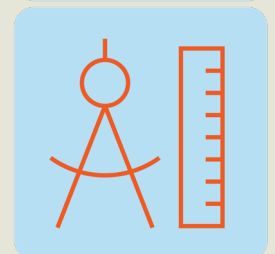
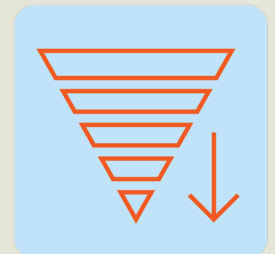


Développement d'un système de mesure pour la caractérisation des traitements absorbants en laboratoire

Optimisation d'une méthode innovante
et création d'une base de données de
coefficients d'absorption

Alain Berry, Université de Sherbrooke
Olivier Robin, Université de Sherbrooke
Thomas Dupont, École de technologie supérieure
Frank Sgard, IRSST

R-1186-fr





NOS RECHERCHES travaillent pour vous!

Solidement implanté au Québec depuis 1980, l'Institut de recherche Robert-Sauvé en santé et en sécurité du travail (IRSST) est un organisme de recherche scientifique reconnu internationalement pour la qualité de ses travaux.

Mission

Dans l'esprit de la *Loi sur la santé et la sécurité du travail* (LSST) et de la *Loi sur les accidents du travail et les maladies professionnelles* (LATMP), la mission de l'IRSST est de : Contribuer à la santé et à la sécurité des travailleuses et travailleurs par la recherche, l'expertise de ses laboratoires, ainsi que la diffusion et le transfert des connaissances, et ce, dans une perspective de prévention et de retour durables au travail.

Pour en savoir plus

Visitez notre site Web! Vous y trouverez une information complète et à jour. De plus, toutes les publications éditées par l'IRSST peuvent être téléchargées gratuitement. www.irsst.qc.ca

Pour connaître l'actualité de la recherche menée ou financée par l'IRSST, abonnez-vous gratuitement :

- au magazine *Prévention au travail*, publié conjointement par l'Institut et la CNESST (preventionautravail.com)
- au bulletin électronique InfoIRSST

Dépôt légal

Bibliothèque et Archives nationales du Québec, 2023
978-2-89797-275-2 (PDF)

© Institut de recherche Robert-Sauvé en santé
et en sécurité du travail, 2023

IRSST – Service des communications
505, boul. De Maisonneuve Ouest
Montréal (Québec) H3A 3C2
Téléphone : 514 288-1551
publications@irsst.qc.ca
www.irsst.qc.ca

Cadre de référence pour la recherche en SST



Prévention des atteintes à l'intégrité physique et psychique



Réadaptation, retour et maintien au travail



Surveillance et prospection des données en SST



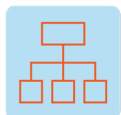
Identification des dangers, estimation et évaluation des risques



Élimination des dangers et maîtrise des risques



Métrologie appliquée à la SST



Organisation du travail



Santé mentale et psychologique



Population, société et SST

REMERCIEMENTS

Les auteurs du rapport tiennent à remercier les personnes qui ont répondu au sondage pour la sélection des matériaux testés.

Ils expriment leur considération à Mme Chantal Tellier pour son suivi lors des étapes administratives.

Le travail réalisé par Mme Magdeleine Sciard dans le cadre de sa maîtrise a été essentiel à la mise en place et à la validation du banc de mesure présenté dans ce rapport.

Les auteurs tiennent enfin à reconnaître la précieuse contribution de M. Mathis Vulliez, M. Raphaël Jeanvoine, M. Lucien Guerbigny, et Mme Marion Lautier aux campagnes de simulations et de mesures, et à M. Patrick Lévesque, M. Olivier Bouthot, M. Thomas Padois et M. Fabien Bonnet pour leur soutien technique.

SOMMAIRE

Le bruit constitue une préoccupation de plus en plus importante et généralisée dans le monde. Selon l'Organisation mondiale de la Santé, environ une personne sur quatre dans le monde souffrira de déficience auditive à des degrés divers d'ici à 2050. Dans de nombreux pays et régions du globe, le bruit représente le second facteur environnemental provoquant le plus de dommages sanitaires, et ce derrière la pollution atmosphérique. Sur un volet cognitif ou perceptif, le bruit environnemental peut par exemple perturber le sommeil et gêner l'apprentissage en milieu scolaire. Dans un milieu de travail, il peut perturber la bonne compréhension/perception de signaux ou messages. De plus, la conséquence majeure liée à l'exposition au bruit dans les milieux de travail est la surdité professionnelle qui se classe dans les tout premiers rangs des maladies professionnelles. Toutes les études de santé publique montrent que le nombre de cas de surdité professionnelle causée par le bruit continue d'augmenter de manière très importante, alors que les moyens de prévenir cette maladie sont connus (limiter l'exposition au bruit, diminuer le niveau de bruit de manière générale). Diminuer le niveau de bruit permet de réduire les cas de surdité professionnelle et les coûts qui y sont associés, mais aussi de limiter la contribution de ce facteur aux accidents du travail, tout en améliorant la qualité de vie des travailleurs et des personnes en général.

Ce travail a pour objectif général de mieux caractériser la performance des matériaux absorbants (on sous-entend absorbant d'un point de vue acoustique). La performance d'un traitement insonorisant est décrite par le coefficient d'absorption, qui est défini théoriquement entre une valeur de 0 (matériau non absorbant) et une valeur de 1 (matériau parfaitement absorbant). Les méthodes utilisées dans le cadre des normes actuelles montrent une grande variabilité des résultats entre les laboratoires de test et les valeurs d'absorption obtenues atteignent souvent des valeurs non physiques (c'est-à-dire supérieures à l'unité).

La présente étude est la suite d'une recherche précédente (Robin *et al.*, 2018) portant sur l'évaluation d'une méthode de caractérisation robuste et fiable des traitements absorbants en laboratoire, évaluation réalisée sur un banc prototype et non automatisé. Malgré de nombreux apports positifs (coefficients d'absorption n'excédant pas l'unité, possibilité de caractériser des petits échantillons), la principale limitation de cette méthode se situait dans le domaine des basses fréquences, où elle restait imprécise.

Un banc de mesure a tout d'abord été développé, ce banc permettant de limiter les erreurs de mesure tout en automatisant le cycle de mesure. En complément de la méthode précédente, deux nouvelles approches de calcul du coefficient d'absorption ont été développées et une approche existante dans la littérature a été testée. La méthode proposée dans la recherche précédente et utilisée avec le nouveau banc de mesure automatisé montre toujours une limite dans le domaine des basses fréquences. C'est aussi le cas pour la méthode existant dans la littérature. Néanmoins, les résultats

obtenus via les deux nouvelles approches développées permettent de repousser les limitations en basses fréquences observées dans le cas de la méthode précédente. De plus, elles permettent de croiser des approches expérimentales, mais aussi numériques.

L'ensemble des résultats obtenus montre que la combinaison d'un banc de mesure automatisé et de différentes approches permet de mieux mesurer ou calculer numériquement le coefficient d'absorption de matériaux insonorisants, et ainsi de mieux les mettre en œuvre et dimensionner des traitements pour la réduction du bruit au travail ou du bruit environnemental. Cela permet de suggérer une alternative intéressante et robuste aux méthodes normalisées existantes (méthode du tube d'impédance, méthode de la chambre réverbérante). Le banc développé sera disponible au laboratoire ICAR (Infrastructure commune en acoustique pour la recherche ÉTS-IRSST) et pourra être utilisé pour d'autres actions de recherche ou de caractérisation de matériaux insonorisants.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	1
La problématique du bruit : vision globale et mondiale	1
L'importance du bruit en contexte de milieu de travail au Canada et au Québec	1
La réduction du bruit en milieu de travail : les approches possibles	2
1 ÉTAT DES CONNAISSANCES	4
1.1 Le coefficient d'absorption acoustique : définition	4
1.1.1 Coefficient d'absorption en ondes planes	4
1.1.2 Coefficient d'absorption en champ diffus	6
1.1.3 Coefficient d'absorption et propriétés du matériau	6
1.2 Méthodologies actuelles pour la mesure du coefficient d'absorption acoustique des matériaux	7
1.3 Méthodologies optimisées pour la mesure du coefficient d'absorption	8
1.4 Méthodologie développée et résultats obtenus dans l'étude de Robin <i>et al.</i> , 2018	9
1.4.1 Rappels concernant la méthodologie de synthèse de champs sonores	9
1.4.2 Principaux résultats obtenus	11
1.4.3 Résumé des avantages et des inconvénients de la méthode proposée par Robin <i>et al.</i> , 2018	13
1.5 Problématiques scientifiques à résoudre	14
1.6 Problématiques techniques à résoudre	17
2 OBJECTIFS DE RECHERCHE	19
3 MÉTHODOLOGIE	20
3.1 Développement et optimisation d'un banc de mesure	20
3.1.1 Conception et fabrication du banc de mesure	20
3.1.2 Code et interface utilisateur	21
3.1.3 Amélioration de la structure du banc de mesure	22
3.1.4 Évaluation des incertitudes du banc de mesure	23
3.2 Présentation des matériaux étudiés	26
3.3 Synthèse de différentes méthodologies présentées	27
3.4 Caractérisation au tube d'impédance et par bancs spécifiques	29
3.5 Caractérisation en champ diffus	30

3.6	Rappel de la méthodologie existante de post-traitement des mesures réalisées et extension aux ondes planes (méthode « synthèse de champ » (Robin, Berry, Doutres <i>et al.</i> , 2014)).....	30
3.7	Utilisation des données mesurées à l'aide du banc pour une application de la méthode Tamura	33
3.7.1	Présentation générale de la méthode	33
3.7.2	Version unidimensionnelle (1D) de l'approche Tamura.....	36
3.8	Modèle de Johnson-Champoux-Allard (JCA).....	37
3.9	Nouvelle méthodologie de post-traitement des mesures réalisées avec le banc : inversion du modèle d'Allard	38
3.9.1	Le modèle d'Allard.....	38
3.9.2	Principe d'extraction des propriétés du matériau	40
3.10	Nouvelle méthodologie de post-traitement des mesures réalisées avec le banc : calcul du coefficient d'absorption sous champ synthétisé par rapport de puissances acoustiques.....	41
3.10.1	Coefficient d'absorption sous champ exciteur sphérique	42
3.10.2	Coefficient d'absorption sous champ synthétisé	43
4	RÉSULTATS	46
4.1	Incertitudes estimées et évaluation de leur effet sur les mesures de fonctions de transfert ou le calcul du coefficient d'absorption	46
4.2	Effets de réflexions parasites liées à la structure du banc.....	49
4.3	Résultats obtenus suivant les méthodes standardisées	51
4.4	Évaluation de la méthode de Tamura	51
4.4.1	Évaluation pour le cas 2D.....	51
4.4.2	Évaluation de la méthode pour le cas 1D	54
4.5	Évaluation de la méthode d'inversion d'Allard.....	57
4.5.1	Méthode d'inversion de modèle d'Allard : étude paramétrique.....	57
4.5.2	Inversion du modèle d'Allard : résultats d'identification pour une configuration optimale	63
4.6	Évaluation de la technique de calcul RPS.....	68
4.6.1	Influence des paramètres de calcul dans la simulation du coefficient d'absorption de la mélamine sous champ diffus - Densité effective et nombre d'onde complexes estimés à partir du modèle de JCA.....	68
4.6.2	Calcul du coefficient d'absorption en champ diffus pour différents matériaux - Densité effective et nombre d'onde complexes estimés à partir du modèle de JCA.....	73

4.6.3	Calcul du coefficient d'absorption en champ diffus pour différents matériaux - Densité effective et nombre d'onde complexes estimés à partir des mesures sur banc et du modèle d'Allard	75
4.7	Comparaison de différents résultats entre calculs de référence, méthodes de laboratoire usuelles et méthodes développées dans ce projet	78
4.7.1	Cas de l'incidence normale.....	78
4.7.2	Cas de l'incidence oblique (45 degrés).....	82
4.7.3	Cas du champ diffus.....	85
5	DISCUSSION	89
5.1	Méthode de synthèse.....	89
5.2	Méthode basée sur l'inversion du modèle d'Allard	89
5.3	Méthode RPS	91
	CONCLUSION.....	93
	BIBLIOGRAPHIE	94
	ANNEXE A – Documents, outils et procédures liés à l'utilisation du banc de mesure	100
A.I	Description de l'interface et des étapes à suivre pour le calcul et l'affichage des données post-traitées.....	100
A.I.I	Étape 1 - Import des données	100
A.I.II	Étape 2 - Sélectionner la méthode de calcul.....	101
A.I.III	Étape 3 - Paramètres du calcul	101
A.I.IV	Étape 4 - Sélection Onde plane ou Champ Diffus.....	102
A.I.V	Étape 5 - Le calcul.....	102
A.I.VI	Étape 6 - Affichage en bandes fines ou tiers d'octave	102
A.I.VII	Étape 7 - Export des données	102
	ANNEXE B – Mesures de référence	103
B.I	Mesures en tube d'impédance et en petite cabine réverbérante (ÉTS).....	103
B.II	Mesures en chambre réverbérante (UdeS).....	106
	ANNEXE C – Modèle de type « jumeau numérique » pour l'évaluation des effets liés à la présence du banc de mesure ou à la taille du matériau testé.....	109
C.I	Effets liés à la présence du banc avec ou sans matériau présent	110
C.II	Effets liés à la taille de l'échantillon testé	112

ANNEXE D – Calculs et équations additionnelles	113
D.I Termes croisés à calculer pour la méthode RPS	113

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.	Description et paramètres macroscopiques des matériaux à l'étude (LCV : longueur caractéristique visqueuse, LCT : longueur caractéristique thermique).....	27
Tableau 2.	Incertitudes de mesure sur les positions de la source et des microphones	46
Tableau 3.	Paramètres utilisés pour les simulations du α synth sous champ diffus	70
Tableau 4.	Valeurs des espacements intersources δ (en mètres) et des fréquences limites (en Hz) pour les différents réseaux utilisés dans les simulations.....	70

LISTE DES FIGURES

Figure 1.	Onde plane incidente sur une surface plane absorbante.....	5
Figure 2.	Principe de mesure du coefficient d'absorption avec (a) une source et (b) un réseau virtuel de sources.	10
Figure 3.	Illustration de la méthode normalisée d'absorption en chambre réverbérante (en haut à gauche) et selon l'approche proposée dans 3 environnements différents (le matériau est de la laine de verre).	11
Figure 4.	Cas d'une laine de verre de 7,5 cm d'épaisseur. Résultats de mesure suivant la méthode standardisée et la méthode proposée, comparés avec un calcul de référence.....	12
Figure 5.	Cas d'une laine de verre de 7,5 cm d'épaisseur. Résultats de mesure suivant la méthode proposée dans trois locaux différents, comparés avec un calcul de référence.....	13
Figure 6.	Application de la méthode pour la caractérisation d'un métamatériau sous incidence variable ; (a) et (b) Résultats de simulation pour différents angles d'incidence ; (c) résultats de mesure (les cas de simulation et de mesure à comparer sont indiqués par des flèches).....	16
Figure 7.	Illustration du banc de mesure (CATIA V5).	20
Figure 8.	Organigramme général du code lié à la translation de la source et à la mesure acoustique.....	22
Figure 9.	Schéma des distances géométriques et des erreurs de positionnement possibles lors du montage du doublet microphonique.	24
Figure 10.	Placement des microphones à une distance r de l'embouchure de la source.....	24
Figure 11.	Numérotation des sources pour un maillage de 49 sources (l'axe x est l'axe horizontal, et l'axe y l'axe vertical).....	26
Figure 12.	Synthèse des méthodes de référence, existantes et développées dans ce rapport (les dépendances fréquentielles sont omises pour simplifier les notations dans cette figure).....	29
Figure 13.	Montage des mesures en petite cabine réverbérante (à gauche) et en chambre réverbérante (à droite) sur l'échantillon de laine de roche.	30
Figure 14.	Principe de l'approche Tamura : le champ de pression est mesuré sur 2 plans parallèles au-dessus du matériau, en présence d'une source sonore quelconque.	34
Figure 15.	Source ponctuelle S au-dessus d'une couche de matériau absorbant.	39

Figure 16.	Illustration d'une mesure typique sur banc de test.....	40
Figure 17.	Position évaluée du centre acoustique par rapport à l'embouchure de la source.....	47
Figure 18.	Estimation des incertitudes sur les fonctions de transfert liées aux incertitudes géométriques déterminées (estimées avec la méthode de Monte-Carlo).....	47
Figure 19.	Exemple d'une extraction du nombre d'onde complexe pour une mousse de mélamine, avec une optimisation sur 10 points et un espacement des microphones de 5 cm – une incertitude de 2 mm sur la position de la source dans les directions X et Y est considérée (en bleu, partie réelle – en rouge, partie imaginaire).	49
Figure 20.	Illustration du jumeau numérique du banc utilisé à l'ÉTS – jumeau numérique développé dans l'environnement COMSOL.....	50
Figure 21.	Comparaisons des versions du banc de mesure sur les résultats de coefficient d'absorption en champ diffus synthétisé (méthode de Robin <i>et al.</i> , 2014) et deuxième version du banc de mesure (à droite).....	51
Figure 22.	Coefficient d'absorption en onde plane d'incidence $\theta = 45$ degrés obtenu par l'approche Tamura 2D en simulations et à partir de données mesurées sur banc de test.	52
Figure 23.	Spectre en nombre d'onde du coefficient de réflexion obtenu par l'approche Tamura 2D à partir de simulations (à gauche) et à partir de données mesurées sur banc de test (à droite), et à une fréquence de 1 000 Hz.	53
Figure 24.	Coefficient de réflexion en fonction de θ et ϕ obtenu par l'approche Tamura 2D à partir de simulations (à gauche) et à partir de données mesurées sur banc de test (à droite), et à une fréquence de 1 000 Hz.....	54
Figure 25.	Coefficient d'absorption en fonction de θ et ϕ obtenu par l'approche Tamura 2D, à partir de simulations (à gauche) et à partir de données mesurées sur banc de test (à droite), et à une fréquence de 1 000 Hz.	54
Figure 26.	Mesure au-dessus d'une couche de 50 mm de mélamine avec une source mobile le long d'une ligne selon la méthode Tamura 1D.	55
Figure 27.	Spectre en nombre d'onde du coefficient de réflexion obtenu par l'approche Tamura 1D à partir de données mesurées sur banc de test sur mélamine à 1 000 Hz. La ligne pointillée indique le nombre d'onde acoustique à 1000Hz, $k_0 = 18,3 \text{ m}^{-1}$	56

Figure 28.	Coefficient d'absorption de la mélamine 50 mm en onde plane perpendiculaire, en onde plane 45 degrés et en champ diffus, comparaison de la méthode Tamura 1D (en trait pointillé, trois derniers résultats) et de la méthode d'inversion du modèle d'Allard (en trait plein, trois premiers résultats).....	56
Figure 29.	Exemples de fonctions de transfert mesurées sur le banc de test et optimisées – mélamine 50 mm, source à 30 cm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.....	58
Figure 30.	Nombre d'onde complexe et densité complexe identifiés, influence de la taille de l'échantillon – mélamine 50 mm, source à 30 cm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.....	59
Figure 31.	Coefficient d'absorption reconstruit en champ diffus, influence de la taille de l'échantillon – mélamine 50 mm, source à 30 cm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.....	59
Figure 32.	Nombre d'onde complexe et densité complexe identifiés, influence de la hauteur de la source – mélamine 50 mm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.....	60
Figure 33.	Coefficient d'absorption reconstruit en champ diffus, influence de la hauteur de la source – mélamine 50 mm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.....	60
Figure 34.	Coefficient d'absorption reconstruit en champ diffus, influence du nombre de positions de sources utilisées dans l'identification – mélamine 50 mm, doublet microphonique 50 mm, hauteur de source 30 cm.....	61
Figure 35.	Nombre d'onde complexe et densité complexe identifiés, influence de la séparation des microphones – mélamine 50 mm, hauteur de source 30 cm, optimisation sur 10 positions de sources.....	62
Figure 36.	Coefficient d'absorption reconstruit en champ diffus, influence de la séparation des microphones – mélamine 50 mm, hauteur de source 30 cm, optimisation sur 10 positions de sources.....	63
Figure 37.	Nombre d'onde complexe et densité complexe de la mélamine 50 mm, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.....	65
Figure 38.	Nombre d'onde complexe et densité complexe de la laine de verre 160 mm, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.....	66
Figure 39.	Nombre d'onde complexe et densité complexe de la laine de roche 76 mm, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.....	66
Figure 40.	Nombre d'onde complexe et densité complexe du coton recyclé, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.....	67

Figure 41.	Nombre d'onde complexe et densité complexe de la mousse PU 25 mm, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.	67
Figure 42.	Illustration des paramètres géométriques utilisés pour la simulation de la technique RPS.	69
Figure 43.	α_{synth} en fonction de la fréquence calculés avec la méthode RPS pour la mélamine de 5 cm d'épaisseur pour différentes valeurs de ar , ac et a . (a) $N_x = N_y = 21$, (b) $N_x = N_y = 41$ (c) $N_x = N_y = 61$ et $N_x = N_y = 51$	71
Figure 44.	α_{synth} en fonction de la fréquence calculés avec la méthode RPS pour la mélamine de 5 cm d'épaisseur pour différentes valeurs de $N_x = N_y$, ac et a . (a) $ar = 2 m$ (b) $ar = 4 m$	72
Figure 45.	α_{synth} en fonction de la fréquence calculés avec la méthode RPS pour 4 autres matériaux $N = 61 \times 61$, $ac = a = 1 m$ et $ar = 2 m$ et $ar = 4 m$ (a) laine de roche 7,62 cm (b) laine de verre 16 cm (c) mousse PU 2,54 cm (d) coton recyclé 3 cm.	74
Figure 46.	Coefficient d'absorption en champ diffus de la mélamine, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.	75
Figure 47.	Coefficient d'absorption en champ diffus de la laine de roche, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.	76
Figure 48.	Coefficient d'absorption en champ diffus de la laine de verre, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.	76
Figure 49.	Coefficient d'absorption en champ diffus du coton recyclé, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.	77
Figure 50.	Coefficient d'absorption en champ diffus de la mousse PU, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.	77
Figure 51.	Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas de la mélamine.	79
Figure 52.	Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas de la laine de roche.	80
Figure 53.	Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas de la laine de verre.	81
Figure 54.	Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas de la mousse PU.	81
Figure 55.	Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas du coton recyclé.	82
Figure 56.	Comparaison de différents résultats en incidence oblique (45 degrés) pour le cas de la mélamine.	83

Figure 57.	Comparaison de différents résultats en incidence oblique pour le cas de la laine de roche.	83
Figure 58.	Comparaison de différents résultats en incidence oblique pour le cas de la laine de verre.	84
Figure 59.	Comparaison de différents résultats en incidence oblique pour le cas de la mousse PU.	84
Figure 60.	Comparaison de différents résultats en incidence oblique pour le cas du coton recyclé.	85
Figure 61.	Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas de la mélamine.	86
Figure 62.	Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas de la laine de roche.	86
Figure 63.	Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas de la laine de verre.	87
Figure 64.	Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas de la mousse PU.	87
Figure 65.	Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas du coton recyclé.	88
Figure 66.	Interface de post-traitement réalisée sous App Designer (MATLAB).	100
Figure 67.	(à gauche) Tube d'impédance; (à droite) Petite cabine réverbérante.	103
Figure 68.	Résultats au tube de diamètre 44,4 mm pour deux matériaux.	104
Figure 69.	Résultats au tube de diamètre 100 mm pour trois matériaux.	105
Figure 70.	Résultats de mesures en petite cabine réverbérante pour les cinq matériaux considérés.	105
Figure 71.	Résultats de mesures pour trois matériaux en chambre réverbérante.	106
Figure 72.	Photo du matériau « laine de verre » installé dans la chambre réverbérante.	107
Figure 73.	Photo du matériau « laine de roche » installé dans la chambre réverbérante.	107
Figure 74.	Photo du matériau « coton recyclé » installé dans la chambre réverbérante.	108
Figure 75.	Positions des 10 sources utilisées pour la simulation COMSOL.	109
Figure 76.	Module de la fonction de transfert p_2/p_1 calculée ou mesurée – position 25 (point central).	110

Figure 77.	Module de la fonction de transfert p_2/p_1 calculée ou mesurée – position 22.	111
Figure 78.	Module de la fonction de transfert p_2/p_1 calculée ou mesurée – position 22 (point central).....	111
Figure 79.	Module de la fonction de transfert p_2/p_1 calculée ou mesurée en fonction de la taille du matériau – position 25 (point central).	112

LISTE DES ACRONYMES, SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Acronyme	Définition
IA	Inversion d'Allard
JCA	Johnson-Champoux-Allard
RPS	Rapport des puissances acoustiques synthétisées

INTRODUCTION

La problématique du bruit : vision globale et mondiale

Le bruit constitue une préoccupation de plus en plus importante et généralisée dans le monde. Le premier rapport mondial sur l'audition de l'Organisation mondiale de la Santé publié en 2021 (OMS, 2021) indique que près de 2,5 milliards de personnes dans le monde, soit environ une personne sur quatre, souffriront de déficience auditive à des degrés divers d'ici à 2050. Si aucune action n'est mise en place pour lutter contre ces déficiences, il est estimé qu'au moins 700 millions de ces personnes auront besoin de soins auriculaires et auditifs et d'autres services de réadaptation. Dans de nombreux pays industrialisés, le bruit impacte les populations dans leur vie quotidienne (dans leur milieu de vie, sur leur lieu de travail, dans leurs déplacements et même dans leurs activités de loisir). Le bruit devient un enjeu important pour les décideurs publics. Selon l'Organisation mondiale de la Santé (OMS, 2018), le bruit représente en Europe le second facteur environnemental provoquant le plus de dommages sanitaires, et ce derrière la pollution atmosphérique. Il est estimé qu'environ 20 % de la population européenne (ce qui correspond à plus de 100 millions de personnes) est exposée de manière chronique à des niveaux de bruit préjudiciables à la santé humaine. Un récent rapport de l'Agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie (ADEME *et al.*, 2021) fournit une estimation du coût social du bruit en France sur la base des données et connaissances disponibles. L'estimation aboutit à un montant total de 147,1 milliards d'euros par an. Dans ce montant, le détail des coûts par domaine est le suivant : les deux tiers (66,5 %) des coûts sont liés aux transports, les bruits de voisinage représentent 17,9 % et une partie non négligeable de ces coûts est liée au milieu du travail (14,2 %).

L'importance du bruit en contexte de milieu de travail au Canada et au Québec

Qu'il soit d'origine environnementale ou lié au travail, le bruit a des effets nuisibles sur la santé physique, psychosociale et sur la qualité de vie en général de la population et des travailleurs. Il est maintenant bien documenté que les effets du bruit ne sont pas limités à la perte d'audition et aux acouphènes, mais qu'ils influent également sur le niveau de stress, les maladies cardiovasculaires et l'hypertension. Sur un volet cognitif ou perceptif, le bruit environnemental perturbe le sommeil et gêne l'apprentissage en milieu scolaire. Dans un milieu de travail, il perturbe la bonne compréhension/perception de signaux ou messages et peut être aussi une source de danger (signal d'un engin non perçu, déconcentration, etc.) (Martin et Gauthier 2018). Au-delà des conséquences liées à l'exposition au bruit environnemental, la conséquence majeure liée à l'exposition au bruit dans les milieux de travail est la surdité professionnelle qui se classe dans les tout premiers rangs des maladies professionnelles. En 2016 au Québec, 8 472 cas de surdités professionnelles (progressives) ont été acceptés par la CNESST.

La surdité professionnelle représente ainsi la seconde maladie professionnelle quant au nombre de cas indemnisés au Québec (Réseau de santé publique en santé au travail [RSPSAT], 2018). Elle peut être consécutive à une exposition sur le lieu de travail à des niveaux de bruits traumatiques entraînant une surdité brutale ou bien dans la plupart des cas à une exposition chronique à des niveaux sonores importants et répétés. Il n'existe pas de traitement curatif à la surdité professionnelle qui est donc une atteinte définitive.

Toutes les études de santé publique montrent que le nombre de cas de surdité professionnelle causée par le bruit continue d'augmenter de manière très importante, alors que les moyens de prévenir cette maladie sont connus (Funes *et al.*, 2015). Le nombre de travailleurs atteints de surdité au Québec est passé de 1 540 en 1997 à 8 472 en 2016, soit une augmentation de 450 % sur une période de 19 ans.

Ce chiffre est d'autant plus inquiétant qu'il est admis que l'ampleur de la surdité professionnelle dans la population québécoise est sous-estimée (Funes *et al.*, 2015). Au niveau national, 11 millions de Canadiens (43 % de la population) ont travaillé dans des environnements bruyants et parmi eux, plus de 6 millions (soit 56 %) sont classés comme étant vulnérables au bruit en milieu de travail selon une étude (Ramage-Morin et Gosselin, 2018). En 2019, plusieurs journaux se font même l'écho de cette croissance et la qualifient de « nouveau fléau des milieux de travail (Avantages, 2019), quand le Conseil du patronat du Québec rapporte dans un communiqué de presse (en date du 28 mars 2019) une « croissance anormale des coûts pour surdité professionnelle » (Conseil du patronat du Québec [CPQ], 2019).

La réduction du bruit en milieu de travail : les approches possibles

Trois approches peuvent être utilisées pour réduire l'exposition au bruit pour les travailleurs. La première est la réduction du niveau de bruit à la source, par achat d'une machine moins bruyante ou par modification de la machine existante ou de son environnement proche (c'est-à-dire, la mise en place d'un encoffrement). Cette solution de réduction à la source, extrêmement efficace, est pourtant rarement envisagée pour des questions de coût et de complexité de mise en œuvre (un encoffrement présente souvent des contraintes d'accessibilité et de compatibilité thermique, par exemple).

La seconde approche consiste en une diminution du bruit lors de sa propagation entre la source et le travailleur par un traitement acoustique des locaux de travail, en y installant des matériaux ou traitements absorbants. Ces traitements sont choisis à partir de la valeur de leur coefficient d'absorption (fournie par le manufacturier ou mesurée par des méthodes normalisées en laboratoire). Les utilisateurs de données d'absorption acoustique sont nombreux et couvrent un très large spectre d'activités : chercheurs, consultants, associations sectorielles paritaires, fabricants de matériaux, d'encoffrements, d'écrans, de capotages et concepteurs de solutions palliatives pour la réduction de bruit, installateurs, rédacteurs de normes.

Une troisième et dernière solution est le port de protecteurs auditifs par le travailleur, qui peuvent être de type coquilles ou bouchons. Les protecteurs auditifs, malgré leurs effets positifs, peuvent aussi générer de l'inconfort ou limiter la perception de signaux sonores. Cette solution doit donc être envisagée en dernier recours lorsque les autres méthodes ne peuvent être utilisées.

1 ÉTAT DES CONNAISSANCES

Suivant la seconde approche de réduction du bruit décrite dans la section 1.3, cette étude s'inscrit dans le plan quinquennal de production scientifique et technique 2018-2022 de l'IRSST, et dans l'axe 2 « Réduction des risques mécaniques et physiques » du champ de recherche « Prévention des risques mécaniques et physiques », plus précisément dans la programmation thématique « Écrans et matériaux acoustiques pour le contrôle du bruit ». Ces travaux visent à terme à mieux sélectionner les matériaux pour le contrôle et la prévention du bruit en milieu de travail, que ce soit en ce qui concerne le coût ou l'efficacité. L'étude vise à développer un système permettant une meilleure caractérisation des matériaux absorbants afin d'alimenter les codes d'acoustique prévisionnelle avec des données plus fiables que celles actuellement disponibles, améliorant la précision des calculs.

1.1 Le coefficient d'absorption acoustique : définition

Le pouvoir d'atténuation sonore d'un matériau ou traitement insonorisant est évalué grâce à un paramètre appelé coefficient d'absorption (généralement noté α) qui mesure la quantité d'énergie sonore absorbée par le matériau en proportion de l'énergie sonore incidente. La valeur de ce coefficient est comprise entre 0 et 1, $\alpha = 0$ signifiant une absorption nulle et $\alpha = 1$ une absorption complète de l'énergie sonore incidente.

Le coefficient d'absorption dépend de la fréquence sonore, le plus souvent en suivant une augmentation rapide depuis les basses vers les hautes fréquences. Le pouvoir absorbant d'un matériau ou d'un traitement donné tend donc à être moins élevé en basses fréquences. C'est dans cette zone de fréquences basses, approximativement de 100 Hz à 500 Hz, que différents traitements se distinguent fortement et qu'il est souvent important de bien pouvoir quantifier l'absorption. Le coefficient d'absorption dépend aussi de manière complexe de la nature des ondes sonores incidentes et de leur direction d'arrivée sur la surface du matériau (de façon rasante ou bien perpendiculaire à la surface du matériau). Ces paramètres (fréquence, angle d'incidence des ondes sonores ou plus généralement, type de champ sonore incident) doivent être bien pris en compte dans la mesure de l'absorption. Il est avéré que la principale source d'erreur dans les calculs prévisionnels de bruit est la connaissance précise des coefficients d'absorption acoustique dans le local (et également des coefficients de diffusion acoustique, mais à une moindre échelle).

1.1.1 Coefficient d'absorption en ondes planes

La situation est décrite sur la Figure 1. Une onde plane est incidente sur une surface plane composée d'un matériau absorbant, homogène, isotrope et de dimension infinie. Cette onde est caractérisée par son angle d'incidence θ et son azimut ϕ . Une onde plane

réfléchi est générée à la surface, également dans les directions θ et ϕ . Ces deux ondes ont les expressions générales données par les équations.

$$p_i(x, t) = e^{j\omega t} e^{jk_0 \sin \theta \cos \phi x + jk_0 \sin \theta \sin \phi y + jk_0 \cos \theta z}, \quad (1)$$

$$p_r(x, t) = \hat{R} e^{j\omega t} e^{jk_0 \sin \theta \cos \phi x + jk_0 \sin \theta \sin \phi y - jk_0 \cos \theta z}, \quad (2)$$

où ω est la pulsation (reliée à la fréquence f par la relation $\omega = 2\pi f$), k_0 est le nombre d'onde acoustique ($k_0 = \frac{\omega}{c_0}$), $j = \sqrt{-1}$ et \hat{R} est le coefficient de réflexion complexe de l'onde plane, qui dépend de l'incidence θ et de la fréquence, $\hat{R} = \hat{R}(\omega, \theta)$. Dans les faits, les pressions temporelles sont réelles et correspondent à la partie réelle des équations (1) et (2). Dans la suite de ce rapport, le facteur temporel $e^{j\omega t}$ est sous-entendu dans toutes les équations. Le coefficient d'absorption en ondes planes du matériau est défini par l'équation (3)

$$\alpha(\omega, \theta) = 1 - |\hat{R}(\omega, \theta)|^2. \quad (3)$$

Ce coefficient caractérise la fraction de l'énergie acoustique absorbée par le matériau par rapport à l'énergie de l'onde incidente.

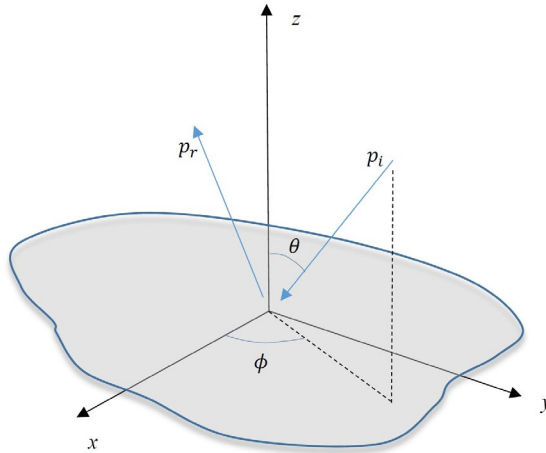


Figure 1. Onde plane incidente sur une surface plane absorbante.

1.1.2 Coefficient d'absorption en champ diffus

Un champ diffus est théoriquement une combinaison d'ondes planes décorréliées et d'amplitudes égales, avec toutes les incidences équiprobables, pour $0 \leq \theta \leq \pi/2$ et $0 \leq \phi \leq 2\pi$. Le coefficient d'absorption en champ diffus $\alpha_d(\omega)$ peut être déduit du coefficient d'absorption en onde plane par la relation fournie en équation (4) (Allard et Atalla, 2009).

$$\alpha_d(\omega) = 2 \int_0^{\pi/2} \alpha(\omega, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (4)$$

1.1.3 Coefficient d'absorption et propriétés du matériau

Les propriétés d'absorption d'un matériau donné dépendent de ses propriétés physiques. Il existe un grand nombre de travaux dans la littérature permettant de relier le coefficient d'absorption d'un matériau à ses propriétés physiques. Un des modèles les plus simples est le modèle de fluide équivalent, dans lequel le matériau est décrit par 2 grandeurs : son nombre d'onde $\hat{k}_m(\omega)$ et sa densité $\hat{\rho}_m(\omega)$, qui sont des valeurs complexes et dépendantes de la fréquence (dans la suite de ce rapport, cette dépendance sera omise pour simplifier les notations, et l'accent circonflexe indique une quantité complexe). Ce modèle suppose que le matériau est homogène et isotrope (ses propriétés sont les mêmes dans toutes les directions). L'impédance de surface d'une couche d'épaisseur d de matériau soumis à une onde plane d'incidence θ est exprimée par la formule suivante (Allard et Atalla, 2009) :

$$\hat{Z}_s(\omega, \theta) = -j\hat{Z}_m \frac{\hat{k}_m \cot\left(d\sqrt{\hat{k}_m^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}\right)}{\phi\sqrt{\hat{k}_m^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}}, \quad (5)$$

où ϕ est la porosité du matériau, \hat{Z}_m est son impédance caractéristique, donnée par $\hat{Z}_m = \frac{\omega\phi\hat{\rho}_m}{\hat{k}_m}$. Le coefficient de réflexion complexe du matériau est alors fourni par :

$$\hat{R}(\omega, \theta) = \frac{\hat{Z}_s \cos \theta - Z_0}{\hat{Z}_s \cos \theta + Z_0} \quad (6)$$

où $Z_0 = \rho_0 c_0$ est l'impédance caractéristique du milieu de propagation (ici, l'air), ρ_0 est sa masse volumique (prise égale à 1.2 kg/m^3) et c_0 est la célérité des ondes acoustiques (approximativement 340 m/s). Le coefficient d'absorption en onde plane peut finalement être calculé à l'aide de l'équation (3), soit $\alpha(\omega, \theta) = 1 - |\hat{R}(\omega, \theta)|^2$.

Nous verrons que la méthode d'identification des propriétés du matériau proposée dans la section 3.9 consiste à identifier son nombre d'onde complexe $k_m(\omega)$ et sa densité effective $\rho_m(\omega)$ à chaque fréquence, afin d'en déduire l'impédance de surface, le coefficient de réflexion ou le coefficient d'absorption.

1.2 Méthodologies actuelles pour la mesure du coefficient d'absorption acoustique des matériaux

L'estimation de l'absorption acoustique d'un matériau ou traitement insonorisant est actuellement faite selon deux méthodes normalisées qui sont : (1) la méthode du tube de Kundt, ou tube d'impédance, selon les normes ISO 10534-2 (1998) et ASTM E1050-12 (2012), et (2) la méthode de la chambre réverbérante selon les normes ISO 354 (2003) et ASTM-C423 (2009). Chaque méthode s'applique en laboratoire, et en utilisant des équipements et infrastructures relativement coûteux. Ces méthodes et les limitations associées sont décrites en détail dans le rapport IRSST R-1022 (Robin *et al.*, 2018). Pour l'acoustique du bâtiment et des locaux, c'est la méthode de la chambre réverbérante qui est utilisée pour l'obtention du coefficient d'absorption. Quant à la méthode du tube de Kundt, elle est plutôt réservée à des caractérisations plus spécifiques, comme l'extraction des paramètres intrinsèques des matériaux.

De manière synthétique :

- La méthode du tube de Kundt (ou tube d'impédance) permet uniquement la mesure de l'absorption pour une onde plane en incidence normale sur le matériau. Elle demande la découpe et l'installation dans un tube de petits échantillons de matériaux qui ne sont pas représentatifs du traitement à son échelle globale (échantillons généralement circulaires et d'un diamètre maximal de 10 cm, soit une surface inférieure à 0,01 m²).
- La méthode de la chambre réverbérante permet la mesure de l'absorption dans des conditions théoriques dites de « champ acoustique diffus » (champ formé d'ondes acoustiques se propageant dans toutes les directions de manière équiprobable), qui permettent de moyenniser les effets de l'angle d'incidence des ondes sonores sur le matériau. Ceci est considéré comme étant plus représentatif des champs acoustiques réellement vus par le matériau en conditions réalistes. Cette méthode demande cependant une infrastructure lourde (chambre réverbérante) et de grandes surfaces de matériau (de 6,7 à 12 m²), les échantillons devant de plus respecter des conditions de montage spécifiques pour éviter des biais importants de mesure. Les coefficients d'absorption fournis par cette méthode peuvent être largement biaisés et très variables d'un laboratoire à l'autre (Nash, 2011; Vercammen, 2010 ; Wittstock, 2018). De plus, cette méthode peut fournir des résultats fortement surestimés avec des valeurs non physiques (supérieures à 1). L'effet du volume de la salle tout comme les variations entre laboratoires sont notables. Dans le domaine des transports, une chambre

réverbérante de petites dimensions, la cabine Alpha (Veen *et al.*, 2005), est parfois utilisée et s'inspire des mesures standardisées dans une grande chambre réverbérante. La méthode de la cabine Alpha souffre de mêmes incertitudes que la chambre réverbérante, et sa gamme fréquentielle utile est souvent beaucoup plus élevée, étant donné ses dimensions réduites.

Le problème majeur rencontré est que les valeurs obtenues à l'aide des deux méthodes normalisées existantes sont généralement inappropriées pour une utilisation directe pour des calculs prévisionnels. Tout d'abord, les mesures issues de la méthode du tube d'impédance sont restreintes à une incidence normale alors que des valeurs sous champ acoustique diffus sont requises par les logiciels. De plus, les logiciels ne peuvent prendre en compte les valeurs non physiques fournies par la méthode de la chambre réverbérante. Ainsi, ces données qui sont issues des mesures déjà très coûteuses en termes de mise en œuvre globale et entachées d'incertitudes importantes, doivent encore être ajustées de manière empirique par les ingénieurs et consultants. Cela crée des imprécisions notables dans les calculs, et nécessite généralement plusieurs vérifications et itérations ultérieures augmentant le coût global de la mise en œuvre de traitements insonorisants.

1.3 Méthodologies optimisées pour la mesure du coefficient d'absorption

En conséquence des difficultés énoncées ci-dessus, des chercheurs ont exploré des méthodes de mesure de l'absorption en laboratoire plus fiables et moins lourdes. Certaines méthodes utilisent des configurations de capteurs (microphones, capteurs de vitesse acoustique) assemblés en doublets ou éventuellement en réseaux plus larges, et permettant en principe de mieux mesurer les composantes incidente et réfléchi du son à la surface d'un matériau (Allard et Champoux, 1989 ; Hirosawa *et al.*, 2009 ; Lanoye *et al.*, 2006 ; Müller-Trapet, 2015 ; Richard *et al.*, 2017 ; Tamura *et al.*, 1995). Ces méthodes peu flexibles restent cependant limitées à des ondes sous des angles d'incidence précis.

