



HAL
open science

Étude des matériaux poreux thermo compressés pour la modélisation des écrans acoustiques automobiles

Lei Lei

► **To cite this version:**

Lei Lei. Étude des matériaux poreux thermo compressés pour la modélisation des écrans acoustiques automobiles. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Technologie de Compiègne, 2018. Français. NNT : 2018COMP2428 . tel-02057743

HAL Id: tel-02057743

<https://theses.hal.science/tel-02057743v1>

Submitted on 5 Mar 2019

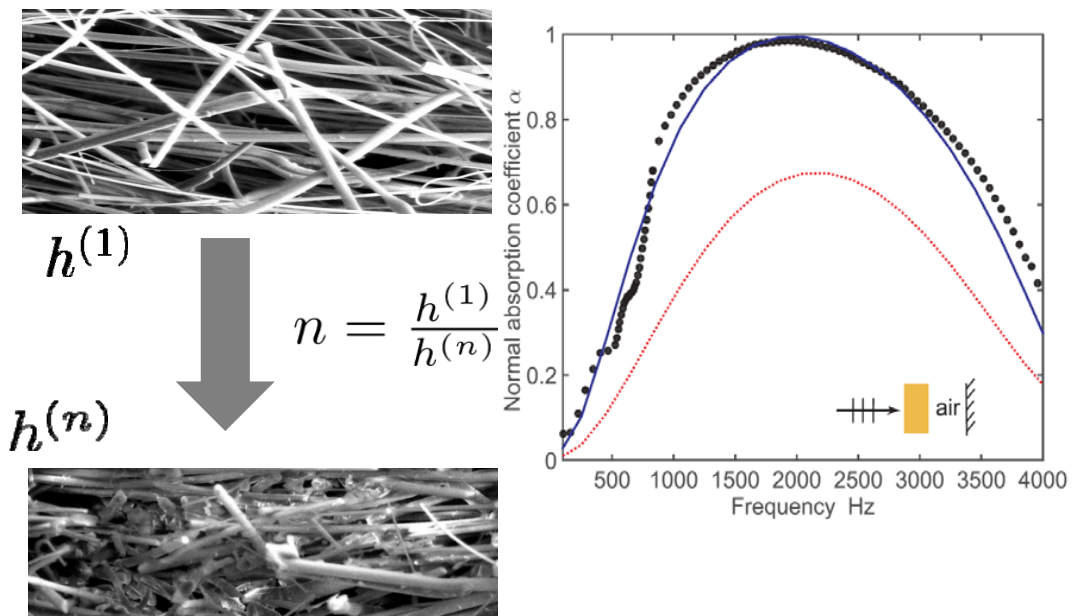
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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

Par Lei LEI

Etude des matériaux poreux thermo compressés pour la modélisation des écrans acoustiques automobiles

Thèse présentée
pour l'obtention du grade
de Docteur de l'UTC



Soutenu le 6 juillet 2018

Spécialité : Mécanique Avancée : Unité de recherche en Mécanique - Laboratoire Roberval (UMR-7337)

D2428

Étude des matériaux poreux thermocompressés pour la modélisation des écrans acoustiques automobiles

Lei LEI

Laboratoire Roberval, FRE CNRS 2012
Sorbonne Universités, Université de Technologie de Compiègne

Pour obtenir le titre de
Docteur en mécanique avancée

Soutenue le 6 Juillet 2018 devant le jury composé de

Rapporteurs :

Philippe LECLAIRE, Professeur des Universités, Université de Bourgogne, Nevers
Camille PERROT, Maître de Conférences, HDR, Université Paris-Est, Marne-la-Vallée

Examineurs :

Bertrand DUBUS, Directeur de recherche CNRS, IEMN, Lille
François Xavier BECOT, Matelys Research Lab, Villeurbanne
Solène MOREAU, Maître de conférence, Laboratoire Roberval, UTC

Directeurs :

Nicolas DAUCHEZ, Professeur des Universités, Laboratoire Roberval, UTC
Jean Daniel CHAZOT, Maître de Conférences HDR, Laboratoire Roberval, UTC



Dédicace

A toutes mes familles, à tous mes amis et tous ceux qui me sont chers

Remerciements

Financé par le Projet FUI ECOBEX, j'ai réalisé cette thèse au sein de l'équipe Acoustique et Vibrations du Laboratoire Roberval de l'UTC. Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à l'accomplissement de ces travaux de thèse.

Il me sera très difficile de remercier tout le monde car c'est grâce à l'aide de nombreuses personnes que j'ai pu mener cette thèse à son terme.

Je voudrais tout d'abord remercier grandement mes deux directeurs de thèse, Nicolas Dauchez et Jean-Daniel Chazot, pour leur aide en recherche mais aussi pour la vie à Compiègne. C'est avec leur soutien quotidien et leurs conseils toujours pertinents que j'ai pu réaliser cette thèse.

Philippe Leclaire et Camille Pérrot m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse. Leurs remarques m'ont permis d'envisager mon travail sous un autre angle. Pour tout cela je les remercie.

Je tiens à remercier à Bertrand Dubus et Solène Moreau pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse et pour leurs participations scientifiques ainsi que le temps qu'ils ont consacré à examiner mon travail.

Je tiens à remercier particulièrement François-Xavier Bécot pour toutes nos discussions et ses conseils qui m'ont accompagnés tout au long du projet ECOBEX.

Je ne saurais oublier l'accueil et le soutien de l'ensemble de l'équipe Acoustique et Vibrations du laboratoire Roberval, à commencer par celui de Félix Foucart et Jean-Marc Gherbezza avec qui j'ai grandement apprécié de travailler. Je souhaiterais aussi adresser ma gratitude à mes collègues doctorants et post-doctorants, notamment Thibaut Gras, Florian Hugues, Nicolas Papaxanthos, Yorick Buot de l'Epine, Amine Benamar, Chourouk Hentati, Congcong Ma, Ming Ming Yang, Li Nan. J'ai beaucoup apprécié l'ambiance aimable et amicale qu'ils ont créée.

Mes remerciements vont aussi à toute ma famille qui m'a soutenu de loin et à mes amis chinois : Luo Yun Mei, Gong Yang Hao, Wu Shu Chao, Guo Yi Fu, Li Yong Jiang, Yin Chang Jie, Li Xu Hong, Meng Liang qui m'ont accompagné pendant ces années de vie en France. C'est grâce à ces personnes que j'ai pu continuer jusqu'au bout de ma thèse.

Un remerciement particulier pour ma copine Zhang Rui qui m'accompagnée et encouragée dans ma vie quotidienne en France.

Abstract

This work was carried out in the framework of the project EcOBEx, whose main objective was to reduce the passby noise by mean of acoustic shields in the engine compartment of the vehicle. The acoustic shields are manufactured by thermocompression of uniform porous materials. The material's properties and thickness evolve according to the degree of compression experienced by the material. The objective of this work is to propose some laws to predict the evolution of the materials properties from their initial non compressed values and the compression rate.

Firstly, we focus on the parameters of the Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL) equivalent fluid model : porosity, air-flow resistivity, tortuosity, viscous characteristic lengths, thermal characteristic length, static thermal permeability. Some analytical expressions are proposed to predict the variation of these parameters as a function of compression. They are derived from a physical model of cylindrical fibres where the fibre orientation variations induced by the thermocompression can be taken into account. The results are in good agreement with the measurements made two types of materials (open cell foam and fibrous). A generalized empirical model is finally proposed for the air-flow resistivity.

In a second part, we focus on the elastic parameters, which are necessary to take into account the vibration of the skeleton. The quasi-static experimental method is first applied to study the evolution of the Young's modulus along the compression rate for fibrous and open cell foams. A power law is then proposed to predict these variations. Finally, an inverse method for estimating the elastic properties of an orthotropic poro-elastic material from a vibratory measurement of a thermocompressed three layer sandwich structure is proposed. This method allows us to characterize the elastic properties of a porous material in a situation close to its actual application.

Keywords - *compression, porous materials, Biot theory, equivalent fluid model, mechanical properties, acoustic properties, characterization method, sandwich structure*

Résumé

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet EcOBEx, qui consiste à réduire le bruit du groupe motopropulseur rayonné à l'extérieur par l'ajout d'écrans acoustiques dans le compartiment moteur du véhicule. Les écrans acoustiques sont fabriqués par thermocompression de matériaux poreux uniformes. Les propriétés et l'épaisseur du matériau évoluent en fonction du degré de compression subit par le matériau. L'objectif de ce travail est de proposer des lois pour prédire l'évolution des propriétés des matériaux à partir du taux de compression et de leurs valeurs initiales avant compression.

Dans un premier temps, on s'intéresse aux paramètres du modèle de fluide équivalent de Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL) : porosité, résistivité au passage d'air, tortuosité, longueurs caractéristiques visqueuse et thermique, perméabilité thermique statique. Des expressions analytiques sont proposées pour prédire la variation de ces paramètres en fonction de la compression. Elles sont développées à partir d'un modèle de matériaux fibreux à fibres cylindriques où les variations d'orientation des fibres induites par la thermocompression peuvent être prises en compte. Les résultats sont en bon accord avec les mesures effectuées sur deux types de matériaux (mousse à cellules ouvertes et fibreux). Un modèle empirique généralisé est finalement proposé pour la résistivité au passage d'air.

Dans un deuxième temps, on s'attache aux paramètres élastiques dont la connaissance est essentielle pour prendre en compte la vibration du squelette. La méthode expérimentale quasistatique est d'abord appliquée pour étudier l'évolution du module de Young par rapport au taux de compression pour les fibres et les mousses. Une loi de puissance est alors proposée pour prédire ces variations. Enfin, une méthode inverse pour estimer les propriétés élastiques d'un matériau poroélastique orthotrope à partir d'une mesure vibratoire d'un écran tricouche thermocomprimé est proposée. Cette méthode permet de caractériser les propriétés élastiques du matériau poreux dans une situation proche de son application réelle.

Mot clés - *compression, matériaux poreux, théorie de Biot, modèle de fluide équivalent, propriétés mécaniques, propriétés acoustiques, méthode de caractérisation, structure sandwich*

Table des matières

Table des figures	xvii
Liste des tableaux	xxi
1 Introduction	1
1.1 Contexte industriel	1
1.2 Projet EcOBEx : Écrans optimisés pour le Bruit Extérieur	3
1.3 Étude des règles métier sur configuration académique	5
1.3.1 Simulation numérique	5
1.3.2 Résultats numériques	6
1.4 Écrans acoustiques : matériaux et procédé de fabrication	9
1.4.1 Matériaux	10
1.4.2 Procédé de transformation par thermocompression	11
1.5 Motivations de la thèse	12
1.5.1 Objectifs	12
1.5.2 Organisation du mémoire	13
2 Modélisation des matériaux poreux	15
2.1 État de l'art	15
2.2 Hypothèses générales	16
2.3 Description des paramètres du milieu poreux	17
2.3.1 Le fluide saturant	17
2.3.2 Le squelette	17
2.3.3 Interactions entre la phase fluide et la phase solide	21
2.4 Propagation dans un milieu poreux à structure rigide - Modèle du fluide équivalent	25
2.5 Propagation dans un milieu poreux à structure élastique - Modèle de Biot	26
2.5.1 Relations contraintes-déformations	26

2.5.2	Équation du mouvement	27
2.5.3	Formulation en déplacement-pression	28
2.6	Conclusion	28
3	État de l'art	31
3.1	Caractérisation acoustique des matériaux poreux	31
3.1.1	Méthodes expérimentales	31
3.1.2	Approche "micro-macro"	36
3.2	Caractérisation élastique des matériaux poreux	39
3.2.1	Méthodes quasi-statiques	39
3.2.2	Méthodes résonantes	44
3.2.3	Méthodes acoustiques	47
3.2.4	Approche micro-macro structurale	48
3.3	Effet de la compression sur les propriétés acoustiques	50
3.4	Comportement mécanique en compression des matériaux poreux	52
3.5	Conclusion	56
4	Effet de la compression sur les propriétés acoustiques des matériaux poreux	57
4.1	Prédiction de la variation en compression des six paramètres JCAL	58
4.1.1	Résumé de l'article en français	58
4.1.2	Prediction of the six parameters of an equivalent fluid model for thermocompressed glass wools and melamine foam	58
4.1.3	Complément de l'étude sur le coefficient d'absorption des matériaux thermocomprimés	72
4.2	Lois empiriques pour prédire la résistivité des matériaux poreux thermocomprimés	74
4.2.1	Résumé de l'article en français	74
4.2.2	Generalized power law for predicting the air flow resistivity of thermocompressed fibrous materials and open cell foams	75
4.3	Conclusion	84
5	Caractérisation mécanique des matériaux poreux thermocomprimés	85
5.1	Matériau et comportement statique	85
5.1.1	Matériaux cellulaires	86
5.1.2	Matériaux fibreux	87
5.2	Caractérisation en régime quasistatique	89
5.2.1	Protocole de mesure	89

5.2.2	Mesure de la raideur	90
5.2.3	Détermination du couple (E, ν)	93
5.2.4	Effet de la compression sur le module d'Young	96
5.3	Caractérisation des matériaux thermocompressés sur écran tricouche	100
5.3.1	Résumé de l'article en français	100
5.3.2	Inverse method for elastic properties estimation of thermocompressed sandwich structures with poroelastic materials	101
5.4	Conclusion	115
6	Conclusion générale	117
6.1	Conclusion	117
6.2	Perspectives	118
	Bibliographie	119
	Annexe A Publications personnelles	129
A.1	Liste des articles issues de la thèse	129
A.2	Liste des communications issues de la thèse	129

Table des figures

1.1	Évolution de la limite du bruit au passage en dBA en Europe	1
1.2	Principales sources de bruit de passage d'un véhicule.	2
1.3	Schéma de calcul du niveau de bruit au passage L_{urban}	3
1.4	Partenariat et organisation du projet EcOBEx.	4
1.5	Vue de l'avant de la voiture superposé à la CAO de la maquette.	5
1.6	Maillage du GMP et de son compartiment.	6
1.7	Maillage de la surface de mesure de la simulation.	6
1.8	(a) Répartition de la puissance absorbée par les trois écrans du cas de référence (en dB), (b) Évolution de l'atténuation sonore en fonction de l'aire d'absorption.	7
1.9	(a) Atténuation acoustique en fonction de l'emplacement de l'écran pour une aire d'absorption constante, (b) Pourcentage d'énergie dissipée dans l'écran sous capot, par rapport à la puissance totale P_i en fonction de la directivité de la source.	8
1.10	Atténuation sonore en fonction du taux d'ouverture des roues.	8
1.11	Exemple d'association de produits pour obtenir un écran multicouches.	9
1.12	Différents types d'écrans acoustiques placés dans un compartiment moteur : (a) écran sous capot, (b) écran de tablier, (c) ski, (d) pare boue.	10
1.13	Correspondance entre matériaux et stratégies de traitement de la cavité moteur.	10
1.14	Liste des matières sélectionnés dans le cadre de la thèse.	11
1.15	Transformation des matières par thermocompression : matières avant thermocompression ; presse ; matières produites.	12
1.16	Effet de la thermocompression sur la microstructure poreuse de deux mousses pour différents taux de compression.	12
2.1	Hypothèse de grandes longueurs d'onde λ , devant les dimensions représentatives du milieu poreux	17

2.2	Représentation schématique de l'évolution de la partie réelle du module élastique H_E et du coefficient d'amortissement η associé pour un matériau polymère en fonction de la température ou de la fréquence.	19
2.3	Illustration de la limite haute fréquence de la tortuosité $\alpha_\infty = \frac{L}{AB}$	22
2.4	Schéma des profils de vitesse particulière dans un pore de section cylindrique (a) basse fréquence, (b) haute fréquence.	23
2.5	Ordre de grandeur de longueur caractéristique visqueuse et thermique par rapport au tailles des pores.	24
3.1	(a) Photo du porosimètre (b) Schéma du dispositif expérimental. 1. réservoir d'argon 2. pompe à vide 3. manomètre 4. balance	32
3.2	(a) Photo du tortuosimètre en mode transmission (TOR – Tortuosimètre Mecanum), (b) Schéma du dispositif expérimental. 1. transducteur d'émission 2. échantillon 3. transducteur de réception.	33
3.3	(a) Photo du résistivimètre Mecanum; (b) Schéma de la dispositif expérimental.	35
3.4	(a) Photo du tube d'impédance (tube Mecanum); (b) Schéma du dispositif expérimental.	36
3.5	Schéma des montages des méthodes quasi-statiques. A : Chargement en compression, B : Chargement en cisaillement par glissement entre deux faces d'un cube, C : Chargement en cisaillement par torsion d'un cylindre. 1 : accéléromètre, 2 : capteur de force, 3, 4 capteur de couple.	40
3.6	Fonctions $h(\nu)$ et $g(\nu)$ [31].	41
3.7	Différents facteurs de forme d'échantillons.	42
3.8	Variation de la fonction polynomiale ($P_s(\nu) = K_m(0)/K_0$) en fonction du facteur de forme et du coefficient de Poisson selon Langlois [71].	42
3.9	Schéma des montages expérimentaux pour la caractérisation des propriétés viscoélastiques des matériaux poreux par méthode dynamique. A : vibration d'une éprouvette massive, B : cisaillement, C : vibration d'une éprouvette élancée, D : flexion de poutre couverte de poreux, E : flexion de plaque poreuse, F : flexion de plaque couverte de poreux. 1 : accéléromètre, 2,3 : capteur de force.	45
3.10	Méthode des ondes de Rayleigh [4].	47
3.11	Méthode des ondes guidées [17].	47
3.12	Cellule élémentaire de Gibson et coll. [50].	49
3.13	(a) Jonction élémentaire de la cellule de Warren et Kraynik en trait clair et cellule élémentaire de Sahraoui en trait gras, (b) section de Plateau.	49

3.14	(Gauche) Effet de la compression sur le coefficient d'absorption d'une couche de polyester rigide ; (Droite) Effet de la compression sur la perte par transmission d'une couche de laine de verre rigide [92].	52
3.15	Allure de la courbe de contrainte-déformation des mousses en compression [50].	53
3.16	Allure de la courbe contrainte-déformation en compression pour les fibreux [65].	54
4.1	Mise en place des matériaux thermo-comprimés pour la mesure du coefficient d'absorption en conduit : à gauche, matériau non comprimé avec épaisseur initiale $h^{(1)}$; à droite le même matériau thermocomprimé à une épaisseur $h^{(n)}$	72
4.2	Coefficient d'absorption des laines de verre en incidence normale. (a) $h^{(1.65)} = 18.11$ mm ($n = 1.65$), $h_{air} = 21.89$ mm. (b) $h^{(9)} = 3.18$ mm ($n = 9$), $h_{air} = 36.82$ mm. (o) mesure. (—) simulé avec les paramètres calculés à partir des Eqs. (27) - (30) et (32) - (34) de l'article (voir Table 1 dans l'article), (- - -) simulé avec les paramètres calculés à partir des formules de Castagnède.	73
4.3	Coefficient d'absorption des mousses mélamine en incidence normale. (a) $h^{(1.5)} = 20.2$ mm ($n = 1.5$), $h_{air} = 19.8$ mm. (b) $h^{(6.9)} = 4.38$ mm ($n = 6.9$), $h_{air} = 35.62$ mm. (o) mesure, (—) simulé avec les paramètres calculés à partir des Eqs. (27) - (30) et (32) - (34) de l'article ((Voir Table 1 dans l'article ; à noter que les formules de Tarnow sont appliquées pour la résistivité et de la perméabilité thermique), (- - -) simulées avec les paramètres calculés à partir des formules de Castagnède. Les paramètres élastiques recalés sont : $E^{(n=1.5)} = 115$ kPa, $\nu^{(n=1.5)} = 0.3$, $\eta^{(n=1.5)} = 0.02$; $E^{(n=6.9)} = 450$ kPa, $\nu^{(n=6.9)} = 0.3$, $\eta^{(n=6.9)} = 0.02$	73
5.1	Photo de différents types de mousse et leur micro-structure prise au microscope à balayage électronique : M1 mousse melamine, M2 mousse viscoélastique , M3 mousse rigide	86
5.2	Mesure expérimentale de la relation contrainte-déformation en statique pour les matériaux de type mousse sous compression. L'échantillon est cylindrique avec une diamètre $d = 100$ mm et une épaisseur de $L = 30$ mm. La mesure est réalisée à 20°C. La vitesse de chargement est de 0.5 mm/min.	87
5.3	Photographie des matériaux fibreux et leur micro-structure au microscopique à balayage électronique : F1 feutre coton, F2 fibre polyester et F3 laine de verre.	88

5.4	Relation contrainte-déformation mesurée en statique pour les matériaux fibreux sous compression. L'échantillon est cylindrique de diamètre $d = 100\text{mm}$ et d'épaisseur $h = 30\text{mm}$. La mesure est réalisée à 20°C . La vitesse de chargement est de 0.5 mm/min	89
5.5	Montage expérimental pour la caractérisation des propriétés viscoélastiques des matériaux poreux.	91
5.6	Raideur en fonction de la déformation statique à 20 Hz pour 2 échantillons de mousse mélamine N°1 et N°3 et 3 conditions aux limites : surface initiale, surface abrasée (indice a), et surface collée (indice c).	92
5.7	Raideur et facteur de perte en fonction de la fréquence pour l'échantillon N°2.	93
5.8	Fonction polynomiale $P_s(\nu)$ en fonction du coefficient de Poisson pour différents facteurs de forme ($R/2L$).	94
5.9	Module d'Young de la laine de verre à 300 g/m^2 mesuré en fonction du taux de compression mesuré à 50 Hz avec une déformation dynamique fixée à 0.01% . A gauche, le taux de compression n est défini par rapport à l'épaisseur initial avant thermocompression de 30 mm et la mesure est faite avec une précontrainte de 130 Pa . A droite, le taux de compression n est relatif aux prédéformations statiques appliquées sur les matériaux après thermocompression.	98
5.10	Module d'Young des mousses mélamine mesuré à 50 Hz en fonction du taux de compression avec une déformation dynamique est fixé à 0.01% . A gauche, à l'épaisseur initial de 30 mm et la mesure est faite avec une précontrainte nulle. A droite, le taux de compression n est relatif aux différentes prédéformations statiques appliquées sur les matériaux après thermocompression.	99

Liste des tableaux

2.1	Propriétés de l'air habituellement utilisées.	18
5.1	Encadrement des paramètres calculés par la méthode utilisant un ou deux échantillons.	95
5.2	Valeur de la fonction $P_s(\nu)$ en fonction de l'épaisseur et du coefficient de Poisson ν . Le diamètre de l'échantillon est $D = 2R = 44.5$ mm.	98
5.3	Exposant m du modèle analytique (équation 5.16) pour la laine de verre 300 g/m ²	100
5.4	Constantes des modèles analytiques (équation 5.15 et 5.16) pour la mousse mélamine.	100

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre décrit le contexte industriel lié à la réglementation du bruit au passage d'un véhicule définie par l'Union Européenne. L'objectif du projet EcoBEx est ensuite rappelé. Finalement, les principaux objectifs de la thèse et l'organisation du mémoire sont présentés.

1.1 Contexte industriel

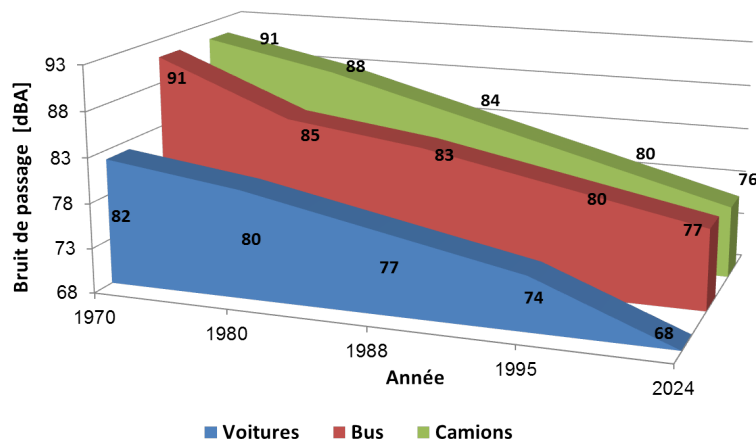


FIGURE 1.1 Évolution de la limite du bruit au passage en dBA en Europe .

Le bruit du trafic est l'une des plus importantes sources de bruit dans les pays industrialisés. Bien que ces limites aient été réduites depuis 1970 (voir figure 1.1), les niveaux de bruit du trafic routier n'ont pas été réduits en raison de l'augmentation de l'intensité du trafic et du prolongement du réseau routier.

Le projet EcoBEx répond à la démarche globale de réduction des émissions GES (gaz à effet de serre) et du bruit imposée par l'Union Européenne à la production de véhicules de transport, et plus particulièrement au futur règlement n° 51-03 concernant l'homologation des automobiles pour le bruit au passage. Ces nouveaux règlements sont défavorables pour les véhicules de faibles et moyennes puissances des segments A à C (donc avec des consommations/émissions modérées), ce qui pénalise la majorité des véhicules fabriqués et/ou vendus en Europe. De plus, la sévèrisation progressive des niveaux maximums (passage de 72 dBA à 70 dBA en 2016, puis à 68 dBA à l'horizon 2024 pour les voitures) impose de mettre en œuvre toutes les solutions disponibles pour contenir le bruit des automobiles : moteur, pneumatiques, échappement.

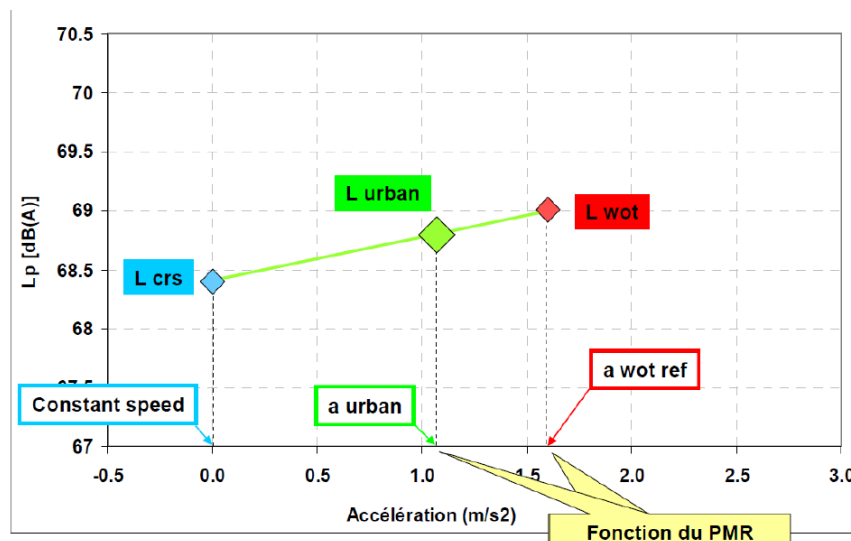


FIGURE 1.2 Principales sources de bruit de passage d'un véhicule.

Parmi les sources acoustiques prépondérantes figure le bruit généré par le groupe motopropulseur (GMP). Il est communément admis qu'un moteur à combustion interne sobre et optimisé pour limiter les émissions de GES génère plus de bruit et de vibrations à puissance équivalente par rapport à un moteur de génération précédente. Ainsi la tendance actuelle à l'allègement des moteurs et à la réduction de cylindrée, accompagnée de la suralimentation, tend à augmenter le bruit rayonné par le groupe motopropulseur. L'optimisation drastique des performances acoustiques de l'écrantage du GMP est incontournable. Une étude préliminaire sur la contribution du GMP (la contribution des pneus et de l'échappement sont déjà optimisés) au niveau global du bruit de passage montre que, une diminution de 5 à 7 dB sur le bruit du GMP permet d'atteindre un niveau de bruit au passage $L_{urban} \leq 68$ dBA.

Le calcul du niveau de bruit au passage L_{urban} s'effectue selon une pondération du niveau mesuré à vitesse constante (L_{crs} à 50 km/h) et du niveau mesuré en pleine accélération (L_{wot}). Le coefficient de pondération est fonction du rapport poids/puissance du véhicule :

$$L_{urban} = L_{wot} - k_p(L_{wot} - L_{crs}) \quad k_p = 1 - \left(\frac{a_{urban}}{a_{wot_ref}}\right). \quad (1.1)$$

FIGURE 1.3 Schéma de calcul du niveau de bruit au passage L_{urban} .

1.2 Projet EcOBEx : Écrans optimisés pour le Bruit Extérieur

Pour répondre aux questions sur la réduction des émissions de GES et du bruit, des systèmes d'encapsulation thermo-acoustique du GMP sont largement appliqués par l'industrie automobile. Malheureusement, les écrans utilisés ne sont pas optimisés au niveau de leurs performances acoustiques. Le projet FUI EcOBEx consiste à développer des architectures d'écrans acoustiques pour l'encapsulation du moteur avec un rapport de compétitivité en terme de coût, de poids, d'assemblage et de performance pour la grande série. Une réduction de bruit du GMP de 4 à 6 dBA est visée dans le projet. Plusieurs partenaires industriels (Renault, Saint-Gobain ISOVER, ESI, Critm2a, Mecacorp, Matelys, RJP, MicrodB) sont impliqués dans ce projet de recherche. Le projet est piloté par la société Vibratec qui assure la cohérence entre les groupes de travail chargés de développer les Lots de travaux programmés dans le projet. Le programme de travail est organisé en sept lots :

- Lot 0 : Spécification du projet (Pilote Renault)
- Lot 1 : Caractérisation des sources (Pilote MicrodB)
- Lot 2 : Matériaux (Pilote Matelys)
- Lot 3 : Modèle du Véhicule (Pilote ESI)
- Lot 4 : Optimisation des écrans (Pilote Mecacorp)
- Lot 5 : Modèle de synthèse (Pilote Vibratec)
- Lot 6 : Gestion et coordination (Pilote Vibratec)

L'organigramme est illustré à la figure 1.4.

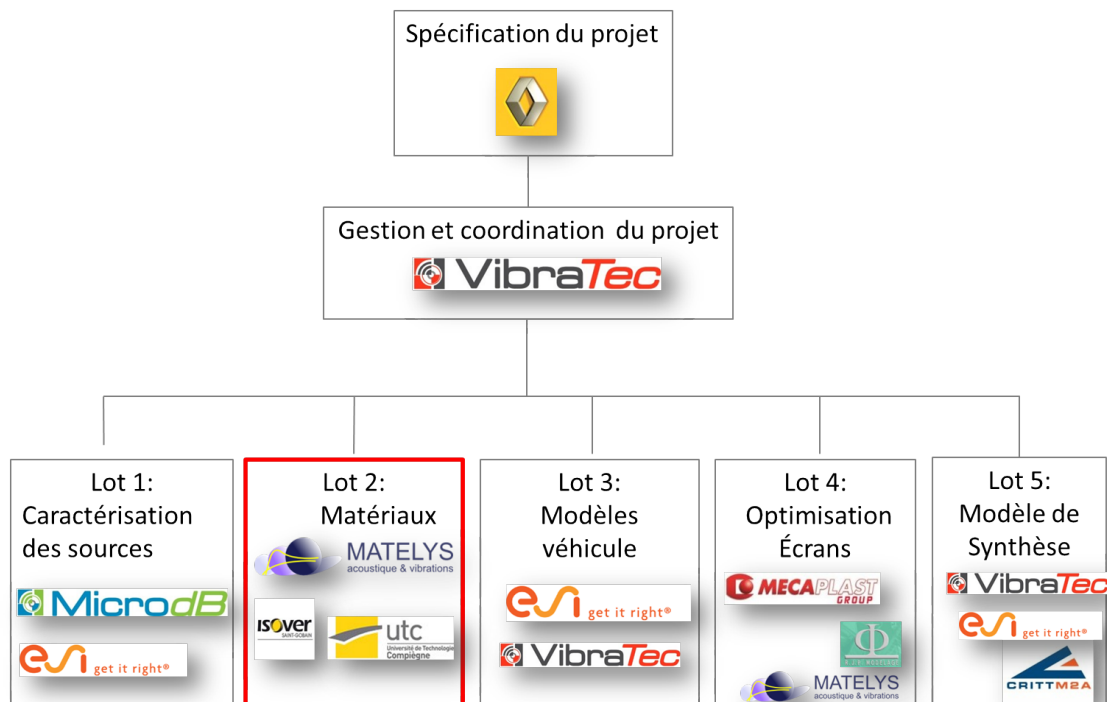


FIGURE 1.4 Partenariat et organisation du projet EcOBEx.

Dans la thèse, on intervient particulièrement dans le lot 2 sur l'optimisation des matériaux en collaboration avec le laboratoire de recherche Matelys, le fournisseur des matériaux Saint-Gobain Isover et la société de moulage RJP. Les objectifs principaux du lot 2 sont les suivants :

- Identifier et sélectionner les matériaux entrant dans la composition des écrans optimisés,
- Optimiser les propriétés des matériaux et des assemblages de matériaux pour maximiser et/ou "accorder" les performances des écrans (absorption et isolation) en regard des sources moteurs,
- Valider les performances attendues à partir de prototypes d'écran plans,
- Construire les outils de sélection des matériaux et des assemblages de matériaux adaptés pour une utilisation industrielle,
- Corréler les propriétés individuelles des matériaux avec les atténuations de bruit au passage mesurées.

L'optimisation acoustique des écrans demande d'agir suivant deux directions : la première est liée à l'implantation des écrans dans le GMP (dimension, position, distance à la source

...); la deuxième est de jouer sur les performances acoustiques des matériaux qui entrent dans la fabrication de l'écran et sur l'assemblage.

1.3 Étude des règles métier sur configuration académique

Pour identifier le rôle des écrans sur une configuration académique et définir des règles métier, un travail a été réalisé au laboratoire Roberval, dans le cadre du stage d'Abir Boujelben qui a eu lieu à l'UTC du 16 février au 31 juillet 2015 sous la direction de N. Dauchez (60%) et l'auteur de la thèse (40%). Ce travail s'appuie sur des modélisations simplifiées au niveau de la géométrie de la baie GMP et des écrans. On détermine l'influence de plusieurs paramètres, tels que le taux de couverture des absorbants, le taux d'ouverture dans le compartiment, l'efficacité des différents position. Une maquette du compartiment moteur d'une voiture Renault a été fabriquée (voir figure. 1.5) et ensuite installée dans la salle semi-anéchoïque du laboratoire Roberval à l'UTC. La partie simulation (voir section 1.3.1) a été réalisée par A. Boujelben avec le logiciel SONOR développé par Vibratex. Un modèle analytique basé sur la théorie en champs diffus a été également développé pendant la thèse (contribution 100%). Finalement, la validation des résultats numériques a été réalisée par comparaison avec les mesures (contribution 50%).

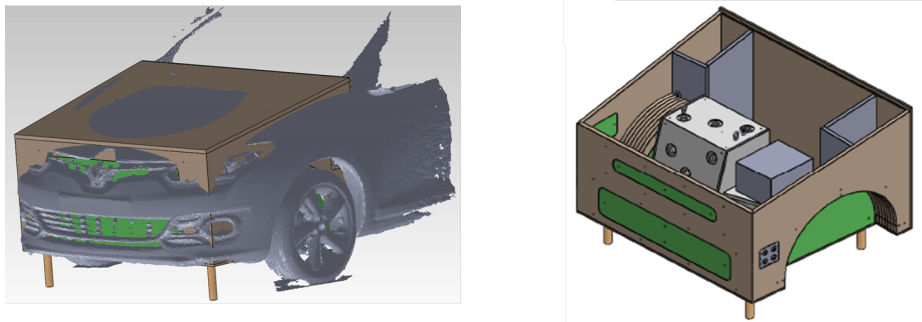


FIGURE 1.5 Vue de l'avant de la voiture superposé à la CAO de la maquette.

1.3.1 Simulation numérique

Dans la simulation du code SONOR [73, 104, 119, 120], on travaille avec des éléments surfaciques de type quadrangle (figure 1.6). On modélise la mesure du bruit au passage sur piste selon la norme ISO 10844 dans un champ de mesure de forme cubique de largeur 15 m, de longueur 20 m et de hauteur 2.4 m. Le niveau sonore au passage est estimé par le calcul de

la somme des puissances absorbées par des éléments récepteurs sur deux bandes de longueur 20 m (figure 1.7).

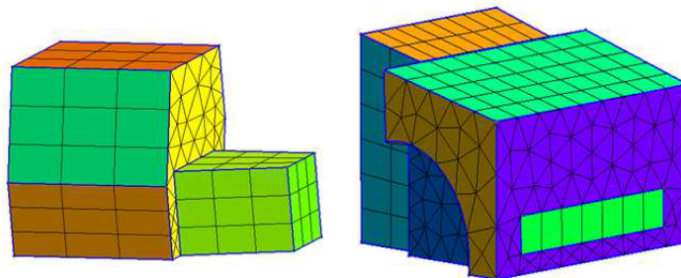


FIGURE 1.6 Maillage du GMP et de son compartiment.

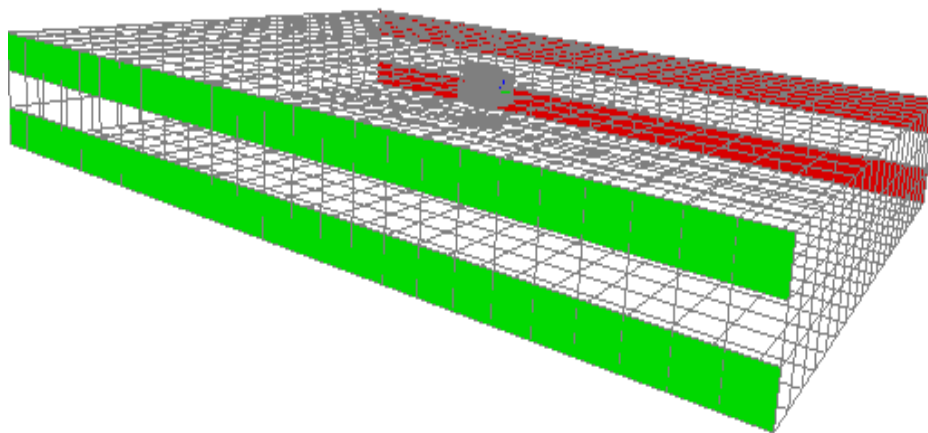


FIGURE 1.7 Maillage de la surface de mesure de la simulation.

1.3.2 Résultats numériques

Les résultats des simulations numériques réalisées pour dégager les règles métier sont présentés dans cette section. Trois types de configurations sont considérés pour étudier l'évolution de l'atténuation sonore en fonction de l'aire d'absorption, l'emplacement de l'écran acoustique et le taux d'ouverture.

Aire d'absorption

L'effet de l'aire d'absorption est étudié dans un premier temps, l'atténuation sonore (perte par insertion) est tracée en fonction de l'aire d'absorption αS à la figure 1.8. Dans

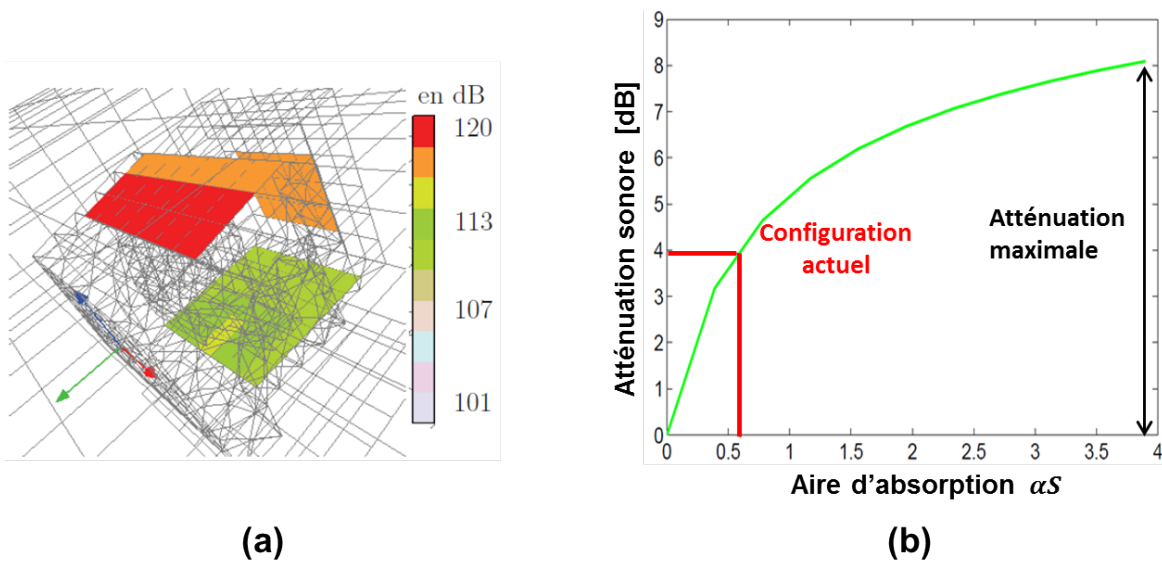


FIGURE 1.8 (a) Répartition de la puissance absorbée par les trois écrans du cas de référence (en dB), (b) Évolution de l'atténuation sonore en fonction de l'aire d'absorption.

la simulation, on suppose que toutes les faces intérieures du compartiment moteur sont couvertes par un matériau de coefficient d'absorption en champs diffus α . L'aire des surfaces couvertes est égale à $S = 3.9 \text{ m}^2$. En faisant varier le coefficient d'absorption des matériaux de 0 à 1, on calcule la perte par insertion correspondante. Dans les meilleures conditions, l'atténuation maximale que l'on peut atteindre est de l'ordre de 8 dB. L'aire d'absorption totale du cas de référence calculé avec les écrans réels (courbe rouge de la figure 1.8b) est égale à 0.6. Ce cas correspond à une atténuation de 4 dB. Ainsi, la réduction maximale possible est de 4 dB. A partir de α égal à 0.7, on remarque que la marge de cette réduction devient plus limitée.

Effet de l'emplacement des écrans

Pour voir l'effet de la position des écrans, on garde un produit αS constant de valeur 0.5 pour chaque position respectivement : ski, capot, face avant, ailes et tablier. Dans la première configuration, le moteur rayonne d'une façon omnidirectionnelle. L'atténuation est tracée en fonction de la position des traitements acoustiques à la figure 1.9a. On remarque que l'écart d'atténuation n'est pas significatif étant donné qu'il ne dépasse pas 1 dB.

Si l'on suppose que les faces du moteur ne rayonnent pas la même intensité dans toutes les directions, on peut classer l'efficacité des écrans en fonction de la directivité de la source. Pour cela, on fait rayonner une seule face du groupe moteur, et on mesure la quantité d'énergie absorbée par les différents écrans. Considérons à titre d'exemple l'écran sous

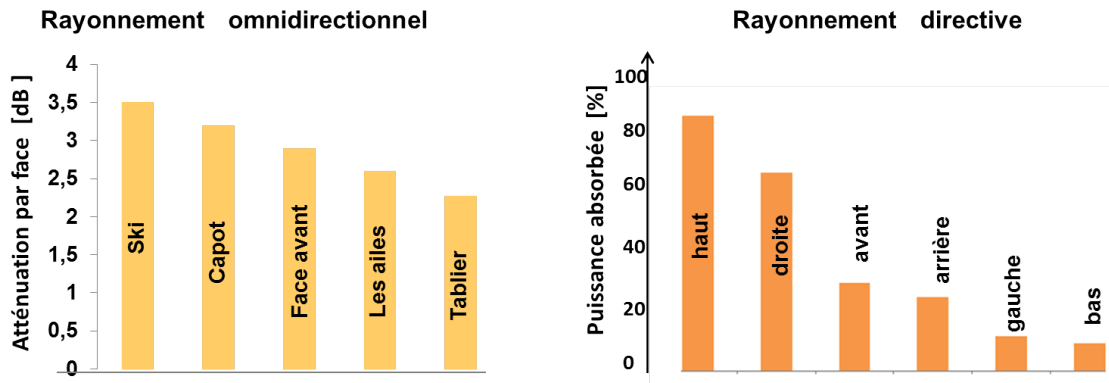


FIGURE 1.9 (a) Atténuation acoustique en fonction de l'emplacement de l'écran pour une aire d'absorption constante, (b) Pourcentage d'énergie dissipée dans l'écran sous capot, par rapport à la puissance totale P_t en fonction de la directivité de la source.

capot : le pourcentage de la puissance dissipée, par rapport à la puissance globale rayonnée par la source maintenue constante, change avec la directivité. Dans le graphe (figure 1.9b), l'effet de cet écran en terme d'absorption est plus important pour la puissance rayonnée par la face du haut du moteur. En effet, placer l'écran en face de la source permet d'atténuer dans un premier temps le champ direct, puis le champ réverbéré obtenu par réflexion sur les parois du compartiment moteur.

Taux d'ouverture

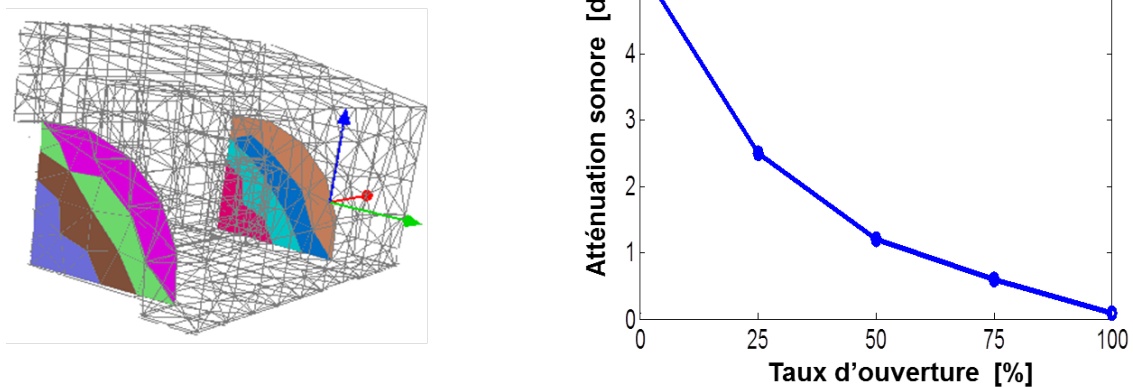


FIGURE 1.10 Atténuation sonore en fonction du taux d'ouverture des roues.

Finalement, on propose de diminuer le taux d'ouverture des roues afin de réduire les fuites acoustiques. La figure 1.10 montre qu'une atténuation de 2 dB peut être obtenue en passant de 100 % à 25% de taux d'ouverture. La réduction du taux d'ouverture des roues participe à l'amélioration du rendement des écrans acoustiques implantés à l'intérieur du compartiment moteur.

En conclusion, la réduction du taux d'ouverture des roues possède l'effet le plus important sur l'atténuation sonore. En outre, on montre que l'augmentation de l'aire d'absorption globale αS des écrans utilisés améliore l'absorption sonore et par conséquent l'atténuation du bruit au passage. Cependant, le gain devient limité à partir d'une certaine valeur de αS . Concernant l'emplacement des écrans, on dégage deux règles : la première est de placer les écrans dans les zones de concentration des puissances. La deuxième est de réduire au maximum l'espace entre la source et le poreux pour augmenter l'atténuation sonore.

1.4 Écrans acoustiques : matériaux et procédé de fabrication

Les écrans acoustiques dans l'automobile sont souvent constitués de plusieurs couches : un matériau de surface qui répond au cahier des charges pour la tenue aux fluides sous capot moteur et des matériaux de type poroélastique qui pourront être assemblés dans le même procédé. Cet assemblage forme un système multicouche qui peut être optimisé pour l'absorption et l'isolation acoustiques.

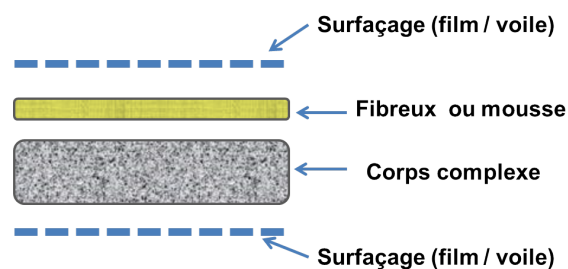


FIGURE 1.11 Exemple d'association de produits pour obtenir un écran multicouche.

Pour atteindre un compromis entre l'espace disponible et l'équilibre performance-poids-coût, les écrans ont une forme et des propriétés variables localement (voir figure 1.12). Selon leur position dans le compartiment moteur, leurs fonctions sont aussi différentes : absorbant ou isolant. Ils doivent cependant garder une bonne tenue mécanique et thermique. .



FIGURE 1.12 Différents types d'écrans acoustiques placés dans un compartiment moteur : (a) écran sous capot, (b) écran de tablier, (c) ski, (d) pare boue.

1.4.1 Matériaux

Les matériaux qui entrent dans la composition des écrans doivent respecter les spécifications d'utilisation (fréquences, niveaux attendus) et les contraintes liées à un environnement sévère (tenue mécanique, température, humidité, gravillonnage...). Pour améliorer les performances des écrans, les matériaux sont classés selon leurs propriétés recherchées : absorption ou isolation acoustique. Dans le premier cas, on cherche à diminuer le bruit du moteur dans la cavité moteur. Dans le second cas, on cherche à atténuer le bruit du moteur transmis à l'extérieur au travers des différents traitements se trouvant autour du moteur. Une base des principes permettant de satisfaire la plurifonctionnalité des écrans automobile est donnée à la figure 1.13. .

	Fermer le sous capot moteur	Absorption ou isolation caisse	Compartiment le sous capot	Traitement de la source
Matériaux fibreux		X	X	X
Matériaux cellulaires	X	X		X
Matériaux métalliques				
Matériaux granulaires		X		
Matériaux plastique	X	X	X	X

FIGURE 1.13 Correspondance entre matériaux et stratégies de traitement de la cavité moteur.

Les matériaux fibreux, à base de fibres de verre, végétales ou polyester, de par leur facilité de transformation et leur large spectre de performances sont de bons candidats pour la définition de la solution optimisée. En outre, les mousses cellulaires (par exemple PU et PE) qui ont un excellent potentiel acoustique sont également considérées. Enfin, les feutres à base de textile présentent un intérêt en termes de coûts. Les matières composant les écrans existants sont également examinées afin d'établir un état initial des performances. Au total,

plus de 150 matières potentiellement utilisables ont été répertoriées dans le cadre du projet. Parmi celles-ci, environ 40 ont été approvisionnées afin d'étudier plus en détail la faisabilité en termes de transformation de la matière, de respect du cahier de charges constructeur, de coûts, etc. La figure 1.14 donne la liste des matériaux testés dans le cadre de la thèse et les épaisseurs obtenues par thermocompression.

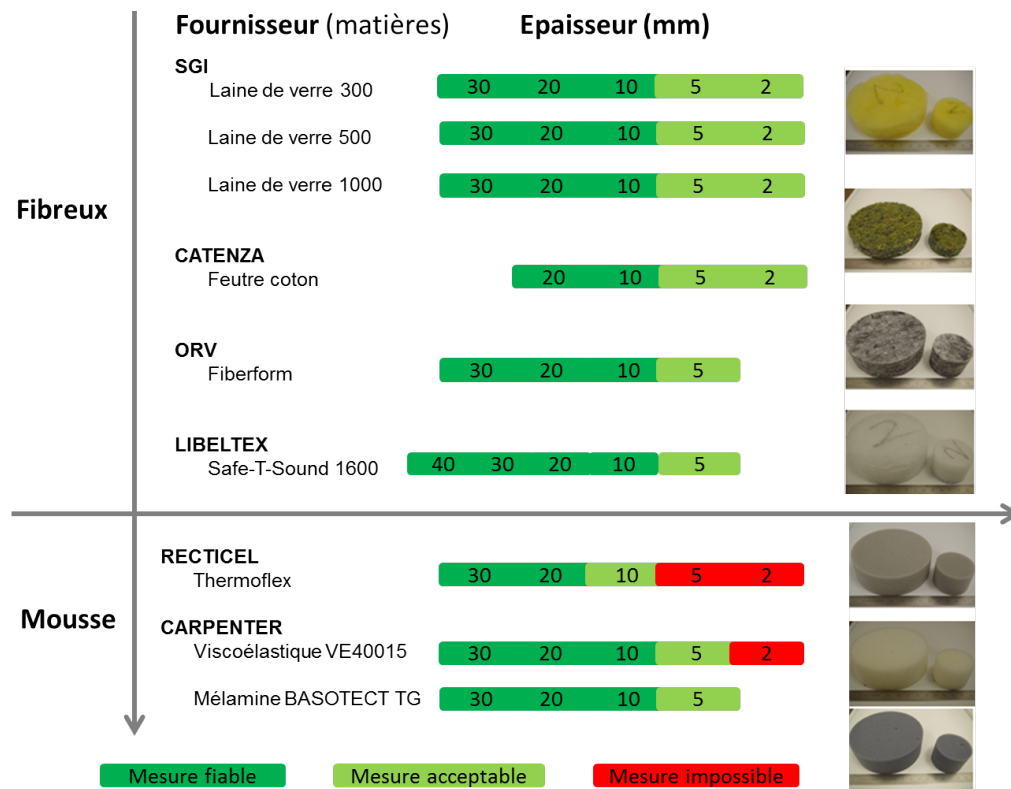


FIGURE 1.14 Liste des matières sélectionnés dans le cadre de la thèse.

