

# Thèse

Présentée à  
L'Université de Lille  
Ecole doctorale Sciences de l'ingénierie et des systèmes

Pour obtenir le titre de  
Docteur de l'Université de Lille, label européen

Spécialité  
Acoustique

Par  
Robine Sabat

## **Métasurface acoustique par couplage entre résonateurs de Helmholtz pour l'atténuation du son à basses fréquences.**

Thèse préparée à  
L'institut d'électronique, de microélectronique, et de nanotechnologie

Soutenue le 11 Octobre 2023 devant la commission d'examen :

Président - Rapporteur :	Badreddine Assouar	Directeur de Recherche, CNRS, Lorraine
Rapporteurs :	Vicente Romero-Garcia	Professeur des universités, UPV, Valence
	Romain Fleury	Professeur associé, EPFL, Lausanne
Examinatrice :	Olga Boyko	Maître de Conférences, SU, Paris
Invité :	Eric Cochin	Maître de Conférences, UMET, Lille
Directeur :	Yan Pennec	Vice Doyen Recherche, IEMN, Lille
Co-directeur :	Gaëtan Lévêque	Professeur des universités, IEMN, Lille



# Remerciements

En qualité de doctorante dans la phase finale de ma thèse, je souhaite profiter de cette opportunité pour exprimer ma reconnaissance envers tous ceux qui ont été un maillon indispensable à mon parcours. J'ai été confronté à de nombreux moments d'apprentissage et j'ai pu mener à bien mes projets grâce au soutien inconditionnel de mon entourage. Je tiens à leur témoigner ma profonde gratitude.

En préliminaire, je tiens à exprimer ma gratitude envers les membres de mon jury de thèse : Badreddine Assouar, Vincent Romero-Garcia, Romain Fleury, et Olga Boyko, pour avoir examiné attentivement mes travaux et pour leurs suggestions extrêmement utiles à l'amélioration de la qualité de ma thèse. En outre, j'apprécie profondément leur contribution dans ce domaine de recherche, une référence pour l'avancement de mes travaux.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, Professeur Yan Pennec, pour l'opportunité qu'il m'a offerte pour accomplir mon rêve, et d'avancer un pas en avant dans mon projet professionnel en me guidant par ses expertises et ses connaissances scientifiques vers les bonnes solutions. De plus, je tiens à le remercier pour son soutien moral qu'il m'a apportée durant ces trois ans et demi, non seulement en tant que directeur de thèse, mais également en tant que personne, en espérant obtenir ce caractère dans mes futurs travaux.

Je tiens encore à remercier mon co-directeur de thèse, Professeur Gaëtan Lévêque, d'avoir partagé avec moi ses habiletés en modélisation numérique, en m'aidant à développer mes compétences de simulation et à acquérir les résultats les plus adéquats possibles. Je le remercie aussi pour son influence sur mon développement académique et ses explications astucieuses des phénomènes physiques, en souhaitant d'atteindre son degré d'intelligence un jour.

En outre, je voudrais remercier les membres du groupe et les collègues avec lesquels j'ai eu de grandes discussions sur divers sujets, y compris la physique. Merci pour le temps que vous m'avez accordé avec diligence, ainsi que pour vos nombreux commentaires constructifs et les discussions sincères qui en ont découlé. En particulier, je remercie énormément Professeur Bahram Djafari-Rouhani et Professeur Eric Cochin de jouer un rôle important dans l'accomplissement de cette thèse, ainsi que pour leur temps dépensé à collaborer avec moi. Je suis reconnaissante de leur

contribution à la résolution des problèmes complexes de la thèse en me suggérant des solutions lucides et raisonnées.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers Professeur Daniel Torrent, Professeur Ioannis Antoniadis, et Moris qui m'ont accueilli dans leurs laboratoires en Espagne et Grèce. Votre générosité, votre disponibilité et votre soutien tout au long de cette expérience ont été inestimables. Grâce à vos précieux conseils et à votre expertise, j'ai appris énormément et j'ai pu développer mes compétences en recherche. Votre contribution à mon parcours académique restera à jamais gravée dans ma mémoire.

« Ne cherchez pas à éviter à vos enfants les difficultés de la vie, apprenez-leur à les surmonter », dit Louis Pasteur.