En parallèle à ces développements de méthodes adaptées à un environnement de laboratoire, les chercheurs ont tenté de développer des méthodes de mesure d'absorption *in situ*, c'est-à-dire sur des traitements insonorisants installés sur site et dans des environnements de mesure impliquant la contamination éventuelle de la mesure par le bruit ambiant ou des effets de réverbération par des surfaces proches des matériaux installés. Les systèmes de mesure *in situ* sont généralement des dispositifs se voulant compacts et portables, composés d'une source de bruit qui permet d'insonoriser une région du matériau, d'un capteur et d'un système de traitement des données (Brandao *et al.*, 2015 ; Dutilleux *et al.*, 2002 ;). La plupart des systèmes *in situ* de mesure d'absorption sont cependant limités à des ondes en incidence normale à la surface du matériau.

Plus spécifiquement, une recherche intitulée « Méthodologie innovante pour la caractérisation des traitements absorbants en laboratoire et étude de son applicabilité sur le terrain » terminée en 2017 (Robin *et al.*, 2018) avait comme objectif principal le développement d'une méthode de mesure originale du coefficient d'absorption sous un champ diffus synthétisé, méthode initialement testée au GAUS (Groupe d'acoustique de l'Université de Sherbrooke).

1.4 Méthodologie développée et résultats obtenus dans l'étude de Robin *et al.*, 2018

1.4.1 Rappels concernant la méthodologie de synthèse de champs sonores

Cette méthode est résumée graphiquement dans la Figure 2. Les deux étapes de l'approche sont les suivantes :

- **Étape 1** : La méthode consiste d'abord à placer une source acoustique à faible distance de la surface du matériau comme montré sur la Figure 2 (a), ainsi que 2 microphones M1 et M2 à proximité immédiate du matériau. La mesure de la pression sonore aux 2 positions M1 et M2 permet facilement de déduire le coefficient de réflexion en onde sphérique \hat{R} du matériau pour la position considérée de la source. Cette étape est répétée pour une série de positions au-dessus du matériau comme illustré sur la Figure 2 (b), pour construire un réseau dit « virtuel » de sources. Les microphones sont donc fixes, et la source acoustique est mobile.
- **Étape 2** : La base de données ainsi constituée de coefficients de réflexion \hat{R}_i pour de multiples positions i de sources est alors utilisée dans une étape de post-traitement pour calculer le coefficient de réflexion et le coefficient d'absorption du matériau pour un champ diffus incident, c'est-à-dire théoriquement constitué d'ondes sonores provenant de toutes les directions. Cette étape utilise des principes de synthèse de champs sonores permettant de représenter le champ diffus comme une addition des sources élémentaires du réseau virtuel (Robin, Berry, Doutres *et al.*, 2014).

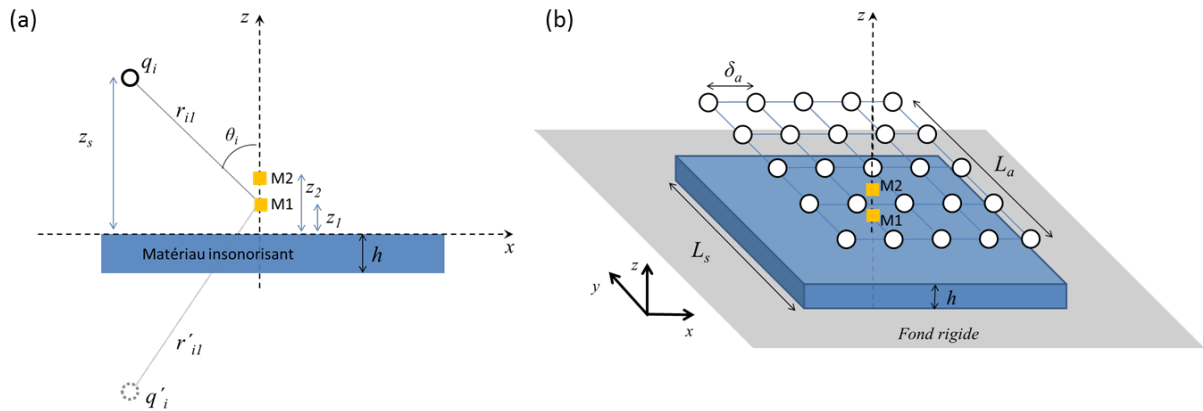


Figure 2. Principe de mesure du coefficient d'absorption avec (a) une source et (b) un réseau virtuel de sources. Adapté de « Méthodologie innovante pour la caractérisation des matériaux acoustiques en laboratoire et étude de son applicabilité sur le terrain », par O. Robin, C. K. Amédin, A. Berry, N. Atalla, O. Doutres et F. Sgard, 2018, p. 19. © IRSST, 2018.

Dans la recherche de Robin *et al.* (2018), cinq matériaux absorbants ont tout d'abord été choisis avec le comité de suivi, et leur coefficient d'absorption en champ diffus a été calculé numériquement afin de disposer d'une référence. La méthode des matrices de transfert (*Transfer Matrix Method*, ou TMM (Allard et Atalla, 2009)) a été utilisée. Appuyée sur un fond rigide, la couche de matériau est considérée de dimension infinie. Certains des matériaux (mousse de mélamine et laine de verre) ont été traités comme des matériaux poreux « limp » (modèle de fluide équivalent prenant en compte des effets d'inertie du squelette rigide du matériau, voir Panneton, 2007). Les autres matériaux, comme la mousse PU et le panneau de fibre de verre comprimée, ont été assimilés à des matériaux poreux rigides (modèle de fluide équivalent supposant que le squelette du matériau est rigide et immobile). Le modèle de fluide équivalent de matériau de Johnson-Champoux-Allard a été systématiquement utilisé (Allard et Atalla, 2009). Toutes les simulations ont été effectuées avec le module de calcul TMM du logiciel Nova. Le résultat de ce calcul de référence est celui qui devrait théoriquement être obtenu dans le cadre d'une mesure sous excitation de type « champ acoustique diffus », sans l'influence des effets de taille, de bords ou de non-représentativité du champ exciteur. L'angle limite de l'excitation était alors de 90 degrés.

La méthode de mesure a été optimisée par des modélisations numériques afin de proposer une configuration optimale (épaisseur et taille latérale du matériau, nombre de sources, taille et hauteur du réseau de sources). Enfin, la mesure de l'absorption acoustique des 5 traitements choisis a été réalisée selon la méthode proposée et selon la méthode normalisée de la chambre réverbérante, avec une confrontation avec le calcul de référence.

La méthode proposée a été déployée dans trois environnements progressivement plus complexes, pour finalement approcher des conditions de mesure *in situ*. La Figure 3 illustre la mesure sur un échantillon de laine de verre en chambre réverbérante (Figure 3(a)) et selon l'approche proposée en chambre semi-anéchoïque (Figure 3(b)), dans un local de laboratoire standard (Figure 3(c)) et dans un atelier de fabrication mécanique (Figure 3(d)).

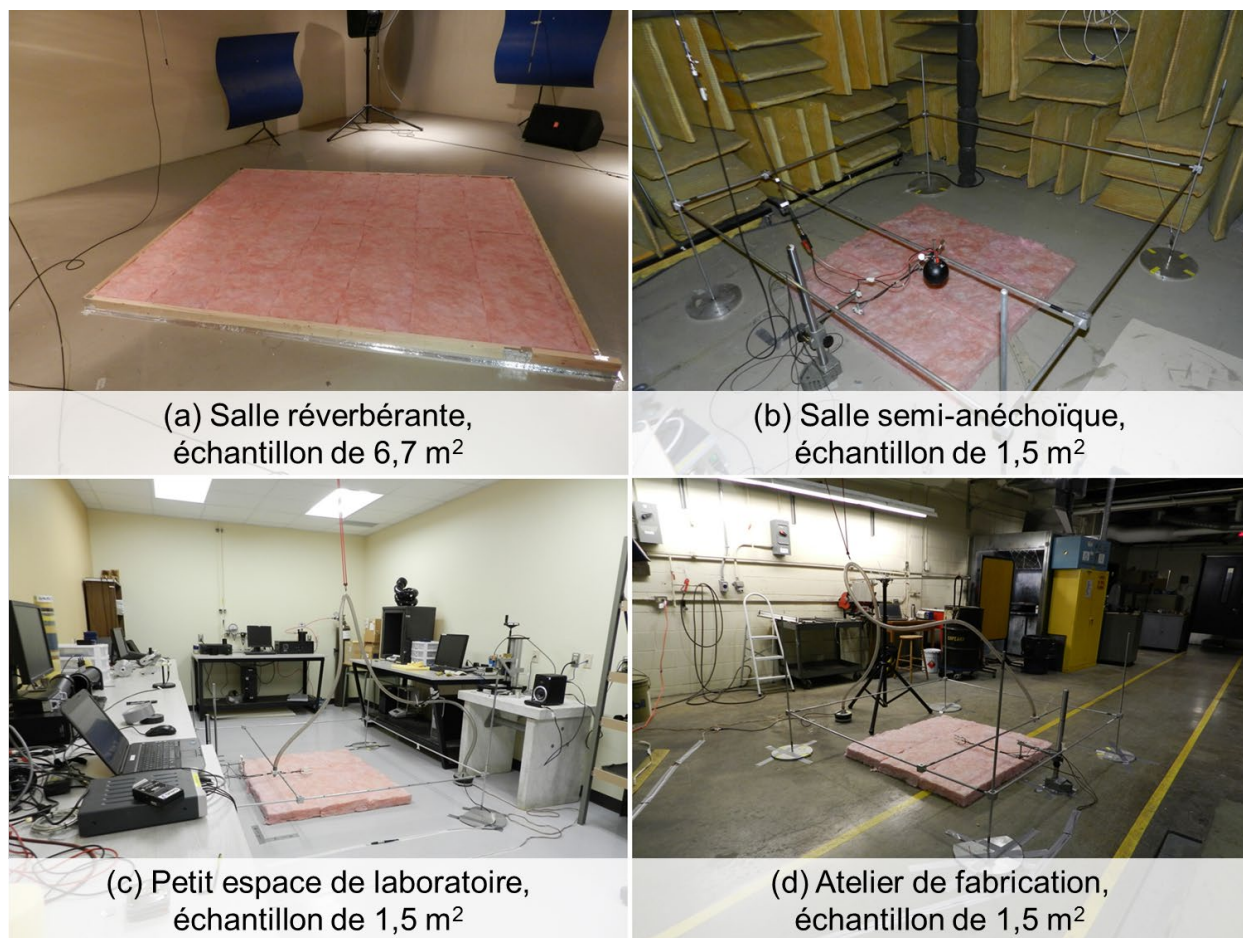


Figure 3. Illustration de la méthode normalisée d'absorption en chambre réverbérante (en haut à gauche) et selon l'approche proposée dans 3 environnements différents (le matériau est de la laine de verre).

1.4.2 Principaux résultats obtenus

Pour illustrer les principaux résultats obtenus, la Figure 4 montre des coefficients d'absorption en champ diffus pour un des traitements sélectionnés (laine de verre), obtenus soit : (1) en chambre anéchoïque selon la méthode proposée, (2) en chambre réverbérante selon l'approche normalisée et (3) par le calcul numérique de référence. Les résultats correspondent aux mesures illustrées en Figure 3(a) et Figure 3(b).

Les résultats obtenus via la méthode proposée s'accordent généralement mieux avec le calcul de référence que ceux obtenus via la méthode normalisée (dont le résultat peut dépasser 100 % d'absorption). En particulier, la méthode proposée fournit un coefficient d'absorption toujours inférieur à 1, alors que la méthode en chambre réverbérante peut dans certains cas fournir un coefficient d'absorption supérieur à 1, ce qui est non physique.

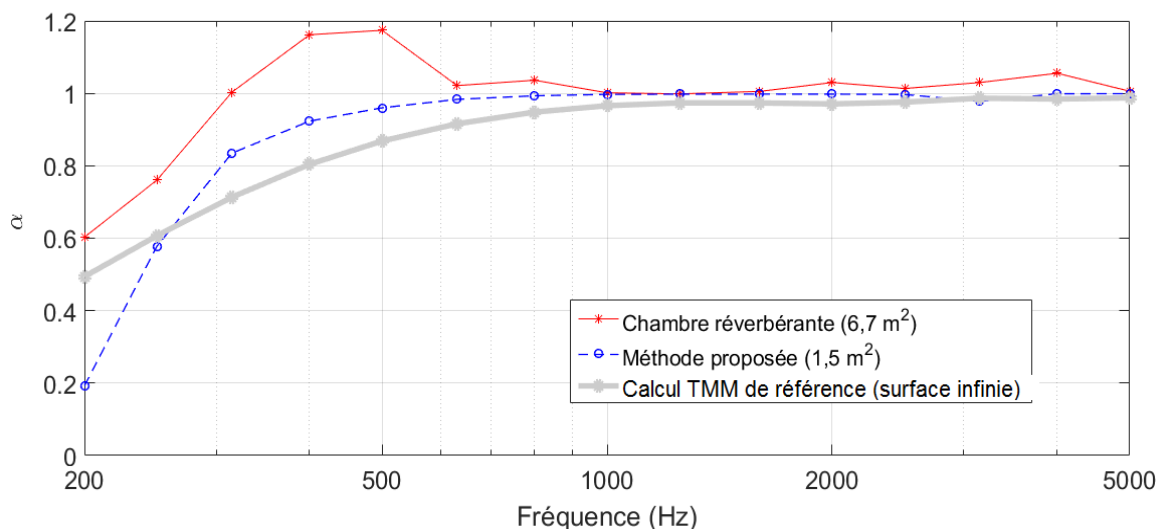


Figure 4. Cas d'une laine de verre de 7,5 cm d'épaisseur. Résultats de mesure suivant la méthode standardisée et la méthode proposée, comparés avec un calcul de référence. Adapté de « Méthodologie innovante pour la caractérisation des matériaux acoustiques en laboratoire et étude de son applicabilité sur le terrain », par O. Robin, C. K. Amélin, A. Berry, N. Atalla, O. Doutres et F. Sgard, 2018, p. 53. © IRSST, 2018.

En outre, la méthode proposée s'avère assez robuste à des environnements de mesure bruités ou impliquant des surfaces réfléchissant le son, tant que les niveaux de bruit contaminant la mesure restent raisonnables et que les surfaces en question ne sont pas à proximité immédiate du système de mesure. La Figure 5 montre des courbes de coefficient d'absorption en champ diffus obtenues par la méthode proposée, et ce dans différents locaux, toujours pour le cas de la laine de verre. Les résultats sont en bon accord, quel que soit le local considéré. Les résultats sont cohérents entre les trois locaux ou conditions testés, à la seule exception des fréquences inférieures à 500 Hz environ. La très bonne répétabilité de ces résultats sur un même matériau et différents locaux est à mettre en relation avec la reproductibilité moyenne vue pour un même matériau et différentes chambres réverbérantes (Wittstock. V., 2018).

La limitation principale de la méthode est son incapacité, pour le moment, à fournir des résultats fiables d'absorption en basses fréquences, dans les bandes de tiers d'octave dont la fréquence centrale est comprise entre 100 Hz et 400 Hz approximativement. Ceci est illustré par les résultats présentés dans la Figure 4 et la Figure 5, où l'on peut voir que le coefficient d'absorption fourni par notre approche est parfois sous-estimé aux basses fréquences (par rapport au calcul de référence), et peut prendre des valeurs négatives, ce qui n'est pas physique. Il est précisé que les sources acoustiques utilisées ne permettaient pas une mesure optimale en dessous d'une fréquence de 200 Hz, il est donc difficile de statuer sur une fréquence limite basse précise. Les sources acoustiques ayant une réponse débutant à compter d'une fréquence de 150 Hz environ, les résultats obtenus dans les deux premières bandes de tiers d'octave, centrés sur des fréquences de 100 Hz et 160 Hz, souffrent typiquement de problématiques de rapport signal sur bruit.

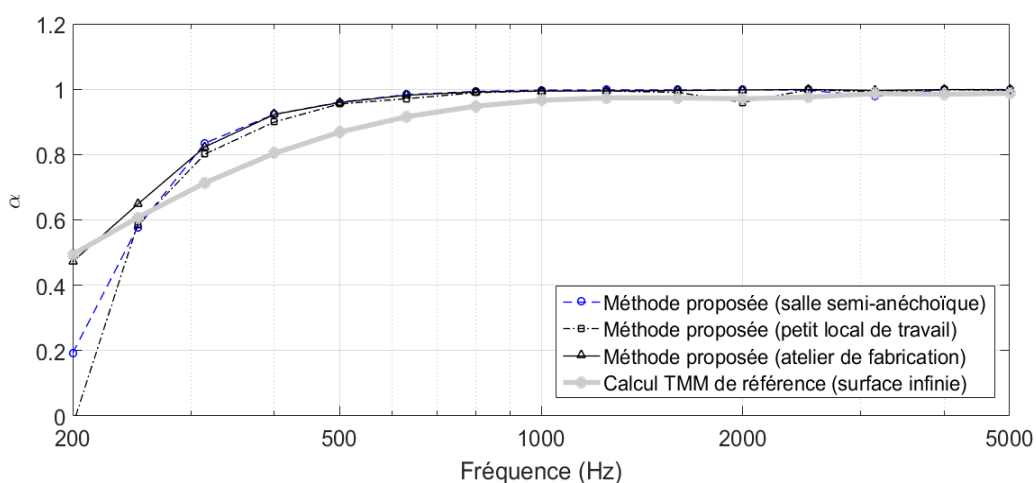


Figure 5. Cas d'une laine de verre de 7,5 cm d'épaisseur. Résultats de mesure suivant la méthode proposée dans trois locaux différents, comparés avec un calcul de référence. Adapté de « Méthodologie innovante pour la caractérisation des matériaux acoustiques en laboratoire et étude de son applicabilité sur le terrain », par O. Robin, C. K. Amélin, A. Berry, N. Atalla, O. Doutres et F. Sgard, 2018, p. 57. © IRSST, 2018.

1.4.3 Résumé des avantages et des inconvénients de la méthode proposée par Robin et al., 2018

En résumé, les avantages qui se dégagent pour la méthode proposée sont les suivants :

- Un résultat (le coefficient d'absorption en champ diffus) qui se rapproche des prédictions théoriques par rapport aux mesures normalisées en chambre réverbérante. Les valeurs obtenues sont plus fiables et peuvent être injectées directement dans des calculs prévisionnels ;

- Une taille d'échantillon de matériau nécessaire de l'ordre du m², donc bien inférieure à ce qui est requis pour la méthode normalisée en chambre réverbérante (de 6,7 à 12 m² selon la norme considérée) ;
- La possibilité d'utiliser la méthode de mesure hors laboratoire, dans des conditions proches d'une mesure *in situ* (moyennant certaines précautions à prendre sur le bruit de fond et la réverbération). La méthode proposée permet donc d'envisager l'économie d'infrastructures lourdes comme une chambre anéchoïque ou une chambre réverbérante ;
- La possibilité d'utiliser la méthode pour obtenir une estimation du coefficient d'absorption de matériaux sous des champs d'excitation variés allant du champ acoustique diffus à l'onde plane à angle d'incidence variable dans l'espace, confirmé par des résultats récents (Dauchez *et al.*, 2018). On peut donc raisonnablement parler d'une méthode versatile au vu des divers résultats obtenus.

En ce qui concerne les limitations majeures des travaux réalisés par Robin *et al.* (2018), on peut lister :

- L'incapacité de la méthode à produire des résultats d'absorption fiables aux basses fréquences, en raison du modèle théorique décrivant le champ réfléchi à la surface du matériau et des possibles limitations de la source utilisée ;
- L'aspect non automatisé de la mesure, ce qui rend celle-ci longue et peu compatible avec son utilisation sur le terrain ou par des non-experts, et implique des erreurs qui pourraient être grandement limitées.

1.5 Problématiques scientifiques à résoudre

La mesure des propriétés des matériaux absorbants sous des incidences oblique et variable a été largement étudiée dans la littérature. Comme décrit en section 1.2, la méthode du tube d'impédance est destinée aux mesures sous une onde acoustique plane à incidence normale. Certaines améliorations de cette méthode ont été proposées pour la mesure des coefficients d'absorption sous incidence oblique, y compris un arrangement de tube pour des angles d'incidence spécifiques suggéré en 1929 (Heyl *et al.*, 1929) et la méthode de décomposition multimodale beaucoup plus récente (Schultz *et al.*, 2006). Malgré ces suggestions, une limitation importante réside dans les dimensions faibles de l'échantillon, limitation pouvant être légèrement repoussée par l'utilisation d'une approche multimodale (Prisutova *et al.*, 2014).

Les méthodes qui ne nécessitent pas l'utilisation d'un tube d'impédance sont généralement préférées, car elles autorisent des configurations plus simples et le test d'échantillons de grandes dimensions. Un article de synthèse (Brandao *et al.*, 2015) permet de dresser un portrait exhaustif des techniques développées. Les approches de

séparation temporelle et de séparation de champ peuvent principalement être distinguées, cette dernière ayant été principalement appliquée avec des fonctions de transfert utilisant deux microphones, une source sonore et différentes hypothèses de champ (onde plane ou sphérique), avec des échantillons fixes (Allard et Champoux, 1989) ou en rotation (Christensen *et al.*, 2014) dans des salles anéchoïques. La première approche alternative dont la mention peut être faite est l'utilisation d'antennes sphériques de microphones (Dupont *et al.*, 2020 ; Richard *et al.*, 2017), afin d'estimer l'impédance de surface ou l'absorption acoustique en utilisant le principe de l'holographie acoustique sphérique de champ proche ou des approches d'optimisation contrainte.

L'utilisation d'un réseau plan de microphones en double couche a également été proposée (Hald *et al.*, 2019) pour l'estimation du coefficient d'absorption et de l'impédance de surface, réseau combiné à des calculs basés sur l'holographie de champ proche statistiquement optimisée (*Statistically Optimized Near-Field Acoustical Holography*, SONAH). Une autre méthode intéressante est celle proposée par Tamura *et al.* (1995) qui consiste en une procédure utilisant une transformée de Fourier spatiale pour la décomposition des pressions sonores mesurées dans deux plans au-dessus d'un échantillon (avec une source sonore fixe) et ce afin de séparer champ sonore incident et champ sonore réfléchi. Deux microphones sont alors déplacés de point en point pour constituer un plan de mesure à l'étape de post-traitement. Nolan (2020) a proposé de s'inspirer de la méthode de Tamura *et al.* (1995), soit la décomposition des champs incident et réfléchi par une transformée de Fourier spatiale, mais en mesurant le champ de pression sur un volume (donc un espace 3D) à l'aide d'un bras robotisé.

Une méthode, inspirée de celle considérée dans cette proposition (Robin, Berry, Doutres *et al.*, 2014) et basée sur la synthèse de champ, a été testée pour le cas d'une mesure sous onde plane à incidence normale, pour une gamme fréquentielle réduite (250-1 600 Hz) et dans des conditions *in situ* (Zhang *et al.*, 2015). Cette approche a été récemment étendue et validée pour la détermination de l'impédance d'un matériau sous une excitation de type onde plane en incidence quelconque (Dupont *et al.*, 2022).

Concernant la possibilité d'estimer ou de mesurer le coefficient d'absorption sous champ acoustique diffus, aucun travail (à l'exception de ceux menés autour de la méthode présentée dans ce document) n'a présenté une alternative probante à la méthode normalisée de la chambre réverbérante.

Ainsi, la méthode étudiée dans le cadre de la recherche de Robin *et al.* (2018) présente l'avantage important de pouvoir considérer n'importe quel champ exciteur à la phase de post-traitement. En effet, même si seul le cas du champ acoustique diffus était considéré dans l'étude de Robin *et al.* (2018), un travail a été depuis conduit sur un métamatériau (matériau aux propriétés d'absorption directionnelles). Aucune autre méthode ne permettait de tester facilement l'échantillon réalisé (1,2 m par 1,2 m, incluant 65 lamelles de mousse de mélamine) sous différents angles d'incidence (Dauchez *et al.*, 2018).

L'application de la méthodologie a permis de valider l'approche suggérée de mise en forme du matériau (découpage en lamelles) pour l'obtention de propriétés dépendantes de l'angle d'incidence (Figure 6). De plus, la versatilité de la méthodologie, c'est-à-dire le test de cas de figure très variables dans la phase de post-traitement, a été démontrée.

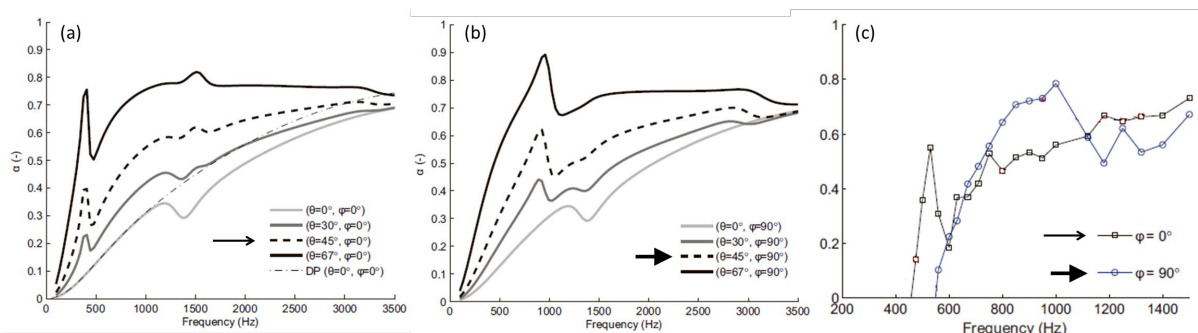


Figure 6. Application de la méthode pour la caractérisation d'un métamatériau sous incidence variable ; (a) et (b) Résultats de simulation pour différents angles d'incidence ; (c) résultats de mesure (les cas de simulation et de mesure à comparer sont indiqués par des flèches). Adapté de « Additional sound absorption within a poroelastic lamella network under oblique incidence », par N. Dauchez, B. Nennig et O. Robin, 2018, *Acta Acustica united with Acustica*, 104(2), p. 216 et 217. © [S. Hirzel Verlag](http://www.hirzel-verlag.de), 2018.

Malgré la pertinence des résultats obtenus et la cohérence avec les résultats de simulation, la limitation en basse fréquence subsiste. Ce blocage en basses fréquences de la méthode est important, car comme mentionné précédemment, c'est souvent dans cette zone fréquentielle que les différents matériaux absorbants se distinguent fortement. L'écart entre mesures et calculs de référence semble de plus dépendant du type de matériau selon les résultats présentés dans le rapport R-1022 (Robin *et al.*, 2018). De plus, les sources basse fréquence sont souvent présentes dans les milieux industriels. Il est donc important de pouvoir quantifier plus précisément le coefficient d'absorption acoustique dans une gamme fréquentielle allant d'une fréquence de 100 Hz à une fréquence de 500 Hz (ensuite moyennée sur des bandes d'octave ou de tiers d'octave).

Outre les performances de la source monopolaire utilisée, une autre origine de ce problème a été identifiée dans l'étude de Robin *et al.* (2018) : il s'agit du modèle d'onde sphérique utilisé pour décrire dans nos calculs l'onde réfléchi par la surface du matériau (voir Figure 3(a)). Il est admis dans la littérature (Allard et Champoux, 1989) que ce modèle n'est pas adapté aux basses fréquences et pour des sources qui sont à faible distance de la surface absorbante. Des études préliminaires (Robin *et al.*, 2018) ont montré que l'utilisation d'un modèle plus précis – celui de Nobile et Hayek (1985) ou

Allard *et al.* (1992) – permet d’obtenir des résultats plus fiables dans le cas de la Figure 2(a) où une seule source est présentée. Ceci n’a pas été généralisé pour le moment à un réseau de sources, et reste donc à accomplir.

Des travaux récents (Dragonetti *et al.*, 2019 ; Dragonetti et Romano, 2015, 2017 ;) ont confirmé le fait que lorsque la source sonore est très proche de la surface du matériau à tester, la pression acoustique et la vitesse particulière de l’onde incidente ne sont pas forcément en phase comme dans le cas classique d’une onde plane. Ces travaux ont exploré l’utilisation de plusieurs modèles précis du champ acoustique, dont celui de Nobile et Hayek (1985) et également Chien et Soroka (1975), Di et Gilbert (1993) et Allard *et al.* (1992). Le modèle d’Allard semble *a priori* celui qui procure la meilleure estimation dans le cas considéré par Dragonetti et Romano (2017). Les travaux de Dragonetti et Romano (2017) ont fourni une comparaison du coefficient de réflexion théorique obtenu pour des hypothèses onde plane et onde sphérique avec différentes distances entre source et matériau. Le matériau considéré a une résistivité au passage de l’air égale à 50 000 rayls/m et une épaisseur de 5 cm. Deux angles d’incidence, 0 ° et 45 °, sont pris en compte. Il apparaît que pour une hypothèse d’onde sphérique et à une distance faible du matériau, la valeur du coefficient de réflexion peut dépasser l’unité et le coefficient d’absorption calculé selon l’équation (3) devient alors négatif. Ceci confirme les observations faites dans l’étude précédente avec un coefficient d’absorption négatif dans les basses fréquences avec l’utilisation d’une hypothèse d’onde sphérique. Les différences dans la définition du coefficient de réflexion peuvent donc amener des différences importantes sur le calcul du coefficient d’absorption selon l’équation (3), spécialement si la distance entre la source sonore et la surface du matériau est faible par rapport à la longueur d’onde (une définition de ce coefficient de réflexion sous ondes planes, voir section 1.1.1, vs une définition sous ondes sphériques, voir équation (8)). Si la distance source-échantillon r_1 est faible, l’hypothèse d’ondes sphériques amène des écarts importants avec l’hypothèse d’ondes planes.

1.6 Problématiques techniques à résoudre

Une autre limitation de l’approche de mesure telle que déployée est qu’elle demande un déplacement manuel de la source sur tous les points du maillage de mesure (comme dans la Figure 2(b)), ce qui augmente fortement le temps de mesure et introduit d’éventuelles erreurs de positionnement des sources. Il a été de plus montré dans l’étude précédente que des erreurs de positionnement des sources, mais aussi des microphones peuvent avoir un effet important, spécifiquement dans le domaine des basses fréquences (ce qui s’ajoute à l’imprécision due aux effets précédemment cités).

L’alternative logique est un système automatisé de déplacement de la source dans le plan parallèle à la surface du matériau, qui accélèrera la mesure tout en garantissant des points de mesure précis. Cette étape est la première vers un banc d’essai automatisé pouvant être facilement utilisé en laboratoire. Un point qui doit également être intégré

dans ce travail est le développement et l'intégration d'une source sonore compacte, ayant un comportement proche d'un monopole et qui permette également de produire un signal d'excitation sur la totalité de la bande fréquentielle d'intérêt (100-5 000 Hz).

Ainsi, certains biais en basses fréquences pourraient également provenir d'un rapport signal sur bruit défavorable, ou de l'utilisation de sources différentes entre les séries de mesures réalisées dans l'étude de Robin *et al.* (2018).

2 OBJECTIFS DE RECHERCHE

L'objectif général consiste à développer un système permettant une meilleure caractérisation des matériaux absorbants afin d'alimenter les codes d'acoustique prévisionnelle avec des données plus fiables que celles actuellement disponibles, améliorant la précision des calculs.

Afin d'atteindre cet objectif général, trois objectifs spécifiques sont visés dans le cadre de cette étude, et concernent les problématiques scientifiques ou techniques à résoudre, et décrites dans la section précédente.

Le premier objectif spécifique est de développer un système de mesure qui permette de tester de manière automatisée et contrôlée des matériaux absorbants en laboratoire. Ce banc va permettre de limiter les sources d'erreur (hormis le post-traitement) liées aux erreurs de positionnement de la source acoustique et des capteurs utilisés, et de limitations de la source acoustique. Une source acoustique permettant de couvrir la bande fréquentielle cible sera intégrée et le banc d'essai sera automatisé.

Le second objectif spécifique concerne l'amélioration de la mesure du coefficient d'absorption dans le domaine des basses fréquences en incluant un modèle de propagation plus précis et diverses techniques de post-traitement des données.

Le troisième objectif est de réaliser des mesures sur un ensemble de matériaux choisis par un comité d'experts afin de générer une base de données à l'aide du banc développé. La base de données obtenue pourra ensuite être utilisée afin de réaliser des calculs d'acoustique prévisionnelle ou de choisir des matériaux pour des applications en matière de réduction de bruit.

3 MÉTHODOLOGIE

3.1 Développement et optimisation d'un banc de mesure

3.1.1 Conception et fabrication du banc de mesure

Le banc proposé doit comprendre un doublet microphonique centré au-dessus du matériau à caractériser et une source acoustique qui est déplacée par des actionneurs sur un plan parallèle au-dessus du matériau. Le banc permet la mesure des fonctions de transfert entre microphones pour chaque position du réseau de source. Les mesures doivent être automatisées afin de limiter les incertitudes de mesure liées notamment aux positions de source. La surface du matériau doit être au moins aussi grande que la surface du maillage, ainsi pour la conception il a été choisi une surface de mesure d'environ 1,8 m × 1,5 m avec une hauteur maximale de 50 cm pour la source. La conception du banc de mesure (Figure 7) a été réalisée à partir des éléments d'un banc existant à l'Université de Sherbrooke.

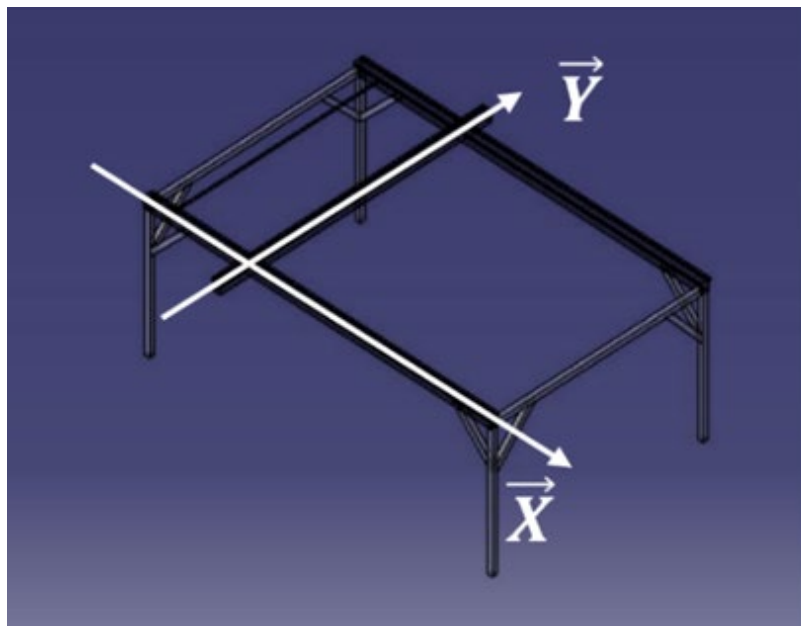


Figure 7. Illustration du banc de mesure (CATIA V5).

Deux actionneurs parallèles permettent le déplacement de la source sur l'axe X et un actionneur perpendiculaire à ceux-ci permet le déplacement de la source sur l'axe Y. Deux moteurs reliés à chaque axe permettent les déplacements de la source, ils sont pilotés par des cartes de contrôle et de retour moteurs. Ce système est asservi et des correcteurs permettent d'améliorer les consignes de positions afin d'obtenir des valeurs très précises de position. Le reste de la structure est constitué de profilés en aluminium

afin d'assurer la stabilité du système lors des mesures. Pour tous les mesures et résultats présentés dans ce rapport, le banc était toujours positionné dans la chambre semi-anéchoïque du laboratoire ICAR— Infrastructure commune en acoustique pour la recherche de l'École de technologie supérieure (ÉTS) — Institut de recherche Robert-Sauvé en santé et en sécurité du travail (IRSST).

3.1.2 Code et interface utilisateur

Pour piloter le banc et effectuer les mesures, un code et une interface utilisateur ont été réalisés sur le logiciel LabVIEW. Le code envoie l'instruction aux actionneurs pour le déplacement de la source le long d'un réseau au-dessus du matériau et pour chaque position effectue les mesures (génération du signal de la source, acquisition et traitement des signaux mesurés sur le doublet microphonique). La source choisie est une chambre de compression RCF 5055 qui permet de générer des signaux jusqu'à une fréquence basse de 100 Hz, et jusqu'à une fréquence haute supérieure à 5 kHz. La mesure des signaux de pression acoustique se fait à l'aide de deux microphones demi-pouce appairés en phase (G.R.A.S. 40 GK), qui sont normalement intégrés à une sonde intensimétrique (modèle G.R.A.S. CCP 50G1). L'acquisition et la génération des signaux s'effectuent à l'aide d'une carte NI-4431. Cette carte comporte quatre entrées et une sortie.

Trois entrées et une sortie sont utilisées dans notre cas : une entrée pour l'acquisition de chaque microphone, une pour un retour du signal envoyé à la source et une sortie pour l'envoi du signal d'excitation à la source. L'interface utilisateur permet de choisir tous les paramètres de mesure : à la fois géométriques (nombre de sources pour le maillage, surface du maillage, etc.) et de traitement du signal (type de signal source, fréquence d'échantillonnage, résolution fréquentielle, fenêtrage temporel, nombre de moyennes, recouvrement, etc.). La calibration des microphones, de type absolu, est réalisée avec un calibrateur acoustique de référence (94 dB SPL à 1 kHz). Les sorties comprennent des FRF (*Frequency Response Function*) entre le signal mesuré par chaque microphone et le signal d'entrée de la source, des densités spectrales (*Power Spectral Density*, PSD) à chaque microphone et pour la source, et des interspectres qui permettent ensuite de calculer des indicateurs de traitement du signal comme une cohérence. L'organigramme général de fonctionnement intégrant déplacement de la source et mesure acoustique est fourni dans la Figure 8.

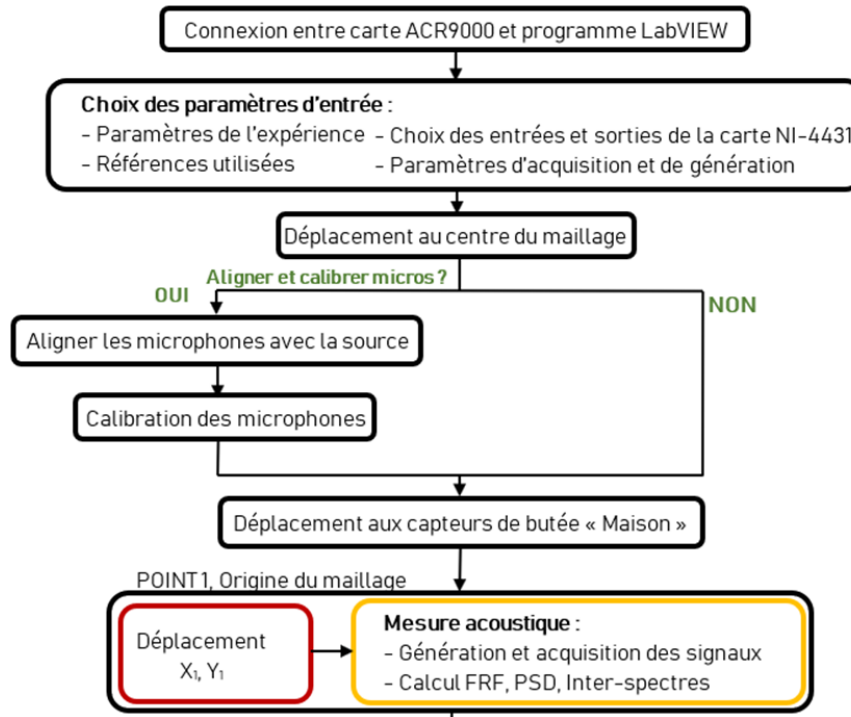


Figure 8. Organigramme général du code lié à la translation de la source et à la mesure acoustique.

3.1.3 Amélioration de la structure du banc de mesure

De nombreuses itérations ont été nécessaires pour améliorer la qualité générale des mesures (et donc diminuer des erreurs de mesure) en optimisant les paramètres de mesure et en modifiant la structure du banc comme suit :

- Paramètres de traitement du signal : une série de mesure a été réalisée en faisant varier chaque paramètre de traitement du signal afin d'obtenir des résultats de fonctions de transfert intermicrophonique de bonne qualité. Il a été finalement choisi d'utiliser les paramètres suivants pour les mesures à chaque position de source le long du maillage virtuel : un sinus glissant logarithmique généré par la source (meilleur rapport signal/bruit dans les basses fréquences que le sinus glissant linéaire), 20 moyennes sans recouvrement (le nombre de moyennes est assez élevé pour obtenir de bons résultats et il ne faut pas utiliser de recouvrement ici puisque le signal sinus glissant diffère en fonction de la fréquence), une gamme fréquentielle de 100-5 120 Hz et une résolution fréquentielle de 0,5 Hz (afin d'avoir des résultats raffinés sur toute la gamme fréquentielle choisie).

- Paramètres géométriques de mesure : une série de mesure a été réalisée afin de choisir les paramètres géométriques utilisés lors des mesures dans le but d'obtenir des coefficients d'absorption (calculés à partir de la méthode de synthèse de champ) de bonne qualité (voir les résultats à la section 4.1). Il a été choisi une distance intermicrophonique de 5 cm (afin d'obtenir de bons résultats en basses fréquences), une hauteur entre le premier microphone (M_1) et la surface du matériau de 5 cm (M_1 est censé être au plus proche du matériau, mais la sonde intensimétrique limite physiquement cette distance à 5 cm), une hauteur de 30 cm entre l'embouchure de la source et la surface du matériau, un réseau de 7×7 sources couvrant une surface de maillage de $0,9 \text{ m} \times 0,9 \text{ m}$. En effet et selon les résultats de l'étude précédente (Robin *et al.*, 2018), (1) le pas intersource doit être assez petit afin de simuler correctement le champ acoustique au-dessus du matériau, mais il faut également éviter une densité de sources trop importante afin de limiter le temps total de mesure (7×7 sources est un compromis identifié), (2) les échantillons de matériaux doivent avoir une surface assez grande pour estimer correctement le coefficient d'absorption du matériau et (3) les échantillons de matériau à caractériser doivent être de surface supérieure à celle du maillage pour limiter les effets de bords et de taille.
- Structure du banc de mesure : pour minimiser les réflexions parasites provenant des éléments structuraux du banc de mesure, ces derniers ont été traités avec de la laine de roche et de la laine de verre d'épaisseur 17 cm (voir section 4.2).

3.1.4 Évaluation des incertitudes du banc de mesure

L'un des principaux objectifs de ce travail est aussi d'améliorer la précision des mesures, notamment sur les positions de la source et des microphones. Les distances utiles pour estimer les incertitudes sont présentées sur la Figure 9. Les décalages possibles du doublet microphonique (trait pointillé bleu) par rapport à l'axe vertical centré sur la source sont représentés dans la partie centrale et la partie à droite de la Figure 9.

Plusieurs techniques pour mesurer les positions/distances des capteurs et de la source ont été testées, comme l'utilisation d'un laser, d'un ruban à mesurer, d'un pied à coulisse ou l'application de la méthode TDOA (*Time Difference of Arrival*). Les mesures avec ruban à mesurer et avec un pied à coulisse ont été choisies, car elles se sont finalement révélées plus précises (incertitudes de mesure de $\pm 0,5 \text{ mm}$) que la méthode TDOA (incertitude de mesure de 3,3 mm, limitée par la fréquence d'échantillonnage maximale de la carte d'acquisition, soit 102,4 kHz).