1.4.2 Procédé de transformation par thermocompression

Les matières sélectionnées sont transformées en pièces finies prêtes à l'implantation sur véhicule via le prototype de thermocompression. La thermocompression est un procédé très efficace pour obtenir en une seule opération une pièce formée et finie, d'épaisseur éventuellement variable, avec possibilité d'afficher un revêtement (tissu ou film). Les matières sélectionnées sont mises entre deux plateaux chauffés préalablement autour de 210°C. Ensuite le plateau supérieur descend jusqu'à l'épaisseur désirée. Les matériaux restent comprimés et chauffés pendant un temps assez court : 90 secondes dans notre cas.

Pour examiner l'impact du procédé de transformation, de nombreux tests réalisés chez RJP ont permis d'examiner les conditions d'association de différentes matières et étudier

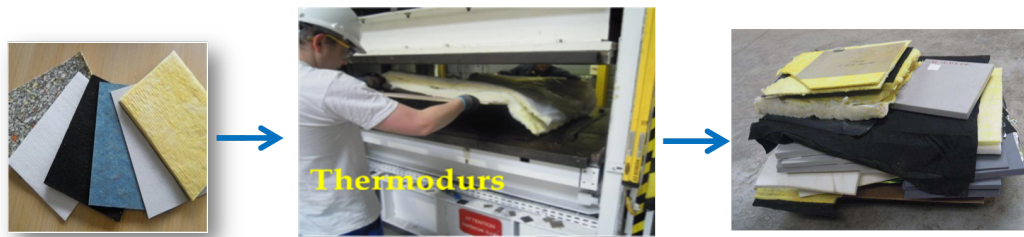


FIGURE 1.15 Transformation des matières par thermocompression : matières avant thermocompression ; presse ; matières produites.

l'effet des paramètres de thermocompression (température des plateaux, temps de chauffe, taux de compression des matières). Cette campagne de fabrication a permis également de fournir les matières et écrans utilisés dans le cadre de la thèse (voir figure 1.15). Par exemple, des photographies de la microstructure poreuse obtenues par microscopie électronique à l'UTC ont permis de mieux comprendre comment la matière se transforme au niveau de sa microstructure lors de la thermocompression (voir figure 1.16). Il a ainsi été possible de proposer des modèles permettant de faire le lien entre la microstructure du matériau thermocomprimé et ses propriétés macroscopiques (voir chapitre 2).

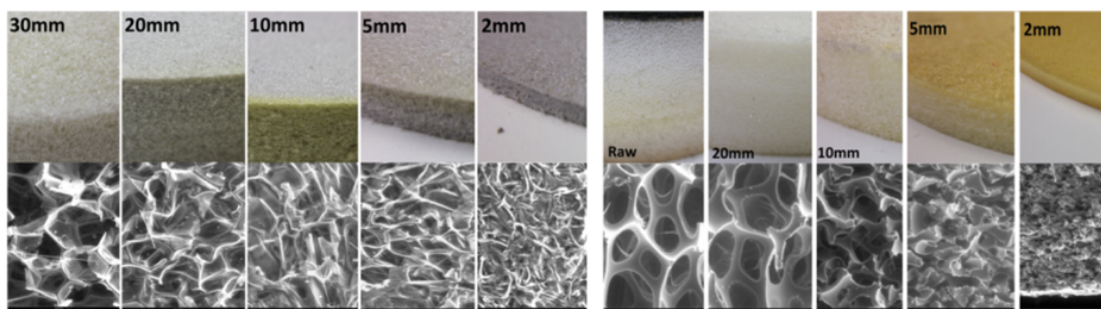


FIGURE 1.16 Effet de la thermocompression sur la microstructure poreuse de deux mousses pour différents taux de compression.

1.5 Motivations de la thèse

1.5.1 Objectifs

Ce mémoire regroupe l'ensemble des études réalisées, dans le cadre du projet FUI EcoBEx, au sein du laboratoire Roberval. L'objectif principal de cette recherche est d'étudier l'effet de la thermocompression sur les propriétés vibroacoustiques des matériaux poreux, notamment sur leur paramètres de Biot-Allard.

La thermocompression va conduire à des variations locales des propriétés des écrans liées aux variations d'épaisseur. La prédiction de leurs propriétés vibroacoustiques nécessitent la connaissance des paramètres de Biot-Allard à toutes les épaisseurs. La mesure directe de ces paramètres sera limitée par la taille des échantillons supposés homogènes que l'on pourra tirer des écrans et par le nombre de différentes épaisseurs à considérer.

Pour toutes ces raisons, des méthodes de caractérisation adaptées aux écrans thermocomprimés sont proposés dans cette thèse, ainsi que des lois simples pour prédire ces paramètres après compression à partir de leur valeur initiale (avant compression) et du taux de compression.

1.5.2 Organisation du mémoire

Ce mémoire est composé de quatre parties.

Le chapitre 2 fait un rappel de la théorie de propagation des ondes dans un milieu poreux. Les équations généralisées de Biot-Allard et les différents phénomènes de dissipation dans un matériau poreux sont introduits dans cette partie.

Un état de l'art sur les techniques de mesure des paramètres de Biot-Allard et l'approche structurale micro-macro est présenté au chapitre 3. Les différentes études effectuées au sujet de l'effet de la compression sur les propriétés acoustiques des matériaux poreux sont présentées pour mettre en évidence la problématique de la thèse.

Le chapitre 4 traite de l'effet de la compression sur les 6 paramètres (porosité, résistivité, tortuosité, longueur caractéristique thermique et visqueuse, perméabilité thermique statique) du modèle de fluide équivalent décrit par Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL). Pour chaque paramètre, une loi de compression est donnée sur la base d'un modèle qui tient compte du changement de la structure microscopique des matériaux (variation de proportion squelette/pore, changement des orientations des fibres, etc.). Il est présenté sous la forme de deux articles soumis au journal *Applied Acoustics*.

Au chapitre 5, l'effet de la compression sur les propriétés élastiques est étudié expérimentalement. Un nouveau protocole est proposé pour mesurer la rigidité des mousses dans la direction normale des échantillons par la méthode quasi-statique. Ce protocole permet de contourner les problèmes des imperfections de surface des matériaux. Il est appliqué pour étudier expérimentalement la variation des propriétés élastiques (module d'Young et amortissement) des matériaux (fibreux, mousse) en fonction du taux de compression. Les mesures sont confrontés aux formules issues de la littérature pour prédire la variation de ces propriétés. La deuxième partie de ce chapitre présente une méthode inverse pour estimer les propriétés élastiques d'un matériau poroélastique dans une plaque sandwich thermocompressée. Elle est également présentée sous forme d'un article soumis au journal *Applied Acoustics*.

Chapitre 2

Modélisation des matériaux poreux

Les écrans acoustiques présents en compartiment moteur d'un véhicule sont soumis à des vibrations et à des excitations acoustiques générées par le moteur. La modélisation du comportement vibro-acoustique des matériaux poreux qui les constituent, nécessite la prise en compte de la vibration des phases solide et fluide et du couplage entre elles.

Ce chapitre débute par une description du modèle Biot-Allard généralisé [14, 13, 1]. Les hypothèses du modèle sont rappelées. La modélisation des effets visqueux et thermiques est introduite ainsi que les paramètres qui caractérisent le matériau. Dans une seconde partie, la formulation mixte en déplacement-pression ($\{\underline{u}, p\}$), associée au modèle de Biot-Allard généralisé, est présentée.

2.1 État de l'art

Différents modèles ont été développés pour décrire la propagation acoustique dans le matériau poreux. A partir d'une étude systématique des constantes de propagation et des impédances caractéristiques pour les matériaux fibreux, Delany et Bazley [34] établissent des lois empiriques suivant lesquelles les caractéristiques acoustiques ne dépendent que du rapport de la fréquence f à la résistance au passage de l'air σ (définie à la section 2.3). Cependant, ce modèle est limité à un seul type de matériau et ne prend pas en compte les phénomènes liés aux vibrations du squelette.

Zwikker et Kosten [131] sont les premiers à modéliser le comportement dynamique des milieux poreux. Ils établissent un modèle de propagation d'ondes acoustiques dans des matériaux à structure rigide et immobile constituée de pores cylindriques. Ce modèle est appelé communément "modèle de fluide équivalent". Les effets visqueux sont pris en compte en modifiant la masse volumique de la phase fluide, qui devient complexe et fonction de la fréquence, et les effets thermiques en modifiant son module de compressibilité dynamique.

Afin de modéliser plus précisément les effets visqueux et thermiques, Johnson et coll. [61] introduisent une fonction de forme visqueuse qui n'est pas limitée par la nature géométrique du squelette. La modélisation de la variation en fréquence du module de dissipation visqueuse met en évidence un paramètre intrinsèque du matériau : la longueur caractéristique visqueuse Λ . De même, Champoux et Allard [25] définissent une fonction de forme liée aux effets thermiques ainsi qu'une longueur caractéristique thermique Λ' . Lafarge et coll. [70] introduisent la perméabilité thermique k'_0 afin d'améliorer la prise en compte des effets thermiques en basse fréquences.

Quand le matériau est directement soumis à une excitation mécanique ou quand la structure du poreux est excitée par une onde acoustique, le modèle de fluide équivalent à structure rigide n'est plus adapté. Dans le formalisme de la mécanique des milieux continus, Biot [14, 13, 15] fournit un modèle fondamental pour décrire le comportement dynamique des matériaux poroélastiques. Le milieu poreux peut être considéré au niveau macroscopique comme la superposition en temps et en espace de deux milieux continus couplés. Ce modèle est adaptée à l'acoustique par Allard en intégrant les diverses contributions citées précédemment de Johnson, Champoux et Lafarge (modèle nommé généralement JCAL). Ce modèle (ou sa variante simplifiée JCA) est largement utilisé en acoustique.

2.2 Hypothèses générales

Le matériau poreux est un matériau complexe qui fait intervenir trois échelles : l'échelle microscopique relié à la dimension des pores, l'échelle du volume élémentaire représentatif (VER) et l'échelle macroscopique relié à la structure ou l'excitation.

A niveau microscopique, le matériau est hétérogène et diphasique. Il est très difficile de décrire le comportement de chaque pore, vu la grande inhomogénéité à cette échelle. Biot propose de faire une moyenne des quantités à l'échelle microscopique dans un volume élémentaire. Les deux phases sont alors supposées être deux milieux continus décrits par des quantités moyennées. Le volume élémentaire doit contenir un nombre suffisant de pores pour pouvoir être considéré comme un VER du matériaux poreux. Ces caractéristiques peuvent alors être homogénéisées pour être utilisées au niveau macroscopique. Plusieurs hypothèses sont nécessaires :

- Les pores sont inter-connectés et de tailles suffisamment importantes de sorte que les deux phases solide et fluide d'un matériau puissent être considérées, chacune, comme des milieux continus. Dans le cas où un matériau possède des pores fermés, l'influence du fluide peut être prise en compte dans les caractéristiques mécaniques de la phase solide.

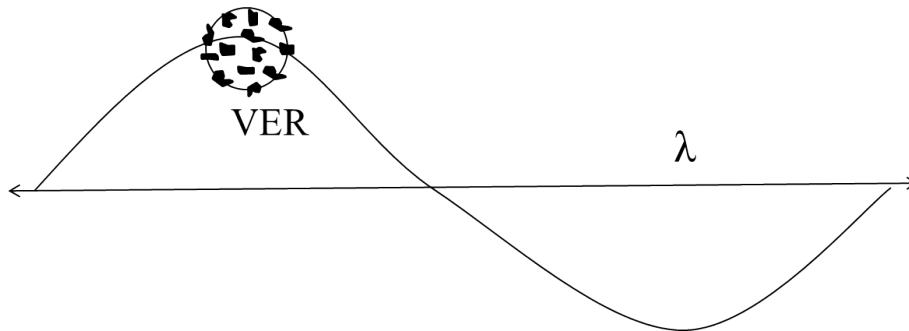


FIGURE 2.1 Hypothèse de grandes longueurs d'onde λ , devant les dimensions représentatives du milieu poreux

- La longueur des ondes λ qui se propagent dans le matériau doit être grande devant les dimensions du VER.
- Le squelette du matériau poreux est viscoélastique et suit une loi de comportement linéaire.
- Les hypothèses de petits déplacements et de petites déformations sont faites.
- Le matériau est considéré homogène et isotrope.

2.3 Description des paramètres du milieu poreux

Lors de la propagation d'une onde acoustique dans un milieu poreux, le fluide saturant et le squelette apportent tous les deux une contribution à la propagation. Les interactions entre les deux phases créent des variations de vitesse et de température au sein du matériau, ce qui génèrent une dissipation visqueuse et thermique. Pour pouvoir modéliser la propagation des ondes acoustiques dans le milieu poreux, les paramètres caractéristiques de chacun des milieux et les paramètres macroscopiques qui caractérisent les couplages microscopiques entre les deux milieux sont définis.

2.3.1 Le fluide saturant

Le fluide saturant est l'air dont les propriétés sont données dans le tableau 2.1.

2.3.2 Le squelette

Le squelette est caractérisé par une densité volumique ρ_1 et un tenseur d'élasticité C_{ijkl} . Si on considère un comportement isotrope, deux paramètres, le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν , suffisent à décrire le comportement élastique. Le nombre de

température au repos	$\tau_0 = 18^\circ\text{C}$
pression au repos	$p_0 = 1.0132 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
masse volumique au repos	$\rho_0 = 1.213 \text{ kg m}^{-3}$
vitesse du son	$c_0 = 342.2 \text{ m s}^{-1}$
module d'incompressibilité adiabatique	$K_a = \gamma p_0 = 1.42 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
impédance caractéristique	$Z_0 = 415.1 \text{ Pa m}^{-1} \text{ s}^{-1}$
viscosité	$\mu = 1.84 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$
conductibilité thermique	$\kappa = 0.26 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
capacité thermique spécifique	$c_p = 1.007 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
rapport des chaleurs spécifiques	$\gamma = c_p/c_v = 1.4$
nombre de Prandtl	$Pr = B^2 = \mu c_p/\kappa = 0.71$

TABLE 2.1 Propriétés de l'air habituellement utilisées.

paramètres s'élève à 5 pour le cas isotrope-transverse et 9 pour le cas orthotrope. La recherche des propriétés élastiques des matériaux poreux (fibres ou cellulaire) demande au préalable de comprendre les différents phénomènes physiques lorsque ces matériaux sont soumis à une excitation statique ou dynamique. Le comportement non-linéaire de la partie solide, la dépendance des propriétés en fonction de la fréquence (comportement visco-élastique), le couplage entre les parties solide et fluide, et l'anisotropie sont des facteurs qui impactent la réponse vibro-acoustique de ce type de matériaux [39, 60, 36, 48].

Comportement viscoélastique

Les matériaux poreux comme les mousses plastiques et les fibres (fibres naturelles, fibre de polyester, textiles naturels,...) possèdent généralement un comportement mécanique du type visco-élastique. La réponse à une sollicitation mécanique dynamique dépend de nombreux paramètres tels que la température, l'amplitude et la fréquence des contraintes.

Le comportement visco-élastique d'un matériau est intermédiaire entre celui d'un solide parfait et celui d'un liquide visqueux idéal. Dans le domaine linéaire et en petite déformation, la loi de Hooke est réécrite dans le domaine fréquentiel : les grandeurs élastiques sont alors complexes. À l'aide d'une représentation vectorielle des champs de déformation et de contrainte, on a

$$\{\tilde{\sigma}(\omega)\} = [\tilde{H}_E(\omega)]\{\tilde{\varepsilon}(\omega)\} \quad (2.1)$$

avec $\tilde{\sigma}(\omega)$, $\tilde{\varepsilon}^*(\omega)$, $[\tilde{H}_E(\omega)]$ respectivement la contrainte, la déformation et la matrice d'élasticité complexe de la phase solide. Le symbole $\tilde{}$ désigne une quantité complexe et fonction de la fréquence.

Dans le cas d'un matériau isotrope, la matrice d'élasticité $[\tilde{H}_E(\omega)]$ peut être caractérisée à partir du module d'Young et du coefficient de Poisson complexe avec

$$\tilde{E}(\omega) = E(\omega) + jE'(\omega) = E(1 + j\eta(\omega)) \quad \text{avec} \quad \eta(\omega) = \frac{E'(\omega)}{E(\omega)} \quad (2.2)$$

$$\nu^*(\omega) = \nu(\omega) + j\nu'(\omega) = \nu(1 + j\eta(\omega)) \quad (2.3)$$

où $\tilde{E}(\omega)$ est le module d'Young complexe et $\eta(\omega)$ est le coefficient d'amortissement structural. La partie réelle de ce module E représente la partie élastique tandis que la partie imaginaire E' représente l'amortissement.

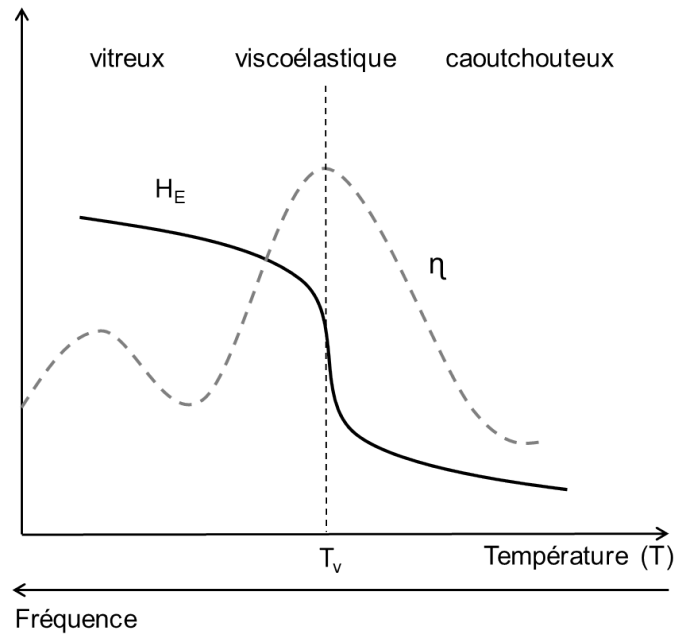


FIGURE 2.2 Représentation schématique de l'évolution de la partie réelle du module élastique H_E et du coefficient d'amortissement η associé pour un matériau polymère en fonction de la température ou de la fréquence.

De plus, le comportement mécanique d'un matériau visco-élastique évolue suivant les domaines d'état que possède ce matériau, liés par exemple à la température.

Dans la figure 2.2, les deux pics sur la courbe du coefficient d'amortissement traduisent des transitions, ou relaxations, associées à des possibilités de mouvement moléculaires. Les pics sur la courbe d'amortissement traduisent des transitions. Le maximum indique la température de transition vitreuse T_v : sous la température de transition vitreuse, le matériau est solide et rigide. Il présente un comportement fragile et possède des modules d'élasticité élevés. Au dessus de T_v , le matériau est à l'état caoutchouteux : le polymère est ductile.

L'existence de ces différentes stades s'explique par le relâchement progressif de forces d'interaction entre les chaînes polymères.

La dépendance en fréquence et en température des matériaux à base de polymère nous permet d'appliquer le principe de superposition temps-température pour exploiter les propriétés d'équivalence des matériaux viscoélastiques pour étendre la bande de fréquence d'analyse [40].

Comportement anisotrope

En raison du processus de fabrication, les mousses polymères et les fibreux comme la laine de verre sont généralement anisotropes [53, 48].

La direction privilégiée d'expansion lors de la formation d'une mousse peut être responsable de l'anisotropie du matériau. L'anisotropie des mousses a été mise en évidence expérimentalement par plusieurs auteurs [87, 39]. La rigidité mesurée sur des mousses de polyuréthane dans trois directions montre que la rigidité selon la direction de moussage est la plus importante.

Les réseaux de fibres sont formés par un empilement de couches de fibres successives, réchauffées et ensuite comprimées à une densité désirée. Par conséquent, les propriétés dans le plan des fibres sont différentes de celles perpendiculaire au plan comme le montre Tarnow [117, 118] par des mesures acoustiques et mécaniques.

La prise en compte de l'anisotropie du squelette se traduit pour un matériau orthotrope par une loi de comportement de la forme :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^s \\ \varepsilon_{yy}^s \\ \varepsilon_{zz}^s \\ 2\varepsilon_{yz}^s \\ 2\varepsilon_{zx}^s \\ 2\varepsilon_{xy}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_x} & -\frac{\nu_{yx}}{E_y} & -\frac{\nu_{zx}}{E_z} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{xy}}{E_x} & \frac{1}{E_y} & -\frac{\nu_{zy}}{E_z} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{xz}}{E_x} & -\frac{\nu_{yz}}{E_y} & \frac{1}{E_z} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{yz}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{zx}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{xy}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^s \\ \sigma_{yy}^s \\ \sigma_{zz}^s \\ \sigma_{yz}^s \\ \sigma_{zx}^s \\ \sigma_{xy}^s \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

où $\varepsilon_{ij}^s (i, j = x, y, z)$ est les composantes du tenseur de déformation, $\sigma_{ij}^s (i, j = x, y, z)$ est les composantes du tenseur de contrainte. La matrice d'élasticité est décrite par 9 modules indépendants : trois modules d'Young (E_x, E_y, E_z), trois coefficients de Poisson ($\frac{\nu_{xy}}{E_x} = \frac{\nu_{yx}}{E_y}$, $\frac{\nu_{xz}}{E_x} = \frac{\nu_{zx}}{E_z}$, $\frac{\nu_{yz}}{E_y} = \frac{\nu_{zy}}{E_z}$) et trois modules de cisaillements (G_{xy}, G_{xz}, G_{yz}).

Dans le cas isotrope transverse, le matériau est isotrope dans un plan. Le nombre de coefficient se réduit à 5. La loi de comportement s'écrit alors :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^s \\ \varepsilon_{yy}^s \\ \varepsilon_{zz}^s \\ 2\varepsilon_{yz}^s \\ 2\varepsilon_{zx}^s \\ 2\varepsilon_{xy}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_x} & -\frac{\nu_{yx}}{E_x} & -\frac{\nu_{zx}}{E_x} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{yx}}{E_x} & \frac{1}{E_x} & -\frac{\nu_{zx}}{E_x} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{xz}}{E_x} & -\frac{\nu_{xz}}{E_x} & \frac{1}{E_z} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2(1+\nu_{xy})}{E_x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{zx}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{2(1+\nu_{xy})}{E_x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^s \\ \sigma_{yy}^s \\ \sigma_{zz}^s \\ \sigma_{yz}^s \\ \sigma_{zx}^s \\ \sigma_{xy}^s \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Elle contient deux modules d'Young indépendants ($E_x = E_y, E_z$), deux coefficients de Poisson (ν_{xz} et ν_{xy}) et un module de cisaillement G_{xz} .

Enfin pour le cas isotrope, les propriétés mécaniques sont identiques dans toutes les directions et les paramètres indépendantes se réduisent à 2 tel que

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^s \\ \varepsilon_{yy}^s \\ \varepsilon_{zz}^s \\ 2\varepsilon_{yz}^s \\ 2\varepsilon_{zx}^s \\ 2\varepsilon_{xy}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E} & -\frac{\nu}{E} & -\frac{\nu}{E} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu}{E} & \frac{1}{E} & -\frac{\nu}{E} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu}{E} & -\frac{\nu}{E} & \frac{1}{E} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^s \\ \sigma_{yy}^s \\ \sigma_{zz}^s \\ \sigma_{yz}^s \\ \sigma_{zx}^s \\ \sigma_{xy}^s \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

où E est le module d'Young, ν est le coefficient de Poisson et $G = E/[2(1 + \nu)]$ est le module de cisaillement.

2.3.3 Interactions entre la phase fluide et la phase solide

Les couplages inertiels, visqueux et thermiques entre les deux phases sont pris en compte à l'aide de paramètres macroscopiques [1].

— Le couplage **inertiel** est caractérisé par la porosité ϕ et la tortuosité α_∞ .

La porosité d'un milieu poreux est le rapport entre le volume occupé par le fluide V_f et le volume total V_T du matériau :

$$\phi = 1 - \frac{V_T - V_f}{V_T} = \frac{V_f}{V_T}. \quad (2.7)$$

Seule la porosité ouverte est considérée. La valeur de la porosité est comprise entre 0 et 1. La méthode de mesure appliquée pour déterminer la porosité d'un matériau poreux est présentée au chapitre 3.

La tortuosité α_∞ traduit le caractère tortueux du matériau par un effet de masse ajoutée (voir la figure 2.3). Johnson et coll. [61] donnent la définition de la tortuosité de la façon suivante :

$$\alpha_\infty = \frac{\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m^2 dV}{\left(\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m dV\right)^2}, \quad (2.8)$$

où v_m est le champ des vitesses microscopiques d'un fluide parfait incompressible s'écoulant à travers la structure et le terme $\left(\frac{1}{V_f} \int_{V_f} v_m dV\right)$ s'interprète comme la vitesse macroscopique moyenne. La tortuosité est une grandeur adimensionnelle toujours supérieure ou égale à 1.

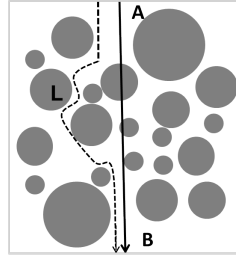


FIGURE 2.3 Illustration de la limite haute fréquence de la tortuosité $\alpha_\infty = \frac{L}{AB}$

- Les interactions **visqueuses** se traduisent par une résistance au passage de l'air σ et une longueur caractéristique visqueuse Λ [61]. Deux régimes sont à distinguer : le régime est dit "basses fréquences" si l'épaisseur de couche limite visqueuse $\delta = \sqrt{\frac{2\mu}{\rho_0 \omega}}$ est supérieure aux dimensions des pores. Le fluide visqueux cisaille dans tout le domaine fluide. L'amplitude des forces visqueuses peut être caractérisée via la résistivité au passage de l'air σ d'après la loi de Darcy

$$\sigma = \frac{\Delta p S}{Q_v l}, \quad (2.9)$$

avec Δp la différence de pression aux deux extrémités d'un échantillon de section S et de longueur l traversé par un écoulement de débit Q_v .

Cet effet peut être pris en compte dans l'expression de la densité équivalente du fluide via la tortuosité dynamique :

$$\tilde{\rho}_f = \tilde{\alpha}_\infty \rho_f, \quad \rho_f = \rho_0 \quad (2.10)$$

On rappelle que le symbole tilde est utilisé pour les grandeur complexes et fonction de la fréquence.



FIGURE 2.4 Schéma des profils de vitesse particulière dans un pore de section cylindrique (a) basse fréquence, (b) haute fréquence.

En "hautes fréquences", le fluide visqueux cisaille uniquement à proximité des parois des pores. La prise en compte de cet effet visqueux dépend de la surface de contact fluide-squelette pondérée par la vitesse du fluide dans le pore. Elle se traduit par la longueur caractéristique visqueuse Λ qui ne dépend que de la géométrie du squelette,

$$\Lambda = \frac{1 \int_{V_f} |\dot{u}_m^f|^2 dV}{2 \int_{S_i} |\dot{u}_m^f|^2 dS}, \quad (2.11)$$

où \dot{u}_m^f est la vitesse microscopique d'un fluide parfait incompressible circulant à travers les pores de la structure solide, V_f est le volume de fluide et S_i la surface d'interface entre le fluide et la structure. Pour relier les régimes de basses et hautes fréquences, Johnson et coll. [61] proposent une tortuosité dynamique de la forme :

$$\tilde{\alpha}_\infty = \alpha_\infty \left[1 + \frac{1}{j\hat{\omega}\tilde{G}} \right], \quad (2.12)$$

avec \tilde{G} un facteur de correcteur de la viscosité. Ce facteur est défini par

$$\tilde{G} = \sqrt{1 + j\frac{M}{2}\hat{\omega}}, \quad (2.13)$$

où $\hat{\omega} = \omega \frac{\alpha_\infty \rho_f}{\phi \sigma}$ et M est une quantité adimensionnelle appelée facteur de forme. Il est défini par,

$$M = \frac{8\alpha_\infty k_0}{\phi \Lambda^2}, \quad (2.14)$$

où k_0 est la perméabilité de Darcy reliée à la résistance au passage de l'air du matériau par $k_0 = \mu/\sigma$ et μ est la viscosité dynamique du fluide.

- Les interactions **thermiques** entre les deux phases sont prises en compte par la perméabilité thermique k'_0 et la longueur caractéristique thermique Λ' . Les pertes

thermiques sont dues aux échanges de chaleur irréversibles entre le fluide et la structure. Au passage d'une onde acoustique, une partie de l'énergie mécanique, créée par les phénomènes de compression-détente du fluide, est transformée en chaleur et transmise au squelette par conduction.

En "basses fréquences", les échanges thermiques sont gouvernés par la perméabilité thermique qui est définie par une loi de type Darcy [70] :

$$T = \frac{k'_0}{\kappa} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (2.15)$$

où T est une température excédentaire apparaissant dans le fluide et κ est le coefficient de conduction thermique. Les couplages thermiques en "hautes fréquences" ont été introduits par Champoux et coll. [25] par la longueur caractéristique thermique Λ' .

$$\Lambda' = \frac{1 \int_{V_f} dV}{2 \int_{S_i} dS}. \quad (2.16)$$

Cette longueur est de l'ordre de la taille des pores les plus grands, là où les surfaces d'échange sont les plus importantes.

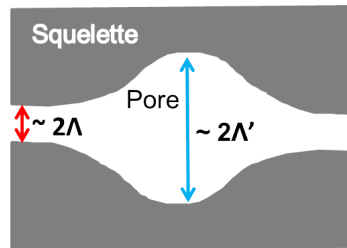


FIGURE 2.5 Ordre de grandeur de longueur caractéristique visqueuse et thermique par rapport au tailles des pores.

A partir d'un raisonnement analogue à celui fait pour les effets visqueux, Champoux, Allard et Lafarge [70] proposent une expression du module d'incompressibilité du fluide intégrant les effets thermiques comme suit :

$$\tilde{K}_f = K_a \left[\gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{1\tilde{G}'_f}{j\tilde{\omega}'_f}} \right]^{-1}, \quad (2.17)$$

avec $\hat{\omega}' = \omega \frac{k'_0 \rho_0 P_r}{\phi \mu}$ où \tilde{G}' est la fonction reliant les régimes thermiques à basses et hautes fréquences. Il est donné par

$$\tilde{G}' = \sqrt{1 + j \frac{M'}{2} \hat{\omega}'}, \quad (2.18)$$

où M' est le facteur de forme donné par

$$M' = \frac{8k'_0}{\phi \Lambda^2}. \quad (2.19)$$

2.4 Propagation dans un milieu poreux à structure rigide - Modèle du fluide équivalent

La propagation d'une onde acoustique de pression p et de vitesse v dans un fluide libre, homogène et isotrope est régi par l'équation de propagation :

$$\Delta p + k_a^2 p = 0, \quad \text{avec} \quad k_a^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2}, c_0^2 = \frac{K_a}{\rho_0} \quad (2.20)$$

où ρ_0 est la masse volumique, K_a le module de compressibilité adiabatique et k_a, c_0 sont respectivement le nombre d'onde et la célérité du son dans le milieu fluide.

Quand les couplages élastiques et inertiels entre l'air et la structure sont faibles, l'onde acoustique aura du mal à mettre le squelette en mouvement : le squelette reste donc immobile. Dans ces conditions, le milieu poreux se comporte comme un fluide dont les caractéristiques sont modifiées par les interactions visqueuses et thermiques avec le squelette. L'équation de propagation acoustique dans ce milieu devient alors :

$$\Delta p + k_{eq}^2 p = 0, \quad \text{avec} \quad k_{eq}^2 = \frac{\omega^2}{c_{eq}^2}, c_{eq}^2 = \frac{K_{eq}}{\rho_{eq}} \quad (2.21)$$

où $\rho_{eq} = \tilde{\rho}/\phi$ est la masse volumique effective et $K_{eq} = \tilde{K}_f/\phi$ le module d'incompressibilité effectif du fluide équivalent, avec $\tilde{\rho}$ et \tilde{K}_f donnés par les équations (2.10) et (2.17) respectivement.

2.5 Propagation dans un milieu poreux à structure élastique - Modèle de Biot

Lorsque la déformation du squelette ne peut être négligée, la propagation d'une onde acoustique dans le milieu poreux doit être décrite en prenant en compte le mouvement du squelette. Le formalisme de Biot est basé sur le couplage des équations du mouvement de chaque phase.

2.5.1 Relations contraintes-déformations

Sous les hypothèses définies section ??, le tenseur des contraintes totales du milieu poreux $\underline{\underline{\sigma}}$ s'écrit comme la somme des contraintes agissant sur les phases solide (indicée s) et fluide (indicée f) :

$$\underline{\underline{\sigma}}^t = \underline{\underline{\sigma}}^s + \underline{\underline{\sigma}}^f = \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}_{11}^s - \phi p & \tilde{\sigma}_{12}^s & \tilde{\sigma}_{13}^s \\ \tilde{\sigma}_{21}^s & \tilde{\sigma}_{22}^s - \phi p & \tilde{\sigma}_{23}^s \\ \tilde{\sigma}_{31}^s & \tilde{\sigma}_{32}^s & \tilde{\sigma}_{33}^s - \phi p \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

avec p la pression du fluide et ϕ la porosité du milieu. Le tenseur $\underline{\underline{\sigma}}^s$ est symétrique et le tenseur $\underline{\underline{\sigma}}^f$ est diagonal. A noter que $\underline{u} = (u_1, u_2, u_3)$ et $\underline{U} = (U_1, U_2, U_3)$ sont les déplacements de la phase solide et de la phase fluide respectivement. Les déformations de chacune de ces phases s'écrivent :

$$\varepsilon_{11}^s = \frac{\partial u_1}{\partial x_1}, \quad \varepsilon_{12}^s = \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right), \quad \text{etc.} \quad (2.23)$$

$$\varepsilon_{11}^f = \frac{\partial U_1}{\partial x_1}, \quad \varepsilon_{12}^f = \left(\frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \frac{\partial U_2}{\partial x_1} \right), \quad \text{etc.} \quad (2.24)$$

Dans le cas isotrope, les relations contraintes-déformations pour les deux phases solide et fluide d'un milieu poroélastique s'écrivent [13] :

$$\sigma_{ij}^s(\underline{u}, \underline{U}) = (\tilde{A}u_{i,i} + \tilde{Q}U_{i,i}\delta_{ij} + 2\tilde{N}\varepsilon_{ij}^s) \quad (2.25)$$

$$\sigma_{ij}^f = -\phi p \delta_{ij} = (\tilde{Q}u_{i,i} + \tilde{R}U_{i,i})\delta_{ij} \quad (2.26)$$

où \tilde{A} et \tilde{N} sont équivalents aux coefficients de Lamé λ et μ dans le formalisme de l'élasticité linéaire. Ces coefficients sont reliés au module d'Young \tilde{E} et au coefficient de Poisson ν par

$$\tilde{N} = \frac{\tilde{E}}{2(1+\nu)}, \quad \tilde{A} = \frac{\nu\tilde{E}}{(1+\nu)(1-2\nu)} + \frac{\tilde{Q}^2}{\tilde{R}}. \quad (2.27)$$

Les coefficients d'élasticité \tilde{R} et de couplage \tilde{Q} sont obtenus à partir des modules d'incompressibilité de la structure K_b et du matériau constituant le squelette K_s , et du module équivalent de la phase fluide \tilde{K}_f . Pour la plupart des matériaux acoustiques, le module d'incompressibilité du poreux est faible devant celui du squelette, ce qui permet d'écrire les coefficients \tilde{R} et \tilde{Q} sous la forme [35, 1] :

$$\tilde{Q} = (1 - \phi)\tilde{K}_f, \quad (2.28)$$

$$\tilde{R} = \phi\tilde{K}_f. \quad (2.29)$$

Le plupart des travaux utilisant le modèle de Biot considèrent le squelette isotrope. Cependant, certains types du matériau poreux présentent un comportement anisotrope dû au processus de fabrication ou à la nature du matériau. Plusieurs auteurs considèrent une loi de comportement isotrope transverse [16, 12, 1, 30, 36] ou une loi orthotrope [124, 52, 51, 56]. Dans notre étude, une lois de comportement orthotrope avec 9 paramètres élastiques sera considérée au chapitre 4.

2.5.2 Équation du mouvement

Les équations en régime harmonique sont obtenues en appliquant les équations de Lagrange avec les variables généralisées en déplacement u_i et U_i ($i = 1, 2, 3$). Une fonction de dissipation introduite par Biot est basée sur la vitesse relative entre les deux phases. Les équations du mouvement s'expriment de la façon suivante :

$$\sigma_{ij,j}^s(\underline{u}, \underline{U}) = -\omega^2(\tilde{\rho}_{11}u_i + \tilde{\rho}_{12}U_i) \quad (2.30)$$

$$-\phi p_{,i} = -\omega^2(\tilde{\rho}_{12}u_i + \tilde{\rho}_{22}U_i) \quad (2.31)$$

où

$$\tilde{\rho}_{11} = \rho_{11} + \frac{\tilde{b}}{j\omega} \quad (2.32)$$

$$\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} - \frac{\tilde{b}}{j\omega} \quad (2.33)$$

$$\tilde{\rho}_{22} = \rho_{22} + \frac{\tilde{b}}{j\omega} \quad (2.34)$$

Les termes ρ_{ij} sont les masse volumiques apparentes de Biot. Ils tiennent compte des effets d'inertie avec ρ_{ij} et des effets visqueux par un coefficient complexe \tilde{b} . La définition des ρ_{ij}

est :

$$\rho_{11} = \rho_1 - \rho_{12} \quad (2.35)$$

$$\rho_{12} = -\phi\rho_0(\alpha_\infty - 1) \quad (2.36)$$

$$\rho_{22} = \phi\rho_0 - \rho_{12} \quad (2.37)$$

$$\rho_1 = (1 - \phi)\rho_s \quad (2.38)$$

avec ρ_0 la masse volumique de l'air, ρ_1 celle du matériau poreux et ρ_s celle du matériau constituant la phase solide. ρ_{11} et ρ_{22} sont respectivement les masses volumiques apparentes des phases du matériau. α_∞ est la tortuosité, ρ_{12} traduit l'effet de masse ajouté liée à la géométrie macroscopique du matériau. Le coefficient $\tilde{b} = \phi^2\sigma\tilde{G}$ prend en compte les effets visqueux dans l'expression des masses volumiques dynamiques complexes (eq.2.13).

2.5.3 Formulation en déplacement-pression

Le modèle de Biot-Allard a été décrit en utilisant les déplacements des phases solide (\underline{u}) et fluide (\underline{U}). Ce modèle fait intervenir 6 degrés de liberté par nœud dans une formulation par éléments finis, ce qui peut limiter rapidement la taille des calculs [30]. La formulation (\underline{u}, p) en utilisant le déplacement de la phase solide et la pression dans les pores comme variables permet de réduire le nombre de degrés de liberté à 4 par nœud. Elle est donc plus appropriée pour les modèles éléments finis. En régime harmonique, elle s'écrit [6] :

$$\hat{\sigma}_{ij,j}^s(\underline{u}) + \tilde{\rho}_s\omega^2 u_i + \tilde{\gamma}p_{,i} = 0 \quad (2.39)$$

$$p_{,ii} + \omega^2 \frac{\tilde{\rho}_{22}}{\tilde{R}} p - \omega^2 \frac{\tilde{\rho}_{22}}{\phi^2} \tilde{\gamma} u_{i,i} = 0 \quad (2.40)$$

avec

$$\tilde{\rho}_s = \tilde{\rho}_{11} - \frac{\tilde{\rho}_{12}^2}{\tilde{\rho}_{22}}, \quad \tilde{\gamma} = \phi \left(\frac{\tilde{\rho}_{12}}{\tilde{\rho}_{22}} - \frac{\tilde{Q}}{\tilde{R}} \right) \quad (2.41)$$

2.6 Conclusion

Le comportement vibroacoustique d'un matériau poroélastique peut être décrit par le modèle de Biot-Allard. Ce modèle considère le milieu poreux comme la superposition de deux milieux continus, respectivement solide et fluide. La vibration de la phase solide et les divers mécanismes de dissipation dus au couplage entre les deux phases sont pris en compte dans ce modèle. L'utilisation de ce modèle nécessite la caractérisation des propriétés du

matériaux liées au couplage $(\phi, \sigma, \alpha_\infty, \Lambda, \Lambda', k'_0)$ et des propriétés mécaniques (dans le cas isotrope, E , ν et η). La détermination de ces propriétés fait l'objet des chapitres 4 et 5.

Chapitre 3

État de l'art

Ce chapitre présente un état de l'art sur les deux thématiques principales de la thèse : la caractérisation acoustique et mécanique des matériaux poreux, et la prédiction des paramètres du modèle Biot-Allard en fonction du taux de compression.

Dans un premier temps, une revue des méthodes de mesure des paramètres du modèle de fluide équivalent Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL) est proposée. Ensuite, les méthodes de caractérisation mécanique du poreux sont présentées. Les hypothèses et les limitations de chaque méthode sont également détaillées. Finalement, les études liées à la compression des matériaux poreux sont résumées pour bien mettre en évidence l'apport de notre travail par rapport aux travaux précédents.

3.1 Caractérisation acoustique des matériaux poreux

La modélisation du comportement acoustique des matériaux poreux nécessite la connaissance des paramètres intrinsèques du matériau. Avec un modèle de fluide équivalent tel que celui de Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL) [70], il faut 6 paramètres pour décrire le comportement acoustique d'un matériau poreux : la porosité ϕ , la résistivité au passage de l'air σ , la tortuosité α_∞ , la longueur caractéristique visqueuse Λ et thermique Λ' et la perméabilité thermique statique k'_0 . Les méthodes pour déterminer ces paramètres sont présentées maintenant.

3.1.1 Méthodes expérimentales

Nous allons détailler ici comment les paramètres intrinsèques d'un matériaux poreux peuvent être estimés à partir d'une mesure directe ou identifiés de manière indirecte ou inverse.

Porosité ϕ

La mesure de la porosité de Beranek [10] permet au départ de mesurer le volume d'air à l'intérieur d'un échantillon de matériau poreux en utilisant la loi des gaz parfaits en compression isothermique. Cette méthode a ensuite été améliorée par Champoux [25] et modifiée par Leclaire [75], mais elle reste adaptée pour des matériaux ayant une porosité faible. D'autres méthodes, basées sur la saturation des pores par un gaz ou un liquide et mieux adaptées aux matériaux à forte porosité, ont été proposées par Panneton & Gros [94] et Salissou & Panneton [108].

La méthode appliquée dans cette thèse est celle proposée par Salissou & Panneton. Le montage expérimental et le schéma sont illustrés à la figure 3.1. La porosité ouverte et la masse volumique réelle du squelette sont déduites à partir de la mesure de quatre masses et de quatre pressions statiques. La masse de la chambre de mesure est mesurée sous vide M_1 et à haute pression (gaz d'argon à 8 bars) M_2 . Ensuite, les mêmes mesures sont réalisées avec l'échantillon : sous vide M_3 et à haute pression M_4 . En considérant que le gaz utilisé se comporte comme un gaz parfait dans les conditions d'opération, en utilisant la loi des gaz parfaits en compression isothermique, on en déduit la porosité :

$$\phi = 1 - \frac{RT}{V_t} \left(\frac{M_2 - M_1}{P_2 - P_1} - \frac{M_4 - M_3}{P_4 - P_3} \right), \quad (3.1)$$

où R est la constante de gaz spécifique, T est la température en Kelvin, V_t le volume des matériaux testés. $P_i (i = 1, 2, 3, 4)$ sont les pressions mesurées.

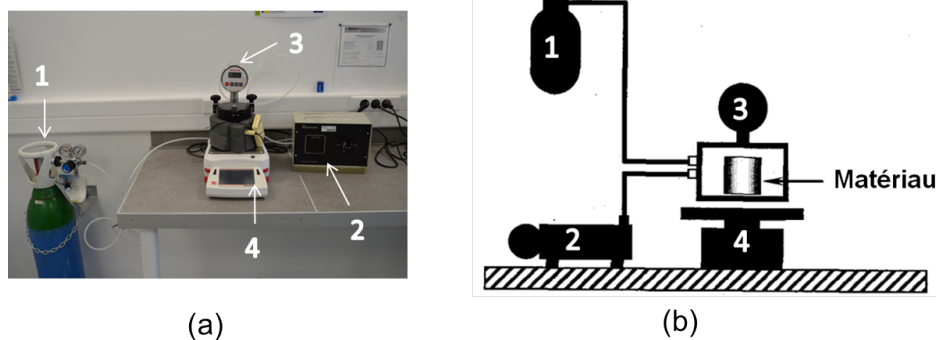


FIGURE 3.1 (a) Photo du porosimètre (b) Schéma du dispositif expérimental. 1. réservoir d'argon 2. pompe à vide 3. manomètre 4. balance

Tortuosité α_∞

La tortuosité peut être mesurée par méthode électrique ou par méthode ultrasonore. Johnson et Sen [63] ont développé la méthode électrique. Le milieu poreux est saturé d'une solution conductrice. En mesurant la résistance électrique avec l'échantillon et sans l'échantillon, ils en déduisent la tortuosité du milieu poreux. Cette méthode est limitée pour des matériaux à structure non conductrice. Johnson et coll. [62] déterminent quant à eux la tortuosité en mesurant la vitesse de phase des ondes ultrasonores se propageant dans le milieu poreux. Allard et coll. [2] évaluent aussi la tortuosité par ultrasons en mesurant la partie réelle de l'indice de réfraction d'un matériau poreux en incidence normale. Il est nécessaire de connaître les longueurs caractéristiques visqueuse et thermiques. Dans le cas où ces longueurs ne sont pas connues, Melon et coll. [85, 86, 84] déterminent la tortuosité en mesurant la vitesse de phase pour plusieurs fréquences et en la traçant en fonction de l'inverse de la racine carrée de la fréquence. Fellah et coll. [41] déterminent α_∞ en minimisant la différence entre le signal temporel transmis à travers un échantillon par calcul théorique et le signal expérimental. Contrairement aux autres, cette méthode reste efficace quand le matériau est très absorbant et dispersif.

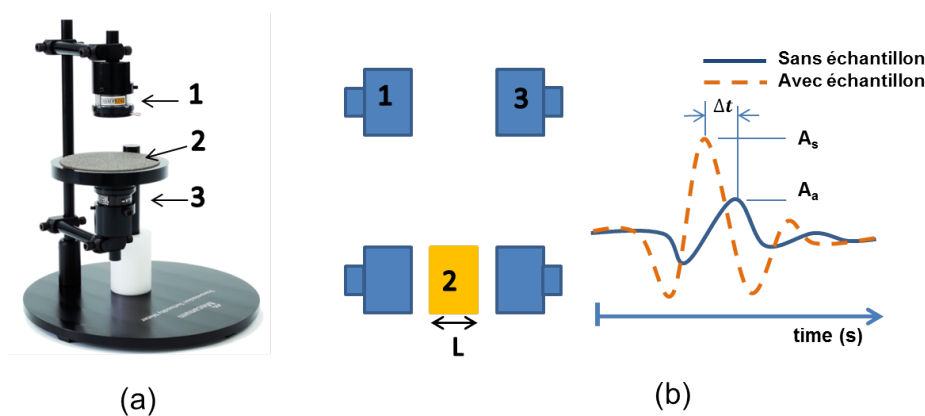


FIGURE 3.2 (a) Photo du tortuosimètre en mode transmission (TOR – Tortuosimètre Mecanum), (b) Schéma du dispositif expérimental. 1. transducteur d'émission 2. échantillon 3. transducteur de réception.

La méthode choisie pour mesurer la tortuosité de nos matériaux repose sur les travaux de Moussatov [90] et Allard [2]. Elle est basée sur la mesure de l'indice de réfraction et le coefficient de transmission en haute fréquence. Deux mesures sont réalisées. Premièrement la source émet une impulsion et le récepteur lit la trace temporelle (voir figure 3.2). Ensuite, un matériau d'épaisseur L est inséré entre les deux capteurs. Cette fois, l'impulsion lue par le récepteur est retardée dans le temps et atténuée en amplitude. A partir de ces deux mesures,

la vitesse de phase est déterminée à plusieurs fréquences. En traçant l'indice de réfraction en fonction de l'inverse de la racine carrée de la fréquence, on obtient une droite dont l'ordonnée à l'origine a pour valeur α_∞ .

Résistivité σ

Les différents systèmes développés pour mesurer la résistivité ou la perméabilité visqueuse ($k_0 = \eta/\sigma$) peuvent être classés en deux catégories selon l'approche employée, soit directe soit comparative.

Dans l'approche directe de Morse [89] ou de Brown et Bolt [20], la différence de pression et le débit d'air à travers l'échantillon sont mesurés séparément. La résistance au passage de l'air est alors calculée avec le rapport des deux quantités. Bies et Hansen [11] ont amélioré la configuration de Morse en utilisant un manomètre numérique à la place d'un manomètre à eau pour effectuer des mesures précises de différence de pression. Leonard [76] a adapté de son côté une balance analogique pour permettre de mesurer de petites différences de pression.

De l'autre côté, les méthodes comparatives utilisent une résistance à l'écoulement calibrée placée en série avec l'échantillon. Le rapport des chutes de pression à travers chaque élément est le même que le rapport des valeurs de résistance à l'écoulement, puisque le débit d'air dans la ligne est constante. Gemant [45] a utilisé cette méthode avec des tubes capillaires comme référence. Stinson et Michael [114] utilisent des composants électroniques pour réaliser des mesures plus rapides.

La méthode choisie pour mesurer la résistivité de nos matériaux est celle proposée par Stinson et Michael. Le montage expérimental et le schéma sont illustrés à la figure 3.3. La résistivité s'obtient avec l'expression suivante :

$$\sigma = R_c \frac{\Delta P_s A}{\Delta P_c L} \quad (3.2)$$

où R_c est la résistance calibrée, P_s et P_c sont respectivement la chute de pression à travers l'échantillon et la résistance calibrée, A et L sont la surface et l'épaisseur de l'échantillon.

Longueurs caractéristiques (Λ, Λ') et perméabilité thermique statique k'_0

Les deux longueurs caractéristiques peuvent être déterminées par méthode ultrasonore (Leclaire [74]), par méthode inverse (Atalla et Panneton [8], Chazot [27]) ou encore par méthode indirecte qui ne nécessite pas d'optimisation d'une fonction coût (Panneton et Olny [95], Olny et Panneton [93]). D'autres méthodes, telles que la méthode BET proposée par Brunaur [21] et la méthode par imagerie [7] permettent également d'extraire les longueurs

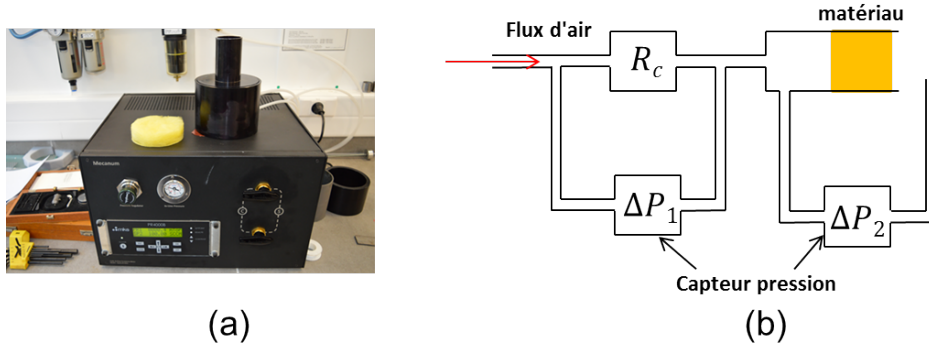


FIGURE 3.3 (a) Photo du résistivimètre Mecanum; (b) Schéma de la dispositif expérimental.

caractéristiques. Mais elles sont généralement très limitées quant aux types de matériaux ou bien couteuses en temps de caractérisation tout en demandant des équipements très spécialisés. Par ailleurs, Perrot [96] a aussi proposé une approche locale par microtomographie pour estimer la perméabilité thermique.