Cette thèse ne pourrait pas être accomplie sans l'encouragement de mes parents, Walid et Fadia. Je tiens à leur exprimer ma profonde gratitude pour tout le soutien apporté tout au long de mon parcours universitaire, et en particulier pendant ma thèse de doctorat. Leur confiance et présence à mes côtés ont été des éléments clés de mon succès. Je sais que je n'aurais jamais pu accomplir cela sans leur amour, soutien, conseil et prière qui m'ont constamment motivé à aller de l'avant et à réaliser mes objectifs. J'espère les rendre fiers en réalisant de plus grandes choses dans ma carrière future.

Je souhaite adresser aussi un immense merci à mes frères et sœurs, Ranine, Rany, Toufic, et Taline, qui ont été à mes côtés pendant toute cette période. Leur soutien moral a été un véritable pilier pour moi, me permettant de continuer à avancer dans les moments difficiles. Je ne les remercierais jamais suffisamment pour tout ce qu'ils ont fait pour moi. Ma source de fierté et de bonheur, je suis chanceuse de les avoir comme frères et sœurs.

Toujours à mes côtés, je suis infiniment reconnaissante à mon précieux Samer pour son soutien éternel, sa belle âme et son sens de l'humour raffiné. Je tiens à lui exprimer ma sincère gratitude pour sa patience dans mes moments de panique et pour m'avoir encouragée à persévérer en ayant confiance en soi. Son dévouement et son soutien indéfectible ont été pour moi une source de réconfort inestimable, et je ne pourrais jamais exprimer combien cela a compté pour moi.

Finalement, je souhaite exprimer ma gratitude envers mes amis au Liban et en France, Christine, Joelle, Elie, Larissa, Jessica, Lina, Mikel, Yara, Maya, Abed, Haytham, et Rock, qui ont

été pour moi comme une seconde famille grâce à leur soutien et leur relation amicale. Votre présence à mes côtés et les moments que nous avons partagés ensemble ont rendu cette période plus facile et plus agréable. Je n'oublierai jamais votre gentillesse et votre soutien, qui ont été essentiels pour moi.



# TABLE DE MATIÈRES:

---

<b>Introduction générale .....</b>	<b>10</b>
<b>Evolution des structures acoustiques pour la manipulation du son à basses fréquences .....</b>	<b>13</b>
I.1 Définition des ondes acoustiques.....	14
I.2 Vitesse de propagation : .....	16
I.3 Fréquence, longueur d'onde et nombre d'onde : .....	17
I.4. L'effet de la pollution sonore sur la vie quotidienne .....	19
I.5. Structures traditionnelles pour la manipulation du son .....	21
I.6. Structure avancée pour la manipulation du son à basse fréquence : définition des métasurfaces ....	22
I.7. Métasurfaces acoustiques à résonance locale .....	25
I.8. Métasurfaces à base de résonateurs de Helmholtz et contrôle des sons à basses fréquences .....	28
I.9. Métasurfaces à base de résonateurs de Helmholtz couplés .....	36
I.10. Synthèse.....	41
<b>Aspects numériques et résultats de simulation de résonateurs de Helmholtz .....</b>	<b>42</b>
Introduction.....	43
II.1 Méthodes .....	44
II.2 Résultats et discussions .....	46
II.2.1 Résonateur unique à une ouverture : .....	46
II.2.2 Résonateur unique à $n$ ouverture :.....	48
II.2.3 Etude en champ lointain : .....	50
II.2.4 Double résonateurs couplés à $n$ ouvertures : .....	52
II.2.5 Influence de l'inter-distance entre résonateurs :.....	55
II.2.6 Distribution en champ lointain : .....	56
II.2.7 Influence de l'orientation des résonateurs :.....	57
II.2.8 Quadruple résonateurs couplés.....	59
II.2.9 Influence des pertes thermo-visqueuses : .....	63
II.3 Synthèse .....	67
<b>Démonstration expérimentale de résonateurs de Helmholtz à base de balles de ping-pong.....</b>	<b>68</b>
Introduction.....	69
III.1 Méthodes.....	70
III.2 Résultats et discussions.....	73

