la laine d'isolation thermique/acoustique.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

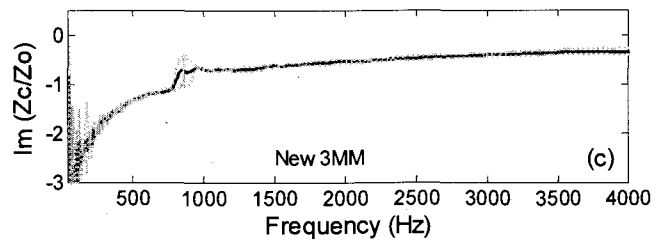
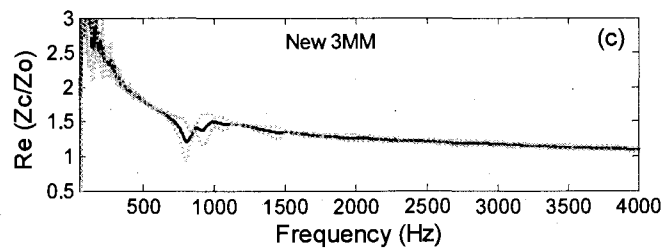
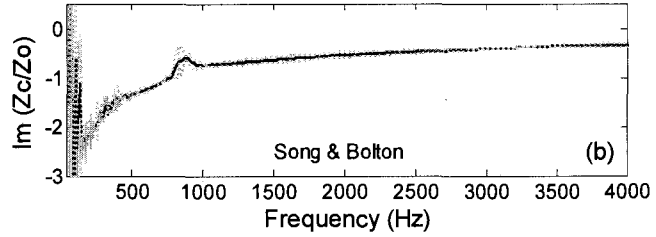
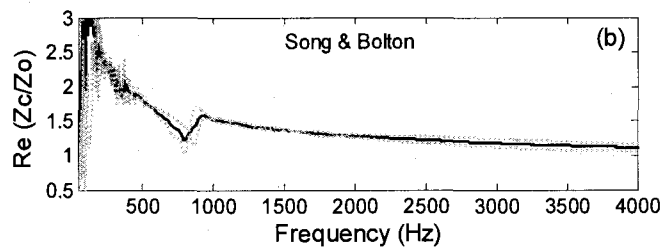
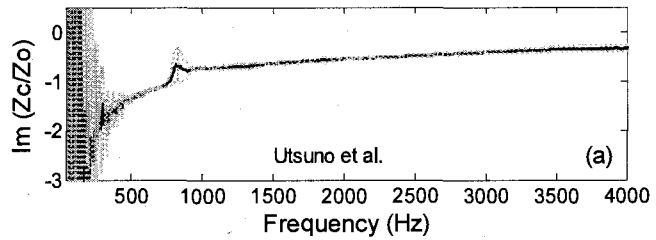
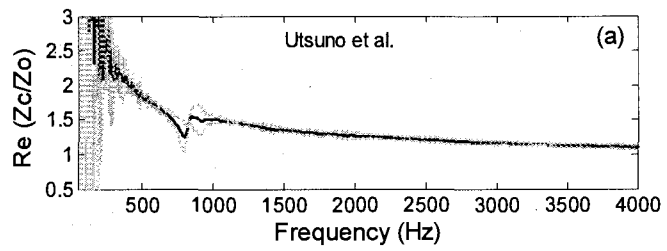
- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



**Figure 5.13** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de l'impédance caractéristique. Cas de la laine minérale acoustique

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



### 5.4.3. *La densité dynamique équivalente*

En général, les mesures de la densité dynamique équivalente obtenues par les trois méthodes sont en bon accord comme le montre la Figure 5.14. Toutefois, comme on pouvait s'y attendre compte tenu des résultats précédents, la méthode à deux microphones est très vite limitée dans le régime des basses fréquences. En effet, comme le montre la Figure 5.15, la mesure fournie par cette méthode devient très bruitée à partir de 500 Hz pour la mélamine et de 300 Hz au meilleur des cas pour les deux autres matériaux. Ceci est une conséquence directe de l'imprécision obtenue lors de la mesure de l'impédance caractéristique et du nombre d'onde complexe par cette méthode. Comme nous l'avons mentionné plus haut, il est possible d'obtenir une précision acceptable avec cette méthode dans le régime des basses fréquences. Pour ce faire, il faut nécessairement utiliser un système dans lequel il est possible d'augmenter l'espace inter-microphonique avec les inconvénients qui en résultent en termes de temps de mesure.

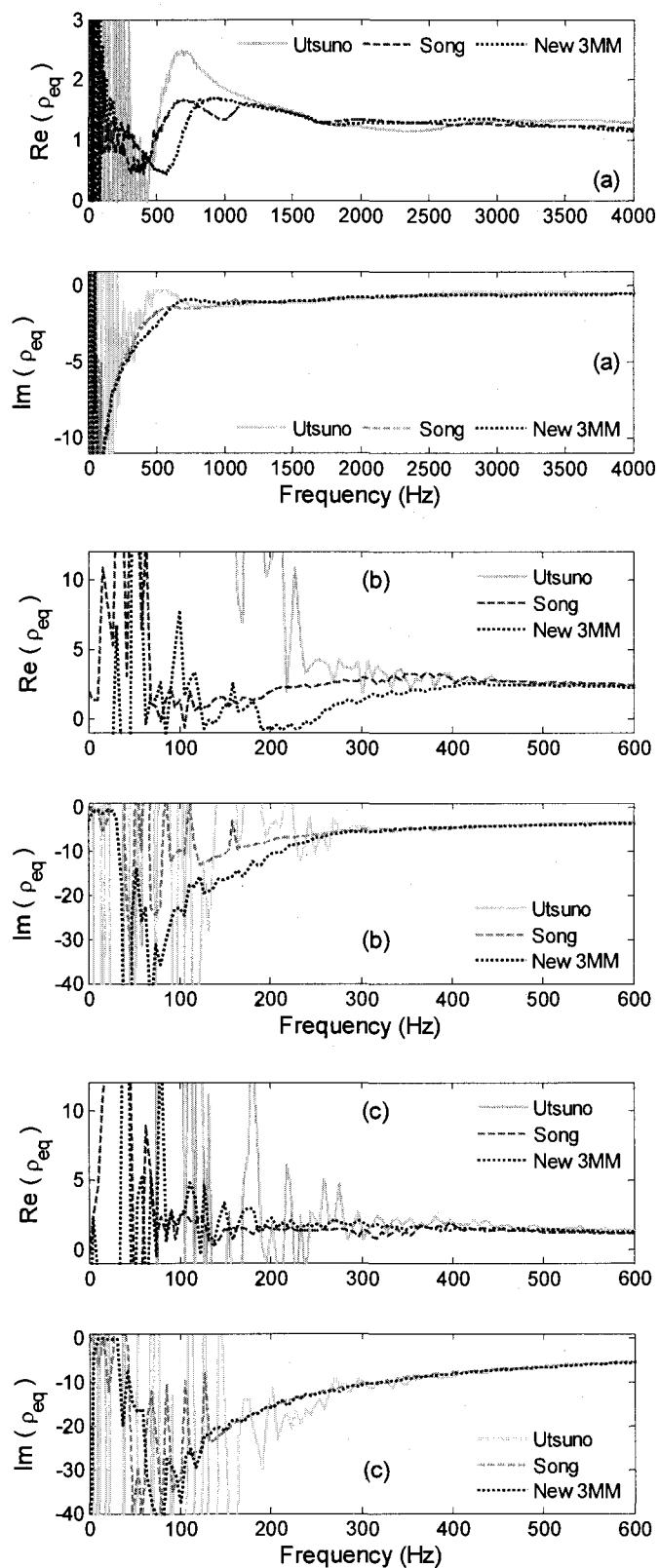
La nouvelle méthode à trois microphones et la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones semblent avoir une précision comparable. En effet, ces deux méthodes permettent d'avoir une bonne mesure jusqu'à la fréquence de 200 Hz et même, dans certains cas, jusqu'à 100 Hz (notamment avec la mélamine). Notons toutefois qu'avec ces deux méthodes, en général la partie imaginaire est mesurée avec beaucoup plus de précision que la partie réelle. Ceci est visible sur les résultats obtenus avec la laine d'isolation thermique/phonique et la laine minérale acoustique. En effet, pour ces deux matériaux, la partie imaginaire est mesurée avec une bonne précision jusqu'à la fréquence de 100 Hz lorsqu'on utilise la nouvelle méthode à trois microphones et 125 Hz lorsqu'on utilise la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.