La méthode choisie pour mesurer les longueurs caractéristiques de nos matériaux est la méthode indirecte proposée par Panneton et Olny. Ici l'inversion analytique est basée sur la densité dynamique $\tilde{\rho}_{eq}$ et la compressibilité dynamique \tilde{K}_{eq} . Ces deux quantités sont mesurées en tube de Kundt (voir figure 3.4) par la méthode à 3 microphones (Salissou [109]). Par ailleurs ces deux quantités peuvent être estimées avec le modèle de fluide équivalent de Johnson-Lafarge à 5 paramètres (σ , α_∞ , Λ , Λ' , k'_0) en considérant un squelette rigide. Les paramètres peuvent alors être exprimés en fonction de la partie imaginaire et réelle des grandeurs mesurées :

$$\sigma = - \lim_{\omega \rightarrow 0} (\omega \text{Im}(\tilde{\rho}_{eq})) \quad (3.3)$$

$$\alpha_\infty = \frac{\phi}{\rho_0} \left(\text{Re}(\tilde{\rho}_{eq}) - \sqrt{\text{Im}(\tilde{\rho}_{eq})^2 - \left(\frac{\sigma}{\omega}\right)^2} \right) \quad (3.4)$$

$$\Lambda = \alpha_\infty \sqrt{\frac{2\rho_0\mu}{\omega\phi\text{Im}(\tilde{\rho}_{eq})(\rho_0\alpha_\infty - \phi\text{Re}(\tilde{\rho}_{eq}))}} \quad (3.5)$$

$$\Lambda' = \sqrt{\frac{2\mu}{\omega\rho_0 P_r} \left(2 \left(-\text{Im} \left(\left(\frac{1 - \tilde{K}_{eq}/\gamma P_0}{1 - \tilde{K}_{eq}/P_0} \right)^2 \right) \right)^{-1} \right)^{1/2}} \quad (3.6)$$

$$k'_0 = \frac{\phi\mu}{\omega\rho_0 P_r} \left(-\text{Re} \left(\left(\frac{1 - \tilde{K}_{eq}/\gamma P_0}{1 - \tilde{K}_{eq}/P_0} \right)^2 \right) \right)^{-1/2} \quad (3.7)$$

avec ρ_0 la densité de l'air, μ la viscosité de l'air, γ le rapport des chaleurs spécifiques et P_r le nombre de Prandtl. Cette méthode nécessite de connaître a priori la porosité et la résistivité

du matériau. Dans notre cas, la tortuosité est également mesurée par la méthode directe décrite précédemment. La méthode est implémentée dans le logiciel Foam-X développé par Mecanum.

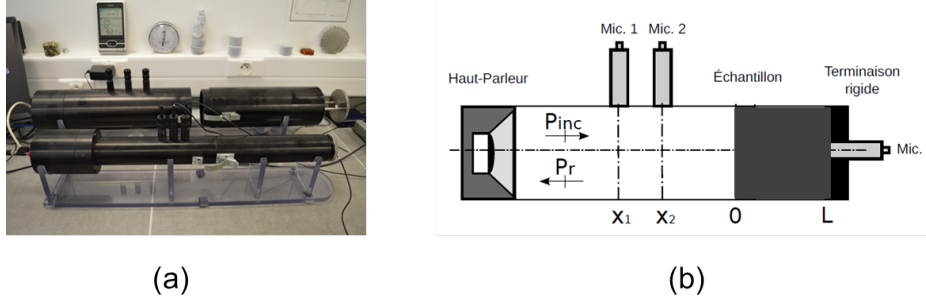


FIGURE 3.4 (a) Photo du tube d'impédance (tube Mecanum); (b) Schéma du dispositif expérimental.

3.1.2 Approche "micro-macro"

Des modèles physiques ou empiriques permettent de lier les propriétés macroscopiques d'un matériau à des paramètres caractéristiques de sa microstructure. Il est donc possible d'estimer ces paramètres intrinsèques à partir des propriétés macroscopiques.

Ainsi la porosité ϕ peut être calculée à partir de la densité relative ρ_r ,

$$\phi = 1 - \rho_r = 1 - \rho_m / \rho_s \quad (3.8)$$

où ρ_m est la densité apparente du poreux et ρ_s est la densité de la matrice composante du matériau.

La tortuosité α_∞ peut aussi être obtenue par plusieurs expressions empiriques. Une revue de ces expressions est proposée par Matyka [83] :

$$\alpha_\infty = \phi^{-m} \quad (3.9)$$

$$\alpha_\infty = 1 - m \ln \phi \quad (3.10)$$

$$\alpha_\infty = 1 + m(1 - \phi) \quad (3.11)$$

$$\alpha_\infty = [1 + m(1 - \phi)]^2 \quad (3.12)$$

$$\alpha_{\infty\parallel} = 1, \quad \alpha_{\infty\perp} = 2 - \phi \quad (3.13)$$

où m est un paramètre de recalage empirique. La première équation a été proposée par Archie [5]. La deuxième équation se retrouve dans plusieurs études concernant le transport diffusif

dans des arrangements de sphères ($m = 1/2$) [129, 55] ou de cylindres ($m = 1$ ou $m = 2/3$) [122]. La troisième équation est obtenue pour des sédiments sableux ($m = 2$) ou argileux ($m = 3$) [122]. La quatrième équation est adaptée aux boues marines [18] ($m = 32/9\pi \approx 1.1$). Enfin, les dernières expressions sont proposées par Umnova et coll. [123] qui modélisent analytiquement la propagation du son dans un réseau régulier de cylindres parallèles rigides. Ils trouvent une tortuosité égale à 1 pour un flux parallèle aux cylindres, et une tortuosité variable linéairement avec la porosité pour un écoulement perpendiculaire (Éq. 3.13).

La résistivité σ est un des paramètres les plus importants pour décrire la propagation des ondes acoustiques dans les matériaux poreux. Elle est liée à la perméabilité visqueuse k_0 et à la viscosité du fluide η par $\sigma = \eta/k_0$. Kozeny et Carman ont développé une relation physique pour calculer la perméabilité d'un milieu granulaire. La résistivité (Eq. 3.14) est alors liée à la porosité, au diamètre des particules d ou au rayon des fibres $r = d/2$ et au facteur K_c .

Nichols et coll. [91] lient la résistivité à la densité des matériaux ρ_m , et au diamètre des fibres par une loi de puissance avec deux paramètres empiriques K_1, K_2 où K_1 est lié au type de matériau et K_2 à l'arrangement des fibres et à leur orientation. Bies et Hansen [11] proposent $K_1 = 3.18 \times 10^{-9}$, $K_2 = 1.53$ pour les fibres de verre ($1 < d < 15\mu\text{m}$). Garai et Pompoli [43] trouvent $K_1 = 28.3 \times 10^{-9}$, $K_2 = 1.404$ pour les fibres de polyester ($14.2 < d < 39\mu\text{m}$). Kino et coll. [66–68] obtiennent les coefficients $K_1 = 15 \times 10^{-9}$, 8×10^{-9} , 11.5×10^{-9} , $K_2 = 1.53$ pour du polyester et deux types de mélamine.

Davies et coll. [33] proposent une autre loi empirique basée sur le meilleur ajustement des résultats mesurés sur de nombreux matériaux fibreux à forte porosité ($0.7 < \phi < 0.99$).

James et Jackson [59] calculent la perméabilité d'un milieu aléatoire en moyennant sur toutes les directions. Leur formules sont validées pour un matériau avec $\phi > 0.7$. Tamayol et coll. [115] calculent la perméabilité d'un flux à travers des cylindres parallèles placés régulièrement. Tarnow et coll. [116] proposent une nouvelle façon de calculer la résistivité du flux d'air à travers des cylindres parallèles placés aléatoirement.

En résumé, les différents modèles de résistivité se présentent sous la forme suivante :

$$\text{Kozeny – Carman : } \sigma = \frac{K_c (1 - \phi)^2}{d^2 \phi^3} \quad (3.14)$$

$$\text{Nichols, Bies, Garai, Kino : } \sigma = K_1 \cdot \rho_m^{K_2} / d^2 \quad (3.15)$$

$$\text{James, Jackson : } \sigma = \frac{\eta}{r^2} \frac{20(1 - \phi)}{3[-\ln(1 - \phi) - 0.931]} \quad (3.16)$$

$$\text{Davies : } \sigma = \frac{\eta}{r^2} [16(1 - \phi)^{3/2}(1 + 56(1 - \phi)^3)] \quad (3.17)$$

$$\text{Tamayol : } \sigma_{\parallel}^s = \frac{\sigma_{\perp}^s}{2} = \frac{-4\eta(1 - \phi)}{r^2[\ln(1 - \phi) - 2(1 - \phi) + K + (1 - \phi)^2/2]} \quad (3.18)$$

$$\text{Tarnow : } \sigma_{\parallel}^r = \frac{\sigma_{\perp}^r}{2} = \frac{-4\eta(1 - \phi)}{r^2[0.64 \ln(1 - \phi) - (1 - \phi) + 0.737]} \quad (3.19)$$

Ici la constante K dépend de l'arrangement des cylindres : $K = 1.5$ pour un arrangement circulaire, et $K = 1.479$ pour un arrangement carré. L'exposant s signifie un arrangement régulier carré des réseaux de fibres et r signifie un arrangement aléatoire de type Voronoi pour Tarnow.

Concernant les longueurs caractéristiques visqueuse Λ et thermique Λ' , Allard et Champoux ont proposé une approche analytique basée sur le champ de vitesse autour d'une fibre de section circulaire dans la limite diluée (porosité élevé). Boutin et Geindreau [19] ont développé de leur côté un modèle analytique pour exprimer les longueurs caractéristiques pour des milieux granulaires composés de particules sphériques. Enfin Umnova et coll. [123] ont calculé les deux longueurs caractéristiques pour les matériaux fibreux en fonction de la direction de l'écoulement par rapport à la direction des fibres. Les trois modèles se résument ainsi :

$$\text{Allard – Champoux : } \Lambda = \frac{d}{4(1 - \phi)}, \quad \Lambda' = 2\Lambda = \frac{d}{2(1 - \phi)} \quad (3.20)$$

$$\text{Boutin – Geindreau : } \Lambda = \frac{\phi d(3 - \phi)((1 - \phi)^{\frac{1}{3}})}{9(1 - \phi)}, \quad \Lambda' = \frac{\phi d((1 - \phi)^{\frac{1}{3}})}{3(1 - \phi)} \quad (3.21)$$

$$\text{Umnova : } \Lambda_{\parallel} = r \frac{\phi}{1 - \phi}, \Lambda_{\perp} = r \frac{(2 - \phi)\phi}{2(1 - \phi)}; \quad \Lambda' = \frac{2V}{S} = r \frac{\phi}{1 - \phi} \quad (3.22)$$

Le problème de conduction thermique dans la phase fluide d'un réseau de fibres est similaire au problème d'écoulement. La perméabilité thermique statique k'_0 est donc inversement proportionnelle à la résistivité selon Umnova. De leur côté Johnson et Champoux [61, 25] calculent analytiquement la perméabilité thermique statique d'un matériau poreux avec des

pores spécifiques. En résumé, on a :

$$\text{Umnova} : k'_0 = \frac{\eta}{\sigma_{\parallel}} \quad (3.23)$$

$$\text{Johnson} - \text{Champoux} : k'_0 = \frac{\phi r^2}{X} \quad (3.24)$$

Ici la résistivité pour un écoulement parallèle à la direction des fibres σ_{\parallel} est donnée par l'équation (3.18) ou (3.19), et on prend $X = 8$ pour une forme de pore circulaire et $X = 3$ pour une fente rectangulaire.

3.2 Caractérisation élastique des matériaux poreux

La détermination des propriétés mécaniques des matériaux poreux telles que les mousses polymères et les matériaux fibreux est très complexe. En effet ces propriétés dépendent des déformations statique et dynamique imposées [102, 101, 31]. La présence de l'air saturant [100, 39] peut ajouter un effet de couplage entre les phases solide et fluide, qui peut jouer sur la caractérisation mécanique. L'anisotropie de ces matériaux n'est en général pas négligeable [87, 78, 107, 39]. Enfin, le comportement viscoélastique doit parfois être pris en compte avec certains matériaux. Dans ce cas, la réponse à une sollicitation dynamique dépend du temps, de la fréquence et de la température [79, 102, 112, 39].

Une bibliographie exhaustive sur la caractérisation mécanique des matériaux poro-visco-élastiques a été effectuée par Jaouen [60], Doutres [36], Renault [105] et Geslain [49] dans leur thèse. Les méthodes expérimentales existantes peuvent se répartir selon trois types : les méthodes quasi-statiques qui négligent les effets inertiels ; les méthodes dynamiques qui caractérisent les échantillons aux fréquences de résonance ; les méthodes acoustiques basées sur le recalage d'un modèle avec une mesure de la propagation des ondes dans la phase solide. Le but de cette section est de présenter leurs limitations et de justifier ainsi le choix des méthodes utilisées dans les chapitres suivants.

3.2.1 Méthodes quasi-statiques

Les méthodes quasi-statiques, également nommées méthodes "non-résonantes", reposent sur l'hypothèse que les effets inertiels de la partie solide sont négligeables [31]. Ici le coefficient de Poisson est considéré réel et indépendant de la fréquence [103]. Les mesures sont réalisées avant la première résonance du système, souvent entre 0.1 Hz et 100 Hz. En fonction des coefficients élastiques recherchés, ces méthodes peuvent être appliquées à trois

configurations : en compression (Fig.3.5 A), en cisaillement (Fig.3.5 B) et en torsion (Fig.3.5 C).

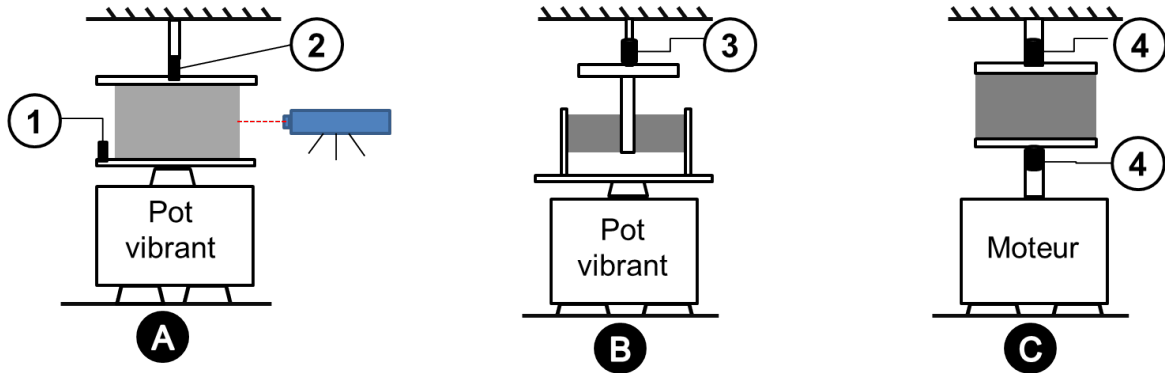


FIGURE 3.5 Schéma des montages des méthodes quasi-statiques. A : Chargement en compression, B : Chargement en cisaillement par glissement entre deux faces d'un cube, C : Chargement en cisaillement par torsion d'un cylindre. 1 : accéléromètre, 2 : capteur de force, 3, 4 capteur de couple.

Essais en compression

La première configuration consiste à mesurer les modules de compression d'un matériau par des bancs d'essai de compression. Mariez et coll. [78, 79] ont présenté une méthode expérimentale pour la compression des mousses isotropes. Un échantillon de mousse cubique est placé entre deux plateaux parallèles. Le plateau inférieur est excité par un pot vibrant, tandis que le plateau supérieur est fixé au bâti. Les plateaux sont recouverts de papier de verre pour éviter le glissement de l'échantillon. Le matériau est soumis à une déformation de la forme

$$\varepsilon = \varepsilon_s + \varepsilon_d \sin(\omega t), \quad (3.25)$$

où ε_s est la déformation statique imposée à la surface de l'échantillon et ε_d est l'amplitude dynamique de la déformation. A chaque mesure, on récupère le déplacement longitudinal $U_L(\omega)$ imposé au plateau inférieur, la force $F_L(\omega)$ exercée par le matériau sur la plaque supérieure à l'aide d'un capteur de force, et les déplacements latéraux $u_T(\omega)$ et $u'_T(\omega)$ induits par l'effet de Poisson (les sous-indices L, T, T' définissent les directions longitudinale et transversales pour un échantillon cubique). Trois fonctions de transfert sont ainsi obtenues :

$$K_L(\omega) = \frac{F_L(\omega)}{U_L(\omega)} \quad (3.26)$$

$$T(\omega) = \frac{U_T(\omega)}{U_L(\omega)} \quad \text{et} \quad T'(\omega) = \frac{U_T'(\omega)}{U_L(\omega)} \quad (3.27)$$

$K_L(\omega)$ est l'impédance mécanique, $T(\omega)$ et $T'(\omega)$ sont deux rapports de déplacements homogènes au coefficient de Poisson dans les deux directions transverses.

Pour obtenir les coefficients élastiques dans les trois directions, on effectue la même mesure sur différentes faces d'un échantillon cubique, puis on répète les opérations dans les trois directions. Si les trois triplés $(K_L(\omega), T(\omega), T'(\omega))$ sont identiques dans les trois directions et que $T'(\omega) = T(\omega)$, alors le matériau est isotrope. Seulement dans ces conditions, le module d'Young et le coefficient de Poisson peuvent être déterminés. Le module d'Young E et le coefficient d'amortissement η sont alors estimés à partir de l'impédance mécanique mesurée $K_L(\omega)$ et d'une abaque d'inversion selon Dauchez [31]. Cette abaque est issue d'un calcul par éléments finis. Les conditions aux limites à l'interface de l'échantillon et les déformations dans les directions latérales sont prises en compte dans le calcul. Pour un échantillon de surface S et d'épaisseur L , on a :

$$T(\omega) = g(\nu), \quad (3.28)$$

$$K_L(\omega) = \frac{E(\omega)(1-\nu)S}{h(\nu)L} \quad (3.29)$$

avec $h(\nu)$ et $g(\nu)$ les deux fonctions données dans l'abaque tracée à la figure 3.6.

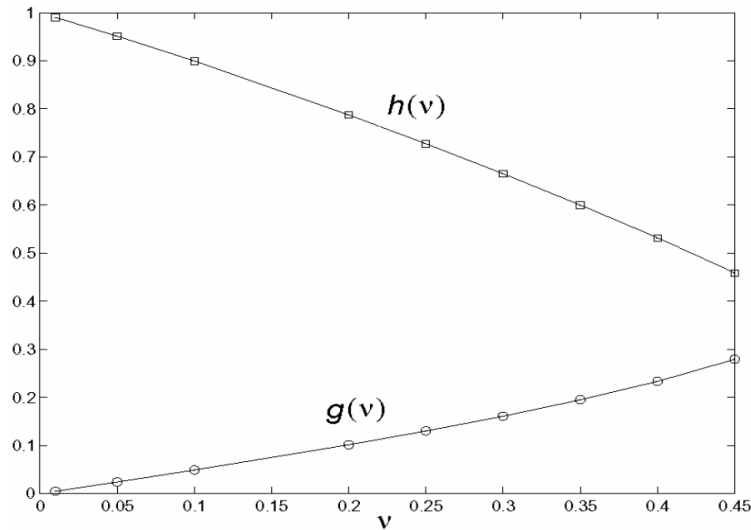


FIGURE 3.6 Fonctions $h(\nu)$ et $g(\nu)$ [31].

Plus récemment, Langlois et coll. [71] ont présenté une nouvelle approche utilisant plusieurs échantillons de géométrie cylindrique avec des facteurs de forme différents (voir figure 3.7). L'hypothèse d'isotropie du matériau est considérée ici. La méthode est basée sur

des relations polynomiales entre le module d'Young, le coefficient de Poisson et le facteur de forme de l'échantillon. Ces relations sont obtenues par élément finis en considérant un solide homogène. En supposant que deux échantillons ont les mêmes propriétés mécaniques, il est possible de calculer le coefficient de Poisson et le module d'Young pour deux échantillons indicés 1 et 2 :

$$E_1(\omega) = \frac{K_1(\omega)L_1}{P_{s1}(\nu)S_1} = E_2(\omega) = \frac{K_2(\omega)L_2}{P_{s2}(\nu)S_2} \quad (3.30)$$

$P_s(\nu)$ est obtenu par élément finis (voir figure 3.8), (S_1, S_2) et (L_1, L_2) sont les aires et les épaisseurs des échantillons 1 et 2 respectivement.

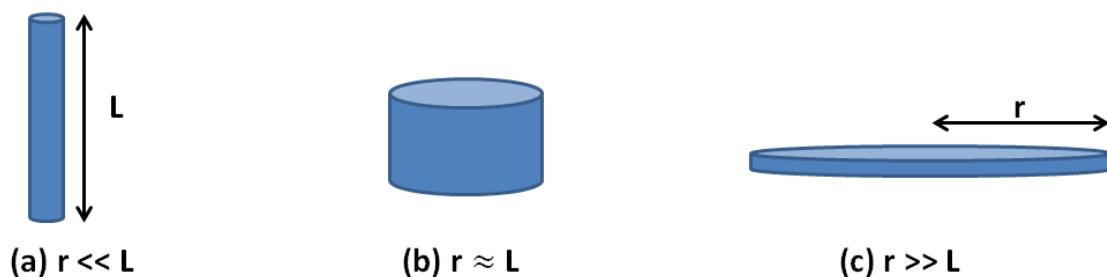


FIGURE 3.7 Différents facteurs de forme d'échantillons.

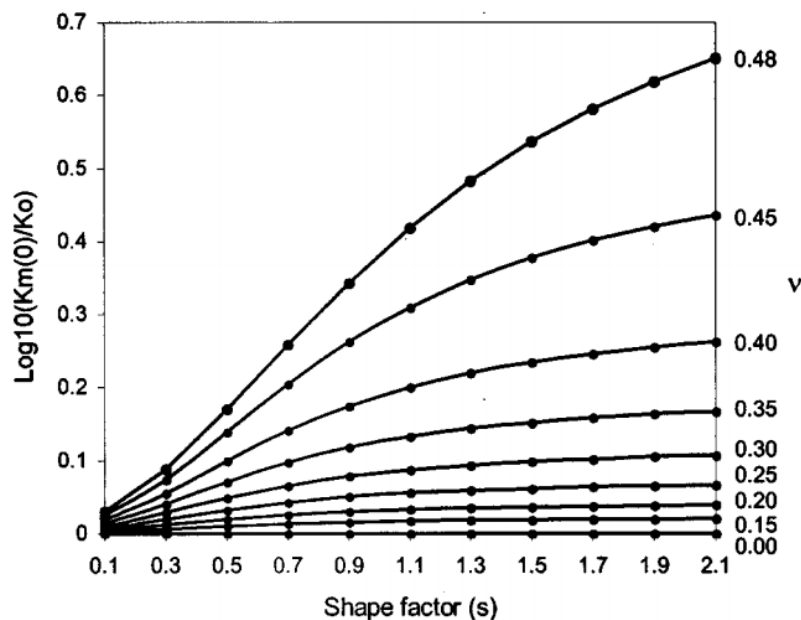


FIGURE 3.8 Variation de la fonction polynomiale ($P_s(\nu) = K_m(0)/K_0$) en fonction du facteur de forme et du coefficient de Poisson selon Langlois [71].

Essais en cisaillement et en torsion

On s'intéresse maintenant à la configuration en cisaillement. Etchessahar et coll. [39] ont présenté deux montages expérimentaux pour mesurer les modules de cisaillement grâce à des sollicitations en cisaillement entre deux faces d'échantillons.

Le premier montage permet d'appliquer des contraintes de cisaillement pur à des échantillons cubiques ou cylindriques. Le module de cisaillement est retrouvé à partir de la mesure du rapport force sur déplacement et d'un modèle de solide élastique prenant en compte le déplacement latéral du matériau. Etchessahar et coll. [39] ont utilisé ce dispositif pour mesurer le module de cisaillement complexe d'une mousse polymère. Tarnow et coll. [118] ont également proposé un dispositif basé sur le même principe pour retrouver le module de cisaillement d'une laine de verre.

Le deuxième montage, proposé par Etchessahar [39], permet de mesurer le module de cisaillement et le coefficient d'amortissement à partir d'un essai en torsion.

Synthèse sur la méthode quasi-statique

Dauchez et coll. présentent une revue des méthodes quasi-statiques dans la référence [31]. L'influence des paramètres expérimentaux tels que la déformation statique et dynamique, les effets dynamiques liés à la résonance du squelette et au couplage avec un fluide saturé, l'anisotropie du matériau, et la dépendance en fréquence des caractéristiques sont étudiées pour deux matériaux poreux représentatifs : une mousse polymère et une laine de roche. Ils concluent que :

- la méthode se limite à des fréquences inférieures à la première résonance du système, typiquement de 0.1 Hz à 100 Hz. De plus, le module d'Young et le facteur de perte dépendent de la fréquence pour les mousses polymères, alors que le coefficient de Poisson est réel et indépendant de la fréquence. Les propriétés hautes fréquences sont accessibles à l'aide de la technique de superposition temps-température (Etchessahar [39]).
- les mesures de la rigidité et du facteur de perte doivent être effectuées en utilisant une déformation dynamique inférieure à 0.05% pour la mousse polymère et la laine de roche. La déformation statique préconisée est celle de la zone linéaire pour les mousses (plateau sur la courbe $E(\varepsilon_s)$) et aussi proche que possible de leurs conditions d'utilisation pour les fibreux.
- la mousse polymère et la laine de roche présentent des comportements anisotropes. L'hypothèse d'isotropie n'est donc pas valable. Dans les applications habituelles un pseudo module d'Young et un pseudo coefficient de Poisson peuvent être déterminés à

partir de fonctions de transfert mesurées dans la direction correspondant à l'utilisation réelle du matériau.

- les effets dynamiques sont observables principalement sur la partie réelle et pour l'échantillon le plus épais après 100 Hz. L'effet du couplage avec le fluide peut être observé après 10 Hz pour des résistivités élevées. Pour les matériaux poreux standards avec une forme d'échantillon cubique, l'hypothèse quasi-statique est valable. Une attention particulière doit être prise pour les matériaux minces et très résistifs. A noter que Doutres et coll. [37] ont proposé une méthode où l'échantillon est dans une cavité fermée pour limiter l'influence du couplage avec l'air.

Cependant, on peut noter que ces méthodes présentent certains inconvénients :

- elles ne caractérisent pas toujours le matériau tel qu'il est utilisé et ne tiennent pas compte de la nature biphasique du milieu poreux.
- les gammes de fréquences restent basses par rapport aux fréquences audibles. L'estimation des propriétés du matériau à des fréquences plus élevées est possible à partir de mesures à différentes températures en utilisant le principe de superposition temps-température (voir références [42, 113]). Néanmoins, ce principe ne s'applique pas à tous les matériaux.

Comme alternative à l'utilisation du principe de superposition temps-température, la section suivante présente des méthodes expérimentales pour l'évaluation dynamique des propriétés mécaniques.

3.2.2 Méthodes résonantes

Dans le but de déterminer les propriétés élastiques des matériaux poreux sur une plus large gamme de fréquences sans recourir au principe de superposition temps-température [42, 113], des méthodes dynamiques ont été proposées par plusieurs auteurs [99, 112, 39, 60]. Le principe de ces méthodes, appelées aussi méthodes résonantes, est basée sur l'estimation des paramètres mécaniques à partir des mesures autour des résonances. Les propriétés viscoélastiques sont obtenues à l'aide de méthodes inverses utilisant des modèles analytiques ou numériques qui prennent en compte ou non le couplage avec le fluide extérieur. Ces méthodes sont limitées aux fréquences de résonances du système considéré. Les montages expérimentaux sont présentés à la figure 3.9.

Pritz [98, 99] a développé une méthode pour remonter au module d'Young d'une mousse à partir de la mesure des fréquences de résonance de deux configurations : un échantillon cubique (figure 3.9-A) et un échantillon assimilable à une poutre (figure 3.9-C). Dans les deux cas, l'échantillon est chargé d'une masse. L'effet de Poisson est négligé dans le cas de la poutre. Cette méthode ne prend pas en compte l'influence du couplage fluide-structure

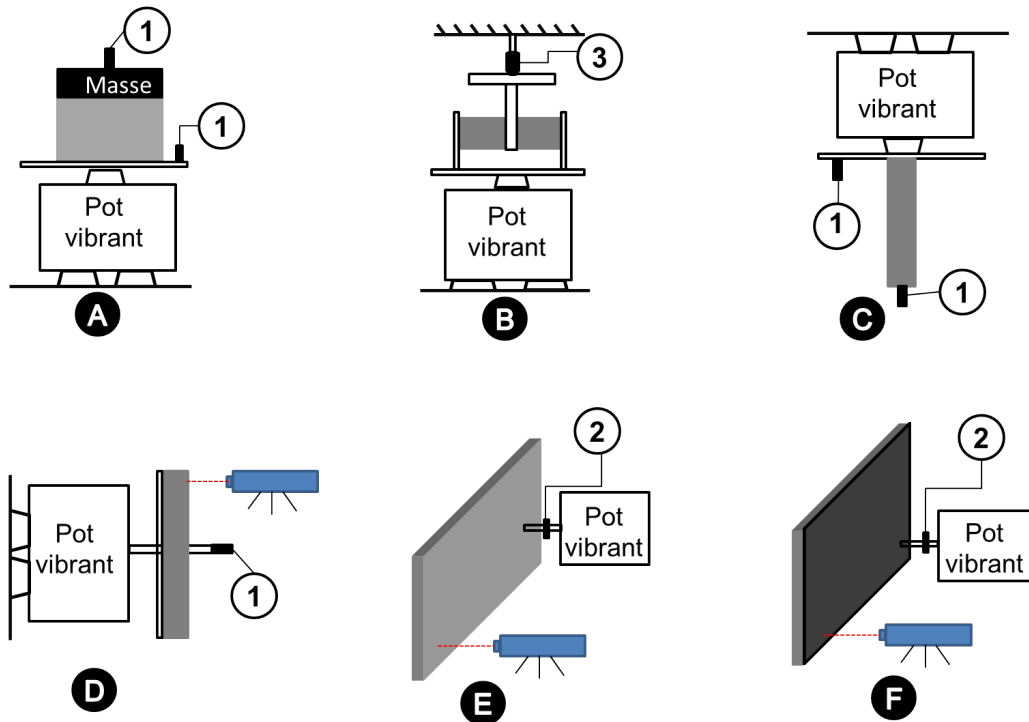


FIGURE 3.9 Schéma des montages expérimentaux pour la caractérisation des propriétés viscoélastiques des matériaux poreux par méthode dynamique. A : vibration d'une éprouvette massive, B : cisaillement, C : vibration d'une éprouvette élancée, D : flexion de poutre couverte de poreux, E : flexion de plaque poreuse, F : flexion de plaque couverte de poreux. 1 : accéléromètre, 2,3 : capteur de force.

au sein du matériau. Elle est donc limitée aux matériaux dont la résistivité au passage de l'air σ est faible. Danilov et coll. [29] étudient de leur côté l'effet du couplage avec le fluide en comparant deux cas : en conditions normales dans l'air et sous vide. Ils ont défini un facteur de forme poroélastique (défini comme le rapport du volume sur la surface des côtés latéraux de l'échantillon poreux). En dessous d'une limite, les modèles sous vide et saturés d'air donnent la même impédance mécanique. Pritz a réalisé aussi des mesures sur des matériaux fibreux [100, 101] sous vide. Il montre que les propriétés élastiques des matériaux fibreux sont indépendantes de la fréquence et qu'il existe des non-linéarités en fonction des déformations statique et dynamique comme celles observées à basse fréquence.

Le montage de la figure 3.7-B est dédié à la mesure du module de cisaillement \tilde{G} . Il est similaire à celui proposé en quasi statique. Par contre, on ne s'intéresse ici qu'aux résonances de la fonction de transfert entre la force et l'accélération. Le module de cisaillement complexe est alors déterminé à ces résonances [72].

Les méthodes présentées jusqu'à maintenant, quasi-statiques ou dynamiques, ne prennent pas en compte la nature biphasique des matériaux poreux. Jaouen [60] propose de prendre en

compte ce couplage en réadaptant la méthode de Wojtowicki [130]. La méthode présentée en figure 3.7-D ressemble à la méthode d'Oberst pour les matériaux viscoélastiques. Le matériau à caractériser est collé sur une poutre élastique. Une mesure de force et de vitesse est faite sur la poutre excitée par un pot vibrant. Les propriétés viscoélastiques de la couche poreuse sont alors obtenues par méthode inverse grâce à un code par éléments finis basé sur le modèle de Biot. Cependant la méthode inverse est relativement coûteuse en temps de calcul. De plus, elle ne prend pas en compte le rayonnement acoustique de la couche poreuse (couplage avec le fluide environnant).

Jaouen a également étudié la flexion d'une structure composée d'une plaque et d'un matériau poreux collé (voir figure 3.7-F). Cette configuration se rapproche des conditions d'utilisation réelles des matériaux. Notons que cette méthode est limitée à des fréquences inférieures à la première résonance dans l'épaisseur du squelette. Une méthode similaire basée sur la flexion d'une simple couche de matériau poreux (voir figure 3.7-E) a été proposée par Etchessahar et coll. [39]. Ils mesurent la fonction de transfert entre la force injectée et la vibration transverse du squelette en divers points de la plaque. Ceci permet d'obtenir les résonances de l'échantillon. Le module de rigidité en flexion est déduit pour chaque mode à l'aide d'une méthode inverse basée sur le modèle Biot. Leur méthode n'est pas adaptée aux matériaux de faible densité où le couplage avec le fluide environnant ne peut plus être négligé.

Des méthodes basées sur des excitations acoustiques sont également proposées pour la détermination des paramètres mécaniques. La plupart profitent de la résonance en quart d'onde dans l'épaisseur d'une couche poreuse collée sur un support rigide. Sellen et coll. [111] proposent une estimation du module d'Young et du coefficient de Poisson via un recalage entre la mesure de l'impédance de surface et de l'absorption acoustique dans un tube d'impédance, avec une simulation avec un modèle poro-élastique isotrope complet. Les limites de cette méthode est que les conditions aux limites de l'échantillon dans le tube influencent énormément les résultats [97, 126]. Cette méthode permet néanmoins d'obtenir un bon ordre de grandeur.

Gareton et coll. [44] ont également présenté une méthode basée sur la mesure de l'impédance de surface d'un échantillon épais collé sur une paroi rigide et chargé d'une plaque solide dans un champ de pression acoustique libre. Allard et coll. [3] ont modifié cette dernière configuration pour estimer un module de cisaillement d'un échantillon poreux mince. Le matériau est excité avec une source monopolaire. Les déplacements à la surface du matériau sont observés. Les modules de cisaillement sont ainsi estimés par recalage entre les mesures et le modèle en supposant que le coefficient de Poisson est réel et constant en fréquence.

3.2.3 Méthodes acoustiques

Les méthodes acoustiques sont basées sur la propagation d'onde dans des échantillons de grandes dimensions. Par exemple, les ondes de Rayleigh se propagent à la surface des solides. Elles sont sensibles aux paramètres du matériau. La mesure de leur vitesse de phase et de leur atténuation permet d'accéder au module de cisaillement du matériau. Dans les matériaux poreux, plusieurs types d'ondes peuvent se propager dans les différentes phases. Le principe de la méthode acoustique est d'estimer les paramètres mécaniques à partir d'un problème de minimisation entre la mesure et un modèle de la vitesse de propagation des ondes.

Allard et coll. [4] génèrent des ondes de surfaces sur un bloc de mousse polyuréthane épais (environ 10 cm) et mesurent l'amplitude et la phase des vibrations normales à la surface entre 2.4 et 3 kHz. Ils arrivent ainsi à estimer directement la partie réelle et imaginaire du module de cisaillement aux fréquences audibles. Dans leur étude, le coefficient du Poisson est considéré réel et indépendant de la fréquence ($\nu = 0.3$). La configuration expérimentale est représentée schématiquement sur la figure 3.10.

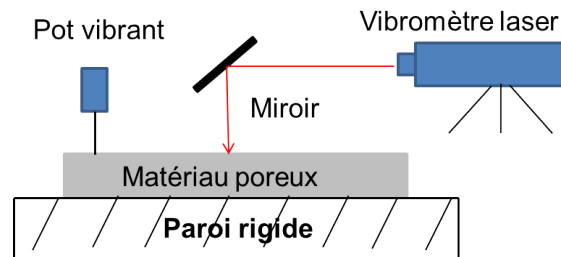


FIGURE 3.10 Méthode des ondes de Rayleigh [4].

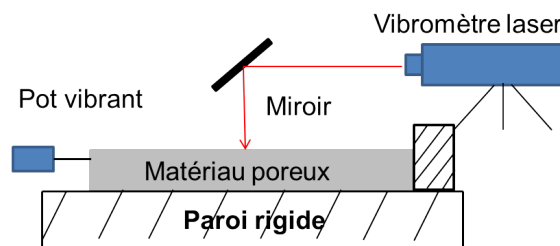


FIGURE 3.11 Méthode des ondes guidées [17].

De façon similaire, Boeckx et coll. [17] proposent une méthode expérimentale avec des ondes guidées pour estimer les parties réelle et imaginaire du module de cisaillement ainsi que le coefficient de poisson d'une mousse de mélamine sur une bande de fréquence de 200 Hz à 1400 Hz. La configuration expérimentale est représentée schématiquement sur la figure 3.11.

3.2.4 Approche micro-macro structurale

Des modèles analytiques [50, 128, 107] permettent de prédire les paramètres mécaniques à partir d'un modèle micro-structural. Ils établissent ainsi une correspondance entre la loi de comportement mécanique du squelette à l'échelle macroscopique et la loi de comportement du matériau constituant le squelette à l'échelle microscopique. Ces modèles sont par contre limités à la zone linéaire des mousses à cellules ouvertes ou fermées.

Gent et Thomas [46, 47] proposent un premier modèle, basé sur une cellule élémentaire cubique constitué de poutres de longueur L et de section t^2 . Sous l'hypothèse de matériaux à faible densité, le module d'Young macroscopique équivalent E s'écrit de manière proportionnelle au module d'Young du matériau constituant la structure E_s et à la fraction volumique de la phase solide ϕ_s tel que

$$E = E_s \frac{\phi_s}{3}, \quad \text{avec}(\phi_s) = (3 - 2\frac{t}{L})(\frac{t}{L})^2 \quad (3.31)$$

avec $\phi + \phi_s = 1$, où ϕ est la porosité du matériau poreux.

Ko [69] présente deux nouveaux modèles plus représentatifs de la micro-géométrie des mousses. Il retrouve le résultat de Gent et Thomas sur la proportionnalité de la porosité du module macroscopique pour des sollicitations de traction-compression. Pour la flexion, en supposant une cellule cubique à face centrée, il trouve que le module d'Young macroscopique est proportionnel au carré de la fraction solide ϕ_s :

$$E \propto E_s (\phi_s)^2 \quad (3.32)$$

Gibson et Ashby [50] proposent une cellule élémentaire cubique et ajoutent les jonctions entre les cellules élémentaires au milieu de chaque poutre. Le module d'Young macroscopique E et le module de cisaillement macroscopique G s'expriment alors sous la forme :

$$E = C_1 E_s (\phi_s)^2, \quad G = C_2 E_s (\phi_s)^2, \quad (3.33)$$

$$\nu = \frac{C_1}{2C_2} - 1 \quad (3.34)$$

C_1 et C_2 étant des constantes à déterminer expérimentalement. Par exemple les coefficients $C_1 = 1$ et $C_2 = 3/8$ permettent d'avoir un coefficient de poisson $\nu = 0.3$ dans le cas d'une mousse isotrope.

Warrent et Kraynik [128] proposent un modèle tridimensionnel à cellule élémentaire tétraédrique régulière. La section des poutres est assimilable à une section de Plateau (voir

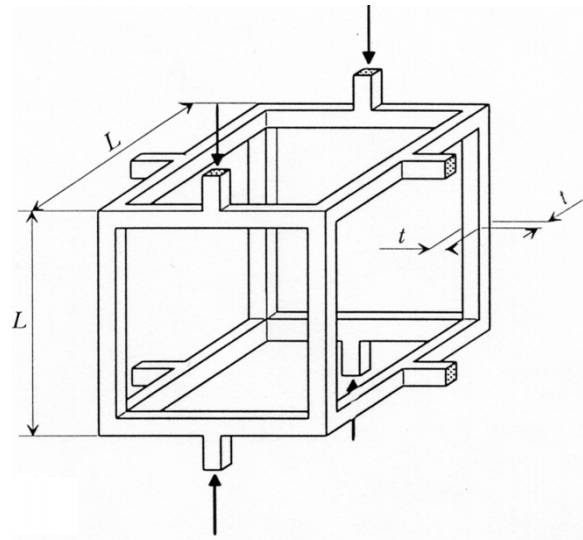


FIGURE 3.12 Cellule élémentaire de Gibson et coll. [50].

figure 3.13). Ils trouvent comme expression du module d'Young et du coefficient de Poisson :

$$E \simeq 1.53E_s(\phi_s)^2 \tag{3.35}$$

$$\nu \simeq 0.5 - 2.29(\phi_s) + 8.73(\phi_s)^2 \tag{3.36}$$

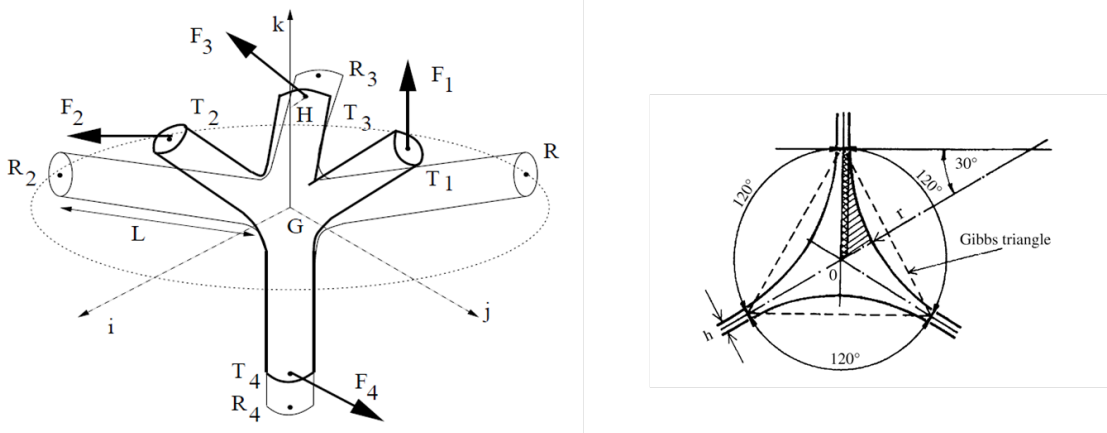


FIGURE 3.13 (a) Jonction élémentaire de la cellule de Warren et Kraynik en trait clair et cellule élémentaire de Sahraoui en trait gras, (b) section de Plateau.

Des modèles tenant compte de l'anisotropie des mousses cellulaires sont proposés par Kanakkanatt [64], Huber et Gibson [57] et Sahraoui [107]. Avec un comportement isotrope transverse, et pour un matériau de faible densité dont la section des poutres est assimilable

à une section de Plateau, les 5 constantes élastiques $E_L, E, T, G_{LT}, \nu_{LT}, \nu_{TT}$ s'écrivent selon Sahraoui :

$$E_L \simeq 2.09E_s(\phi_s/D)^2 \quad (3.37)$$

$$E_T \simeq 1.72E_s(\phi_s/D)^2 \quad (3.38)$$

$$G_{LT} \simeq 0.39E_s(\phi_s/D)^2 \quad (3.39)$$

$$\nu_{LT} \simeq 0.5 - 3.13(\phi_s/D) + 15.22(\phi_s/D)^2 \quad (3.40)$$

$$\nu_{TT} \simeq 10/17 - 4.86(\phi_s/D) + 11.64(\phi_s/D)^2 \quad (3.41)$$

$$D(\alpha, \beta) = \frac{(\alpha + \sqrt{1 + 8\beta^2})(3\alpha - 2)}{\alpha^3\beta^2(3\alpha + 1)} \quad (3.42)$$

Ces expressions montrent notamment que les coefficients de Poisson d'une mousse à forte porosité ($\phi > 0.9$) peuvent être très proches de 0.5 (matériau incompressible), ce qui peut poser des difficultés de mesure en lien avec le comportement non linéaire de ces matériaux (voir section 5.2 [32]).

3.3 Effet de la compression sur les propriétés acoustiques

Les matériaux poreux utilisés dans l'automobile sont souvent comprimés pour être mis en forme. Les propriétés acoustiques (absorption et transparence acoustiques) sont alors modifiées par rapport à celles avant transformation. L'effet de la compression peut être pris en compte directement sur les paramètres qui entrent dans le modèle de Biot-Allard. On peut alors prédire les propriétés acoustiques après mise en forme à partir des paramètres initiaux. Dans un premier temps, les matériaux sont modélisés par un modèle de fluide équivalent avec 6 paramètres qui décrit les dissipations visqueuses et thermiques.

Castagnède et coll. [23, 24] sont les premiers à proposer des formules qui expriment les 5 paramètres après compression ($\phi^{(n)}, \alpha_\infty^{(n)}, \sigma^{(n)}, \Lambda^{(n)}, \Lambda'^{(n)}$) en fonction du taux de compression n et leur valeur initiale avant compression ($\phi^{(1)}, \alpha_\infty^{(1)}, \sigma^{(1)}, \Lambda^{(1)}, \Lambda'^{(1)}$) dans le modèle Johnson-Champoux-Allard (JCA). En pratique, les matériaux sont généralement comprimés dans une seule direction (compression 1D), à savoir dans l'épaisseur. Dans ce cas, Castagnède et coll. proposent les formules suivantes :

$$\phi^{(n)} = 1 - n(1 - \phi^{(1)}) \quad (3.43)$$

$$\alpha_\infty^{(n)} = 1 - n(1 - \alpha_\infty^{(1)}) \quad (3.44)$$

$$\sigma^{(n)} = n\sigma^{(1)} \quad (3.45)$$

$$\Lambda^{(n)} = \frac{\Lambda^{(1)}}{\sqrt{n}} + \frac{a}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{n}} - 1 \right) \quad (3.46)$$

$$\Lambda'^{(n)} = \frac{\Lambda'^{(1)}}{\sqrt{n}} + \frac{a}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{n}} - 1 \right) \quad (3.47)$$

Pour une compression suivant deux directions (compression 2D), Castagnède et coll. proposent d'autres expressions :

$$\phi^{(n)} = 1 - n^2(1 - \phi^{(1)}) \quad (3.48)$$

$$\alpha_{\infty}^{(n)} = 1 - n^2(1 - \alpha_{\infty}^{(1)}) \quad (3.49)$$

$$\sigma^{(n)} = n^2 \sigma^{(1)} \quad (3.50)$$

$$\Lambda^{(n)} = \frac{\Lambda^{(1)}}{n} + a \left(\frac{1}{n} - 1 \right) \quad (3.51)$$

$$\Lambda'^{(n)} = \frac{\Lambda'^{(1)}}{n} + a \left(\frac{1}{n} - 1 \right) \quad (3.52)$$

Ohadi et coll. [92] appliquent les formules de Castagnède et utilisent la méthode des éléments finis pour prédire le coefficient d'absorption et les pertes par transmission de matériaux fibreux en incidence normale dans un tube d'impédance. Leurs résultats sont présentés à la figure 3.14. Wang et coll. [127] ont ensuite étudié l'effet de la compression sur l'absorption des matériaux poreux en prenant en compte les paramètres élastiques avec le modèle de Biot. Campolina et coll. [22] ont examiné l'effet de la compression sur les pertes par transmission d'une couche fibreuse attachée à une plaque isotrope.

Ces études montrent que la compression du matériau conduit à une réduction de l'indice d'affaiblissement et du coefficient d'absorption des matériaux comprimés. Selon la formule de Castagnède, la compression d'une couche poreuse homogène conduit à une diminution de la porosité et des longueurs caractéristiques, et en même temps à une augmentation de la tortuosité et de la résistivité. Malheureusement, les formules proposées par Castagnède sont limitées à des taux de compression faibles ($n \leq 2$). Pour les forts taux de compression, les formules de Castagnède restent fiables pour la porosité et les longueurs caractéristiques, mais sont approximatives pour la tortuosité et ne sont pas adaptées pour la résistivité.

Hirosawa et coll. [54] ont proposé de nouvelles formules pour prédire quantitativement la variation de ces paramètres à partir d'une modélisation numérique. Dans leur simulation, la variation de l'orientation des fibres n'est pas prise en compte alors que Luu et Perrot [77] notent que ce changement d'orientation a une influence importante sur la tortuosité, la résistivité et la longueur caractéristique visqueuse.

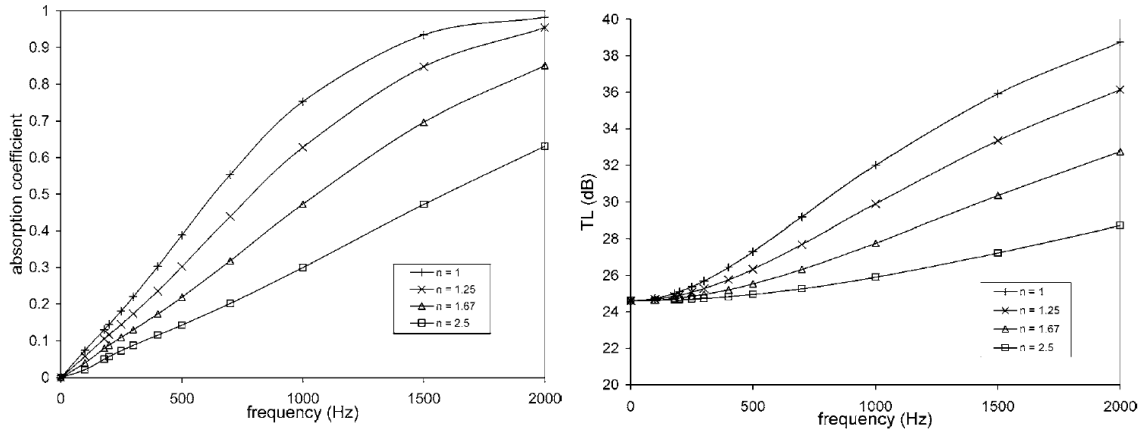


FIGURE 3.14 (Gauche) Effet de la compression sur le coefficient d'absorption d'une couche de polyester rigide; (Droite) Effet de la compression sur la perte par transmission d'une couche de laine de verre rigide [92].

3.4 Comportement mécanique en compression des matériaux poreux

Les matériaux fibreux [9, 65, 82, 121] et les mousses [50, 128] ont un comportement mécanique non linéaire lorsqu'ils sont soumis à une compression axiale.

Pour les mousses, la courbe de compression en contrainte-déformation est très caractéristique [50]. Elle est divisée en trois zones (voir figure 3.15) : une zone linéaire, une zone d'effondrement non-linéaire et une zone de densification. La caractérisation mécanique des mousses se limite en général à la zone linéaire.

La courbe commence donc par une zone quasiment linéaire liée à la flexion des ligaments constitutifs de la cellule. Cette zone est limitée aux faibles déformations, typiquement $\leq 5\%$. Sous cette hypothèse de petites déformations, les lois micro-macro présentées précédemment [69, 50, 128, 64, 57, 107] permettent de prédire cette compression linéaire :

$$E_1 = C_1 E_s (\phi_s)^2 \quad (3.53)$$

$$G_1 = C_2 E_s (\phi_s)^2 \quad (3.54)$$

où C_1, C_2 sont des constantes à déterminer expérimentalement, avec ϕ_s la fraction volumique des fibres ou cellules dans les matériaux. Pour les mousses à cellules ouvertes, on prend généralement $C_1 = 1$ et $C_2 = 3/8$ avec un coefficient de Poisson $\nu = E/2G - 1 = 1/3$ dans le cas isotrope. On peut noter que cette zone n'est pas parfaitement linéaire à cause des imperfections de découpe des matériaux. Nous reviendrons sur ce phénomène au chapitre 5.

Ensuite, la courbe subit un effondrement non-linéaire de la structure à cause du flambage des cellules. La limite σ_{el} avant effondrement se calcule avec la formule d'Euler pour le flambage et s'écrit :

$$\sigma_{el} = CE_s(\phi_s)^2 \quad (3.55)$$

avec $C = 0.05$ donné par Gibson et Ashby. La déformation critique ε_1 de l'ordre de 0.05 donne une limite σ_{el} autour de 5 Pa.