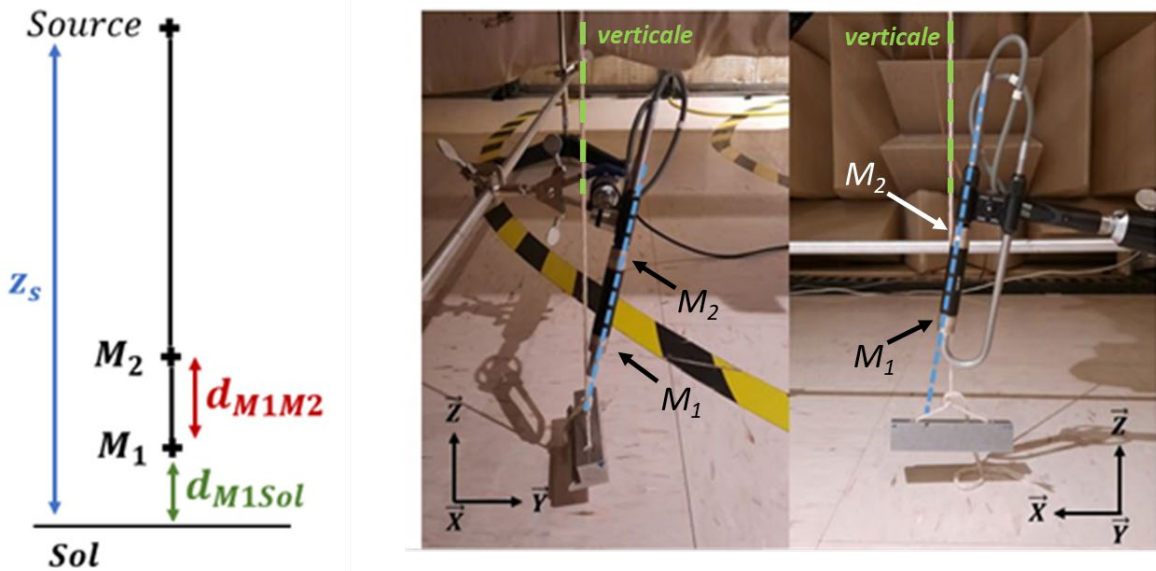


Figure 9. Schéma des distances géométriques et des erreurs de positionnement possibles lors du montage du doublet microphonique.

Note : L'écart d'alignement de la paire de microphones, en trait bleu pointillé, par rapport à la verticale, donnée par un fil à plomb, est ici illustré dans les photos à droite.

La position du centre acoustique de la source a , quant à elle, a été estimée à l'aide de mesures de la pression acoustique à différentes distances de son embouchure (Figure 10). Pour une source ayant un comportement de type monopolaire (source ponctuelle) et dans des conditions de champ libre, la pression acoustique au microphone situé au point r_m peut s'écrire $\hat{p}(r_m) = j\rho_0\omega q \frac{e^{jk_0R}}{4\pi R}$, avec $R = r_m - r_c$ (r_c étant la position du centre acoustique).



Figure 10. Placement des microphones à une distance r de l'embouchure de la source.

À partir de l'inverse de la pression mesurée sur une ligne, il est possible d'obtenir une régression linéaire en fonction de la distance r entre l'embouchure de la source et les microphones. Plus précisément, l'évolution de l'inverse de la pression acoustique va suivre une fonction linéaire du type $\frac{1}{p} = A * r + B$. La valeur au point d'origine de la régression $-B/A$ permet de remonter à la position du centre acoustique, et de vérifier le comportement de type source ponctuelle (car en théorie pour une telle source, on obtient une réduction de niveau de pression acoustique de -6 dB par doublement de distance).

L'intersection de l'inverse de la pression avec l'axe des abscisses est donnée par $-\frac{B}{A}$, elle représente la différence de position entre l'embouchure de la source et le centre acoustique. Si la différence est négative, le centre acoustique est localisé en amont de l'embouchure, si elle est positive, le centre est localisé en aval. La méthode est répétée pour chacune des fréquences entre 100 et 5 120 Hz.

Il est enfin précisé que pour la majorité des mesures réalisées, un maillage de 7 x 7 sources a été utilisé. La numérotation de ces sources est indiquée sur la Figure 12. Les positions de sources indiquées en bleu correspondent aux positions physiques qui sont prises lors de la translation de la source grâce au banc. Les positions indiquées en rouge sont les 10 positions élémentaires qui sont redondantes par symétrie (sous l'hypothèse que le matériau soit isotrope). Par exemple, la position 33 est la symétrique de la position 31 par rapport à l'axe x, la symétrique de la position 19 par rapport à l'axe y, mais aussi la symétrique de la position 17 par rapport aux deux axes x et y. En valeur absolue, les coordonnées (x,y) liées aux positions 17, 19, 31 et 33 sont identiques. Ces 10 positions élémentaires sont utilisées pour limiter le temps de calcul pour certaines approches.

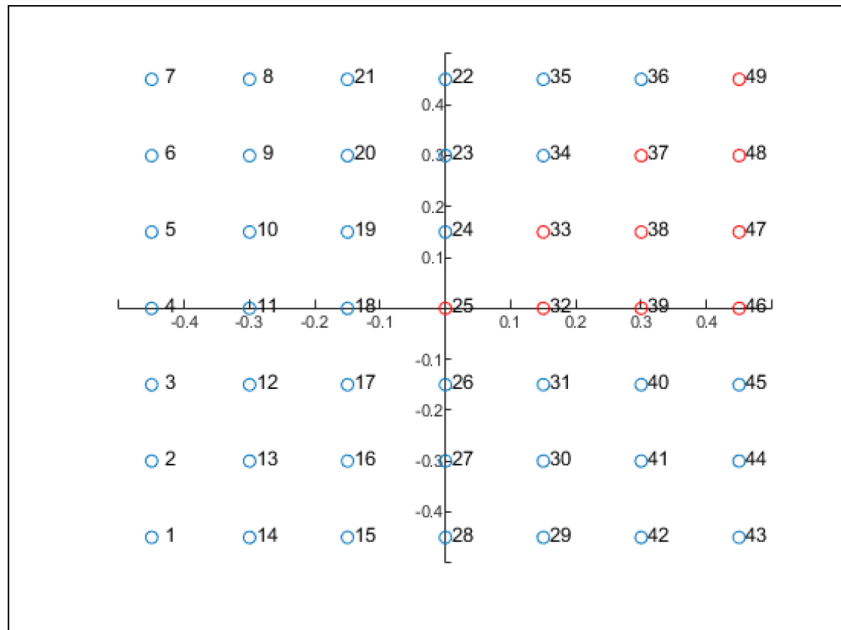


Figure 11. Numérotation des sources pour un maillage de 49 sources (l'axe x est l'axe horizontal, et l'axe y l'axe vertical).



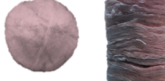
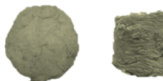

3.2 Présentation des matériaux étudiés

Cinq matériaux couramment utilisés dans l'industrie au Québec ont été sélectionnés à partir des réponses à un questionnaire envoyé à plusieurs entreprises du Québec. Les cinq matériaux sont :

- une mousse de mélamine,
- une mousse de polyuréthane,
- une laine de verre,
- une laine de roche,
- un matériau utilisant du coton recyclé.

Les caractéristiques de chaque matériau sont fournies dans le Tableau 1.

Tableau 1. Description et paramètres macroscopiques des matériaux à l'étude (LCV : longueur caractéristique visqueuse, LCT : longueur caractéristique thermique)

	Mousse de mélamine	Mousse PU	Laine de verre	Laine de roche	Coton recyclé
Photographies					
Épaisseur [mm]	50.6	26.4	170.6	76.3	30.7
Densité ρ [kg.m ⁻³]	8.37 ± 0.02	28.64 ± 0.44	12.21 ± 0.14	34.3 ± 0.01	25 ± 0.04
Porosité ϕ [-]	0.971 ± 0.006	0.957 ± 0.01	0.965 ± 0.007	0.963 ± 0.018	0.963 ± 0.008
Tortuosité τ_∞ [-]	1.02 ± 0.01	2.28 ± 0.09	1.01 ± 0.01	1.01 ± 0.01	1.02 ± 0.01
Résistivité σ [N.s.m ⁻⁴]	8644 ± 123	7093 ± 332	10060 ± 530	11842 ± 258	3837 ± 332
LCV Λ [μm]	123 ± 7	86 ± 10	133 ± 34	91 ± 10	111 ± 10
LCT Λ' [μm]	186 ± 12	237 ± 19	220 ± 30	198 ± 22	191 ± 31

Les mesures en tube d'impédance sont utilisées comme point de comparaison (référence) dans la partie résultats. Les résultats correspondants pour le coefficient d'absorption en incidence normale sont fournis en annexe B.I.

3.3 Synthèse de différentes méthodologies présentées

Afin de clarifier les hypothèses et quantités utilisées pour chacune des méthodes qui vont être utilisées et décrites dans les sections suivantes, la Figure 12 détaille les différentes méthodes, post-traitements envisagés ainsi que les sections et équations concernées.

De manière plus détaillée, et concernant les méthodes et mesures de référence :

- À partir de la mesure d'une fonction de transfert entre deux microphones (\hat{H}_{tube}), la méthode du tube d'impédance permet la détermination du coefficient d'absorption en incidence normale $\alpha_{inc\ normale}$, et la détermination des paramètres macroscopiques des matériaux nécessaires pour alimenter les modèles acoustiques, voir en section 3.4 (ϕ est la porosité, σ la résistivité, τ_∞ la tortuosité, Λ la longueur caractéristique thermique et Λ' la longueur caractéristique visqueuse, voir le Tableau 1 pour les valeurs obtenues et les unités correspondantes).

- À partir de la mesure de temps de réverbération sans et avec matériau (T_{rev}), il est possible d'estimer le coefficient d'absorption en champ diffus suivant la méthode de Sabine (décroissance temporelle de l'énergie sonore dans un local), et nommé α_{Sabine} (voir détails en annexes B.I et B.II).

Concernant les méthodes existantes :

- La méthode de synthèse de champ est celle développée dans le cadre de l'étude précédente (Robin *et al.*, 2018). La donnée d'entrée est la fonction de transfert entre les deux microphones, $\hat{H}_{BancMesure}$, et la donnée finalement calculée est le coefficient d'absorption sous un champ synthétisé α_{synth} (champ cible défini comme une onde plane ou un champ diffus).
- La méthode Tamura (Brouard *et al.*, 1996 ; Tamura, 1990 ; Tamura *et al.*, 1995) est une méthode souvent citée dans la littérature (voir section 3.7.1), mais rarement implémentée. La disponibilité du banc permet une telle implémentation, ainsi que de fournir des points de comparaisons entre méthodes. Comme pour la méthode précédente, la donnée d'entrée se base sur la fonction de transfert entre les deux microphones, $\hat{H}_{BancMesure}$ (précisément, la fonction de transfert entre chaque microphone et la source qui est également calculée avec l'interface du banc). La donnée finalement calculée est le coefficient d'absorption sous une onde plane d'incidence θ ou le coefficient d'absorption sous champ diffus α_d , voir équation (4).
- En partant des paramètres macroscopiques des matériaux et du modèle de fluide équivalent JCA, il est possible de calculer la densité complexe effective $\hat{\rho}_{m,e}$ et le nombre d'onde complexe \hat{k}_m , et d'utiliser les définitions en onde plane pour calculer le coefficient d'absorption sous une onde plane d'incidence θ ou le coefficient d'absorption sous champ diffus α_d avec l'équation (4).

Concernant les nouvelles méthodes décrites dans cette étude :

- L'inversion du modèle d'Allard permet d'identifier la densité complexe effective $\hat{\rho}_{m,e}$ et le nombre d'onde complexe \hat{k}_m ,
- Suite à l'identification des deux quantités précédentes, deux possibilités de post-traitement sont offertes : (1) suivant les définitions en onde plane le coefficient d'absorption sous une onde plane d'incidence θ ou le coefficient d'absorption sous champ diffus α_d , voir équation (4) ; et (2) suivant la méthode nommée « rapport de puissances en synthèse » (RPS) qui va utiliser des éléments de la méthode de synthèse de champ (les matrices de vitesses de sources) pour estimer le coefficient d'absorption comme un rapport de puissances acoustiques (voir section 3.10).

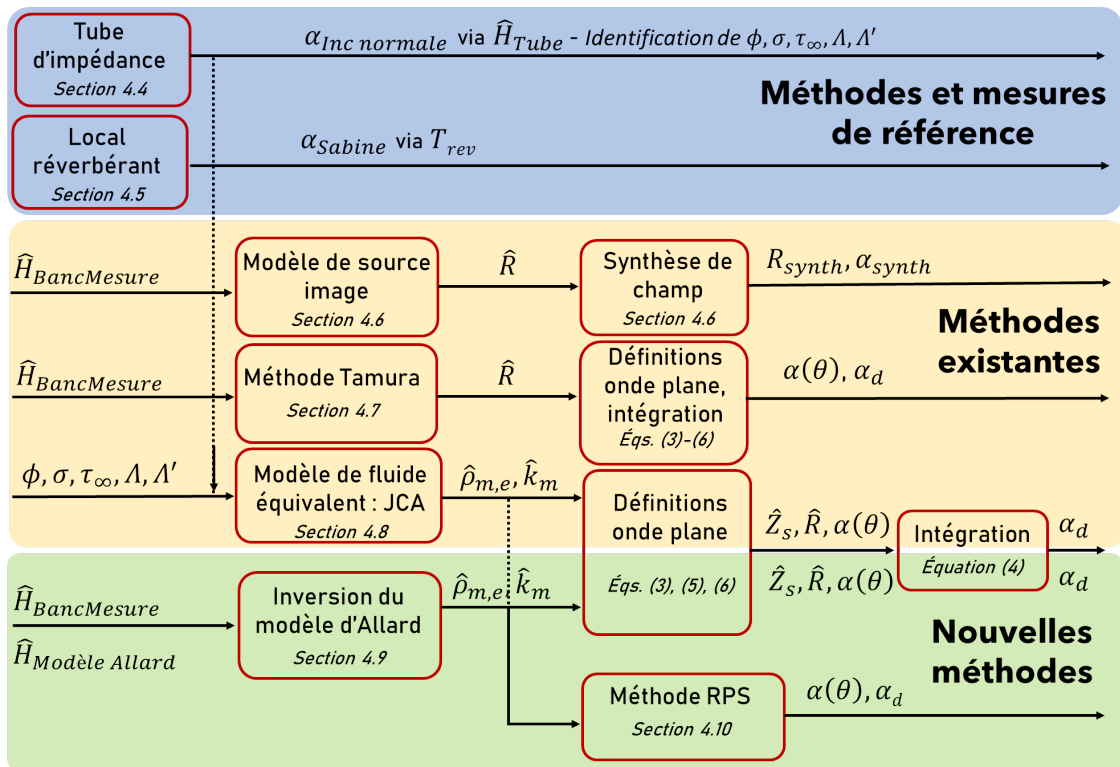


Figure 12. Synthèse des méthodes de référence, existantes et développées dans ce rapport (les dépendances fréquentielles sont omises pour simplifier les notations dans cette figure).

3.4 Caractérisation au tube d'impédance et par bancs spécifiques

Pour les comparaisons et les validations des approches proposées dans ce projet, des mesures en tube d'impédance et sur les bancs de caractérisation disponibles au laboratoire ICAR ou à l'Université de Sherbrooke ont été réalisées. Les mesures au tube d'impédance (ISO 10534) permettent d'obtenir : i) le coefficient d'absorption acoustique en excitation ondes planes sous incidence normale et ii) les grandeurs équivalentes des matériaux identifiables à des fluides équivalents (c.-à-d. la densité effective et le nombre d'onde équivalent). Des mesures sur des bancs de caractérisation (porosimètre, tortuosimètre et résistivimètre) complétées par des mesures au tube d'impédance (méthode indirecte) permettent d'estimer : iii) les paramètres macroscopiques des matériaux nécessaires pour alimenter les modèles acoustiques (comme le modèle de fluide équivalent JCA — Johnson-Champoux-Allard — présenté en section 3.8). Les paramètres macroscopiques estimés pour les cinq matériaux sont présentés dans le Tableau 1.

3.5 Caractérisation en champ diffus

Pour avoir une base de comparaison du coefficient d'absorption acoustique en champ diffus déterminé avec le banc de mesure développé, deux autres méthodes sont utilisées : i) la petite cabine réverbérante (*Mecanum Acoustic Test Cabin* - voir Figure 13 à gauche) pour l'ensemble des matériaux, et ii) la chambre réverbérante (ISO 354 - voir Figure 14 à droite) pour la laine de verre, la laine de roche et le coton recyclé. Tous les matériaux ont été testés en petite cabine. Cependant, les surfaces insuffisantes de certains échantillons de matériaux pour des questions de disponibilité (mélamine et mousse PU) n'ont pas permis le test de tous les matériaux en chambre réverbérante (surface minimale nécessaire de 6,7 m²).

Ces mesures en champ diffus sont utilisées comme référence pour ce type de champ dans la partie résultats. Les résultats correspondants pour le coefficient d'absorption en champ acoustique diffus sont fournis en annexe B.II.



Figure 13. Montage des mesures en petite cabine réverbérante (à gauche) et en chambre réverbérante (à droite) sur l'échantillon de laine de roche.

3.6 Rappel de la méthodologie existante de post-traitement des mesures réalisées et extension aux ondes planes (méthode « synthèse de champ » (Robin, Berry, Doutres *et al.*, 2014))

Tel que décrit dans la section 1.4.1 et dans la Figure 2(a), une source ponctuelle omnidirectionnelle S_i (monopôle) placée au point Q_i , est située au-dessus d'une couche de matériau absorbant à une hauteur z_s . Deux microphones, notés M_1 et M_2 sont placés au centre et au-dessus de la couche absorbante, à des hauteurs z_1 et z_2 , respectivement. La source acoustique S_i est caractérisée par son accélération volumique \hat{q}_i . Sous l'hypothèse que l'onde réfléchie est sphérique, on peut estimer que le champ acoustique au-dessus du matériau est la superposition de l'onde sphérique créée par la source S_i et de l'onde sphérique issue de la source image S'_i au point Q'_i d'amplitude \hat{q}'_i , symétrique

de la source réelle par rapport à la surface du matériau (supposée plane). Si la distance de séparation des 2 microphones est suffisamment petite, l'angle d'incidence θ_i est approximativement égal pour les 2 microphones. La pression acoustique $\hat{p}_{ij}(\theta_i, \omega)$, reçue au microphone M_j ($j = 1,2$) à la fréquence angulaire ω résultant de l'excitation par la source S_i est :

$$\hat{p}_{ij}(\theta_i, \omega) = \rho_0 \hat{q}_i \frac{e^{-jk_0 r_{ij}}}{r_{ij}} + \hat{R}(\theta_i, \omega) \rho_0 \hat{q}_i \frac{e^{-jk_0 r_{ij}'}}{r_{ij}'}, \quad (7)$$

où ρ_0 est la masse volumique de l'air, $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$ le nombre d'onde acoustique (c_0 est la vitesse du son), r_{ij} (respectivement r_{ij}') sont les distances entre le microphone M_j et la source S_i (respectivement la source image) et $\hat{R}(\theta_i, \omega)$ est le coefficient de réflexion complexe de la couche absorbante correspondant à la position S_i de la source. La mesure de la fonction de transfert entre les 2 microphones $\hat{H}(\theta_i, \omega)$ permet d'en déduire le coefficient de réflexion pour une incidence θ_i et une pulsation angulaire ω :

$$\hat{R}(\theta_i, \omega) = \frac{\frac{e^{-jk_0 r_{i2}}}{r_{i2}} - \hat{H}(\theta_i, \omega) \frac{e^{-jk_0 r_{i1}}}{r_{i1}}}{\hat{H}(\theta_i, \omega) \frac{e^{-jk_0 r_{i1}'}}{r_{i1}'} - \frac{e^{-jk_0 r_{i2}'}}{r_{i2}'}}. \quad (8)$$

Le coefficient d'absorption α peut alors être déduit suivant l'équation (3).

Concernant le volet de la synthèse, l'approche pour estimer le coefficient de réflexion sous un champ synthétisé est illustrée à la Figure 2(b). La source monopolaire est déplacée en une série de positions Q_i ($i = 1, N_s$, avec N_s le nombre de sources) correspondant à un maillage régulier dans un plan parallèle au matériau, et le doublet microphonique est maintenu en position fixe au centre du matériau. Le coefficient de réflexion peut être estimé pour chaque position de la source à partir de l'équation (8). Le coefficient de réflexion sous l'effet du réseau de sources fictif est alors estimé selon la démarche exposée ci-après. Par souci de simplification, on définit par les termes $\hat{g}_{ij}(\omega) = \frac{e^{-jk_0 r_{ij}}}{r_{ij}}$ et $\hat{g}_{ij}'(\omega) = \frac{e^{-jk_0 r_{ij}'}}{r_{ij}'}$ les fonctions de Green entre la source S_i (la source image S_i') et le microphone j (la notation $\hat{\cdot}$ pour une grandeur complexe est ici omise pour simplifier l'écriture). La pression acoustique complexe observée par le microphone 1 sous l'effet simultané de toutes les sources correspond à la sommation :

$$\hat{p}_1(\omega) = \sum_i \rho_0 \hat{q}_i \hat{g}_{i1}(\omega) + \sum_i \hat{R}(\theta_i, \omega) \rho_0 \hat{q}_i \hat{g}_{i1}'(\omega) = \hat{Q}^T \hat{g}_1 + \hat{Q}^T h_1, \quad (9)$$

où $\dot{Q} = \{\dots \dot{q}_i \dots\}^T$, $\mathbf{g}_1 = \{\dots \rho_0 \hat{g}_{i1}(\omega) \dots\}^T$, $\mathbf{h}_1 = \{\dots \hat{R}(\theta_i, \omega) \rho_0 \hat{g}_{i1}'(\omega) \dots\}^T$ et l'exposant T dénote une transposée. Si l'on définit $\hat{R}_{synth}(\omega)$ le coefficient de réflexion du matériau sous l'effet simultané de toutes les sources ponctuelles, l'équation (4) peut être écrite sous la forme :

$$\begin{aligned} \hat{p}_1(\omega) &= \sum_i \rho_0 \dot{q}_i \mathbf{g}_{i1}(\omega) \\ &+ \hat{R}_{synth}(\omega) \sum_i \rho_0 \dot{q}_i \mathbf{g}_{i1}'(\omega) = \end{aligned} \quad (10)$$

$$\dot{Q}^T \mathbf{g}_1 + \hat{R}_{synth}(\omega) \dot{Q}^T \mathbf{g}_1',$$

où $\mathbf{g}_1' = \{\dots \rho_0 \hat{g}_{i1}'(\omega) \dots\}^T$. Le terme $\dot{Q}^T \mathbf{g}_1$ représente le champ acoustique incident dû à toutes les sources au microphone $M1$ et le terme $\dot{Q}^T \mathbf{g}_1'$ représente le champ acoustique dû à toutes les sources au microphone $M1$ et réfléchi par la surface si elle était parfaitement rigide. Le coefficient \hat{R}_{synth} est alors un coefficient moyenné sur les angles d'incidence. Si l'on combine les équations (9) et (10), on obtient :

$$\dot{Q}^T \mathbf{h}_1 = \hat{R}_{synth}(\omega) \dot{Q}^T \mathbf{g}_1'. \quad (11)$$

Si l'on considère la densité spectrale de puissance des quantités apparaissant à gauche et à droite de l'équation (35), on obtient :

$$\mathbf{h}_1^H S_{\dot{Q}\dot{Q}} \mathbf{h}_1 = |\hat{R}_{synth}(\omega)|^2 \mathbf{g}_1'^H S_{\dot{Q}\dot{Q}} \mathbf{g}_1'. \quad (12)$$

où $S_{\dot{Q}\dot{Q}}$ est la matrice des densités interspectrales des accélérations volumiques des sources, et l'exposant H désigne une transposée hermitienne. On déduit alors la relation :

$$|\hat{R}_{synth}(\omega)|^2 = \frac{\mathbf{h}_1^H S_{\dot{Q}\dot{Q}} \mathbf{h}_1}{\mathbf{g}_1'^H S_{\dot{Q}\dot{Q}} \mathbf{g}_1'}. \quad (13)$$

Ainsi, le coefficient de réflexion énergétique peut être calculé via la combinaison d'une base de données des coefficients de réflexion individuels, mesurés pour chaque position de source, et une matrice interspectrale des accélérations volumiques des sources $S_{\dot{Q}\dot{Q}}$, elle calculée.

Le coefficient d'absorption sous champ synthétisé est finalement obtenu en suivant l'équation (3), soit $\alpha_{synth}(\omega) = 1 - |\hat{R}_{synth}(\omega)|^2$. La matrice interspectrale des

accélérations volumiques des sources $S_{\dot{Q}\dot{Q}}$ peut être déterminée à partir de différentes approches de synthèse de champs en vue, par exemple, de créer des conditions de champ diffus incident ou d'ondes planes obliques (voir Robin, Berry et Moreau, 2014). C'est donc uniquement cette matrice $S_{\dot{Q}\dot{Q}}$ qui va définir le champ cible incident.

Dans les travaux précédents, le champ de pression incident était systématiquement un champ acoustique diffus, c'est-à-dire une somme équiprobable d'ondes acoustiques planes provenant de toutes les directions de l'espace. Les deux raisons en sont que (1) le champ acoustique diffus est le champ que l'on cherche à reproduire via l'utilisation d'une chambre réverbérante et (2) en règle générale, la donnée pertinente pour les matériaux absorbants est le coefficient d'absorption sous champ acoustique diffus, voir équation (4).

Un calcul sous champ diffus ou un calcul sous excitation onde plane consistent simplement à calculer la matrice des vitesses sources $S_{\dot{Q}\dot{Q}}$ pour l'un ou l'autre de ces champs. Il est précisé que les matrices calculées dans le cas de cette méthode servent aussi à la méthode nommée rapport de puissances en synthèse (RPS), décrite en section 3.10.

3.7 Utilisation des données mesurées à l'aide du banc pour une application de la méthode Tamura

3.7.1 Présentation générale de la méthode

L'équipe de recherche de Tamura (Brouard *et al.*, 1996 ; Tamura, 1990 ; Tamura *et al.*, 1995) a proposé une méthode pour identifier le coefficient de réflexion complexe ou le coefficient d'absorption de matériaux sous onde plane en incidence quelconque à partir de mesures de pression sonore sur 2 plans en présence d'une source acoustique monopolaire ou dipolaire (Figure 14), dans le cas d'une couche de mélamine). Il est possible d'utiliser l'approche Tamura à partir des données recueillies par le banc de test IRSST en exploitant l'équivalence d'une source mobile et un doublet microphonique fixe avec le cas d'une source fixe et d'un doublet microphonique qui se déplace dans un plan parallèle à la surface du matériau. Un des intérêts de la méthode Tamura est qu'elle ne fait aucune hypothèse sur la nature de la source sonore ou sa position.

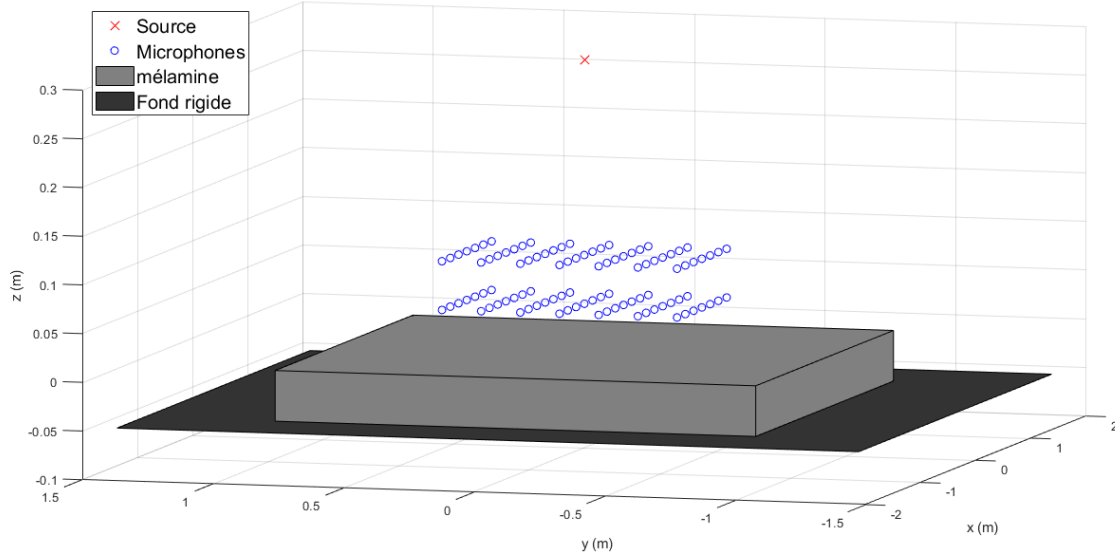


Figure 14. Principe de l’approche Tamura : le champ de pression est mesuré sur 2 plans parallèles au-dessus du matériau, en présence d’une source sonore quelconque.

L’approche est basée sur une transformée espace – nombre d’onde du champ de pression sonore recueilli sur les 2 plans. Le spectre en nombre d’onde de la pression sonore $p(x, y, z)$ dans un plan $x - y$ à la position z est théoriquement défini par :

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z; \omega) = \int_S \hat{p}(x, y, z; \omega) e^{jk_x x + jk_y y} dx dy, \quad (14)$$

où S désigne la surface du matériau. Physiquement, cette opération consiste à décomposer le champ de pression sonore dans le plan z en une superposition continue d’ondes planes de nombres d’ondes k_x, k_y . Dans le cas d’une mesure de la pression sonore en une série de points définis par les positions des microphones, l’intégrale (14) se réduit à une somme. L’équation fondamentale de l’holographie acoustique plane stipule que, quel que soit le champ acoustique, les spectres en nombre d’onde à 2 positions z_1 et z_2 sont reliés par :

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z_2; \omega) = \tilde{p}(k_x, k_y, z_1; \omega) e^{-jk_z(z_2 - z_1)}, \quad (15)$$

Avec $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_0^2$. Dans l’approche Tamura, les 2 amplitudes complexes des ondes planes $\tilde{p}(k_x, k_y, z_1; \omega)$ et $\tilde{p}(k_x, k_y, z_2; \omega)$ dans les 2 plans z_1 et z_2 sont exprimés comme la

somme d'une onde plane incidente (se propageant vers le matériau) et d'une onde plane réfléchie (se propageant en s'éloignant du matériau),

$$\begin{aligned}\hat{p}(k_x, k_y, z_1; \omega) &= \tilde{p}_i(k_x, k_y, 0; \omega)e^{jk_z z_1} + \tilde{p}_r(k_x, k_y, 0; \omega)e^{-jk_z z_1} \\ \hat{p}(k_x, k_y, z_2; \omega) &= \tilde{p}_i(k_x, k_y, 0; \omega)e^{jk_z z_2} + \tilde{p}_r(k_x, k_y, 0; \omega)e^{-jk_z z_2},\end{aligned}\quad (16)$$

où \tilde{p}_i et \tilde{p}_r sont les amplitudes des ondes planes incidente et réfléchie à la surface du matériau ($z = 0$). Il est aisé de résoudre \tilde{p}_i et \tilde{p}_r à partir du système précédent,

$$\begin{aligned}\tilde{p}_i(k_x, k_y, 0; \omega) &= \frac{\tilde{p}(k_x, k_y, z_1; \omega)e^{-jk_z z_2} - \tilde{p}(k_x, k_y, z_2; \omega)e^{-jk_z z_1}}{2j \sin k_z (z_1 - z_2)} \\ \tilde{p}_r(k_x, k_y, 0; \omega) &= \frac{\tilde{p}(k_x, k_y, z_2; \omega)e^{jk_z z_1} - \tilde{p}(k_x, k_y, z_1; \omega)e^{jk_z z_2}}{2j \sin k_z (z_1 - z_2)},\end{aligned}\quad (17)$$

Le coefficient de réflexion complexe, le rapport des pressions complexes réfléchie et incidente s'écrit :

$$\tilde{R}(k_x, k_y; \omega) = \frac{\tilde{p}_r(k_x, k_y, 0; \omega)}{\tilde{p}_i(k_x, k_y, 0; \omega)}.\quad (18)$$

Finalement, le coefficient d'absorption est obtenu en effectuant :

$$\alpha(k_x, k_y; \omega) = 1 - |\tilde{R}(k_x, k_y; \omega)|^2, \quad (19)$$

La méthode Tamura fournit donc directement les coefficients de réflexion et d'absorption pour tous nombres d'ondes k_x, k_y des ondes planes constituant le champ sonore au-dessus du matériau. Ces nombres d'ondes peuvent être reliés aux angles d'incidence θ et d'azimut ϕ de ces ondes planes, tels que représentés sur la Figure 1, et suivant les équations suivantes :

$$\theta = \text{asin} \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_0}, \quad (20)$$

$$\phi = \text{atan} \frac{k_y}{k_x}. \quad (21)$$

En résumé, la méthode Tamura consiste à mesurer le champ sonore sur deux plans parallèles au-dessus du matériau, à effectuer une transformée espace – nombre d’onde de ces champs sonores et à calculer les coefficients de réflexion et d’absorption pour toute onde plane de directions θ et ϕ selon les équations précédentes. Les dimensions L_x, L_y des 2 plans de mesures selon les directions x et y fixent la fréquence limite basse de la mesure : en 1^{re} approximation, ces dimensions doivent être plus grandes que la plus grande longueur d’onde mesurée. La fréquence limite basse correspondante est définie tel que :

$$\alpha f_{\text{lim-}} = \frac{c_0}{\min(L_x, L_y)} . \quad (22)$$

Les séparations δ_x, δ_y des points de mesure selon les directions x et y fixent quant à elles la fréquence limite haute de la mesure : selon le critère d’échantillonnage de Nyquist, ces dimensions doivent être plus petites que la moitié de la plus petite longueur d’onde mesurée. La fréquence limite haute correspondante est définie tel que :

$$f_{\text{lim+}} = \frac{c_0}{2 \max(\delta_x, \delta_y)} . \quad (23)$$

La surface de matériau utilisée dans cette approche devrait être suffisamment grande par rapport à la taille des plans de mesures pour minimiser les effets de diffraction créés par les bords du matériau puisque les coefficients d’absorption recherchés sont ceux d’une couche latéralement infinie de matériau. En pratique, Tamura et ses coauteurs utilisent une source dipolaire comme un haut-parleur non bafflé puisqu’une telle source a une directivité plus marquée dans son axe, ce qui minimise l’insonification des bords du matériau. On rappelle que dans le cas du banc de test, le doublet microphonique est fixe et la source acoustique est mobile. Il est par contre immédiat de supposer la situation inverse, comme c’est le cas dans la méthode Tamura, en prenant en compte les positions relatives de la source et des microphones.

3.7.2 Version unidimensionnelle (1D) de l’approche Tamura

L’approche Tamura a l’avantage de pouvoir caractériser des matériaux anisotropes (dont les propriétés sont différentes dans les directions x et y) puisque les propriétés d’absorption identifiées dépendent de l’angle azimutal ϕ . En revanche, beaucoup de matériaux en pratique sont isotropes (la méthode d’inversion du modèle d’Allard fait cette hypothèse) ; dans ce cas, il est possible de réduire la mesure requise à simplement 2 lignes de microphones. Si le matériau est isotrope et latéralement infini, le champ acoustique possède une symétrie cylindrique autour d’un axe vertical passant par la

source, $p(x, y, z; \omega)$, r étant la coordonnée radiale. En ce cas, le spectre en nombre d'onde de l'équation (24) peut être réécrit en passant en coordonnées polaires :

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z; \omega) = \int_0^\infty \hat{p}(r, z; \omega) \int_0^{2\pi} e^{jk_x r \cos \theta + jk_y r \sin \theta} r dr d\theta. \quad (24)$$

Cette expression peut être réécrite sous la forme :

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z; \omega) = 2\pi \int_0^\infty \hat{p}(r, z; \omega) J_0(k_r r) r dr, \quad (25)$$

où J_0 est la fonction de Bessel cylindrique d'ordre 0 et $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ est le nombre d'onde radial. Dans cette version, le champ acoustique est donc mesuré le long de 2 lignes radiales parallèles au-dessus du matériau, et on en prend la transformée de Fourier-Bessel exprimée par l'équation (25). Afin de calculer le coefficient d'absorption, le reste des opérations est identique à celles de la version générale de la méthode, décrite à travers les équations (14)-(19).

3.8 Modèle de Johnson-Champoux-Allard (JCA)

Le modèle de fluide équivalent de JCA exprime la densité complexe $\hat{\rho}_m$ et le module de compressibilité du matériau absorbant considéré comme un fluide équivalent à partir des paramètres macroscopiques du matériau, à savoir sa porosité ϕ , sa résistivité σ , sa tortuosité τ_∞ , sa longueur caractéristique visqueuse Λ , sa longueur caractéristique thermique Λ' et sa densité apparente ρ_1 .

Dans le cas d'un matériau dont le squelette peut être considéré immobile, on a :

$$\hat{\rho}_m = \rho_0 \alpha_\infty \left(1 - j \frac{\phi \sigma}{\omega \rho_0 \tau_\infty} \sqrt{1 + j \frac{4\tau_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2}} \right) \quad (26)$$

avec ρ_0 la densité de l'air dans les pores, τ_∞ la limite asymptotique en haute fréquence de la tortuosité, η la viscosité dynamique et ω la pulsation angulaire.

Dans le cas où le matériau se comporte comme un fluide équivalent, mais dont le squelette est souple (hypothèse « limp »), on a :

$$\hat{\rho}_{m,s} = \left(\frac{1}{\hat{\rho}_m} + \frac{\hat{\gamma}^2}{\phi \hat{\rho}} \right)^{-1}, \quad (27)$$

avec $\hat{\rho} = \hat{\rho}_{11} - \frac{\hat{\rho}_{12}^2}{\phi \hat{\rho}_m}$, $\hat{\rho}_{11} = \rho_1 + \phi \rho_a (\hat{\alpha} - 1)$, $\hat{\rho}_{12} = -\phi \rho_a (\hat{\alpha} - 1)$, $\hat{\gamma} = \frac{\phi}{\hat{\alpha}} - 1$.

Le module de compressibilité du matériau est donné par la relation :

$$\hat{K}_m = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{8\eta}{\Lambda'^2 B^2 \omega \rho_0} \sqrt{1 + j \frac{\Lambda'^2 B^2 \omega \rho_0}{16\eta}} \right]^{-1}}, \quad (28)$$

avec P_0 la pression atmosphérique (considérée identique dans les pores), $B^2 \approx 0,71$, le nombre de Prandtl et $\gamma = \frac{c_p}{c_v} \approx 1,4$, le rapport des chaleurs spécifiques pour un gaz diatomique.

Le nombre d'onde complexe dans le matériau est calculé suivant la relation :

$$\hat{k}_m = \omega \sqrt{\frac{\hat{\rho}_m}{\hat{K}_m}}. \quad (29)$$

3.9 Nouvelle méthodologie de post-traitement des mesures réalisées avec le banc : inversion du modèle d'Allard

3.9.1 Le modèle d'Allard

Le banc de test développé dans ce projet utilise un haut-parleur mobile au-dessus d'une couche de matériau. On peut généralement représenter un haut-parleur par une source ponctuelle omnidirectionnelle (en hautes fréquences, cette hypothèse cesse d'être valable, car la taille de la membrane cesse d'être petite par rapport à la longueur d'onde émise et le haut-parleur rayonne avec une directivité non uniforme). La Figure 15 montre la situation générale d'une source ponctuelle S (monopôle) de débit volumique \hat{Q} , à la position z_s au-dessus d'une couche de matériau absorbant latéralement infinie, d'épaisseur d , de nombre d'onde complexe \hat{k}_m et de densité complexe effective $\hat{\rho}_{m,e} = \hat{\rho}_m / \phi$ (avec $\hat{\rho}_m$ la densité complexe et ϕ la porosité). La détermination du champ acoustique d'une telle source au-dessus d'un matériau absorbant est un problème non trivial, qui a fait l'objet de nombreux travaux. Selon le modèle d'Allard (Allard *et al.*, 1992),

réputé précis, la pression complexe induite à la position (r, z) au-dessus du matériau par une source de débit massique unitaire est donnée par l'expression :

$$\begin{aligned} \hat{p}(r, z; \omega) &= j\omega\rho_0\hat{Q} \left(\frac{e^{-jk_0R_1}}{R_1} - \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2} \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{+\infty} \frac{2\hat{\rho}_{m,e}}{\hat{\rho}_{m,e}\hat{v}_0 + \rho_0\hat{v}_m \tanh(\hat{v}_m d)} e^{-\nu_0(z_s+z)} J_0(kr) k dk \right), \end{aligned} \quad (30)$$

où $R_1 = \sqrt{r^2 + (z - z_s)^2}$, $R_2 = \sqrt{r^2 + (z + z_s)^2}$, $\hat{v}_0 = \sqrt{k^2 - k_0^2}$, $\hat{v}_m = \sqrt{k^2 - \hat{k}_m^2}$.

Le principe de l'approche de caractérisation proposée est d'extraire les propriétés \hat{k}_m et $\hat{\rho}_{m,e}$ à partir de mesures de la pression sonore pour une série de positions de source au-dessus du matériau.

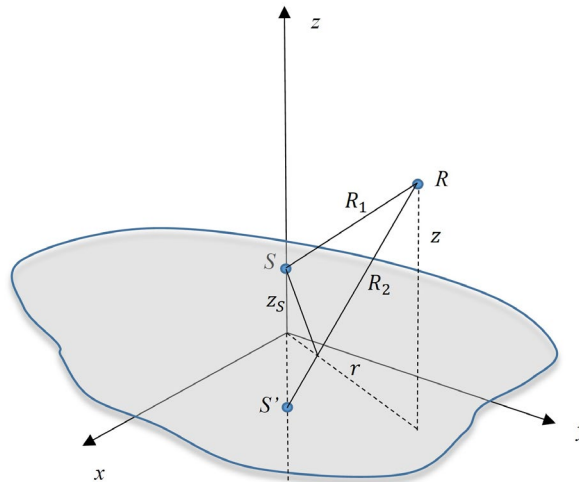


Figure 15. Source ponctuelle S au-dessus d'une couche de matériau absorbant.

3.9.2 Principe d'extraction des propriétés du matériau

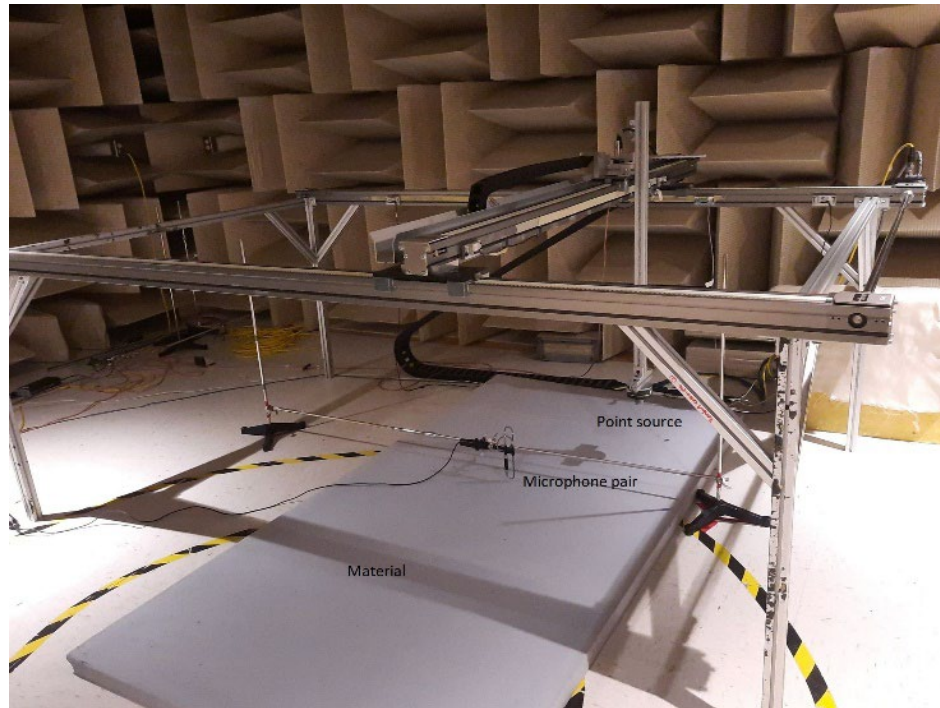


Figure 16. Illustration d'une mesure typique sur banc de test.