Cependant au niveau de la fidélité de la mesure, la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones semble être une fois de plus la moins fidèle des trois. En effet comme la montre les Figure 5.16-5.18, cette méthode présente en général le plus grand écart-type sur la mesure, en particulier dans le régime des basses fréquences. La nouvelle méthode à trois microphones semble être la plus fidèle des trois. Ceci est une conséquence directe du comportement observé précédemment sur la mesure de l'impédance caractéristique.

**Figure 5.14** Densité dynamique équivalente de chacun des trois matériaux mesurée par trois méthodes.

La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno) ; la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song) ; et la nouvelle méthode à trois microphones (New 3MM).

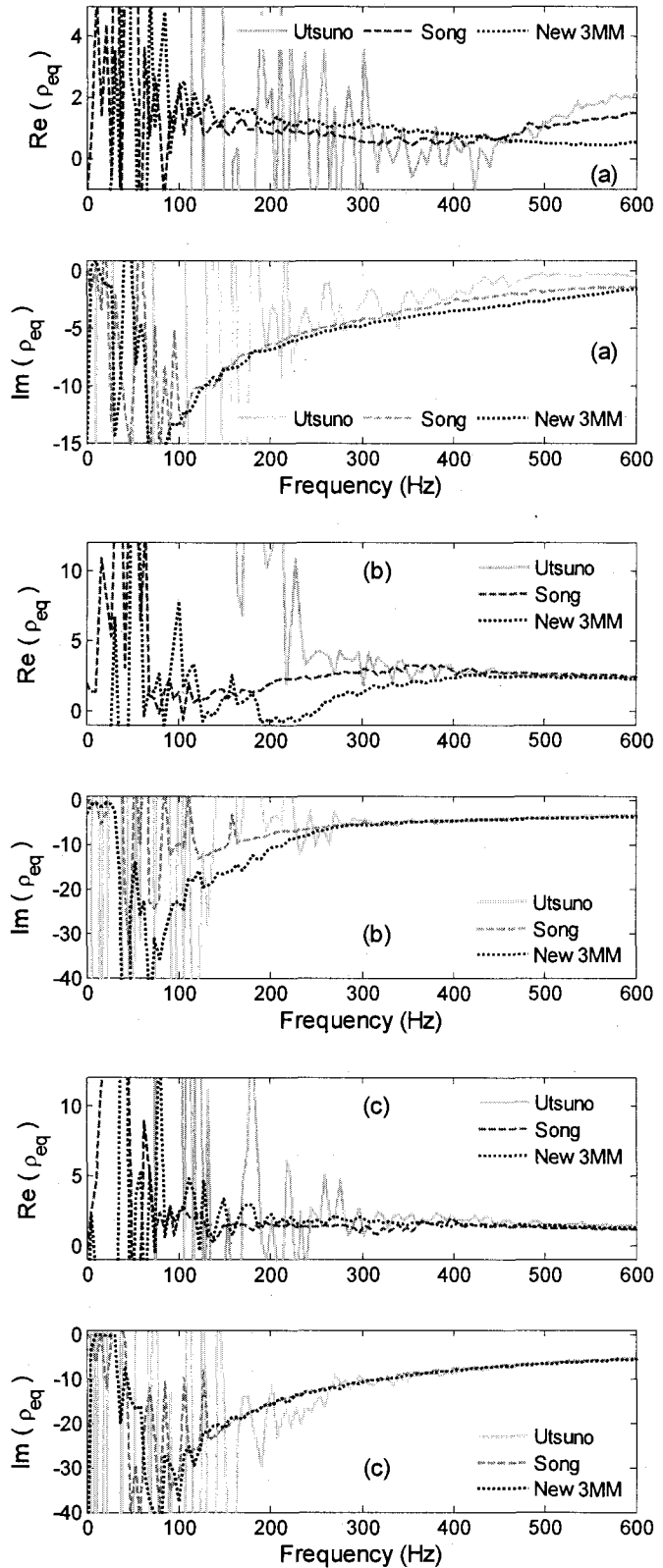
- a) Mousse de Mélamine.
- b) Laine d'isolation thermique /acoustique.
- c) Laine minérale acoustique.



**Figure 5.15** Précision à basses fréquences des trois méthodes utilisées pour la mesure de la densité dynamique complexe.

La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno) ; la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song) ; et la nouvelle méthode à 3 microphones (New 3MM).

- a) Mousse de Mélamine.
- b) Laine d'isolation thermique /acoustique.
- c) Laine minérale acoustique.