Enfin la courbe se termine par une densification du matériau. Lors des grandes déformations, les faces opposées des cellules s'écrasent l'une sur l'autre. Dans ce cas, la courbe déformation-contrainte augmente rapidement et arrive à une déformation limite ε_D telle que :

$$\varepsilon_D = 1 - 1.4(\phi_s). \quad (3.56)$$

La contrainte post-flambement σ_p peut être tracée en fonction de la déformation avec

$$\sigma_p = \sigma_{el} \frac{1}{D} \left(\frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_D - \varepsilon} \right)^m \quad \text{quand} \quad \varepsilon \leq \varepsilon_D \left(1 - \frac{1}{D} \right) + \varepsilon_1 \quad (3.57)$$

où D et m sont des constantes qui dépendent du type de mousse. Pour une mousse polyéthylène $m = 1$ et $D = 1$. Pour une mousse polyuréthane, $m = 1$ et $D = 1.55$.

Dans notre étude, les matériaux sont soumis à des taux de compression supérieurs à la limite qui correspond à un taux de compression $n = \frac{1}{1-\varepsilon} = 1.05$.

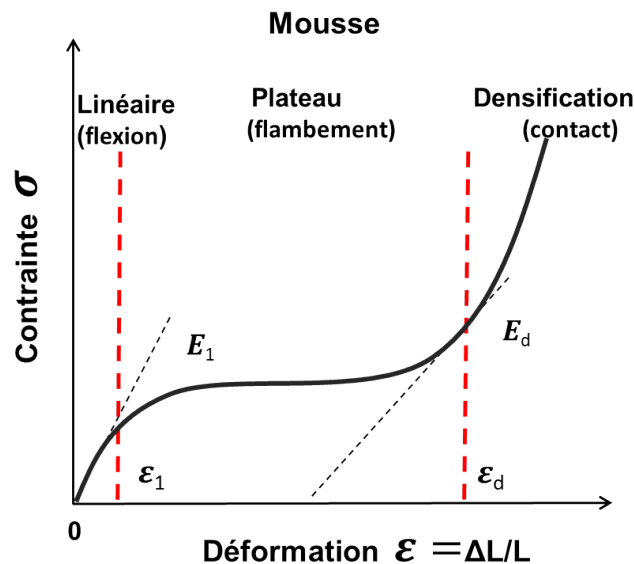


FIGURE 3.15 Allure de la courbe de contrainte-déformation des mousses en compression [50].

Pour les matériaux fibreux, le comportement en compression montre deux régions distinctes, comme illustré à la figure 3.16. La première région correspond à des niveaux de chargement faibles à modérés. La courbe contrainte-déformation est non-linéaire dans cette zone à cause de la flexion des fibres et de la croissance du nombre de contacts entre les fibres. Quand la contrainte continue à augmenter, le nombre de contacts atteint un maximum, avec une longueur sans contact entre deux portions de fibres très petite, ce qui empêche la flexion. Les fibres commencent alors à se déformer elles même avec une rigidité accrue similaire au mécanisme de densification des matériaux cellulaire. Comme il n'existe quasiment pas de zone linéaire pour les matériaux fibreux, la caractérisation des propriétés mécaniques de ce type de matériaux nécessite de connaître leurs conditions d'utilisation.

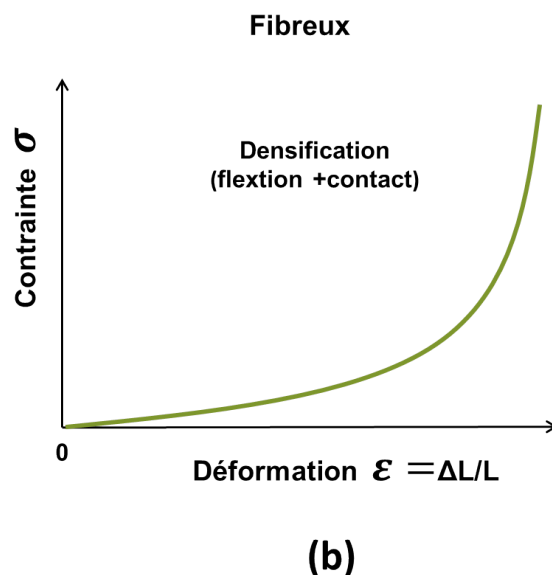


FIGURE 3.16 Allure de la courbe contrainte-déformation en compression pour les fibreux [65].

La modélisation du comportement des matériaux enchevêtrés est initiée par Van-Wyk en 1946 [125] sur la laine de mouton. Il propose une répartition aléatoire des directions des fibres. Seul le comportement en flexion des fibres est pris en compte. La torsion et les phénomènes de frottements sont négligés. Ces hypothèses conduisent à une relation simple entre la pression appliquée P et la porosité ϕ du matériau. Toll [121] approfondit l'analyse de la répartition des fibres avec en particulier des contacts entre fibres, et propose une loi de puissance plus générale de la forme :

$$P = AE_s((\phi_s^{(n)})^m - (\phi_s^{(1)})^m) \quad (3.58)$$

où $\phi_s^{(1)}$ et $\phi_s^{(n)}$ sont les fractions volumiques des fibres avant et après compression. E est le module d'Young de la fibre et A une constante qui dépend du matériau. L'indice $m = 3$ pour le cas d'un empilement équi-réparti aléatoire de fibres 3D et $m = 5$ dans le cas d'un empilement aléatoire ou de nappes de fibres alignées (1D). La relation qu'il propose dans le cas d'un empilement 3D est le même que celui de Van-Wyk.

Baudequin et coll. [9] ont étudié plus précisément le comportement d'échantillons de laine de verre à fort taux de compression. A partir de leur modèle analytique et de leurs données expérimentales, ils obtiennent l'expression suivante pour la force verticale :

$$F \propto (\varepsilon^* - \varepsilon)^{-3/2} \quad (3.59)$$

où ε est la déformation en compression et ε^* est la déformation maximale de compression qu'ils estiment être égale à 0.96.

Durville et coll. [38] ont introduit les frottements entre les fibres dans un modèle numérique. Leurs simulations conduisent à des résultats pour lesquels la pression est reliée à la densité relative avec un exposant $3/2$ qui augmente jusqu'à 5 pour les forts taux de compression.

$$F \propto \left(\frac{\phi_s^{(n)} - \phi_s^{(1)}}{\phi_s^{(1)}} \right)^{3/2}. \quad (3.60)$$

Haefelin et Castéra [58] proposent un modèle phénoménologique de la forme :

$$P = a\varepsilon \exp(b\varepsilon) \quad (3.61)$$

avec a et b des constantes et ε la déformation en compression. Cette loi peut être identifiée mais elle n'est pas liée à des paramètres physiques.

Clyne et coll. [80, 81, 28] ont développé un modèle analytique simple basé sur la flexion de segments de fibres individuelles inclinées et trouvent un module d'Young de la forme :

$$E_a = \frac{9E_s\phi_s}{32\left(\frac{L_{av}}{d}\right)^2} \quad (3.62)$$

où E_s est le module d'Young des fibres, ϕ_s est la fraction volumique des fibres, L_{av} est la longueur entre les joints et d est le diamètre des fibres. La distance L_{av} est obtenue par $L_{av} = L/\langle c \rangle$. Le nombre moyen de contacts par fibre $\langle c \rangle$ est donné dans le cas d'un réseau aléatoire 3D par $\langle c \rangle = 2\frac{L}{d}\phi_s$, avec L la longueur des fibres. La valeur obtenue avec cette approche peut être comparée à celle donnée par Gibson et Ashby pour le même type de matériau. Celle-ci est également basée sur la flexion de poutres, mais avec une géométrie plus contrainte. En considérant des poutres cylindriques en appui simple, parallèles ou normales à

la force appliquée, ils obtiennent l'expression suivante pour le module d'Young :

$$E_a = \frac{3\pi E_s}{4\left(\frac{L_{av}}{d}\right)^4}. \quad (3.63)$$

Cette expression donne des résultats plus proches de la mesure pour les fibres de carbone et la laine de verre [88].

3.5 Conclusion

Ce chapitre synthétise l'état de l'art sur les thématiques adressées dans la thèse. Les méthodes de caractérisation des paramètres du modèle JCAL et les paramètres élastiques du modèle de Biot-Allard ont ainsi été présentées. Des modèles analytiques qui relient la microstructure des mousses et des matériaux fibreux à leurs propriétés macroscopiques ont également été présentés. Ces modèles sont considérés comme des références qui peuvent être utilisés pour prédire la variation des propriétés due à la compression. Les modèles existants pour prédire la variation des propriétés acoustiques ont aussi été rappelés.

Les limites des méthodes de caractérisation et des modèles de compression ont bien été mis en évidence et permettront d'identifier l'apport de la thèse dans ces domaines. Ainsi, des modèles pour prédire la variation des paramètres acoustiques et mécaniques des matériaux thermocomprimés seront présentés aux chapitres 4 et 5. De nouveaux protocoles de mesure des propriétés mécaniques des matériaux poreux seront proposés pour caractériser les matériaux thermocomprimés au chapitre 5.

Chapitre 4

Effet de la compression sur les propriétés acoustiques des matériaux poreux

La modélisation du comportement acoustique d'un matériau poreux nécessite la connaissance des paramètres intrinsèques du matériau. Dans ce chapitre, on se place dans le cadre de la théorie du fluide équivalent avec la description de Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL) [70]. Les paramètres qui entrent dans ce modèle sont la porosité ϕ , la résistivité au passage de l'air σ , la tortuosité α_∞ , les longueurs caractéristiques visqueuse Λ et thermique Λ' et la perméabilité thermique statique k'_0 . Ces paramètres peuvent être évalués par mesure expérimentale ou prédit par des modèles analytiques (approche "micro-macro") qui lie les propriétés macroscopique aux paramètres de la microstructure du matériau.

Dans les applications industrielles, les matériaux entrant dans la composition des écrans acoustiques sont comprimés par le procédé de thermocompression. Cette compression mécanique uniaxiale va modifier les 6 paramètres du modèle JCAL, selon l'épaisseur obtenue. Cette épaisseur n'est en général pas constante. Il est donc utile de disposer de modèles pour prédire les paramètres après compression à partir de leurs valeurs initiales (avant compression) et du taux de compression n (défini comme l'épaisseur initiale sur l'épaisseur du matériau comprimé). Les valeurs initiales des paramètres peuvent être déterminées par modèle micro-macro ou obtenues par méthode expérimentale.

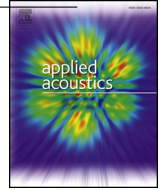
Ce chapitre est organisé comme suit. Premièrement, nous présentons l'article intitulé "Prédiction of the six parameters of an equivalent fluid model for thermocompressed glass wools and melamine foam", accepté au journal *Applied acoustics*. Une extension de l'analyse montrant l'effet de compression sur le coefficient de l'absorption d'une mélamine et une laine de verre est présentée en complément. Ensuite, un deuxième article soumis au journal *Applied acoustics*, intitulé "Generalized power law for predicting the air flow resistivity of thermocompressed fibrous materials and open cell foams" est présenté.

4.1 Prédiction de la variation en compression des six paramètres JCAL

4.1.1 Résumé de l'article en français

Le procédé de fabrication par thermo-compression de matériaux absorbants acoustiques modifie considérablement la micro-géométrie en imposant des taux de compression élevés allant jusqu'à 10 (diminution de l'épaisseur d'un facteur 10). Les paramètres qui caractérisent de tels matériaux dans un fluide équivalent varient donc en fonction du taux de compression. Ici, le modèle de fluide équivalent de Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL) est utilisé. Il comporte six paramètres : porosité, résistivité, tortuosité, longueurs caractéristiques et perméabilité thermique statique. Pour éviter de mesurer tous les paramètres à différents taux de compression, nous proposons pour chaque paramètre un modèle pour prédire leur évolution en fonction du taux de compression et des paramètres initiaux. Le modèle traite également de l'effet de l'orientation des fibres. Finalement, les formules proposées pour chaque paramètre sont validées sur deux matériaux couramment utilisés dans l'industrie automobile : une laine de verre et une mousse de mélamine.

4.1.2 Prediction of the six parameters of an equivalent fluid model for thermocompressed glass wools and melamine foam



Prediction of the six parameters of an equivalent fluid model for thermocompressed glass wools and melamine foam



L. Lei*, N. Dauchez, J.D. Chazot

Sorbonne universités, Université de technologie de Compiègne, CNRS UMR 7337, laboratoire Roberval, Centre de recherche Royallieu, CS 60319, 60203 Compiègne cedex, France

ARTICLE INFO

Keywords:
Sound absorbing material
Compression
Fiber angular distribution
JCAL parameters
Fluid equivalent model

ABSTRACT

The thermo-compression manufacturing process of sound absorbing materials modifies greatly their micro-geometry, and in particular the fiber orientation and alignment. The parameters that characterize such materials in equivalent fluid models vary therefore according to the compression rate. Here the Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL) model is used with six parameters: porosity, resistivity, tortuosity, characteristic lengths and static thermal permeability. Instead of measuring all the parameters at different compression rates, a compression model is presented to predict all the parameters after compression from the initial parameters. The model also addresses the effect of fiber orientation. Finally the formulas proposed for each parameter are validated on two commonly used materials in the automotive industry, a glass wool and a melamine foam, at high compression rates.

1. Introduction

Fibrous materials and cellular foams are widely used in automotive applications for acoustic insulation. Acoustic shields are for example commonly implemented in the engine compartment to minimize the radiated noise and to tackle the pass-by noise [1]. In practice, these materials are manufactured by thermo-compression using a mold with a non-uniform thickness. An example of automotive trim manufactured by thermo-compression is shown in Fig. 1. The trim thickness presented in Fig. 1 varies between 1 mm and 20 mm. In order to predict the acoustical properties of this panel with the JCAL model [2], it is necessary to characterize the porosity, the resistivity, the tortuosity, the characteristic lengths and the static thermal permeability of the compressed material at different thicknesses. Instead of measuring all these parameters at different compression rates, a compression model is proposed here to predict all the parameters after compression from the initial parameters before compression. The model is adapted for large compression rates (up to 9) and for two kinds of material (glasswools and foams). In the following, the compression rate n is defined as the ratio between the initial thickness $h^{(1)}$ and the compressed thickness $h^{(n)}$.

The impact of 1D compression on the acoustic performance of fibrous materials has already been investigated by several authors [8,5,9–11]. Castagnède et al. [4] were the first to propose formulas to calculate the compressed physical parameters in the Johnson-

Champoux-Allard (JCA) model for fibrous materials with:

$$\phi^{(n)} = 1 - n(1 - \phi^{(1)}), \quad (1)$$

$$\alpha_{\infty}^{(n)} = 1 - n(1 - \alpha_{\infty}^{(1)}), \quad (2)$$

$$\Lambda^{(n)} = \frac{\Lambda^{(1)}}{\sqrt{n}} + \frac{a}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{n}} - 1 \right), \quad (3)$$

$$\Lambda^{(n)} = \frac{\Lambda^{(1)}}{\sqrt{n}} + \frac{a}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{n}} - 1 \right), \quad (4)$$

$$\sigma^{(n)} = n\sigma^{(1)}, \quad (5)$$

where the superscript (n) represents the compression rate ($n = 1$ for the uncompressed state), a is the equivalent radius of fiber, ϕ is the porosity, σ the static air flow resistivity, α_{∞} the tortuosity, and Λ, Λ' the viscous and thermal characteristic lengths respectively. In their second paper, Castagnède et al. [5] applied Eqs. (1)–(5) to an automotive felt with a compression rate lower than 4. They pointed out that the proposed formulas have a fair agreement for the porosity and the characteristic lengths, an approximate one for the tortuosity and a poor agreement with regard to the airflow resistivity.

Ohadi et al. [13] applied Castagnède's formulas in a finite element model to study the compression effect on the absorption coefficient and the transmission loss of an absorbing sound barrier. Kino et al. [10–8] tried to apply Castagnède's formulas on compressed melamine foams.

* Corresponding author.

E-mail address: lei.lei@utc.fr (L. Lei).

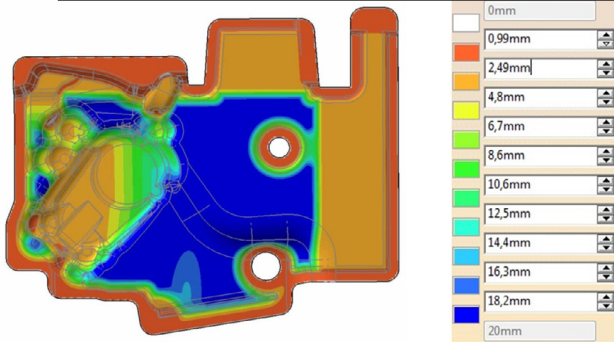


Fig. 1. Thickness map of an automotive trim provide by industrial partner mecaplast.

They emphasized that Castagnède's formulas gave a good estimation of the two characteristic lengths while a weak one for the tortuosity and the flow resistivity. They proposed instead empirical laws adapted to open cell foams. However every empirical laws are usually limited to one specific material. On the other hand, Wang et al. [10] studied the compression effects of porous materials with an elastic frame. In their study, Biot's theory is used with Castagnède's formulas. They concluded that the frame elasticity should be added when the fluid-structure coupling is strong, i.e. for porous materials with a high airflow resistivity. Campolina et al. [11] also studied the compression of porous materials with an elastic frame. They examined in particular the compression effect of a fibrous layer lined with an isotropic plate on the sound transmission loss. They pointed out that Castagnède's formulas were valid only for small compression rates. Finally Keshavarz et al. [13] worked on transversely isotropic fibrous materials. They used the transfer matrix method at oblique incidence, and the compressed physical parameters were given in the parallel and perpendicular directions by considering a stack of parallel cylinders (see Refs. [5,24]).

Castagnède's formulas are however limited at low compression rates for highly porous fibrous material, and consider only the shortening of the mean distance between the fibers caused by the compression. Hirosawa et al. [27] proposed explicit formulas to predict the non-acoustical parameters for deformed fibrous materials. All the fibers in their simulations are considered perpendicular to the flow direction, and the change of fiber orientation due to the compression is still not taken into account in their calculation. However recently Luu et al. [26] pointed out the significant influence of the fiber orientation on the resistivity, the tortuosity and the viscous characteristic length of the fibrous material.

In the present paper we propose a compression model to predict six parameters after compression: the porosity, the resistivity, the tortuosity, the characteristic lengths and the static thermal permeability of the compressed material. This model is adapted for large compression rates and takes into account the fiber orientation.

In Section 2 the JCAL model used to describe the sound propagation through porous materials is presented with its 6 parameters. Each parameter is detailed and the influence of the fiber orientation on the parameters is also presented in this section. Then the proposed compression model is introduced in Section 3 for each parameter. Finally Section 4 is dedicated to the experimental setups used to measure the fiber orientation and the parameters. Comparisons at different compression rates between the predicted and the measured parameters are also presented in this section for two different materials, a glass wool and a melamine foam.

2. Theory

In this section, we consider the JCAL equivalent fluid model [26,22,25] to describe the sound propagation in a porous material. A

review of empirical and analytic relations used in the literature to link the micro-structure and the parameters is then presented. To take into account the effect of compression, formulas are derived to estimate each parameter at a given compression rate. The effect of the fiber orientation is considered in the calculations. Finally, the effects of the fiber orientation on some parameters are studied.

2.1. The JCAL equivalent fluid model

The acoustical wave propagation in a rigid porous material is described in [24] with:

$$\nabla^2 p + \omega^2 \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{K}} p = 0, \quad (6)$$

where p corresponds to the effective fluid at given position (x,y,z) and with an angular frequency $\omega = 2\pi f$, f is the frequency in Hz. The tilde indicates that the physical property is complex and frequency dependent. The visco-inertial and thermal dissipations are taken into account in the effective density $\tilde{\rho}(\omega)$ and the effective bulk modulus $\tilde{K}(\omega)$ respectively. With the JCAL model [26,22,25] these quantities write:

$$\tilde{\rho}(\omega) = \rho_0 \alpha_\infty \left[1 + \frac{\sigma \phi}{j\omega \rho_0 \alpha_\infty} \sqrt{1 + j\omega \frac{4\alpha_\infty^2 \eta \rho_0}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2}} \right], \quad (7)$$

and

$$\tilde{K}(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 + \frac{\phi \kappa}{j\omega k'_0 C_p \rho_0} \sqrt{1 + j\omega \frac{4k'_0{}^2 c_p \rho_0}{\kappa \Lambda^2 \phi^2}} \right]^{-1}}. \quad (8)$$

In these expressions, γ is the adiabatic constant, P_0 the ambient pressure, κ the thermal conductivity, c_p the specific heat capacity and ρ_0 the density of air at rest. Besides, six other parameters are also used in these equations to characterize the material: the open porosity ϕ , the static air flow resistivity σ , the tortuosity α_∞ , the viscous characteristic length Λ , the thermal characteristic length Λ' and the static thermal permeability k'_0 . Note that, with the hypothesis (see Refs. [27,25])

$$k'_0 = \phi \Lambda'^2 / 8, \quad (9)$$

the set of parameters reduces to 5 (JCA model). However since the compression may affect k'_0 and Λ' in a different manner (see Section 4.4), we will not account for this relation. The JCAL model is thus applied in our study to be as general as possible.

The JCAL parameters (porosity, resistivity, tortuosity, viscous characteristic length, thermal characteristic length, static thermal permeability) describing a porous material are not always easy to predict analytically when the micro-structure of the material is complex. However, simplified expressions obtained for fibrous materials with ideal geometries can be found in the literature [5,14,23]. Some parameters such as porosity, thermal characteristic length, and static thermal permeability are easier to predict when the fibers are considered as identical rigid cylinders placed in an infinite fluid. Others parameters such as resistivity, tortuosity, and viscous characteristic length are more difficult to predict because these parameters depend on the fiber arrangement and orientation in the material [18,26]. The six JCAL parameters are now reviewed in details for ideal fibrous materials with simplified geometries.

2.1.1. Porosity

The porosity ϕ , defined as the ratio of the air volume to the total volume, is calculated from the relative density ρ_r with

$$\phi = 1 - \frac{\rho_m}{\rho_s} = 1 - \rho_r, \quad (10)$$

where ρ_m is the density of the material and ρ_s the density of the skeleton.

4.1 Prédiction de la variation en compression des six paramètres JCAL

2.1.2. Thermal characteristic length

An explicit expression for the thermal characteristic length Λ' is obtained by calculating the ratio between twice of the total surface S of the fibers and the total volume of the material V . If the fibers are modeled as identical cylinders without overlapping between the fibers, the expression proposed by Umnova [14] and Hirose [27] applies for the thermal characteristic length:

$$\Lambda' = \frac{2V}{S} = a \frac{\phi}{1-\phi}. \quad (11)$$

2.1.3. Static thermal permeability

The heat conduction problem in the fluid phase of an array of circular fibers is similar to a problem of fluid flow parallel to the fiber axes. Therefore, by considering the no slip boundary condition and assuming the Knudsen number is zero, the static thermal permeability k'_0 is inversely proportional to the resistivity according to Umnova [14]:

$$k'_0 = \frac{\eta}{\sigma_{\parallel}}, \quad (12)$$

where σ_{\parallel} is the flow resistivity for a flow parallel to the fibers. The explicit expression of σ_{\parallel} is given in the next section.

2.1.4. Flow resistivity

The resistivity σ is related to the viscous permeability k_0 and the viscosity of the fluid η by $\sigma = \eta/k_0$. The determination of an analytical expression for real fibrous materials with random structures is very complex and in many cases not possible. Many works were developed in the literature to calculate analytically the viscous permeability k_0 of ideal fibrous networks by assuming that all the fibers are submitted to the same flow and that the fibers are either perpendicular or parallel to the main flow direction. According to [5,14,28–30] the permeability in the perpendicular direction is almost exactly half the permeability in the parallel direction.

The explicit expression to calculate the viscous permeability of a flow either parallel or perpendicular to a periodic grid of parallel cylinders have been proposed by many authors [5,14,29,30], with almost the same results as long as $\phi > 0.8$. Tamayol et al. [30] give for example the following relation for the resistivity in the two directions:

$$\sigma_{\parallel}^s = \frac{\sigma_{\perp}^s}{2} = \frac{-4\eta(1-\phi)}{a^2[\ln(1-\phi)-2(1-\phi) + K + (1-\phi)^2/2]}. \quad (13)$$

Here the superscript s indicates that the fibers are aligned in a periodic square array. Note that the constant K depends on the array geometry: $K = 1.5$ for a circle array, and $K = 1.479$ for a square array. The higher order terms in the original paper can be neglected for highly porous structures. In fact Tamayol et al. [30] showed that the fibers arrangement had a negligible effect on the pressure drop and on the permeability when the porosity is high, i.e. $\phi > 0.85$. In the following a coefficient $K = 1.479$ is taken as reference value.

On the other hand Tarnow et al. [3] introduced a Voronoi distribution to model randomly placed parallel cylinders. This model compares well with the numerical simulation proposed by Sangani and Yao [28] for $\phi > 0.9$. The air-flow resistivity given by Tarnow is:

$$\sigma_{\parallel}^r = \frac{\sigma_{\perp}^r}{2} = \frac{-4\eta(1-\phi)}{a^2[0.64\ln(1-\phi)-(1-\phi) + 0.737]}. \quad (14)$$

Here the superscript r indicates a random arrangement of the fibers (Voronoi).

2.1.5. Tortuosity

Umnova et al. [14] derived analytic expressions for the tortuosity and the characteristic viscous length assuming very small Knudsen number values. They found a tortuosity equal to 1 for a parallel flow, and a tortuosity varying linearly with the porosity for a perpendicular flow (as long as $\phi > 0.6$) such as:

$$\alpha_{\infty\parallel} = 1, \quad \alpha_{\infty\perp} = 2-\phi. \quad (15)$$

Luu et al. [26] also showed that the fibers alignment and the porosity affect the tortuosity by numerical calculating the transport properties of a 3D fiber network.

2.1.6. Viscous characteristic length

According to Umnova et al. [14] the viscous characteristic length is related to the porosity and the fiber orientation with:

$$\Lambda_{\parallel} = a \frac{\phi}{1-\phi}, \quad \Lambda_{\perp} = a \frac{(2-\phi)\phi}{2(1-\phi)}. \quad (16)$$

Umnova et al. noticed that Λ_{\perp} was accurate only for $\phi > 0.6$.

2.2. Fiber angular distribution

The resistivity, the viscous characteristic length and the tortuosity have different values according to the flow direction as shown in Eqs. (13)–(16). In a real fibrous material, the fiber orientation can be described statistically with an angular distribution. Following the works of Tarnow [3], Spielman [33], and Stylianopoulou [34] the JCAL parameters of a 3D ordered fiber network are then estimated by averaging over all the fiber directions. Let's now consider one of the parameters that depend on the fiber orientation, the resistivity for example. The two limit values σ_{\parallel} and σ_{\perp} are given in Eqs. (13) and (14). The resistivity can then be written as a second-order tensor σ' (see Ref. [3]). In the fiber coordinates system (X',Y',Z) this tensor is diagonal and writes

$$\sigma' = \text{diag } \sigma_k, \quad k = \parallel, \perp, \perp. \quad (17)$$

The tensor is moved in the material coordinate system (X,Y,Z) by using the appropriate rotation matrix Q :

$$\sigma = Q^T \sigma' Q, \quad (18)$$

with

$$Q = \begin{bmatrix} c & -s & 0 \\ s & c & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (19)$$

where $c = \cos\theta, s = \sin\theta$, and θ is the angle between the fiber and the sample surface as shown in Fig. 2. In the flow direction Y, σ_{θ} is calculated by:

$$\sigma_{\theta} = \sigma_{YY} = s^2\sigma_{\parallel} + c^2\sigma_{\perp}. \quad (20)$$

Now we introduce the probability to have a fiber oriented between θ_i and $\theta_i + d\theta$ with the probability density function $f(\theta_i) = f_i$. This probability density function is measured with a SEM (see details in Section 4.2). To obtain the macroscopic resistivity $\bar{\sigma}$ of the sample, an average over this angular distribution is necessary. By considering a vertical stack (see Fig. 3), the averaged macroscopic resistivity writes:

$$\bar{\sigma} = \sum_{i=1}^m f_i \sigma_{\theta_i}. \quad (21)$$

while considering an horizontal stack (see Fig. 3), it writes:

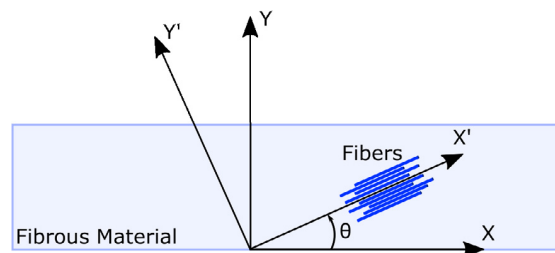


Fig. 2. Orientation of the fibers in the fibrous material.

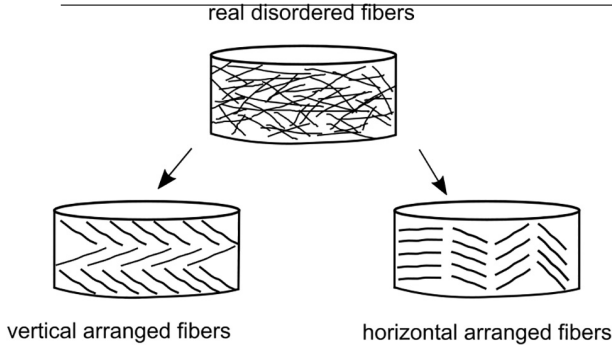


Fig. 3. Different fibers arrangements in the fibrous material.

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\sum_{i=1}^m f_i / \sigma_{\theta_i}}, \quad (22)$$

where m is the number of intervals taken for the angular distribution.

In practice the fibers are all tangled (see Fig. 3) and it is difficult to say which of the horizontal or the vertical stack assumption is more suitable a priori. In order to choose the right assumption, two empirical models found in the literature are tested:

– the model proposed by Davies [32]:

$$\bar{\sigma} = \frac{\eta}{a^2} [16(1-\phi)^{3/2}(1 + 56(1-\phi)^3)], \quad (23)$$

– the model proposed by James and Jackson [31] for a porosity $\phi > 0.7$:

$$\bar{\sigma} = \frac{\eta}{a^2} \frac{20(1-\phi)}{3[-\ln(1-\phi)-0.931]}. \quad (24)$$

The comparison, made on the dimensionless resistivity $\sigma^* = \bar{\sigma}a^2/\eta$ is presented in Fig. 4. Here a uniform angular distribution is taken in Eqs. (21) and (22). The two empirical models proposed by James (Eq.

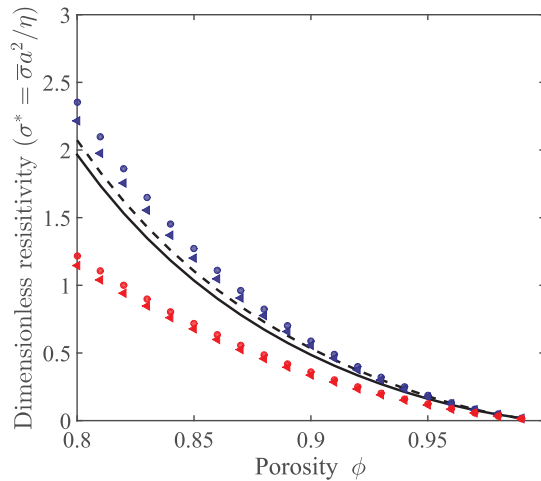


Fig. 4. Calculations of the resistivity for 3d isotropic fiber networks. Solid curve (—): model of Jackson & James in Eq. (24), dashed curve (---): model of Davies in Eq. (23), blue markers (●) and (◐): estimation with Eqs. (21) and (22) from a regular fiber arrangement (Eq. (13)) and averaged with a uniform angular distribution, red markers (●) and (◐): same Eqs. (21) and (22) also averaged with a uniform angular distribution but with a random arrangement calculated from Tarnow's formulas (Eq. (14)). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

(24) and Davies (Eq. (23)) agree well one with each other on the given analysis range. The two proposed averaging methods employed in Eqs. (21) and (22) give similar results when used with the regular fiber arrangement (Eq. (13)). The horizontal stack assumption seems just slightly better, and will be kept in the following. With the random arrangement proposed by Tarnow (Eq. (14)), the predicted macroscopic resistivity is much lower and the difference increases as the porosity decreases. The regular fiber arrangement seems therefore more suitable and will be kept in the following.

The same averaging method is then applied to the tortuosity and the viscous characteristic length:

$$\bar{\Lambda} = \frac{1}{\sum_{i=1}^m f_i / \Lambda_{\theta_i}}, \quad (25)$$

$$\bar{\alpha}_{\infty} = \frac{1}{\sum_{i=1}^m f_i / \alpha_{\infty\theta_i}}, \quad (26)$$

where $\alpha_{\infty\theta_i}$ and Λ_{θ_i} are obtained by replacing σ by α_{∞} and Λ in Eq. (20) respectively.

3. Compression effect on the JCAL parameters

After compression a porous material does not have the same properties as before. In order to describe this compression effect, the JCAL parameters, presented in the previous section, are expressed now as functions of the compression rate. Here the initial values before compression are known. They can be either measured (as done in this paper) or determined by a micro-macro approach.

3.1. Parameters independent of fiber orientation

Assuming the fiber radius a remains unchanged during compression, the porosity and the density vary linearly with the compression rate n such as:

$$\phi^{(n)} = 1 - n(1 - \phi^{(1)}), \quad (27)$$

$$\rho_m^{(n)} = n\rho_m^{(1)}, \quad (28)$$

where the superscript n represents the compression rate, and $n = 1$ is the initial value.

The thermal characteristic length $\Lambda^{(n)}$ at a given compression rate n is then directly obtained by introducing Eq. (27) into Eq. (11):

$$\Lambda^{(n)} = \frac{\Lambda^{(1)} \phi^{(n)}}{n \phi^{(1)}}. \quad (29)$$

The static thermal permeability $k_0^{(n)}$ at a given compression rate n is also obtained by substituting Eq. (27) into Eq. (12). For a periodic grid of parallel fibers, it writes

$$k_0^{(n)} = \frac{k_0^{(1)} \ln(1-\phi^{(n)}) - 2(1-\phi^{(n)}) + 1.479 + (1-\phi^{(n)})^2/2}{n \ln(1-\phi^{(1)}) - 2(1-\phi^{(1)}) + 1.479 + (1-\phi^{(1)})^2/2}. \quad (30)$$

3.2. Compression effect on the fiber angular distribution

As a fibrous material is compressed, the fibers move closer to one another. The fibers are still considered rigid here. Hence after compression only the fiber angular distribution is modified. Several hypothesis could be proposed to represent the fiber orientation as a function of the compression rate. Here we choose the approach depicted in Fig. 5. Under this approach, the fiber orientation $\theta_i^{(n)}$ is related to the compression rate n with

$$n = \frac{h^{(1)}}{h^{(n)}} = \frac{\tan\theta_i^{(1)}}{\tan\theta_i^{(n)}}. \quad (31)$$

4.1 Prédiction de la variation en compression des six paramètres JCAL

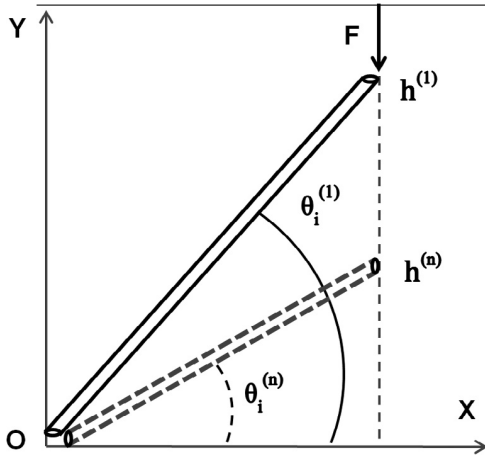


Fig. 5. Variation of fiber orientation during the compression.

3.3. Parameters related to the fiber orientation

Only three parameters depend on the fiber orientation and are studied in this section: the resistivity, the tortuosity and the viscous characteristic length (see Refs. [5,14,26]). First an initial angular distribution $f_i^{(1)}$ is considered before compression. The angular distribution $f_i^{(n)}$ at the compression rate n is then simply predicted with Eq. (31). Finally the compressed parameters $\sigma^{(n)}$, $\alpha_\infty^{(n)}$ and $\Lambda^{(n)}$ are calculated by averaging Eqs. (13)–(16) over this angular distribution with Eq. (22). The explicit relations are given as follow:

$$\sigma^{(n)} = n\sigma^{(1)} \frac{\ln(1-\phi^{(1)})-2(1-\phi^{(1)}) + 1.479 + (1-\phi^{(1)})^2/2}{\ln(1-\phi^{(n)})-2(1-\phi^{(n)}) + 1.479 + (1-\phi^{(n)})^2/2} \times \frac{\sum_{i=1}^m f_i (1 + \tan^2 \theta_i^{(1)}) / (2 + \tan^2 \theta_i^{(1)})}{\sum_{i=1}^m f_i (n^2 + \tan^2 \theta_i^{(1)}) / (2n^2 + \tan^2 \theta_i^{(1)})}, \quad (32)$$

$$\alpha_\infty^{(n)} = \alpha_\infty^{(1)} \frac{\sum_{i=1}^m f_i / (1 + (1-\phi^{(1)}) / (\tan^2 \theta_i^{(1)} + 1))}{\sum_{i=1}^m f_i / (n^2 + (1-\phi^{(n)}) / (\tan^2 \theta_i^{(1)} + n^2))}, \quad (33)$$

$$\Lambda^{(n)} = \frac{\Lambda^{(1)} \phi^{(n)}}{n \phi^{(1)}} \frac{\sum_{i=1}^m f_i / (1-\phi^{(1)}) / (2\tan^2 \theta_i^{(1)} + 2)}{\sum_{i=1}^m f_i / (1-\phi^{(n)}) / (2\tan^2 \theta_i^{(1)} + 2n^2)}. \quad (34)$$

A parametric study is presented in Appendix to illustrate the influence of the fiber orientation on these parameters.

4. Comparison with the measurements

In this part, the tested materials are first presented. Then the measurement methods are detailed for the six JCAL parameters and for the fiber orientation. Finally all the predicted parameters are compared with the measurements at different compression rates.

4.1. Description of the materials

Two standard sound absorbing materials are studied, a glass wool and a melamine foam. The foam is nearly isotropic while the glass wool is clearly anisotropic due to the fiber orientation. These materials are composed of fibers or ligaments with large aspect ratios (i.e. large length compared to the diameter). In the following the very thin ligaments of the melamine foams are considered as fibers. The mass per unit area is 300 g/m² for the glass wool and 270 g/m² for the melamine foam. The initial thickness of the uncompressed materials is 30 mm. Both materials are compressed at different thicknesses: 30 mm, 20 mm, 10 mm, 5 mm, and 2 mm for the glass wool, while the 2 mm sample is not available for the melamine foam (see Figs. 6 and 7). The materials are compressed with a heat press at 210 °C during 90 s. Due to the

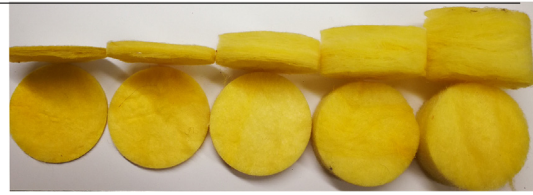


Fig. 6. Glasswool samples. Nominal thickness from left to right: 2 mm, 5 mm, 10 mm, 20 mm, 30 mm.

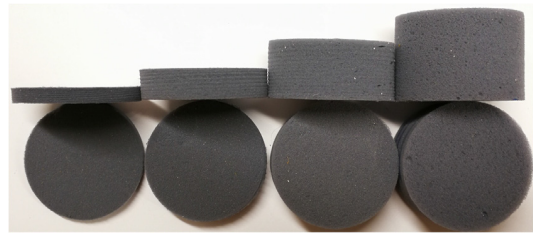


Fig. 7. Melamine foam samples. Nominal thickness from left to right: 5 mm, 10 mm, 20 mm, 30 mm.

binder polymerization during this process, the thicknesses remain the same after cooling. To study the evolution of the JCAL parameters along with the compression rate, 80 measurements of the parameters are realized for the glass wool and 64 for the melamine foam with 4 samples per thickness and 4 measurements per sample to reduce the measurement uncertainties. The samples are cylindrical and have a diameter of 44.5 mm. For a given thickness the samples are cut from the same compressed panel. The fiber angular distributions are then measured on the same samples at different locations.

4.2. Fiber angular distribution

The estimation of the fiber or ligament orientation is performed in vacuum with a Scanning Electron Microscope (SEM) with a $\times 250$ zoom. For each thickness, five SEM images are acquired at different location in order to be representative of the fiber distribution in the thickness and in the transverse direction. The depth of focus of the SEM being smaller than the fiber length, the error due to the out-of-plane orientation is usually neglected. Moreover several pictures around the cylindrical sample have been used to reduce a possible measurement bias. In the SEM images presented in Figs. 8(a-b) and 9(a-b), the fiber directions are defined as the fiber angles with the horizontal direction. The fibers or ligaments are identified in these pictures with the red segments, and the angles are measured with basic numerical tools in Matlab (GINPUTC function). For the melamine foam, the ligaments are still considered as “equivalent fiber”. The fiber angular distribution is estimated over 300–500 segments for each thickness. The resulting measured fiber angular distributions are shown in Fig. 8(c-e) for the glass wool and Fig. 9c for the melamine foam. The associated median angles $\hat{\theta}^{(n)}$ characterize the fiber angular distributions at each compression rate n .

Fig. 8 shows the SEM images of the glass fibers and their angular distribution at different compression rates. At the initial thickness $h^{(1)} = 28.54$ mm, the fibers have a median angle $\hat{\theta}^{(1)} = 19.7^\circ$. After compression, the median angle decreases to 9° for $n = 2.5$ and 3° for $n = 9$. The predicted orientations after compression are obtain through Eq. (31) and are also compared to the measured ones for $n > 1$ in Fig. 8. The predicted orientations after compression are very close to the measured ones. The proposed Eq. (31) is therefore validated with the measurements. The fiber angular distribution of the tested glass wool can hence be predicted efficiently at any compression rate.

Fig. 9 shows the SEM images of the melamine foam and the ligament angular distribution at different compression rates. Before

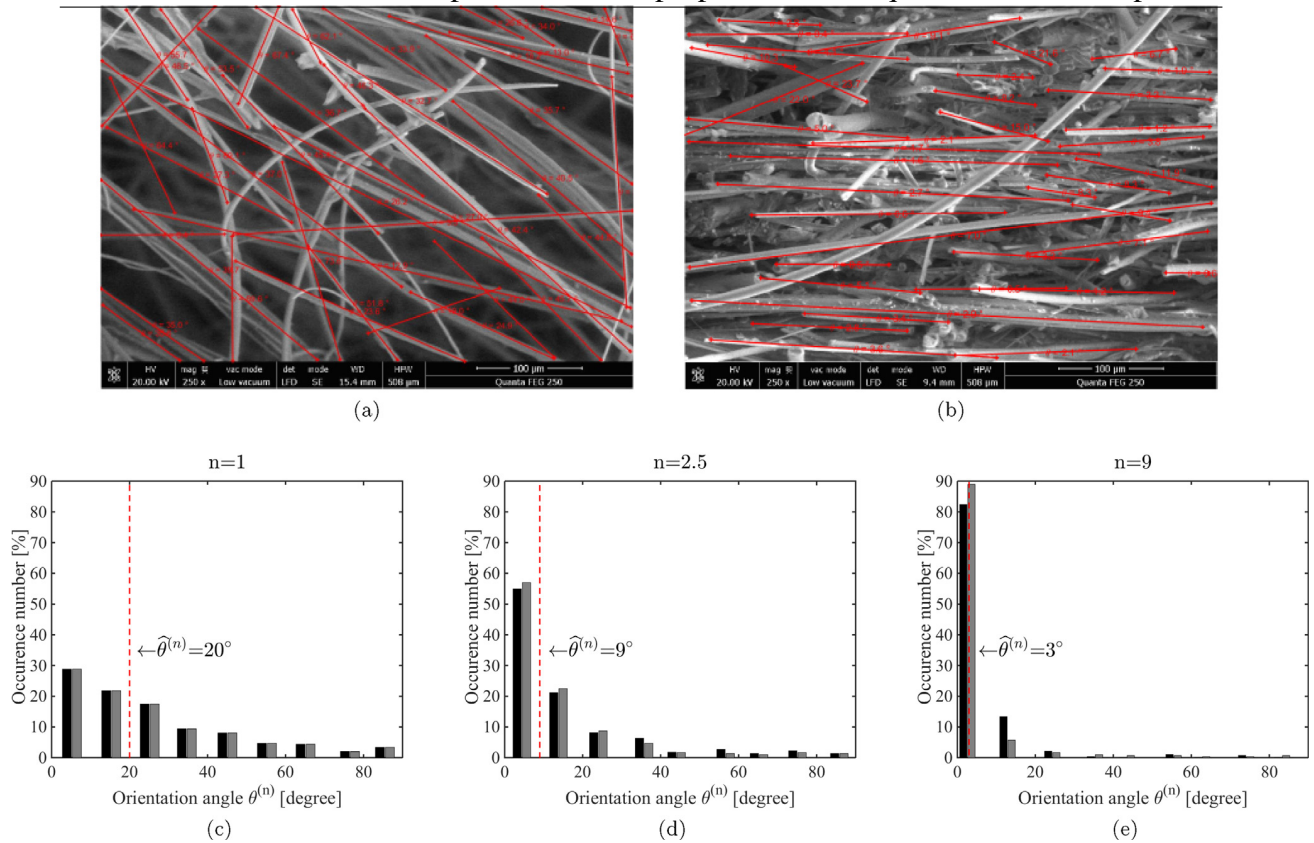


Fig. 8. Estimation of the fiber angular distribution for the glass wool at different compression rates with Scanning Electron Microscope pictures: (a) uncompressed sample ($n = 1$), (b) thermo-compressed sample at $n = 9$. The fibers are identified on these pictures with red segments. The measured angular distributions (■) are then compared with the predicted ones (■) in (c)–(e). The median angles $\hat{\theta}^n$ appear here as vertical dotted lines (---). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

compression the melamine foam has almost an uniform “fiber equivalent” distribution between 0° and 90° . After compression ($n > 1$), the angular distribution remains almost uniform due to ligaments buckling and there is therefore no need of a model to estimate the ligament angular distribution. In the following, the ligament angular distribution is considered uniform for the melamine foam.

4.3. Measurements of the JCAL parameters

4.3.1. Measurement of the porosity

The porosity and the bulk density are measured with the pressure/mass method described in Ref. [15]. The measurements are operated at 22°C , the precision of the balance is 0.01 g, and the pressure readability is 0.01 psi. The test chamber is filled with the maximum volume of tested material and 6 tests are performed for each thickness.

4.3.2. Measurement of the flow resistivity

Measurements of flow resistivity are in accordance with the standard ASTM C522 by applying the comparative measurement method in Ref. [17]. For a calibrated resistance R_c , the relation between the air-flow resistivity, the pressure drops through the specimen (ΔP_s), and the calibrated resistance (ΔP_c) is $\sigma = R_c \frac{\Delta P_s S}{\Delta P_c L}$, with L and S the thickness and the surface area of the sample respectively. The samples are cut in a cylindrical shape with a diameter of 44.45 mm. When a single sample is not enough resistant, i.e. when the pressure drop is smaller than 0.1 mtorr, several samples are used to increase the resistivity. All the leaks are also carefully avoided either by cutting the sample at a slightly larger diameter or by adding grease on the sample circumference.

4.3.3. Measurement of the tortuosity

The tortuosity is measured by using the ultrasound method in Refs. [21,23]. This method is based on the measurement of the transmission coefficient. As the tested materials have a low resistivity, the transmission method is applied over the ultrasonic range [90–120] kHz.

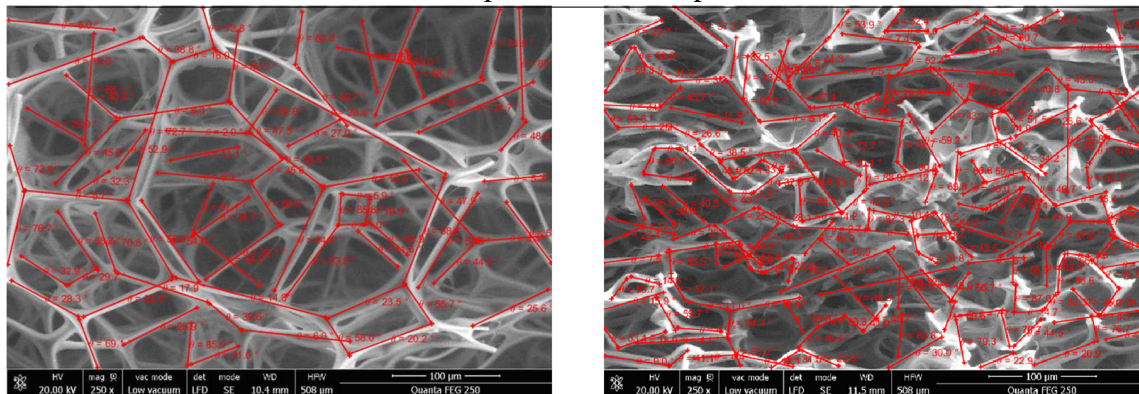
4.3.4. Measurement of the two characteristic lengths and the static thermal permeability

The two characteristic lengths and the static thermal permeability are obtained from the indirect method described in Refs. [23,19]. The dynamic density and dynamic bulk modulus are first measured using an impedance tube in accordance with the ISO standard 10534-2 three-microphone two-cavity transfer function method [20]. Then, knowing the porosity, the resistivity and tortuosity from previous measurements, it is possible to extract the remaining parameters from these two complex measured quantities. Here the Foam-X commercial software has been used by selecting an appropriate frequency range and assuming rigid-frame materials.

4.4. Comparison between measured and predicted JCAL parameters

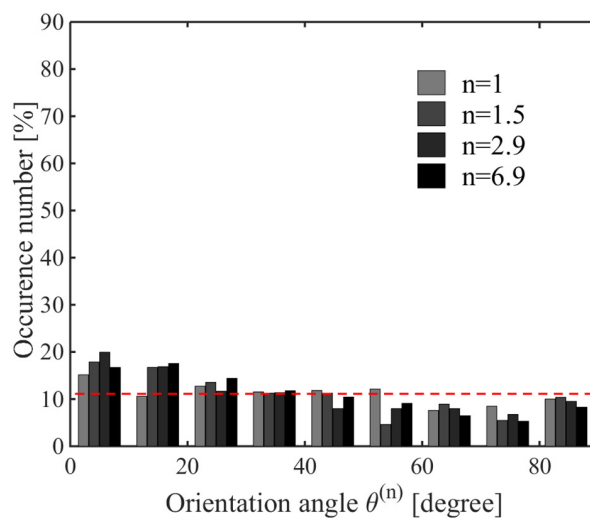
The relationship between the JCAL parameters and the compression rate is investigated now. Four samples of diameter 44.5 mm have been cut from the same plate for each thickness, and then measured in the same experimental conditions. The measured parameters are listed in Table 1. They are given with nominal values and standard deviations. The predicted parameters are also given with nominal values and standard deviations. In this case the standard deviations are calculated by propagating the uncertainties. Taking the resistivity $\sigma^{(n)}$ as an

4.1 Prédiction de la variation en compression des six paramètres JCAL



(a)

(b)



(c)

Fig. 9. Estimation of the ligament angular distributions for the melamine foam at different compression rates with Scanning Electron Microscope pictures: (a) uncompressed sample ($n = 1$), (b) thermo-compressed sample at $n = 6.9$. The ligaments are identified on these pictures with red segments. The measured angular distributions at different compression rates are then drawn all together in (c). The horizontal line (--) indicates here the uniform distribution. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

Table 1

Measured (M) material properties compared to predicted (P) properties calculated from Eqs. (27), (29), (30), (32)–(34) at different compression rates. The results are given with the mean value \pm the standard deviation.