III.2.1 Résonateur à une ouverture :	73
III.2.2 Balle de ping-pong à une ouverture :	74
III.2.3 Espacement entre la balle et le haut-parleur :	75
III.2.4 Résonateur à double ouvertures :	76
III.2.5 Double résonateurs couplés :	77
III.2.6 Couplage de deux balles de ping-pong :	79
III.2.7 Neuf résonateurs couplés :	81
III.2.8 Orientation de la structure de neuf balles :	84
III.3 Synthèse	86
<b>Aspects numériques et développement d'une métasurface acoustique basée sur des résonateurs de Helmholtz</b>	<b>87</b>
Introduction	88
IV.1 Méthodes	89
IV.2 Résultats et discussions	91
IV.2.1 Métasurface formée de résonateurs de Helmholtz à une ouverture :	91
IV.2.2 Orientation des résonateurs :	92
IV.2.3 Dispersion par un réseau 3D de résonateurs de Helmholtz :	93
IV.2.4 Réseau de résonateurs de Helmholtz couplés :	95
IV.2.6 Couplage entre deux métasurfaces de résonateurs de Helmholtz :	97
<b>IV.2.7 Transmission à travers deux métasurfaces couplées :</b>	<b>98</b>
<b>IV.2.8 Changement de la distance entre les deux métasurfaces :</b>	<b>99</b>
IV.3 Synthèse	101
<b>Démonstration expérimentale d'une métasurface acoustique de résonateurs de Helmholtz</b>	<b>103</b>
Introduction	104
V.1 Méthodes	105
V.2 Résultats et discussions	107
V.2.1 Insertion des effets de pertes thermo-visqueuses :	107
V.2.2 Elargissement de la section de l'ouverture :	108
V.2.3 Effet d'augmentation du nombre de trous :	109
V.2.4 Insertion de la plaque de plexiglass :	110
V.2.5 Insertion de la plaque de plexiglass (Résonateur à un trou) :	111
V.2.6 Insertion de la plaque de plexiglass (Résonateur à cinq trous) :	113
V.2.7 Résultats expérimentaux :	115

V.2.8 Surface de contact entre plaque et résonateurs de la métasurface :.....	116
V.3 Synthèse .....	117
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>118</b>
<b>Résumé.....</b>	<b>121</b>
<b>Abstract.....</b>	<b>122</b>
<b>Bibliographie .....</b>	<b>123</b>

# INTRODUCTION GENERALE

---

L'acoustique aérienne, autrement dit l'étude de la propagation des ondes acoustiques dans l'air, a attiré l'attention de très nombreuses recherches durant le dernier siècle. La manipulation de ce type d'ondes constitue un défi scientifique et technologique important lié à des questions majeures dans le domaine civil. Au cours des dernières années, leur nuisance dans l'environnement a constitué un enjeu majeur nécessitant des solutions à courte échéance, du fait de l'augmentation importantes des sources de bruit lié au développement des activités humaines. Pour répondre à ces besoins, des dispositifs permettant de maîtriser la propagation acoustique aérienne se sont montrés indispensables. Divers dispositifs servent à restreindre le rayonnement acoustique des bruits extérieurs et à les contrôler selon les besoins.

En dépit de tous ces dispositifs, la capacité du contrôle des bruits à basse fréquence demeure limitée en raison de la longueur d'onde élevée, possédant une haute pénétration dans les bâtiments. D'après les études menées, une option envisageable pour empêcher la propagation serait de procéder à des ajustements au niveau des propriétés structurelles, notamment l'épaisseur ou la densité. Mais ces modifications majeures rendent la structure complexe ou ne correspondant plus aux standards et exigences de la construction.

Il y a vingt ans, de nouveaux matériaux, appelés métasurfaces acoustiques, ont offert de nouvelles possibilités d'isoler les sons à basse fréquence avec une structure d'interface mince d'une dimension inférieure à la longueur d'onde. L'architecture des métasurfaces est basée sur une série de résonateurs répétés tels que des espaces en spirale, des membranes et des résonateurs de Helmholtz, qui ont la capacité de présenter des pics de résonance dans la gamme des basses fréquences. Dans certaines conditions, l'interaction de l'onde entrante avec la métasurface acoustique donne lieu à une bande interdite résonnante locale.