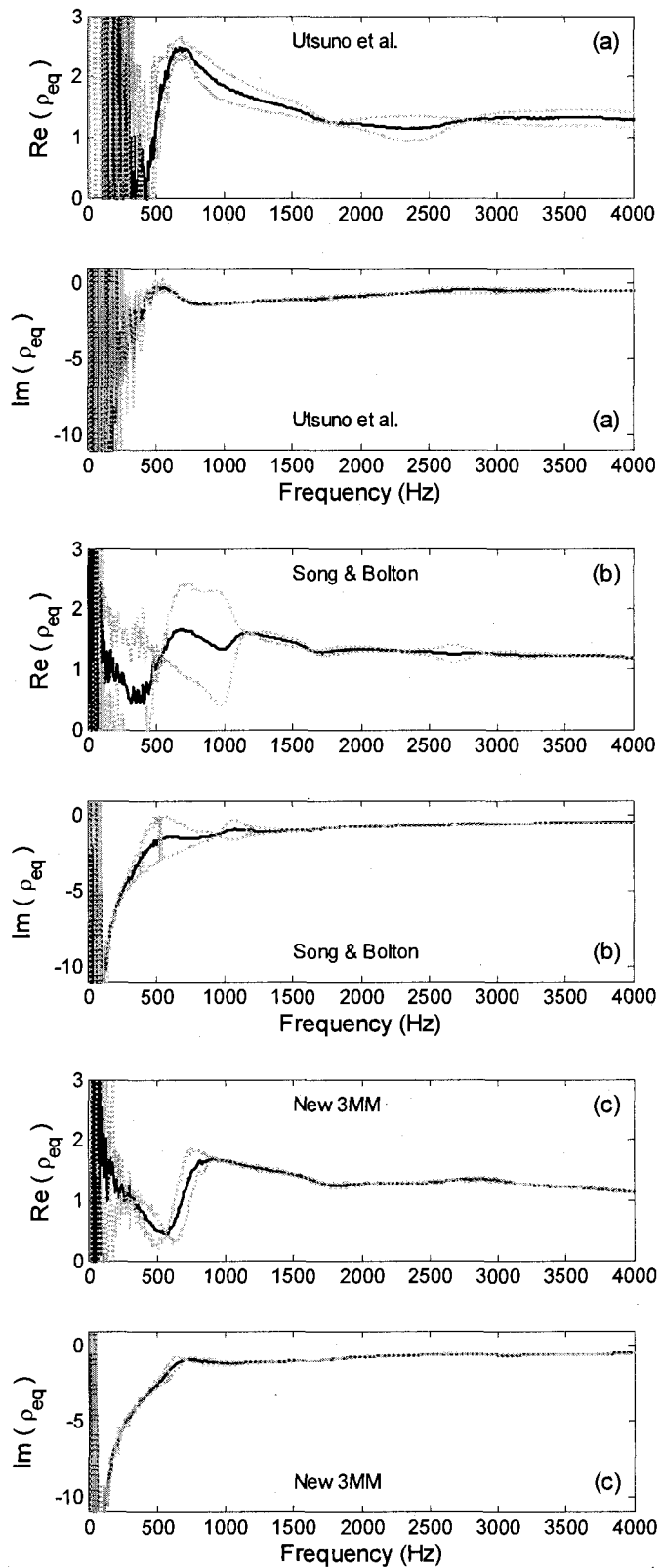




**Figure 5.16** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de la densité dynamique équivalente. Cas de la mousse de mélamine

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

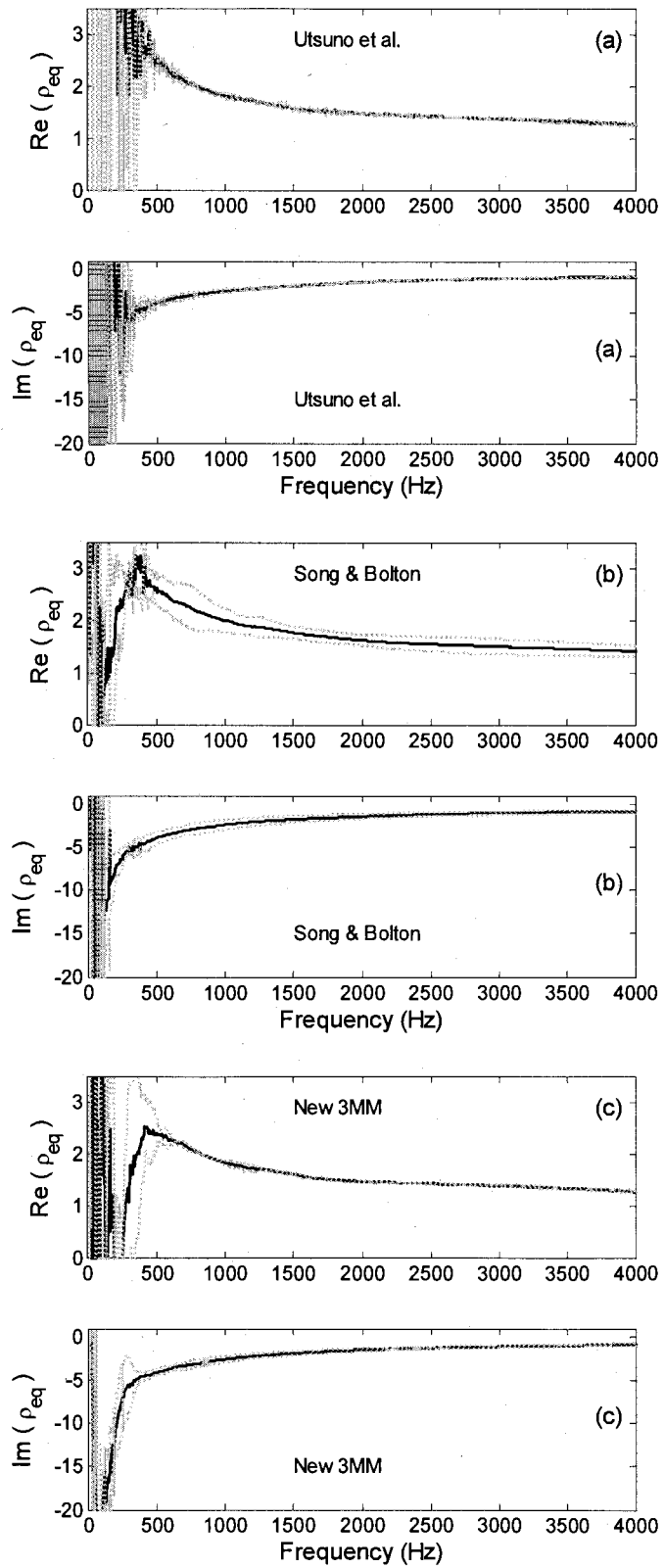
- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