Material	Property	Thickness	Porosity	Resistivity	Tortuosity	Viscous characteristic length	Thermal characteristic length	Static thermal permeability
	Symbol	$h^{(n)}$	$\phi^{(n)}$	$\sigma^{(n)}$	$\alpha_{\infty}^{(n)}$	$\Lambda^{(n)}$	$\Lambda^{(n)}$	$k_0^{(n)}$
	Unit	mm	–	Ns/m ⁴	–	μm	μm	m ² *10 ⁻⁹
Glass wool	$n = 1$ (M)	28.54 \pm 0.08	0.986 \pm 0.003	3963 \pm 748	1.0 \pm 0.01	225 \pm 13	388 \pm 34	6.3 \pm 0.8
	$n = 1.5$ (M)	19.51 \pm 0.08	0.980 \pm 0.004	6879 \pm 1400	1.02 \pm 0.02	146 \pm 10	270 \pm 33	4.8 \pm 0.6
	(P)	0.979 \pm 0.004	6927 \pm 1260	1.006 \pm 0.01	145 \pm 8	263 \pm 23	3.7 \pm 0.5	
	$n = 2.5$ (M)	11.26 \pm 0.04	0.965 \pm 0.003	17653 \pm 2680	1.02 \pm 0.03	93 \pm 7	154 \pm 14	2.6 \pm 0.3
	(P)	0.965 \pm 0.007	15818 \pm 2801	1.02 \pm 0.01	79 \pm 5	150 \pm 13	1.7 \pm 0.2	
	$n = 3.9$ (M)	7.38 \pm 0.06	0.949 \pm 0.008	33741 \pm 3434	1.05 \pm 0.05	50 \pm 7	93 \pm 20	2.1 \pm 0.2
	(P)	0.946 \pm 0.011	30707 \pm 5463	1.03 \pm 0.01	50 \pm 3	96 \pm 9	0.8 \pm 0.1	
	$n = 9.0$ (M)	3.18 \pm 0.07	0.885 \pm 0.021	136573 \pm 9288	1.15 \pm 0.07	20 \pm 14	53 \pm 12	1.0 \pm 0.1
	(P)	0.874 \pm 0.027	133673 \pm 26815	1.11 \pm 0.02	21 \pm 2	38 \pm 4	0.2 \pm 0.03	
	Melamine foam	$n = 1$ (M)	30.28 \pm 0.01	0.984 \pm 0.003	9365 \pm 410	1.03 \pm 0.01	116 \pm 7	256 \pm 26
$n = 1.5$ (M)		20.2 \pm 0.01	0.981 \pm 0.003	15039 \pm 630	1.04 \pm 0.01	84 \pm 8	177 \pm 14	2.7 \pm 0.5
(P)		0.976 \pm 0.004	16413 \pm 737	1.04 \pm 0.01	95 \pm 6	170 \pm 17	2.3 \pm 0.2	
$n = 2.9$ (M)		10.36 \pm 0.01	0.967 \pm 0.005	41222 \pm 720	1.05 \pm 0.03	44 \pm 4	91 \pm 17	1.4 \pm 0.5
(P)		0.953 \pm 0.008	43898 \pm 2436	1.06 \pm 0.01	68 \pm 4	85 \pm 9	0.8 \pm 0.09	
$n = 6.9$ (M)		4.54 \pm 0.01	0.929 \pm 0.011	160740 \pm 3516	1.14 \pm 0.06	16 \pm 3	76 \pm 16	0.7 \pm 0.4
(P)		0.893 \pm 0.02	173750 \pm 16967	1.12 \pm 0.02	45 \pm 3	35 \pm 9	0.2 \pm 0.03	

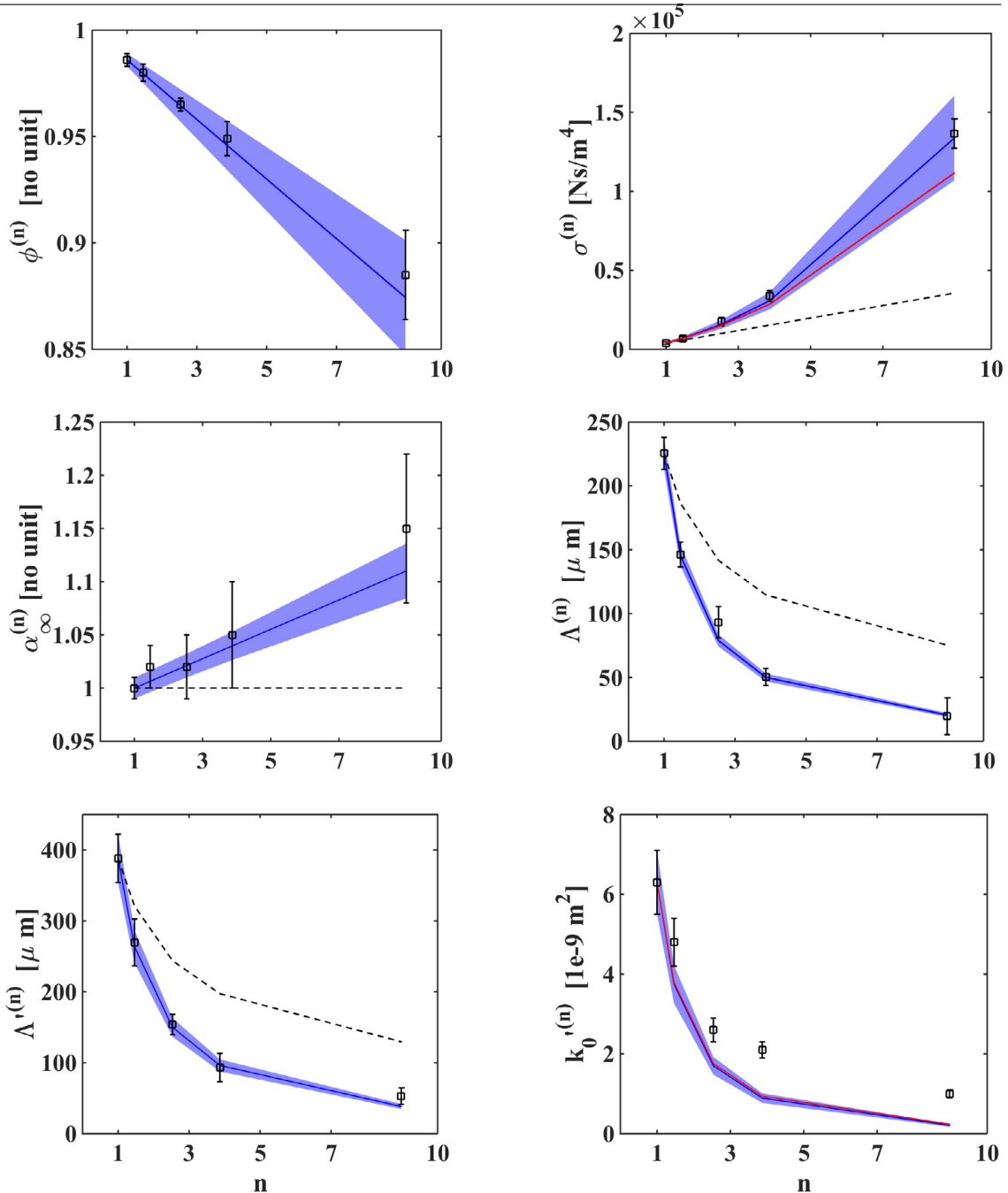


Fig. 10. JCAL parameters of the glass wool (300 g/m²) as functions of the compression rate: (marker ■) measured parameters with their uncertainties, (dashed line ---) Castagnède estimation, (solid blue line —) predicted parameters calculated from Eqs. (27)–(30), (32)–(34). The resistivity and the static permeability in (solid red line ···) are calculated with Tarnow’s formulas in Eqs. (14), (30) and (32). Standard deviations related to the predicted parameters are depicted with shaded zones. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

example (see Eq. (32)), the propagation of uncertainty is calculated as follows:

$$\mu_{\sigma^{(n)}} = \sqrt{\left(\frac{\partial\sigma^{(n)}}{\partial\sigma^{(1)}}\right)^2 \mu_{\sigma^{(1)}}^2 + \left(\frac{\partial\sigma^{(n)}}{\partial n}\right)^2 \mu_n^2 + \left(\frac{\partial\sigma^{(n)}}{\partial\phi^{(1)}}\right)^2 \mu_{\phi^{(1)}}^2} \quad (35)$$

where $\mu_{\sigma^{(n)}}$ represents the standard deviation of $\sigma^{(n)}$, $\mu_{\sigma^{(1)}}$ represents the standard deviation of $\sigma^{(1)}$, and so forth. This formula is applied to all the JCAL parameters. The uncertainty is depicted in Figs. 10 and 11 with shaded zones.

The physical parameters are plotted against the compression rate in

Figs. 10 and 11. Here the measured values are compared to Castagnède’s formulas (Eqs. (1)–(5)) and to the proposed formulas (Eqs. (27)–(30), (32)–(34)). The measured angular distribution is used for the glass wool, while for the melamine foam it is kept unchanged and uniform. At a first sight, a good agreement is observed between the measurements and the predictions for the six JCAL parameters with respect to the uncertainties. The proposed formulas predict well almost all the parameters even for high compression rates.

The porosity and the tortuosity are well estimated with both models (Castagnède and the proposed formulas) with relative errors lower than the measurement uncertainties. Only the porosity of the melamine foam

4.1 Prédiction de la variation en compression des six paramètres JCAL

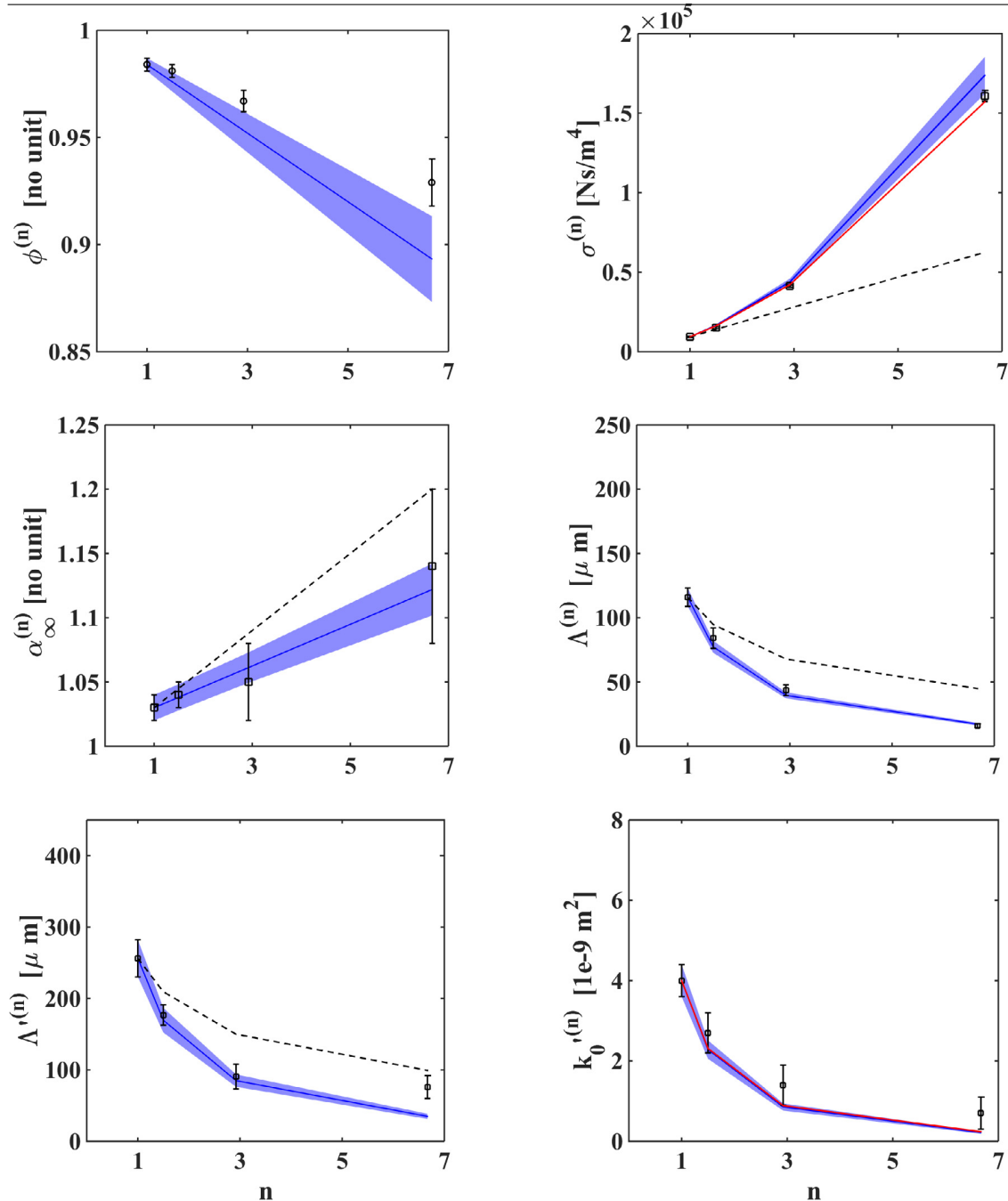


Fig. 11. JCAL parameters of the melamine foam as functions of the compression rate: (markers ■) measured parameters with their uncertainties, (dashed lines ---) Castagnède estimation, (solid blue lines —) predicted parameters calculated from Eqs. (27)–(30), (32)–(34). The resistivity and the static permeability in (solid red line ···) are calculated with Tarnow's formulas in Eqs. (14), (30) and (32). Standard deviations related to the predicted parameters are depicted with shaded zones. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

is slightly overestimated with a relative error lower than 4% at $n = 6.9$. This small difference may be caused by the thermo-compression process that leads to a loss of mass which is not taken into account in the model. Indeed the mass of the melamine samples reduces from $2.08\text{ g} \pm 0.01$ before compression to $1.95\text{ g} \pm 0.01$ after compression.

The resistivity and the two characteristic lengths are also well predicted with Eqs. (32), (34), (29). The estimated parameters with their uncertainties are almost always in the measured confidence intervals. There is just a slight overestimation of the resistivity for the melamine

foam, probably caused by the thin inhomogeneous layer formed at the sample surface due to the manufacturing process. For the thermal characteristic length of the melamine foam, the slight discrepancy observed at the highest compression rate could be due to the limit of the characterization method. Compared to Castagnède's estimations (Eqs. (3)–(5)) the proposed formulas give predictions closer to the measurements. Indeed, Castagnède's formulas differ from the measurements very quickly when the compression rate increases. Finally, when we use Tarnow's formulas in our compression model to account for a random

arrangement of the fibers then the estimated resistivity (dotted lines in Figs. 10 and 11) is lower for the glass wool than the measured resistivity, and closer to the measurements for the melamine foam. This is reasonable because the modified Voronoi distribution used by Tarnow is adapted to cellular structures and not to fibrous materials.

The static thermal permeability given in Eq. (30) is close to the measurements for both materials under study as shown in Figs. 10 and 11. Only a small underestimation is observed at the highest compression rates with a relative error comparable to the measurement uncertainties. The formula with a random fiber arrangement (dotted lines in Figs. 10 and 11) gives almost the same prediction as the regular square array alignment. Moreover we notice that Eq. (9) is not valid for all compression rates. Indeed, for the glass wool, the thermal shape factor $M'^{(n)} = 8k_0'^{(n)}/\phi^{(n)}\Lambda'^{(n)^2}$ varies between 0.34 and 1.3 with the predicted parameters (0.34 and 3.2 measured). For the melamine foam it varies between 0.5 and 1.6 with the predicted parameters (0.5 and 1.0 measured). Since Eq. (9) assumes this coefficient is equal to 1, we recommend the use of the JCAL model instead of the JCA model.

To conclude, the physical parameters revisited in Eqs. (27)–(30), (32)–(34) are reliable according to the uncertainties even for high compression rates. Besides, clear improvements are noted compared to Castagnède's formulas for the resistivity and the two characteristic lengths. This is illustrated on a practical configuration in Appendix C. Finally a model of compression for the static thermal permeability is now available.

5. Conclusion

In this paper, the compression effects on the six JCAL parameters have been studied. New expressions have been proposed to estimate each parameter after compression. These expressions have been validated at several compression rates, up to 9, for two materials having a large aspect ratio (i.e. with fibers or ligaments such as length >10

diameter): a glass wool and a melamine foam used in the automotive industry. A good agreement has indeed been obtained with measurements made on many compressed samples. Besides, the estimated parameters are reliable at higher compression rates compared to the parameters estimated with Castagnède formulas. Moreover a formula for the sixth parameter, the static thermal permeability, has been proposed. This parameter allows to use the JCAL model which is better suited to predict the evolution of the physical properties of compressed materials.

The fiber orientation has also been taken into account in this study for the fibrous materials. An estimation of the fiber orientation as a function of the compression rate has been proposed, validated with measurements, and used to estimate the resistivity, the tortuosity and the viscous characteristic length of the compressed materials. As a result, two parameters are significantly affected by the fiber orientation during compression: the resistivity and the viscous characteristic length.

Finally the fiber or ligament arrangement in the material plays also a role on the resistivity, while a negligible effect is observed for the static thermal permeability. In practice two cases have been considered: a regular and a random arrangement of parallel cylinders. The comparisons with the measurements have shown that a regular arrangement was more suitable for the fibrous material, while the random arrangement described with a modified Voronoi distribution was more suitable for the open cell foam material.

Acknowledgments

The authors would like to thank the Bpifrance for their financial support within the framework of the Ecobex AAP17 FUI project. The scanning electron microscope experiments were carried out in the "Service d'Analyses Physicochimiques" (UTC, France) thanks to Frédéric Nadaud.

Appendix A. Generation of the fiber initial angular distribution

The fiber orientation is not easy to measure. Instead of measuring it we propose here a simple way to generate numerically the angular distribution in the thickness direction of the fibrous material. Its influence on the resistivity, tortuosity and viscous characteristic length is also discussed.

During the manufacturing process of a glass wool, the fibers are gathered in a mat form and conveyed to an oven where it is compressed under specific conditions to the required thickness and density (see Fig. 12). To determine the resulting fiber angular distribution, we consider first that the un-bonded fiber web has a uniform distribution with $\theta \in [0, \pi]$. Then we applied Eq. (31) at a given compression rate n to get the distribution of the consolidated material. Consider for example three fibrous materials with different distributions as shown in Fig. 13. The three distributions are obtained from a uniform distribution by applying Eq. (31) with $n = 1, n = 2.7$ and $n = 5.6$ respectively. At the end, the generated distributions are characterized by their median angle $\hat{\theta}^{(1)}$. With this method we can simulate any initial distribution with a physical meaning.

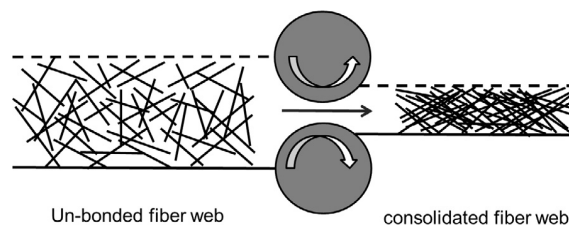


Fig. 12. A schematic drawing of smooth calender bonding.

4.1 Prédiction de la variation en compression des six paramètres JCAL

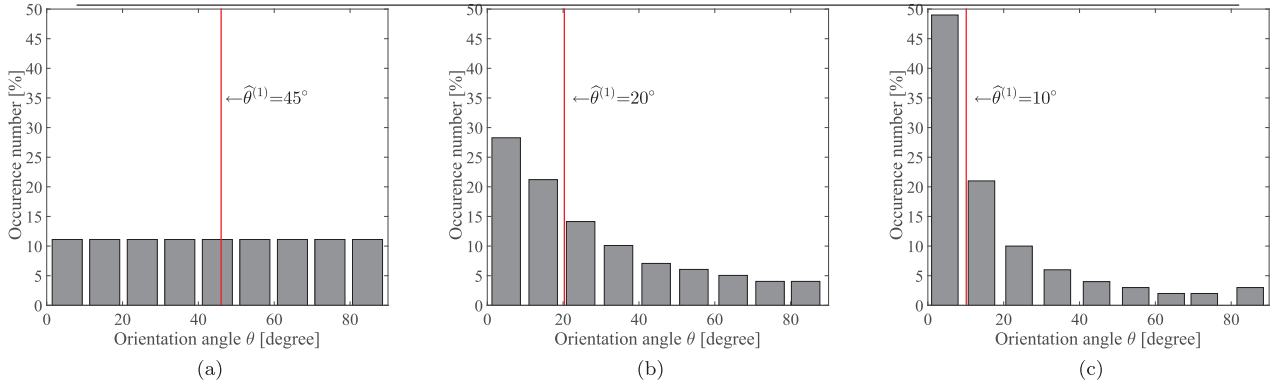


Fig. 13. Fibers angular distribution generated numerically with 10,000 angles: (a) angular distribution with a median angle of 45° , (b) angular distribution with a median angle of 20° – compression rate $n = 2.7$, (c) angular distribution with a median angle of 10° – compression rate $n = 5.5$.

Appendix B. Effect of the initial fiber orientation on the JCAL parameters

Fig. 14 shows the variation of the resistivity, tortuosity and the viscous characteristic length as functions of the compression rate. The initial porosity is $\phi^{(1)} = 0.99$. On these figures, the relative value $\hat{\sigma}^{(n)} = \sigma^{(n)}/\sigma^{(1)}$ and their deviations $\delta\hat{\sigma} = \left| \frac{\hat{\sigma}^{(n)}(\hat{\theta}^{(1)}) - \hat{\sigma}^{(n)}(0^\circ)}{\hat{\sigma}^{(n)}(0^\circ)} \right| \times 100\%$ are plotted. The maximal deviations are obtained with the initial distribution $\hat{\theta}^{(1)} = 45^\circ$ at the compression rate $n = 10$ with 33% for the resistivity, 21% for the viscous characteristic length and 0.3% for the tortuosity. With the initial distribution $\hat{\theta}^{(1)} = 10^\circ$, the maximal deviations are about 10% for the resistivity, and 6.7% for the viscous characteristic length. We can conclude that the fiber orientation has a significant influence for the resistivity and the viscous characteristic length, but a weak effect on the tortuosity. Note that the uncertainty on the initial fiber orientation is estimated around 10%. Considering a median angle of 20° , the resulting uncertainty on the resistivity and the viscous characteristic length are limited to 3% and 2% respectively for $n = 10$.

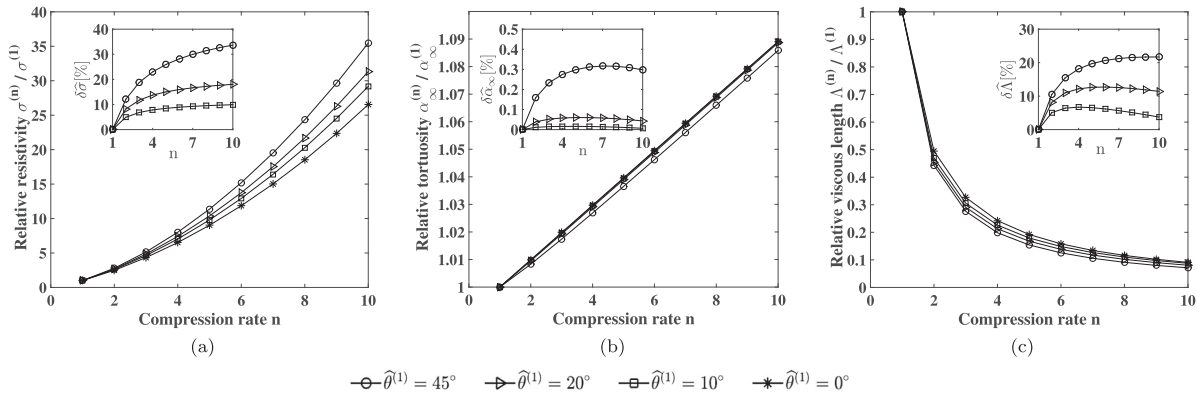


Fig. 14. Evolution of the parameters as functions of the compression rate for different initial angular distribution: median angle $\hat{\theta}^{(1)} = 45^\circ, 20^\circ, 10^\circ, 0^\circ$ respectively. (a) relative resistivity, (b) relative tortuosity, (c) relative viscous characteristic length calculated from Eqs. (32)–(34). The additional figures represent the deviation of the relative parameters as functions of the compression rates for different initial fiber angular distribution.

Appendix C. Example of the effect of a high compression rate

In this section, we give an illustration of the effect of a high compression rate ($n = 9$) on the glass wool.

Fig. 15a shows the measured and predicted sound absorption coefficients for the glass wool at $n = 9$ at normal incidence. The glass wool is backed with an air gap so that the total thickness (sample + air cavity) is 40 mm. The parameters used in the equivalent fluid model are calculated from the proposed Eqs. (27)–(30), (32)–(34), or from Castagnède formulas. The initial values (non-compressed) are known from measurements (see Table 1). The absorption coefficient is computed using the transfer matrix method [24]. A very good agreement is observed between the measurements and the proposed model.

Note that the presence of the air gap boosts the viscous dissipation. It is mostly governed by the air flow resistivity below the viscous characteristic frequency $\omega_v = \frac{\sigma\phi}{\alpha_{\infty}\rho_0}$ [24]. The role of the resistivity is extended towards higher frequencies with compression since ω_v increases quickly with n as shown in Fig. 15b.

The effect of compression is also clearly seen on the dynamic density, either measured or simulated (see Fig. 15d and c), particularly on the imaginary part that is strongly impacted by the resistivity.

Effet de la compression sur les propriétés acoustiques des matériaux poreux

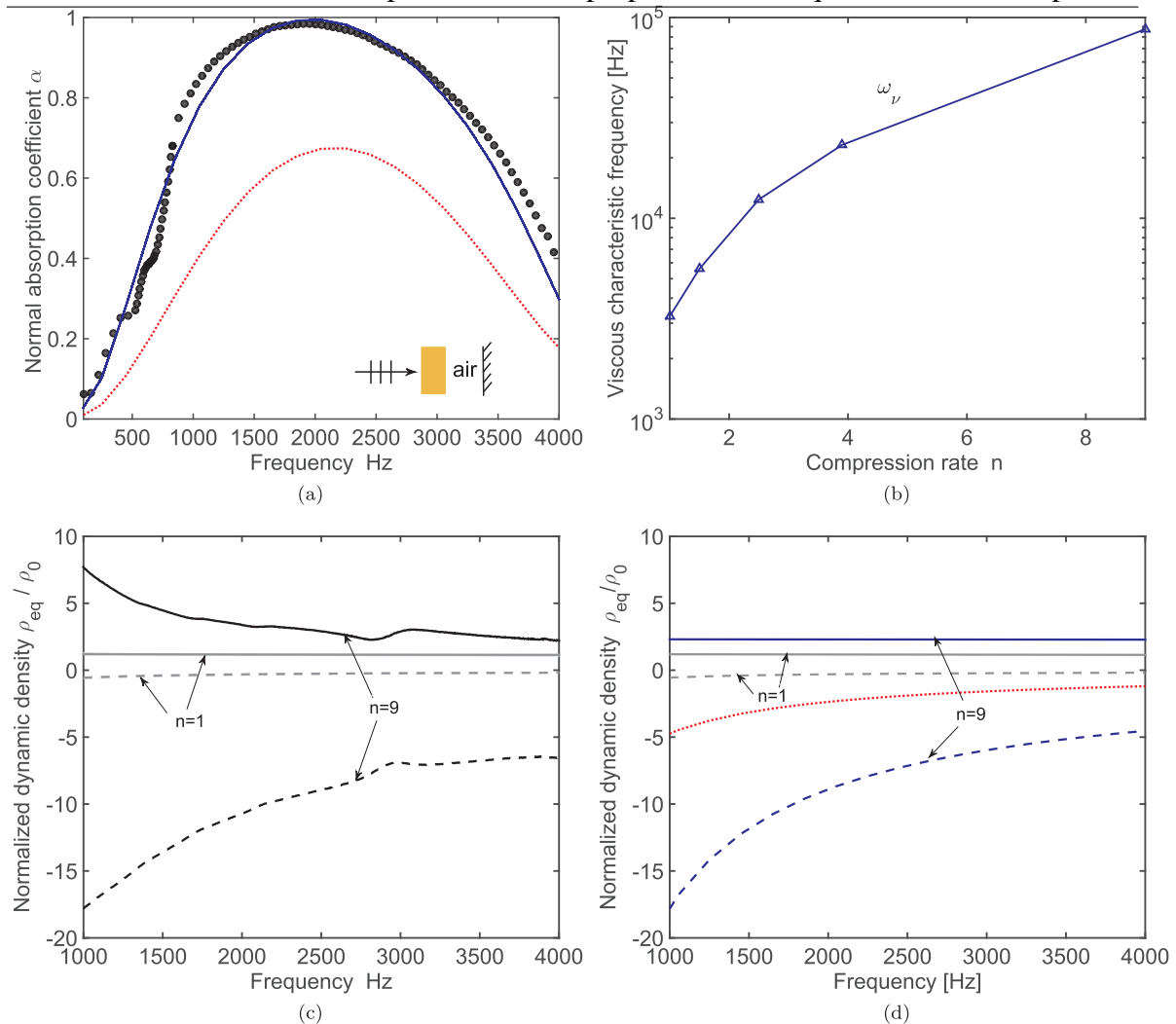


Fig. 15. Sound absorption coefficient at normal incidence of a glass wool compressed at a final thickness $h^{(n)} = 3.18$ mm ($n = 9$), backed with an air gap 36.82 mm (a). Viscous characteristic frequency ω_v , as function of compression rate n (b). Normalized equivalent dynamic density at two compression rates $n = 1$ and $n = 9$: measurement (c) and simulation (d). The **solid blue line** — in (a), (b) and (d) are the predicted properties calculated from Eqs. (27)–(30), (32)–(34). The **dotted red lines** ... in (a) and (d) are the predicted physical properties calculated from Castagnède Eqs. (1)–(5). The **black bullet(•••)** in (a) are the measured properties. The solid lines in (c) and (d) are the real part and the **dashed lines** (---) the imaginary part. The gray lines in (c) and (d) are the properties for $n = 1$ and the black or blue lines for $n = 9$. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

References

- [1] Bécot FX, Locqueteau C, Rodenas J. Predicting alpha cabin sound absorption in an industrial context. INTER-NOISE 2016, Hamburg, Germany; 2016.
- [2] Lafarge D, Lemarinié P, Allard J-F, Tarnow V. Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. *J Acoust Soc Am* 1997;102(4):1995–2006.
- [3] Tarnow V. Airflow resistivity of models of fibrous acoustic materials. *J Acoust Soc Am* 1996;100(6):3706–13.
- [4] Castagnède B, Aknine A, Brouard B, Tarnow V. Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials. *Appl Acoust* 2000;61(2):173–82.
- [5] Castagnède B, Tizianel J, Moussatov A, Aknine A, Brouard B. Parametric study of the influence of compression on the acoustical absorption coefficient of automotive felts. *C R Acad Sci-Ser IIB-Mech* 2001;329(2):125–30.
- [6] Kino N, Ueno T. Experimental determination of the micro- and macrostructural parameters influencing the acoustical performance of fibrous media. *Appl Acoust* 2007;68(11):1439–58.
- [7] Kino N, Ueno T. Comparisons between characteristic lengths and fibre equivalent diameters in glass fibre and melamine foam materials of similar flow resistivity. *Appl Acoust* 2008;69(4):325–31.
- [8] Kino N, Ueno T, Suzuki Y, Makino H. Investigation of non-acoustical parameters of compressed melamine foam materials. *Appl Acoust* 2009;70(4):595–604.
- [9] Ohadi AR, Moghaddami M. Investigating the effects of fibrous material compression on the acoustical behavior of absorption and barrier materials. *J Vib Acoust* 2007;129(2):133–40.
- [10] Wang CN, Kuo YM, Chen SK. Effects of compression on the sound absorption of porous materials with an elastic frame. *Appl Acoust* 2008;69(1):31–9.
- [11] Campolina B, Dauchez N, Atalla N, Doutres O. Effect of porous material compression on the sound transmission of a covered single leaf panel. *Appl Acoust* 2012;73(8):791–7.
- [12] Ohadi AR, Moghaddami M. Investigating the effects of fibrous material compression on the acoustical behavior of absorption and barrier materials. *J Vib Acoust* 2007;129(2):133–40.
- [13] Keshavarz R, Ohadi A. Effects of compression on sound absorption of transversely isotropic fibrous materials at oblique incidence. *Appl Acoust* 2013;74(3):383–95.
- [14] Umnova O, Tsiklauri D, Venegas R. Effect of boundary slip on the acoustical properties of microfibrillar materials. *J Acoust Soc Am* 2009;126(4):1850–61.
- [15] Salissou Y, Panneton R. Pressure/mass method to measure open porosity of porous solids. *J Appl Phys* 2007;101(12):124913.
- [16] Moussatov A, Ayrault C, Castagnède B. Porous material characterization—ultrasonic method for estimation of tortuosity and characteristic length using a barometric chamber. *Ultrasonics* 2001;39(3):195–202.
- [17] Stinson MR, Daigle GA. Electronic system for the measurement of flow resistance. *J Acoust Soc Am* 1988;83(6):2422–8.
- [18] Panneton R, Olny X. Acoustical determination of the parameters governing viscous dissipation in porous media. *J Acoust Soc Am* 2006;119(4):2027–40.

4.1 Prédiction de la variation en compression des six paramètres JCAL

71

- [19] Olny X, Panneton R. Acoustical determination of the parameters governing thermal dissipation in porous media. *J Acoust Soc Am* 2008;123(2):814–24.
- [20] Standard B. Acoustics-determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes—Part 2: transfer-function method. BS EN ISO, 10534-2; 2001.
- [21] Johnson DL, Koplik J, Dashen R. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *J Fluid Mech* 1987;176:379–402.
- [22] Champoux Y, Allard JF. Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. *J Appl Phys* 1991;70(4):1975–9.
- [23] Allard JF, Castagnede B, Henry M, Lauriks W. Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air. *Rev Sci Instrum* 1994;65(3):754–5.
- [24] Allard JF, Atalla N. Propagation of sound in porous media: modelling sound absorbing materials. 2nd ed. John Wiley & Sons; 2009.
- [25] Lafarge D, Lemariner P, Allard JF, Tarnow V. Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. *J Acoust Soc Am* 1997;102(4):1995–2006.
- [26] Luu HT, Perrot C, Monchiet V, Panneton R. Three-dimensional reconstruction of a random fibrous medium: geometry, transport, and sound absorbing properties. *J Acoust Soc Am* 2017;141:4768–80.
- [27] Hirosawa K, Nakagawa H. Formulae for predicting non-acoustical parameters of deformed fibrous porous materials. *J Acoust Soc Am* 2017;141(6):4301–13.
- [28] Sangani AS, Yao C. Transport processes in random arrays of cylinders. II. Viscous flow. *Phys Fluids* 1988;31(9):2435–44.
- [29] Drummond JE, Tahir MI. Laminar viscous flow through regular arrays of parallel solid cylinders. *Int J Multiph Flow* 1984;10(5):515–40.
- [30] Tamayol A, Bahrami M. Parallel flow through ordered fibers: an analytical approach. *J Fluids Eng* 2010;132(11):114502.
- [31] Jackson GW, James DF. The permeability of fibrous porous media. *Can J Chem Eng* 1986;64(3):364–74.
- [32] Davies CN. The separation of airborne dust and particles. *Proc Inst Mech Eng, Part B: Manage Eng Manuf* 1953;1(1–12):185–213.
- [33] Spielman L, Goren SL. Model for predicting pressure drop and filtration efficiency in fibrous media. *Environ Sci Technol* 1968;2(4):279–87.
- [34] Stylianopoulos T, Yeckel A, Derby JJ, Luo XJ, Shephard MS, Sander EA, et al. Permeability calculations in three-dimensional isotropic and oriented fiber networks. *Phys Fluids* 2008;20(12):123601.

4.1.3 Complément de l'étude sur le coefficient d'absorption des matériaux thermocomprimés

Dans leur mise en œuvre, les matériaux poreux sont attachés à une structure. Une lame d'air entre la structure et le poreux permet d'obtenir une absorption plus efficace. C'est le cas des garnitures acoustiques mises en œuvre dans le compartiment moteur d'un véhicule. Dans cette section, les coefficients d'absorption d'une laine de verre et d'une mousse de mélamine sont tracées avec les formules proposées dans l'article précédent pour un petit et un grand taux de compression. Le modèle est comparé aux résultats expérimentaux obtenus dans les conditions suivantes. Les matériaux sont installés dans un tube avec une lame d'air entre le matériau et le fond. L'épaisseur totale (matériau + lame d'air) est maintenue constante à $L_0 = 40$ mm, quelque soit l'épaisseur du matériau comprimé (figure 4.1). Cela permet de s'affranchir de l'effet de l'épaisseur qui a tendance à dominer le comportement global. Cela favorise par ailleurs la dissipation visqueuse et donc l'influence des paramètres relatifs, telle que la résistivité au passage de l'air en basses fréquences.

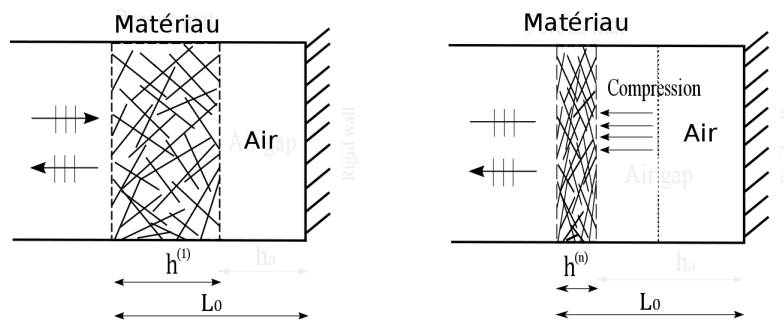


FIGURE 4.1 Mise en place des matériaux thermo-comprimés pour la mesure du coefficient d'absorption en conduit : à gauche, matériau non comprimé avec épaisseur initiale $h^{(1)}$; à droite le même matériau thermocomprimé à une épaisseur $h^{(n)}$.

La mesure du coefficient d'absorption est basée sur les normes ASTM E1050 ou ISO 10534-2 utilisant deux microphones. Les mesures ont été effectuées à plusieurs taux de compression. Les coefficients d'absorption simulés pour $n > 1$ sont obtenus par la méthode de la matrice de transfert [1]. Les paramètres JCAL qui entrent dans le modèle pour $n > 1$ sont prédits en utilisant soit le modèle de Castagnède Eqs. (1) - (5) soit les nouvelles formules Eqs. (27) - (30) et (32) - (34) proposées dans l'article. Le modèle de fluide équivalent avec squelette rigide est utilisé pour modéliser les laines de verre comprimées, tandis que le modèle élastique Biot est utilisé pour prendre en compte la vibration du squelette pour les mousses de mélamine comprimées.

La figure 4.2 montre le coefficient d'absorption mesuré et prédit pour des échantillons de laine de verre comprimé à $n = 1.65$ et $n = 9$. Les résultats simulés par les formules

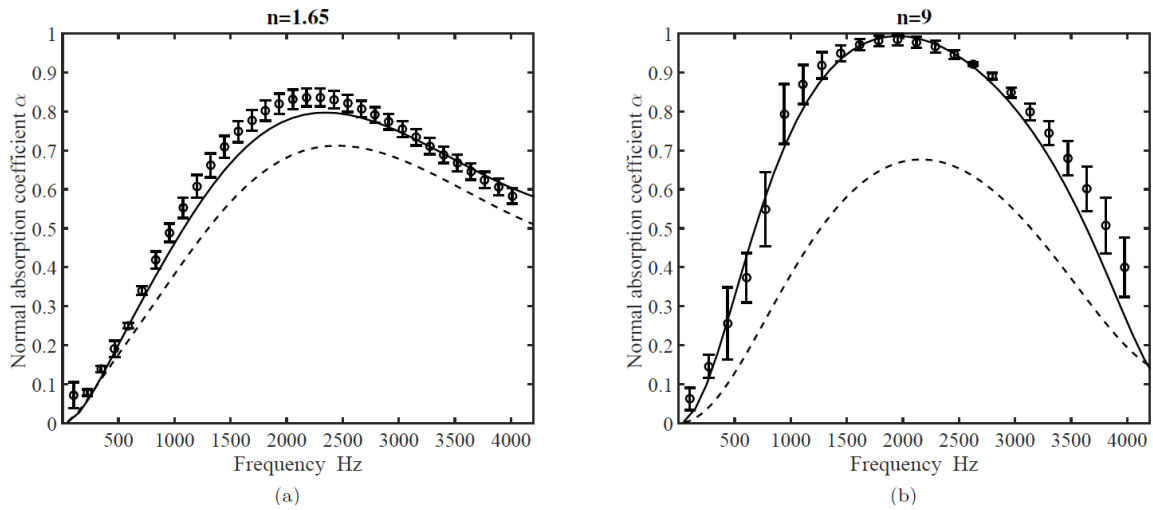


FIGURE 4.2 Coefficient d'absorption des laines de verre en incidence normale. (a) $h^{(1.65)} = 18.11$ mm ($n = 1.65$), $h_{air} = 21.89$ mm. (b) $h^{(9)} = 3.18$ mm ($n = 9$), $h_{air} = 36.82$ mm. (○) mesure. (—) simulé avec les paramètres calculés à partir des Eqs. (27) - (30) et (32) - (34) de l'article (voir Table 1 dans l'article), (- - -) simulé avec les paramètres calculés à partir des formules de Castagnède.

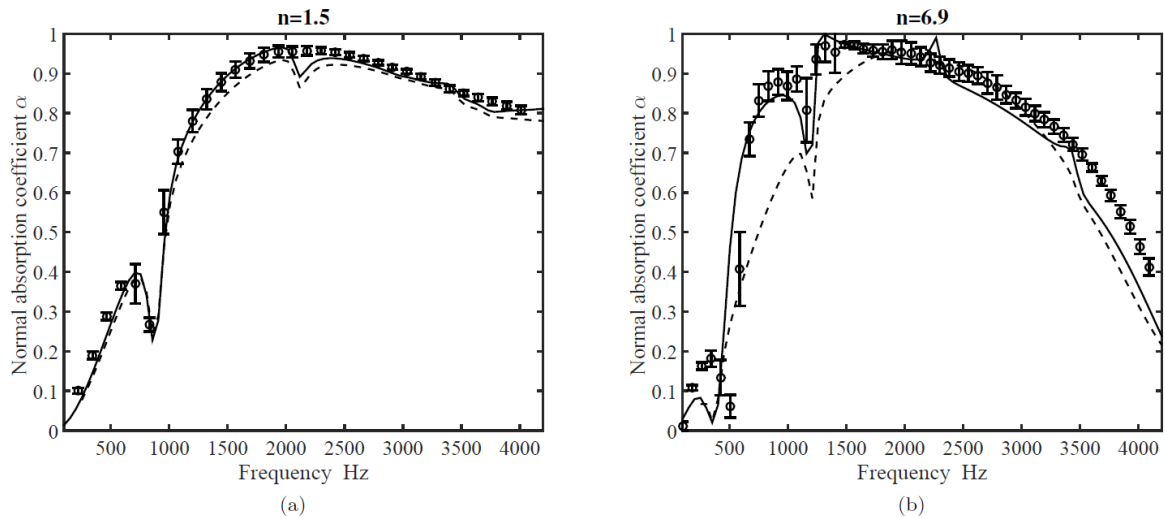


FIGURE 4.3 Coefficient d'absorption des mousses mélamine en incidence normale. (a) $h^{(1.5)} = 20.2$ mm ($n = 1.5$), $h_{air} = 19.8$ mm. (b) $h^{(6.9)} = 4.38$ mm ($n = 6.9$), $h_{air} = 35.62$ mm. (○) mesure, (—) simulé avec les paramètres calculés à partir des Eqs. (27) - (30) et (32) - (34) de l'article ((Voir Table 1 dans l'article; à noter que les formules de Tarnow sont appliquées pour la résistivité et de la perméabilité thermique), (- - -) simulées avec les paramètres calculés à partir des formules de Castagnède. Les paramètres élastiques recalés sont : $E^{(n=1.5)} = 115$ kPa, $\nu^{(n=1.5)} = 0.3$, $\eta^{(n=1.5)} = 0.02$; $E^{(n=6.9)} = 450$ kPa, $\nu^{(n=6.9)} = 0.3$, $\eta^{(n=6.9)} = 0.02$.

proposées dans l'article donnent une meilleure corrélation avec les mesures par rapport à celles proposées par Castagnède. Cependant, nous observons une sous estimation du coefficient d'absorption prédit pour le taux de compression $n = 1.5$. Cet écart est dû à une légère compression de l'échantillon lors de sa mise en place dans le tube. Pour les échantillons très compressés, cet effet de montage devient négligeable comme on peut l'observer à la figure 4.2b.

La figure 4.3 montre le coefficient d'absorption mesuré et prédit pour des échantillons de mousses mélamine compressées à $n = 1.5$ et $n = 6.9$. Le modèle de Biot est utilisé pour obtenir une prédiction des accidents liés à la vibration du squelette. Les propriétés élastiques ont été obtenus par recalage. Le calcul est fait à l'aide d'un code par éléments finis en axi-symétrique avec une condition aux limite glissante (logiciel Foam-X). Les résultats montrent un excellent accord entre la prédiction et les mesures avec les formules de l'article. Au contraire, les formules de Castagnède restent limitées aux faibles taux de compression.

En conclusion, on constate que quand le taux de compression augmente, les matériaux deviennent très résistifs et la connaissance de leurs propriétés élastiques peut devenir nécessaire pour une application vibroacoustique. L'effet de la compression sur les propriétés élastiques des matériaux poreux sera étudié dans le chapitre suivant (Chapitre 5).

4.2 Lois empiriques pour prédire la résistivité des matériaux poreux thermocomprimés

Cette section est présentée sous la forme d'un article soumis au journal *Applied Acoustics*.

4.2.1 Résumé de l'article en français

Dans de nombreuses applications industrielles, le matériau poreux est comprimé, ce qui peut modifier considérablement ses propriétés acoustiques. La résistivité au passage de l'air et la porosité sont les paramètres principaux qui pilotent les propriétés acoustiques. De nombreuses recherches ont porté sur le calcul de la résistivité à partir des propriétés de la micro structure du matériau : diamètre de la fibre d , densité apparente du matériau ρ_m et distribution des fibres dans l'espace. Cependant, ces modèles ne sont pas généraux et ne peuvent pas être utilisés pour tous les matériaux. Dans cet article, nous proposons une loi de puissance généralisée pour calculer la variation de la résistivité au passage de l'air de différents matériaux poreux à partir des propriétés initiales du matériau non comprimé, tel que $\sigma^{(1)}$, et du taux de compression n . L'article s'attache à déterminer l'exposant de la loi puissance en fonction de la porosité initiale et de la distribution d'orientation des fibres. Ces

formules sont simples à utiliser et montrent une bonne corrélation par rapport aux mesures pour différents matériaux ayant une porosité initiale élevée (≥ 0.9).

4.2.2 Generalized power law for predicting the air flow resistivity of thermocompressed fibrous materials and open cell foams

Generalized power law for predicting the air flow resistivity of thermocompressed fibrous materials and open cell foams

L. Lei, N. Dauchez*, J.D. Chazot

*Sorbonne universités, Université de technologie de Compiègne,
CNRS FRE 2012, laboratoire Roberval, Centre de recherche Royallieu, CS 60319, 60203 Compiègne cedex, France.*

Abstract

The compression of sound absorbing materials can change significantly their acoustical properties. It is commonly admitted that the air flow resistivity is the main parameter governing the acoustical efficiency. Several authors propose empirical laws to predict the resistivity as function of the compression rate. The models are based on a power function with a power related to the kind of material. In this paper, we propose a generalized power law to calculate the air flow resistivity of compressed porous materials with high porosity (≥ 0.9). The power is here related to the material initial porosity. The influence of fibers orientation distribution is also addressed. The proposed formula shows a good agreement with the measurements performed on several types of porous materials (four fibrous materials and two open cell foams).

Keywords: power law, sound absorbing, thermocompression, air flow resistivity, fibrous material, open cell foam

1. Introduction

Porous materials such as fibrous or foams are widely used in almost every areas of noise control engineering such as automotive, building and aerospace. In some applications, they are compressed into thin non uniform panels. This compression modifies the bulk material density, the porosity, the air flow resistivity and consequently, the acoustical properties. Among these parameters, the resistivity is admitted to be the main parameter governing the acoustical properties [1, 2, 3, 4, 5, 6].

To estimate analytically the air flow resistivity of porous materials, two approaches are encountered.

The first approach is analytical : simplified geometrical models of the porous material are used to derive an analytical expression of the resistivity. For fibrous materials, a general equation is proposed by Tamayol [9] for a periodic regular arrangement of cylinders with a parallel or perpendicular flow. Tarnow [10, 11] introduced a Voronoi distribution to model a random network of parallel cylinders. For more complex microgeometries, like foams, only numerical models are suitable [7, 8].

The second approach is experimental : a large number of materials are tested and empirical laws for the resistivity are then proposed (see Table. 1). Kozeny–Carman [12, 13] first developed a relation to calculate the resistivity of a granular media. Other authors have applied this relation for modeling fibrous materials [14]. In these works

the flow resistivity is related to the porosity, the particle size and a factor K_c obtained from the measurements. Nichole [15] related the air flow resistance R to the thickness of the material L , the surface density S , and the cross-sectional radius of the fibres a by a power law. Bies and Hansen [16] presented a simple model to calculate the resistivity of fibrous materials with the fibre diameter d , the bulk density ρ_m , and two geometrical constants K_1 and K_2 . They pointed out that the equation was suitable for fibres with uniform diameters. Garai and Pompoli [17] extended the equation of Bies and Hansen to polyester fibres with larger and more dispersed diameters and densities. Kino [18, 19, 20] applied the law of Bies and Hansen to different porous materials (polyester material, glass wool and melamine foam). They modified the values of the two constants K_1 and K_2 to fit with their measurements. However, no general law has been given so far to derive these constants for any kind of porous material.

Castagnède et al.[21, 22] studied the relationship between the physical parameters in the equivalent fluid model and the compression rate n , n being defined as the ratio between the nominal thickness $h^{(1)}$ and the compressed thickness $h^{(n)}$. They proposed a linear and a quadratic law to predict the resistivity after compression, but their models are limited to low compression rates $n < 2$. Lei et al. [23] proposed new formulas to predict the variations of six physical parameters suitable for high compression rates (n up to 10). Their model accounts for the variation of fibres orientation due to the compression, on the basis of the works of Tarnow[10, 11] and Tamayol[9].

In this paper, we propose a generalized power law to

*Corresponding author

Email address: nicolas.dauchez@utc.fr (N. Dauchez)

4.2 Lois empiriques pour prédire la résistivité des matériaux poreux thermocomprimés 77

Authors	Model	Type of materials
Kozeny, Carman 1937	$\sigma = \frac{K_c}{d^2} \frac{(1-\phi)^2}{\phi^3}$	granular media $0.9 < \phi < 1.0$
Nichols, Jr RH 1947	$R = K \frac{S^{(1+x)}}{L^x a^2}$ $0.3 \leq x \leq 1$	fibrous materials $0.9 < \phi < 1.0$
Bies, Hansen 1980	$\sigma = K_1 \cdot \rho_m^{K_2} / d^2$ $K_2 = 1.53$ $K_1 = 3.18 \times 10^{-9}$	glass fibres $1 < d < 15\mu m$
Garai, Pompoli 2005	$K_2 = 1.404$ $K_1 = 28.3 \times 10^{-9}$	polyester fibres $18 < d < 48\mu m$
Kino, Ueno 2007	$K_2 = 1.53$ $K_1 = 15 \times 10^{-9}$	polyester fibres $14.2 < d < 39\mu m$
Kino, Ueno 2008	$K_2 = 1.53$ $K_1 = 11.5 \times 10^{-9}$	melamine foam $100 < d < 200\mu m$
Kino, Ueno 2009	$K_2 = 1.53$ $K_1 = 8 \times 10^{-9}$	melamine foam $150 < d < 300\mu m$

Table 1: Empirical model for the resistivity of porous materials

predict the air flow resistivity of a compressed porous material from its initial porosity and resistivity, without adjusting any empirical coefficient. First, the power law is given and a polynomial expression of the exponent K_2 is derived from the analytic models presented in our previous paper [23]. The polynomial relation are function of the initial porosity, and are given for different initial fibre orientations and different fibre arrangements (regular or random). Finally, the predictions are compared to the measurements of several types of porous materials (glass wool, polyester fibres, foams) and compression rates.