Comme indiqué dans la section 3.1, les expériences ont été menées dans une salle semi-anéchoïque, avec une surface de matériau d'environ 1 à 4 m² sur le sol (voir une illustration de principe en (Figure 16)). La source ponctuelle a été déplacée à des positions successives dans un plan parallèle à la surface du matériau par un bras robotisé x-y (d'où l'expression « antenne de source virtuelle »). Une paire de microphones fixes appariés en phase et situés à proximité du matériau a été utilisée pour mesurer la fonction de transfert \hat{H} de la paire de microphones pour chaque position i de la source et pour chaque fréquence.

L'approche de caractérisation du matériau consiste à identifier le nombre d'onde optimal \hat{k}_m et la densité effective $\hat{\rho}_{m,e}$ qui minimisent la somme des différences au carré entre les fonctions de transfert théoriques (notées *th*, et calculées à l'aide de l'équation (30) aux deux points de mesure) et les fonctions de transfert expérimentales (notées *exp*), et ce sur tous les points de mesure et à chaque fréquence,

$$J(\omega) = \sum_i \left| \left(\frac{\hat{p}_{2,i}}{\hat{p}_{1,i}}(\omega) \right)_{th} - \left(\frac{\hat{p}_{2,i}}{\hat{p}_{1,i}}(\omega) \right)_{exp} \right|^2. \quad (31)$$

La minimisation est effectuée à l'aide de diverses fonctions du *toolbox* d'optimisation de MATLAB; la fonction d'optimisation sous contrainte `fmincon`, basée sur une descente du gradient, a été retenue compte tenu de son coût de calcul raisonnable et de la consistance globale des valeurs obtenues. En théorie, 2 positions de la source sont suffisantes dans l'équation (31) pour identifier les 2 propriétés complexes \hat{k}_m et $\hat{\rho}_{m,e}$. Cependant, il s'est avéré que plus de 2 positions de sources sont nécessaires pour obtenir des estimations robustes. Les coefficients d'absorption en onde plane ou en champ diffus sont ensuite obtenus à l'aide des équations (3), (4), (5) et (6).

L'algorithme d'optimisation procède de la façon suivante :

- Le calcul est initié à la fréquence maximale mesurée, en partant de valeurs initiales complexes de \hat{k}_m et $\hat{\rho}_{m,e}$ fournies par l'utilisateur;
- L'utilisateur doit fournir aussi des valeurs minimales et maximales (bornes) pour les parties réelle et imaginaire des 2 quantités recherchées \hat{k}_m et $\hat{\rho}_{m,e}$, à chaque fréquence;
- L'algorithme recherche alors les valeurs optimales $\hat{k}_{m,opt}$ et $\hat{\rho}_{m,e,opt}$ qui minimisent la fonction $J(\omega)$ à la fréquence maximale mesurée;

Le calcul est répété à la fréquence suivante, en utilisant comme valeurs initiales les valeurs optimales $\hat{k}_{m,opt}$ et $\hat{\rho}_{m,e,opt}$ de l'itération précédente.

3.10 Nouvelle méthodologie de post-traitement des mesures réalisées avec le banc : calcul du coefficient d'absorption sous champ synthétisé par rapport de puissances acoustiques

On a vu que le coefficient d'absorption en onde plane et en champ diffus pouvait être obtenu par l'obtention du coefficient de réflexion via deux méthodes. La première est la synthèse de champ qui consiste à mesurer avec le banc de mesure des fonctions de transfert entre les sources virtuelles et le doublet microphonique et d'utiliser la matrice $\mathcal{S}_{\hat{Q}\hat{Q}}$ correspondant au champ synthétisé d'intérêt (par exemple, un champ diffus) pour obtenir un coefficient de réflexion sphérique synthétisé (voir section 3.6). Dans cette approche qui fonctionne bien dans le cas d'un matériau à réaction localisée et dans un domaine fréquentiel suffisamment élevé, l'onde incidente sphérique est censée se réfléchir sphériquement sur le matériau. Dans la seconde méthode, on suppose que la propagation au-dessus du matériau est décrite par un modèle à réaction étendue, supposé mieux décrire le comportement du matériau¹ notamment en basses fréquences

¹ Sous réserve que le matériau puisse être effectivement décrit par un fluide équivalent (on néglige les effets élastiques du squelette).

(modèle d'Allard dans ce rapport). On utilise ensuite le banc pour déterminer les paramètres du modèle à savoir la densité effective et le nombre d'onde dans le matériau, ce qui permet d'obtenir dans une phase de post-traitement le coefficient de réflexion qui existerait si le matériau était excité par une onde plane et en champ diffus (voir section 1.1.1).

Ici on propose une troisième approche alternative, hybride des deux précédentes. Cette approche est applicable dans le cas où la propagation au-dessus du matériau est également décrite par le modèle d'Allard et qu'on connaît la densité effective et le nombre d'onde dans le matériau. Cependant, ici, le coefficient d'absorption synthétisé est calculé sans passer par le coefficient de réflexion. En effet, il est obtenu comme le rapport de la puissance acoustique absorbée par une surface² donnée du matériau sous un champ acoustique exciteur donné et de la puissance acoustique incidente de ce champ qui traverse cette même surface (section 3.10.2). L'intérêt de cette approche par rapport à la première est qu'on ne fait pas d'hypothèse sur la nature de la réflexion sur le matériau et que le modèle à réaction étendue du matériau permet d'améliorer les résultats en basses fréquences. Par rapport à la seconde approche, on peut ici obtenir le coefficient d'absorption non seulement en onde plane ou diffus, mais également sous n'importe quel autre type de champ synthétisé (une onde sphérique, ou un champ quelconque).

3.10.1 Coefficient d'absorption sous champ exciteur sphérique

Dans le cas où on suppose que le champ acoustique généré par un monopole de débit volumique \hat{Q} placé au-dessus du matériau à caractériser est régi par le modèle de propagation de Allard (Allard *et al.*, 1992), le coefficient d'absorption associé, dit sous source ponctuelle, peut être calculé par :

$$\alpha_{\text{point source}} = \frac{\overline{W_{abs}}}{\overline{W_{inc}}}, \quad (32)$$

où $\overline{W_{abs}}$ et $\overline{W_{inc}}$ sont respectivement la puissance acoustique absorbée par une surface carrée de dimension $\left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right] \times \left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right]$ avec $a \rightarrow \infty$ et la puissance acoustique incidente traversant la même surface. Le symbole $\overline{(\quad)}$ signifie qu'une moyenne temporelle sur une période est faite. Il s'agit donc d'une puissance moyenne et pas d'une puissance instantanée. Les deux termes fournis dans l'équation (32) se calculent suivant les équations suivantes :

² Cette surface est *a priori* infinie, mais numériquement finie.

$$\begin{aligned}
\overline{W}_{abs} &= \lim_{a \rightarrow \infty} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \overline{I_n} \Big|_{z=0} dx dy \\
&= \lim_{a \rightarrow \infty} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} |\hat{Q}|^2 \Re \left[\frac{j}{\rho_0 \omega} \left(\int_0^{+\infty} \frac{\hat{\rho}_{m,e}}{\hat{\rho}_{m,e} \nu_0 + \rho_0 \hat{\nu}_m \tanh(\hat{\nu}_m d)} e^{-\hat{\nu}_0 z_S} J_0 \left(\sqrt{(x_S - x)^2 + (y_S - y)^2} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \left(2e^{jk_0 R_1} z_S \left(\frac{1 - jk_0 R_1}{R_1^3} \right) - \int_0^{+\infty} \frac{2\hat{\rho}_m^* \nu_0^*}{\hat{\rho}_m^* \nu_0^* + \rho_0 \hat{\nu}_m^* \tanh^*(\hat{\nu}_m d)} e^{-\hat{\nu}_0^* z_S} J_0 \left(\sqrt{(x_S - x)^2 + (y_S - y)^2} k_r \right) \right) \right] dx dy
\end{aligned} \tag{3}$$

avec $\hat{Q} = j\omega\hat{Q}$

$$\begin{aligned}
\overline{W}_{inc} &= \lim_{a \rightarrow \infty} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \overline{I_{inc,n}} \Big|_{z=0} dx dy \\
&= \frac{z_S k_0 \rho_0 \omega |\hat{Q}|^2}{2} \lim_{a \rightarrow \infty} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{dx dy}{\left((x_S - x)^2 + (y_S - y)^2 + z_S^2 \right)^{\frac{3}{2}}}
\end{aligned} \tag{34}$$

Pour un champ d'onde plane incident sur un matériau d'étendue infinie, le coefficient d'absorption ne dépend pas de a donc on n'a pas besoin de faire tendre a vers l'infini. Cependant, pour une excitation par monopole, il en dépend du fait de la présence de l'onde de surface présente dans l'équation (30). Néanmoins, les puissances incidente et absorbée tendent chacune vers une valeur finie lorsque $a \rightarrow \infty^3$.

3.10.2 Coefficient d'absorption sous champ synthétisé

On désire maintenant synthétiser un champ cible grâce à un réseau dans le plan (x, y) de $N = N_x \times N_y$ sources monopolaires, chacune de débit volumique \hat{Q}_p ($p \in [1, N]$).

³ En utilisant un changement de variable polaire, l'expression de la puissance incidente, équation (21), peut se réécrire :

$$\lim_{r_{\max} \rightarrow \infty} \rho_0 \omega \pi k_0 \left[1 - \frac{z_S}{\left(r_{\max}^2 + z_S^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \right] = \rho_0 \omega \pi k_0 .$$

Pour l'équation (20), il n'y a pas d'expression analytique simple. Cependant, on vérifie numériquement que lorsque la taille de la zone d'intégration augmente, l'intégrale converge vers une valeur finie.

Ce réseau est disposé dans un plan parallèle à la surface du matériau et à une hauteur $z = z_s$. Il est possible de montrer que le coefficient d'absorption associé est donné par :

$$\alpha_{\text{synth}} = \frac{\sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \overline{W_{\text{abs},pq}}}{\sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \overline{W_{\text{inc},pq}}}, \quad (35)$$

avec

$$\overline{W_{\text{abs},pq}} = \frac{1}{2} \Re[S_{\hat{Q}\hat{Q},pq} \hat{C}_{\text{abs}}^{pq}], \quad (36)$$

et

$$\overline{W_{\text{inc},pq}} = \frac{1}{2} \Re[S_{\hat{Q}\hat{Q},pq} \hat{C}_{\text{inc}}^{pq}], \quad (37)$$

où $S_{\hat{Q}\hat{Q},pq}$ est le terme (p, q) de la matrice interspectrale des débits volumiques $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$. Les termes $\hat{C}_{\text{abs}}^{pq}$ et $\hat{C}_{\text{inj}}^{pq}$, détaillés dans l'annexe D.I, sont des termes d'interaction entre la source numéro p et la source numéro q . Les termes $\hat{C}_{\text{abs}}^{pq}$ et $\hat{C}_{\text{inj}}^{pq}$ dépendent de la position des sources (dans le plan et en hauteur) et de la fréquence, mais pas du champ acoustique incident, $\hat{C}_{\text{abs}}^{pq}$ dépend également des propriétés du matériau et de son épaisseur. Les coefficients $\hat{C}_{\text{abs}}^{pq}$ et $\hat{C}_{\text{inj}}^{pq}$ peuvent donc être précalculés et être réutilisés pour calculer le coefficient d'absorption sous n'importe quel type de champ incident. Similairement, la matrice $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$ correspondant au champ incident désiré peut être précalculée en théorie pour n'importe quel réseau virtuel donné de sources. Dans la suite, la technique de calcul de α_{synth} via l'équation (35) sera appelée « rapport de puissances en synthèse » (RPS).

Du fait de la complexité des intégrandes, le calcul des termes $\hat{C}_{\text{abs}}^{pq}$ et $\hat{C}_{\text{inj}}^{pq}$ ne peut se faire que numériquement à partir d'algorithmes itératifs du logiciel MATLAB (quad2). Leurs expressions sont fournies en annexe D.I. Pratiquement, l'intégrale de surface doit être tronquée en prenant des valeurs finies de a car le temps de calcul est prohibitif. L'effet de cette troncature sur le calcul de α_{synth} fait l'objet d'une étude dans la section 4.6.1. Par ailleurs, même si l'intégrale de surface est tronquée, le temps de calcul du terme $\hat{C}_{\text{abs}}^{pq}$ s'accroît considérablement lorsque le nombre de sources du réseau, la taille de la zone d'intégration et la fréquence augmentent. Afin de réduire significativement ce temps de calcul, on élimine l'intégrale portant sur le nombre d'onde k_r dans l'intégrande de l'intégrale de surface de l'équation (33) en implantant la méthode des sources images complexes (Eiser *et al.*, 2021). Tous les détails mathématiques relatifs à

l'établissement de différentes équations précédentes sont présentés dans les références Sgard (2021a, 2021b, 2022a, 2022b).

Il est important de mentionner que cette technique de post-traitement ne nécessite que la connaissance de la densité effective et le nombre d'onde dans le matériau qui peuvent être estimés à l'aide du banc de mesure présenté dans la section 3.1 ou à partir de la détermination des paramètres macroscopiques du modèle de JCA. Le reste des paramètres peut être changé numériquement.

4 RÉSULTATS

Dans cette section dédiée aux résultats, ceux liés aux incertitudes sont tout d'abord discutés en section 4.1. Les résultats liés aux mesures standardisées, et qui vont être utilisés comme références pour situer la performance du banc et des méthodes associés, sont introduits en section 4.3. Les résultats suivant la méthode de Tamura sont présentés en section 4.4, et comprennent une étude séparée entre approche 1D et 2D pour étudier les limites de cette approche qui s'avèrent finalement importantes. Les résultats liés aux deux nouvelles méthodes proposées, soit l'inversion du modèle d'Allard (IA) et la méthode « rapport de puissances en synthèse » (RPS), sont respectivement décrits dans les sections 4.5 et 4.6. Ces sections intègrent des études paramétriques qui permettent de cerner les limites et avantages de chacune de ces deux méthodes. Sur la base de ces études paramétriques, la section 4.7 fournit des comparaisons entre les mesures de référence, l'ancienne méthode de synthèse décrite dans (Robin, Berry, Doutres *et al.*, 2014) et les deux nouvelles approches proposées (IA et RPS) pour des configurations optimales. Les comparaisons sont séparées en trois cas, soit l'onde plane en incidence normale en section 4.7.1, l'onde plane en incidence oblique (45 degrés) en section 4.7.2 et le champ acoustique diffus en section 4.7.3.

4.1 Incertitudes estimées et évaluation de leur effet sur les mesures de fonctions de transfert ou le calcul du coefficient d'absorption

Les incertitudes de mesure sur les paramètres géométriques ont été évaluées suivant les méthodes décrites dans la section 3.1.3, et sont présentées dans le Tableau 2.

Tableau 2. Incertitudes de mesure sur les positions de la source et des microphones

Incertitudes	Valeurs
Position de la source dans le plan XY	$\pm 0,16$ mm sur X et $\pm 0,14$ mm sur Y
Hauteur de la source par rapport au matériau	± 20 mm
Position des microphones dans le plan XY	± 20 mm pour M_1 et ± 2 mm pour M_2 par rapport à M_1 (incertitudes identiques dans les deux directions du plan)
Hauteur des microphones par rapport à la surface du matériau	$\pm 0,5$ mm pour d_{M_1Sol} et ± 0 mm pour $d_{M_1M_2}$

La position relative du centre acoustique par rapport à l'embouchure de la source en fonction des fréquences est présentée sur la Figure 17.

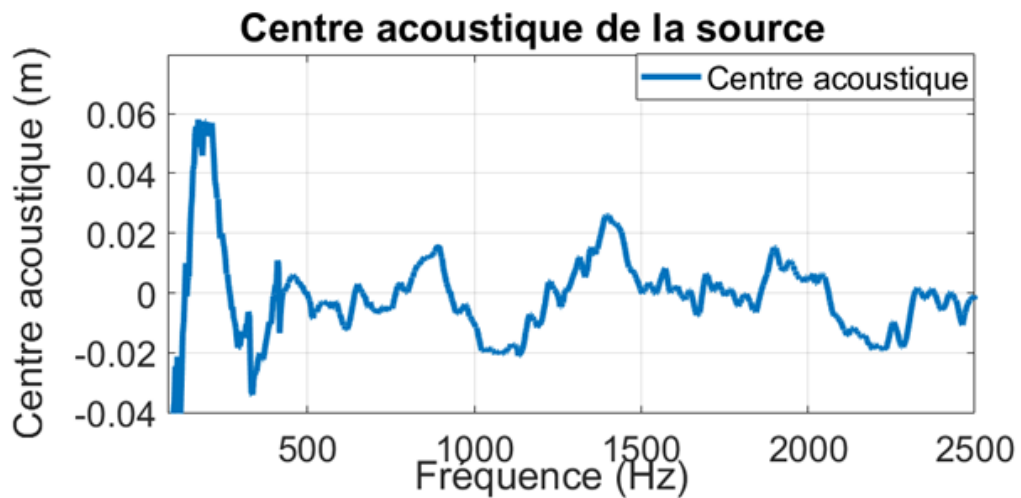


Figure 17. Position évaluée du centre acoustique par rapport à l'embouchure de la source.

La position relative du centre acoustique de la source oscille autour de l'embouchure avec un écart-type de ± 16 mm. Il est observé un pic autour de 250 Hz, la méthode ne semble donc pas fonctionner en très basses fréquences.

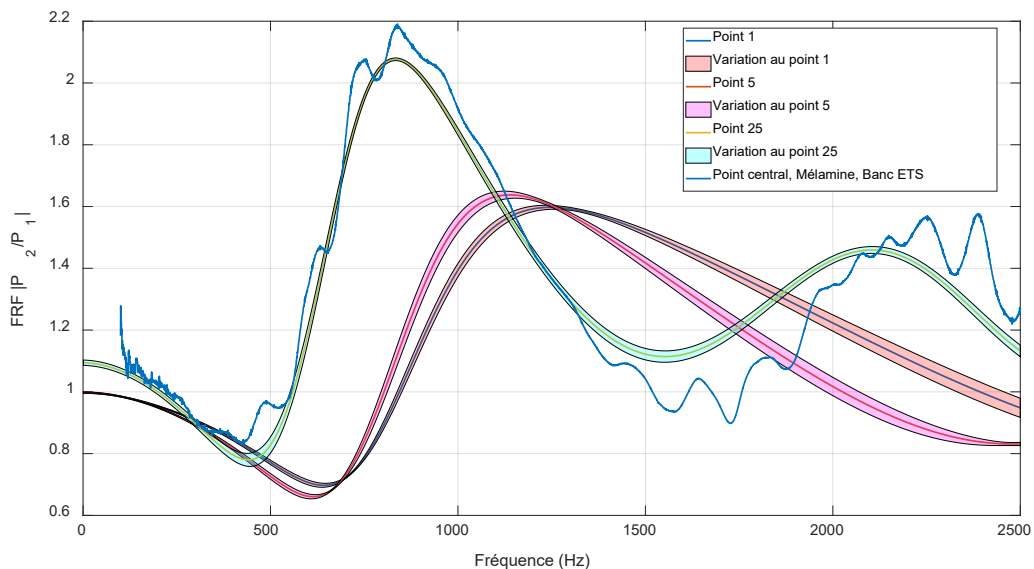


Figure 18. Estimation des incertitudes sur les fonctions de transfert liées aux incertitudes géométriques déterminées (estimées avec la méthode de Monte-Carlo).

Pour étudier l'effet des incertitudes du banc de mesure sur la caractérisation de l'absorption acoustique du matériau, une approche probabiliste de Monte-Carlo a été proposée. Les incertitudes sur chaque paramètre géométrique sont définies de façon aléatoire entre 0 et la valeur indiquée dans le Tableau 2. À partir de ces valeurs, la fonction de transfert entre les deux microphones est calculée avec le modèle d'Allard et l'opération est répétée un nombre N de fois. Les N fonctions de transfert sont alors moyennées et un écart-type est calculé à chaque fréquence. Trois points de mesure pris sur un maillage de 3×3 points de 90 cm par 90 cm sont utilisés (cela correspond aux points 1,5 et 25 sur la Figure 11). La Figure 18 représente ainsi, pour ces trois points, la moyenne des fonctions de transfert générées avec leur écart-type (pour $N = 1000$). La comparaison entre cette simulation et la mesure au point 25 montre que les incertitudes liées aux paramètres géométriques n'expliquent pas les écarts vus entre théorie et mesure (présence d'oscillations sur la fonction de transfert mesurée qui ne sont pas présentes sur la courbe théorique).

L'effet de ces incertitudes a été investigué sur la méthode de l'inversion du modèle d'Allard avec la première version du banc, et il a été possible de déterminer que ces incertitudes avaient une influence faible, voire négligeable, sur les résultats obtenus. Par exemple, la Figure 19 présente l'effet d'une incertitude de position de 2 mm en (x, y) de la source, incertitude ici volontairement supérieure à celle déterminée au Tableau 2. L'effet sur la détermination de la partie réelle et de la partie imaginaire du nombre d'onde est très faible (les courbes issues de l'extraction, en trait fin, sont quasiment superposées au calcul issu du modèle JCA, en trait épais). Cependant, deux accidents sont visibles vers des fréquences d'approximativement 400 Hz et 600 Hz, et attribués aux oscillations vues à ces mêmes fréquences sur la Figure 18. Les oscillations situées à des fréquences plus élevées n'ont pas d'effet clair sur cette détermination du nombre d'onde complexe, et c'est également le cas pour le coefficient d'absorption. Un travail plus spécifique a donc porté sur l'identification de l'origine de ces oscillations.

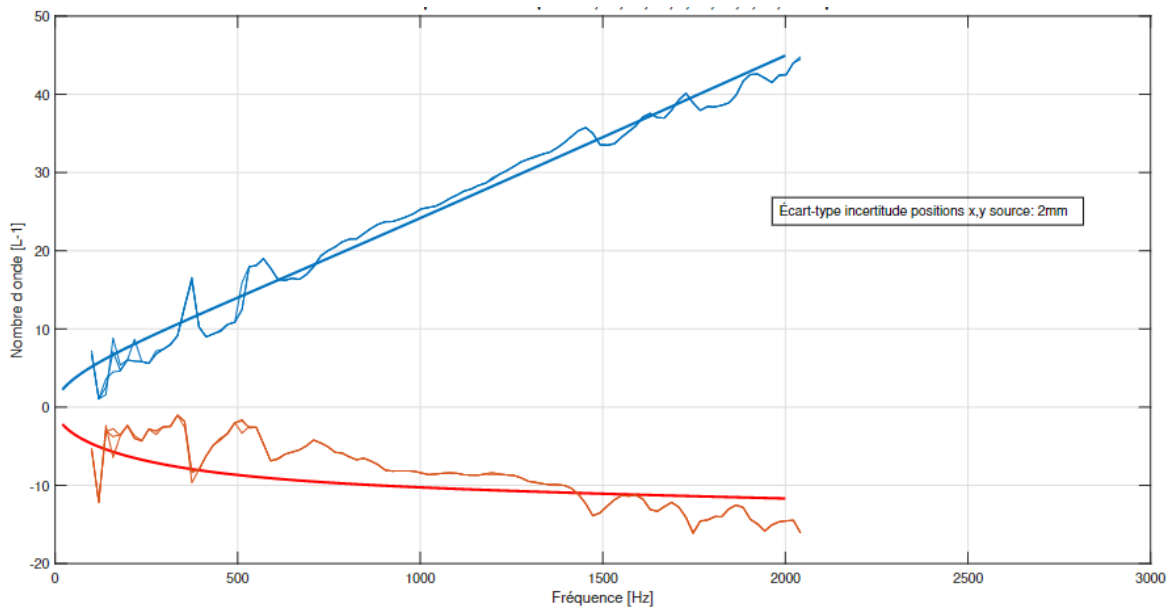


Figure 19. Exemple d'une extraction du nombre d'onde complexe pour une mousse de mélamine, avec une optimisation sur 10 points et un espacement des microphones de 5 cm – une incertitude de 2 mm sur la position de la source dans les directions X et Y est considérée (en bleu, partie réelle – en rouge, partie imaginaire).

4.2 Effets de réflexions parasites liées à la structure du banc

Un premier travail a été réalisé à l'aide d'un jumeau numérique (ou *Digital Twin*) du banc physique. Grâce aux logiciels de CAD CREO Parametrics 6.0 et COMSOL Multiphysics 6.0, un modèle numérique a permis de reproduire virtuellement les conditions de l'expérience réalisée au laboratoire ICAR (voir une illustration en Figure 20, à comparer à la Figure 16). L'objectif était ici de cerner les origines des oscillations ou écarts par rapport à la théorie (voir Figure 18), et ce sans devoir réaliser des manipulations longues et complexes (démontage-remontage du banc, retrait de certaines structures pouvant être fait de manière virtuelle). Les résultats obtenus à l'aide de ce jumeau numérique sont fournis et comparés à ceux obtenus en utilisant le banc réel en ANNEXE C.

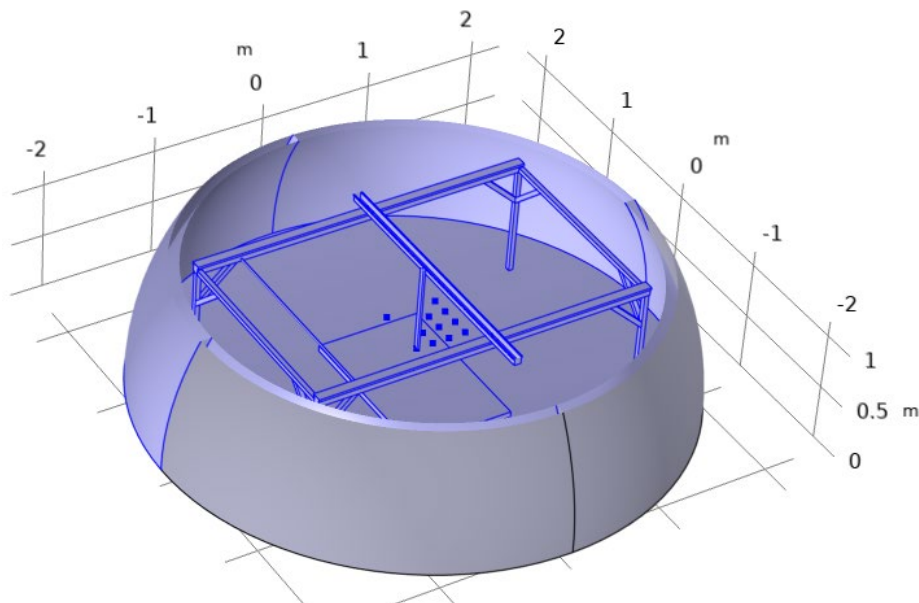


Figure 20. Illustration du jumeau numérique du banc utilisé à l'ÉTS – jumeau numérique développé dans l'environnement COMSOL.

De plus, nous avons utilisé à des fins de comparaison des coefficients d'absorption caractérisés en champ diffus synthétisé suivant la précédente méthode (Robin, Berry, Doutres *et al.*, 2014). Une comparaison des résultats obtenus sur les trois versions du banc de mesure (V1, V2a, V2b) est présentée sur la Figure 21. La première version du banc de mesure (V1) est présentée sur la Figure 7, ce banc possède des pieds de structure d'une longueur de 1 m et la surface de l'actionneur Y est traité par des échantillons de mélamine d'épaisseur 5 cm afin de réduire les réflexions parasites.

Le coefficient d'absorption obtenu à partir de ce banc est représenté par la courbe bleue sur la Figure 21. On observe deux pics d'absorption vers 400 Hz et 600 Hz provenant certainement encore de réflexions parasites issues des parois du banc de mesure. Pour la version V2a du banc, les pieds sont abaissés à 0,8 m et le coefficient d'absorption obtenu à partir de mesure sur ce banc est représenté par la courbe rouge sur la Figure 21. Le premier pic d'absorption initialement à la fréquence 400 Hz est déplacé vers les basses fréquences et son amplitude est considérablement diminuée. Le second pic (vers 600 Hz) ne semble pas atténué. Pour la version V2b du banc de mesure, presque similaire à la version V2a, l'échantillon de mélamine sous l'actionneur Y est remplacé par un échantillon de laine de verre d'épaisseur de 17 cm). Le coefficient d'absorption obtenu à partir de cette dernière version du banc est représenté par la courbe jaune de la Figure 21. L'amplitude du second pic d'absorption (vers 600 Hz) est très nettement diminuée. L'effet de ces oscillations est également réduit sur toutes les quantités déterminées sur la base des fonctions de transfert entre microphones. La dernière version du banc, V2b, qui minimise l'effet de ces réflexions, est utilisée pour toutes les mesures réalisées et présentées dans la suite de ce rapport.

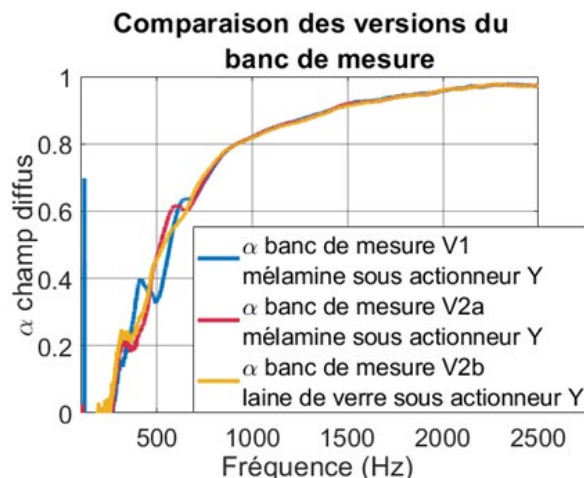


Figure 21. Comparaisons des versions du banc de mesure sur les résultats de coefficient d'absorption en champ diffus synthétisé (méthode de Robin *et al.*, 2014) et deuxième version du banc de mesure (à droite).

4.3 Résultats obtenus suivant les méthodes standardisées

Les résultats de mesure en tube d'impédance, en petite cabine réverbérante et en chambre réverbérante sont fournis en annexe A. Ces résultats sont accompagnés de photographies et de descriptifs précis des mesures effectuées.

4.4 Évaluation de la méthode de Tamura

4.4.1 Évaluation pour le cas 2D

On présente en premier lieu un résultat de simulation numérique de l'approche Tamura 2D, de façon à cerner ses limites. Le champ acoustique au-dessus d'une couche latéralement infinie de mélamine en présence d'une source à la position $(x_s, y_s, z_s) = (0, 0, 0.3)$ [m] est simulé selon l'équation (30), la mélamine étant représentée par le modèle JCA en utilisant les paramètres physiques présentés dans le Tableau 1. Le champ acoustique est évalué selon deux plans de microphones aux positions $z_1 = 0.05$ m et $z_1 = 0.1$ m. Deux schémas de mesure sont simulés :

- Une mesure très fine, avec des plans de $10 \text{ m} \times 10 \text{ m}$ et une séparation de microphones de 10 cm. Une telle mesure correspond à des fréquences limites théoriques $f_{\text{lim}-} = 34 \text{ Hz}$ et $f_{\text{lim}+} = 1700 \text{ Hz}$.
- Une mesure correspondant aux acquisitions réalisées avec le banc de test : plan de mesure de $0,9 \text{ m} \times 0,9 \text{ m}$ et une séparation de microphones de 7,5 cm. Cette mesure proche des tests expérimentaux correspond à des fréquences limites théoriques $f_{\text{lim}-} = 380 \text{ Hz}$ et $f_{\text{lim}+} = 2270 \text{ Hz}$.

Ces simulations sont comparées à des résultats expérimentaux obtenus sur le banc de test avec une couche de 1,3 m × 2,5 m de mélamine (épaisseur 50 mm), dans les conditions du cas ci-dessus. Dans tous les cas, le champ de pression sur les 2 plans est multiplié par une fenêtrage d'apodisation (Hanning) avant d'effectuer la transformée de Fourier spatiale. La Figure 22 montre les résultats obtenus pour le coefficient d'absorption en onde plane sous un angle d'incidence $\theta = 45$ degrés.

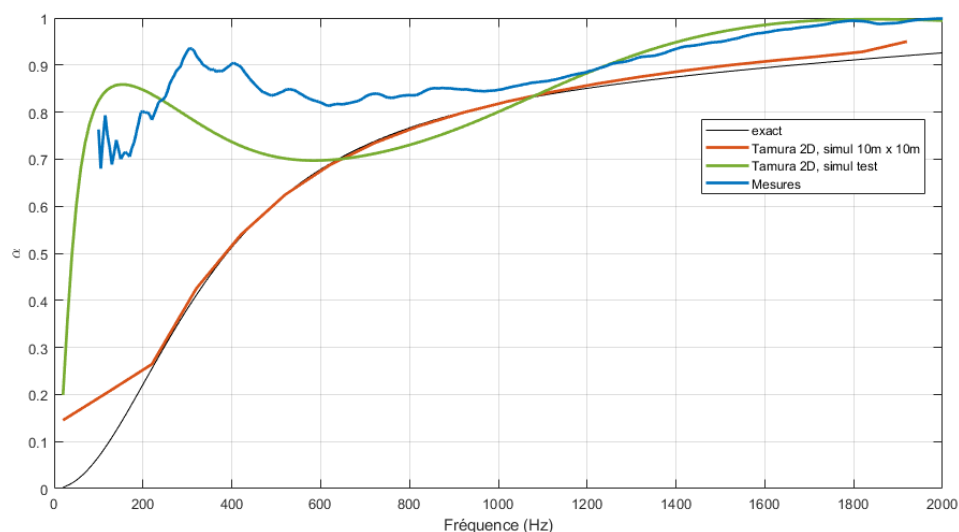


Figure 22. Coefficient d'absorption en onde plane d'incidence $\theta = 45$ degrés obtenu par l'approche Tamura 2D en simulations et à partir de données mesurées sur banc de test.

Les simulations de l'approche Tamura dans le cas d'une mesure fine permettent de retrouver le coefficient d'absorption exact du matériau sur une bande de fréquences comprises entre les limites attendues. Les simulations pour des conditions similaires à celles du banc de test montrent que l'approche ne permet pas d'extraire le coefficient d'absorption aux basses fréquences, principalement à cause de la taille limitée du plan de mesures. Les résultats obtenus à partir de mesures réelles sur le banc de test se rapprochent des prédictions numériques; les données mesurées sont de plus entachées par les effets de diffraction par les côtés de l'échantillon de matériau (dimensions 1,3 m × 2,5 m). Ces résultats montrent que la dimension des plans de mesure impacte directement la précision de l'identification du coefficient d'absorption aux basses fréquences.

La Figure 23 montre le spectre en nombre d'onde du coefficient de réflexion selon l'équation (18), obtenu en mesure et par simulation (avec des plans de mesure identiques aux conditions de mesure), à une fréquence de 1 000 Hz. À cette fréquence, la Figure 23 indique que la méthode de Tamura dans les conditions de mesure fournit des résultats en accord avec le cas « exact », soit issu d'un modèle. Ces spectres en nombre d'onde montrent que la grande partie du contenu spectral du coefficient de réflexion se situe dans le domaine acoustique ($k_0 = 18 \text{ m}^{-1}$ à cette fréquence). La Figure 24 et la Figure 25 montrent respectivement le coefficient de réflexion et le coefficient d'absorption en fonction des angles θ et ϕ extraits du spectre en nombre d'onde selon les équations (18) et (19). L'accord entre simulations et mesures est très satisfaisant. Les données expérimentales montrent que l'absorption mesurée est quasiment indépendante de la direction azimutale ϕ .

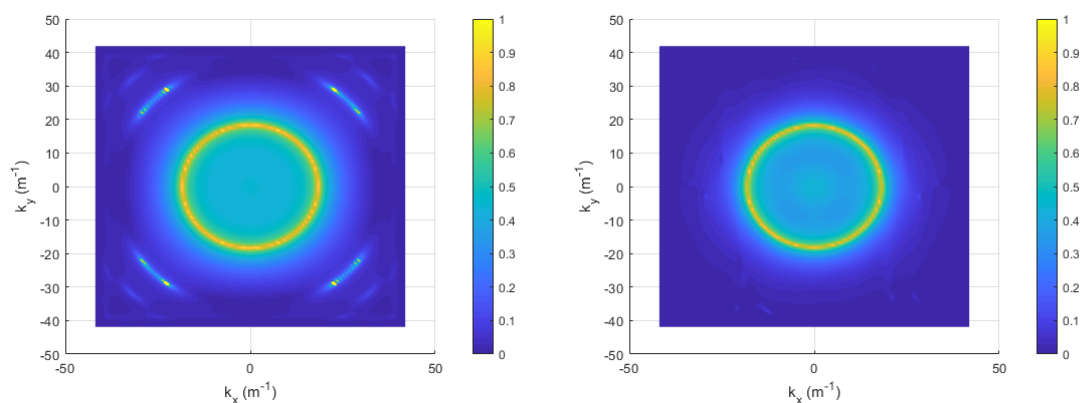


Figure 23. Spectre en nombre d'onde du coefficient de réflexion obtenu par l'approche Tamura 2D à partir de simulations (à gauche) et à partir de données mesurées sur banc de test (à droite), et à une fréquence de 1 000 Hz.

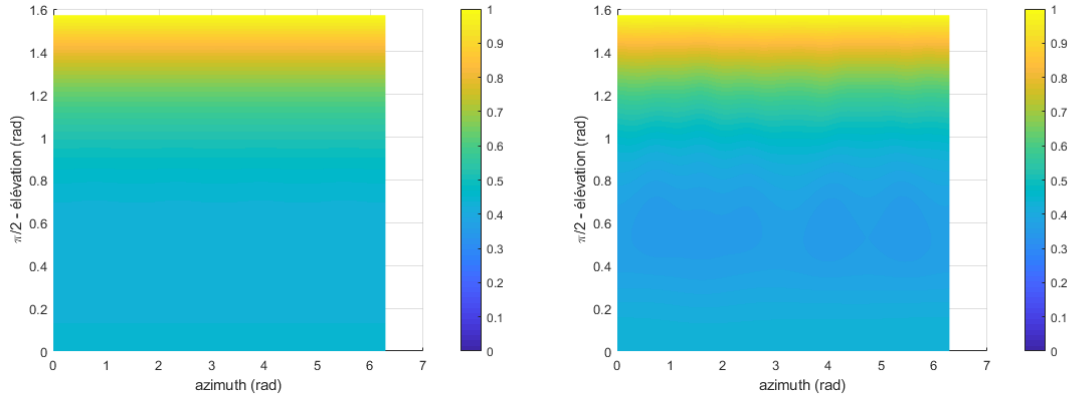


Figure 24. Coefficient de réflexion en fonction de θ et ϕ obtenu par l'approche Tamura 2D à partir de simulations (à gauche) et à partir de données mesurées sur banc de test (à droite), et à une fréquence de 1 000 Hz.

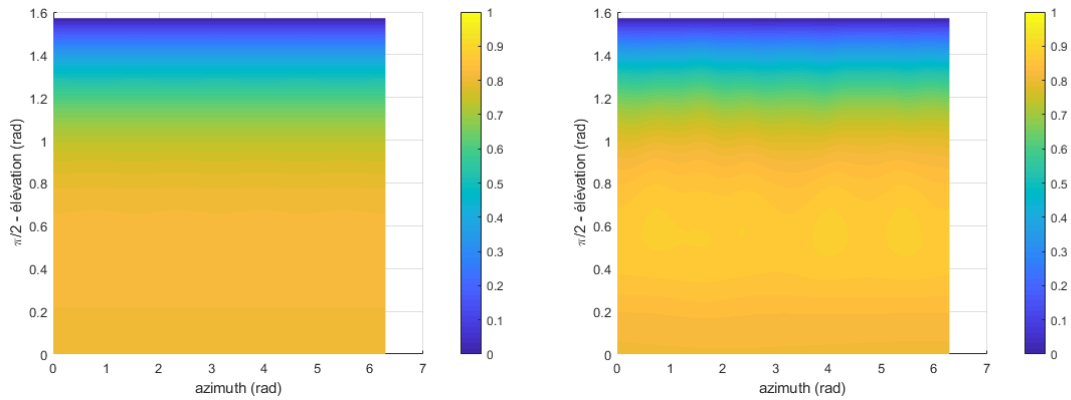


Figure 25. Coefficient d'absorption en fonction de θ et ϕ obtenu par l'approche Tamura 2D, à partir de simulations (à gauche) et à partir de données mesurées sur banc de test (à droite), et à une fréquence de 1 000 Hz.

4.4.2 Évaluation de la méthode pour le cas 1D

Des mesures exploratoires ont été effectuées avec le banc de test dans les conditions de la méthode Tamura 1D détaillée à la section 3.7.2. Les mesures ont été faites au-dessus d'une couche de 50 mm de mélamine avec une source mobile sur une ligne à 30 cm au-dessus de la surface du matériau (Figure 26). La pression acoustique a été mesurée grâce à un doublet microphonique aux positions $z_1 = 0.05$ m et $z_2 = 0.1$ m. La source a été déplacée en 21 positions successives séparées de 5 cm, soit au final une ligne de 1,4 m. En supposant la symétrie cylindrique du problème, cette mesure permet d'obtenir une surface circulaire de mesure de diamètre 2,8 m. Une telle mesure correspond à des fréquences limites théoriques $f_{\text{lim}-} = 245$ Hz et $f_{\text{lim}+} = 3400$ Hz.

Le champ de pression mesuré sur les 2 lignes microphoniques est multiplié par une fenêtre d'apodisation (Hanning) avant d'effectuer la transformée de Fourier-Bessel spatiale selon l'équation (25). Les équations (15) - (19) sont ensuite utilisées pour calculer à chaque fréquence le spectre en nombre d'onde du coefficient de réflexion complexe du matériau, ou son spectre directionnel, ainsi que le coefficient d'absorption. La Figure 27 montre le spectre en nombre d'onde du coefficient de réflexion complexe mesuré à 1 000 Hz (en module). Comme dans le cas de la mesure Tamura 2D, la majorité de l'énergie dans ce spectre est concentrée dans le domaine acoustique (pour des valeurs du nombre d'onde k_r inférieures au nombre d'onde acoustique k_0). Comme espéré, les valeurs obtenues sont inférieures à 1. La Figure 28 montre le coefficient d'absorption obtenu en onde plane perpendiculaire, en onde plane d'incidence 45 degrés et en champ diffus, et affiche pour fin de comparaison les résultats obtenus par la méthode d'inversion du modèle d'Allard. Les résultats obtenus par la méthode Tamura 1D sont généralement moins bons que ceux de la méthode d'inversion pour ce matériau. Les limitations en basses fréquences restent également importantes. Ainsi, les résultats finaux présentés en section 4.7 n'intègrent pas la méthode Tamura.