**Figure 5.17** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de la densité dynamique équivalente. Cas de la laine d'isolation thermique/acoustique.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

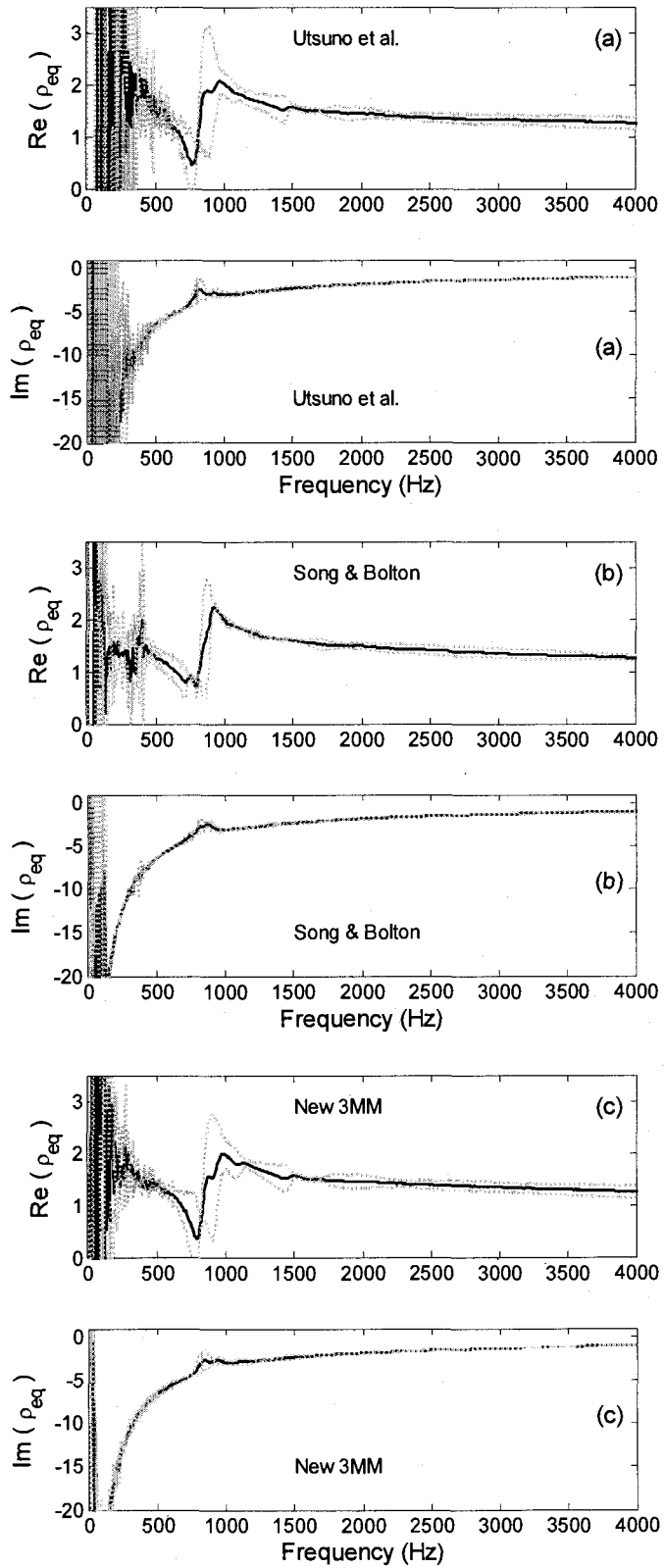
- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



**Figure 5.18** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure de la densité dynamique équivalente. Cas de la laine minérale acoustique.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



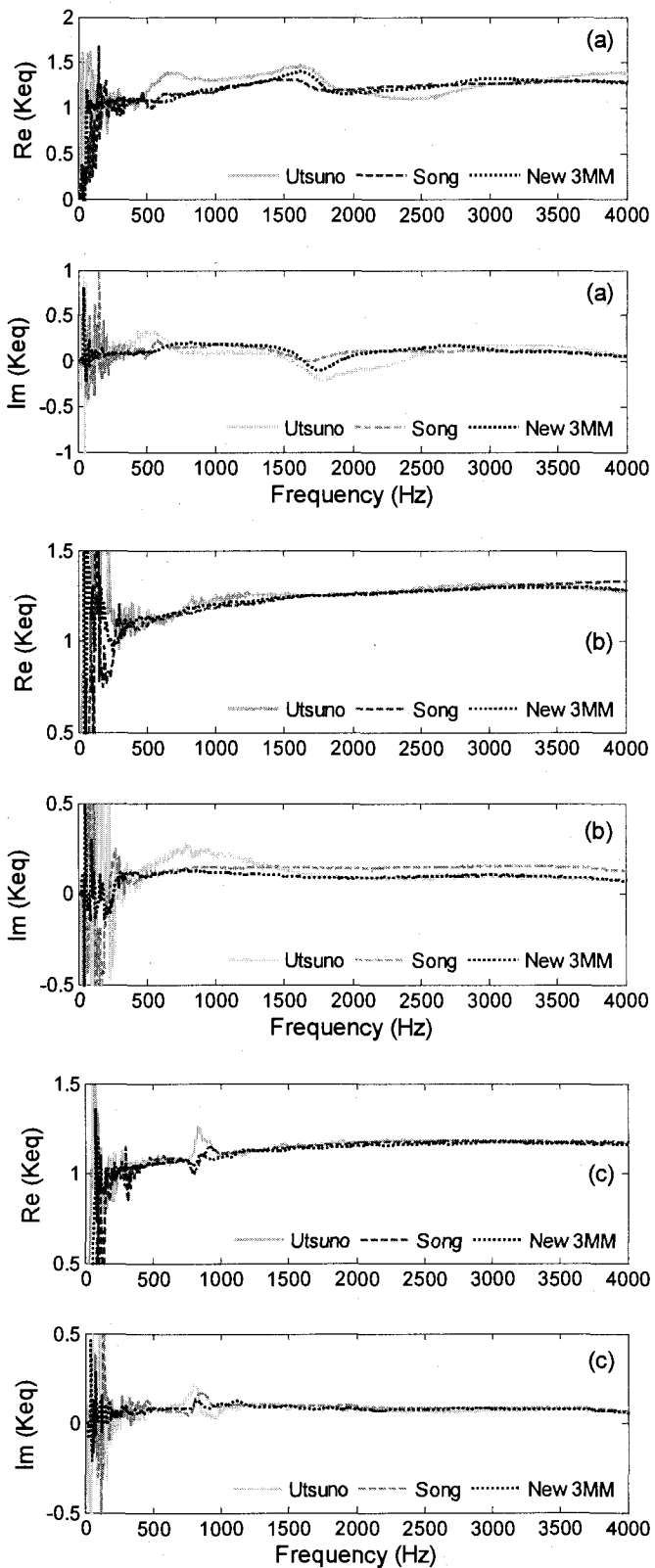
#### 5.4.4. *Le module d'incompressibilité équivalent*