2. Theory

2.1. Power law for air flow resistivity

The resistivity proposed by Bies and Hansen is presented in the following form:

$$\sigma = K_1 \rho_m^{K_2} / d^2, \quad (1)$$

where ρ_m is the mass density, d is the fiber diameter, K_1 is a constant, characteristic of a particular material. The value K_2 is determined from the construction of the material which is linked to the arrangement of fibre and their orientation in the material. When the compression occurs, K_1 and d are considered not to change, while the mass density after compression is $\rho_m^{(n)} = n \rho_m^{(1)}$. Together with Eqs (1) the air flow resistivity at compression rate n writes :

$$\sigma^{(n)} = n^{K_2} \sigma^{(1)}. \quad (2)$$

For a material having a porosity between 0.9 and 1, the value K_2 varies from 1.3 to 2 [15]. However no explicit relation is established between the porosity and the con-

stant K_2 in the literature. This is the main objective of this paper.

2.2. Determination of the constant K_2

The exponent K_2 can be related to the initial porosity of the material by best fitting the power law Eqs. (2) with the resistivity derived analytically in ref. [23]. The analytic resistivity of a compressed material $\sigma^{(n)}$ is recalled here for two fibres arrangements :

$$\sigma_r^{(n)} = n \sigma^{(1)} \frac{[0.64 \ln(1/(1-\phi^{(1)})) - \phi^{(1)} + 0.263]}{[0.64 \ln(1/(1-\phi^{(n)})) - \phi^{(n)} + 0.263]} \dots \frac{\sum_{i=1}^m f_i (1 + \tan^2 \theta_i^{(1)}) / (2 + \tan^2 \theta_i^{(1)})}{\sum_{i=1}^m f_i (n^2 + \tan^2 \theta_i^{(1)}) / (2n^2 + \tan^2 \theta_i^{(1)})} \quad (3)$$

$$\sigma_s^{(n)} = n \sigma^{(1)} \frac{\ln(1-\phi^{(1)}) - 2(1-\phi^{(1)}) + 1.479 + (1-\phi^{(1)})^2/2}{\ln(1-\phi^{(n)}) - 2(1-\phi^{(n)}) + 1.479 + (1-\phi^{(n)})^2/2} \dots \frac{\sum_{i=1}^m f_i (1 + \tan^2 \theta_i^{(1)}) / (2 + \tan^2 \theta_i^{(1)})}{\sum_{i=1}^m f_i (n^2 + \tan^2 \theta_i^{(1)}) / (2n^2 + \tan^2 \theta_i^{(1)})} \quad (4)$$

where the subscript s, r indicates the arrangement of fibers either a square or a random array respectively, $\phi^{(1)}$ and $\phi^{(n)}$ are the porosity of the material before and after compression, $\theta_i^{(1)}$ is the fiber initial orientation angle, f_i is the initial probability density function so that $f(\theta_i^{(1)}) = f_i$, and m is number of angular partitions between 0 and $\pi/2$.

To find out the relation between the exponent K_2 and the initial porosity $\phi^{(1)}$, we fit the power law (Eq. 2) to the analytic expressions (Eq. 3 and Eq. 4) for several angular distributions $\theta^{(1)}$ (varying from 0° to 45°) and initial porosities $\phi^{(1)}$ (varying from 0.9 to 0.999) at there achievable maximum compression rate n_{max} , n_{max} being obtained for each initial porosity $\phi^{(1)}$ by assuming the final porosity after compression $\phi^{n_{max}}$ equal to 0.8. This value is considered as a limit of the model[23].

The fiber initial orientation is generated numerically from a uniform initial distribution, and imposing a compression rate n^* using the relation

$$n^* = \tan \theta_i^{(1)} / \tan \theta_i^{(n^*)}, \quad (5)$$

where $\theta_i^{(1)}, \theta_i^{(n^*)}$ are the fiber orientation angle before and after compression respectively. The compression rate n^* is chosen in order to have the targeted distribution in terms of median angle. For instance, $n^* = 2.7$ can be employed to get the distribution shown in Fig. 2 having a median angle of 20° . More details can be found in the appendix of our previous paper [23].

As an example, the exponent K_2 is plotted in Fig. 1 as function of several initial porosities and median angles for the fibres in a random array. It is shown that K_2 increases with the fibre angular orientation while it decreases with the porosity. For two materials having the same initial porosity, for instance $\phi = 0.99$, the exponent only slightly increases from 1.278 to 1.386 when the median angle varies from 0° to 45° . Conversely, the exponent increases much more significantly with the initial porosity considering the same initial angular distribution, for instance from 1.386 to 1.927 when ϕ varies from $\phi = 0.99$ with $\tilde{\theta}^{(1)} = 45^\circ$. On the whole figure, K_2 varies from 1.278 to 1.927 which is consistent with the theoretical value 1.3 to 2 for a porous material having a porosity $\phi \geq 0.9$ [15].

In practice, the initial angular orientation distribution is difficult to identify experimentally. Since its influence is lower than the influence of the initial porosity, we propose to use the theoretical initial angular distribution given in Fig. 2 characterized by a median angle $\tilde{\theta}^{(1)}$ of 20° . This has been shown to be suitable for fibrous materials having fibers oriented rather in the same plane like glasswools in our previous works [23]. For material having a random angular distribution, like the orientation of ligaments of open cells foam, the angular distribution is suggested not to vary, which is equivalent to assume that $\tilde{\theta}^{(1)} = 0^\circ$ (see ref.[23]).

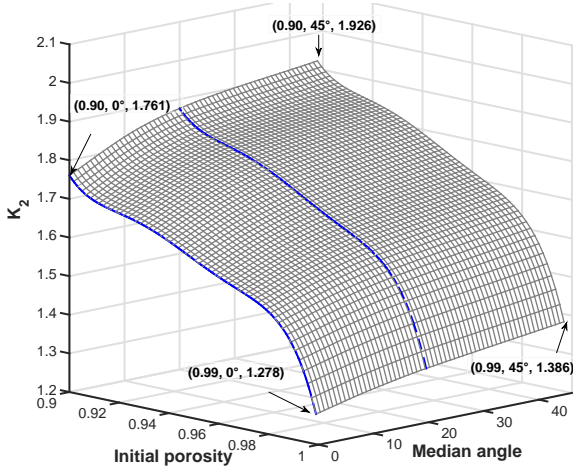


Figure 1: Exponent K_2 drawn as a function of the initial porosity $\phi^{(1)}$ and initial angular distribution represented by the median angle $\tilde{\theta}^{(1)}$ for a random arrangement of fiber (Eq.3). The two solid blue lines represent the polynomial function for $\tilde{\theta}^{(1)} = 0^\circ$ (Eq. 8) and $\tilde{\theta}^{(1)} = 20^\circ$ (Eq. 6) plotted in Fig. and respectively.

2.3. Polynomial relations for two cases

The polynomial relation is given here for two cases: an initial angular distribution represented by a median angle $\tilde{\theta}^{(1)} = 20^\circ$ and an initial angular distribution with $\tilde{\theta}^{(1)} = 0^\circ$. The latter means that the effect of the fibre orientation is neglected.

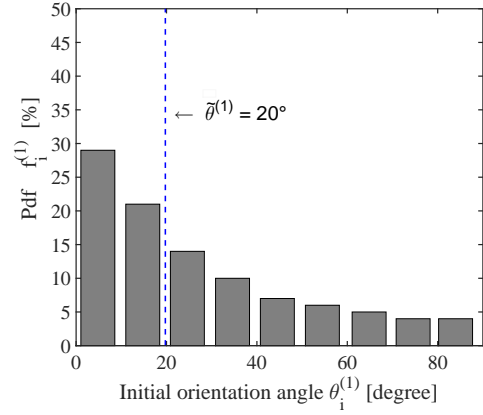


Figure 2: Generated angular distribution for fibrous material with the median angle $\tilde{\theta}^{(1)} = 20^\circ$ (the dash line)

For an initial fibre angular distribution with a median angle $\tilde{\theta}^{(1)} = 20^\circ$ with a random arrangement, the exponent K_2 is linked to the initial porosity by the following equation:

$$K_2 = -717889(\phi^{(1)})^5 + 3388927(\phi^{(1)})^4 - 6397910(\phi^{(1)})^3 + 6038010(\phi^{(1)})^2 - 2848582(\phi^{(1)}) + 537444 \quad (6)$$

while for an arrangement of fibers in a square array:

$$K_2 = -620840(\phi^{(1)})^5 + 2929872(\phi^{(1)})^4 - 5529595(\phi^{(1)})^3 + 5217021(\phi^{(1)})^2 - 2460570(\phi^{(1)}) + 464114 \quad (7)$$

For an initial fibre angular distribution with a median angle $\tilde{\theta}^{(1)} = 0^\circ$ with a random arrangement, K_2 is given by:

$$K_2 = -763256(\phi^{(1)})^5 + 3604872(\phi^{(1)})^4 - 6808901(\phi^{(1)})^3 + 6428965(\phi^{(1)})^2 - 3034461(\phi^{(1)}) + 572782 \quad (8)$$

while for a square arrangement, K_2 is given by:

$$K_2 = -643182(\phi^{(1)})^5 + 3036694(\phi^{(1)})^4 - 5733761(\phi^{(1)})^3 + 5412011(\phi^{(1)})^2 - 2553629(\phi^{(1)}) + 481869 \quad (9)$$

A plot representing the two different fibres arrangement and the corresponding K_2 as function of the initial porosity is given Fig. 3. For the angular distribution $\tilde{\theta}^{(1)} = 20^\circ$ (Fig. 3a), the exponent K_2 varies from 2.1 to 1.44 when porosity increases from 0.9 to 1. The random arrangement give values between 4% and 12% below the values obtained with the square arrangement. For the angular distribution $\tilde{\theta}^{(1)} = 0^\circ$ (Fig. 3b), the same trends are obtained, but the exponent K_2 is a bit lower in that case.

The polynomial equations are confronted to the measurements in the next section.

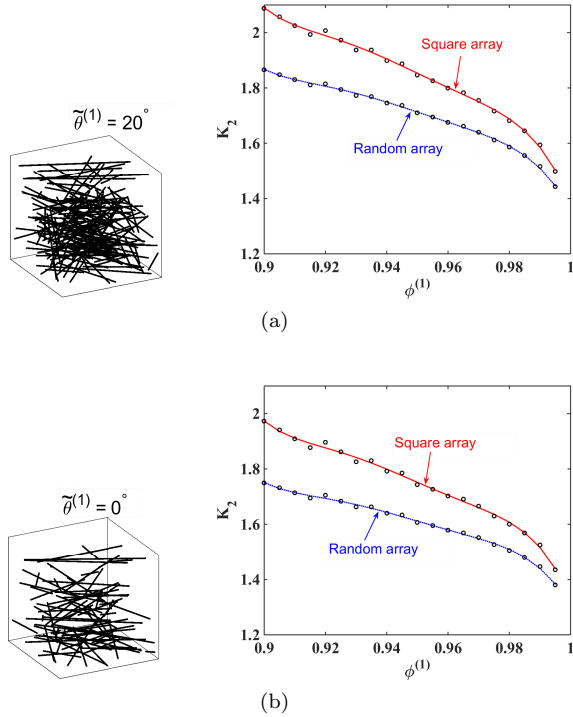


Figure 3: (a) At left is network of numerically generated fibres with the proposed angular distribution $\tilde{\theta}^{(1)} = 20^\circ$. At right, the exponent K_2 is plotted against the initial porosity. (b) At left is network of numerically generated fibres with the proposed angular distribution $\tilde{\theta}^{(1)} = 0^\circ$. At right, the exponent K_2 is plotted against the initial porosity. The dot points are the K_2 calculated by fitting of Eqs. (2) to Eqs (3). The solid line is the polynomial relation.

3. Experiments and Results

3.1. Material description

Six usual porous materials for sound absorption are used (see microstructure at Fig.5):

- two glass wools having straight fibres with different fibres diameters and orientations,
- two polyester fibrous materials having long tortuous fibres,
- two open cell foams having different ligament size.

The different thicknesses are obtained by thermocompression of several plates of the same initial material : each plate is compressed by a mold preheated at 250°C for 2 minutes. Four samples have been cut from the same plate for each thickness, and then measured in the same experimental conditions. The thicknesses of the samples are measured by a numerical calliper with a precision of 0.01 mm. For some soft material such as loose fibrous material, the thickness is the mean of 6 measurements performed on the same sample. The porosity and the bulk density are measured by using the pressure/mass method [24]. Measurements of the flow resistivity are obtained in accordance

with the standard ASTM C522 by applying the comparative measurement method [25]. For each parameter, we give by the mean value and the standard deviation in table 2.

3.2. Discussion

The measured and predicted resistivities are plotted against the compression rate for the 6 materials in Fig. 4. The solid lines stand for the square arrangement and the dot lines for the random arrangement. For the fibrous materials, we assume a fibre orientation with a median angle $\tilde{\theta}^{(1)} = 20^\circ$ (see Fig. 2). For the foam, the effect of the angular distribution is not accounted for, this being equivalent to assume that $\tilde{\theta}^{(1)} = 0^\circ$.

For the 4 fibrous materials, the experimental results fall in between the two predictions up to the maximum compression rate experimentally achievable : 9 for glass-wools, 3.7 for fiberfoam and 5.4 polyester fibre (see table2), the minimum porosity being 0.85 for the polyester fibre. For the 2 open cell foams, the experimental results are closer to the prediction with the random array hypothesis. They are a bit lower for the melamine foam. This could be related to the over estimation of the porosity by the model that does not account for the loss of mass due to the thermo-compression process[23]. Note that for the polyurethane foam, the results are still in good agreement even for the higher compression rate of 20.9, for which the porosity $\phi^{(20.9)} = 0.26$ is below 0.8.

4. Conclusion

In this paper, a generalized power law as function of the compression rate n at the power K_2 is proposed to predict the variation of the air flow resistivity of thermo-compressed porous materials. The power K_2 depends here on the initial porosity regardless the type of material, and is given by polynomial expressions derived from physical models. Two hypotheses related to the fibres arrangement are considered: the fibres can be square or random spaced. Moreover the initial orientation distribution of fibres is taken into account for fibrous material considering an initial median angle of 20° .

It is shown that the porosity has a strong effect on the exponent K_2 that varies between 1.4 and 2 with an initial porosity varying from 0.9 to 1 respectively. The effect of the orientation distribution is one order below but can be favorably accounted for in the case of fibrous materials. The comparison with experimental results performed on 6 porous materials (4 fibrous and 2 open cell foams) has shown a good agreement, the random arrangement giving results closer to the measurements for the open cell foams. The proposed generalized power law can hence be used efficiently to predict the air flow resistivity of a large panel of porous materials accurately from low to high compression rates.

Material	Compression rate	Thickness	Density	Porosity	Resistivity
		h mm	ρ kg/m ³	ϕ –	σ Ns/m ⁴
Glass wool 300g/m ²	$n = 1$	28.54 ± 0.08	11.9 ± 0.1	0.986 ± 0.003	3963 ± 1200
	$n = 1.46$	19.51 ± 0.08	16.8 ± 0.1	0.980 ± 0.004	6879 ± 1306
	$n = 2.53$	11.26 ± 0.04	30.1 ± 0.1	0.965 ± 0.004	17653 ± 1831
	$n = 3.87$	7.38 ± 0.06	42.4 ± 0.1	0.949 ± 0.008	33741 ± 1947
	$n = 8.97$	3.18 ± 0.07	108.9 ± 0.1	0.885 ± 0.021	167496 ± 11391
Glass wool 500g/m ²	$n = 1$	27.23 ± 0.02	22.8 ± 0.1	0.972 ± 0.002	8407 ± 837
	$n = 1.50$	18.16 ± 0.04	31.3 ± 0.1	0.970 ± 0.004	14973 ± 1568
	$n = 2.48$	10.99 ± 0.04	55.8 ± 0.1	0.951 ± 0.005	36272 ± 4294
	$n = 4.97$	5.48 ± 0.02	96.7 ± 0.1	0.948 ± 0.008	102689 ± 3551
	$n = 8.40$	3.24 ± 0.04	162.5 ± 0.1	0.893 ± 0.009	269176 ± 14353
Cotton fibre	$n = 1$	31.2 ± 0.4	34.1 ± 0.1	0.962 ± 0.003	6282 ± 285
	$n = 1.01$	30.9 ± 0.29	35.2 ± 0.1	0.956 ± 0.003	6717 ± 671
	$n = 1.33$	23.4 ± 0.27	47.3 ± 0.1	0.949 ± 0.003	11320 ± 843
	$n = 2.5$	12.45 ± 0.24	88.2 ± 0.1	0.93 ± 0.004	28989 ± 1082
	$n = 3.67$	8.5 ± 0.07	133.2 ± 0.1	0.894 ± 0.005	61562 ± 1389
Polyester fibre	$n = 1$	35.65 ± 0.93	43.8 ± 0.1	0.954 ± 0.003	6074 ± 1820
	$n = 1.11$	32.09 ± 0.38	52.1 ± 0.1	0.95 ± 0.003	7848 ± 1747
	$n = 1.44$	24.79 ± 0.58	64.7 ± 0.1	0.938 ± 0.003	11195 ± 1500
	$n = 2.86$	12.44 ± 0.71	124.3 ± 0.1	0.902 ± 0.004	34597 ± 2937
	$n = 5.38$	6.62 ± 0.70	203.7 ± 0.1	0.847 ± 0.007	105733 ± 7380
Melamine foam	$n = 1$	30.28 ± 0.01	8.7 ± 0.1	0.984 ± 0.003	9365 ± 410
	$n = 1.5$	20.2 ± 0.01	11.4 ± 0.1	0.981 ± 0.003	15039 ± 630
	$n = 2.9$	10.36 ± 0.01	21.1 ± 0.1	0.967 ± 0.005	41222 ± 720
	$n = 6.9$	4.54 ± 0.01	52.2 ± 0.1	0.929 ± 0.011	160740 ± 3516
Polyurethane foam	$n = 1$	30.1 ± 0.11	36.4 ± 0.1	0.954 ± 0.003	11840 ± 780
	$n = 1.56$	19.25 ± 1.03	58.8 ± 0.1	0.939 ± 0.004	26107 ± 2560
	$n = 3.40$	8.85 ± 0.52	130.1 ± 0.1	0.877 ± 0.006	88927 ± 4996
	$n = 7.27$	4.14 ± 0.29	283.5 ± 0.1	0.751 ± 0.014	353723 ± 21651
	$n = 20.90$	1.14 ± 0.07	828.8 ± 0.1	0.261 ± 0.067	1614377 ± 41265

Table 2: Measured properties of tested material at several compression rates. The values are the mean value ± the standard deviation for 4 samples per measurement.

5. Acknowledgments

The authors would like to thank the BPI for their financial support within the framework of the Ecobex AAP17 FUI project. The scanning electron microscope experiments were carried out in the "Service d'Analyses Physico-chimiques" (UTC, France) thanks to Frédéric Nadaud.

References

- [1] Delany, M. E., & Bazley, E. N. (1970). Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied acoustics*, 3(2), 105-116.
- [2] Miki, Y. (1990). Acoustical properties of porous materials-Modifications of Delany-Bazley models. *Journal of the Acoustical Society of Japan (E)*, 11(1), 19-24.
- [3] Johnson, D. L., Koplik, J., & Dashen, R. (1987). Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *Journal of fluid mechanics*, 176, 379-402.
- [4] Champoux, Y., & Allard, J. F. (1991). Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. *Journal of applied physics*, 70(4), 1975-1979.
- [5] Lafarge, D., Lemarinier, P., Allard, J. F., & Tarnow, V. (1997). Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(4), 1995-2006.
- [6] Pride, S. R., Morgan, F. D., & Gangi, A. F. (1993). Drag forces of porous-medium acoustics. *Physical review B*, 47(9), 4964.
- [7] O. Doutres, N. Atalla, K. Dong (2011). Effect of the microstructure closed pore content on the acoustic behavior of polyurethane foams, *Journal of applied physics*, 110, 064901
- [8] C.Perrot, F. Chevillotte, M. T. Hoang, G. Bonnet, F. X. Bcot, L. Gautron, and A. Duval (2012). Microstructure, transport, and acoustic properties of open-cell foam samples: Experiments and three-dimensional numerical simulations, *Journal of Applied Physics*, 111, 014911
- [9] Tamayol, A., & Bahrami, M. (2010). Parallel flow through ordered fibers: an analytical approach. *Journal of Fluids Engineering*, 132(11), 114502.
- [10] Tarnow, V. (2000). Measurements of anisotropic sound propa-

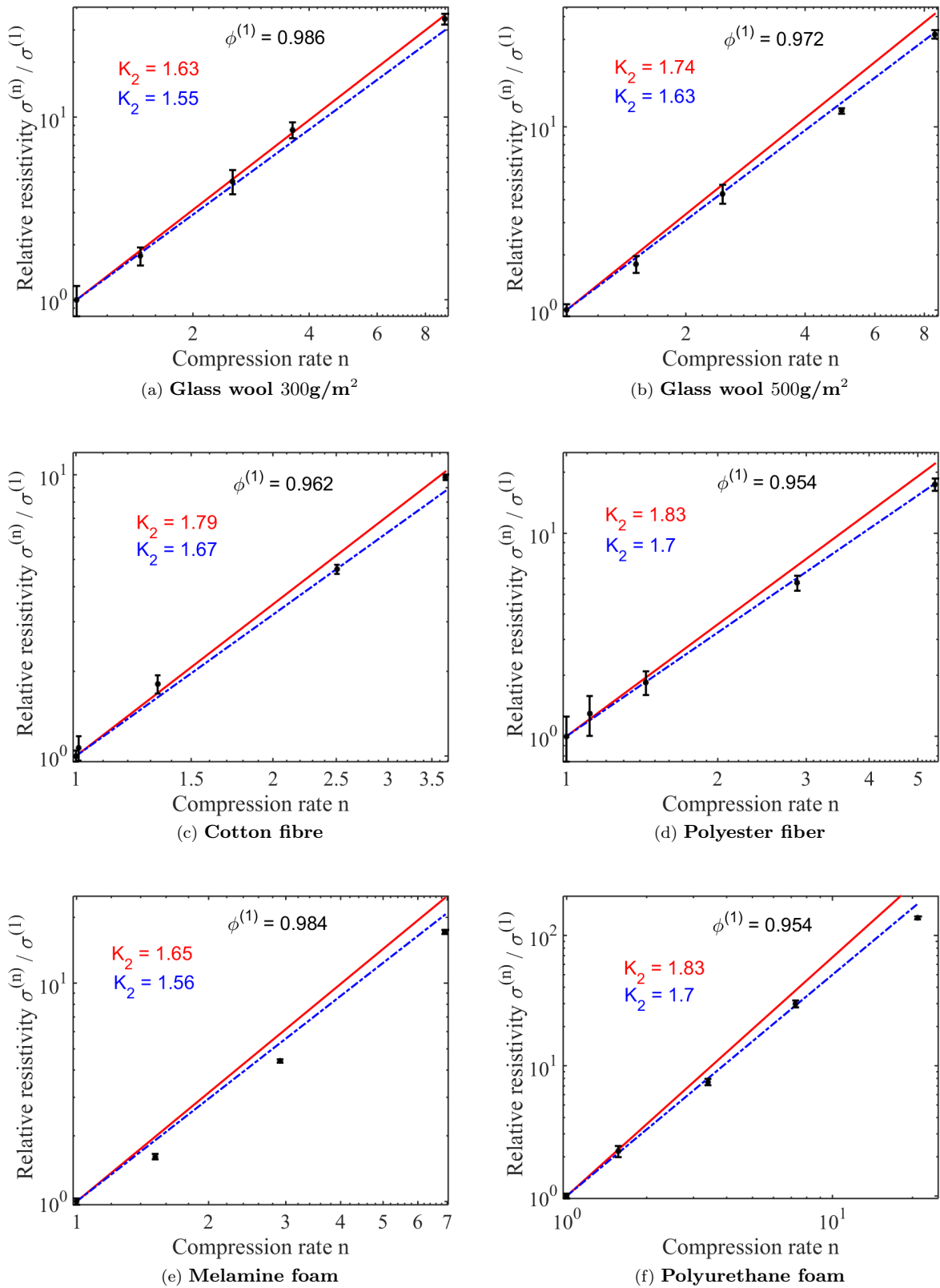


Figure 4: The relative resistivity $\sigma^{(n)}/\sigma^{(1)}$ as function of the compression rate. The black point are the measurement and the solid line is the predicted by using the power laws with square array of fibre, while the dot line is for the random array of fibre. The median angle $\tilde{\theta}^{(1)} = 20^\circ$ is used for fibrous material and $\theta^{(1)} = 0^\circ$ is applied for foam.

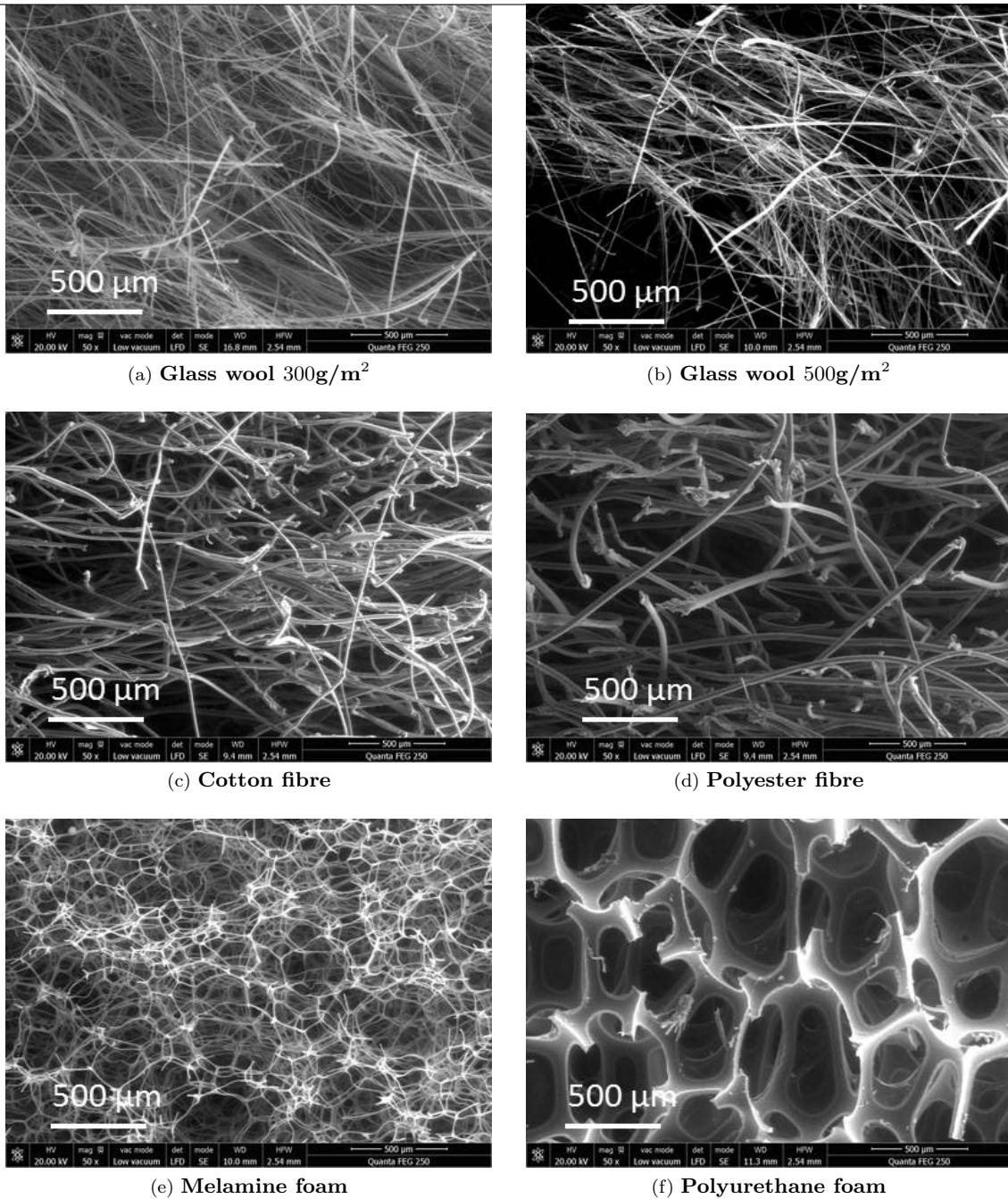


Figure 5: Microscopic photos of the studied material at their initial thickness taken from the vertical surface by Scanning Electron Microscopy.

gation in glass wool. The Journal of the Acoustical Society of America, 108(5), 2243-2247.

- [11] Tarnow, V. (2002). Measured anisotropic air flow resistivity and sound attenuation of glass wool. The Journal of the Acoustical Society of America, 111(6), 2735-2739.
- [12] Kozeny J. (1927). Über kapillare Leitung des Wassers im Boden: (Aufstieg, Versickerung und Anwendung auf die Bewässerung), Hölder-Pichler- Tempsky.
- [13] Carman, P. C. (1997). Fluid flow through granular beds. Chemical Engineering Research and Design, 75, S32-S48.
- [14] M. T. Pelegrinis, K. V. Horoshenkov, A. Burnett. (2016). An application of Kozeny-Carman flow resistivity model to predict the acoustical properties of polyester fibre. Applied Acoustics,

101(12), 1 - 4.

- [15] Nichols Jr, R. H. (1947). Flow Resistance Characteristics of Fibrous Acoustical Materials. The Journal of the Acoustical Society of America, 19(5), 866-871.
- [16] Bies, D. A., & Hansen, C. H. (1980). Flow resistance information for acoustical design. Applied Acoustics, 13(5), 357-391.
- [17] Garai, M., & Pompoli, F. (2005). A simple empirical model of polyester fibre materials for acoustical applications. Applied Acoustics, 66(12), 1383-1398.
- [18] Kino, N., & Ueno, T. (2007). Experimental determination of the micro-and macrostructural parameters influencing the acoustical performance of fibrous media. Applied Acoustics, 68(11), 1439-1458.

- 290 [19] Kino, N., & Ueno, T. (2008). Comparisons between characteristic lengths and fibre equivalent diameters in glass fibre and melamine foam materials of similar flow resistivity. *Applied Acoustics*, 69(4), 325-331.
- [20] Kino, N., Ueno, T., Suzuki, Y., & Makino, H. (2009). Investigation of non-acoustical parameters of compressed melamine foam materials. *Applied Acoustics*, 70(4), 595-604.
- 295 [21] Castagnède, B., Aknine, A., Brouard, B. (2000). & Tarnow, V. Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials. *Applied Acoustics*, 61(2), 173-182.
- [22] Castagnède, B., Tizianel, J., Moussatov, A., Aknine, A., & Brouard, B. (2001). Parametric study of the influence of compression on the acoustical absorption coefficient of automotive felts. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics*, 329(2), 125-130.
- 300 [23] Lei, L. and Dauchez, N. and Chazot, J.D. (2018). Prediction of the six parameters of an equivalent fluid model for thermo-compressed glass wools and melamine foam. *Applied Acoustics*, 139, 44-56.
- 305 [24] Salissou, Y., & Panneton, R. (2007). Pressure/mass method to measure open porosity of porous solids. *Journal of applied physics*, 101(12), 124913.
- 310 [25] Stinson, M. R., & Daigle, G. A. (1988). Electronic system for the measurement of flow resistance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83(6), 2422-2428.

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que la variation des paramètres du modèle de fluide équivalent (porosité, résistivité, tortuosité, perméabilité thermique, longueurs caractéristique visqueuse et thermique) peuvent être prédite par des expressions analytiques basées sur des géométries simples. La variation de l'orientation des fibres du à la compression influence significativement la résistivité au passage de l'air et la longueur caractéristique visqueuse. L'arrangement des fibres dans le matériau a également une influence notable sur la résistivité et la perméabilité thermique statique. Enfin, ce modèle a permis de proposer une loi puissance généralisée, dont l'exposant dépend de la porosité initiale, pour prédire la résistivité des mousses à cellules ouvertes et des fibreux, validée pour des forts taux de compression.

Chapitre 5

Caractérisation mécanique des matériaux poreux thermocomprimés

Dans le chapitre précédent, l'effet de la thermo-compression sur les propriétés acoustiques des matériaux poreux a été étudié en considérant un modèle de fluide équivalent. Les résultats montrent que la compression augmente de façon importante la résistivité au passage de l'air, ce qui peut favoriser la mise en mouvement du squelette. Dans ce cas, l'élasticité de la phase solide du matériau doit être prise en compte et la connaissance des paramètres élastiques est nécessaire.

Dans ce chapitre, l'effet de la thermo-compression sur les propriétés élastiques des matériaux poreux est étudiée. Dans un premier temps, le comportement mécanique des matériaux poreux en compression est illustré par des résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'une machine de traction. Ensuite, la mise en œuvre de la méthode expérimentale utilisée habituellement, dite quasistatique, est présentée. L'influence des conditions de montage (échantillon précontraint ou collé) et la méthode de détermination du module de Young sont discutées. Ce protocole est ensuite appliqué pour étudier l'effet de la compression sur le module d'Young longitudinal des matériaux de type mousse et fibreux. Finalement, une méthode originale permettant de caractériser le matériau poreux directement sur un écran thermocompressé tri-couche est présentée. Cette section est présentée sous la forme d'un article soumis au journal *Applied Acoustics*.

5.1 Matériau et comportement statique

Lorsque les matériaux poreux sont soumis à une compression axiale dans la direction de l'épaisseur, la courbe contrainte-déformation diffère selon le type de matériau, i.e. fibreux

ou mousse. Des mesures de compression statique sur ces deux types de matériaux ont été effectuées au laboratoire Roberval à l'aide d'une machine de traction Zwick/Roell(200 KN).

5.1.1 Matériaux cellulaires

Trois matériaux cellulaires couramment utilisés dans l'industrie du transport sont sélectionnés : M1 une mousse mélamine , M2 une mousse viscoélastique et M3 une mousse dite "rigide". Les photos des matériaux et de leur microstructure observée à l'aide d'un microscope à balayage électronique (MEB) sont présentées à la figure 5.1.

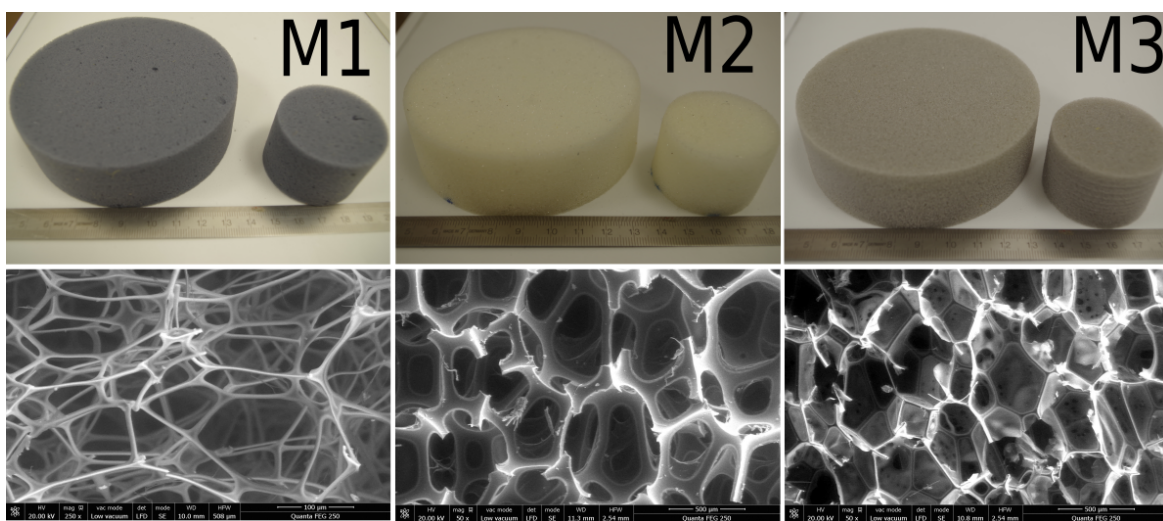


FIGURE 5.1 Photo de différents types de mousse et leur micro-structure prise au microscope à balayage électronique : M1 mousse melamine, M2 mousse viscoélastique , M3 mousse rigide

La figure 5.2 montre la réponse en contrainte-déformation des différentes mousses subissant une compression dans la direction de l'épaisseur. Ces matériaux présentent un comportement mécanique similaire lorsqu'ils subissent une forte compression dans la direction perpendiculaire à leur surface. Ainsi, trois régions peuvent être identifiées. Premièrement la courbe commence par une zone quasiment linéaire, relative à la flexion des ligaments constituant la cellule, limitée à une faible déformation (typiquement $\leq 5\%$). Cette zone n'est pas parfaitement linéaire à cause des imperfections de l'état de surface des matériaux (voir chapitre 5.2.2). Ensuite, la courbe s'infléchit à cause d'un effondrement non-linéaire de la structure par flambage des cellules [32]. La troisième zone correspond à la densification des ligaments cellulaires ([50]). Les trois zones identifiées sont ainsi nommées :

- zone 1 : région de flexion linéaire,
- zone 2 : région de flambage où la raideur diminue (effondrement non-linéaire),

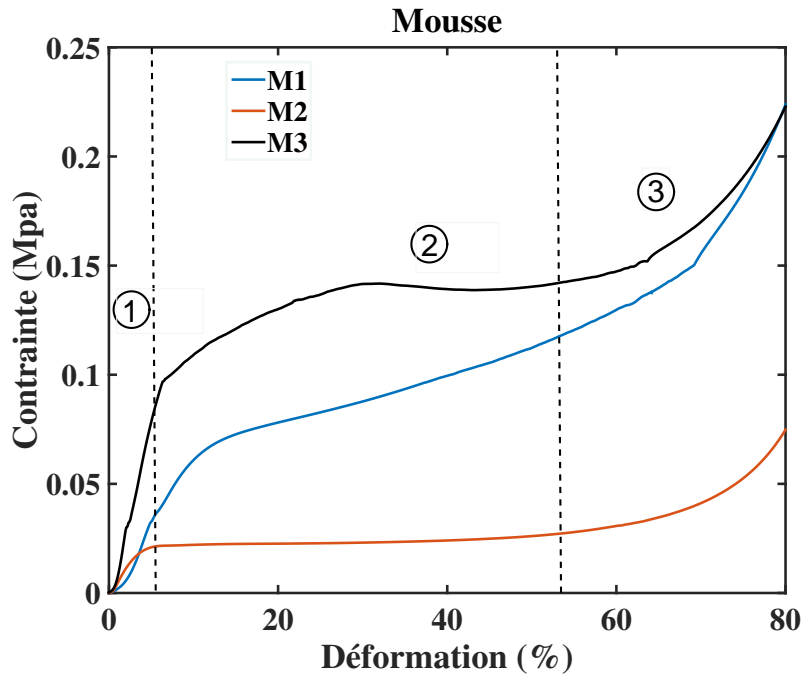


FIGURE 5.2 Mesure expérimentale de la relation contrainte-déformation en statique pour les matériaux de type mousse sous compression. L'échantillon est cylindrique avec une diamètre $d = 100$ mm et une épaisseur de $L = 30$ mm. La mesure est réalisée à 20°C . La vitesse de chargement est de 0.5 mm/min.

- zone 3 : région de densification où la raideur augmente (zone non-linéaire).

Dans la zone 2, la courbe contrainte-déformation peut montrer une zone de plateau où la contrainte reste constante ou augmente peu avec la déformation. Les différents comportements observés dans cette zone dépendent de la nature fermée ou ouverte des cellules dans le matériau [50].

5.1.2 Matériaux fibreux

Trois matériaux fibreux sont sélectionnés : F1 un feutre coton, F2 une fibre de polyester et F3 une laine de verre. Les photos de ces matériaux et leur micro-structure observées à l'aide d'un microscope à balayage électronique (MEB) sont données à la figure 5.3.

La figure 5.4 présente les courbes contrainte-déformation des fibreux étudiés. Un comportement mécanique non-linéaire très similaire est observé pour tous les matériaux et deux régions distinctes peuvent être définies. La région 1 concerne les niveaux de chargement faible à modéré : la courbe contrainte-déformation est non-linéaire. Elle correspond à la flexion des segments de fibres et à la croissance du nombre de contacts entre les fibres. Quand la contrainte continue d'augmenter, le nombre de contact atteint un maximum : la longueur

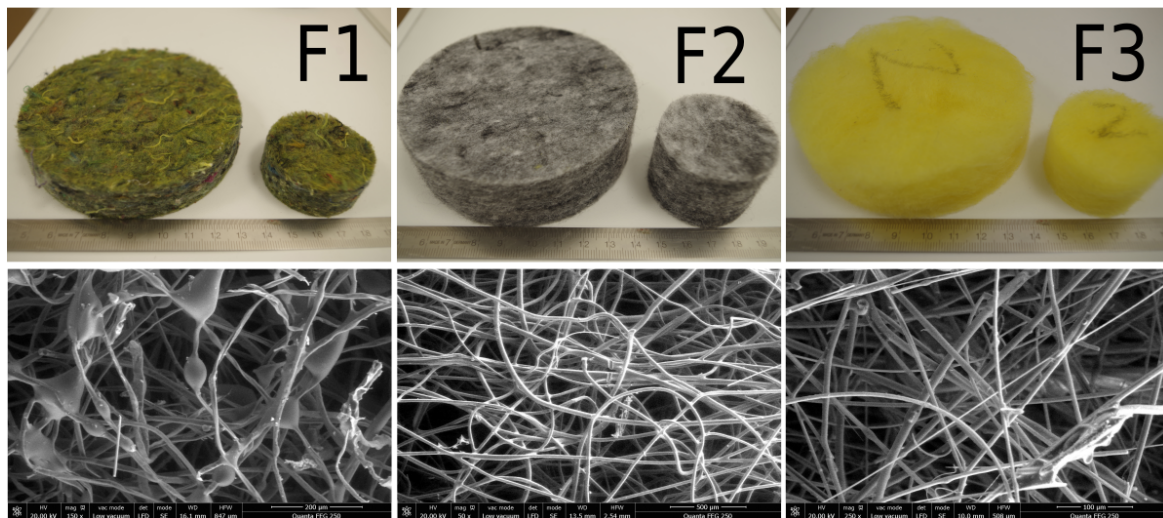


FIGURE 5.3 Photographie des matériaux fibreux et leur micro-structure au microscopie à balayage électronique : F1 feutre coton, F2 fibre polyester et F3 laine de verre.

libre entre deux jonctions des fibres est tellement faible qu'elle empêche la flexion de la fibre. On retrouve le mécanisme de densification comme pour les matériaux cellulaires en zone 3. Les deux zones identifiées sont donc :

- zone 1 : région de flexion et d'augmentation du nombre de contacts.
- zone 2 : région de densification.

Pour les applications vibro-acoustiques, où on se limite à des petites déformations, on peut approximer la relation contrainte-déformation par une relation linéaire autour de la déformation statique imposée. Nous allons maintenant présenter deux méthodes quasistatiques. Contrairement aux essais statiques, les méthodes quasistatiques permettent de voir l'évolution des modules élastiques et de l'amortissement dans le matériau en fonction de la fréquence. Il est ainsi possible de mettre en évidence un potentiel comportement visco-élastique des matériaux. Cependant, le régime quasistatique se limite aux basses fréquences. Pour étendre l'étude sur un domaine fréquentiel plus grand il faudrait faire des mesures à plusieurs températures et utiliser le principe d'équivalence temps-température. Nous nous limitons dans la suite au régime quasistatique à température ambiante, et nous présentons dans ce contexte deux méthodes de détermination des modules élastiques : une méthode quasistatique sur échantillon homogène (section 5.2) et une méthode dynamique sur écran thermo-comprimé tricouche (section 5.3).

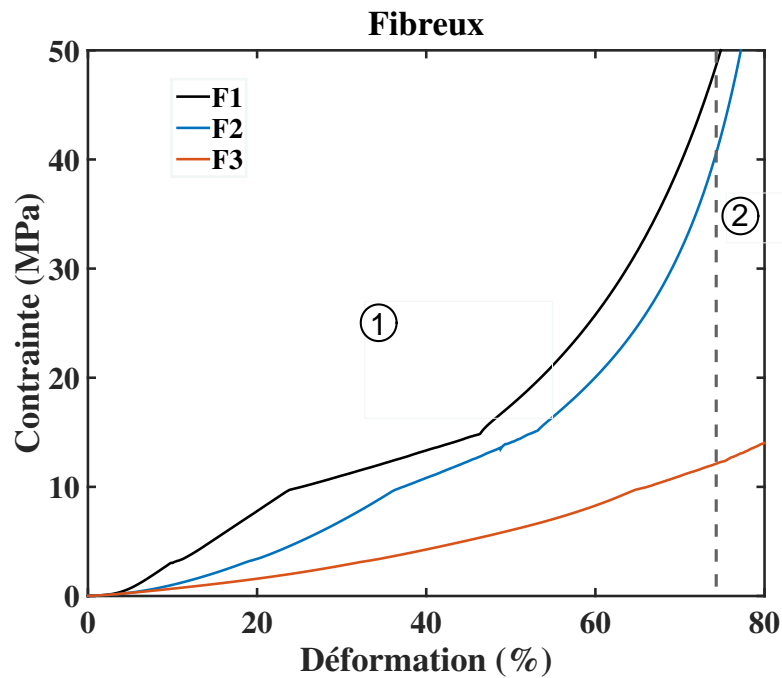


FIGURE 5.4 Relation contrainte-déformation mesurée en statique pour les matériaux fibreux sous compression. L'échantillon est cylindrique de diamètre $d = 100\text{mm}$ et d'épaisseur $h = 30\text{mm}$. La mesure est réalisée à 20°C . La vitesse de chargement est de 0.5 mm/min .

5.2 Caractérisation en régime quasistatique

Le régime quasistatique correspond aux basses fréquences telles que l'on se situe bien en dessous de la première résonance de l'échantillon testé. En pratique, on se limite aux fréquences en dessous de 100 Hz . Cela permet de s'affranchir de l'inertie de l'échantillon et des pertes dues à la présence du fluide environnant. Pour appliquer cette méthode, les matériaux testés sont considérés isotropes et homogènes. Par ailleurs le couplage fluide-structure est aussi négligé dans la caractérisation de ces paramètres.

Dans un premier temps, le protocole de mesure est étudié dans le but de maîtriser ses limites et de proposer des améliorations. On s'intéresse notamment à l'effet de l'état de surface des échantillons de mousse et à l'effet de la prédéformation statique appliquée à l'échantillon. Ce protocole de mesure est ensuite utilisé pour étudier l'effet de la thermocompression sur le module d'Young E de plusieurs matériaux poreux.

5.2.1 Protocole de mesure

Le système expérimental disponible au laboratoire est présenté à la figure 5.5. C'est une version modifiée du banc de mesure fourni par la société Mécanum (appelé QMA

pour Quasistatic Measurement Anyalser), lui même étant une variante du banc de mesure développé au LAUM par Mariez [79, 31]. Le principe est celui du visco-analyseur (appelée DMA pour Dynamic Measurement Analyser) adapté aux matériaux poreux. Ce dispositif consiste à exciter un échantillon cylindrique dans la gamme de fréquence 30 – 100 Hz avec une déformation dynamique d'amplitude ε_d autour d'une prédéformation statique ε_s donnée. Cette prédéformation est nécessaire lorsque l'échantillon n'est pas collé, pour éviter la perte de contact lors du mouvement sinusoïdal. La déformation totale imposée à l'échantillon est donc donnée par :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_s + \varepsilon_d \sin(\omega t), \quad (5.1)$$

avec ω la pulsation de l'excitation dynamique.

La figure 5.5 présente le dispositif expérimental utilisé. L'échantillon est placé entre un plateau supérieur réglable en hauteur mais immobile au cours de l'essai et un plateau inférieur mobile en translation et relié à un pot vibrant. Le capteur laser 1 permet de connaître la déformation statique imposée. Le capteur laser 2 permet de déterminer la précontrainte statique appliquée à l'échantillon en connaissant la raideur du pot vibrant. Le déplacement dynamique imposé par le pot vibrant à l'échantillon $U(\omega)$ est déterminé à l'aide d'un accéléromètre par double intégration temporelle du signal. La force transmise par l'échantillon au plateau supérieur $F(\omega)$ est mesurée par la tête d'impédance reliée au plateau supérieur. A noter que le déplacement dynamique du plateau supérieur est supposé nul mais peut quand même être mesuré par la tête d'impédance. Une correction peut alors être appliquée pour compenser un mouvement vibratoire éventuel et non désiré du plateau "fixe".

On définit la fonction d'impédance mécanique $K(\omega)$:

$$K(\omega) = \frac{F(\omega)}{U(\omega)}. \quad (5.2)$$

L'amortissement structural ou facteur de perte $\eta(\omega)$ est obtenu par le rapport de la partie réel de la raideur sur sa partie imaginaire :

$$\eta(\omega) = \frac{\Im(K(\omega))}{\Re(K(\omega))} \quad (5.3)$$

5.2.2 Mesure de la raideur

Cette partie porte sur l'influence de l'état de surface des échantillons de mousse mélamine sur la mesure de leur raideur. L'objectif est de définir les conditions optimales de mesure.

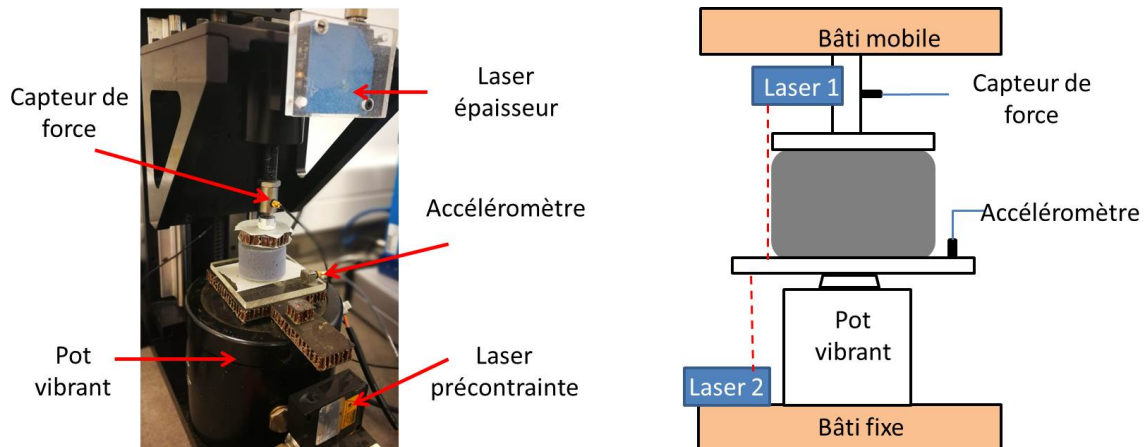


FIGURE 5.5 Montage expérimental pour la caractérisation des propriétés viscoélastiques des matériaux poreux.

Trois états de surface sont testés : état initial, surface poncée par un papier de verre à gros grains (taille 40) ou à grains fins (taille 120), et surface collée. Le collage est fait avec une colle cyanoacrylate gel qui assure le collage de toutes les cellules de surface sans migrer dans le matériau. Il permet de faire une mesure autour d'une prédéformation nulle.

Le ponçage et le collage étant destructifs, nous avons coupé 4 échantillons dans la même plaque et sélectionné trois échantillons (nommés N°1, N°2, N°3) de raideur très proche (autour de 5000 N/m). Trois mesures sont réalisées dans cet ordre : état initial, abrasé (indice a) et collé sur les deux plateaux (indice c). L'échantillon N°1 est abrasé au papier de verre à grains fins (taille 120), et l'échantillon N°3 au papier de verre à gros grains (taille 40).