Le résonateur de Helmholtz (HR) constitue une unité populaire dans ce domaine, en raison de sa simplicité de fabrication et de réglage, ainsi que de son efficacité dans le traitement des sons de basse fréquence. Toutefois, le véritable problème reste la réponse à bande étroite de ce type de structure et la question difficile de la couverture du spectre de fréquences le plus large possible avec une disposition géométrique simple de la métasurface. Dans cette optique, des recherches ont été menées au cours des dernières années pour produire des métasurfaces actives, capables de

couvrir une plage de fréquences aussi large que possible. Bien que peu étudié, l'utilisation du couplage entre unités résonantes a été essentielle dans certaines études visant à atteindre ce but. Cependant, cette approche reste en grande partie inexplorée.

L'objectif principal de cette thèse est de concevoir une barrière acoustique, constituée de résonateurs de Helmholtz, afin d'atténuer le bruit à basse fréquence. L'étude met en lumière l'importance du couplage entre résonateurs permettant d'augmenter et de contrôler les domaines d'atténuation à basse fréquence.

La thèse est organisée en cinq chapitres.

Le chapitre I rappelle les généralités sur les ondes acoustiques et leurs principales caractéristiques physiques (vitesse de propagation, fréquence, longueur d'onde et nombre d'onde), qui permettent de définir leur propagation. Cette définition permet d'étudier le comportement acoustique et donner les éléments théoriques pour l'atténuation des bruits environnementaux nocifs susceptibles de causer des problèmes de santé. Nous présentons brièvement les structures usuelles proposées pour l'isolation acoustique et leurs limites en matière d'atténuation des ondes à basse fréquence. Ensuite, nous introduisons les métasurfaces acoustiques, qui permettent une manipulation innovante par interaction du son grâce à l'utilisation d'unités de dimension sous-longueur d'onde. Ces métasurfaces reposent principalement sur le mécanisme de résonance locale, comme le cas des résonateurs de Helmholtz. Nous soulignons cependant la faible prise en compte du couplage entre ces différentes unités dans la littérature.

Dans le chapitre II, nous introduisons la méthode des éléments finis dans le contexte de l'étude des propriétés acoustiques de HR placés dans l'air considéré comme un fluide parfait. La structure des résonateurs est présentée. Chaque HR est défini comme une sphère percée d'une ou plusieurs ouvertures. Nous évaluons les courbes de pressions d'un résonateur unique en modifiant le nombre d'ouvertures, puis celle des résonateurs couplés, afin de mettre en évidence l'effet du couplage. Les études sont faites en champ proche et en champ lointain. En champ proche, nous étudions l'influence du nombre d'ouvertures, de la distance entre les sphères et de leur orientation sur les fréquences et les facteurs de qualité des résonances. En champ lointain, nous analysons la propagation de l'onde diffusée isotrope ou directionnelle. Les pertes thermo-visqueuses engendrées par les frictions entre les molécules d'air et les résonateurs de Helmholtz seront prises en compte afin d'étudier le système réel et comparer avec les résultats expérimentaux. En

conséquence, la présente étude a pour objectif la manipulation du son dans le domaine des basses fréquences, en faisant varier la distance ou l'orientation entre les résonateurs, produisant un contrôle de la résonance perçue.

Le chapitre III propose de démontrer expérimentalement les propriétés des résonateurs de Helmholtz simples et couplés à l'aide de balles de ping-pong percées employées comme résonateurs. Dans la partie méthodologique, nous avons expliqué la technique de perçage ainsi que les étapes expérimentales de caractérisation pour réaliser les mesures de résonance. Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats numériques, en tenant compte des pertes thermo-visqueuses pour la prise en compte du milieu élastique réel. Les modèles numériques et expérimentaux ont été réalisés pour un résonateur unique à une et deux ouvertures, puis pour des structures couplées de balles.

L'étude est étendue dans le chapitre IV à une métasurface définie par un périodique de résonateurs dans l'air. Le premier objectif de ce chapitre est d'identifier la réponse des résonateurs dans un système périodique. Pour cela, nous étudions les courbes de transmission à travers la métasurface de résonateurs ayant une ouverture. Les courbes de dispersion vont nous aider à comprendre les phénomènes physiques à l'origine des courbes de transmission. Le second objectif porte sur l'effet du couplage et son rôle dans les propriétés d'absorption. Nous proposons pour cela des modèles à cinq ouvertures stimulant le couplage entre voisins. Finalement, nous étudions le couplage entre deux métasurfaces acoustiques similaires.