Tout comme pour les autres propriétés intrinsèques, les résultats des mesures du module d'incompressibilité équivalent obtenues avec les trois méthodes sont en bon accord comme le montre la Figure 5.19. Dans le régime des basses fréquences, la méthode à deux microphones et deux cavités et la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones sont les plus imprécises. En effet, comme le montre Figure 5.20, les résultats obtenus avec ces deux méthodes commencent à être affectés significativement par du bruit à partir de la fréquence de 300 Hz. Par contre, le résultat obtenu avec la nouvelle méthode à trois microphones commence à être affecté significativement par du bruit à partir de la fréquence de 100 Hz. Comme nous l'avons mentionné plus haut, cette méthode est essentiellement limitée par la relative imprécision de mesure de l'impédance caractéristique en basses fréquences, comparé à la précision obtenue lors de la mesure du nombre d'onde complexe. Les Figure 5.21-5.23 montrent également que la nouvelle méthode à trois microphones est en générale la plus fidèle des trois méthodes, et la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones est une fois de plus la moins fidèle des trois méthodes.

**Figure 5.19** Module d'incompressibilité équivalent de chacun des trois matériaux mesuré par trois méthodes

La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno) ; la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song) ; et la nouvelle méthode à trois microphones (New 3MM).

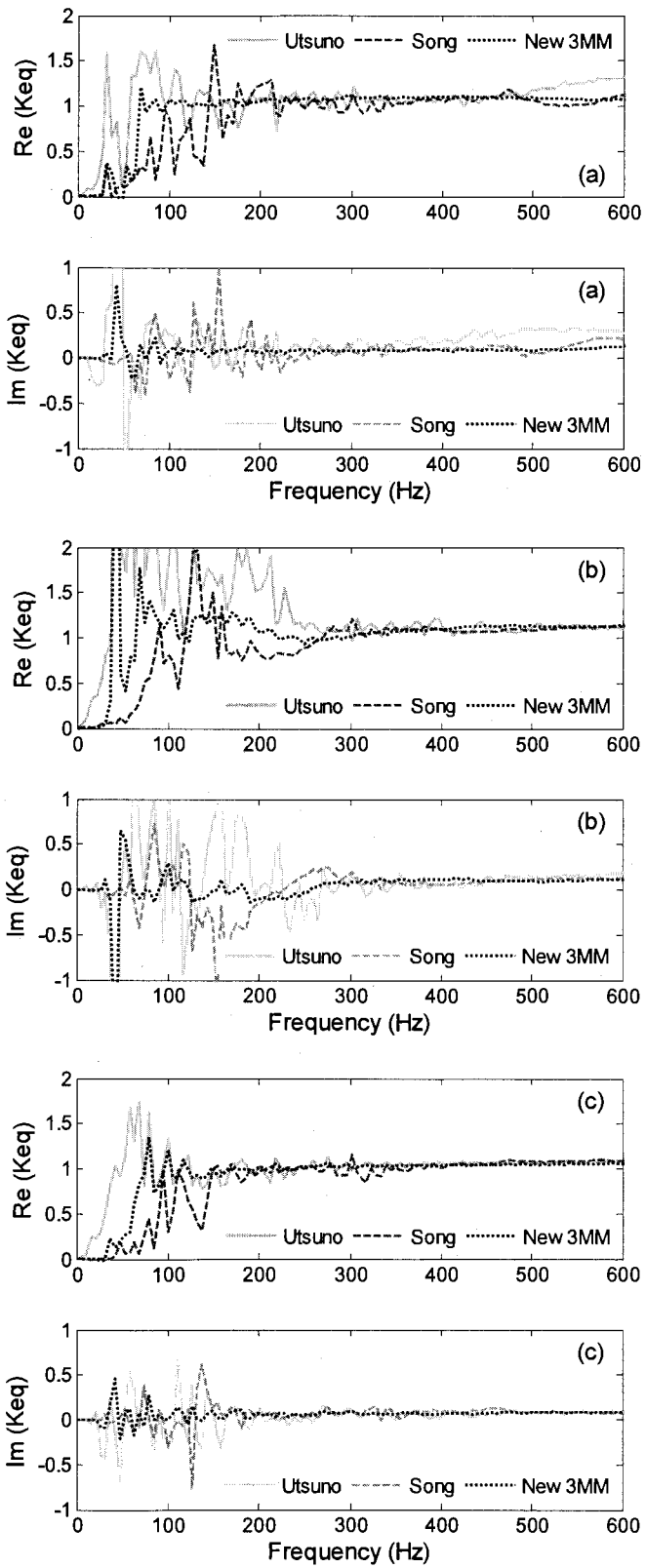
- a) Mousse de Mélamine.
- b) Laine d'isolation thermique /acoustique.
- c) Laine minérale acoustique.



**Figure 5.20** Précision à basses fréquences des trois méthodes utilisées pour la mesure du module d'incompressibilité équivalent.

La méthode à deux microphones et deux cavités (Utsuno) ; la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones (Song) ; et la nouvelle méthode à trois microphones (New 3MM).