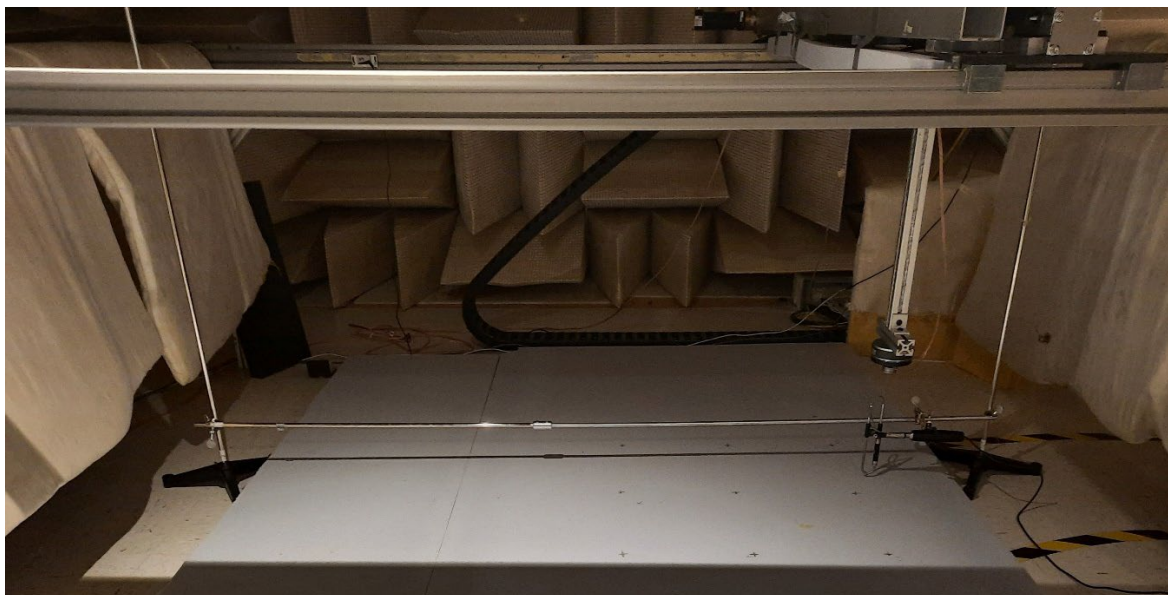


Figure 26. Mesure au-dessus d'une couche de 50 mm de mélamine avec une source mobile le long d'une ligne selon la méthode Tamura 1D.

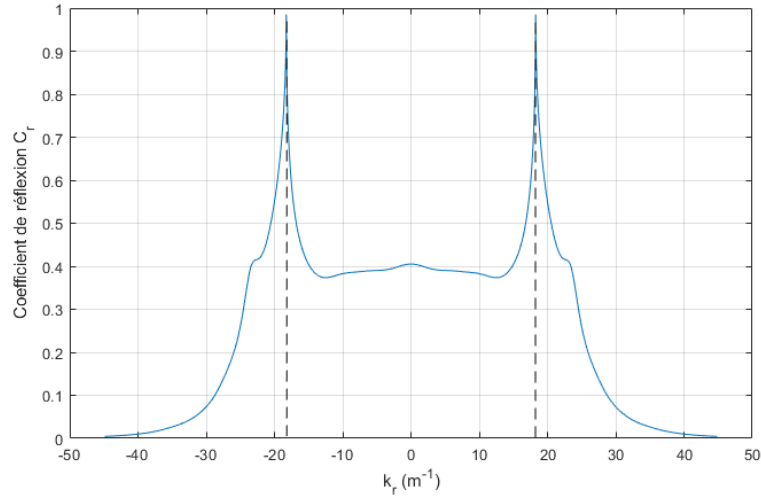


Figure 27. Spectre en nombre d'onde du coefficient de réflexion obtenu par l'approche Tamura 1D à partir de données mesurées sur banc de test sur mélamine à 1 000 Hz. La ligne pointillée indique le nombre d'onde acoustique à 1000Hz, $k_0 = 18,3 \text{ m}^{-1}$.

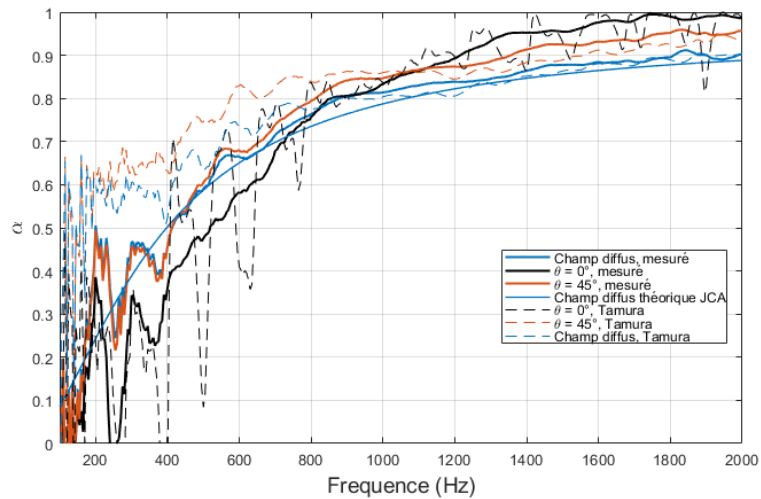


Figure 28. Coefficient d'absorption de la mélamine 50 mm en onde plane perpendiculaire, en onde plane 45 degrés et en champ diffus, comparaison de la méthode Tamura 1D (en trait pointillé, trois derniers résultats) et de la méthode d'inversion du modèle d'Allard (en trait plein, trois premiers résultats).

4.5 Évaluation de la méthode d'inversion d'Allard

4.5.1 Méthode d'inversion de modèle d'Allard : étude paramétrique

Dans cette section, les résultats ont été comparés aux mesures directes et par tube d'impédance des propriétés physiques du matériau (porosité ϕ , résistance à l'écoulement σ , tortuosité α_∞ , longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques Λ et Λ' , respectivement) et aux calculs de \hat{k}_m et $\hat{\rho}_m$ en utilisant le modèle de Johnson-Champoux-Allard (JCA) (Allard et Atalla, 2009). Cette section fournit une étude de l'effet de certains paramètres de la mesure comme la taille de l'échantillon, la hauteur de sources et le nombre de sources dans le réseau sur l'identification des paramètres du matériau qui peuvent influencer l'identification des propriétés matériaux. Ces résultats se limitent aux mesures effectuées sur une couche de mélamine de 50 mm d'épaisseur. Les résultats de l'identification pour les 5 matériaux ainsi que le coefficient d'absorption en champ diffus obtenu à partir de l'identification et du modèle d'onde plane sont fournis dans les sections suivantes.

- Comparaison des fonctions de transfert mesurées et optimales

L'objectif de cette comparaison est de vérifier que les fonctions de transfert optimales (après convergence de l'algorithme d'optimisation) sont effectivement proches de celles mesurées. La Figure 29 illustre un résultat de l'optimisation sur les fonctions de transfert entre microphones, $\hat{H}(\omega)$, mesurées pour 5 positions de source (points 11, 18, 25, 12, 19, voir Figure 11) à 30 cm au-dessus d'une couche de mélamine de 50 mm d'épaisseur. Les mesures ont été effectuées avec un réseau de 7×7 positions de sources, séparées dans les 2 axes x et y par une distance de 15 cm. La distance entre les 2 microphones du doublet est 50 mm, et l'optimisation des propriétés du matériau a été effectuée sur 10 fonctions de transfert $\frac{p_{2,i}}{p_{1,i}}(\omega)$ correspondant à 10 positions de source différentes (les 5 montrées en rouge sur la Figure 11 et 5 autres). Cette optimisation a été effectuée dans la bande de fréquences 100 Hz – 2 kHz. La Figure 29 permet de confirmer que l'optimisation conduit à des fonctions de transfert optimales (après convergence de l'algorithme d'optimisation), qui sont proches de celles mesurées.

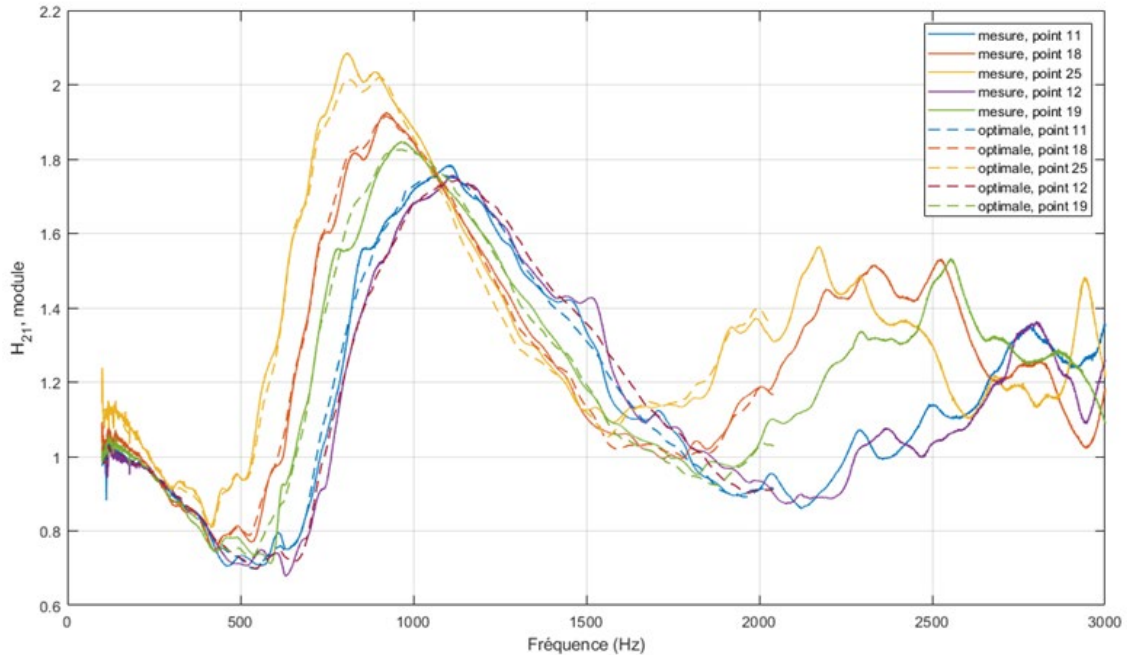


Figure 29. Exemples de fonctions de transfert mesurées sur le banc de test et optimisées – mélamine 50 mm, source à 30 cm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.

- Effet de la taille de l'échantillon de matériau

La Figure 30 et la Figure 31 montrent les propriétés identifiées du matériau ainsi que son coefficient d'absorption reconstruit selon les équations données en section 1.1.1, et ce pour deux tailles de matériau : 1,1 m × 0,91 m et 2,5 m × 1,84 m. Le modèle théorique utilisé pour extraire les propriétés du matériau suppose une couche latéralement infinie. En pratique, la taille finie de l'échantillon crée des effets de diffraction par les côtés qui affectent les mesures et qui ne sont pas pris en compte dans le modèle. Les mesures ont été effectuées avec un réseau de 7 × 7 positions de sources, séparées dans les deux axes x et y par une distance de 15 cm, à 30 cm au-dessus du matériau. La distance entre les deux microphones du doublet est 50 mm, et l'optimisation a été effectuée sur 10 fonctions de transfert $\hat{H}(\omega)$ correspondant à 10 positions de source différentes (voir Figure 11). Les résultats deviennent d'autant plus bruités que la fréquence diminue. Logiquement, ce bruit est plus faible pour la plus grande surface de l'échantillon. Cela a également un effet sur la détermination du coefficient d'absorption, dont les valeurs obtenues pour le cas du champ diffus sont indiquées en Figure 31. L'estimation en basse fréquence est améliorée avec la plus grande surface de matériau. Les mesures finales ont donc été effectuées sur des surfaces de l'ordre de 2 m × 2 m.

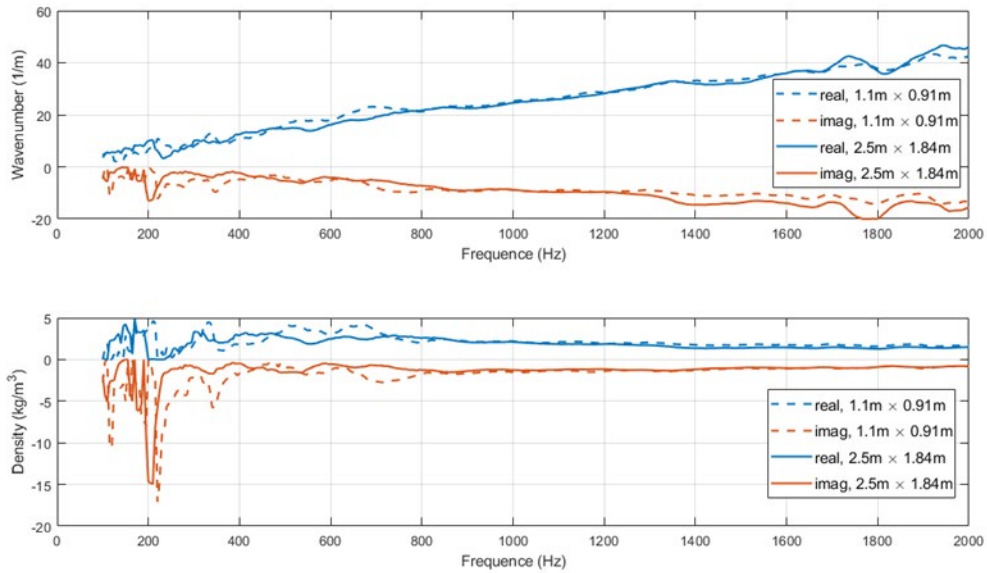


Figure 30. Nombre d'onde complexe et densité complexe identifiés, influence de la taille de l'échantillon – mélamine 50 mm, source à 30 cm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.

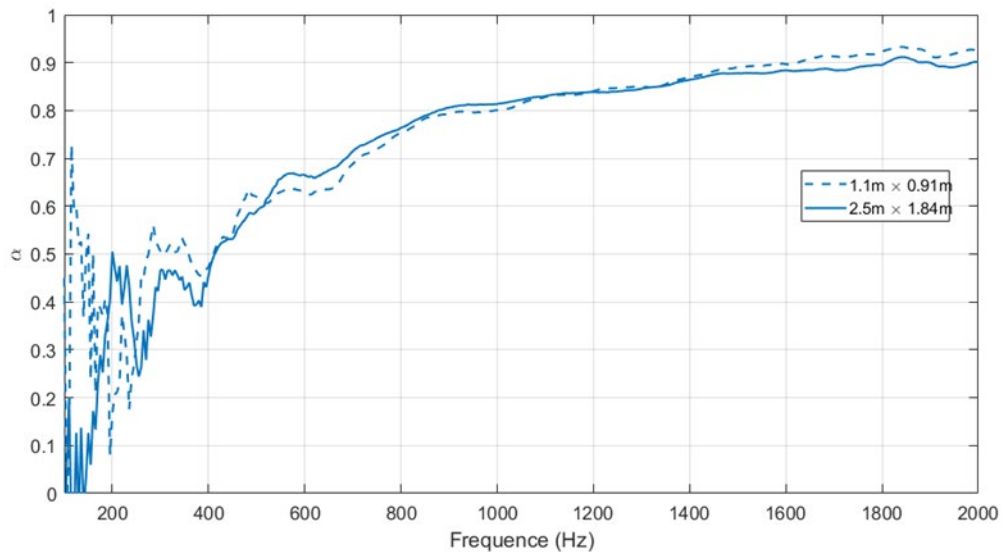


Figure 31. Coefficient d'absorption reconstruit en champ diffus, influence de la taille de l'échantillon – mélamine 50 mm, source à 30 cm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.

- Effet de la hauteur de la source au-dessus du matériau

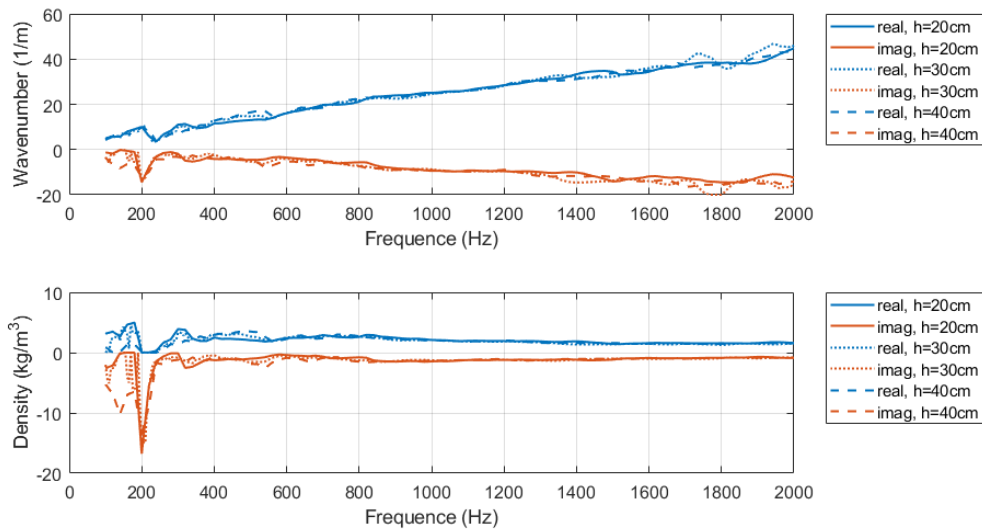


Figure 32. Nombre d'onde complexe et densité complexe identifiés, influence de la hauteur de la source – mélamine 50 mm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.

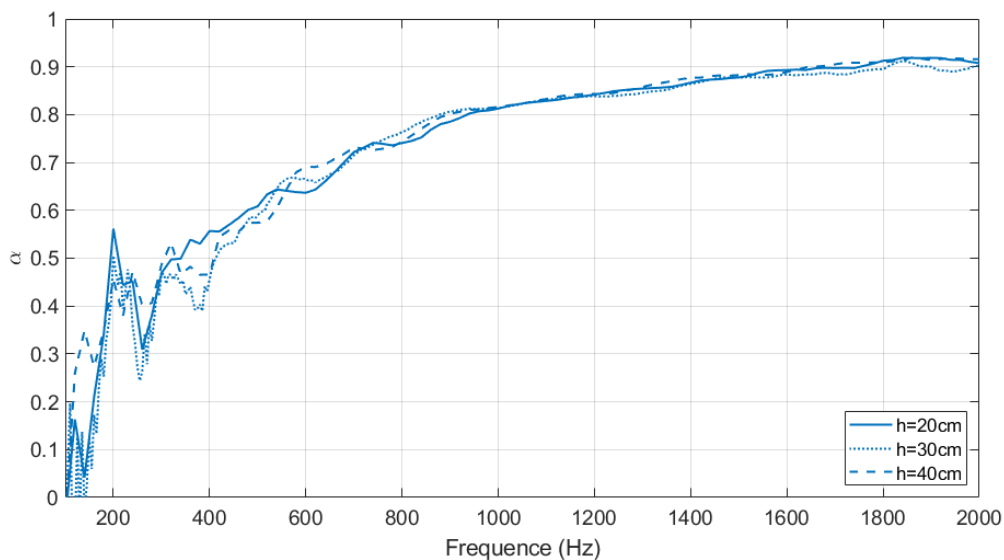


Figure 33. Coefficient d'absorption reconstruit en champ diffus, influence de la hauteur de la source – mélamine 50 mm, doublet microphonique 50 mm, optimisation sur 10 positions de sources.

La hauteur de la source au-dessus du matériau peut avoir un impact sur les résultats : une source placée loin du matériau implique généralement des niveaux de pression sonore plus faibles à la surface du matériau, et finalement un rapport signal à bruit plus faible sur les mesures microphoniques. Une source sonore placée à proximité du

matériau permet de limiter ces effets, mais peut amener à s'écarter des hypothèses du modèle théorique de monopôle parfait. La Figure 33 montre les propriétés identifiées du matériau pour 3 hauteurs de source : 20, 30 et 40 cm. Les résultats sont sensiblement équivalents pour les 3 hauteurs de source. Les mesures finales ont donc été effectuées avec une hauteur de source de 30 cm.

- Effet du nombre de positions de sources

La plupart des mesures ont été effectuées avec un réseau de 7×7 positions de sources au-dessus du matériau. Comme déjà indiqué, l'inversion du modèle d'Allard pour extraire les propriétés du matériau demande au minimum deux positions de sources distinctes, mais il a été vérifié qu'un nombre plus élevé de positions de sources favorise la robustesse de l'identification. La Figure 34 compare les résultats obtenus avec 10 positions et 49 positions (soit le réseau complet). Dans ce dernier cas, le calcul a été limité aux fréquences inférieures à 1 000 Hz. On observe une diminution significative du niveau de bruit aux basses fréquences lorsque 49 positions sont utilisées, mais cela implique un temps de calcul sensiblement plus élevé.

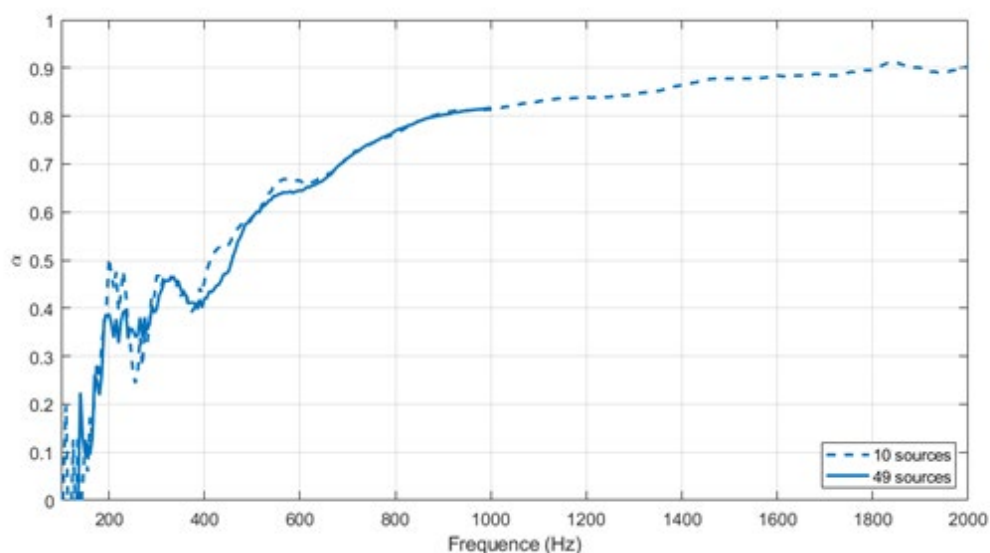


Figure 34. Coefficient d'absorption reconstruit en champ diffus, influence du nombre de positions de sources utilisées dans l'identification – mélamine 50 mm, doublet microphonique 50 mm, hauteur de source 30 cm.

- Effet de l'espacement entre les microphones du doublet

L'espacement entre les microphones du doublet influence quant à lui la bande de fréquences sur laquelle la mesure est précise. Un espacement faible permet d'obtenir des mesures fiables en hautes fréquences, tandis qu'un espacement plus grand est requis en

basses fréquences, où la longueur d'onde est grande et les signaux reçus par les deux microphones deviennent très proches si ces microphones ne sont pas suffisamment espacés. La Figure 35 et la Figure 36 montrent les propriétés identifiées du matériau ainsi que son coefficient d'absorption (toujours reconstruit selon les équations fournies en section 1.1.1), et ce pour deux espacements de microphones : 12 mm et 50 mm. Les mesures ont été effectuées avec un réseau de 7×7 positions de sources, séparées dans les 2 axes x et y par une distance de 15 cm. La hauteur de la source est 30 cm, et l'optimisation a été effectuée sur 10 fonctions de transfert $\frac{p_{2,i}}{p_{1,i}}(\omega)$ correspondant à 10 positions de source différentes. Les résultats d'absorption sont légèrement plus bruités aux basses fréquences avec l'espacement de 12 mm, ce qui est conforme aux attentes. Dans la suite, un espacement intermicrophonique de 50 mm est systématiquement utilisé.

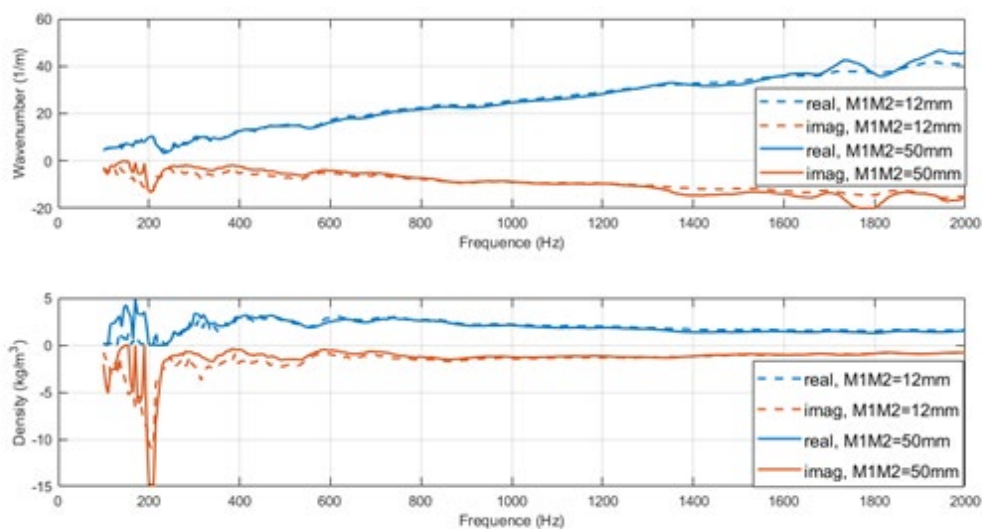


Figure 35. Nombre d'onde complexe et densité complexe identifiés, influence de la séparation des microphones – mélamine 50 mm, hauteur de source 30 cm, optimisation sur 10 positions de sources.

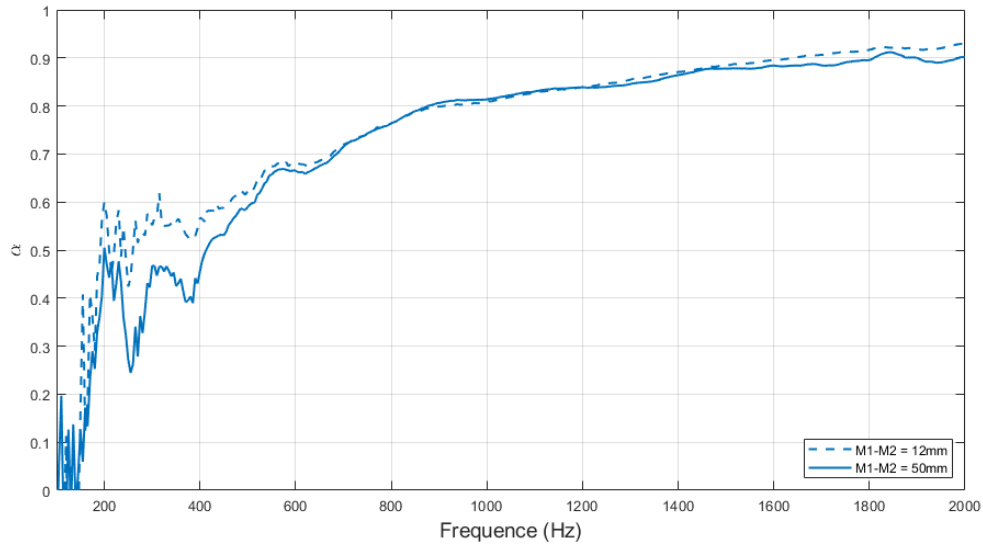


Figure 36. Coefficient d'absorption reconstruit en champ diffus, influence de la séparation des microphones – mélamine 50 mm, hauteur de source 30 cm, optimisation sur 10 positions de sources.

4.5.2 Inversion du modèle d'Allard : résultats d'identification pour une configuration optimale

Cette section compile les résultats d'identification obtenus pour les 5 matériaux testés dans le projet. Compte tenu de l'analyse paramétrique présentée en section 4.5.1, tous les résultats présentés dans cette section ont été obtenus avec les paramètres de mesure et de post-traitement suivants :

- Mesures sur des surfaces de matériaux d'environ 2 m × 2 m ;
- Réseau de 7 × 7 positions de sources, séparées dans les 2 axes x et y par une distance de 15 cm, à une distance verticale de 30 cm au-dessus du matériau ;
- Espacement du doublet microphonique de 50 mm ;
- L'identification utilise 10 positions de sources, et la fonction `fmincon` de MATLAB, sur la bande de fréquences 100 Hz – 2 kHz.
- Les résultats montrés pour chaque matériau sont le nombre d'onde et la densité complexe du matériau, tels que mesurés par la méthode d'inversion du modèle d'Allard et prédits par le modèle JCA (Allard et Atalla, 2009), à partir des paramètres physiques mesurés et présentés dans le Tableau 1. Il est rappelé que ces paramètres servent de données d'entrée pour le calcul du coefficient d'absorption pour la méthode IA et la méthode RPS.

Les résultats pour le cas de la mélamine sont fournis dans la Figure 37. L'accord entre les mesures et le modèle JCA est excellent, sauf en dessous d'une fréquence de 300 Hz où la mesure est bruitée.

Les résultats pour le cas de la laine de verre sont fournis dans la Figure 37. L'absorption de ce matériau est élevée en raison de sa grande épaisseur. L'accord entre mesures et prédictions du modèle est moins satisfaisant pour la densité complexe en basses fréquences (où la validité du modèle JCA peut être questionnée). Les discontinuités visibles sur le nombre d'onde et la densité sont possiblement causées par la présence de minima locaux dans la fonction-coût minimisée par l'algorithme d'optimisation.

Les résultats obtenus pour le cas de la laine de roche 76 mm sont fournis dans la Figure 39. Les résultats pour ce matériau sont satisfaisants aux basses fréquences, parce qu'il obéit aux hypothèses de fluide équivalent sur lesquelles la méthode d'identification est basée.

Concernant le coton recyclé 30 mm la mousse PU 25 mm, dont les résultats sont respectivement fournis dans la Figure 40 et la Figure 41. Ce résultat illustre les limitations du modèle JCA qui est basé sur l'hypothèse d'un comportement de fluide équivalent du matériau et qui peut être questionné pour ces matériaux. Les matériaux peuvent présenter un comportement élastique de leur phase solide qui n'est pas pris en compte, et la technique du tube d'impédance qui demande une découpe et un placement d'un échantillon dans le tube qui peut fortement modifier ce comportement élastique. Les discontinuités visibles dans le nombre d'onde et la densité identifiées dans la Figure 41 sont dues à la présence de minima locaux dans la fonction-coût.

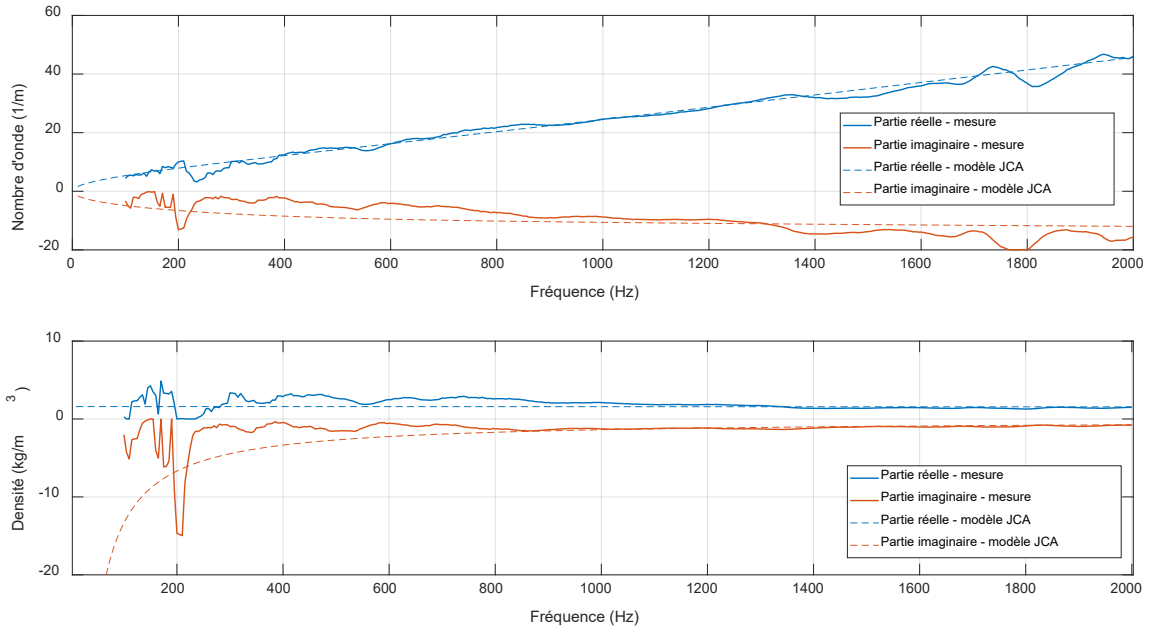


Figure 37. Nombre d'onde complexe et densité complexe de la mélamine 50 mm, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.

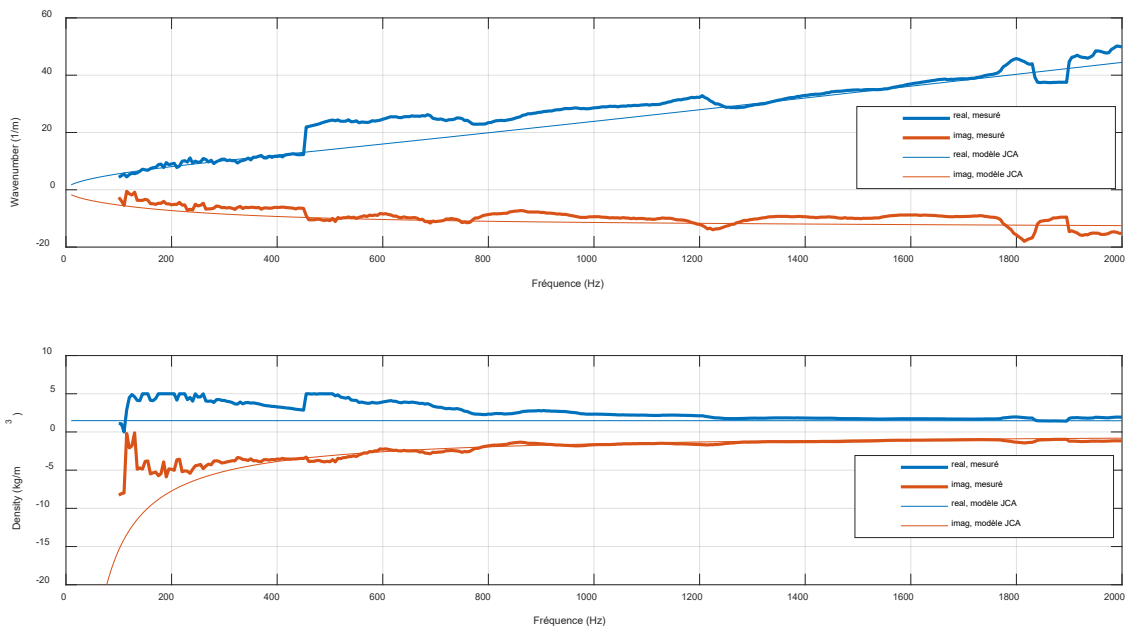


Figure 38. Nombre d'onde complexe et densité complexe de la laine de verre 160 mm, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.

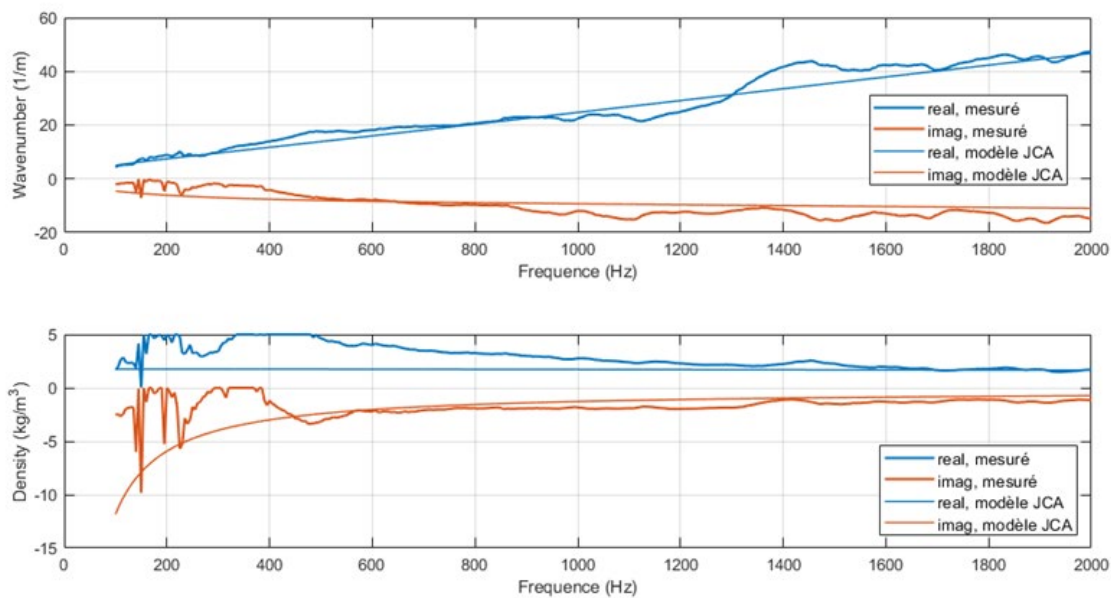


Figure 39. Nombre d'onde complexe et densité complexe de la laine de roche 76 mm, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.

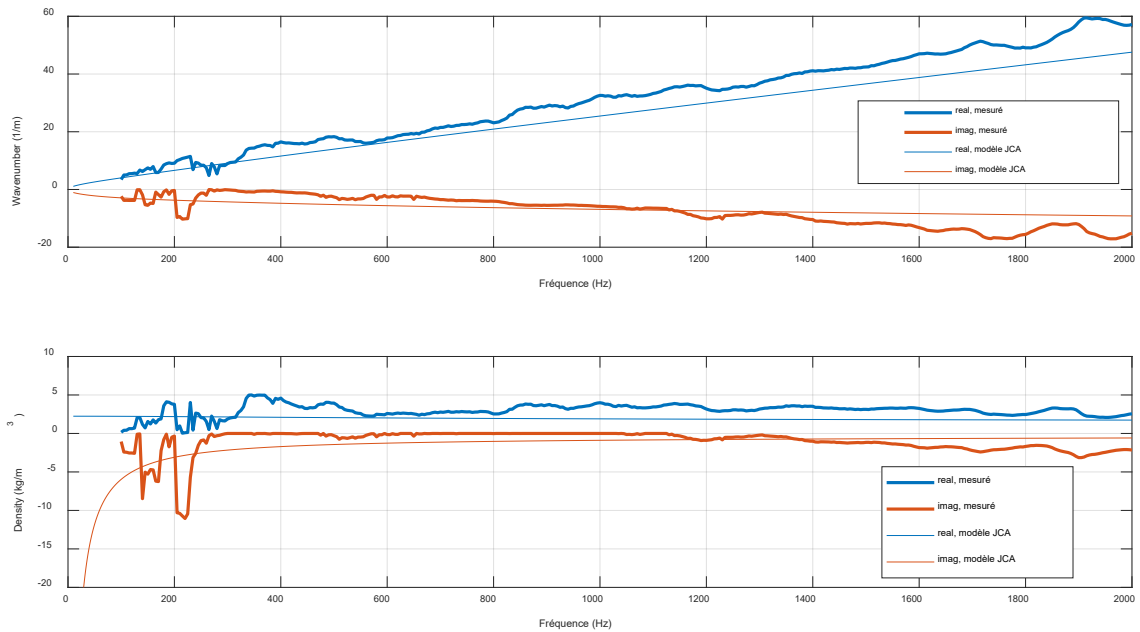


Figure 40. Nombre d'onde complexe et densité complexe du coton recyclé, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.

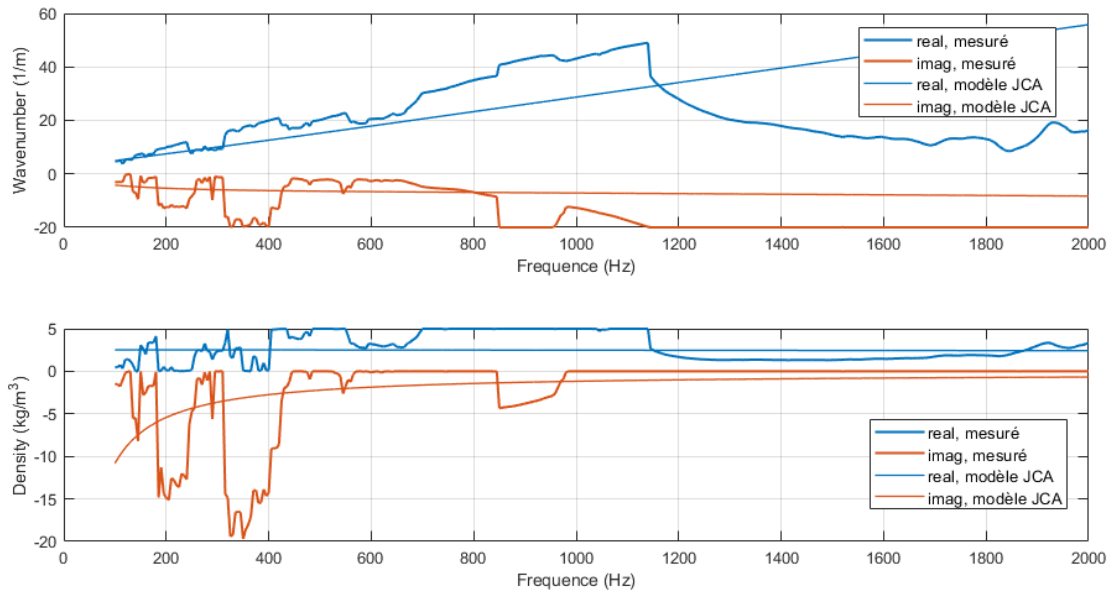


Figure 41. Nombre d'onde complexe et densité complexe de la mousse PU 25 mm, comparaison entre mesure et prédiction selon le modèle JCA.

4.6 Évaluation de la technique de calcul RPS

On évalue dans cette section les performances de la technique de calcul à partir des comparaisons entre des simulations du coefficient d'absorption en champ diffus de différents matériaux obtenus avec la technique RPS d'une part et la technique classique d'autre part. Cette dernière utilise le coefficient de réflexion en onde plane obtenu à partir de l'impédance de surface du matériau (section 1.1.1). Cette impédance est calculée à partir de l'équation qui fait intervenir la densité effective et le nombre d'onde du matériau absorbant. Dans la première partie de l'évaluation de la technique RPS (voir sections 3.10.1 et 3.10.2), ces deux dernières propriétés sont estimées à partir du modèle de JCA qui fait intervenir des paramètres macroscopiques caractéristiques du matériau mesurés par des techniques directes ou indirectes (voir section 3.8). La technique de calcul classique utilisant le modèle JCA sera utilisée comme référence et nommée « Référence » dans les figures. Dans la section qui concerne la comparaison entre méthodes (voir section 4.7), la densité effective et le nombre d'onde complexe du matériau absorbant qui seront utilisés sont estimés à partir des mesures sur le banc et du modèle d'Allard. Dans la suite de cette section, la hauteur de source z_s est fixée à 0,3 m. Par ailleurs, les calculs sont réalisés jusqu'à une fréquence maximale de 2 000 Hz pour des raisons de temps de calcul qui croît de façon considérable en fonction de la fréquence. C'est de toute façon dans cette zone que le coefficient d'absorption des matériaux étudiés varie le plus.