Résultats

La figure 5.6 donne la raideur de la mousse mélamine mesurée à 20 Hz avec une déformation dynamique fixée à 0.01%. Pour les échantillons initiaux, la raideur augmente jusqu'à un maximum puis décroît en fonction de la déformation statique appliquée. Ce comportement correspond à l'augmentation du nombre de points de contact entre le matériau et les plateaux cumulé à la non linéarité géométrique de type flambement des cellules [32]. Le maximum de la courbe peut être considéré comme le point où toutes les cellules sont en contact avec les plateaux. Or lorsqu'on augmente les irrégularités de surface, il faut une déformation statique plus grande pour mettre toutes les cellules de surface en contact avec les plateaux. C'est ce qu'on observe en comparant les échantillons abrasés avec différents grains. En effet le surfacage de l'échantillon N°3($a40$) avec un grain grossier augmente les irrégularités de surface. Dans ce cas, le maximum de rigidité n'est toujours pas atteint avec

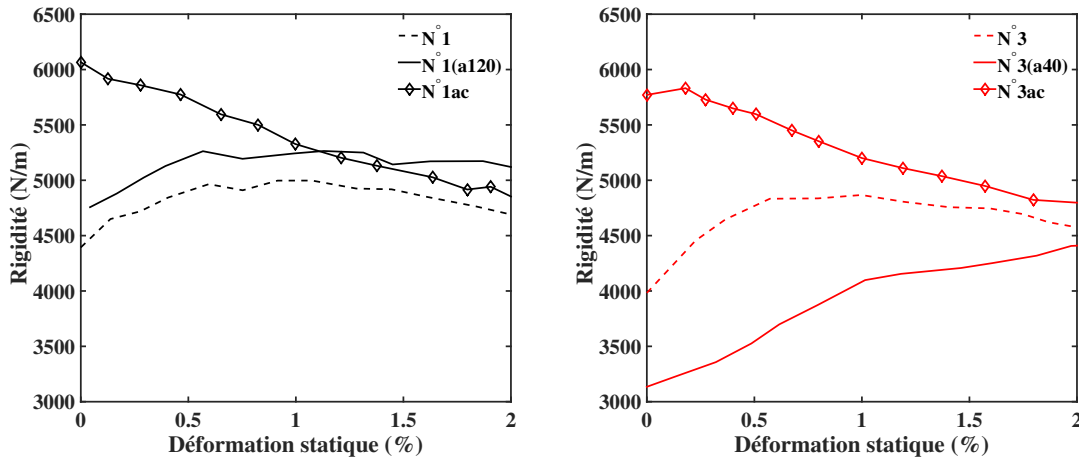


FIGURE 5.6 Raideur en fonction de la déformation statique à 20 Hz pour 2 échantillons de mousse mélamine N°1 et N°3 et 3 conditions aux limites : surface initiale, surface abrasée (indice *a*), et surface collée (indice *c*).

$\varepsilon_s = 2\%$, contrairement à l'échantillon N°1(*a*120) abrasé avec un grain fin qui atteint un maximum de rigidité autour de 0.5 %. Lorsque les échantillons sont collés, la raideur ne fait que descendre avec la prédéformation et vient tangenter les autres courbes : la zone de contacts partiels n'existe plus. Le collage permet ainsi de déterminer la raideur du matériau à prédéformation nulle et d'éviter de la sous-estimer (écart de 20 % pour ce matériau). Il permet également de s'affranchir de l'état de surface des matériaux : les résultats pour les deux échantillons collés N°1ac et N°3ac sont effectivement très proches, alors que les valeurs obtenues pour les échantillons abrasés non collés N°1(*a*120) et N°3(*a*40) sont très différents.

La figure 5.7 présente la raideur et le facteur de perte mesurés pour l'échantillon N°2 sur une plage de fréquence de 20 à 100 Hz. On compare les mesures réalisées avec l'échantillon initial non collé pour une prédéformation statique de 1.08%, correspondant au maximum de la courbe raideur/prédeformation (Fig. 5.6), avec celles de l'échantillon collé à une déformation statique nulle. On observe que sans collage, la raideur est sous-estimé de 20 % sur toute la gamme de fréquence. Hormis à 100 Hz, le facteur de perte n'est pas modifié significativement (incertitude estimée à 0.015).

En conclusion, la mesure de la raideur dépend fortement de l'état de surface de l'échantillon s'il n'est pas collé. Dans la suite, le protocole de collage sera donc appliqué pour toutes les mesures effectuées sur les mousses. Enfin, on remarque également une inhomogénéité significative entre les différents échantillons du même matériau : l'écart type pour 4 échantillons est autour de 8%.

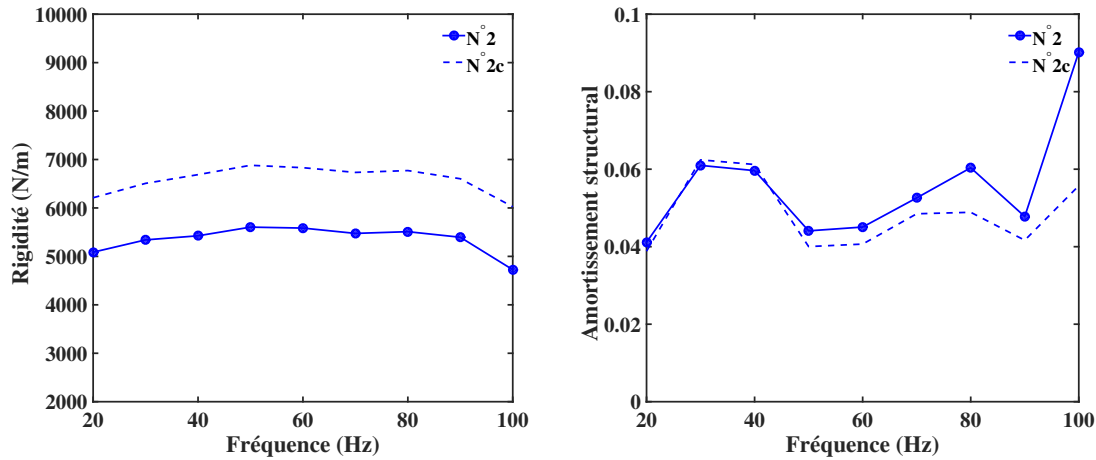


FIGURE 5.7 Raideur et facteur de perte en fonction de la fréquence pour l'échantillon N°2.

5.2.3 Détermination du couple (E, ν)

Afin d'étudier l'effet de la compression sur les propriétés mécaniques des matériaux poreux, il est nécessaire de déterminer les constantes élastiques qui sont indépendantes des dimensions des échantillons testés. Le module d'Young et le coefficient de Poisson sont liés à la raideur de l'échantillon et à sa géométrie. Leur détermination est possible à partir de la mesure de la raideur de deux échantillons ayant des rapports "épaisseur sur diamètre" différents [71] à condition que le matériau soit isotrope et homogène. Dans cette section, nous discutons la faisabilité de cette méthode pour les matériaux thermo-compressés.

Méthode à deux échantillons

La raideur d'un cylindre est fonction du module de Young, du coefficient de Poisson et du rapport de l'épaisseur sur le diamètre de l'échantillon suivant la relation

$$E(\omega) = \frac{K(\omega)L}{P_s(\nu)S} \quad (5.4)$$

avec $K(\omega)$ la raideur mesurée, L l'épaisseur de l'échantillon, s le facteur de forme défini comme un demi du rayon R sur L et $P_s(\nu)$ un facteur fonction du coefficient de Poisson ν . Dans le cas d'un facteur de forme petit ($R \ll 2L$), l'influence du coefficient de Poisson peut être négligée. On a alors :

$$P_s(\nu) = 1. \quad (5.5)$$

Lorsque le facteur de forme est élevé ($R \gg 2L$), la fonction $P_s(\nu)$ s'écrit

$$P_s(\nu) = \frac{(1 - \nu)}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)}. \quad (5.6)$$

La fonction $P_s(\nu)$ peut être calculée numériquement par éléments finis pour un facteur de forme donné. Il est ensuite possible d'en donner une approximation par une fonction polynomiale. Par exemple, pour un facteur de forme $s_1 = 0.6519$ ($2R = 99.8$ mm, $L = 38.3$ mm) et $s_2 = 0.1946$ ($2R = 29.7$ mm, $L = 38.3$ mm), on obtient [71] :

$$P_{s_1}(\nu) = 1938\nu^8 - 2880\nu^7 + 1753\nu^6 - 516\nu^5 + 69\nu^4 + 1.3\nu^3 + 0.19\nu^2 + 0.07\nu + 1 \quad (5.7)$$

$$P_{s_2}(\nu) = 308\nu^8 + 242\nu^7 - 1003\nu^6 + 862\nu^5 - 349\nu^4 + 75\nu^3 - 7.8\nu^2 + 0.36\nu + 1 \quad (5.8)$$

La fonction $P_s(\nu)$ est tracée à la figure 5.8 pour différents facteurs de forme. On constate que l'effet du coefficient de Poisson devient important lorsque sa valeur est au dessus de 0.3 .

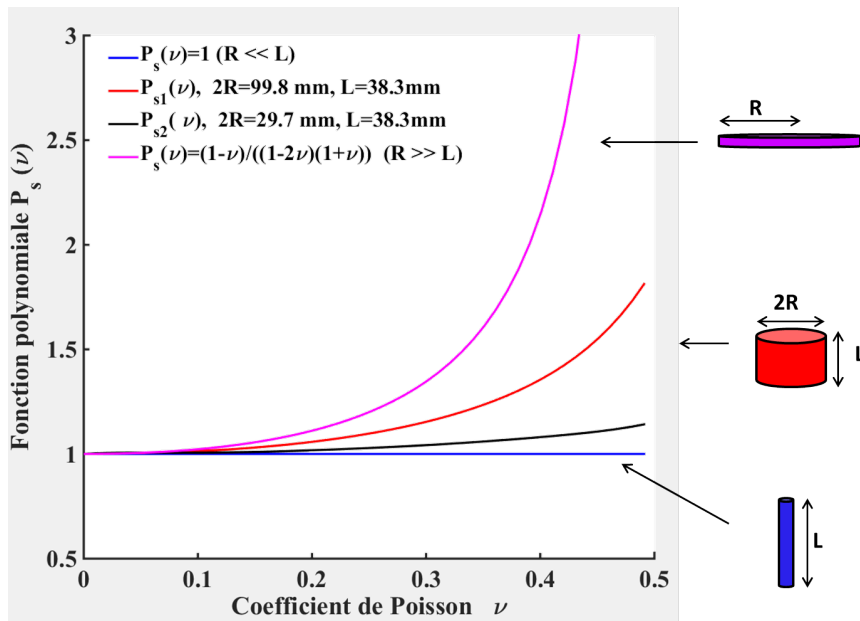


FIGURE 5.8 Fonction polynomiale $P_s(\nu)$ en fonction du coefficient de Poisson pour différents facteurs de forme ($R/2L$).

En mesurant la raideur de deux échantillons de facteurs de formes différents K_1 et K_2 , il est possible de déterminer le couple (E, ν) en résolvant :

$$E(\omega) = \frac{K_1(\omega)L_1}{P_{s_1}(\nu)S_1} = \frac{K_2(\omega)L_2}{P_{s_2}(\nu)S_2} \quad (5.9)$$

Pour réduire les incertitudes, les deux facteurs de forme s_1 et s_2 doivent être le plus différent possible. Cela est difficilement réalisable pour des matériaux thermo-compressés. Par ailleurs, la précision de la méthode dépend fortement des incertitudes de la mesure de la raideur : elle est de l'ordre de 10% selon nos résultats (voir chapitre 5.2.2) dont 8% est dû à l'inhomogénéité.

Analyse des incertitudes

Supposons deux échantillons de facteur de forme s_1 et s_2 identiques à ceux de la référence [71]. La raideur mesurée pour chaque échantillon est respectivement $K_1 = 34000 \pm 3400$ N/m (10%) et $K_2 = 2187 \pm 219$ N/m (10%). En résolvant l'équation 5.9, on peut déterminer un intervalle ([Valeur min, Valeur max]) pour chaque paramètre : module d'Young E , coefficient de Poisson ν , module longitudinal \tilde{P} et module de cisaillement \tilde{N} . Nous rappelons que la propagation des ondes longitudinales et de cisaillement dans un solide isotrope est fonction de ces deux derniers modules, reliés au couple (E, ν) ainsi :

$$\tilde{P} = E \frac{(1 - \nu)}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \quad \text{et} \quad \tilde{N} = \frac{E}{2(1 + \nu)}. \quad (5.10)$$

Nous donnons aussi un encadrement de ces paramètres en prenant une hypothèse sur le coefficient de Poisson $\nu = 0.33$ et 0.45 . Dans ce cas, seule la mesure de la raideur d'un échantillon est nécessaire. Les résultats sont donnés dans le tableau 5.1. On remarque que

TABLE 5.1 Encadrement des paramètres calculés par la méthode utilisant un ou deux échantillons.

Paramètres	ν	E (kPa)	\tilde{P} (kPa)	\tilde{N} (kPa)
Valeur de référence	0.45	108.1	410	37.3
Méthode à un échantillon	0.33	[103.4, 126.4]	[153.2, 187.3]	[38.9, 47.5]
Méthode à un échantillon	0.45	[98.3, 120.1]	[372.8, 455.6]	[33.8, 41.4]
Méthode à deux échantillons	[0.32, 0.51]	[93.6, 126.8]	[-1740, 854.8]	[31.1, 48.1]

les trois méthodes donnent des modules d'Young et module de cisaillements assez proches (écart de 16 et 30 % respectivement). Le coefficient de Poisson obtenu par la méthode à deux échantillons varie entre 0.32 et 0.51, la limite haute étant 0.5 en théorie. Une incertitude de 10 % ne permet donc pas de déterminer le coefficient de Poisson de façon satisfaisante. De plus, les différences sont très importantes sur le module de compression. L'hypothèse $\nu = 0.33$ donne un module trop faible et la méthode à deux échantillons donne un encadrement trop large allant d'une valeur négative à plus du double du module de référence. En effet, le

module de compression \tilde{P} devient très sensible aux valeurs du coefficient de Poisson lorsque ce dernier dépasse 0.3, comme le montre la figure 5.8.

En conclusion, La méthode à deux échantillons nécessiterait des rapports R/L vraiment différents et très peu d'inhomogénéité entre échantillons, ce qui est difficile à obtenir surtout pour des matériaux thermo-compressés. De plus, cette méthode n'est pas très robuste et peut donner des valeurs parfois pas physiques ($\nu > 0.5$ ou $\tilde{P} < 0$). Pour ces raisons, nous préférons appliquer la méthode à un seul échantillon en prenant une hypothèse sur le coefficient de Poisson : $\nu = 0.33$ ou $\nu = 0.45$ pour les mousses et $\nu = 0$ pour les fibreux, qui sont des valeurs communément admises pour ces matériaux [50, 118, 106]. Par ailleurs, une erreur sur le coefficient de Poisson n'aura pas un impact trop important du la détermination du module d'Young, tant que le coefficient de Poisson reste inférieur à 0.45 .

5.2.4 Effet de la compression sur le module d'Young

Cette partie concerne l'étude de l'effet de la compression des matériaux poreux sur leur module d'Young. L'étude expérimentale s'appuie sur la mesure quasistatique dans la bande de fréquence allant de 30 à 90 Hz. Nous ferons l'hypothèse que les propriétés varient peu dans cette plage de fréquence. Le coefficient de Poisson sera fixé à zéro pour tous les matériaux fibreux et à 0.33 pour toutes les mousses.

Prédiction par modèle théorique

Pour les matériaux cellulaires, la dépendance de E en fonction de la déformation ε peut être divisée en trois zones (voir figure 5.1 dans section 5.1.1).

Dans la zone de flexion linéaire (zone 1), le module d'Young d'une mousse à cellules ouvertes est donnée par Gibson et Ashby [50] :

$$E_1 = C_1 E_s (\phi_s)^2 \quad (5.11)$$

avec ϕ_s la fraction volumique de fibres $\phi_s^{(n)} = \phi_s^{(1)} / (1 - \varepsilon)$. E_s est le module d'Young du matériau constituant la cellule et C_1 est une constante. En supposant que C_1 ne change pas pour une faible compression, la variation du module d'Young en fonction du taux de compression n est obtenue par :

$$E^{(n)} = E^{(1)} n^2 \quad (5.12)$$

Dans la zone flambement (zone 2), les cellules s'effondrent de manière non uniforme le long de l'épaisseur. Ce comportement de la microstructure correspond statistiquement à une diminution du module d'Young macroscopique. La variation du module d'Young dans cette

deuxième zone peut être prédite par une loi exponentielle [110, 48] :

$$E^{(n)} = E^{(1)} e^{\lambda(1-n)} \quad (5.13)$$

où λ est un paramètre à recaler expérimentalement.

Dans la zone de densification (zone 3), on suppose que le changement de volume est dû à la réduction de l'épaisseur du réseau dans la direction de la force de compression sans changement dans la section transversale. Par conséquent, la fraction volumique de fibres s'écrit $\phi_s^{(n)} = \phi_s^{(1)} / (1 - \varepsilon)$. Cette hypothèse a été validée par Kim [65], qui a montré expérimentalement que le nombre de points de contact variait quadratiquement en fonction de la fraction volumique des fibres ϕ_s . La relation contrainte-déformation pour des structures de type réseau de fibres ou mousse peut être prédite par une loi de puissance selon [125, 121] :

$$\sigma = kE_s((\phi_s^{(n)})^m - (\phi_s^{(1)})^m). \quad (5.14)$$

Pour les fibres de verre, l'exposant m vaut $\frac{3}{2}$ [9]. Toll [121] a trouvé que m pouvait varier de 3 jusqu'à 5 pour des taux de compression très élevés : cette variation d'exposant peut être expliquée par le changement d'orientation des fibres [38]. Le module d'Young est obtenu par dérivée de la courbe contrainte-déformation :

$$E = \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} = \frac{mkE_s(\phi_s^{(1)})^m}{(1 - \varepsilon)^{m+1}}. \quad (5.15)$$

Le coefficient k est relatif au matériau et au type de chargement du matériau et E_s est le module d'Young des constituants du matériau. Pour $m = 3$, on retrouve exactement l'expression proposée par Kim [65] pour un réseau de fibres dans la zone de densification.

Le taux de compression n étant lié à la déformation ε par $n = \frac{1}{1-\varepsilon}$, la variation du module d'Young dans cette zone peut être prédite par :

$$E^{(n)} = E^{(1)} n^{m+1}. \quad (5.16)$$

C'est cette zone de densification qui nous intéresse dans le cas des matériaux thermocomprimés avec des forts taux de compression.

Résultats et discussion

Le module d'Young de la laine de verre 300 g/m² (F3) et de la mousse mélamine (M1) est maintenant étudié. L'épaisseur initiale des matériaux est de 30 mm. Plusieurs épaisseurs

sont ensuite obtenues par thermocompression : 20 mm, 10 mm, 5 mm, et 2 mm. Pour chaque épaisseur, la raideur est mesurée à plusieurs prédéformations. La valeur de $P_s(\nu)$ pour différentes épaisseurs est calculée par éléments finis est donnée dans le tableau (5.2).

TABLE 5.2 Valeur de la fonction $P_s(\nu)$ en fonction de l'épaisseur et du coefficient de Poisson ν . Le diamètre de l'échantillon est $D = 2R = 44.5$ mm.

	$P_s(\nu = 0.33)$	$P_s(\nu = 0)$
$L = 30$ mm	1.107	1
$L = 20$ mm	1.170	1
$L = 10$ mm	1.298	1
$L = 5$ (mm	1.388	1

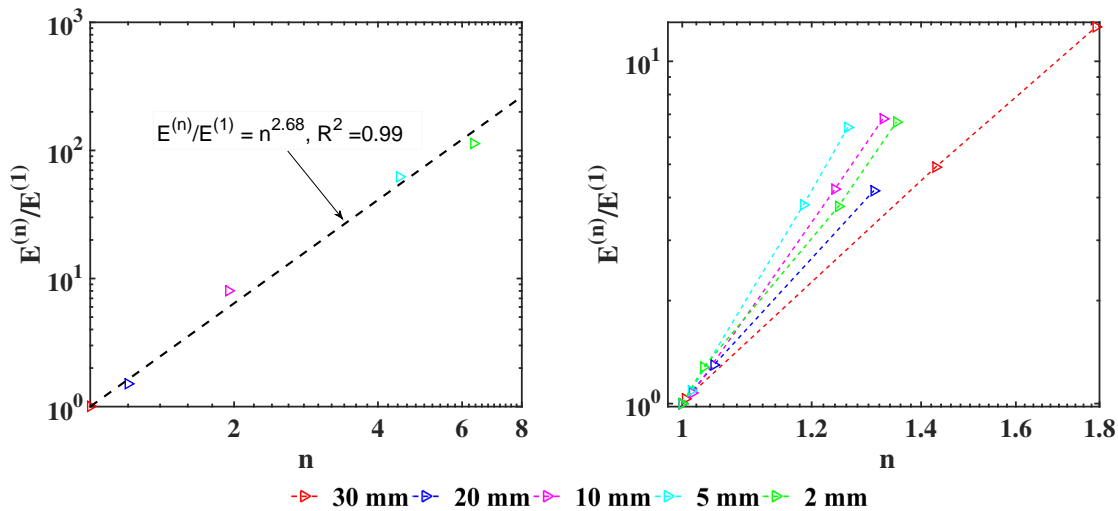


FIGURE 5.9 Module d'Young de la laine de verre à 300 g/m^2 mesuré en fonction du taux de compression mesuré à 50 Hz avec une déformation dynamique fixée à 0.01%. A gauche, le taux de compression n est défini par rapport à l'épaisseur initial avant thermocompression de 30 mm et la mesure est faite avec une précontrainte de 130 Pa. A droite, le taux de compression n est relatif aux prédéformations statiques appliquées sur les matériaux après thermocompression.

Les résultats pour la laine de verre à 300 g/m^2 sont présentés à la figure 5.9. La figure 5.9a montre l'évolution du module d'Young pour les différentes échantillons thermocomprimés (30 mm, 20 mm, 10 mm, 5 mm et 2 mm) avec la même précontrainte (130 Pa). On constate une augmentation systématique du module d'Young en fonction du taux de compression qui suit une loi puissance avec un exposant de $m = 2.68$ (trait noir pointillé dans la figure 5.9a). La figure 5.9b montre l'évolution du module d'Young pour chaque épaisseur en fonction de la compression statique appliquée. Pour chaque épaisseur après thermocompression

(respectivement 30 mm, 20 mm, 10 mm, 5 mm et 2 mm), on retrouve des lois de puissance avec des exposants plus élevés (voir tableau 5.3). Ici m varie de 3.38 à 6.91 avec une moyenne à 5, ce qui correspond à la fourchette haute des valeurs issues de la littérature (de $3/2$ à 5). La dispersion des valeurs de m montre que la thermocompression modifie de façon importante la microstructure des matériaux. Ceci peut être lié à la variation de l'orientation des fibres et à la nature du contact [38, 88].

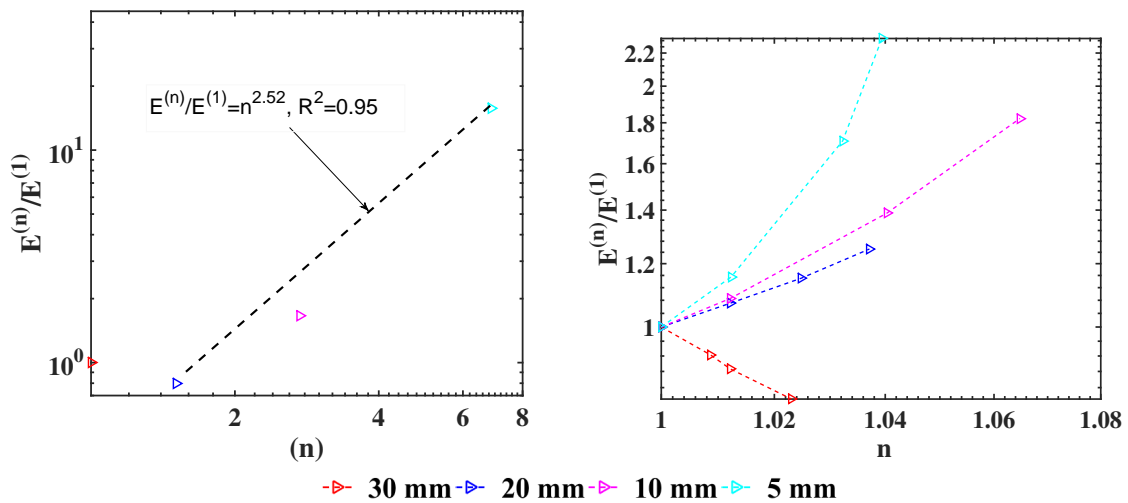


FIGURE 5.10 Module d'Young des mousses mélamine mesuré à 50 Hz en fonction du taux de compression avec une déformation dynamique est fixé à 0.01%. A gauche, à l'épaisseur initial de 30 mm et la mesure est faite avec une précontrainte nulle. A droite, le taux de compression n est relatif aux différentes prédéformations statiques appliquées sur les matériaux après thermocompression.

Les résultats pour la mousse mélamine sont présentés à la figure 5.10. La figure 5.10a montre l'évolution du module d'Young pour différentes épaisseurs (30 mm, 20 mm, 10 mm et 5 mm) avec la même précontrainte statique. On constate que le module d'Young commence par diminuer, et augmente ensuite avec le taux de compression : ceci est caractéristique du comportement des matériaux cellulaires (voir section 5.1.1). Dans la deuxième partie (densification - zone 3), l'augmentation suit une loi de puissance avec un exposant $m = 2.52$ (trait noir pointillé dans la figure 5.10a).

La figure 5.10b montre l'évolution du module d'Young pour chaque épaisseur après thermocompression en fonction de la compression statique appliquée. On retrouve également une loi puissance pour chaque épaisseur (voir tableau 5.4). Le paramètre λ de l'équation 5.13 est également donné pour la zone de flambement (zone 2). Dans la zone de densification, les valeurs de m sont plus importantes que celles obtenues pour la laine de verre.

TABLE 5.3 Exposant m du modèle analytique (équation 5.16) pour la laine de verre 300 g/m².

Épaisseur nominale	30 mm	20 mm	10 mm	5 mm	2 mm
Épaisseur effective (n=1)	19.08 mm	15.80 mm	9.8 mm	4.3 mm	3 mm
m	3.38	4.32	5.75	6.91	5.20
Coefficient de détermination (R^2)	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99

TABLE 5.4 Constantes des modèles analytiques (équation 5.15 et 5.16) pour la mousse mélamine.

Épaisseur nominale	30 mm	20 mm	10 mm	5 mm
Épaisseur initiale (n=1)	29.89 mm	19.83 mm	10.94 mm	4.35 mm
m	-10.3	5.02	8.12	18.17
Coefficient de détermination (R^2)	0.99	0.99	0.99	0.95
λ	9.2	-	-	-

En conclusion, dans la zone de densification, la mousse se comporte comme un fibreux et la variation du module d'Young peut être prédit par une loi de puissance, dont les exposants sont assez proches pour les deux matériaux ($m = 2.68$ pour la laine et $m = 2.52$ pour la mousse). Ces valeurs sont cohérentes avec celle de la littérature pour les laines de verre [9]. Pour des faibles compressions autour d'une épaisseur donnée, les exposants de la loi en puissance diffèrent beaucoup, ce qui indique que la thermocompression modifie de façon importante la microstructure.

5.3 Caractérisation des matériaux thermocompressés sur écran tricouche

Cette section est présentée sous la forme d'un article soumis au journal *Applied Acoustics*.

5.3.1 Résumé de l'article en français

Cet article présente une méthode de caractérisation inverse adaptée aux écrans thermocompressés contenant un cœur en matériau poroélastique. Cette méthode repose sur le recalage d'un modèle numérique sur des données expérimentales. Le recalage est fait sur la vitesse quadratique moyenne d'un écran excité par un pot vibrant. La mesure est faite à l'aide d'un vibromètre laser à balayage. Le modèle numérique utilisé repose sur une formulation d'éléments de coque tricouche prenant en compte la déformation de cisaillement de la couche poreuse à l'ordre P avec une fonction Zigzag ajoutée (ZPST) [26]. Le modèle de Biot avec

des relations contrainte-déformation orthotropes est considéré pour la couche poroélastique. La méthode est appliquée sur une plaque sandwich d'épaisseur 7 mm, correspondant à un taux de compression du matériau poreux de $n = 4.5$.

5.3.2 Inverse method for elastic properties estimation of thermocompressed sandwich structures with poroelastic materials

Inverse method for elastic properties estimation of thermocompressed sandwich structures with poroelastic materials

L. Lei, J.D. Chazot*, N. Dauchez

*Sorbonne universités, Université de technologie de Compiègne,
CNRS UMR 7337, laboratoire Roberval, 60203 Compiègne cedex, France.*

Abstract

This paper presents an inverse characterization method adapted for thermocompressed structures with poroelastic materials. This method relies on the comparison between a numerical model and experimental data. Here the comparison is made on the mean quadratic velocity of a vibrating plate. The numerical model uses shell elements based on the P-order Shear Deformation Theory with an added Zigzag function (ZPST). The Biot's model with orthotropic stress-strain relations is considered for the poroelastic layers. The elastic parameters of the poroelastic layers are estimated by best fitting with the measurements. This method is applied on a sandwich plate. A good agreement between the measurements and the simulations is obtained after the inverse characterization.

Keywords: multilayer, ZPST, thermocompression, poroelastic, orthotropic, inverse characterization

1. Introduction

Acoustical porous materials like polyurethane foams or fibrous materials are widely used for noise and vibration control for their high efficiency in energy dissipation. In many applications, the porous materials are mounted in sandwich structures with thin non-woven surfacing or aluminum covers to improve the acoustical, thermal and mechanical performances. For instance, in the automotive industry, the hood bonnet, the heat shield, and the engine cover are placed in the engine compartment to reduce the radiated noise [1]. These parts are manufactured by thermocompression of porous materials with different kinds of surfacing. In order to predict the acoustical behavior of such structures, one can use an equivalent fluid model. In this case, the parameters such as porosity or tortuosity are measured [2] or estimated at any compression rate from the uncompressed parameters [3, 4, 5]. Here the elastic effects are not taken into account. To describe the full vibro-acoustic behavior, the Biot's model can be employed instead of an equivalent fluid model. It is therefore necessary to identify the elastic properties of the poroelastic materials at different compression rates. Classical methods used to characterize the Young's modulus of poroelastic materials [17, 18, 23, 24, 25] are not adapted here. Poroelastic materials are indeed rarely isotropic, in particular the fibrous ones [22], and the elastic modulus in the normal direction is not the main parameter to describe the behavior of a thin multilayered structure. Here the porous layers are considered orthotropic with 9 elastic parameters : $E_1, E_2, E_3, \nu_{12}, \nu_{13}, \nu_{23}, G_{12}, G_{13}, G_{23}$. Several direct measurements could be done to characterize each elastic coefficient separately, and in particular the shear moduli, but we propose instead an inverse method able to estimate all the influent parameters at once.

The aim of this paper is therefore to present an inverse method to estimate the main elastic properties of poroelastic materials in thermocompressed sandwich panels. On the contrary to direct measurements made

*Corresponding author

Email address: jean-daniel.chazot@utc.fr (J.D. Chazot)

on each layer, the proposed inverse method is applied on the structure after thermocompression. The direct measurements may indeed not be accurate since this manufacturing process modifies the materials and their interfaces. For instance the binder inside the fibrous materials is polymerized during the thermocompression, and an adhesive film on the elastic layers is used to ensure a good collage with the poroelastic layers after thermocompression. The inverse method seems therefore well adapted to characterize the poroelastic layers and to take into account the modifications brought by the thermocompression process. The available direct measurements are used here as initial values to help the convergence of the inverse method by adding a prior knowledge. These values could also be used in a bayesian framework [12, 13]. This approach is however out of the scope of the present paper.

In practice the elastic parameters are estimated with the inverse characterization method simply by best fitting a model and experimental data. Here the Biot's model is applied to describe the fluid-solid interactions inside the poroelastic material and the Johnson-Champoux-Allard model is used to take into account the visco-thermal dissipations. The standard 3D finite element method [6, 7] based on this Biot-Allard's theory [8, 9] can be used to model any structure with poroelastic materials but the recent multilayered shell element proposed by Chazot et al. [14] is much more efficient for these structures. This element is based on the P-order Shear deformation Theory (PSDT) with an added Zigzag function (ZPST)[10]. It was applied successfully to the modeling of mulilayered structures with viscoelastic layers [11] and poroelastic layers[14].

In the proposed inverse method, the best fitting is made on the mean quadratic velocity of a thermocompressed plate excited with a harmonic point force. This quantity has been chosen in order to average the experimental data over the whole response surface and to avoid local phenomena. However, with this quantity the Padé approximants method used in references [11, 14] is no more adapted to speed up the calculations. In order to alleviate the computational times, a modal reduction method has been used instead. Contrary to the method presented in references [27, 28], here the stiffness and mass matrices are simply calculated at a central frequency, and the solution is then expanded with the modal basis around this frequency. Note that this classical modal reduction is not adapted for poroelastic materials over a large frequency band. It is therefore important to verify that the frequency dependence of the matrices related to the poroelastic layers can be neglected over the studied frequency band. This particular point is detailed in the paper.

The paper is structured as follows. The first section details the theory of the inverse method. Then the measurements used to characterize a thermocompressed plate are presented. Finally the results obtained for this plate are presented and discussed.

2. Theory

In this section we present the inverse method used to characterize a poroelastic material in a thermocompressed plate. This method is based on a numerical model also presented in this section.

2.1. Inverse method

A layout of the inverse method is given in Fig.1. In this method the influent parameters that are necessary to describe the sandwich plate response are first defined, and an initial value is chosen for each parameter. It is important to be very careful when imposing these initial values in order to insure a fast convergence of the method and to avoid erroneous local solutions. From these initial values, a numerical model is employed to predict the dynamic response of the sandwich plate. On the other hand, the real thermocompressed panel is tested. The same boundary conditions are used in the numerical model and in the experimental set-up. The numerical and experimental results are then compared with a cost function \mathcal{J} . Here the comparison is made on the frequency response function $H(\omega)$ defined as the ratio of the mean quadratic velocity of the

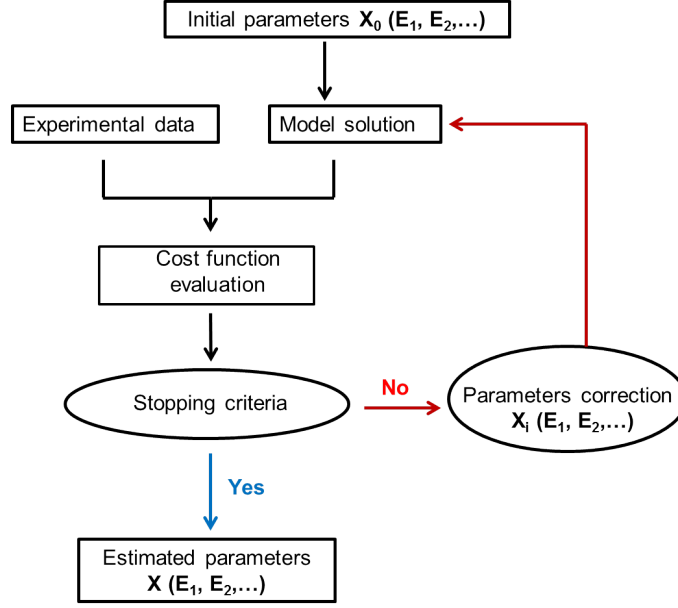


Figure 1: Scheme of the methodology. \mathbf{X} is the parameter to be identified.

plate over the excitation force. The resulting cost function writes :

$$\mathcal{J}(\mathbf{X}) = \sum_{\omega} H(\omega) - \hat{H}(\omega, \mathbf{X}), \quad (1)$$

where H and \hat{H} are the magnitudes of the measured and simulated frequency response functions in decibels, \mathbf{X} denotes all the elastic parameters of the porous layer that we want to estimate (E_1, E_2, \dots) , and ω is the angular frequency. The parameters are finally estimated by minimizing the cost function such as :

$$\hat{\mathbf{X}} = \arg \min_{\mathbf{X}} \mathcal{J}(\omega; \mathbf{X}). \quad (2)$$

Before solving this minimization problem a parametric study can be useful to refine the initial parameters around physical values. Then a Nelder-Mead simplex algorithm [26] is used to find the best set of parameters that minimize the cost function around the initial values.

65 2.2. Numerical model

The numerical model employed in the inverse method is now presented briefly. A multilayered shell element is used to discretize the thermocompressed plate. In this paper we consider a sandwich plate with two aluminum skins and a fibrous core but the model could be applied to any multilayered plate. More details about this specific element can be found in ref. [14].

70 2.2.1. Variational Formulation

In the elastic layers the classical variational formulation

$$\int_{V_e} (\delta \boldsymbol{\varepsilon} : \boldsymbol{\sigma} - \rho \omega^2 \delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) dV - \int_{S_e} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}) \cdot \delta \mathbf{u} dS = 0 \quad (3)$$

applies with $\boldsymbol{\varepsilon}$ and $\boldsymbol{\sigma}$ the strain and stress tensors, \mathbf{u} the solid displacement, ρ the density, and \mathbf{n} the unit outward normal. When an harmonic force \mathbf{F}_e is applied over a surface S_e , the boundary term writes :

$$\int_{S_e} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}) \cdot \delta \mathbf{u} \, dS = \int_{S_e} \mathbf{F}_e \cdot \delta \mathbf{u} \, dS. \quad (4)$$

On the other hand the Biot poroelasticity equations are used in the poroelastic layer with two variables, the solid displacement \mathbf{u} of the skeleton and fluid pressure p_f inside the pores (see Ref. [6, 7]). Considering a time harmonic dependence $e^{-j\omega t}$, the associated weak integral formulation writes (see Refs. [6, 7, 25]) :

$$\begin{aligned} & \underbrace{\int_{V_p} (\delta \boldsymbol{\varepsilon}^s : \boldsymbol{\sigma}^s - \tilde{\rho} \omega^2 \delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) \, dV}_{\text{Solid phase}} + \underbrace{\int_{V_p} \left(\frac{\phi^2}{\omega^2 \rho_{22}} \nabla p_f \cdot \nabla \delta p_f - \frac{\phi^2}{R} p_f \delta p_f \right) \, dV}_{\text{Fluid phase}} \\ & - \underbrace{\int_{V_p} \left[\tilde{\gamma} + \phi \left(1 + \frac{Q}{R} \right) \right] \delta (\nabla p_f \cdot \mathbf{u}) \, dV - \int_{V_p} \left[\phi \left(1 + \frac{Q}{R} \right) \right] \delta (p_f \cdot \nabla \mathbf{u}) \, dV}_{\text{Coupling between the two phases}} \\ & - \underbrace{\int_{S_p} (\boldsymbol{\sigma}^t \mathbf{n}) \cdot \delta \mathbf{u} \, dS - \int_{S_p} \phi (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n} - \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) \delta p_f \, dS}_{\text{Boundary terms}} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Here $\boldsymbol{\sigma}^s$ and $\boldsymbol{\varepsilon}^s$ are the solid stress tensor in vacuum and the associated strain tensor, $\boldsymbol{\sigma}^f$ is the fluid stress tensor, and $\boldsymbol{\sigma}^t$ is the total stress tensor such as $\boldsymbol{\sigma}^t = \boldsymbol{\sigma}^s + \boldsymbol{\sigma}^f$. Besides ϕ is the porosity, $\tilde{\rho}$ is the effective density such as $\tilde{\rho} = \rho_{11} - \rho_{12}^2 / \rho_{22}$, and $\tilde{\gamma}$ is given by $\tilde{\gamma} = \phi (\rho_{12} / \rho_{22} - (1 - \phi) / \phi)$. The inertial coupling coefficients ρ_{11} , ρ_{22} , and ρ_{12} , the frequency-dependent Johnson-Champoux-Allard-Lafarge's expressions of the fluid density ρ_f and the dynamic fluid compressibility K_f , and the elastic coefficients A , Q and R are reminded in Appendix A. Note that the fluid displacement \mathbf{U} does not need to be stated explicitly as it will be removed after applying boundary conditions.

In order to implement the previous formulation in a finite element model, a constitutive law is necessary to describe the behavior of the skeleton of the poroelastic material. Here the skeleton of the fibrous core is considered orthotropic, linear elastic and homogeneous such as :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}^s \\ \varepsilon_{yy}^s \\ \varepsilon_{zz}^s \\ 2\varepsilon_{yz}^s \\ 2\varepsilon_{zx}^s \\ 2\varepsilon_{xy}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_x} & -\frac{\nu_{yx}}{E_y} & -\frac{\nu_{zx}}{E_z} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{xy}}{E_x} & \frac{1}{E_y} & -\frac{\nu_{zy}}{E_z} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{xz}}{E_x} & -\frac{\nu_{yz}}{E_y} & \frac{1}{E_z} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{yz}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{zx}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{xy}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^s \\ \sigma_{yy}^s \\ \sigma_{zz}^s \\ \sigma_{yz}^s \\ \sigma_{zx}^s \\ \sigma_{xy}^s \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Several elastic parameters ($E_x, E_y, E_z, G_{xy}, G_{xz}, \dots$) are thus necessary to model the vibroacoustic response of such thermocompressed materials. The method presented in this paper is aimed to estimate all these parameters.

Finally, the coupling between the layers is very simple to take into account since all the boundary terms vanish at each poroelastic-elastic interface. Indeed the continuity of the total stresses and the continuity of the solid displacements apply, and the solid and fluid normal displacements of the porous material are also constrained by the solid displacement of the elastic layer. More details are given in ref. [14].

2.2.2. Finite Element Formulation

The shell finite element used in this paper is depicted in Fig.2. This element, based on the P-order Shear Deformation Theory with an added Zigzag function (ZPST), was introduced by Sulmoni et al. [10] and later applied to viscoelastic and poroelastic materials by Chazot et al. [11, 14]. Here the variables \mathbf{u}

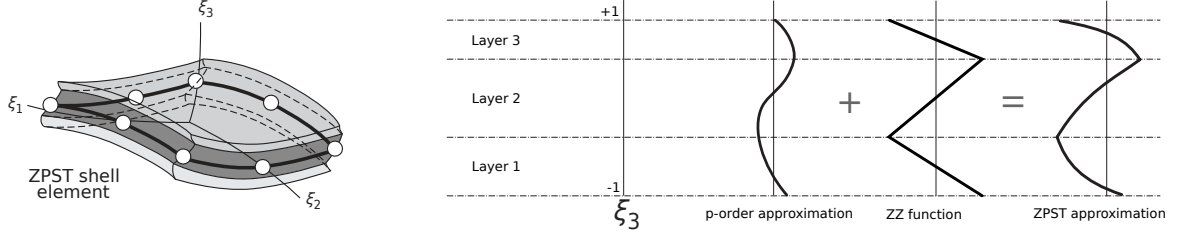


Figure 2: ZPST element.

and p_f are interpolated at the nodes with a p-order polynomial and a zig zag function in the thickness as shown in Fig.2. The degrees of freedom and the geometry are then interpolated in the element with standard quadratic quadrangles. The variational formulation is finally integrated in the thickness and over the curved element with a classical numerical integration scheme (Gauss-Legendre).

In the elastic layers, the formulation results in an elementary mass matrix ${}^e\mathbf{M}_e$, an elementary stiffness matrix ${}^e\mathbf{K}_e$, and an elementary force matrix ${}^e\mathbf{F}_e$. In the poro-elastic layer, we also have an elementary mass matrix ${}^e\mathbf{M}_{pe}$ and an elementary stiffness matrix ${}^e\mathbf{K}_{pe}$, but here the poro-elastic matrices are frequency dependent. However the frequency dependent terms can be isolated such as :

$${}^e\mathbf{M}_{pe} = \tilde{\rho} {}^e\mathbf{M}_1, \quad (7)$$

$${}^e\mathbf{K}_{pe} = {}^e\mathbf{K}_0 + \frac{\phi^2}{\omega^2 \rho_{22}} {}^e\mathbf{K}_1 - \frac{\phi^2}{R} {}^e\mathbf{K}_2 - \tilde{\gamma} {}^e\mathbf{K}_3, \quad (8)$$

with frequency independent matrices ${}^e\mathbf{M}_1$, ${}^e\mathbf{K}_0$, ${}^e\mathbf{K}_1$, ${}^e\mathbf{K}_2$, and ${}^e\mathbf{K}_3$. After assembly, the dynamic problem writes :

$$(\mathbf{K}(\omega) - \omega^2 \mathbf{M}(\omega)) \mathbf{U} = \mathbf{F}, \quad (9)$$

where $\mathbf{K}(\omega)$ and $\mathbf{M}(\omega)$ are the global stiffness and mass matrices, \mathbf{U} is the generalized nodal displacement with all the degrees of freedom and \mathbf{F} is the generalized nodal excitation.

2.2.3. Modal-based reduction method for porous materials

In general a modal reduction method is employed in the simulations to reduce the computational times. However here, since the stiffness and mass matrices are frequency dependent, it is not possible to compute the modes with a standard eigenvalue problem and to expand the solution over this modal basis. In practice, in our case the frequency dependent terms are not influent in the response on the frequency band of interest. It is thus possible to approximate the frequency dependent terms by their value at a central frequency and to use a classical modal approach around this frequency to accelerate the numerical simulations. An example is given in figure 3 where the direct method is compared with the modal method at the central frequency $f = 200$ Hz. No differences can be observed between the approximated and the direct solution. Besides, for a system with 27945 DOFs, the modal solver takes only 2 minutes to compute the response over 240 frequency lines while the direct solver takes 1h47. Therefore the modal reduction is validated and will be used in the inverse characterization method to speed up the numerical model.

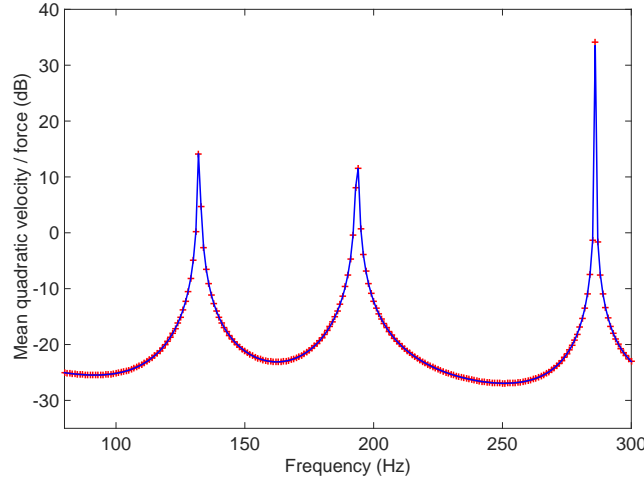


Figure 3: Comparison between the direct method (—) and the modal method at the central frequency $f = 200$ Hz (+). Calculations made with the parameters in table 1.

Parameters	Glass wool	Aluminum
t (mm)	6.84	0.057
E_{xx}, E_{yy}, E_{zz} (MPa)	0.46	$7.1e + 4$
v_{xy}, v_{xz}, v_{yz}	0	0.33
G_{yz} (MPa)	2.0	—
G_{xz} (MPa)	3.13	—
G_{xy} (MPa)	1.25	—
η	0.008	0.0001
ρ (kgm^{-3})	165	2700
ϕ (—)	0.903	—
α_{∞} (—)	1.098	—
σ (Nm^{-4}s)	150500	—
Λ (μm)	20	—
Λ' (μm)	34	—

Table 1: Material properties used in Fig.3.

2.2.4. Parametric study

A first parametric study has been made to evaluate the influence of each parameter on the mean quadratic velocity of the sandwich plate. It has been found that some parameters such as the aluminium skins thickness t_{alu} , the porous core thickness t_{gw} , the porous core density ρ_{gw} and the the shear modulus G_{xz}, G_{yz} of the porous layer are more influent than others. The Young's moduli E_{xx}, E_{yy}, E_{zz} and the shear modulus G_{xz} have no influence on the sandwich plate response. In the following, the values $E_{xx} = E_{yy} = E_{zz} = 0.46$ MPa and $G_{xy} = 1.25$ MPa obtained by direct measurements are kept as the actual properties of the material. Therefore the dimension of the inverse problem is hence reduced to 5.

In figure 4 the numerical model is tested with 10% of variation on the most influent parameters. One can see that the thicknesses and the density variations have a similar effect on each resonance peak. It may therefore be difficult to estimate these parameters independently if the initial values on these parameters are not accurate (we may indeed fall in a local minimum of the cost function). On the other hand, the transverse shear moduli do not affect all the resonance peaks in the same way. For example the shear modulus G_{yz} has just a slight effect on the second peak whereas the shear modulus G_{xz} affects the three peaks differently. These two shear moduli are therefore independent and should be well estimated in the inverse method.

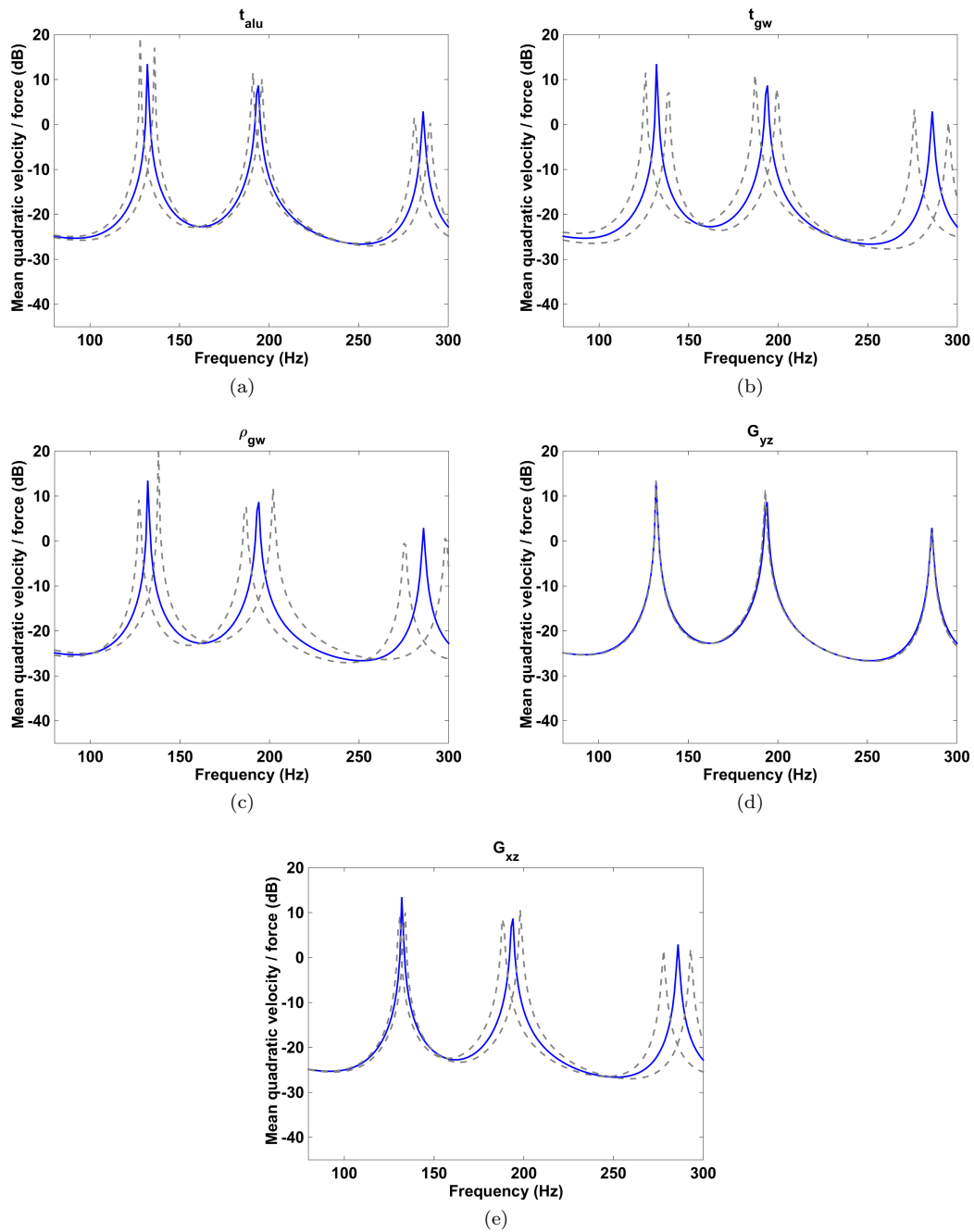


Figure 4: Parametric study. Solid lines — : simulated FRFs with the reference values taken from Table 1. Dashed lines - - : simulated FRFs with a variation of 10% on one parameter around its reference value.