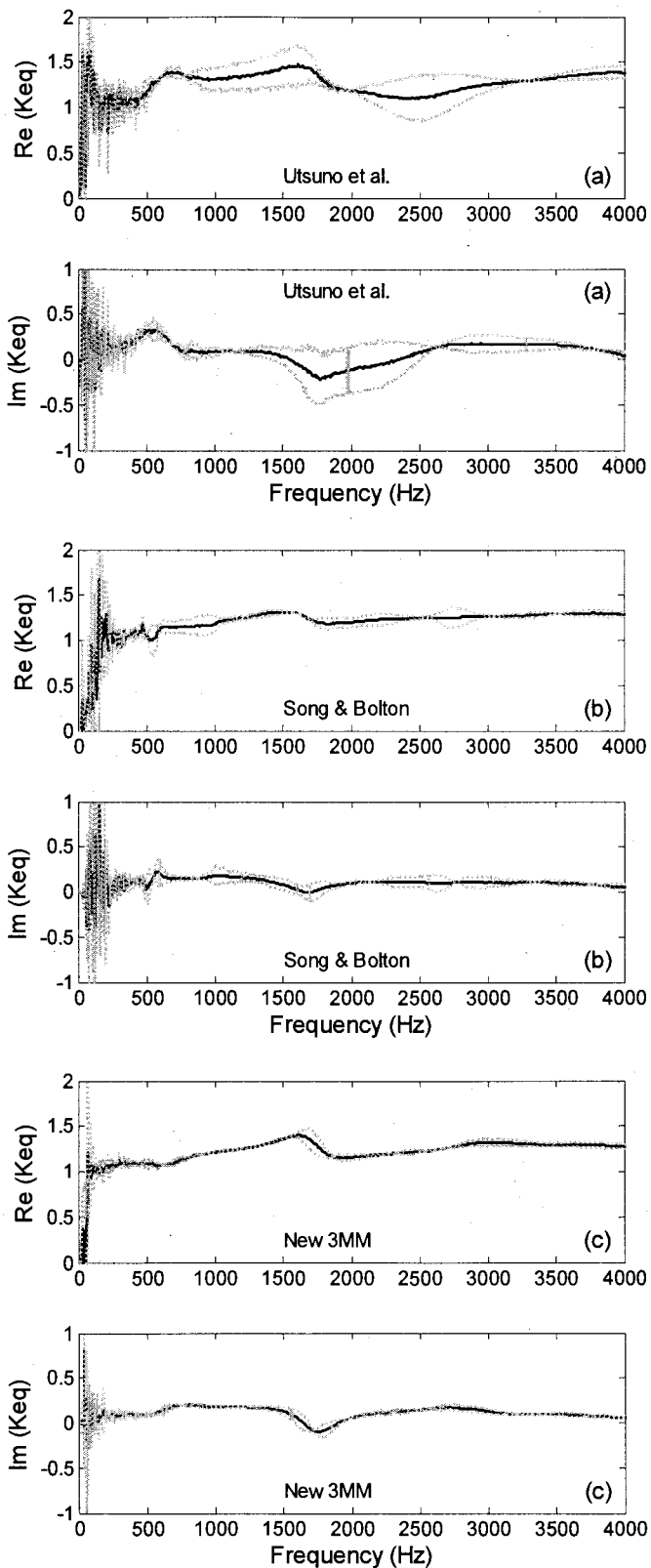
- a) Mousse de Mélamine.
- b) Laine d'isolation thermique /acoustique.
- c) Laine minérale acoustique.



**Figure 5.21** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du module d'incompressibilité équivalent. Cas de la mousse de mélamine

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

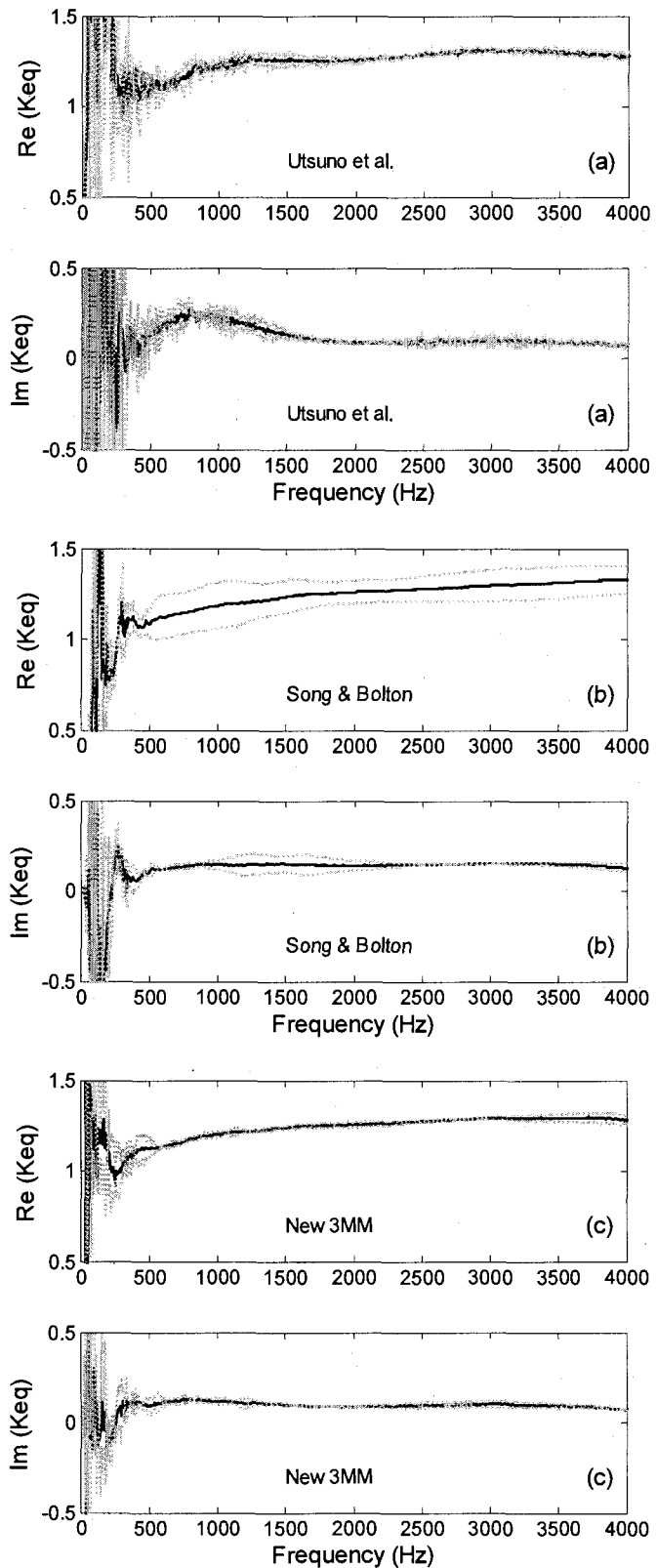
- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



**Figure 5.22** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du module d'incompressibilité équivalent. Cas de la laine d'isolation thermique/acoustique.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.