4.6.1 Influence des paramètres de calcul dans la simulation du coefficient d'absorption de la mélamine sous champ diffus - Densité effective et nombre d'onde complexes estimés à partir du modèle de JCA

Cette section vise à déterminer les paramètres optimaux de la méthode en se concentrant sur l'un des matériaux : la mélamine. Les matrices $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$ correspondant à chaque configuration de réseau visent la reconstruction d'un champ diffus incident dans une zone cible de dimensions $2a_c \times 2a_c$. À l'extérieur de cette zone, le champ diffus reconstruit est de moins bonne qualité. Cette zone cible doit être inférieure à la taille du réseau pour que chaque point de la zone cible soit excité dans le maximum de directions. L'angle limite maximal d'incidence qui peut être reproduit sur l'ensemble de la surface du matériau dépend de la taille physique du réseau et de la hauteur du plan de sources et est donné par $\arctan\left(\frac{a_r - a_c}{z_s}\right)$. Dans le cas où l'on ne considère que le point central du matériau, l'angle limite est défini par l'arc tangente de a_r/z_s . La Figure 42 présente les différents paramètres géométriques qui sont utilisés dans cette section.

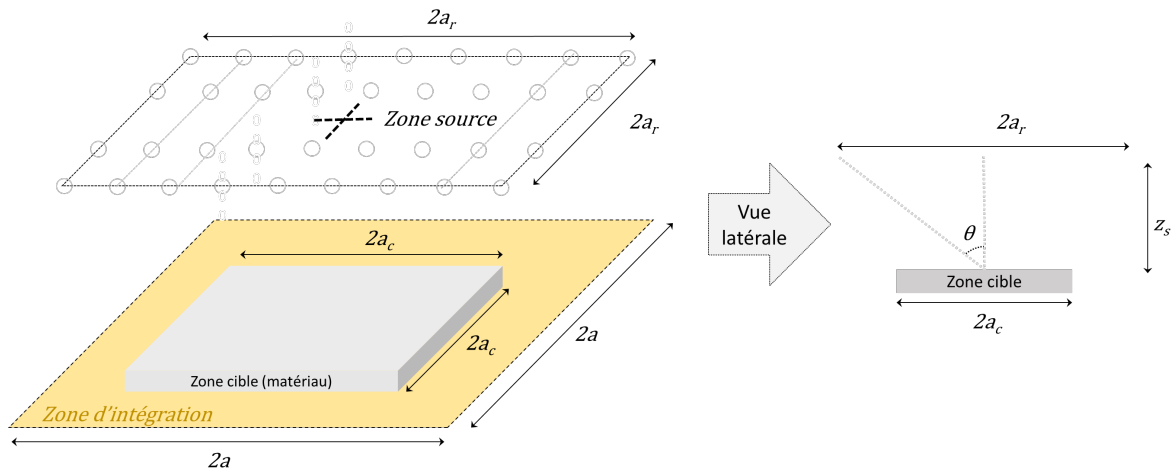


Figure 42. Illustration des paramètres géométriques utilisés pour la simulation de la technique RPS.

Les paramètres influençant *a priori* la technique RPS sont la dimension d'intégration a et les caractéristiques du réseau de sources dans le plan $z = z_s$ à savoir leur nombre $N = N_x \times N_y$ et la dimension a_r du réseau, supposé carré. Une étude paramétrique a donc été menée pour quantifier l'influence de chacun de ces paramètres sur le α_{synth} pour le cas de la mélamine de 5 cm d'épaisseur pour une excitation de type champ diffus. Dans la quasi-totalité des simulations, on considère une zone cible de $2\text{ m} \times 2\text{ m}$ ($a_c = 1\text{ m}$). Ainsi, il peut arriver que l'on considère des tailles $2a$ qui peuvent être plus grandes que la taille de la zone cible. Afin d'évaluer l'influence de la largeur de la zone cible $2a_c$, on considère également pour le réseau une matrice $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$ qui reproduit fidèlement le champ diffus incident dans une zone cible de $2a_c = 4\text{ m}$ au lieu de $2a_c = 2\text{ m}$ dans le cas où $2a_r = 8\text{ m}$ et $N = 61 \times 61$. Le Tableau 3 récapitule les différentes simulations réalisées avec les valeurs des paramètres correspondants. En raison du temps de calcul prohibitif (plusieurs jours de calcul pour les coefficients \hat{C}_{abs}^{pq} et \hat{C}_{inc}^{pq}) et de la taille des fichiers (plusieurs dizaines de Go pour les matrices $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$, \hat{C}_{abs} et \hat{C}_{inc} pour les réseaux les plus grands), les calculs n'ont pas été poussés au-delà des paramètres de simulation du Tableau 3. Néanmoins, il est souligné qu'une fois cette phase de précalcul est effectuée, les calculs finaux prennent ensuite quelques minutes. Notons que l'angle limite maximal d'incidence associé aux matrices $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$ varie entre $73,3^\circ$ et $87,5^\circ$ pour les paramètres du Tableau 3. Les α_{synth} en champ diffus sont comparés aux valeurs du coefficient d'absorption obtenues avec la méthode de référence. Pour cette dernière, l'angle théorique $\theta_{inc,lim} = 90^\circ$ et le plus petit angle limite maximal de $73,3^\circ$ mentionné précédemment sont choisis pour calculer deux courbes de α_d , (équation (4)) courbes qui définissent une enveloppe dans laquelle devraient se trouver les α_{synth} .

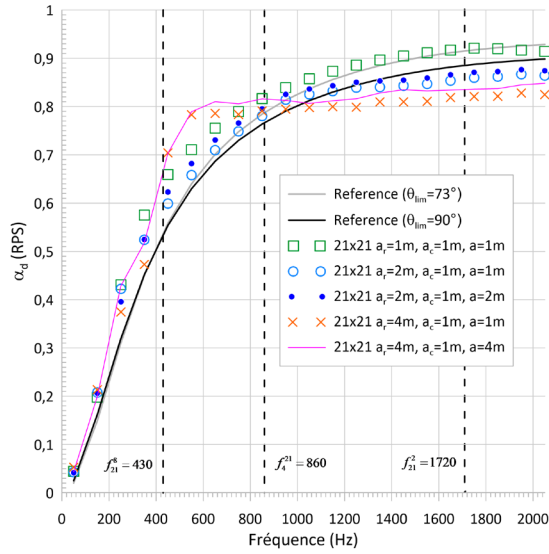
La comparaison des α_{synth} obtenus avec la méthode RPS et les α_d de référence va permettre de recommander des paramètres « optimaux » de calcul, qui seront utilisés dans la section 4.7.

Tableau 3. Paramètres utilisés pour les simulations du α_{synth} sous champ diffus

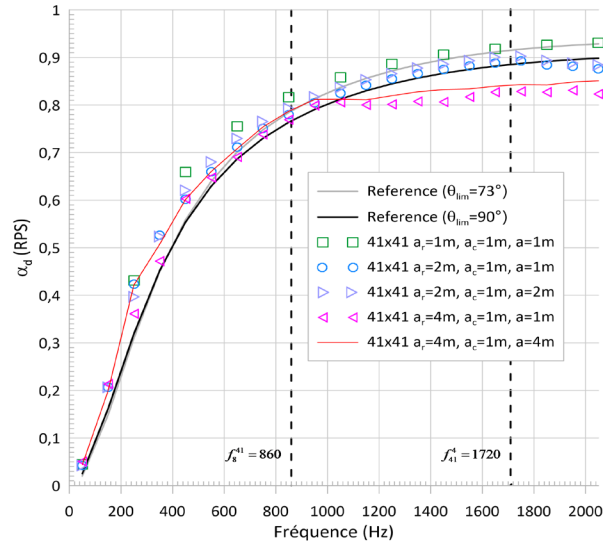
Taille du réseau, en mètres ($2a_r$)		2	4		8			16	
Taille de la zone cible, en mètres ($2a$)		2	2	4	2	4	8	2	16
Nombre total de sources $N = N_x \times N_y$	21x21	$2a_c = 2$							
	41x41	$2a_c = 2$	$2a_c = 2$	$2a_c = 2$	$2a_c = 2$		$2a_c = 2$		
	51x51							$2a_c = 2$	$2a_c = 2$
	61x61		$2a_c = 2$	$2a_c = 2$	$2a_c = 2$		$2a_c = 2$		
					$2a_c = 4$		$2a_c = 4$		

Tableau 4. Valeurs des espacements intersources δ (en mètres) et des fréquences limites (en Hz) pour les différents réseaux utilisés dans les simulations

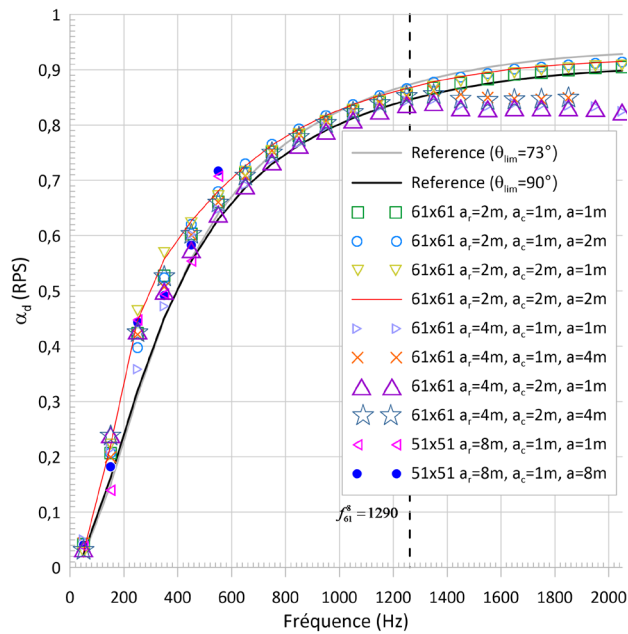
$2a_r$ [m]		2		4		8		16	
		δ [m]	$f_{N_x}^{ar}$ [Hz]	δ	$f_{N_x}^{ar}$	δ	$f_{N_x}^{ar}$	δ	$f_{N_x}^{ar}$
N_x	21	0,1	1 720	0,2	860	0,4	430	-	
	41	0,05	3 440	0,1	1 720	0,2	860	-	
	51							0,32	537
	61			0,0667	2 578	0,133	1 290	-	



(a)



(b)



(c)

Figure 43. α_{synth} en fonction de la fréquence calculés avec la méthode RPS pour la mélamine de 5 cm d'épaisseur pour différentes valeurs de a_r , a_c et a .
 - (a) $N_x = N_y = 21$, (b) $N_x = N_y = 41$ (c) $N_x = N_y = 61$ et $N_x = N_y = 51$.

La Figure 43 et la Figure 44 montrent l'évolution du résultat de calcul de α_{synth} en fonction de la fréquence pour la mélamine de 5 cm d'épaisseur, et pour différentes valeurs de a , a_c , a_r et $N_x (= N_y)$. Dans la Figure 43, le nombre de sources est fixé ($N_x = 21$, $N_x = 41$ et $N_x = 61$) et on regarde l'effet de a , a_c , a_r alors que dans la Figure 44, on s'intéresse à l'influence de N_x , a et a_c pour deux tailles fixes de réseaux $2a_r = 4m$ et $2a_r = 8m$. Sur chaque figure, on indique également la valeur d'une fréquence limite définie par $f_{N_x}^{a_r} = \frac{c_0(N_x-1)}{4a_r}$ correspondant aux différents réseaux testés dans les simulations. Cette valeur correspond à la fréquence où l'espacement intersource est égal à la demi-longueur d'onde acoustique. Au-delà de cette fréquence, le réseau n'est théoriquement plus capable de reproduire correctement le champ sonore ciblé. Le Tableau 4 récapitule les différentes valeurs de $f_{N_x}^{a_r}$ associés.

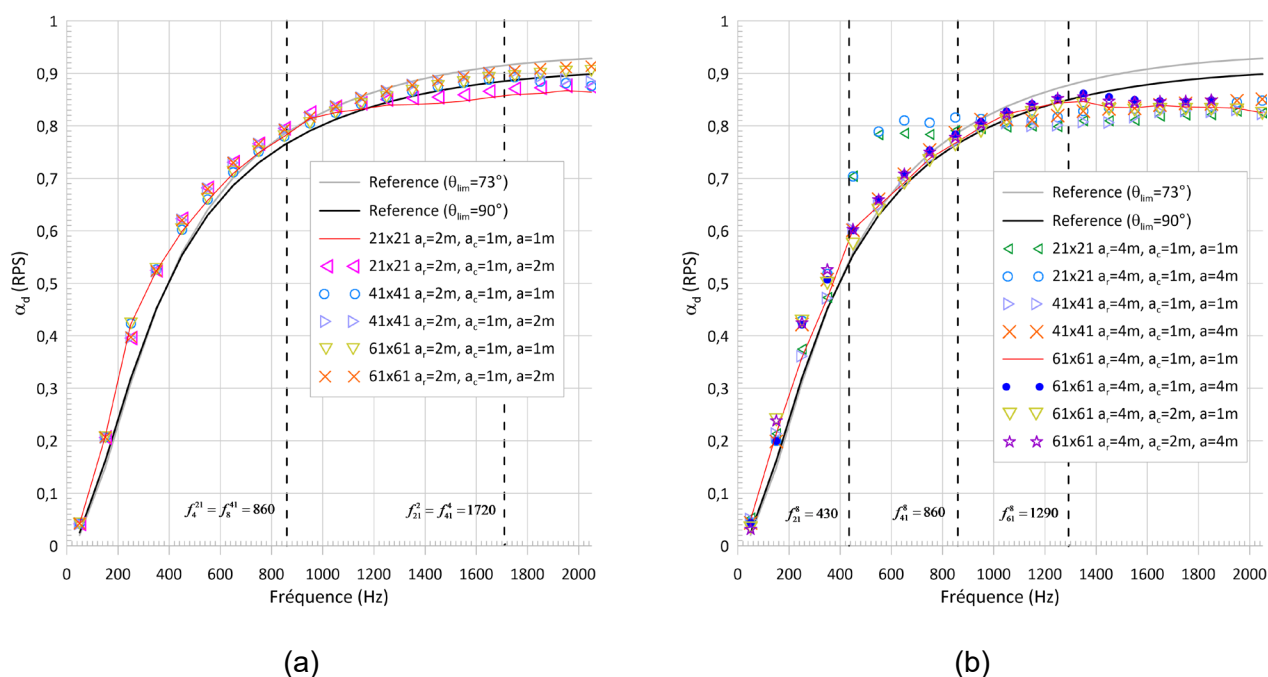


Figure 44. α_{synth} en fonction de la fréquence calculés avec la méthode RPS pour la mélamine de 5 cm d'épaisseur pour différentes valeurs de $N_x (= N_y)$, a_c et a . (a) $a_r = 2 m$ (b) $a_r = 4 m$.

L'étude des résultats présentés en Figure 43 et Figure 44 montre que les résultats les plus proches du coefficient d'absorption de référence sur l'ensemble de la gamme de fréquence considérée sont obtenus lorsque le nombre de sources est le plus important. On constate un décrochement des courbes d'absorption lorsque la fréquence limite du réseau est atteinte. L'espacement entre les sources et la fréquence de repliement associée conditionnent donc la fréquence maximale au-delà de laquelle la méthode RPS ne fonctionne plus. Il est donc important d'avoir un nombre de sources suffisant pour une

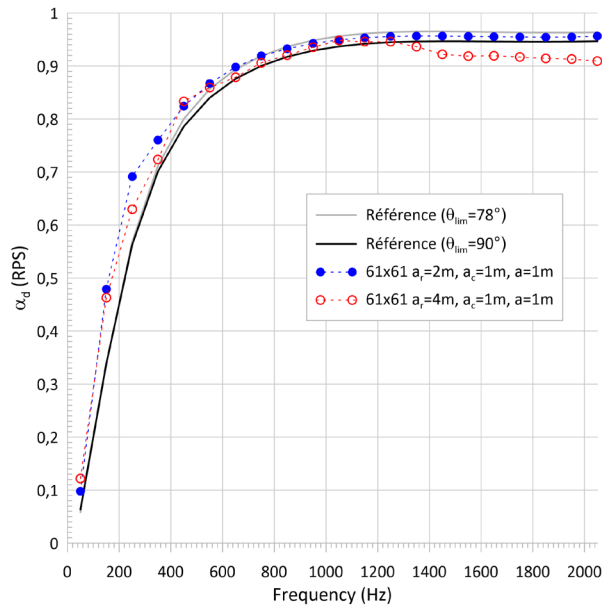
taille de réseau donnée afin que la fréquence limite du réseau soit suffisamment haute. On remarque que plus la taille du réseau a_r augmente pour un nombre de sources fixé, meilleurs sont les résultats en basses fréquences

En dehors de la zone de reproduction, le champ cible est moins bien reconstruit sur le matériau donc on peut se poser la question s'il est pertinent d'utiliser des valeurs de a supérieures à a_c . Les résultats fournis dans la Figure 44 montrent que lorsque c'est le cas, les écarts entre les résultats obtenus et la courbe théorique sont légèrement plus importants, mais l'impact demeure faible. Les différences les plus importantes sont observées en dessous de la fréquence limite $f_{N_x}^{a_r}$ et lorsque a excède a_c et $a = a_r$. Néanmoins du point de vue temps de calcul, il est préférable d'utiliser des valeurs de a et de a_c les plus faibles possibles tout en continuant à satisfaire la condition $a = a_c = 1 m$. Au vu de ces constatations, il est finalement recommandé d'utiliser un réseau de $N_x = N_y = 61$ sources, une taille d'intégration de $a = 1$, une zone cible de $a_c = 1$. Pour bien capter la zone de fréquence inférieure à 1 290 Hz une taille de réseau $2a_r = 8m$ devrait être utilisée. Au-delà de 1 290 Hz, on recommande une taille de réseau de $2a_r = 4m$.

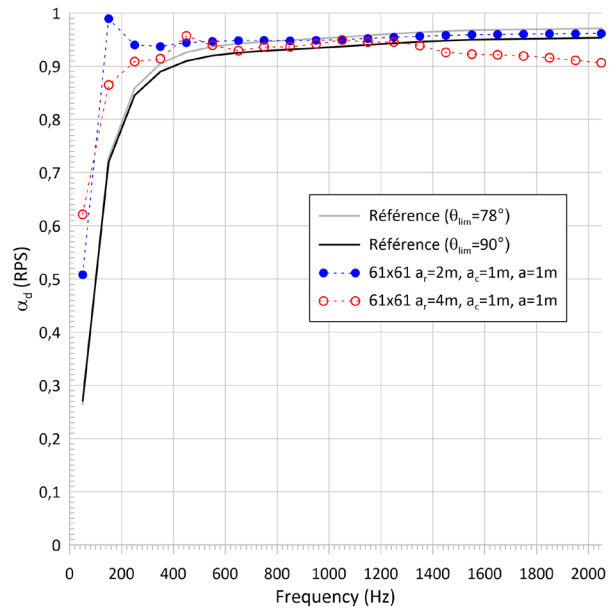
4.6.2 Calcul du coefficient d'absorption en champ diffus pour différents matériaux - Densité effective et nombre d'onde complexes estimés à partir du modèle de JCA

La technique RPS est maintenant testée sur les quatre autres matériaux listés dans le Tableau 1 avec les paramètres « optimaux » déterminés dans la section 4.6.1, à savoir deux tailles de réseau $a_r = 2 m$ et $a_r = 4 m$, une zone cible de taille $a_c = 1 m$ et une zone d'intégration de taille $a = 1 m$ ainsi qu'un nombre total de sources $N = 61 \times 61$. À nouveau, les α_{synth} sont comparés aux valeurs du coefficient d'absorption obtenues avec la méthode de référence.

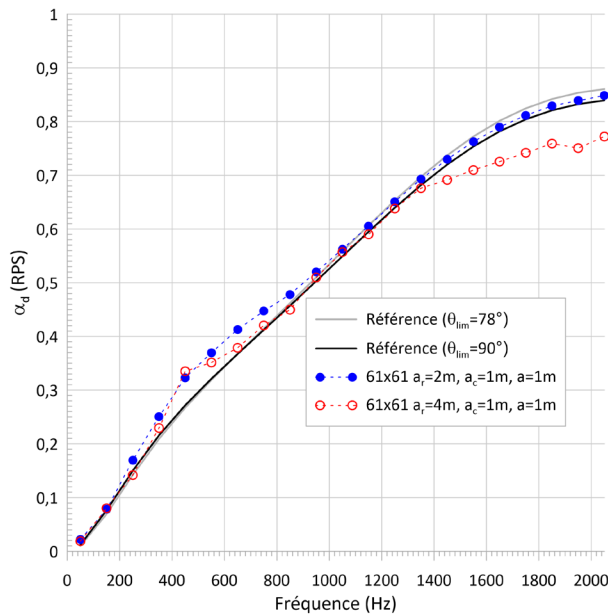
La Figure 45 indique que le α_{synth} en champ diffus obtenu avec la méthode RPS utilisant les paramètres « optimaux » est très proche du coefficient d'absorption théorique pour l'ensemble des matériaux en particulier pour les fréquences supérieures à 600 Hz. Au-dessus d'une fréquence de 1 290 Hz, le réseau le plus petit en termes de dimension latérale fournit des résultats excellents alors qu'en dessous de cette fréquence, c'est le réseau le plus large qui permet de mieux approcher le coefficient d'absorption théorique en basses fréquences. Les moins bons résultats en basses fréquences sont obtenus avec la laine de verre de 16 cm d'épaisseur qui est le matériau le plus absorbant dans cette zone de fréquences. Une taille de réseau plus grande tout en gardant un nombre de sources suffisant pour satisfaire que le critère $f_{N_x}^{a_r} = \frac{c_0(N_x-1)}{4a_r}$ soit supérieur à la fréquence maximale de calcul permettrait probablement d'améliorer les résultats dans les basses fréquences. Il est aussi possible d'envisager des valeurs de a plus faibles à mesure que la fréquence croît, ceci afin de minimiser le coût de calcul.



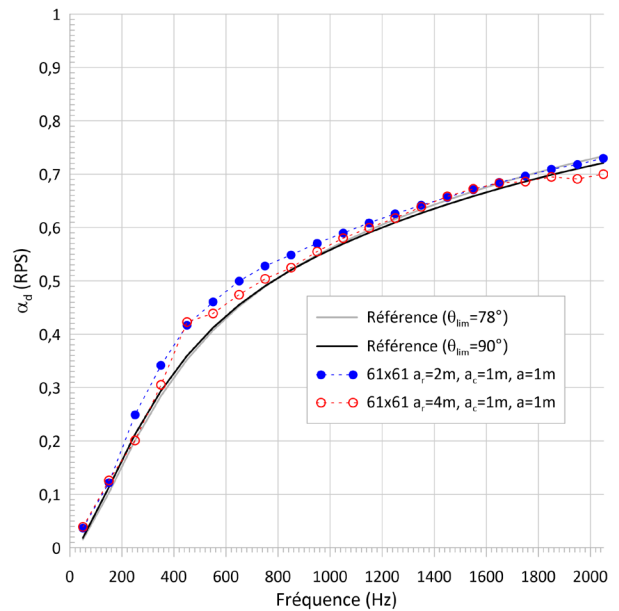
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 45. α_{synth} en fonction de la fréquence calculés avec la méthode RPS pour 4 autres matériaux $N = 61 \times 61$, $a_c = a = 1 m$ et $a_r = 2 m$ et $a_r = 4 m$ (a) laine de roche 7,62 cm (b) laine de verre 16 cm (c) mousse PU 2,54 cm (d) coton recyclé 3 cm.

4.6.3 Calcul du coefficient d'absorption en champ diffus pour différents matériaux - Densité effective et nombre d'onde complexes estimés à partir des mesures sur banc et du modèle d'Allard

Les valeurs de $\hat{\rho}_{m,e}$ et \hat{k}_m estimées à partir des mesures sur banc et du modèle d'Allard sont à présent utilisées pour calculer les α_{synth} pour différents types de champs incidents (diffus, incidence normale et oblique à 45 °) et les différents matériaux testés dans cette étude. Cette section reporte brièvement les résultats obtenus pour le cas du champ diffus afin d'illustrer l'effet de la taille du réseau (4 m ou 2 m) sur les résultats obtenus. Les Figure 46 à Figure 50 présentent les résultats obtenus respectivement pour la mélamine, la laine de roche, la laine de verre, le coton recyclé et la mousse PU.

Les résultats fournis dans la Figure 46 à la Figure 50 montrent que la méthode RPS fournit des résultats très satisfaisants pour la mélamine, la laine de roche et la laine de verre, matériaux pour lesquels la densité effective et le nombre d'onde sont relativement bien identifiés. Des différences de l'ordre de 10 % à 20 % peuvent survenir selon le matériau en fonction des zones de fréquence en particulier dans la zone en dessous de 700 Hz pour la laine de roche et en dessous de 400 Hz pour la laine de verre. Cependant, pour la mousse PU et le coton recyclé, les résultats sont beaucoup moins bons du fait de l'inadéquation du modèle de comportement du matériau, également souligné dans le cas de la méthode de l'inversion d'Allard.

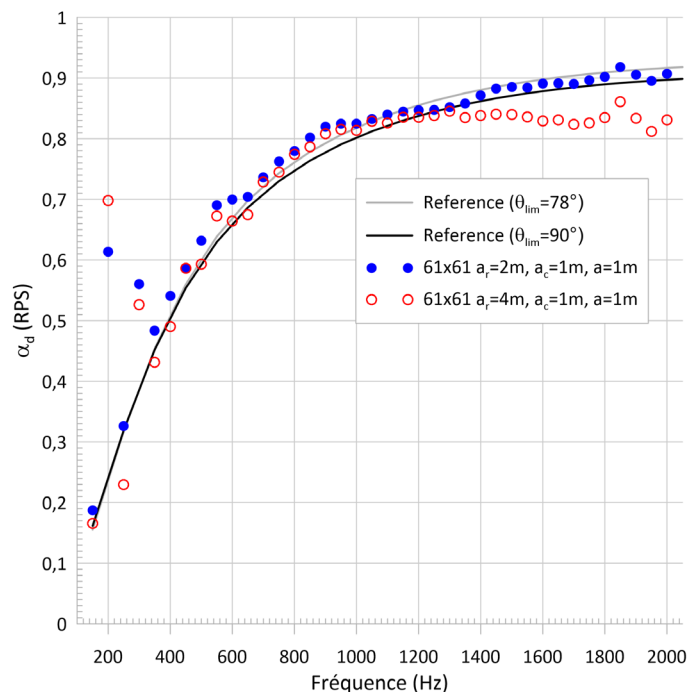


Figure 46. Coefficient d'absorption en champ diffus de la mélamine, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.

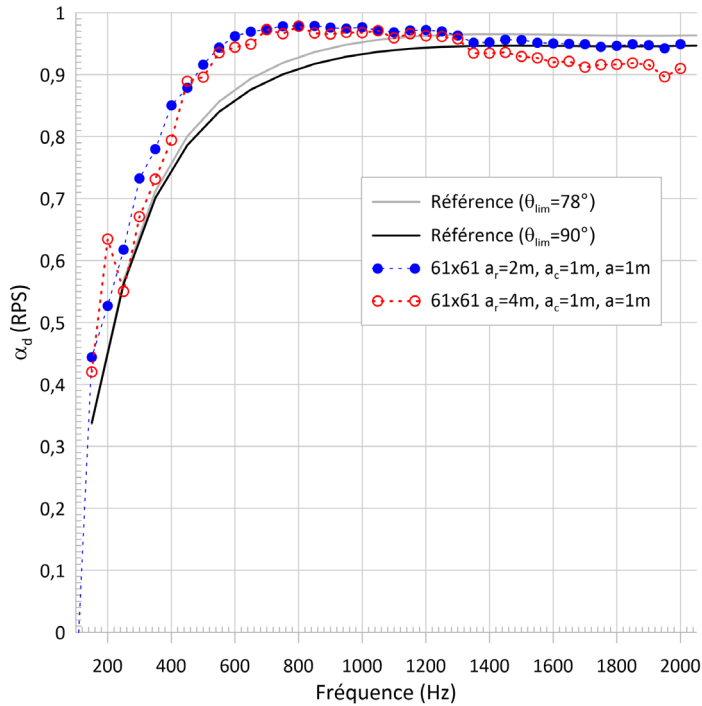


Figure 47. Coefficient d'absorption en champ diffus de la laine de roche, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.

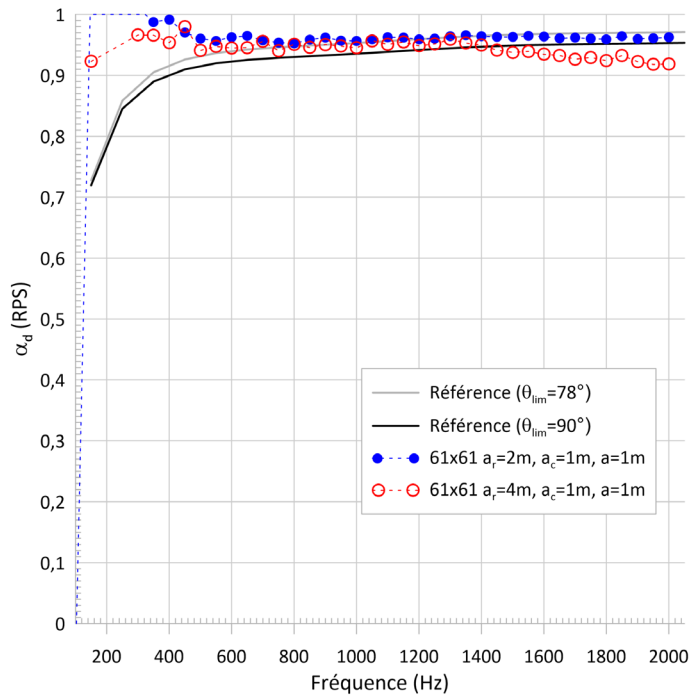


Figure 48. Coefficient d'absorption en champ diffus de la laine de verre, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.

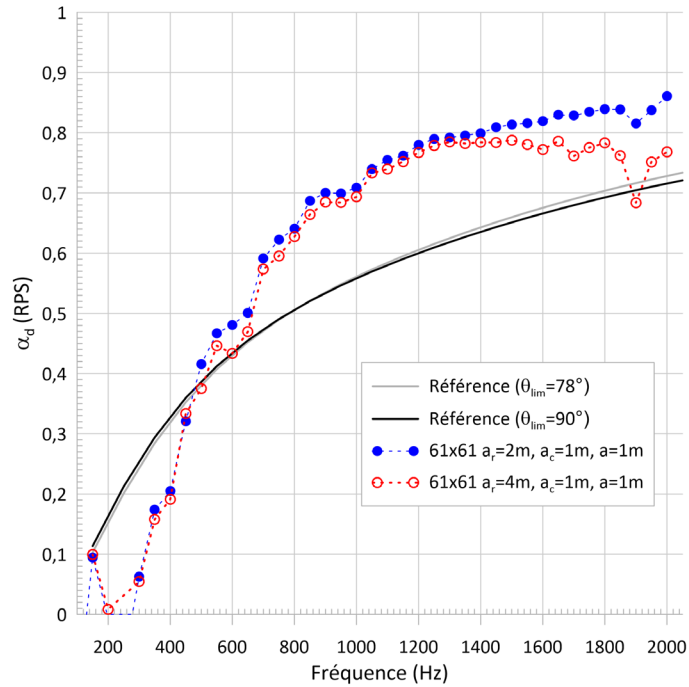


Figure 49. Coefficient d'absorption en champ diffus du coton recyclé, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.

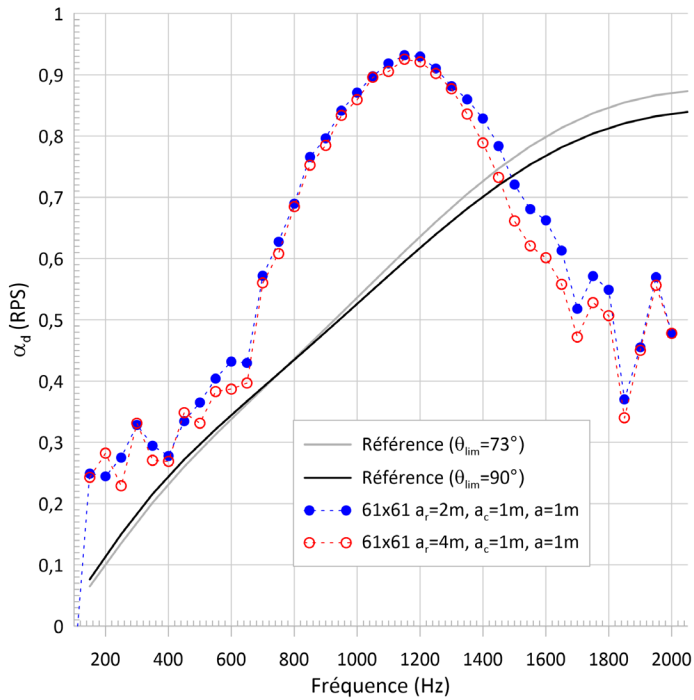


Figure 50. Coefficient d'absorption en champ diffus de la mousse PU, comparaison entre approche RPS et prédiction selon le modèle JCA.

4.7 Comparaison de différents résultats entre calculs de référence, méthodes de laboratoire usuelles et méthodes développées dans ce projet

Dans cette section, les résultats obtenus par la méthode de synthèse, la méthode de l'inversion d'Allard (IA) et la méthode RPS sont comparés avec les résultats obtenus avec un modèle JCA (pour tous les cas), des mesures réalisées en tube d'impédance (cas de l'incidence normale), ou des mesures en petite cabine réverbérante ou en chambre réverbérante (cas du champ diffus). Notons que dans le cas de la mousse PU, l'hypothèse « limp » impliquant que l'on considère alors un squelette souple, et non immobile est utilisée dans le calcul du coefficient d'absorption à partir du modèle JCA. Pour le cas de la méthode RPS, les résultats présentés utilisent une dimension latérale de réseau source de 2 m au-dessus de 1 300 Hz et de 4 m en dessous. Il est aussi précisé que les différentes approches ne sont pas mises en œuvre avec la même résolution fréquentielle (ex. : RPS) pour des raisons de temps de calcul. Enfin, il faut garder à l'esprit que les résultats obtenus par la méthode de synthèse, la méthode de l'inversion d'Allard (IA) et la méthode RPS héritent des effets de diffraction par les bords de l'échantillon ou les éléments du banc (dans la mesure directe ou l'identification des paramètres matériaux).

4.7.1 Cas de l'incidence normale

La Figure 51, la Figure 52, la Figure 53, la Figure 54 et la Figure 55 présentent les résultats obtenus dans le cas de l'incidence normale, et ce respectivement pour la mousse de mélamine, la laine de roche, la laine de verre, la mousse PU et le coton recyclé.

Les mesures réalisées au tube d'impédance et la simulation issue du modèle JCA sont également indiquées.

Concernant la mélamine (Figure 51), la concordance entre les résultats obtenus via la méthode de synthèse, la méthode de l'inversion d'Allard, la méthode RPS et le modèle JCA est notable au-dessus d'une fréquence de 600 Hz. En dessous de cette fréquence, les méthodes IA et RPS donnent des résultats qui suivent bien la modélisation jusqu'à une fréquence de 100 Hz malgré quelques oscillations. Les résultats obtenus via la méthode de synthèse sont plus bruités et fournissent des valeurs parfois négatives.

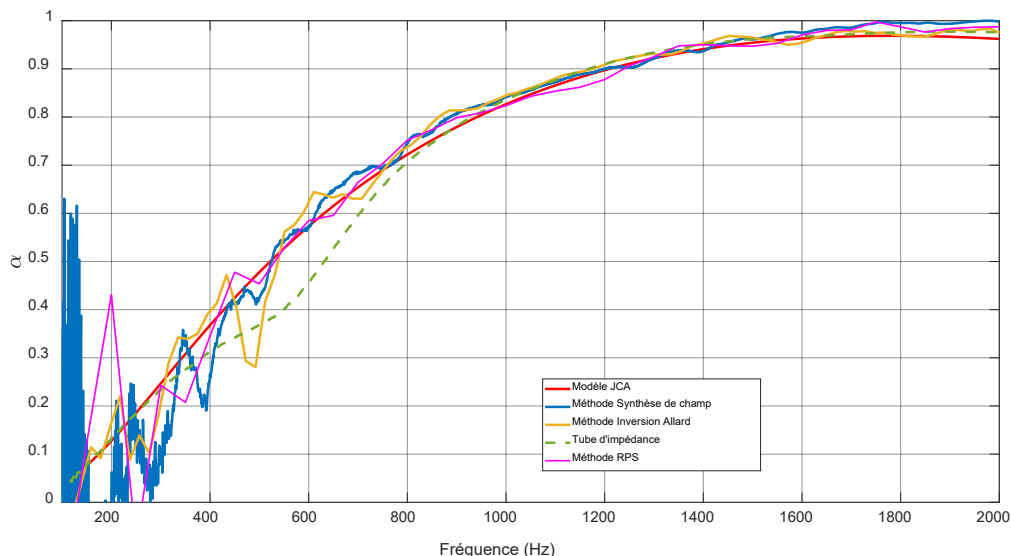


Figure 51. Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas de la mélamine.

Concernant la laine de roche (Figure 52), la méthode de synthèse et la méthode de l'inversion d'Allard fournissent des résultats très proches jusqu'à une fréquence de 300 Hz. En dessous de cette fréquence, les méthodes IA et RPS donnent des résultats qui suivent mieux la modélisation jusqu'à une fréquence de 100 Hz. Les résultats obtenus via la méthode de synthèse sont plus bruités et fournissent des valeurs parfois négatives.

Concernant la laine de verre (Figure 53), les méthodes IA et RPS fournissent des résultats équivalents jusqu'à une fréquence de 100 Hz. La méthode de synthèse aboutit à des valeurs presque constantes du coefficient d'absorption, et semble mise en défaut sur ce matériau (même si les valeurs obtenues restent dans une gamme physique, c'est-à-dire comprises entre 0 et 1).

Enfin, concernant les matériaux mousse PU et coton recyclé (Figure 54 et Figure 55), la méthode de synthèse mène à l'obtention de résultats sous-estimés en dessous d'une fréquence de 800 Hz. Les courbes obtenues avec la méthode au tube d'impédance sont très proches de celles calculées avec le modèle JCA à la fois pour la mousse PU et le coton recyclé. La méthode RPS fournit des résultats d'absorption acoustique généralement surestimés par rapport au modèle JCA, et la méthode IA fournit les résultats les plus en accord avec ce modèle. Les différences observées peuvent s'expliquer par deux aspects. Pour la mousse PU, l'origine des écarts semble liée au fait que le modèle de fluide équivalent n'est pas adapté pour décrire le comportement du matériau qui a plutôt un squelette élastique dont la vibration n'est pas prise en compte. Par conséquent, comme on le constate expérimentalement, le coefficient d'absorption du matériau est très sensible aux dimensions et conditions aux limites latérales de

l'échantillon. Ces dimensions et conditions aux limites sont différentes entre d'une part, les échantillons utilisés pour les mesures au tube et qui servent en partie à identifier de façon indirecte les longueurs caractéristiques visqueuse et thermiques du modèle JCA et d'autre part les mesures sur banc (petit échantillon circulaire maintenu sur tous ses bords dans le tube d'impédance, assemblage d'échantillons de différentes dimensions finies et libres de contrainte latérale pour le banc). Dit d'une autre manière, les échantillons de mousse PU (un matériau avec un squelette élastique) testés sur le banc étaient de grandes dimensions avec des conditions limites latérales libres et pour ces échantillons et conditions aux limites, les effets de vibrations du squelette ne sont plus négligeables dans la gamme de fréquences considérée. Le matériau ne peut donc plus être directement assimilé à un fluide équivalent. Un modèle plus sophistiqué que celui d'Allard, permettant de prendre en compte la vibration du squelette du matériau tel que celui de Biot-Allard ainsi que les conditions aux limites, serait requis dans le processus d'inversion. Pour le coton recyclé, l'inhomogénéité spatiale de l'épaisseur du matériau qui n'est pas prise en compte dans le modèle d'Allard et ne permet donc pas d'avoir une bonne estimation de la densité effective et du nombre d'onde, est l'hypothèse privilégiée pour expliquer les différences observées entre les méthodes.

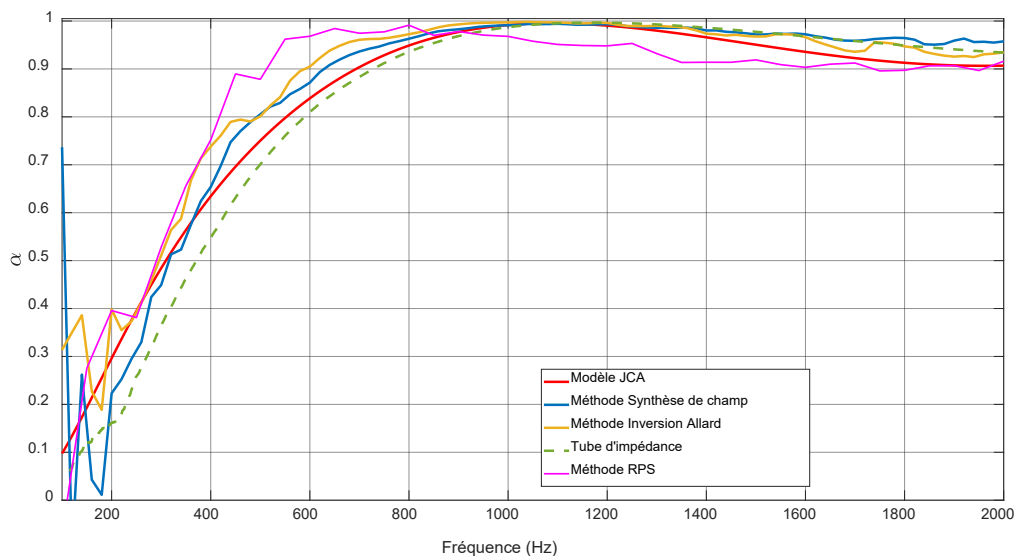


Figure 52. Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas de la laine de roche.

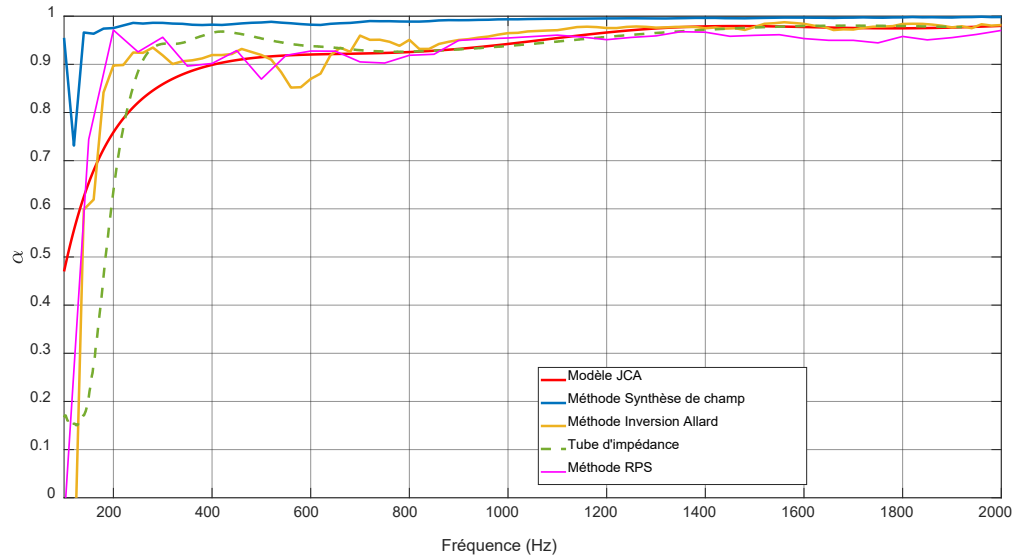


Figure 53. Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas de la laine de verre.