Pour des facilités expérimentales, la structure périodique de balles de ping-pong sera déposée sur une plaque de plexiglass qui servira de support. Ainsi, le chapitre V présente les calculs numériques pour le système formé de la métasurface collée à une plaque de plexiglass et les conséquences sur le spectre de transmission. De même, les pertes thermo-visqueuses seront introduites dans le calcul pour simuler le système réel. Nous avons étudié les effets de ces pertes sur la réponse d'atténuation, et proposons des solutions possibles réduisant leurs effets. Enfin, nous avons mesuré expérimentalement la transmission à travers une métasurface acoustique faite de balles de ping-pong percées à 1 et 5 ouvertures, disposées périodiquement selon un réseau carré fini de  $(9 \times 10)$  balles.

# Chapitre I

## **Evolution des structures acoustiques pour la manipulation du son à basses fréquences**

## I.1 DEFINITION DES ONDES ACOUSTIQUES

L'acoustique est une discipline de la physique qui examine le son, sa vibration et sa propagation dans un milieu matériel. Le son est défini comme une sensation audible perçue par les oreilles humaines. Dans ce cas, un arbre qui tombe dans un milieu vide de tout être vivant ne produirait pas de son s'il n'y a pas de récepteurs. La question a intrigué de très nombreux chercheurs et philosophes pendant des siècles. La définition a alors été enrichie pour y inclure le mouvement ondulatoire mécanique du son. En effet, même si aucune personne ne perçoit la vibration, son influence existe toujours. Par conséquent, le son de l'arbre est présent car il modifie le déplacement des molécules d'air. En se basant sur les œuvres du célèbre philosophe grec Pythagore, une source de vibration engendre tout autour d'elle des procédés de compression et de décompression qui provoquent la vibration des molécules de l'air et le transport de la vibration à travers les molécules avoisinantes jusqu'à atteindre le destinataire. Le milieu de propagation des vibrations doit alors être compressible et élastique pour laisser les vibrations se transmettre, sans quoi aucune déformation ne se produit et donc l'onde ne se propage pas. Pour une onde acoustique dans un milieu isotrope et homogène, l'équation de propagation est donnée par :

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = c^2 \left( \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \right) \quad (I.1.1)$$

Où  $P$  est la pression acoustique,  $c$  est la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans le milieu considéré, et  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , et  $t$  représentent les coordonnées spatiales et temporels respectivement. Cette équation est souvent utilisée pour décrire les ondes sonores dans les milieux continus comme l'air ou l'eau.

La pression acoustique est définie comme étant la différence entre la pression locale à un moment précis, et la pression environnante déjà présente. Elle peut se présenter sous plusieurs aspects, mais dans le cadre de cette étude et pour une meilleure lisibilité des résultats, nous nous intéressons aux ondes planes de type sinusoïdal représentées par l'expression suivante :

$$P = |P| e^{j(\omega t \pm kx + \Phi)} \quad (I.1.2)$$

Où  $|P|$  désigne l'amplitude de la pression,  $\omega$  la fréquence angulaire,  $t$  le temps,  $k$  le nombre d'onde,  $x$  la direction de propagation et  $\Phi$  la phase.

En réception, l'ouïe humaine est capable de repérer des sons de faible amplitude jusqu'à 20  $\mu\text{Pa}$ , et de résister pendant quelques minutes à des sons forts de 20 Pa. Étant donné que la plage de pression est très étendue, et pour faciliter la représentation en évitant les nombres encombrants, on a introduit une nouvelle graduation nommée "décibel (dB)", dérivée du nom de l'inventeur du téléphone "Alexander Graham Bell". Cette échelle compresse la différence minimale de niveau que l'oreille peut détecter, et se traduit par « Sound Pressure Level » (SPL), qui se décrit par la formulation logarithmique :

$$SPL = 20 \log\left(\frac{P}{P_{ref}}\right) \quad (I.1.3)$$

Où  $P_{ref}$  correspond au niveau de référence de 20  $\mu\text{Pa}$  dans l'air, qui correspond au plus bas niveau audible à une fréquence de 1000 Hz. La valeur diffère en fonction de l'environnement<sup>1</sup>. Notez que le fait d'utiliser deux sources de même niveau sonore accroît le SPL de 3 décibels, et non d'un facteur 2.