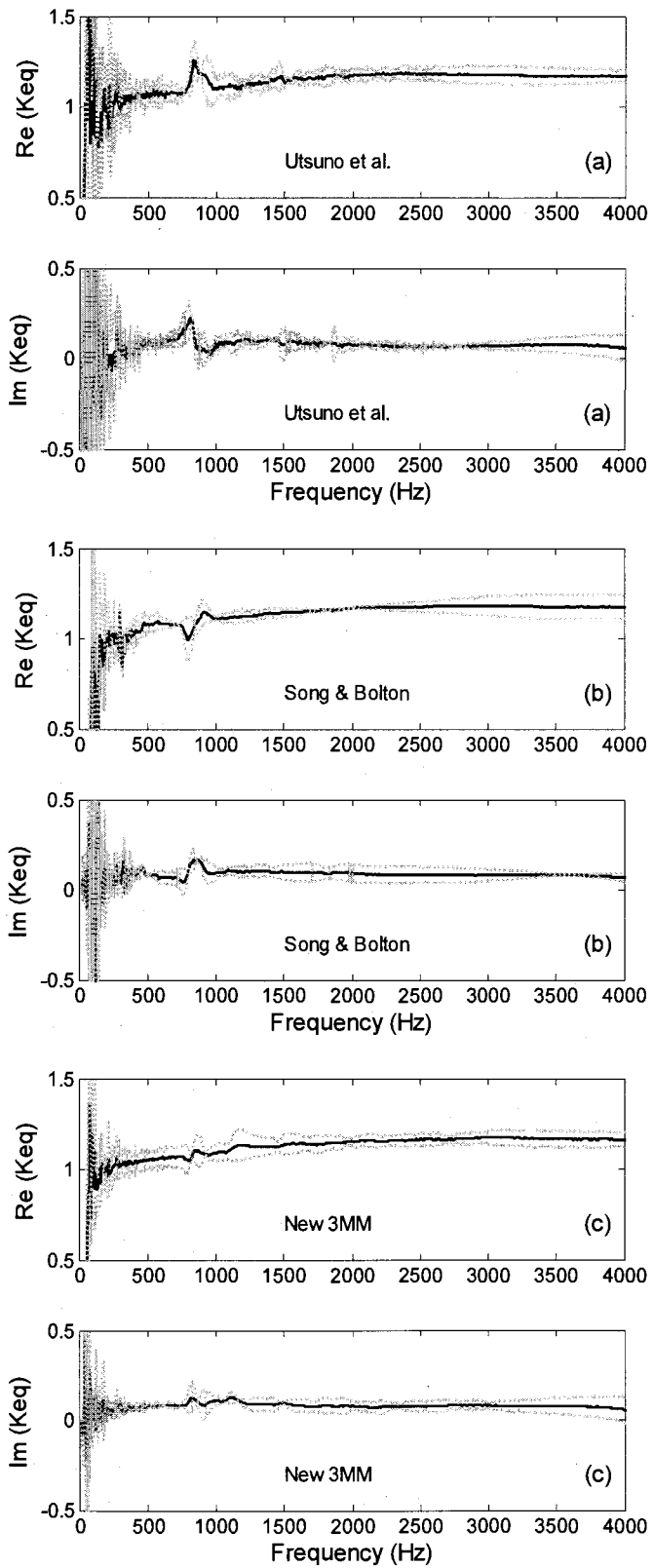




**Figure 5.23** Fidélité des trois méthodes utilisées pour la mesure du module d'incompressibilité équivalent. Cas de la laine minérale acoustique.

La zone délimitée par les deux traits en gris représente l'écart-type sur la mesure.

- a) Méthode à deux cavités et deux microphones.
- b) Méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.
- c) Nouvelle méthode à trois microphones.



## 5.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une nouvelle méthode qui permet de mesurer l'indice d'affaiblissement acoustique et les propriétés acoustiques intrinsèques des matériaux poreux. La démarche utilisée pour mesurer les propriétés acoustiques intrinsèques est basée sur les travaux de Iwase *et al.*. La différence majeure entre les deux méthodes est liée à la difficulté technologique que posait la position du deuxième microphone dans le dispositif de Iwase *et al.*. Cette difficulté a été levée dans la méthode proposée. Cette nouvelle méthode est beaucoup plus fidèle et précise que les deux principales méthodes existantes, notamment dans le régime des basses fréquences.

Nous avons aussi introduit une nouvelle propriété acoustique, le coefficient de retransmission caractéristique. L'indice d'affaiblissement acoustique mesuré avec cette nouvelle méthode est également en très bon accord avec celui mesuré avec la méthode générale à quatre microphones et deux terminaisons. Bien que cette méthode soit plus précise que les deux principales méthodes existantes, sa précision de mesure de l'impédance caractéristique reste à améliorer afin de totalement tirer avantage de la très grande précision avec laquelle elle permet de mesurer le nombre d'onde complexe, en particulier dans le régime des basses fréquences.

La meilleure précision ainsi que la bonne fidélité de la méthode à trois microphones relativement à la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones résulte du fait que cette méthode utilise un microphone de moins, moins de mesures croisées  $H_{ij}$ , et aucune cavité en aval du matériau (pour la mesure de  $Z_c$  et  $k$ ). En particulier, l'absence de cavité en aval du matériau supprime le biais supplémentaire dû l'approximation du coefficient de réflexion de la surface aval du matériau (voir section 4.5 du chapitre précédent) dans la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones.

L'amélioration de la précision et de la fidélité de la méthode à trois microphones relativement à la méthode à deux microphones et deux cavités résulte du fait que, d'une part, en plus de la mesure en surface, une mesure en transmission avec un microphone en arrière de l'échantillon est opérée ; d'autre part, aucune cavité n'est ajoutée en arrière de l'échantillon (pour la mesure de  $Z_c$  et  $k$ ).

## 5.6. Références

1. B.H. Song and J.S. Bolton, "A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials," J. Acoust. Soc. Am., 107, 1131-1152 (2000).
2. H. Utsuno, T. Tanaka, T. Fujikawa and A.F. Seybert, "Transfer function method for measuring characteristic impedance and propagation constant of porous materials," J. Acoust. Soc. Am. 86, 637-643 (1989).
3. T. Iwase, Y. Izumi and R. Kawabata, "A new measuring method for sound propagation constant by using sound tube without any air spaces back of a test material," in Proceedings INTER-NOISE 98.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif global de cette thèse était d'améliorer la précision de mesure des données qui alimentent les méthodes acoustiques indirectes et inverses. Ces méthodes restent les meilleures alternatives pour la mesure des propriétés macroscopiques des matériaux poreux, notamment celles qui restent non accessibles par des méthodes directes. En effet, elles sont applicables à une vaste gamme de matériaux, elles sont d'une implémentation simple, elles sont accessibles à tous les laboratoires étant donné leur faible coût. Cependant, elles sont limitées par la précision des données les alimentant, en particulier dans la gamme des basses fréquences.