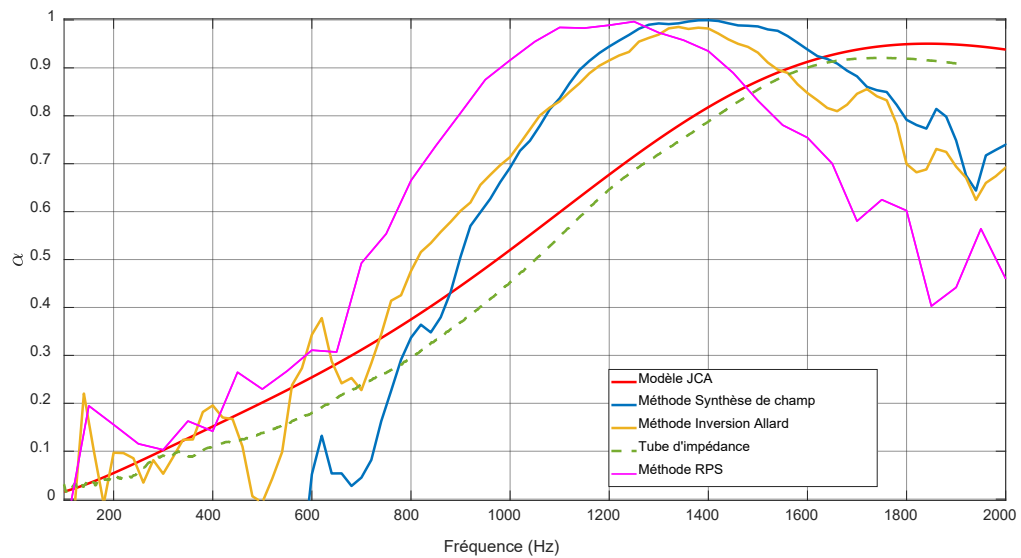


Figure 54. Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas de la mousse PU.

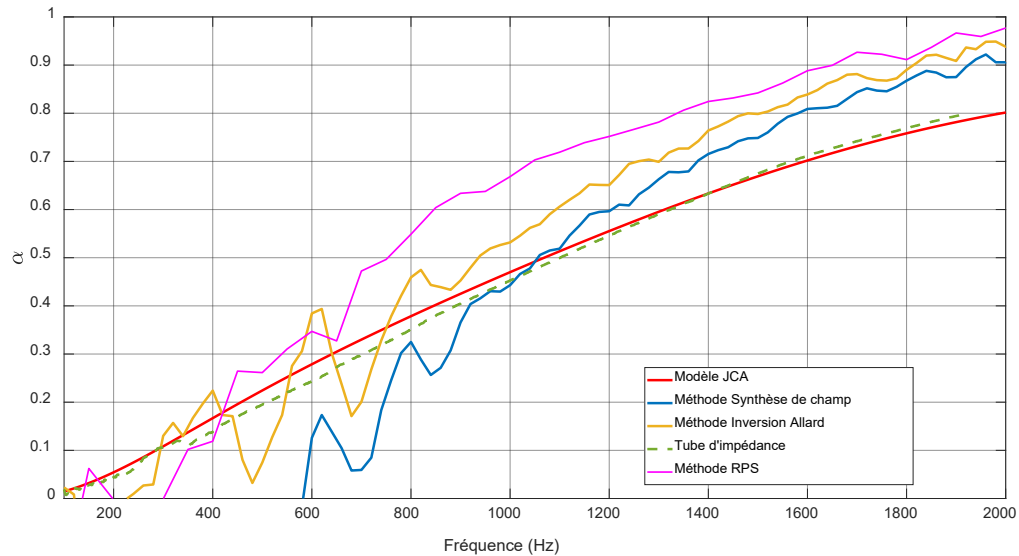


Figure 55. Comparaison de différents résultats en incidence normale pour le cas du coton recyclé.

4.7.2 Cas de l'incidence oblique (45 degrés)

La Figure 56, la Figure 57, la Figure 58, la Figure 59 et la Figure 60 présentent les résultats obtenus dans le cas de l'incidence oblique, et ce respectivement pour la mousse de mélamine, la laine de roche, la laine de verre, la mousse PU et le coton recyclé. Les résultats de simulation issus du modèle JCA sont également indiqués.

Les résultats sont similaires pour les trois premiers matériaux (mélamine, laine de roche, laine de verre). Les méthodes IA et RPS fournissent des résultats proches des simulations, avec des résultats en basses fréquences qui ne comportent pas autant de biais que ceux obtenus via la méthode de synthèse. Pour cette dernière méthode, l'accord avec les simulations est généralement bon à partir d'une fréquence de 500 Hz environ. En dessous de cette fréquence, les résultats sont généralement plus bruités et vont possiblement inclure des valeurs négatives du coefficient d'absorption.

Pour la mousse PU et le coton recyclé, tout comme dans le cas de l'incidence normale, la méthode de synthèse fournit des résultats sous-estimés et très variables en dessous d'une fréquence de 800 Hz. La méthode RPS fournit des résultats d'absorption acoustique généralement surestimés par rapport au modèle JCA, et la méthode IA fournit les résultats les plus en accord avec ce modèle. Les hypothèses émises pour expliquer les différences sont les mêmes que pour l'incidence normale.

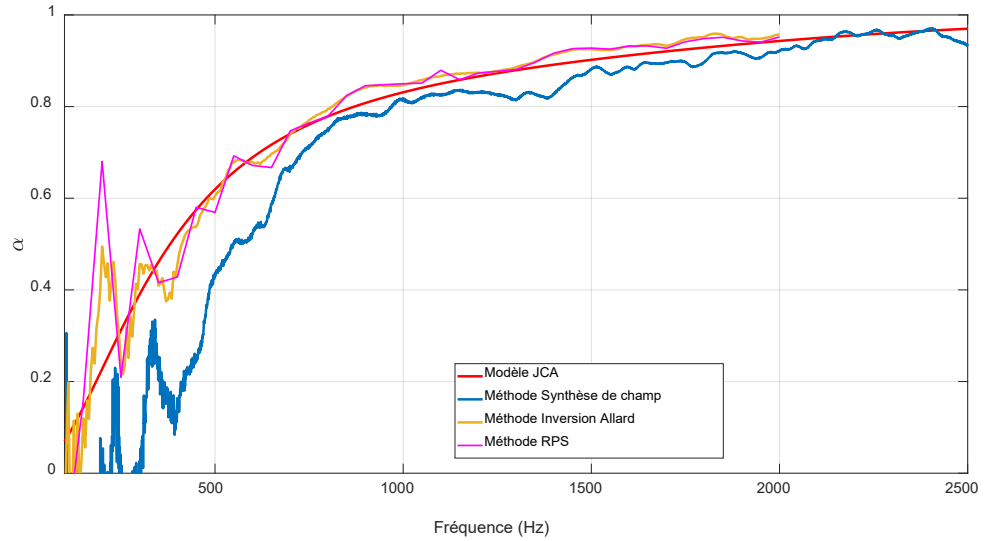


Figure 56. Comparaison de différents résultats en incidence oblique (45 degrés) pour le cas de la mélamine.

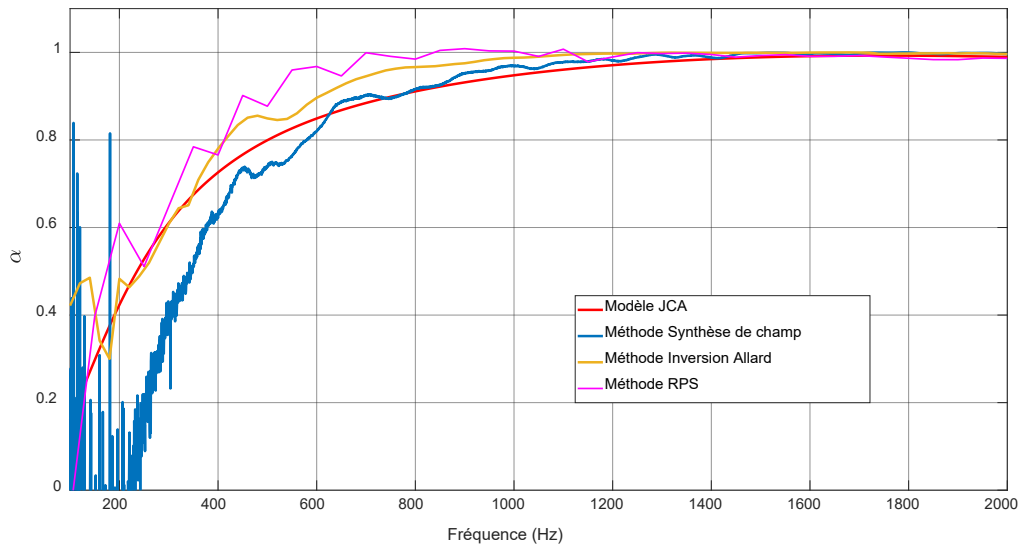


Figure 57. Comparaison de différents résultats en incidence oblique pour le cas de la laine de roche.

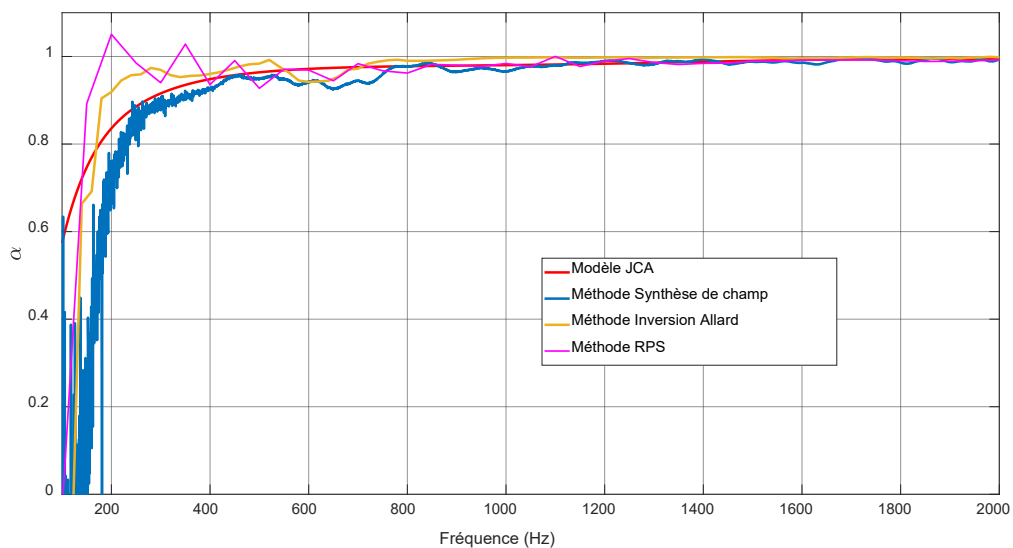


Figure 58. Comparaison de différents résultats en incidence oblique pour le cas de la laine de verre.

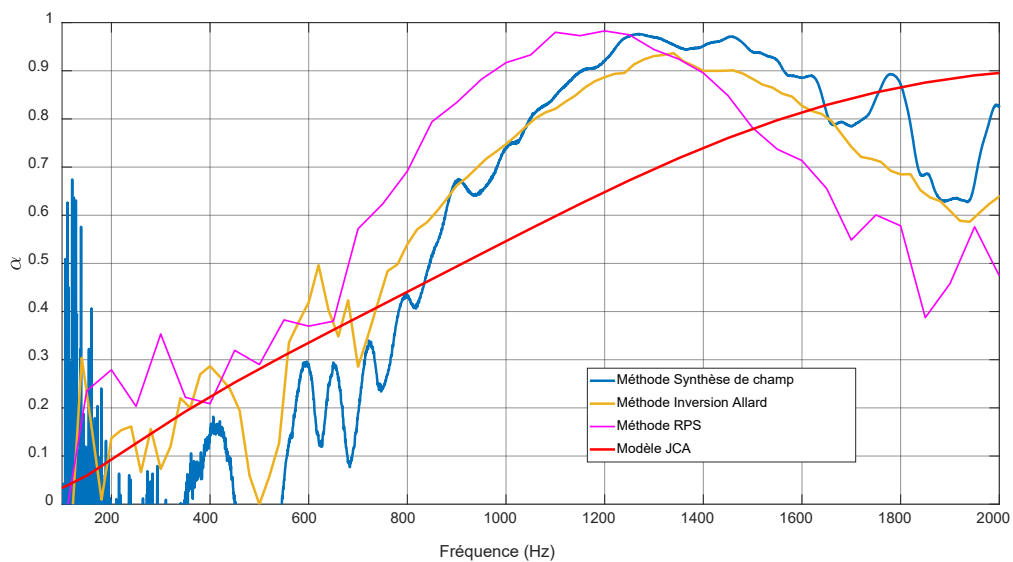


Figure 59. Comparaison de différents résultats en incidence oblique pour le cas de la mousse PU.

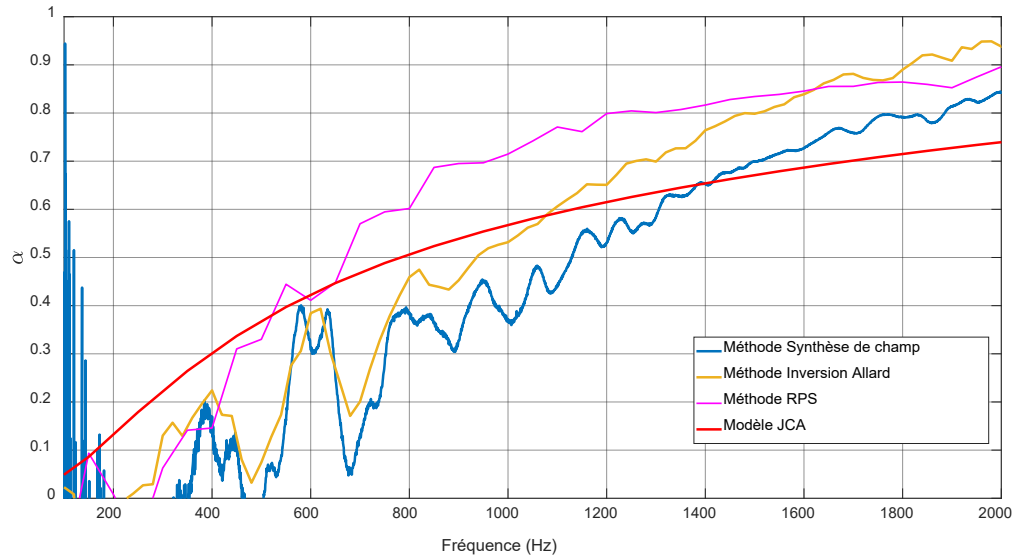


Figure 60. Comparaison de différents résultats en incidence oblique pour le cas du coton recyclé.

4.7.3 Cas du champ diffus

La Figure 61, la Figure 62, la Figure 63, la Figure 64 et la Figure 65 présentent les résultats obtenus dans le cas du champ diffus, et ce respectivement pour la mousse de mélamine, la laine de roche, la laine de verre, la mousse PU et le coton recyclé. Les résultats de mesure réalisés à l'aide d'une petite cabine réverbérante ou d'une chambre réverbérante répondant à la norme ASTM C423 sont indiqués, ainsi que les résultats de simulation issus du modèle JCA.

Peu importe le matériau considéré, les mesures de coefficient d'absorption à partir de mesures de temps de réverbération, soit en suivant les hypothèses de Sabine, fournissent des valeurs surestimées par rapport aux modèles ou autres estimations réalisées. Dans le cas de la laine de roche et de la laine de verre, les résultats excèdent souvent l'unité, ce qui les rend inutilisables dans des simulations d'acoustique des salles ou du bâtiment. Les méthodes IA et RPS fournissent des résultats similaires. Malgré l'utilisation du banc qui apporte une réduction des incertitudes par rapport à l'étude précédente (Robin *et al.*, 2019), la précision de la méthode de synthèse reste toutefois limitée dans le domaine des basses fréquences et la méthode manque de fiabilité dans ce domaine.

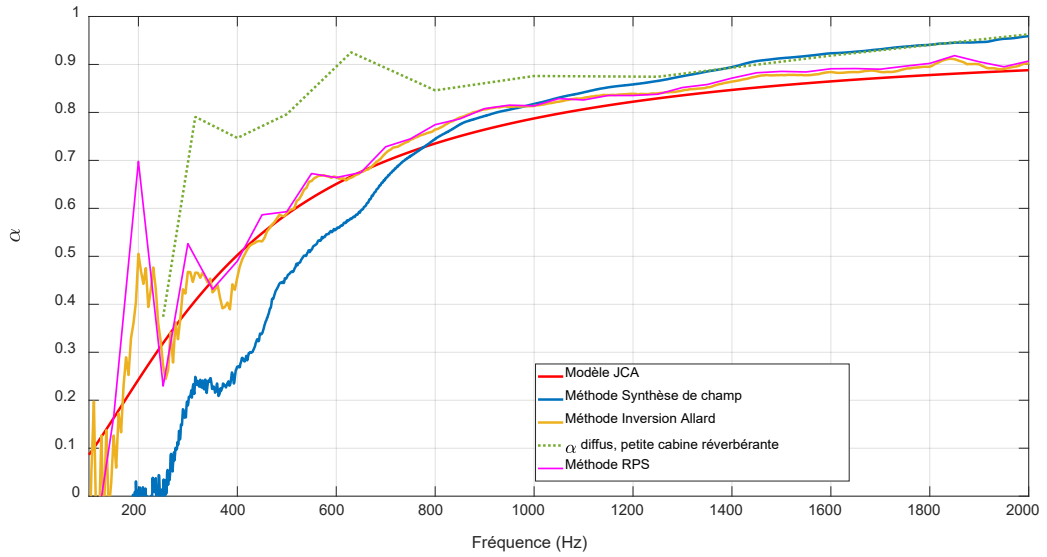


Figure 61. Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas de la mélamine.

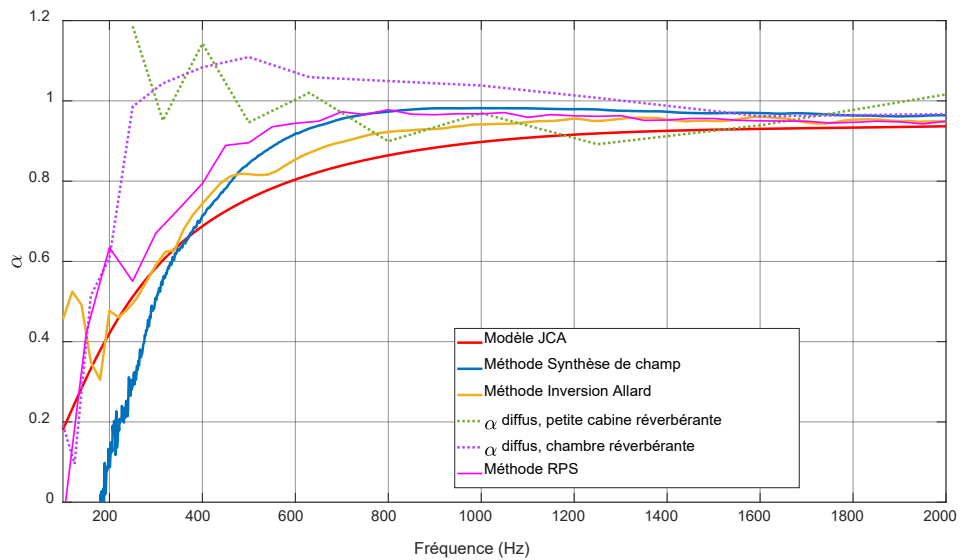


Figure 62. Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas de la laine de roche.

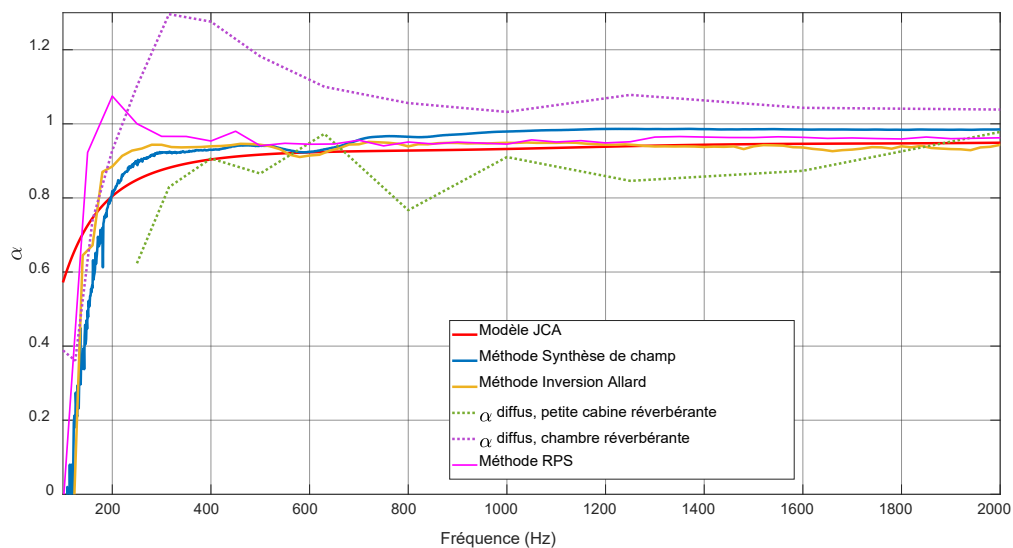


Figure 63. Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas de la laine de verre.

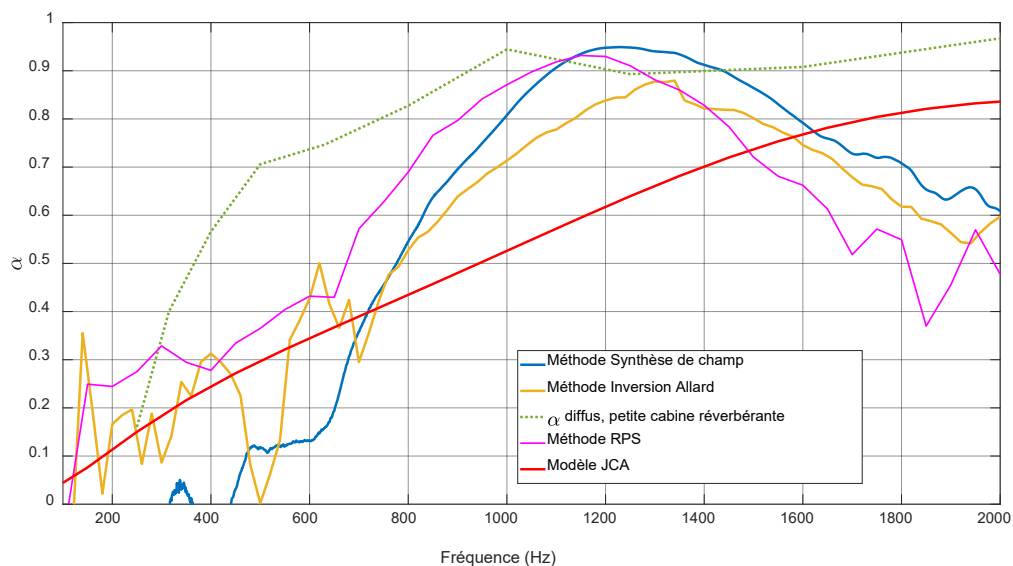


Figure 64. Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas de la mousse PU.

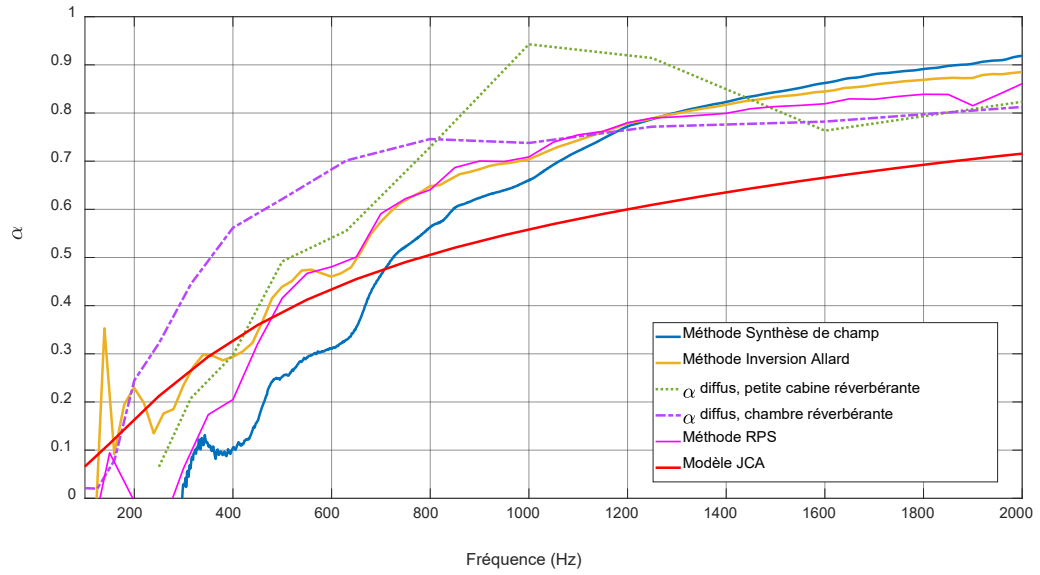


Figure 65. Comparaison de différents résultats obtenus en champ diffus pour le cas du coton recyclé.

5 DISCUSSION

5.1 Méthode de synthèse

Dans le cas du champ diffus, l'estimation du coefficient d'absorption avec le banc de mesure amélioré et décrit dans ce rapport et la méthode de synthèse proposée dans le cadre de l'étude (Robin *et al.*, 2018) reste précise et intéressante pour la gamme de fréquences considérée, surtout si l'on compare ces résultats à ceux surestimés obtenus par la méthode normalisée de la chambre réverbérante et pour des surfaces d'échantillons atteignant presque 7 m². Les limitations dans le domaine des basses fréquences demeurent identiques (autour de 400 Hz). En ce qui concerne le coefficient d'absorption sous des champs de type onde plane en incidence normale et oblique qui ont été étudiés plus spécifiquement dans le cadre de ce travail, son estimation reste précise, mais uniquement au-delà d'une fréquence de 500 Hz environ (fréquence qui dépend du matériau et du champ excitateur considérés). La limitation en fréquence est plus importante dans le cas de l'onde plane, car la synthèse dans certaines directions ou angles d'incidence devient problématique pour un réseau de sources fixe (le champ diffus impliquant lui une moyenne sur les angles d'incidence). En résumé, la méthode de synthèse de Robin *et al.* (2018) ne permet pas d'estimer de façon précise le coefficient d'absorption en basse fréquence. Cette méthode de synthèse présente néanmoins l'avantage d'avoir un temps de post-traitement très réduit (de l'ordre de quelques secondes). Elle pourrait être utile dans le développement de nouveaux matériaux pour lesquels des surfaces faibles sont disponibles. Il est également possible avec cette méthode de synthèse de faire varier l'angle d'incidence θ , mais aussi l'azimut φ , ce qui peut représenter un intérêt dans le cas de matériaux non isotropes (c'est-à-dire dont le comportement dépend de l'angle d'incidence, mais aussi de la direction d'arrivée azimutale de l'onde sonore). Cette possibilité n'a pas été évaluée étant donnée l'isotropie (supposée) des matériaux testés et la limitation persistante en basses fréquences, mais pourrait servir dans d'autres cadres plus spécifiques.

5.2 Méthode basée sur l'inversion du modèle d'Allard

À partir des mesures réalisées sur le banc développé, la méthode basée sur l'inversion du modèle d'Allard permet l'identification de deux paramètres effectifs (ou équivalents), soit la densité effective complexe et le nombre d'onde complexe. En partant de ces deux paramètres, il est possible via le modèle de fluide équivalent de calculer des quantités telles que l'impédance de surface, ou encore l'absorption acoustique. Le temps de calcul total pour arriver à la quantité visée, soit l'absorption acoustique, est de l'ordre de quelques minutes.

Plusieurs avantages de cette méthode peuvent être soulignés :

- La densité effective complexe et le nombre d'onde complexe sont classiquement obtenus par des mesures au tube d'impédance et l'utilisation de différents bancs dédiés qui requièrent une préparation minutieuse d'échantillons de petite taille (au plus un décimètre carré).
- Une fois la densité effective complexe et le nombre d'onde complexe obtenus, il est possible d'estimer le coefficient d'absorption acoustique pour n'importe quel angle d'incidence pour une onde plane, ou sous champ diffus par sommation sur les angles (dans le cas de matériaux isotropes).
- Les limitations en basse fréquence pour cette méthode sont repoussées à une fréquence aussi basse que 100 Hz, et même si l'identification des deux paramètres complexes est parfois imparfaite, l'estimation du coefficient d'absorption (spécialement en champ diffus) en est relativement peu affectée. Il est donc possible d'estimer le coefficient d'absorption acoustique pour des ondes planes à angle d'incidence variable, ou pour un champ diffus, et ce pour des échantillons de dimensions réduites par rapport à la méthode de la chambre réverbérante. Les valeurs obtenues sont toujours dans une gamme physique (entre 0 et 1) et sont donc directement utilisables dans des simulations d'acoustique des salles par exemple.

Les inconvénients liés à cette méthode résident surtout dans les hypothèses associées au modèle d'Allard pour décrire le champ sonore au-dessus du matériau. En particulier, le matériau est supposé isotrope, homogène, d'épaisseur constante et se comporter comme un fluide équivalent. L'hypothèse d'isotropie a d'ailleurs pour conséquence que le coefficient d'absorption ne dépend que de l'angle d'incidence en élévation θ , mais pas de l'azimut φ . En conséquence, la méthode basée sur l'inversion du modèle d'Allard n'est pas applicable en l'état à des matériaux présentant des inhomogénéités spatiales, des matériaux anisotropes ou encore des matériaux dont le squelette peut se déformer. La question pratique qui se pose est la suivante : est-ce que beaucoup de matériaux du commerce peuvent être considérés avec cette méthode ? Cette dernière permet de considérer une majorité de matériaux absorbants disponibles sur le marché. Même si certains ont un certain degré d'anisotropie, d'inhomogénéité et peuvent avoir un squelette élastique, la méthode proposée peut donner un ordre de grandeur du coefficient d'absorption qui fournira une estimation plus précise que les méthodes existantes, tout spécialement pour le champ diffus.

5.3 Méthode RPS

En ce qui concerne l'approche RPS, les résultats fournis sont proches des valeurs de la méthode de référence lorsque la densité effective et le nombre d'onde sont bien identifiés. Rappelons ici que le traitement de la méthode RPS est purement numérique, et que la méthode repose sur les données de matériaux identifiés par l'inversion d'Allard. Les différences les plus importantes se situent en basses fréquences en raison de la troncature numérique de l'intégrale de surface (valeurs finies de a) ainsi que de la taille finie du réseau et de la zone cible. En fait, pour une source monopolaire placée à proximité d'un matériau absorbant infini (modèle d'Allard), il existe une valeur de a qui dépend de la fréquence considérée, au-delà de laquelle le coefficient d'absorption n'est plus influencé par a (résultats non montrés dans ce rapport, voir la référence Sgard, 2022b). Plus la fréquence est basse et la hauteur de la source faible, plus la valeur de a doit être grande. Pour une excitation par monopole, la taille de la zone d'intégration peut s'avérer très élevée (plusieurs dizaines de mètres) pour converger en basses fréquences. Des détails additionnels sur le coefficient d'absorption d'un matériau absorbant infini excité par un seul monopole obtenu avec le modèle d'Allard sont fournis dans la référence Sgard, 2022b. Néanmoins, lorsqu'on utilise la synthèse de champ qui reproduit un champ d'onde plane ou de superposition d'ondes planes (champ diffus) sur la surface du matériau, une zone d'intégration correspondant à la zone cible sur laquelle le champ est reproduit semble suffisante pour que la valeur du coefficient α_{synth} résultant d'une superposition de sources une bonne approximation du coefficient d'absorption théorique pour ce type de champ.

La méthode RPS comporte une phase préalable de calcul des matrices $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$, \hat{C}_{abs} et \hat{C}_{inc} qui sont ensuite stockées sur disque sous forme numérique. Cette phase peut être très coûteuse en temps de calcul selon le nombre de sources et la taille de la zone d'intégration alors qu'une fois ces matrices calculées, la phase concernant le calcul du α_{synth} pour un champ exciteur donné est très rapide (quelques secondes à au plus deux minutes). Le calcul de \hat{C}_{abs} et \hat{C}_{inc} dépend du réseau et de la densité effective et du nombre d'onde du matériau. Le coût de ce calcul s'accroît lorsque la fréquence, la taille de la zone d'intégration et le nombre de sources augmentent. Le calcul des matrices $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$ ne dépend que du champ exciteur à reproduire, du réseau et de la zone cible de reproduction. Pour un champ exciteur donné, ce calcul ne doit donc être fait qu'une seule fois pour tous les matériaux dès lors qu'un réseau et une zone cible de reproduction

sont spécifiés (a_r, N, a_c fixés). Là encore, le coût de calcul et la taille des fichiers⁴ contenant les matrices $S_{\hat{Q}\hat{Q}}$ peuvent devenir très importants en fonction du nombre de sources, de a_r et de a_c . Néanmoins, en utilisant 2 réseaux virtuels de 61×61 sources situées à 30 cm de la surface du matériau, l'un de grande taille (par exemple 8 m x 8 m) pour les fréquences inférieures à 1 290 Hz et l'autre de plus petite taille (4 m x 4 m) pour les fréquences entre 1 290 Hz et 2 000 Hz, il est possible relativement bien approcher le coefficient d'absorption obtenu par la méthode de référence sur toute la gamme de fréquences considérée, avec des différences inférieures à 0,05 pour la plupart des matériaux.

Si on veut calculer le α_{synth} pour d'autres matériaux, il est nécessaire de

réévaluer \hat{C}_{abs} et \hat{C}_{inc} pour ces deux réseaux en ne changeant que la densité effective et du nombre d'onde du matériau, ce qui représente environ 1 journée de calcul sur un ordinateur biprocesseur AMD Rome 7502 @ 2,50 GHz 128 M cache L3 avec 32 cœurs.

En pratique, pour estimer des coefficients d'absorption en onde plane ou diffus cette approche est moins intéressante que l'approche utilisant l'inversion du modèle d'Allard, car elle est limitée par la lourdeur des calculs mis en jeu lors de la phase préalable de calcul. Cependant, elle n'est pas restreinte à ces types de champs excitateurs et permet au besoin de calculer le coefficient d'absorption sous n'importe quel champ synthétisé. De plus, il est clair que la méthode de synthèse de champ (Robin *et al.*, 2018) est limitée sur les angles qu'elle arrive à reproduire de part des limitations physiques (taille globale du réseau physique de sources). De passer par la méthode RPS permet de contourner cela (elle utilise des matrices de vitesses sources calculées de la même manière, le réseau virtuel est juste plus grand).

De par le principe de calcul du coefficient d'absorption par rapport de puissance, la technique RPS proposée peut aussi être adaptée à la caractérisation de l'absorption acoustique de matériaux d'étendue finie⁵ dont on connaît la densité effective complexe et le nombre d'onde complexe.

⁴ Ceci a un impact sur le temps de chargement de la matrice en mémoire, et l'ordinateur sur lequel est fait le calcul de α_{synth} doit avoir suffisamment de mémoire vive disponible.

⁵ Dans ce cas la valeur de a correspond à la dimension latérale du matériau, mais il faut alors prendre en compte la nature finie du matériau en faisant appel à d'autres modèles que celui d'Allard comme par un exemple un modèle éléments finis de l'absorption acoustique d'un matériau poreux posé sur sol rigide excité par un monopole.

CONCLUSION

La présente étude est la suite de travaux portant sur une première évaluation d'une méthode de caractérisation robuste et fiable des traitements absorbants en laboratoire, évaluation réalisée sur un banc prototype et non automatisé. Malgré de nombreux apports positifs (coefficients d'absorption n'excédant pas l'unité, possibilité de caractériser des échantillons de tailles variées), la principale limitation de cette méthode se situait dans le domaine des basses fréquences où elle restait imprécise.

L'objectif principal était d'améliorer la qualité de la mesure en basses fréquences et de rendre cette mesure plus facile à réaliser. La possibilité de prendre en compte différents champs excitateurs était également visée (champ diffus, onde plane à incidence variable).

La principale conclusion de cette étude est que l'utilisation d'un banc de mesure automatisé, et combiné à différentes méthodes de post-traitements permet de suggérer une alternative intéressante et robuste aux méthodes normalisées (méthode du tube d'impédance, méthode de la chambre réverbérante).

La méthode proposée dans l'étude précédente (Robin *et al.*, 2018), utilisée avec le nouveau banc de mesure automatisé, montre toujours une limite dans le domaine des basses fréquences (fréquence inférieure ou égale à 400 Hz environ selon le champ excitateur considéré). Néanmoins, et en complément de la méthode précédente, deux nouvelles approches de calcul du coefficient d'absorption ont été développées. Les résultats obtenus par ces deux approches permettent de repousser les limitations en basses fréquences observées dans le cas de la méthode précédente, et de caractériser des matériaux absorbants sur une gamme de fréquences large, et sans surestimation. La seule limitation identifiée concerne la caractérisation des matériaux fortement anisotropes, à squelette élastique et comportant des inhomogénéités spatiales.

Le banc développé est disponible à ICAR et pourra être utilisé pour d'autres actions de recherche ou de caractérisation de matériaux insonorisants. Les interfaces développées permettent le pilotage du banc, mais aussi le calcul du calcul d'absorption avec les méthodes implémentées, et pour différents champs excitateurs.

BIBLIOGRAPHIE

- Agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie, I Care & Consult, Énergies Demain, Douillet, M., Sipos, G., Delugin, L., . . . Bidault, E. (2021). *Le coût social du bruit en France : estimation du coût social du bruit en France et analyse de mesures d'évitement simultané du coût social du bruit et de la pollution de l'air*. ADEME.
<https://librairie.ademe.fr/air-et-bruit/4815-cout-social-du-bruit-en-france.html>
- Allard, J.-F. et Atalla, N. (2009). *Propagation of sound in porous media, Modelling sound absorbing materials* (2^e éd.). Wiley.
- Allard, J.-F. et Champoux, Y. (1989). *In-situ* two-microphone technique for the measurement of the acoustic surface impedance. *Noise Control Engineering Journal*, 32(1), 15-23.
- Allard, J.-F., Lauriks, W. et Verhaegen, C. (1992). The acoustic sound field above a porous layer and the estimation of the acoustic surface impedance from free-field measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 91(5), 3057-3060.
- American Society for Testing Material International. (2009). *Standard test method for sound absorption and sound absorption coefficients by the reverberation room method*. Norme ASTM C423-09a.
- American Society for Testing Material International. (2012). *Standard test method for impedance and absorption of acoustical materials using a tube, two microphones and a digital frequency analysis system*. Norme ASTM E1050-12.
- Avantages. (26 février 2019). La surdité, nouveau fléau des milieux de travail. *Avantages*.
<https://www.avantages.ca/actualites/nouvelles/la-surdite-nouveau-fleau-des-milieux-de-travail/>
- Brandao, E., Lenzi, A. et Paul, S. (2015). A review of the *in situ* impedance and sound absorption measurement techniques. *Acta Acustica united with Acustica*, 101, 443-463.
- Brouard, B., Allard, J. F., Lafarge, D. et Tamura, M. (1996). Measurement and prediction of the reflection coefficient of porous layers at oblique incidence and for inhomogeneous waves, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(1), 100-107.
- Chien, C. et Soroka, W. (1975). Sound propagation along an impedance plane. *Journal of Sound and Vibration*, 43, 9-20.
- Christensen, J., Romero-García, V., Picó, R., Cebrecos, A., de Abajo, F. J. G., Mortensen, N. A., . . . Sánchez-Morcillo, V. J. (2014). Extraordinary absorption of sound in porous lamella-crystals. *Scientific Reports*, 4, article 4674.

- Conseil du patronat du Québec. (2019). FSST : la santé financière de 2018 est solide, mais Québec devrait légiférer sans tarder sur les réclamations en matière de surdité professionnelle. <https://www.cpq.qc.ca/fr/publications/communiqués-de-presse/fsst-la-sante-financiere-de-2018-est-solide-mais-quebec-devrait-legiferer-sans-tarder-sur-les-reclamations-en-matiere-de-surdite-professionnelle/>
- Dauchez, N., Nennig, B. et Robin, O. (2018). Additional sound absorption within a poroelastic lamella network under oblique incidence. *Acta Acustica united with Acustica*, 104(2), 211-219
- Di, X. et Gilbert, K. (1993). An exact Laplace transform formulation for a point source above a ground surface. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 93(2), 714-720.
- Dragonetti, R., Napolitano, M. et Romano, R. A. (2019). A study on the energy and the reflection angle of the sound reflected by a porous material. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 145(1), 489-500.
- Dragonetti, R. et Romano, R. A. (2015). Considerations on the sound absorption of non-locally reacting porous layers. *Applied Acoustics*, 87, 46-56.
- Dragonetti, R. et Romano, R. A. (2017). Errors when assuming locally reacting boundary condition in the estimation of the surface acoustic impedance. *Applied Acoustics*, 115, 121-130.
- Dupont, S., Melon, M. et Berry, A. (2020). Characterization of acoustic material at oblique incidence using a spherical microphone array. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 147(5), 3613-3625.
- Dupont, S., Sanalati, M., Melon, M., Robin, O., Berry, A. et Le Roux, J.-C. (2022). Characterization of acoustic materials at arbitrary incidence angle using sound field synthesis. *Acta Acustica*, 6(61).
- Dutilleux, G., Sgard, F. et Kristiansen, U. R. (2002). Low-frequency assessment of the in situ acoustic absorption of materials in rooms: An inverse problem approach using evolutionary optimization. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 53(9), 2143-2161.
- Eser, M., Gurbuz, C., Brandão, E. et Marburg, S. (2021). Direct discrete complex image method for sound field evaluation above a non-locally reacting layer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 150(5), 3509-3520.

- Funes, A., Martin, R., Fortier, P., Deshaies, P., St-Cyr, J.-P. et Tremblay, I. (2015). *Surdité professionnelle : cas acceptés par la Commission de la santé et de la sécurité du travail au Québec : mise à jour 1997-2012*. INSPQ.
https://www.inspq.gc.ca/sites/default/files/publications/2018_surdite_professionnelle.pdf
- Hald, J., Song, W., Haddad, K., Jeong, C.-H. et Richard, A. (2019). In-situ impedance and absorption coefficient measurements using a double-layer microphone array. *Applied Acoustics*, 143, 74-83.
- Heyl, P. R., Chrisler, V. L. et Snyder, W. F. (1929). The absorption of sound at oblique angles of incidence. *Bureau of Standards Journal of Research*, 4(2), 289-295.
- Hirosawa, K., Takashima, K., Nakagawa, H., Kon, M., Yamamoto, M. et Lauriks, W. (2009). Comparison of three measurements techniques for the normal absorption coefficient of sound absorbing materials in the free field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 126(6), 3020-3027.
- International Standard Organization. (1998). *Acoustics: Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes. Part 2: Transfer-function method*. Norme ISO 10534-2:1998.
- International Standard Organization. (2003). *Acoustics: Measurement of sound absorption in a reverberation room*. Norme ISO 354:2003.
- Lanoye, R., Vermeir, G., Lauriks, W., Kruse, R. et Mellert, V. (2006). Measuring the free-field acoustic impedance and absorption coefficient of sound absorbing materials with a combined particle velocity-pressure sensor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 119(5), 2826-2831.
- Martin, R. et Gauthier, M. (2018). *Meilleures pratiques d'aménagement pour prévenir les effets du bruit environnemental sur la santé et la qualité de vie*. INSPQ.
https://www.inspq.gc.ca/sites/default/files/publications/2450_meilleures_pratiques_aménagement_effets_bruit_environmental.pdf
- Müller-Trapet, M. (2015). *Measurement of surface reflection properties: Concepts and uncertainties* (Thèse de doctorat, Aachen University).
- Nash, A. (2011). On the reproducibility of measuring random incidence sound absorption. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(4 Suppl.), 2354.
- Nobile, M. et Hayek, S. (1985). Acoustic propagation over an impedance plane. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(4), 1325-1336.