La figure I.1.1 montre des exemples de sources de niveaux de son variés. Les plus faibles niveaux, tels que le murmure des arbres en pleine nature et le chuchotement des enfants sont à peine audibles. Les discussions quotidiennes entre les gens génèrent des décibels compris entre 30 et 70 dB. Le plus un son est fort en décibels, plus il est perçu comme puissant. Cette idée est mise en pratique dans la conception des microphones pour amplifier les voix humaines de sorte à les rendre plus claires et plus faciles à entendre. Cependant, la voix d'une seule personne parlant dans un microphone ne peut pas rivaliser avec les niveaux de bruit perçus lors des concerts de rock and roll, qui peuvent causer des douleurs auditives en raison des niveaux de décibels élevés. Pourtant, une exposition prolongée à des vibrations causées par les avions peut entraîner des troubles auditifs sérieux, car elles dépassent le seuil de tolérance de l'oreille humaine.<sup>2,3</sup>.

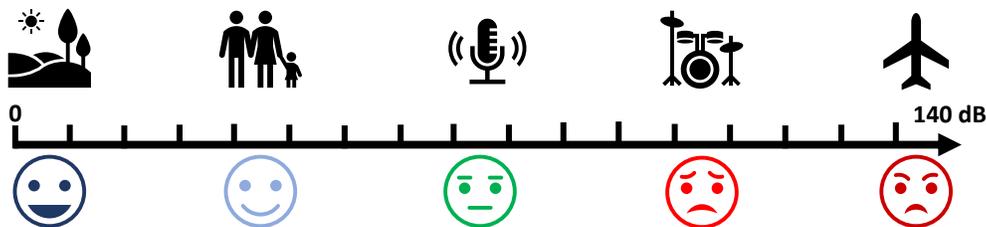


Figure I.1.1 Niveau de pressions de son (SPL) de quelques sources acoustiques et visages de satisfaction<sup>1</sup>

## I.2 VITESSE DE PROPAGATION :

L'onde sonore est caractérisée par d'autres paramètres comme la vitesse de propagation qui dépend principalement de la densité et de la viscosité du milieu dans lequel elle se propage. Plus le milieu est dense, plus la vitesse de propagation de l'onde sonore est élevée. La viscosité du milieu a également une influence. Plus elle est élevée, plus la vitesse de propagation de l'onde sonore est faible. Attention de ne pas confondre la vitesse de déplacement des particules qui évolue de quelques mm/s à cm/s, très inférieure à la vitesse de propagation de l'onde qui présente plusieurs centaines de m/s. Cette dernière est appelée vitesse du son. Gassendi a mesuré en 1635 la première valeur de cette vitesse dans l'air en utilisant une arme à feu sans tenir compte de la hauteur du son, ni de l'effet du vent. Il a obtenu la valeur 478 m/s qui est rectifiée après par Mersenne à 450 m/s, pour atteindre après deux siècles la valeur de 331.5 m/s dans les conditions normales de température et de pression. En 1687, Newton a estimé théoriquement cette grandeur à 288 m/s en supposant que la transmission se passait d'une manière isothermique, ce qui ne convient pas avec l'expérience. Euler, Lagrange, et Alembert développèrent ensuite des théories de la propagation du son pour aboutir une centaine d'années plus tard à la théorie de Laplace, l'un des principaux scientifiques de la période napoléonienne, qui trouva la bonne valeur en supposant que la propagation du son était adiabatique. Ce qui fait que la vitesse du son dans les gaz supposés parfaits, comme l'air, dépend de la température et a comme formulation :

$$c^2 = \gamma RT \quad (I.2.1)$$

Où  $\gamma$  représente le rapport des chaleurs spécifiques et vaut 1.4 dans l'air,  $R$  la constante de gaz, et  $T$  la température. Dans le cas général :

$$c^2 = \frac{\gamma p}{\rho} \quad (I.2.2)$$

Où  $p = \rho RT$  représente la pression ambiante, et  $\rho$  la densité du fluide.

Chladni, puis Biot, ont évalué la vitesse du son dans les matériaux, et ont découvert que le son se propageait plus vite dans les matériaux que dans les fluides du fait d'une élasticité plus élevée. Cette célérité dépend du type des matériaux utilisés, suivant la formule :

$$c^2 = \frac{(1-\nu)E}{(1+\nu)(1-2\nu)\rho} \quad (I.2.3)$$

Où  $\nu$  représente le rapport de Poisson,  $E$  le module d'élasticité, et  $\rho$  la densité<sup>4, 5, 6, 7</sup>.