La méthode acoustique indirecte développée par Panneton et Olny a été retenue comme point de départ pour cette étude. Cette méthode nécessite la mesure directe de la porosité et la mesure des propriétés acoustiques intrinsèques du matériau. À la suite d'une revue bibliographique, il nous est arrivé de remarquer que l'approche de mesure directe de la porosité basée sur le principe des gaz parfaits en transformation isothermique est très répandue et utilisée dans la littérature. Cependant toutes les méthodes de cette famille ne fournissent aucune analyse d'incertitude de mesure. Par ailleurs, elles nécessitent généralement plusieurs calibrations plus ou moins complexes, qui peuvent engendrer des erreurs et ainsi affecter la précision de la mesure. Pour remédier à ces limites, nous avons proposé une nouvelle méthode de mesure de la porosité basée sur la même approche. Par rapport aux autres méthodes de la même famille, celle-ci se caractérise par sa simplicité en termes de procédure de mesure et d'instrumentation requise. Elle se caractérise également par l'analyse complète de l'erreur de mesure et la dérivation d'une expression analytique simple qui permet de prédire la précision de mesure. Des tests de validation de cette méthode ont été faits sur des matériaux de faibles et de grandes porosités connues théoriquement. Les résultats de ces tests sont très concluants.

Il nous est également arrivé de remarquer que les propriétés acoustiques des matériaux poreux se mesurent généralement en utilisant des méthodes basées sur le tube d'impédance. Ces méthodes présentent certaines limitations sur la précision des mesures, entre autres elles supposent que les matériaux sont parfaitement symétriques selon l'épaisseur. Malgré le nombre important de travaux faits dans la littérature sur la précision des mesures en tube

d'impédance, aucune étude ne s'est véritablement penchée sur la question de la symétrie d'une couche de matériau poreux, notamment, du point de vue expérimental. Pour contourner cette difficulté qu'est l'hypothèse de la symétrie, nous avons proposé une méthode expérimentale simple permettant à un expérimentateur d'identifier le niveau d'asymétrie d'une couche de matériau poreux. Cette méthode est basée sur la mesure d'impédances de surface à partir desquelles un indicateur d'asymétrie est calculé. Cet indicateur permet de caractériser le niveau d'asymétrie d'un matériau et pourrait accompagner systématiquement toute mesure acoustique faite en tube d'impédance. Il peut également être utilisé pour des fins de contrôle de qualité en termes de symétrie du matériau lors de la fabrication.

À la suite de ce travail, nous nous sommes particulièrement penchés sur les méthodes de mesure de l'indice d'affaiblissement acoustique. Cet indicateur acoustique est souvent utilisé pour alimenter les méthodes acoustiques inverses. Cependant, la plupart des méthodes proposées dans la littérature pour sa mesure sont des méthodes approximatives. En effet, à l'issue de l'étude bibliographique, il nous est arrivé de remarquer que des deux approches existantes pour la mesure de cet indicateur, seule la méthode à deux charges (ou deux sources) basée sur l'approche de la matrice de transfert permet de mesurer exactement cet indicateur. Toutes les méthodes existantes basées sur la décomposition d'onde et toutes les autres méthodes basées sur la matrice de transfert restent des méthodes approximatives. Ces méthodes peuvent fonctionner dans certains cas, mais peuvent conduire à des résultats erronés dans plusieurs autres cas. À la suite de ce constat, nous avons proposé une formule générale permettant de mesurer avec précision l'indice d'affaiblissement acoustique par l'approche de décomposition d'onde. Cette méthode a été comparée aux méthodes existantes et un accord parfait a été obtenu avec la méthode générale de la matrice de transfert à deux charges.

Finalement, nous avons proposé une nouvelle méthode à trois microphones qui permet de déterminer non seulement les propriétés acoustiques intrinsèque du matériau, mais aussi son indice d'affaiblissement acoustique. À cet effet, nous avons introduit une nouvelle propriété acoustique d'un matériau poreux, le coefficient de retransmission caractéristique. Cette quantité caractérise la partie de l'onde incidente se propageant dans la section du tube en aval de l'échantillon, qui s'ajoute « en parallèle » à la première onde transmise ; l'addition étant due aux multiples réflexions entre l'échantillon et la terminaison dans la section du tube en

aval de l'échantillon. Le coefficient de retransmission caractéristique dépend essentiellement du nombre d'onde complexe et de l'impédance caractéristique du matériau ; il est de ce fait une propriété intrinsèque du matériau.

La nouvelle méthode à trois microphones a été validée sur trois matériaux symétriques. La perte par transmission mesurée par cette méthode est en très bon accord avec celle mesurée par la méthode générale à quatre microphones et deux terminaisons. Pour la mesure des propriétés intrinsèques, la comparaison des résultats fournis par cette nouvelle méthode à ceux obtenus avec la méthode à deux microphones et deux cavités et la méthode de la matrice de transfert à quatre microphones a montré que cette nouvelle méthode à trois microphones est plus précise et plus fidèles que les deux autres méthodes. En outre, cette nouvelle méthode permet de mesurer très finement le nombre d'onde complexe dans le régime des basses fréquences, contrairement aux deux autres méthodes.

## **PERSPECTIVES**

Bien que la mesure de l'impédance caractéristique fournie par la nouvelle méthode à trois microphones soit plus précise et plus fidèle que celle fournie par les deux autres méthodes, elle reste à améliorer dans la perspective d'obtenir une mesure aussi fine que celle du nombre d'onde complexe en basses fréquences. Ceci permettrait d'améliorer davantage la qualité des mesures de la densité dynamique et du module d'incompressibilité. Dans la partie du travail portant sur la quantification de l'asymétrie des matériaux poreux, nous avons suggéré un critère d'asymétrie basé sur un seuil de tolérance de 5%. Cependant, le choix du seuil de tolérance pourrait être peaufiné et son caractère conservateur validé, en évaluant son impact sur les propriétés physiques macroscopiques ; i.e., pour un seuil de tolérance d'asymétrie de  $x\%$ , quelle est la variation relative des propriétés physiques macroscopiques estimées à partir des mesures acoustiques effectuées respectivement en configuration directe et en configuration inverse ? Finalement, Il serait aussi intéressant de quantifier l'importance relative des différentes sources d'incertitudes sur l'incertitude globale obtenue sur la mesure des propriétés acoustiques.