- Nolan, M. (2020). Estimation of angle-dependent absorption coefficients from spatially distributed *in situ* measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 147(2), EL119-EL124.
- Organisation mondiale de la santé. (2018). *Lignes directrices sur le bruit environnemental pour l'Europe*. OMS. <https://www.who.int/europe/publications/i/item/9789289053563>
- Organisation mondiale de la santé. (2021). *Premier rapport mondial de l'OMS sur l'audition*. OMS. <https://cdn.who.int/media/docs/default-source/health-topics/deafness-and-hearing-loss/world-report-on-hearing/wrh-exec-summary-fr.pdf>
- Ottink, M, Brunskog, J., Jeong, C.-H. et Fernandez-Grande, E. (2016). *In situ* measurements of the oblique incidence sound absorption coefficient for finite sized absorbers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 139(1), 41-52.
- Panneton, R. (2007). Comments on the limp frame equivalent fluid model for porous media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(6), EL217–EL222.
- Prisutova, J., Horoshenkov, K., Groby, J.-P. et Brouard, B. (2014). A method to determine the acoustic reflection and absorption coefficients of porous media by using modal dispersion in a waveguide. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 136(6), 2947-2958.
- Ramage-Morin, P.-L. et Gosselin, M. (2018), Canadiens vulnérables au bruit en milieu de travail. *Rapports sur la santé*, 29(8), 10-19. https://www150.statcan.gc.ca/n1/fr/pub/82-003-x/2018008/article/00002-fra.pdf?st=PRPTR_Ym
- Réseau de santé publique en santé au travail. (2018) *Répartition des surdités professionnelles (progressives) acceptées par la CNESST par année et taux d'incidence annuel : ensemble du Québec, 1997 à 2020*. <https://www.santeautravail.qc.ca/documents/13275/34ac53aa-2c8a-4454-9124-7a9928d805b6>
- Richard, A., Fernandez-Grande, E., Brunskog, J. et Cheol-Ho, J. (2017). Estimation of surface impedance at oblique incidence based on sparse array processing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 141(6), 4115-4125.
- Robin, O., Doutres, O., Berry, A. et Atalla, N. (2014). Measurement of the absorption coefficient of absorbing materials under a synthesized diffuse acoustic field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 136(1), EL13-EL19.
- Robin, O., Berry, A., et Moreau, S. (2014). Experimental vibroacoustic testing of plane panels using synthesized random pressure fields. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(6), 3434-3445.

- Robin, O., Amédin, C. K., Berry, A., Atalla, N., Doutres, O. et Sgard F. (2018). *Méthodologie innovante pour la caractérisation des traitements absorbants en laboratoire et étude de son applicabilité sur le terrain* (Rapport n° R-1022). IRSST.
<http://www.irsst.qc.ca/media/documents/PubIRSST/R-1022.pdf>
- Robin, O., Berry, A., Amédin, C. K., Atalla, N., Doutres, O. et Sgard, F. (2019). Laboratory and *in situ* sound absorption measurement under a synthesized diffuse acoustic field. *Building Acoustics*, 26(4), 223-242.
- Sgard, F. (2021a). *Derivation of sound pressure field above and in a porous material induced by a point source* (Rapport technique n° 2021-1). IRSST. [Document non publié]
- Sgard, F. (2021b). *Calculation of the sound absorption coefficient of a porous material for various excitations* (Rapport technique n° 2021-2). IRSST. [Document non publié]
- Sgard, F. (2022a). *Calculation of the sound absorption coefficient of a porous material using acoustic powers and sound field synthesis* (Rapport technique n° 2022-1). IRSST. [Document non publié]
- Sgard, F. (2022b). *On the sound absorption of a porous material described by complex density and wavenumber excited by a monopole* (Rapport technique n° 2022-3). IRSST. [Document non publié]
- Schultz, T., Cattafesta, L. N. et Sheolak, M. (2006). Modal decomposition method for acoustic impedance testing in square ducts. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(6), 3750-3758.
- Tamura, M. (1990). Spatial Fourier transform method of measuring reflection coefficients at oblique incidence. I: Theory and numerical examples. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88(5), 2259-2264.
- Tamura, M., Allard, J. F. et Lafarge, D. (1995). Spatial Fourier transform method for measuring reflection coefficients at oblique incidence. II. Experimental results. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(4), 2255-2262.
- Veen, J. R., Pan, J. et Saha P. (2005). *Development of a small size reverberation room standardized test procedure for random incidence sound absorption testing* (Rapport technique n° 2005-01-2284). SAE.
- Vercammen, M. (2010, 29-31 août). *Improving the accuracy of sound absorption measurement according to ISO 354* [Communication]. International Symposium on Room Acoustics, Melbourne, Australie.

Wittstock, V. (2018). Determination of measurement uncertainties in building acoustics by interlaboratory tests. Part 2: Sound absorption measured in reverberation rooms. *Acta Acustica united with Acustica*, 104(6), 999-1008.

Zhang, Y., Kuang, Z., Wu, M. et Yang, J. (2015). *In-situ* measurement of sound absorbing properties using plane-wave sound field reproduced by virtual loudspeaker array. *Building and Environment*, 94, 883-890.

ANNEXE A – DOCUMENTS, OUTILS ET PROCÉDURES LIÉS À L'UTILISATION DU BANC DE MESURE

A.I Description de l'interface et des étapes à suivre pour le calcul et l'affichage des données post-traitées

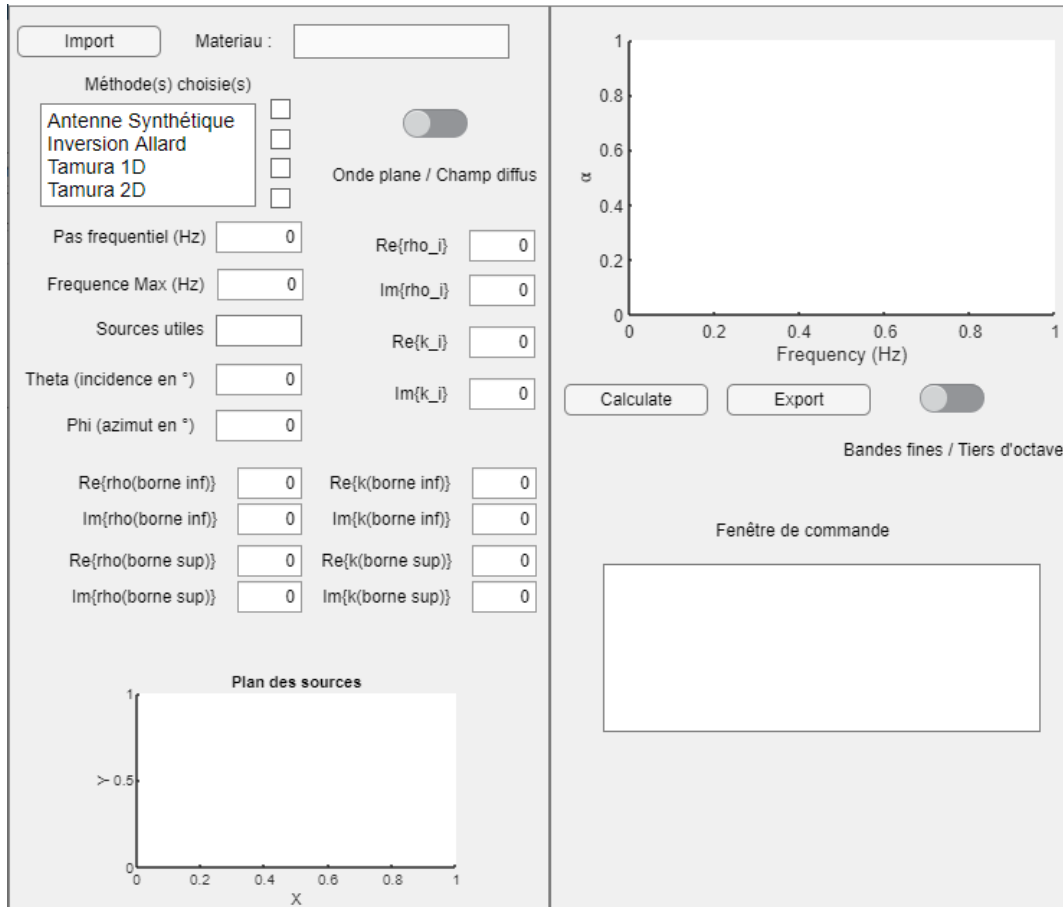


Figure 66. Interface de post-traitement réalisée sous App Designer (MATLAB).

A.I.I Étape 1 - Import des données

Le bouton **Import** demande le chemin d'accès vers les fichiers texte issus du banc afin de les transformer en structure MATLAB. Le programme ouvre ensuite cette structure pour la traiter. Le nom du matériau s'affiche alors dans le champ de texte **Matériau**, le plan des sources vu de dessus s'affiche dans le graphique en bas à gauche et certains boutons sont désactivés.

À noter qu'il n'est pas possible de traiter plusieurs mesures de manière simultanée.

A.I.II Étape 2 - Sélectionner la méthode de calcul

Le calcul peut prendre en compte plusieurs méthodes à la fois, quatre ont été considérées telles que décrites dans la section 3. Dans l'état actuel de l'application en fin de projet, la méthode de Tamura n'est pas encodée et ne donnera pas de résultats. Pour éviter toute erreur, ne pas cocher la case correspondante.

La sélection de la méthode de l'Inversion d'Allard (IA) déverrouille certains champs. Tout d'abord, le champ **Sources utiles**. La méthode de l'Inversion d'Allard va chercher à identifier la densité complexe et le nombre d'onde complexe du matériau qui sont des propriétés de fluide équivalent. Ces propriétés sont censées être indépendantes de la position de la source et donc du nombre de sources utilisées dans le calcul. Le temps de calcul avec toutes les sources étant très long, la possibilité a été donnée de lancer le calcul avec un nombre réduit de sources. Dans le champ **Sources utiles**, il est important d'indiquer **-1** ou **0** pour que le calcul prenne respectivement en compte toutes les sources ou bien 10 sources. La figure du plan des sources se mettra alors à jour.

A.I.III Étape 3 - Paramètres du calcul

Les champs **Pas fréquentiel (Hz)** et **Fréquence max (Hz)** sont indispensables, quelle que soit la méthode choisie. Le bouton **Calculate** ne se déverrouille pas tant que ces champs ne sont pas correctement remplis.

Conseil #1 : Ne pas rentrer un pas fréquentiel supérieur à 10 Hz si l'on souhaite passer ensuite en tiers d'octave. Les premières bandes de fréquence auraient trop peu voire pas du tout de valeurs à moyenner et ne donneraient pas une bonne estimation en basse fréquence.

Conseil #2 : Si le souhait est de passer en tiers d'octave, la fréquence maximale de calcul peut être de 4 500 Hz, car la fréquence maximale disponible dans les données est en général de 5 120 Hz ce qui ne permet pas d'avoir suffisamment de données pour représenter la bande de tiers d'octave 5 000 Hz (dont la borne supérieure est à 5 612 Hz).

Lorsque la case de l'Inversion d'Allard est cochée, les champs de parties réelle et imaginaire des bornes et valeurs initiales de ρ et k sont activées. Des valeurs par défaut sont rentrées, mais il est possible de les modifier. Le champ **Re{k(borne sup)}** correspond à une pente, car la borne supérieure de la partie réelle de k est une droite dont le coefficient directeur est donné par la valeur rentrée dans ce champ. Le choix des bornes va influencer sur le calcul du coefficient d'absorption et le temps de calcul. Si les bornes sont trop éloignées des valeurs de ρ et k minimales recherchées, alors ces valeurs minimales ne seront pas bien estimées et donneront des valeurs du coefficient d'absorption fausses.

Conseil #3 : Les valeurs par défaut fonctionnent pour beaucoup de matériaux comme les laines de verre ou de roche ou les matériaux poreux à squelette rigide. Les modifier peut-être judicieux si le matériau utilisé est différent de ces exemples.

A.I.IV Étape 4 - Sélection Onde plane ou Champ Diffus

Le bouton *switch* **Onde plane/Champ diffus** sert à calculer le coefficient d'absorption en champ diffus ou en champ d'onde plane sous incidence oblique ou normale.

Lorsque le bouton indique **Onde plane**, les champs **Tetha (incidence en °)** et **Phi (azimut en °)** deviennent modifiable. Ils permettent d'indiquer l'angle d'incidence et d'azimut de l'onde plane sur le matériau. Le coefficient d'absorption peut ensuite être calculé pour une onde plane ayant la direction d'arrivée donnée.

Conseil #4 : si le calcul s'effectue seulement pour l'Inversion d'Allard, l'angle azimutal n'a pas d'importance, car le matériau est considéré comme un fluide homogène. Seul compte l'angle d'incidence, compris entre 0° (incidence normale) et 90 ° (incidence rasante).

A.I.V Étape 5 - Le calcul

Le bouton **Calculate** lance le calcul du coefficient d'absorption suivant la ou les méthode(s) choisie(s) et les paramètres donnés. Le résultat est visible sur la figure en haut à droite. À chaque clique sur le bouton, un nouveau calcul est effectué et les données précédentes sont écrasées.

A.I.VI Étape 6 - Affichage en bandes fines ou tiers d'octave

Le bouton *switch* **Bandes fines/Tiers d'octave** modifie la courbe du coefficient d'absorption afin d'afficher le résultat en bandes fines, c'est-à-dire suivant le **Pas fréquentiel (Hz)** qui a été donné en paramètre, ou en tiers d'octave. L'opération est réversible et ne concerne que l'affichage. Le calcul conserve à chaque fois les deux résultats.

A.I.VII Étape 7 - Export des données

Les données sont exportées à la fois en bandes fines et en tiers d'octave et sous les formats .mat et .txt grâce au bouton **Export**.

Deux fenêtres apparaissent permettant de choisir le dossier de destination et le nom du fichier texte puis du fichier MATLAB.

ANNEXE B – MESURES DE RÉFÉRENCE

B.1 Mesures en tube d'impédance et en petite cabine réverbérante (ÉTS)

Ces mesures sont décrites dans la section 3.4 et illustrées dans la Figure 68.



Figure 67. (à gauche) Tube d'impédance; (à droite) Petite cabine réverbérante.

Les mesures réalisées avec des tubes d'impédance suivent les normes existantes (ISO 10534). Les limites inférieure et supérieure de cette mesure sont liées respectivement à l'espacement s des microphones et au diamètre d du tube. Un tube de diamètre 100 mm est utilisé pour trois des matériaux testés, et un tube de 44,4 mm pour les deux restants. Ceci s'explique par la facilité de découpe et de mise en œuvre qui peut être différente selon les matériaux. La fréquence basse est fonction de l'espacement des microphones, et est égale à $0,01 c_0/s$. Avec $c_0 = 340$ m/s et $s = 0,05$ m, la limite fréquentielle inférieure pour les mesures avec le tube de 100 mm de diamètre est de 68 Hz (0,03 m pour le tube de 44,4 mm, soit une limite basse de 120 Hz environ). La limite supérieure est la fréquence de coupure de la propagation en onde plane, et est égale à $0,586 c_0/d$. Avec $c_0 = 340$ m/s et $d = 0,1$ m, la limite fréquentielle supérieure est d'environ 2 000 Hz. Pour le tube de 44,4 mm, cette limite passe à environ 4 500 Hz. Les résultats correspondants sont présentés en Figure 68 et Figure 69.

Comme la cabine Alpha (Veen *et al.*, 2005), la petite cabine réverbérante s'inspire des mesures standardisées dans une grande chambre réverbérante. Des signaux de type bruit blanc non corrélés sont envoyés à quatre haut-parleurs fixes à l'intérieur de la cabine. Un réseau de quatre microphones à position variable est utilisé pour mesurer la décroissance de la pression sonore à l'intérieur de la cabine. Quatre diffuseurs à géométrie et position optimisées permettent d'améliorer la diffusion du son à basse fréquence, et avec un volume de $5,95$ m³ (2,4 m × 1,4 m × 1,7 m), des mesures peuvent être effectuées entre 250 Hz et 10 000 Hz en utilisant cette cabine. La procédure de mesure suit de près les normes (ASTMC 423, ISO 354) en utilisant la méthode du bruit

interrompu. Les signaux mesurés aux microphones sont filtrés dans le domaine temporel à l'aide de bandes passantes de tiers d'octave. La méthode d'intégration de Schroeder est appliquée à ces signaux filtrés et le taux de décroissance est estimé sur une plage de 15 dB. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 70.

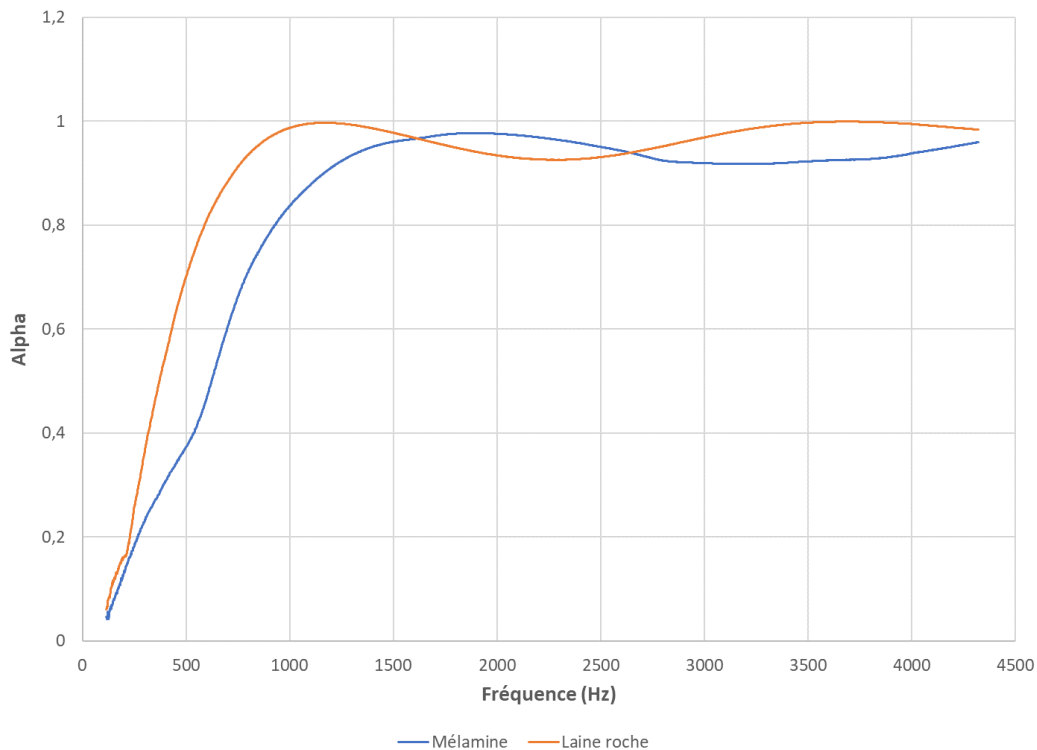


Figure 68. Résultats au tube de diamètre 44,4 mm pour deux matériaux.

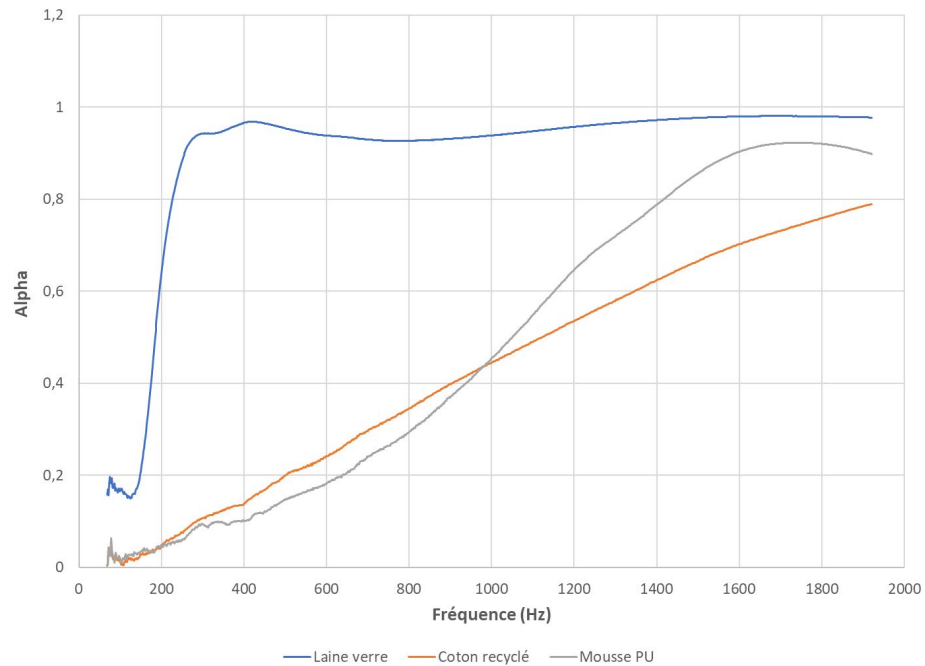


Figure 69. Résultats au tube de diamètre 100 mm pour trois matériaux.

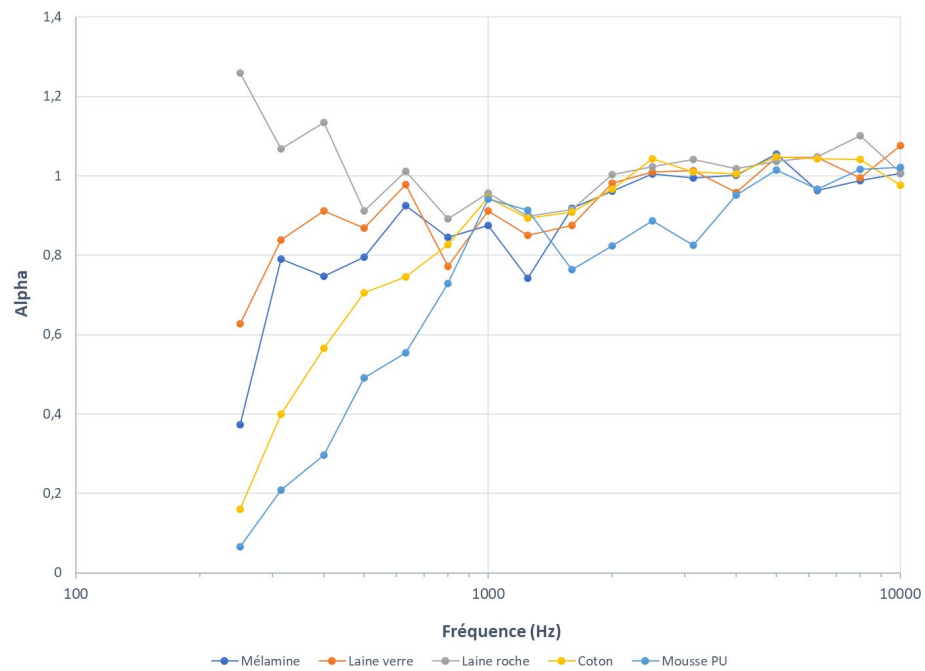


Figure 70. Résultats de mesures en petite cabine réverbérante pour les cinq matériaux considérés.

B.II Mesures en chambre réverbérante (UdeS)

Ces mesures d'absorption en chambre réverbérante ont été réalisées selon la norme ASTM C423-22. La chambre a un volume de 149 m³ (6,2 m x 7,5 m x 3,2 m) et les positions et nombre (5) des microphones suivent la norme. Les 5 microphones utilisés ont été calibrés à une fréquence de 1 000 Hz avec un niveau de 94 dB SPL.

Ces microphones sont des PCB Piezotronics 130F20 SN. Leurs positions sont fixes durant la mesure de 10 décroissances temporelles. La source est un haut-parleur JBL dirigé vers une paroi de la pièce. Elle émet un signal de type bruit blanc avec un niveau global de 110 dB.

La mesure est effectuée entre 100 et 5 000 Hz et par bande de tiers d'octave, et le temps de réverbération est calculé avec une dynamique de 25 dB et l'intégration de Schroeder.

Les conditions atmosphériques lors des tests étaient une température de 20 °C, une pression atmosphérique de 97 kPa et un taux d'humidité de 50 %. La vitesse du son est calculée à partir de l'équation $c = 20,047 \sqrt{(273,15+T \text{ °C})}$.

Les résultats sont rapportés dans la Figure 72, et les photos des essais sont fournies dans la Figure 72, la Figure 73 et la Figure 74.

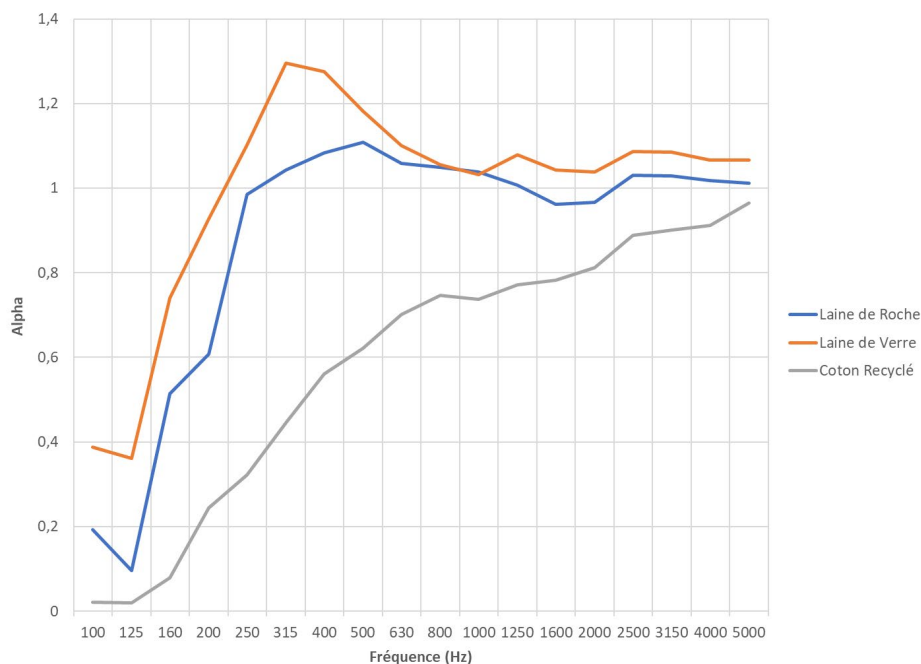


Figure 71. Résultats de mesures pour trois matériaux en chambre réverbérante.



Figure 72. Photo du matériau « laine de verre » installé dans la chambre réverbérante.

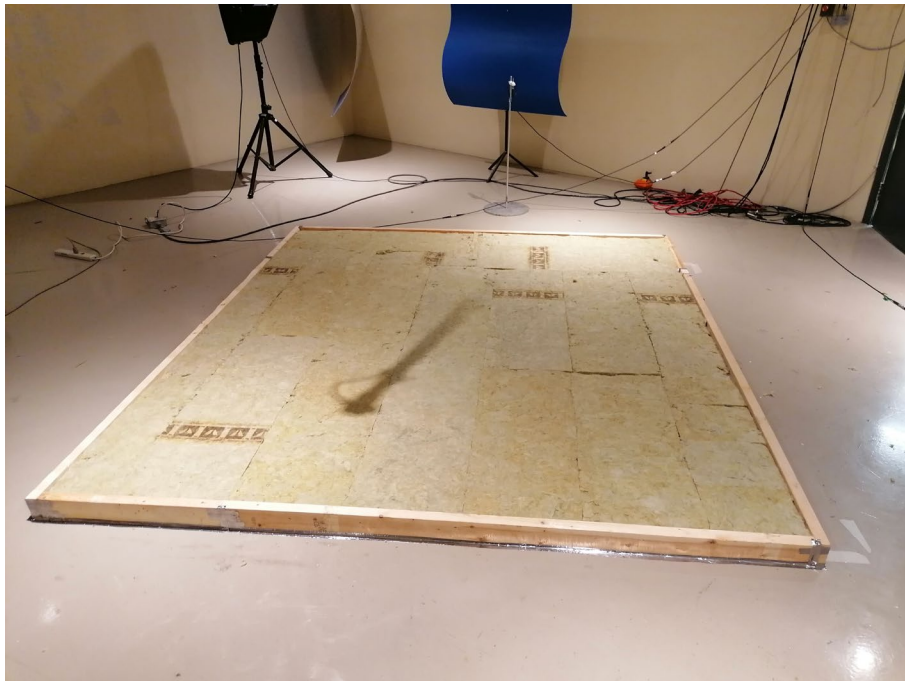


Figure 73. Photo du matériau « laine de roche » installé dans la chambre réverbérante.

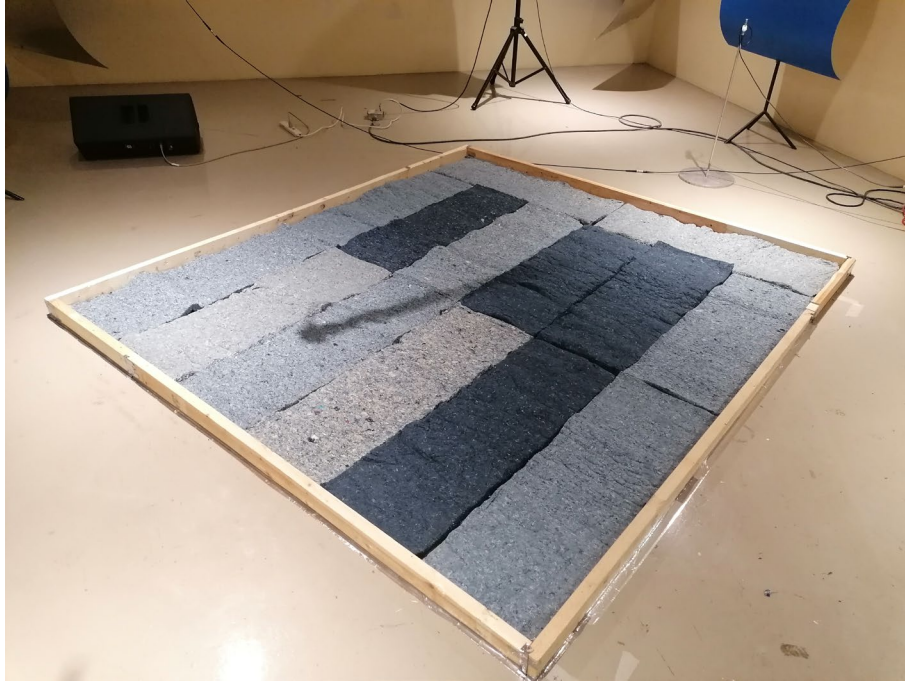


Figure 74. Photo du matériau « coton recyclé » installé dans la chambre réverbérante.

ANNEXE C – MODÈLE DE TYPE « JUMEAU NUMÉRIQUE » POUR L'ÉVALUATION DES EFFETS LIÉS À LA PRÉSENCE DU BANC DE MESURE OU À LA TAILLE DU MATÉRIAU TESTÉ

L'objectif de ce modèle est de placer un matériau avec des dimensions et propriétés physiques connues (selon le modèle de Johnson-Champoux-Allard) sur un sol rigide dans un milieu semi-anéchoïque (champ libre). Les positions du doublet microphonique et de 10 sources sont identiques à celle utilisées sur le banc réel. Les positions des 10 sources définies sous COMSOL et utilisées pour les calculs suivent la numérotation définie en Figure 11, et sont rappelées dans la Figure 75. On souhaite estimer la fonction de transfert des pressions P_2 sur P_1 au niveau des microphones M_1 et M_2 correspondant aux différentes positions de sources. Les cinq matériaux considérés dans l'étude ont été intégrés à ce volet numérique. Les résultats correspondants à la mélamine sont utilisés pour illustrer les tendances obtenues. Pour calculer la pression en deux points, le module *Pressure Acoustics* du logiciel COMSOL a été choisi et pour obtenir cette pression acoustique sur un domaine fréquentiel donné, le module *Frequency Domain (acpr)* est utilisé.

Nom	Expression	Valeur	Description
x22	0	0	
y22	0.45	0.45	
z22	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 22
x25	0	0	
y25	0	0	
z25	0.3 + H_Mel	0.3508	Position Source 25
x32	0.15	0.15	
y32	0	0	
z32	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 32
x33	0.15	0.15	
y33	0.15	0.15	
z33	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 33
x37	0.3	0.3	
y37	0.3	0.3	
z37	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 37
x38	0.3	0.3	
y38	0.15	0.15	
z38	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 38
x39	0.3	0.3	
y39	0	0	
z39	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 39
x46	0.45	0.45	
y46	0	0	
z46	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 46
x47	0.45	0.45	
y47	0.15	0.15	
z47	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 47
x48	0.45	0.45	
y48	0.3	0.3	
z48	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 48
x49	0.45	0.45	
y49	0.45	0.45	
z49	0.3+H_Mel	0.3508	Position Source 49

Figure 75. Positions des 10 sources utilisées pour la simulation COMSOL.

C.I Effets liés à la présence du banc avec ou sans matériau présent

La Figure 77 et la Figure 78 présentent des comparaisons entre calcul et mesure pour le module de la fonction de transfert avec ou sans présence du banc et d'un matériau (la mélamine), pour les points 25 et 22, respectivement.

La Figure 79 présente une comparaison entre calcul et mesure pour le module de la fonction de transfert avec présence du banc du banc complet entre sa première version et la dernière, et sans présence d'un matériau (pour le point 22).

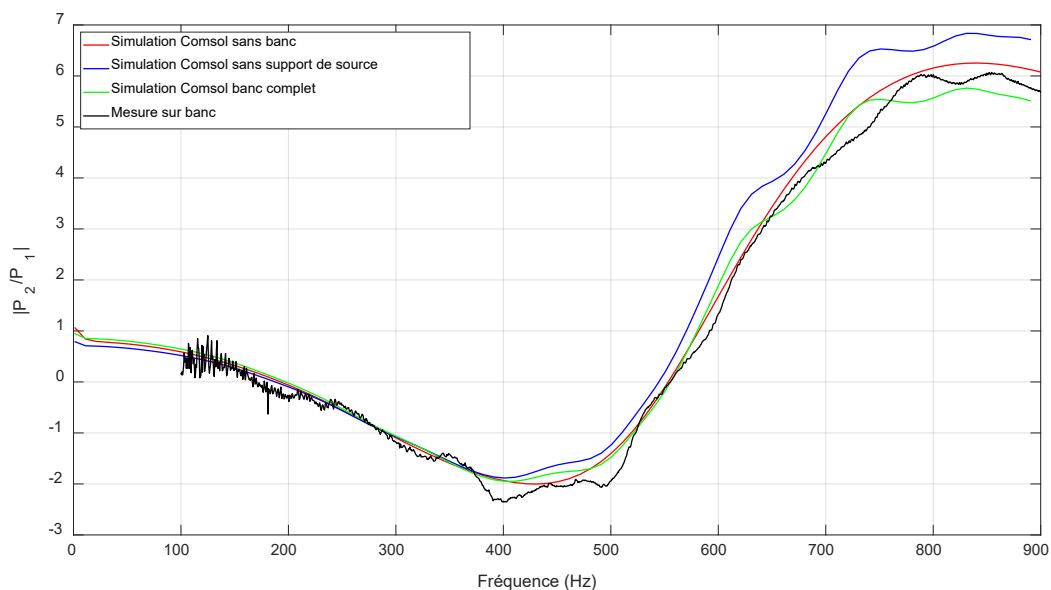


Figure 76. Module de la fonction de transfert p_2/p_1 calculée ou mesurée – position 25 (point central).

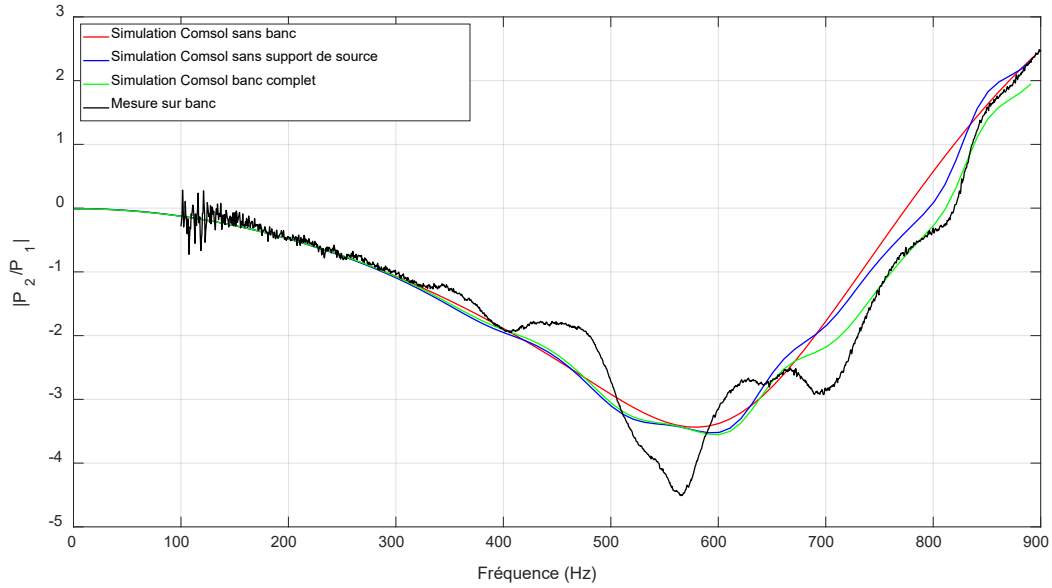


Figure 77. Module de la fonction de transfert p_2/p_1 calculée ou mesurée – position 22.

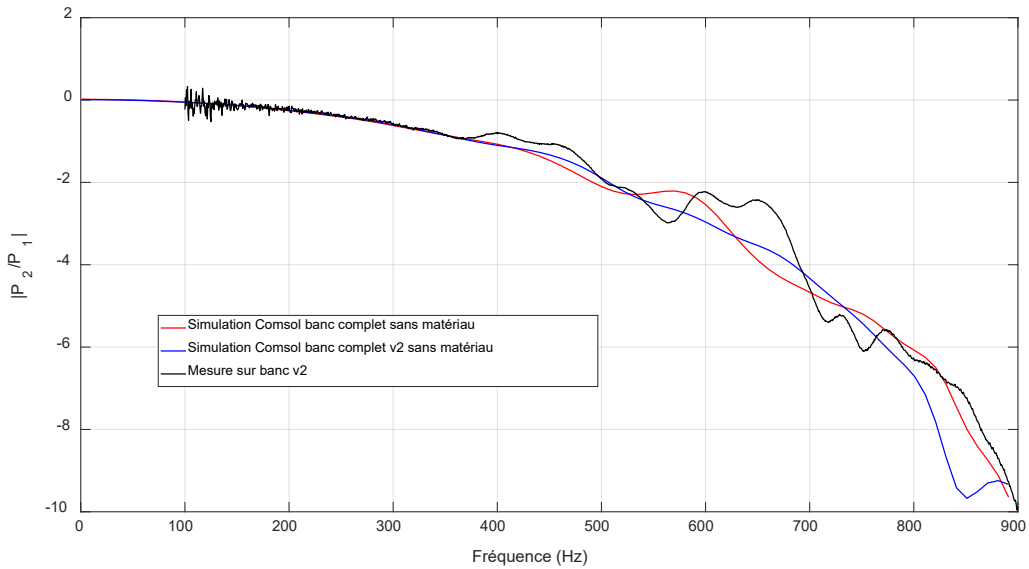


Figure 78. Module de la fonction de transfert p_2/p_1 calculée ou mesurée – position 22 (point central).

C.II Effets liés à la taille de l'échantillon testé

La Figure 79 illustre les résultats typiquement obtenus concernant l'effet de taille. Il apparaît que la taille d'échantillon testée sur banc semble peu influente à partir du moment où elle dépasse un minimum de 1 m par 1 m. En dessous de ces dimensions, des effets liés à la taille apparaissent, et un écart notable est visible entre mesure et simulation. Au-dessus de ces dimensions, les écarts deviennent très réduits.

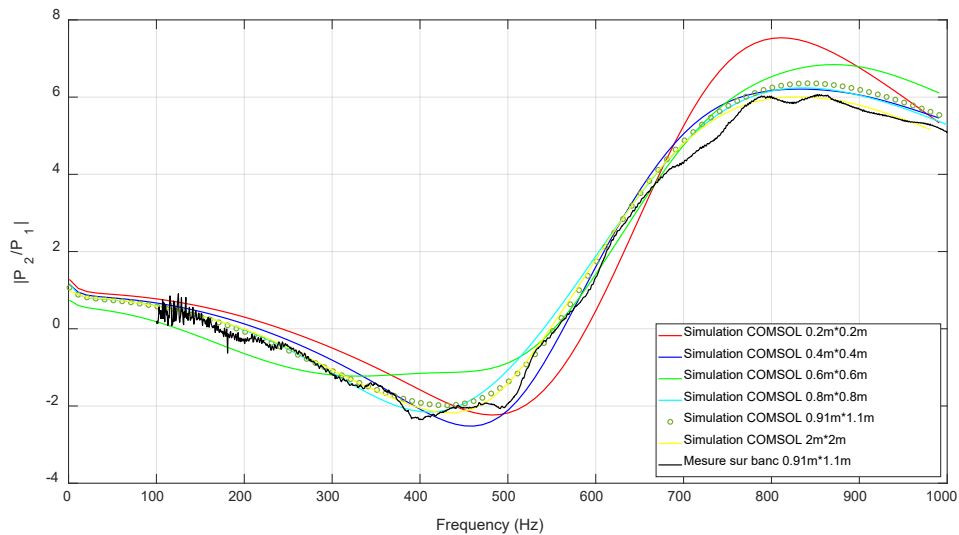


Figure 79. Module de la fonction de transfert p_2/p_1 calculée ou mesurée en fonction de la taille du matériau – position 25 (point central).

ANNEXE D – CALCULS ET ÉQUATIONS ADDITIONNELLES

D.I Termes croisés à calculer pour la méthode RPS

Les termes \hat{C}_{abs}^{pq} et \hat{C}_{inj}^{pq} , $(p, q) \in [1, N]$ sont donnés par :

$$\hat{C}_{abs}^{pq} = \frac{j}{\rho_0 \omega} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \hat{i}_{0,p}(x, y, x_s, y_s, z_s) \Big|_{z=0} \left(2 \hat{g}_{v,0,q}^*(x, y, x_s, y_s, z_s) \Big|_{z=0} + \hat{i}_{v,0,q}^*(x, y, x_s, y_s, z_s) \Big|_{z=0} \right) dx dy \quad (1)$$

$$\hat{C}_{inc}^{pq} = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{j \rho_0}{\omega} \frac{e^{-jk_0 R_{1,p}}}{R_{1,p}} \frac{e^{jk_0 R_{1,q}}}{R_{1,q}^2} z_s \left(-jk_0 + \frac{1}{R_{1,q}} \right) dx dy \quad (2)$$

avec $R_{1,i} = \sqrt{(x_{S,i} - x)^2 + (y_{S,i} - y)^2 + z_s^2}$, $i = p$ ou $i = q$.