### **I.3 FREQUENCE, LONGUEUR D'ONDE ET NOMBRE D'ONDE :**

La description du son par l'amplitude et la célérité n'est complétée qu'après la découverte de la fréquence et de sa relation avec la vitesse, se concentrant d'abord sur les phénomènes causant des sensations audibles avant de s'étendre aux infrasons et ultrasons. L'humain peut entendre dans la bande de fréquence dont il peut créer les sons, les animaux pouvant produire des sons non audibles par l'oreille humaine dans les infrasons et ultrasons. Alors comment est expliquée la fréquence et comment sont divisées les trois gammes principales ? La découverte de cette grandeur a commencé avec Pythagore qui a évalué deux cordes de longueurs différentes. Lorsqu'il frappe les deux fils, il remarque que le plus court émet un son plus aigu que le plus long. Ensuite il essaie deux fils de longueur double, et découvre une différence d'une octave, ce qui signifie que la fréquence la plus haute est deux fois celle de la plus basse. Après des travaux expérimentaux faits par Mersenne, Friar et Galilée (1588-1638), Taylor (1713) et Lagrange (1759) publient les explications mathématiques concernant le fil et ses longueurs de vibrations. Beaucoup d'autres chercheurs ont étudié ces dépendances à la fréquence dont l'unité est désignée à l'honneur de Heinrich Hertz<sup>1, 8, 9</sup>.

L'onde sinusoïdale est décrite dans le milieu de propagation par une 'fréquence spécifique' qui dépend de la fréquence de la source de vibrations. Si le milieu de propagation est non dissipatif, l'onde n'est pas modifiée et la fréquence demeure la même durant tout le trajet. La fréquence est reliée à l'inverse de la période qui montre le temps écoulé pendant un cycle complet en secondes (s). Ainsi, elle indique le nombre de cycles pendant une seconde et est exprimée en Hertz (Hz).

Figure I.3.1 décrit la gamme de fréquence des ondes acoustiques divisée en 3 domaines principaux, les infrasons en dessous de 20 Hz, les sons audibles entre 20 Hz et 20 kHz, et les ultrasons au-dessus de 20 kHz. Même si les ultrasons ne sont pas entendus par une personne normale, leurs intérêts existent dans plusieurs domaines scientifiques comme la médecine, l'imagerie industrielle, et l'étude des solides et des fluides. Ces fréquences sont importantes pour

certain animaux (chauves-souris) qui peuvent entendre dans cette gamme. Les sons de fréquences inférieures ou infrasons sont souvent causés par les flux sanguins turbulents et sont appelés « sensations fortes ». Ils sont moins étudiés que les ultrasons. Les pigeons peuvent se communiquer en utilisant cette bande de fréquence.

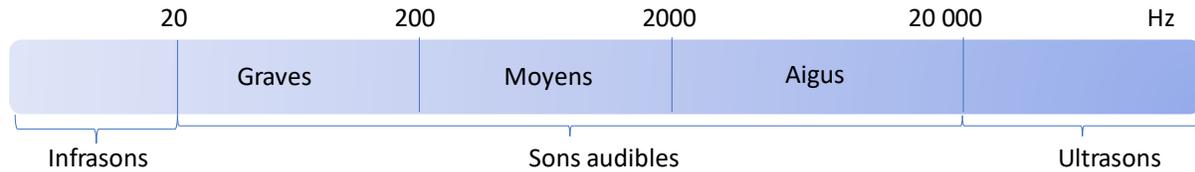


Figure I.3.1 Principales divisions du son en fonction de la fréquence

Pour l’ouïe humaine, la fréquence est catégorisée selon trois gammes essentielles, les graves, les médiums et les aigus. Ces sons sont perçus par l’oreille humaine en stimulant le système auditif. Une stimulation faiblement détectable peut être créée par une souris, qui produit un son d’une fréquence de 20 Hz. Les discussions normales des gens, appelées « fréquences de la parole », s’étendent entre 20 et 4000 Hz. Des sources de vibrations peuvent émettre des sons plus aigus comme l’avion. L’éléphant possède une très large bande de fréquence débutant dans les infrasons<sup>1, 7, 10, 11</sup>.