3. Measurements

The tested sandwich plate is composed of two aluminum skins and a fibrous core made of glass wool. Before compression, the glass wool has a thickness $t = 70$ mm. It is composed of 90% randomly oriented glass fiber and 10% uncured urea binder for subsequent re-processing by thermocompression. The two

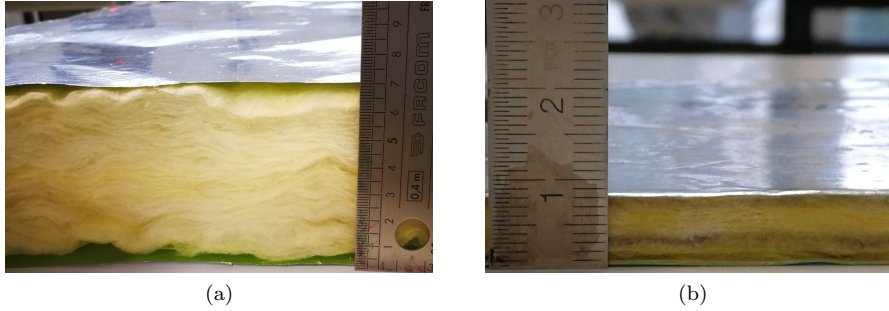


Figure 5: Thermocompression of a sandwich plate with a fibrous core. (a) Initial materials composed of 2 aluminium skins and a glass wool core (b) Manufactured sandwich plates after thermocompression.

aluminum skins are 0.08 mm thick. This thickness includes the adhesive film used to ensure the collage with the fibrous material. The thicknesses of the aluminum layers are therefore smaller than 0.08 mm. The three layers are compressed to the target thickness in a preheated mechanical press and cooked at the reference thermosetting temperature between 200 °C and 210 °C for 5 minutes. In this paper the tested panel is compressed at 7 mm, and a rectangular plate with dimensions $L_x = 427$ mm and $L_y = 120$ mm is cut from the manufactured sandwich panel.

3.1. Equivalent Fluid parameters

In the proposed inverse method, the equivalent fluid parameters of the glass wool are not characterized. We assume indeed that all the equivalent fluid parameters are known beforehand. In practice, the porosity ϕ , the resistivity σ , the tortuosity α_∞ , and the viscous and thermal characteristic lengths (Λ, Λ') are measured with specific apparatuses (see refs. [2] for more details). The thermocompressed glass wool samples are cut directly from the manufactured sandwich panel. Four samples per measurement are used to reduce the measurement uncertainties and to minimize the material inhomogeneity. The measured equivalent fluid parameters are presented in table 1.

3.2. Initial elastic parameters

Some elastic properties of the sandwich plate can be estimated with direct measurements made on the poroelastic core. Here we present two direct measurements made on a representative poroelastic sample without the aluminium skins : the measurement of the normal Young's modulus, and the measurement of the transverse shear moduli. In the following we will show that these measurements do not describe the behaviour of the sandwich panel accurately. They give a good order of magnitude of the elastic properties and will therefore be used as initial parameters in the inverse method.

The Young's modulus of the glass wool samples is measured in the thickness direction with a low frequency quasi-static method [20]. The coupling with the fluid is hence neglected. The mechanical analyzer depicted in Fig. 6 is employed. It consists of a material sample placed between two rigid plates. The lower plate is excited by an electrodynamic shaker and the upper plate is rigidly fixed. The impedance Force/Displacement is measured on one sample. For fibrous materials with a high porosity, the Poisson's ratio is assumed to be 0. In this case, we can obtain the Young's modulus and , the loss factor.

In our measurements, the displacement imposed to the sample is of the form $u = u_s + u_d \sin(\omega t)$, where t is the time variable, u_s is the static displacement fixed to avoid a surface inhomogeneity of the porous sample, u_d is the amplitude of the harmonic displacement. The measurements are performed between 20 Hz and 100 Hz with the following static and dynamic displacements: $u_s = 0 \mu\text{m}$ and $u_d = 1.5 \mu\text{m}$ in ambient temperature and pressure. The results obtained in quasi-static regime are presented in figure 8 and table 2. As we can see, the Young's modulus in the thickness direction is almost constant in the measured frequency range.

The shear moduli G_{xz} and G_{yz} are also estimated in quasi-static regime (see figure 7). The fluid-solid interactions in the material are still neglected. Here the samples are only submitted to shear stresses, and the

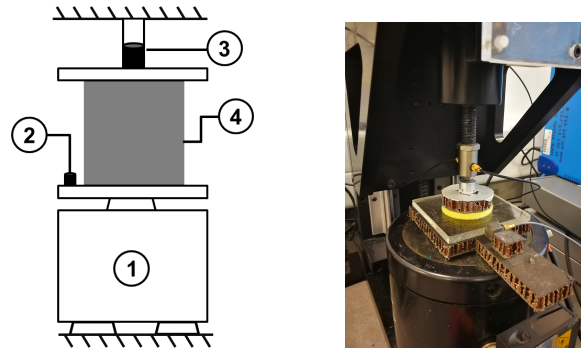


Figure 6: Quasi-static mechanical analyzer. 1, shaker; 2, accelerometer; 3, force transducer; 4, material sample.

shear modulus is obtained by measuring the applied shear force and the resulting displacement. Depending on the sample orientation, one can measure either G_{xz} or the modulus G_{yz} . Several measurements have

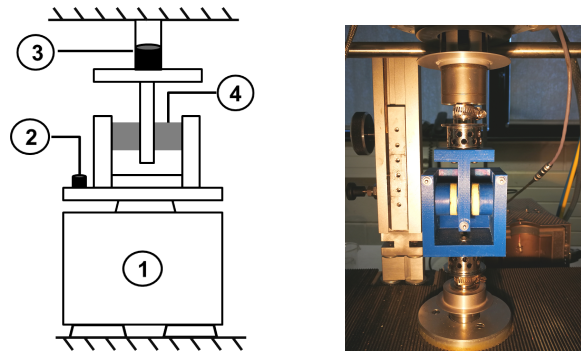


Figure 7: Measurement of the shear moduli in quasi-static. 1, shaker; 2, accelerometer; 3, force transducer; 4, material sample

been made between 50 Hz and 350 Hz. The related measured shear moduli are presented in figure 8 and table 2. The measured moduli are rather constant over the studied frequency band and are slightly different in the direction xz and yz .

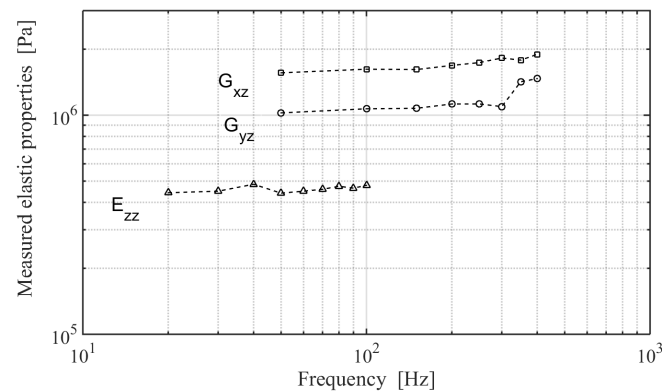


Figure 8: Measured Young's modulus E_{zz} and shear moduli (G_{xz} , G_{yz}) as function of frequency in quasi-static regime. (— Δ) : measured Young's modulus E_{zz} , (— \circ) : measured shear modulus G_{yz} , and (— \square) : measured shear modulus G_{xz} .

Material	t (mm)	E_{zz} (MPa)	G_{xz} (MPa)	G_{yz} (MPa)
Glass wool	6.84	0.46	1.72	1.18

Table 2: Initial elastic parameters measured in quasi-static and averaged over the tested frequency band.

3.3. Experimental setup

The experimental setup and the measurements used in the inverse characterization method are now presented in details. The tested plate is hanged with two strings in order to have free boundary conditions (Fig. 9). A shaker is placed at $x_e = 3.5$ cm and $y_e = 1.8$ cm to apply a harmonic point force to the plate. Between the shaker and the structure an impedance head is added to measure the input force. The normal velocity is measured on the opposite face with a 1D scanning laser vibrometer over 190 points. The measurements are made with a frequency resolution $\Delta f = 1$ Hz and are focused at low frequency in order to have at least the three first modes with a good signal to noise ratio. At the end, the frequency response functions (FRF) velocity/force are squared and averaged over the response surface. This measured mean quadratic velocity is then compared with the model in the inverse method.

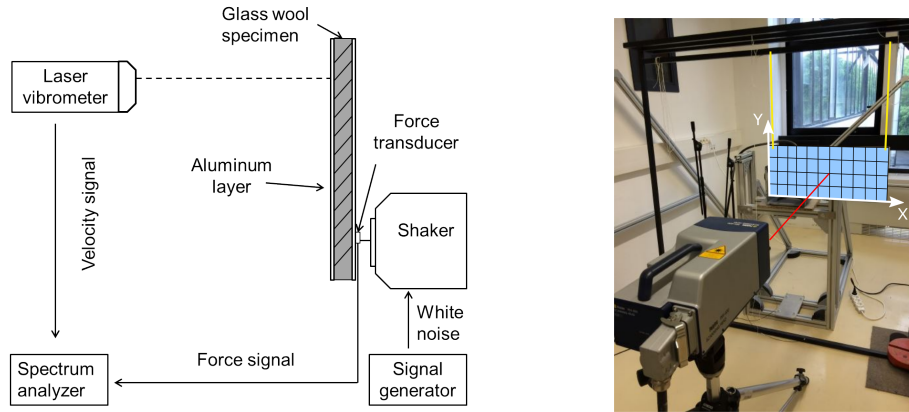


Figure 9: Experimental setup used to measure the mean quadratic velocity of the sandwich plate.

4. Results

Before applying the inverse method, the numerical model is tested with the initial values given in Table 1. Figure 4 presents the results obtained with these initial parameters. Obviously the numerical model with the initial parameters does not agree well with the experimental data. Here the inverse method seems necessary to estimate the real parameters of the sandwich panel after thermocompression. The inverse method is therefore applied to the thermocompressed sandwich panel presented in section 3. The characterization is performed between 80 and 300 Hz for the first three resonance peaks. The convergence of the numerical model with the modal expansion is verified in this frequency band with a 10×8 mesh and 6 modes. The parameters obtained from direct measurement and estimated with the proposed method are given in Table 3.

The FRF simulated with the estimated parameters is presented and compared with the measured FRF in figure 10. A very good correlation is obtained on the whole frequency band. The measured and simulated operational deformed shapes at the first three resonance peaks are also compared in figure 10. The same agreement is observed.

5. Conclusion

In this paper, an inverse characterization method has been proposed to estimate the elastic coefficients of an orthotropic fibrous layer thermocompressed in a sandwich structure. The method is more adapted

Parameters	Glass wool		Aluminum	
	Initial	Inverse	Initial	Inverse
t (mm)	6.84	6.7	0.08	0.057
E_{xx}, E_{yy}, E_{zz} (MPa)	0.46	-	$7.1e + 4$	-
v_{xy}, v_{xz}, v_{yz}	0	-	0.33	-
G_{yz} (MPa)	1.18	2.0	-	-
G_{xz} (MPa)	1.72	3.14	-	-
G_{xy} (MPa)	1.25	-	-	-
η	0.008	-	0.0001	-
ρ (kgm^{-3})	165	185	2700	-

Table 3: Parameters of the materials : initial values and values obtained by inverse method.

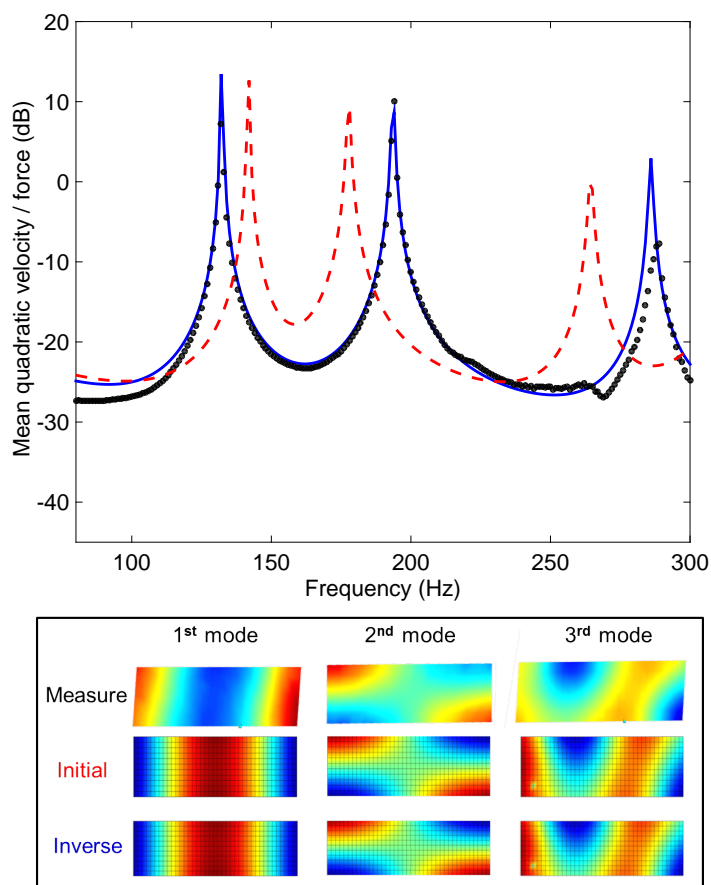


Figure 10: Top : Simulated and measured FRFs of a thermocompressed sandwich panel with two aluminum skins and a glass wool core of thickness 7 mm: dot points ... measured FRF, solid line — predicted FRF with the inverse elastic parameters, dashed line - - predicted FRF with the initial elastic parameters. Bottom : operational mode shapes.

than direct measurements made on a single fibrous layer. Indeed it is important to consider the sandwich structure as a whole after the shaping by thermocompression in order to take into account the materials and the interfaces between each layer in their real environment. The method has been tested on an industrial thermocompressed panel. The results have shown the efficiency and the accuracy of the proposed characterization method.

Acknowledgments

The authors would like to thank BPI for their financial support within the framework of the Ecobex AAP17 FUI project.

Appendix A. Porous model

a) Inertial coupling coefficients

The inertial coefficients ρ_{11} , ρ_{22} , ρ_{12} write :

$$\rho_{11} = \rho_s + \phi\rho_f - \phi\rho_0, \quad (\text{A.1})$$

$$\rho_{12} = -\phi\rho_f + \phi\rho_0, \quad (\text{A.2})$$

$$\rho_{22} = \phi\rho_f, \quad (\text{A.3})$$

with ρ_s the skeleton density, ρ_f the fluid density, and ρ_0 of the air density.

The frequency-dependent Johnson-Champoux-Allard-Lafarge's expressions of the fluid density ρ_f and the dynamic fluid compressibility K_f write:

$$\rho_f = \rho_0\alpha_\infty \left(1 - \frac{\sigma\phi}{j\rho_0\alpha_\infty\omega} \sqrt{1 - 4j\frac{\eta\alpha_\infty^2\omega\rho_0}{\Lambda^2\phi^2\sigma^2}} \right), \quad (\text{A.4})$$

$$K_f = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left(1 - \frac{8\eta\sqrt{1 - j\rho_0\frac{\text{Pr}\Lambda'^2\omega}{16\eta}}}{j\Lambda'^2\text{Pr}\omega\rho_0} \right)^{-1}}, \quad (\text{A.5})$$

respectively, with $j^2 = -1$. These expressions are given with an $e^{-j\omega t}$ time dependence. They involve five parameters : the porosity ϕ , the tortuosity α_∞ , the airflow resistivity σ , and the viscous and thermal characteristic lengths Λ and Λ' . The surrounding air is defined by the static pressure P_0 , the dynamic viscosity η and the Prandtl number Pr.

b) Elastic coefficients

In the Biot's model the simplified elastic coefficients A , Q , and R write :

$$A = \frac{4}{3}N + K_b + \frac{(1 - \phi)^2}{\phi}K_f, \quad (\text{A.6})$$

$$Q = \frac{R(1 - \phi)}{\phi}, \quad (\text{A.7})$$

$$R = \phi K_f, \quad (\text{A.8})$$

where N is the shear modulus, K_b is the bulk modulus of the solid frame, ϕ is the porosity, and K_f is the fluid compressibility modulus.

References

- [1] Bécot, F. X., & Rodenas, J. (2016). Predicting alpha cabin sound absorption in an industrial context. In INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings (Vol. 253, No. 4, pp. 4648-4658). Institute of Noise Control Engineering.
- [2] Pompili, F., Bonfiglio, P., Horoshenkov, K. V., Khan, A., Jaouen, L., Bécot, F. X., ... & Atalla, N. (2017). How reproducible is the acoustical characterization of porous media?. The Journal of the Acoustical Society of America, 141(2), 945-955.
- [3] Castagnede, B., Aknine, A., Brouard, B., & Tarnow, V. (2000). Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials. Applied Acoustics, 61(2), 173-182.
- [4] Campolina, B., Dauchez, N., Atalla, N., & Doutres, O. (2012). Effect of porous material compression on the sound transmission of a covered single leaf panel. Applied Acoustics, 73(8), 791-797.

- 225 [5] Lei, L. and Dauchez, N. and Chazot, J.D. (2018). Prediction of the six parameters of an equivalent fluid model for thermocompressed glass wools and melamine foam. *Applied Acoustics*, 139, 44-56.
- [6] Atalla, N., Panneton, R., & Debergue, P. (1998). A mixed displacement-pressure formulation for poroelastic materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104(3), 1444-1452.
- [7] Atalla, N., Hamdi, M. A., & Panneton, R. (2001). Enhanced weak integral formulation for the mixed (u-, p-) poroelastic equations. *The Journal of the acoustical Society of america*, 109(6), 3065-3068.
- 230 [8] Biot, M. A. (1956). Theory of propagation of elastic waves in a fluidsaturated porous solid. I. Lowfrequency range. *The Journal of the acoustical Society of america*, 28(2), 168-178.
- [9] Allard, J., & Atalla, N. (2009). *Propagation of sound in porous media: modelling sound absorbing materials 2e*. John Wiley & Sons.
- 235 [10] Sulmoni, M., Gmür, T., Cugnoni, J., & Matter, M. (2008). Modal validation of sandwich shell finite elements based on a p-order shear deformation theory including zigzag terms. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 75(11), 1301-1319.
- [11] Chazot, J. D., Nennig, B., & Chettah, A. (2011). Harmonic response computation of viscoelastic multilayered structures using a ZPST shell element. *Computers & structures*, 89(23), 2522-2530.
- 240 [12] Chazot, J. D., Zhang, E., & Antoni, J. (2012). Acoustical and mechanical characterization of poroelastic materials using a Bayesian approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(6), 4584-4595.
- [13] Zhang, E., Chazot, J. D., Antoni, J., & Hamdi, M. (2013). Bayesian characterization of Young's modulus of viscoelastic materials in laminated structures. *Journal of Sound and Vibration*, 332(16), 3654-3666.
- [14] Chazot, J. D., Nennig, B., & Perrey-Debain, E. (2013). Harmonic response computation of poroelastic multilayered structures using ZPST shell elements. *Computers & Structures*, 121, 99-107.
- 245 [15] Melon, M., Mariez, E., Ayrault, C., & Sahraoui, S. (1998). Acoustical and mechanical characterization of anisotropic open-cell foams. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104(5), 2622-2627.
- [16] Langlois, C., Panneton, R., & Atalla, N. (2001). Polynomial relations for quasi-static mechanical characterization of isotropic poroelastic materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(6), 3032-3040.
- 250 [17] Sahraoui, S., Mariez, E., & Etchessahar, M. (2000). Mechanical testing of polymeric foams at low frequency. *Polymer testing*, 20(1), 93-96.
- [18] Pritz, T. (1994). Dynamic Young's modulus and loss factor of plastic foams for impact sound isolation. *Journal of Sound and Vibration*, 178(3), 315-322.
- [19] Pritz, T. (1998). Frequency dependences of complex moduli and complex Poisson's ratio of real solid materials. *Journal of Sound and Vibration*, 214(1), 83-104.
- 255 [20] Dauchez, N., Etchessahar, M., & Sahraoui, S. (2002). On measurement of mechanical properties of sound absorbing materials. In *2nd Biot conference on Poromechanics* (pp. 1-4).
- [21] Danilov, O., Sgard, F., & Olny, X. (2004). On the limits of an "in vacuum" model to determine the mechanical parameters of isotropic poroelastic materials. *Journal of sound and vibration*, 276(3), 729-754.
- 260 [22] Tarnow, V. (2000). Measurements of anisotropic sound propagation in glass wool. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108(5), 2243-2247.
- [23] Tarnow, V. (2005). Dynamic measurements of the elastic constants of glass wool. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(6), 3672-3678.
- [24] Wojtowicki, J. L., Jaouen, L., & Panneton, R. (2004). New approach for the measurement of damping properties of materials using the Oberst beam. *Review of scientific instruments*, 75(8), 2569-2574.
- 265 [25] Jaouen, L., Renault, A., & Deverge, M. (2008). Elastic and damping characterizations of acoustical porous materials: Available experimental methods and applications to a melamine foam. *Applied acoustics*, 69(12), 1129-1140.
- [26] Lagarias, J. C., Reeds, J. A., Wright, M. H., & Wright, P. E. (1998). Convergence properties of the Nelder-Mead simplex method in low dimensions. *SIAM Journal on optimization*, 9(1), 112-147.
- 270 [27] Rumpler, R., Deü, J. F., & Göransson, P. (2012). A modal-based reduction method for sound absorbing porous materials in poro-acoustic finite element models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132(5), 3162-3179.
- [28] Rumpler, R., Deü, J. F., & Göransson, P. (2013). A residue-based mode selection and sorting procedure for efficient poroelastic modeling in acoustic finite element applications. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 134(6), 4730-4741.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, deux méthodes sont proposées pour caractériser des matériaux poreux thermocompressés. La méthode quasistatique appliquée sur les mousses montre que l'estimation de la raideur dépend fortement de la prédéformation appliquée aux échantillons. Le protocole de collage permet de maîtriser l'état de surface des échantillons et d'obtenir une mesure à prédéformation nulle qui évite l'effet de flambement. Les mesures faites sur deux matériaux et plusieurs taux de compression montre que le module d'Young suit une loi de puissance dont l'exposant est de 2.5 pour la mousse et 2.7 pour le fibreux. Ces coefficients sont proches des coefficients de la littérature [9] utilisés pour les laines de verre. La deuxième méthode a été développée dans le cadre de cette thèse pour déterminer les propriétés mécaniques d'un matériau poreux orthotrope mis en forme par thermocompression dans un sandwich tricouche, représentatif d'un écran. La méthode basée sur une mesure vibratoire et un modèle par élément de coque permet de déterminer les deux modules de cisaillement influant la réponse.

Chapitre 6

Conclusion générale

6.1 Conclusion

Ce travail de thèse portait sur l'effet de la thermocompression sur les propriétés des matériaux poreux, en s'attachant d'une part aux paramètres entrant dans le modèle de fluide équivalent JCAL et d'autre part aux propriétés mécaniques entrant dans le modèle de Biot-Allard.

Dans cette thèse, on a montré les points suivant.

- Lorsque le matériau poreux est thermocompressé, la réduction de l'épaisseur est accompagnée d'une diminution de la porosité, des longueurs caractéristiques (visqueuse et thermique) et de la perméabilité thermique; au contraire, la tortuosité et la résistivité augmentent. Ces variations peuvent être prédites par des expressions analytiques basées sur une modélisation simple de la micro-géométrie, faisant l'hypothèse d'un arrangement régulier ou aléatoire des fibres. Pour les matériaux fibreux, la compression modifie la distribution angulaire des fibres en diminuant l'angle médian. Ce dernier influence sensiblement la résistivité au passage de l'air et la longueur caractéristique visqueuse.
- La mesure quasistatique de la raideur d'un échantillon poreux dépend fortement de la prédéformation appliquée : pour les fibreux, la raideur augmente, alors que pour les mousses, on observe une zone préalable où elle diminue à cause de la non linéarité géométrique (flambement des cellules). Pour s'affranchir cet effet et de l'état de surface des échantillons, le protocole de mesure de la méthode quasistatique en compression a été modifié : les échantillons sont maintenant collés et la mesure peut être faite pour une prédéformation nulle. Par ailleurs, la détermination du couple (E, ν) par la méthode quasistatique à deux diamètres n'est pas adaptée pour caractériser les matériaux thermocompressés. Le module d'Young est donc estimé en faisant une

hypothèse sur le coefficient de Poisson : $\nu = 0.33$ ou $\nu = 0.45$ pour les mousses et $\nu = 0$ pour les fibreux.

- Lorsque la mousse est soumise à une thermocompression, le matériau se retrouve rapidement dans la zone de densification et se comporte comme un matériau fibreux. La variation du module d'Young de la mousse et fibreux peut être prédite par une loi de puissance. Deux exposants assez proches, 2.5 et 2.7, ont été trouvés pour les deux matériaux étudiés, respectivement une mousse mélamine et une laine de verre. Cet exposant est proche de celui proposé dans la littérature pour les laines de verre.
- Une méthode de caractérisation inverse adaptée aux écrans thermocompressés contenant un coeur poroélastique orthotrope a été développée. Elle permet de caractériser les paramètres élastiques influant sur un écran de type tricouche. Pour cette configuration, on observe que le comportement vibroacoustique de la structure est dominé par les modules de cisaillement de la couche poreuse.

Ce travail a été valorisé au travers de publications et de conférences (voir annexe A).

6.2 Perspectives

Ce travail ouvre plusieurs perspectives énoncées ci-après.

- Les modèles pour prédire analytiquement des paramètres JCAL développés dans la thèse sont basés sur une géométrie idéale, qui ne correspond pas exactement à celle du matériau réel. Par exemple, l'interaction entre les fibres n'est pas prise en compte dans le calcul de la résistivité. Une comparaison des modèles analytiques à des simulations numériques permettrait de mieux cerner les limites de leurs hypothèses.
- La méthode inverse proposée pourrait être utilisée pour mesurer l'évolution des modules de cisaillement en fonction du taux de compression. Nous pourrions ainsi voir si ces modules suivent des lois de puissance identiques aux lois trouvées pour le module d'Young. La méthode inverse pourrait aussi être adaptée pour recalculer des modules élastiques variables en fréquence pour prendre en compte d'éventuels comportements viscoélastiques.
- Les formules proposées pour prédire la variation des propriétés acoustiques et mécaniques en fonction du taux de compression sont validées pour des matériaux ayant une épaisseur uniforme. Il faudrait les appliquer à des écrans réels dans le cadre d'une simulation par éléments finis.

Bibliographie

- [1] Allard, J.-F., Atalla, N., and Wiley InterScience (Online service) (2009). *Propagation of sound in porous media : modelling sound absorbing materials*. Wiley.
- [2] Allard, J. F., Castagnede, B., Henry, M., and Lauriks, W. (1994). Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air. *Review of Scientific Instruments*, 65(3) :754–755.
- [3] Allard, J. F., Henry, M., Boeckx, L., Leclaire, P., and Lauriks, W. (2005). Acoustical measurement of the shear modulus for thin porous layers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(4) :1737–1743.
- [4] Allard, J. F., Jansens, G., Vermeir, G., and Lauriks, W. (2002). Frame-borne surface waves in air-saturated porous media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(2) :690–696.
- [5] Archie, G. (1942). The Electrical Resistivity Log as an Aid in Determining Some Reservoir Characteristics. *Transactions of the AIME*, 146(01) :54–62.
- [6] Atalla, N., Panneton, R., and Debergue, P. (1998). A mixed displacement-pressure formulation for poroelastic materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104(3) :1444.
- [7] Atalla, Y. (2002). *Développement d'une technique inverse de caractérisation acoustique des matériaux poreux*. PhD thesis, Université de Sherbrooke.
- [8] Atalla, Y. and Panneton, R. (2005). Inverse acoustical characterization of open cell porous media using impedance tube measurements. *Canadian Acoustics*, 33(1) :11–24.
- [9] Baudequin, M., Ryschenkow, G., and Roux, S. (1999). Non-linear elastic behavior of light fibrous materials. *The European Physical Journal B*, 12(1) :157–162.
- [10] Beranek, L. L. (1942). Acoustic Impedance of Porous Materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 13(3) :248–260.
- [11] Bies, D. and Hansen, C. (1980). Flow resistance information for acoustical design. *Applied Acoustics*, 13(5) :357–391.

- [12] Biot, M. A. (1955). Theory of Elasticity and Consolidation for a Porous Anisotropic Solid. *Journal of Applied Physics*, 26(2) :182–185.
- [13] Biot, M. A. (1956a). Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. Low-Frequency Range. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28(2) :168–178.
- [14] Biot, M. A. (1956b). Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28(2) :179–191.
- [15] Biot, M. A. (1957). The elastic coefficients of the theory of consolidation. *Journal of Applied Mechanics*, 24 :594–601.
- [16] Biot, M. A. and Willis, D. G. (1957). Theory of Consolidation. In *Theoretical Soil Mechanics*, pages 265–296. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA.
- [17] Boeckx, L., Leclaire, P., Khurana, P., Glorieux, C., Lauriks, W., and Allard, J.-F. (2005). Investigation of the phase velocities of guided acoustic waves in soft porous layers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(2) :545–554.
- [18] Boudreau, B. P. and Meysman, F. J. (2006). Predicted tortuosity of muds. *Geology*, 34(8) :693.
- [19] Boutin, C. and Geindreau, C. (2010). Periodic homogenization and consistent estimates of transport parameters through sphere and polyhedron packings in the whole porosity range. *Physical Review E*, 82(3) :18 pages.
- [20] Brown, R. L. and Bolt, R. H. (1942). The Measurement of Flow Resistance of Porous Acoustic Materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 13(4) :337–344.
- [21] Brunauer, S., Emmett, P. H., and Teller, E. (1938). Adsorption of Gases in Multimolecular Layers. *Journal of the American Chemical Society*, 60(2) :309–319.
- [22] Campolina, B., Dauchez, N., Atalla, N., and Doutres, O. (2012). Effect of porous material compression on the sound transmission of a covered single leaf panel. *Applied Acoustics*, 73(8) :791–797.
- [23] Castagnède, B., Aknine, A., Brouard, B., and Tarnow, V. (2000). Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials. *Applied Acoustics*, 61(2) :173–182.
- [24] Castagnède, B., Moussatov, A., and Tarnow, V. (2001). Parametric study of the influence of compression on the acoustical anisotropy of automotive felts. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 329(4) :295–301.
- [25] Champoux, Y. and Allard, J. (1991). Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. *Journal of Applied Physics*, 70(4) :1975–1979.

- [26] Chazot, J.-D., Nennig, B., and Perrey-Debain, E. (2013). Harmonic response computation of poroelastic multilayered structures using ZPST shell elements. *Computers & Structures*, 121 :99–107.
- [27] Chazot, J.-D., Zhang, E., and Antoni, J. (2012). Acoustical and mechanical characterization of poroelastic materials using a Bayesian approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(6) :4584–4595.
- [28] Clyne, T., Markaki, A., and Tan, J. (2005). Mechanical and magnetic properties of metal fibre networks, with and without a polymeric matrix. *Composites Science and Technology*, 65(15-16) :2492–2499.
- [29] Danilov, O., Sgard, F., and Olny, X. (2004). On the limits of an “in vacuum” model to determine the mechanical parameters of isotropic poroelastic materials. *Journal of Sound and Vibration*, 276(3-5) :729–754.
- [30] Dauchez, N. (1999). *Etude vibroacoustique des matériaux poroélastiques par éléments finis*. PhD thesis, Université du Maine.
- [31] Dauchez, N., Etchessahar, M., and Sahraoui, S. (2002). On measurement of mechanical properties of sound absorbing materials. In *2nd Biot conference on Poromechanics, Grenoble*.
- [32] Dauchez, N., Vernay, T., Zhang, X., and Ablitzer, F. (2014). Influence of static load on the Young’s modulus estimation of polymer foams. In *Symposium on the Acoustics of Poro-Elastic Materials, Stockholm*.
- [33] Davies, C. N. (1953). The Separation of Airborne Dust and Particles. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B : Management and engineering manufacture*, 1(1-12) :185–213.
- [34] Delany, M. and Bazley, E. (1970). Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics*, 3(2) :105–116.
- [35] Depollier, C., Allard, J. F., and Lauriks, W. (1988). Biot theory and stress–strain equations in porous sound-absorbing materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(6) :2277–2279.
- [36] Doutres, O. (2007). *Caractérisation mécanique de matériaux fibreux en vibroacoustique*. PhD thesis, Université du Maine.
- [37] Doutres, O., Dauchez, N., Genevaux, J.-M., Lemarquand, G., and Mezil, S. (2010). Ironless transducer for measuring the mechanical properties of porous materials. *Citation : Rev. Sci. Instrum. J. Appl. Phys*, 81(111).
- [38] Durville, D. (2005). Numerical simulation of entangled materials mechanical properties. *Journal of Materials Science*, 40(22) :5941–5948.

- [39] Etchessahar, M. (2002). *Caractérisation mécanique en basses fréquences des matériaux acoustiques*. PhD thesis, Le Mans.
- [40] Etchessahar, M., Sahraoui, S., Benyahia, L., and Tassin, J. F. (2005). Frequency dependence of elastic properties of acoustic foams. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(3) :1114–1121.
- [41] Fellah, Z. E. A., Berger, S., Lauriks, W., Depollier, C., Aristégui, C., and Chapelon, J.-Y. (2003). Measuring the porosity and the tortuosity of porous materials via reflected waves at oblique incidence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(5) :2424–2433.
- [42] Ferry, J. D. (1980). *Viscoelastic properties of polymers*. Wiley.
- [43] Garai, M. and Pompoli, F. (2005). A simple empirical model of polyester fibre materials for acoustical applications. *Applied Acoustics*, 66(12) :1383–1398.
- [44] Gareton, V., Etchessahar, M., Lafarge, D., and Sahraoui, S. (2002). Comparaison d’une méthode mécanique et d’une méthode acoustique pour la caractérisation des mousses de polyuréthane. In *CDROM of the proceedings of the sixth Congres Francais d’Acoustique, Lille*.
- [45] Gemant, A. (1942). Frictional Phenomena. VIII. *Journal of Applied Physics*, 13(4) :210–221.
- [46] Gent, A. N. and Thomas, A. G. (1959). The deformation of foamed elastic materials. *Journal of Applied Polymer Science*, 1(1) :107–113.
- [47] Gent, A. N. and Thomas, A. G. (1963). Mechanics of Foamed Elastic Materials. *Rubber Chemistry and Technology*, 36(3) :597–610.
- [48] Geslain, A. (2011). *Anisotropie naturelle et induite des matériaux poreux : étude expérimentale et modélisation*. PhD thesis, Université du Maine.
- [49] Geslain, A., Dazel, O., Groby, J.-P., Sahraoui, S., and Lauriks, W. (2011). Influence of static compression on mechanical parameters of acoustic foams. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(2) :818–825.
- [50] Gibson, L. J. and Ashby, M. F. (1999). *Cellular solids : structure and properties*. Cambridge University Press.
- [51] Göransson, P. and Hörlin, N.-E. (2010). Vibro-Acoustic Modelling of Anisotropic Porous Elastic Materials : A Preliminary Study of the Influence of Anisotropy on the Predicted Performance in a Multi-Layer Arrangement. *Acta Acustica united with Acustica*, 96(2) :258–265.
- [52] Gorog, S., Panneton, R., and Atalla, N. (1998). Mixed displacement-pressure formulation for acoustic anisotropic open porous media. *Journal of Applied Physics*, 82(9) :4192.

- [53] Guastavino, R. (2008). *Elastic and acoustic characterisation of anisotropic porous materials*. PhD thesis, KTH.
- [54] Hirosawa, K. and Nakagawa, H. (2017). Formulae for predicting non-acoustical parameters of deformed fibrous porous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 141(6) :4301–4313.
- [55] Ho, F.-g. and Striender, W. (1981). A variational calculation of the effective surface diffusion coefficient and tortuosity. *Chemical Engineering Science*, 36(2) :253–258.
- [56] Hörlin, N.-E. and Göransson, P. (2010). Weak, anisotropic symmetric formulations of Biot's equations for vibro-acoustic modelling of porous elastic materials. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 84(12) :1519–1540.
- [57] Huber, A. T. and Gibson, L. J. (1988). Anisotropy of foams. *Journal of Materials Science*, 23(8) :3031–3040.
- [58] J M Haeffelin, F Bos, P. C. (2002). Modélisation du comportement d'un matelas de fibres cellulosiques au cours de sa consolidation. In *IN modélisation et comportement des matériaux hétérogènes et aléatoires*, Tours, France.
- [59] Jackson, G. W. and James, D. F. (1986). The permeability of fibrous porous media. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 64(3) :364–374.
- [60] Jaouen, L. (2003). *Contribution à la caractérisation mécanique de matériaux poro-visco-élastiques en vibro-acoustique*. PhD thesis, Université de Sherbrooke.
- [61] Johnson, D. L., Koplik, J., and Dashen, R. (1987). Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *Journal of Fluid Mechanics*, 176(-1) :379.
- [62] Johnson, D. L., Plona, T. J., Scala, C., Pasierb, F., and Kojima, H. (1982). Tortuosity and Acoustic Slow Waves. *Physical Review Letters*, 49(25) :1840–1844.
- [63] Johnson, D. L. and Sen, P. N. (1988). Dependence of the conductivity of a porous medium on electrolyte conductivity. *Physical Review B*, 37(7) :3502–3510.
- [64] Kanakkanatt, S. V. (1973). Mechanical Anisotropy of Open-Cell Foams. *Journal of Cellular Plastics*, 9(1) :50–53.
- [65] Kim, O. V., Liang, X., Litvinov, R. I., Weisel, J. W., Alber, M. S., and Purohit, P. K. (2016). Foam-like compression behavior of fibrin networks HHS Public Access. *Biomech Model Mechanobiol*, 15(1) :213–228.
- [66] Kino, N. and Ueno, T. (2007). Experimental determination of the micro- and macro-structural parameters influencing the acoustical performance of fibrous media. *Applied Acoustics*, 68(11-12) :1439–1458.

- [67] Kino, N. and Ueno, T. (2008). Comparisons between characteristic lengths and fibre equivalent diameters in glass fibre and melamine foam materials of similar flow resistivity. *Applied Acoustics*, 69(4) :325–331.
- [68] Kino, N., Ueno, T., Suzuki, Y., and Makino, H. (2009). Investigation of non-acoustical parameters of compressed melamine foam materials. *Applied Acoustics*, 70(4) :595–604.
- [69] Ko, W. (1965). Deformations of Foamed Elastomers. *Journal of Cellular Plastics*, 1(1) :45–50.
- [70] Lafarge, D., Lemarinier, P., Allard, J. F., and Tarnow, V. (1998). Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(4) :1995.
- [71] Langlois, C., Panneton, R., and Atalla, N. (2001). Polynomial relations for quasi-static mechanical characterization of isotropic poroelastic materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(6) :3032–3040.
- [72] Lauriks, W., Boeckx, L., and Leclaire, P. (2005). Characterization of porous acoustic materials. In *Symposium on the Acoustics of Poro-Elastic Materials, Lyon, France*.
- [73] Le Bot, A. (1998). A vibroacoustic model for high frequency analysis. *Journal of Sound and Vibration*, 211(4) :537–554.
- [74] Leclaire, P., Kelders, L., Lauriks, W., Melon, M., Brown, N., and Castagnède, B. (1998). Determination of the viscous and thermal characteristic lengths of plastic foams by ultrasonic measurements in helium and air. *Journal of Applied Physics*, 80(4) :2009.
- [75] Leclaire, P., Umnova, O., Horoshenkov, K. V., and Maillet, L. (2003). Porosity measurement by comparison of air volumes. *Review of Scientific Instruments*, 74(3) :1366–1370.
- [76] Leonard, R. W. (1946). Simplified Flow Resistance Measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 17(3) :240–241.
- [77] Luu, H. T., Perrot, C., and Panneton, R. (2017). Influence of Porosity, Fiber Radius and Fiber Orientation on the Transport and Acoustic Properties of Random Fiber Structures. *Acta Acustica united with Acustica*, 103(6) :1050–1063.
- [78] Mariez, E. and Sahraoui, S. (1997). Measurement of mechanical anisotropic properties of acoustic foams for the Biot model. In *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings, Budapest*, pages 377–380.
- [79] Mariez, E., Sahraoui, S., and Allard, J. F. (1996). Elastic constants of polyurethane foam's skeleton for biot model. In *International congress on noise control engineering, Liverpool*, pages 951–954.
- [80] Markaki, A. and Clyne, T. (2005). Magneto-mechanical actuation of bonded ferromagnetic fibre arrays. *Acta Materialia*, 53(3) :877–889.

- [81] Markaki, A. E. and Clyne, T. (2004). Magneto-mechanical stimulation of bone growth in a bonded array of ferromagnetic fibres. *Biomaterials*, 25(19) :4805–4815.
- [82] Masse, J.-P. and Poquillon, D. (2013). Mechanical behavior of entangled materials with or without cross-linked fibers. 68(1) :39–43.
- [83] Matyka, M., Khalili, A., and Koza, Z. (2008). Tortuosity-porosity relation in porous media flow. *Physical Review E*, 78(2) :026306.
- [84] MELON, M. (1996). *Caracterisation de materiaux poreux par ultrasons de basses frequences (20 khz-500 khz)*. PhD thesis, Université du Maine.
- [85] Melon, M., Castagnède, B., and Ostergaard, P. B. (1995a). Correlation between tortuosity and transmission coefficient of porous media at high frequency. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 98(113) :1228–124913.
- [86] Melon, M., Lafarge, D., Castagnède, B., and Brown, N. (1995b). Measurement of tortuosity of anisotropic acoustic materials. *Journal of Applied Physics*, 78(8) :4929–4932.
- [87] Melon, M., Mariez, E., Ayrault, C., and Sahraoui, S. (1998). Acoustical and mechanical characterization of anisotropic open-cell foams. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104(5) :2622–2627.
- [88] Mezeix, L., Bouvet, C., Huez, J., and Poquillon, D. (2009). Mechanical behavior of entangled fibers and entangled cross-linked fibers during compression. *Journal of Materials Science*, 44(14) :3652–3661.
- [89] Morse, P. M., Bolt, R. H., and Brown, R. L. (1941). Relation Between Acoustic Impedance and Flow Resistance of Porous Acoustic Materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 12(3) :475–476.
- [90] Moussatov, A., Ayrault, C., and Castagnède, B. (2001). Porous material characterization – ultrasonic method for estimation of tortuosity and characteristic length using a barometric chamber. *Ultrasonics*, 39(3) :195–202.
- [91] Nichols, R. H. (1947). Flow-Resistance Characteristics of Fibrous Acoustical Materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 19(5) :866–871.
- [92] Ohadi, A. R. and Moghaddami, M. (2007). Investigating the Effects of Fibrous Material Compression on the Acoustical Behavior of Absorption and Barrier Materials. *Journal of Vibration and Acoustics*, 129(2) :133.
- [93] Olny, X. and Panneton, R. (2008). Acoustical determination of the parameters governing thermal dissipation in porous media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(2) :814–824.
- [94] Panneton, R. and Gros, E. (2004). A Missing Mass Method to Measure the Open Porosity of Porous Solids. *Acta Acustica united with Acustica*.

- [95] Panneton, R. and Olny, X. (2006). Acoustical determination of the parameters governing viscous dissipation in porous media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 119(4) :2027–2040.
- [96] Perrot, C. (2006). *Microstructure et Macro-Comportement Acoustique : Approche par reconstruction d'une Cellule Élémentaire Représentative*. PhD thesis, INSA de Lyon.
- [97] Pilon, D., Panneton, R., and Sgard, F. (2003). Behavioral criterion quantifying the edge-constrained effects on foams in the standing wave tube. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(4) :1980–1987.
- [98] Pritz, T. (1980). Transfer function method for investigating the complex modulus of acoustic materials : Spring-like specimen. *Journal of Sound and Vibration*, 72(3) :317–341.
- [99] Pritz, T. (1982). Transfer function method for investigating the complex modulus of acoustic materials : Rod-like specimen. *Journal of Sound and Vibration*, 81(3) :359–376.
- [100] Pritz, T. (1986). Frequency dependence of frame dynamic characteristics of mineral and glass wool materials. *Journal of Sound and Vibration*, 106(1) :161–169.
- [101] Pritz, T. (1990). Non-linearity of frame dynamic characteristics of mineral and glass wool materials. *Journal of Sound and Vibration*, 136(2) :263–274.
- [102] Pritz, T. (1994). Dynamic Young's Modulus And Loss Factor Of Plastic Foams For Impact Sound Isolation. *Journal of Sound and Vibration*, 178(3) :315–322.
- [103] Pritz, T. (2000). Measurement methods of complex Poisson's ratio of viscoelastic materials. *Applied acoustics*, 60(3) :279–292.
- [104] Reboul, E., Le Bot, A., and Perret-Liaudet, J. (2004). Introduction of acoustical diffraction in the radiative transfer method. *Comptes Rendus Mécanique*, 332(7) :505–511.
- [105] Renault, A. (2008). *Caractérisation mécanique dynamique de matériaux poro-visco-élastiques*. PhD thesis, Université de Sherbrooke.
- [106] Rice, H. J., Go, P., and Göransson, P. (1999). A dynamical model of light fibrous materials. *International Journal of Mechanical Sciences*, 41(4-5) :561–579.
- [107] Sahraoui, S., Mariez, E., and Etchessahar, M. (2001). Linear elastic properties of anisotropic open-cell foams. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(1) :635–637.
- [108] Salissou, Y. and Panneton, R. (2007). Pressure/mass method to measure open porosity of porous solids. *Journal of Applied Physics*, 101(12) :124913.

- [109] Salissou, Y., Panneton, R., and Doutres, O. (2012). Complement to standard method for measuring normal incidence sound transmission loss with three microphones. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(3) :EL216–EL222.
- [110] Sankar, B. (2001). An elasticity solution for functionally graded beams. *Composites Science and Technology*, 61(5) :689–696.
- [111] Sellen, N. (2003). *Modification de l'impédance de surface d'un matériau par contrôle actif*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- [112] Sfaoui, A. (1995). On the viscoelasticity of the polyurethane foam. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(2) :1046–1052.
- [113] Sperling, L. H. (1990). *Sound and Vibration Damping with Polymers*. American Chemical Society.
- [114] Stinson, M. R. and Daigle, G. A. (1986). Rapid, electronic measurement system for determination of dc flow resistances. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 80(S1) :S70–S70.
- [115] Tamayol, A. and Bahrami, M. (2010). Parallel Flow Through Ordered Fibers : An Analytical Approach. *Journal of Fluids Engineering*, 132(11) :114502.
- [116] Tarnow, V. (1996). Airflow resistivity of models of fibrous acoustic materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(6) :3706–3713.
- [117] Tarnow, V. (2000). Measurements of anisotropic sound propagation in glass wool. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108(5) :2243–2247.
- [118] Tarnow, V. (2005). Dynamic measurements of the elastic constants of glass wool. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(6) :3672–3678.
- [119] Thivant, M., Bouvet, P., Cloix, A., Blairon, N., Braguy, C., and Peyroux, C. (2010a). Boundary Element Energy Method for the Acoustic Prediction of External and Interior Vehicle Noise - Application on a Truck. In *6th International Styrian Noise, Vibration & Harshness Congress, Graz*.
- [120] Thivant, M., Cloix, A., Clerc, C., Blairon, N., and Braguy, C. (2010b). Boundary Element Energy Method : an efficient tool for acoustic computation. In *10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon*.
- [121] Toll, S. (1998). Packing mechanics of fiber reinforcements. *Polymer Engineering & Science*, 38(8) :1337–1350.
- [122] Tomadakis, M. M. and Sotirchos, S. V. (1993). Transport properties of random arrays of freely overlapping cylinders with various orientation distributions. *The Journal of Chemical Physics*, 98(1) :616–626.

- [123] Umnova, O., Tsiklauri, D., and Venegas, R. (2009). Effect of boundary slip on the acoustical properties of microfibrinous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 126(4) :1850.
- [124] Van der Kelen, C. (2014). *Vibro-Acoustic Modelling of Anisotropic Poroelastic Materials - Characterisation of the Anisotropic Properties (Vibro-akoestisch modelleren van anisotrope poroelastische materialen - karakterisatie van de anisotrope eigenschappen)*. PhD thesis, KTH royal institute of technology.
- [125] van Wyk, C. M. (1946). 20—note on the compressibility of wool. *Journal of the Textile Institute Transactions*, 37(12) :T285–T292.
- [126] Vigran, T. E., Kelders, L., Lauriks, W., Leclaire, P., and Johansen, T. F. (1997). Prediction and measurements of the influence of boundary conditions in a standing wave tube. *Acta Acustica United with Acustica*, 83(3) :419–423.
- [127] Wang, C.-N., Kuo, Y.-M., and Chen, S.-K. (2008). Effects of compression on the sound absorption of porous materials with an elastic frame. *Applied Acoustics*, 69(1) :31–39.
- [128] Warren, W. E. and Kraynik, A. M. (1988). The Linear Elastic Properties of Open-Cell Foams. *Journal of Applied Mechanics*, 55(2) :341.
- [129] Weissberg, H. L. (1963). Effective Diffusion Coefficient in Porous Media. *Journal of Applied Physics*, 34(9) :2636–2639.
- [130] Wojtowicki, J.-L., Jaouen, L., and Panneton, R. (2004). New approach for the measurement of damping properties of materials using the Oberst beam. *Review of Scientific Instruments*, 75(8) :2569–2574.
- [131] Zwikker, C. (1949). *Sound absorbing materials*. Elsevier, New York.

Annexe A

Publications personnelles

A.1 Liste des articles issues de la thèse

- [P1] L. Lei, J.D. Chazot, N. Dauchez, Inverse method for elastic properties estimation of thermocompressed sandwich structures with poroelastic materials, Applied Acoustics, 2018 (soumis le 1 juin 2018)
- [P2] L. Lei, N. Dauchez, J.D. Chazot, Generalized power law for predicting the air flow resistivity of thermocompressed fibrous materials and open cell foams, Applied Acoustics, 2018 (soumis le 1 juin 2018)
- [P3] L. Lei, N. Dauchez, J.D. Chazot, Prediction of the six parameters of an equivalent fluid model for thermocompressed glass wools and melamine foam, Applied Acoustics, 139 : 44-56, 2018
- [P4] Bonfiglio P. , Pompoli F. , Horoshenkov K. V. , Rahim M. I. B.S. A. , Jaouen L. , Rodenas J. , Bécot F.X. , Gourdon E. , Jaeger D. , Kursch V. , Tarello M. , Roozen N. B. , Glorieux C. , Ferrian F. , Leroy P. , Vangosa F. B. , Dauchez N. , Foucart F. , Lei L. , Carillo K. , Doutres O. , Sgard F. , Panneton R. , Verdiere K. , Bertolini C. , Bär R. , Groby J.P. , Geslain A. , Poulain N. , Rouleau L. , Guinault A. , Ahmadi H. , Forge C., How reproducible are methods to measure the dynamic viscoelastic properties of poroelastic media ?, Journal of Sound and Vibration, 428 : 26-43, 2018

A.2 Liste des communications issues de la thèse

- [C1] L.Lei, N.Dauchez, J.D.Chazot, Air Flow Resistivity of high Level compressed Fibrous Material, Congrès Français de Mécanique (CFM), 24 - 28 Août 2015, Lyon, France

- [C2] **L.Lei**, N.Dauchez, J.D.Chazot, Effet de la thermo-compression sur les propriétés acoustiques des matériaux poreux, Journées des Jeunes Chercheurs en Acoustique et Bruit (JJCAB), 5 et 6 novembre 2015, Besançon, France
- [C3] **L.Lei**, N.Dauchez, J.D.Chazot, Impact de la compression uni-axiale sur l'acoustique d'une couche poreuse, Congrès Français d'Acoustique (CFA), 11-15 avril 2016, Le Mans, France
- [C4] N.Dauchez, **L.Lei**, J.D.Chazot, Effect of thermo-compression on the acoustic properties of sound absorbing materials, International Automotive NVH Comfort conference, 19-20 october 2016, Le Mans, France
- [C5] **L.Lei**, N.Dauchez, J.D.Chazot, Caractérisation et optimisation d'écrans acoustiques en compartiment moteur pour l'automobile, Journées des Jeunes Chercheurs en Acoustique et Bruit (JJCAB), 17-18 novembre 2016, Marseille, France
- [C6] **L.Lei**, N.Dauchez, J.D.Chazot, Effect of a unidirectional compression on sound absorbing properties of porous materials, Acoustics '17 Boston, 25–29 Juin 2017, Boston, USA
- [C7] **L.Lei**, J.D.Chazot, N.Dauchez, Elastic characterization of a porous layer in a sandwich structure, 5th Symposium on the Acoustics of Poro-Elastic Materials, 6-8 december 2017, Le Mans, France
- [C8] F.-X. bécot, J.Rodenas, Y. Heulin, P.Leroy, **L.Lei**, N. Dauchez, Tests inter-laboratoire de caractérisation acousto-élastique de matériau poreux (Projet EcoBEx), Congrès Français d'Acoustique (CFA), 23-27 avril 2018, Le Havre, France