Ces trois bandes peuvent aussi être caractérisées par la longueur d’un cycle, appelée longueur d’onde, relié à la fréquence par la formule :

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (I.3.1)$$

Ainsi, ces deux paramètres sont inversement proportionnels dans un milieu non dissipatif.

Ces deux paramètres sont substitués par  $k$  et  $\omega$  dans la phase de l’expression (I.1.2), caractéristique de l’onde plane, où  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  et  $\omega = 2\pi f$ . Ainsi, la relation entre ces deux paramètres caractérise le comportement de l’onde en termes spatiales et temporels, définissant ainsi un espace de phase. A cet espace est rattachée une courbe de dispersion montrant les bandes passantes et interdites de propagation de ces ondes, avec  $\omega = ck$  pour une onde se propageant dans l’air libre. En ajoutant un obstacle, les propriétés de l’onde diffèrent, dépendant ainsi de la géométrie du solide placé.

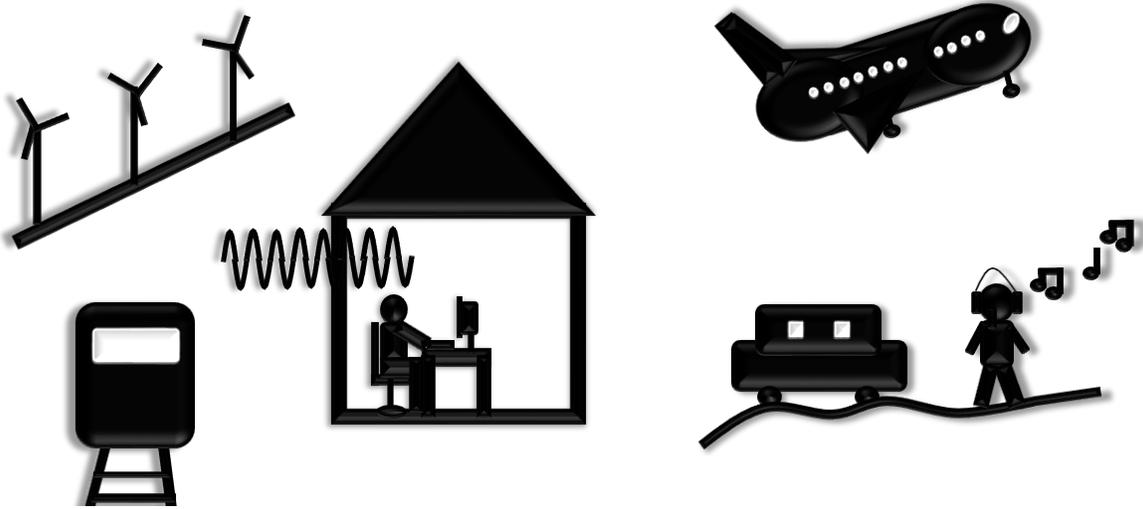
Ainsi, l'homme a employé ces caractéristiques et définitions pour manipuler les ondes acoustiques et les utiliser dans différents domaines scientifiques. L'isolation du bruit environnemental est un sujet largement abordé. Dans ce qui suit, nous allons définir le bruit spécifiquement environnemental et discuter pourquoi il est important de le contrôler.

#### **I.4. L'EFFET DE LA POLLUTION SONORE SUR LA VIE QUOTIDIENNE**

La définition la plus courante du bruit est celle d'une nuisance non désirable, omniprésente dans la vie humaine engendrant un problème important de santé publique. Du point de vue scientifique, ce bruit est une stochastique de plusieurs ondes sonores de fréquences différentes, exerçant des phénomènes aléatoires non reliés par une relation connue. Ce bruit est appelé « environnemental » lorsqu'il provient des sources extérieures dont l'origine principale est l'activité humaine, liée en particulier à l'urbanisation. Les principales sources de sons aléatoires environnementales sont les avions, le trafic routier, ferroviaire, les turbines aériennes... Durant des années, le niveau de bruit sonore a augmenté avec une moyenne d'un décibel par an créant un problème majeur particulièrement pour les personnes exposées directement aux sources de bruit<sup>2, 10, 12, 13, 14</sup>.

Les effets du bruit sur la santé humaine affectent surtout les pays industriels les plus développés. Au niveau psychologique, beaucoup d'études observationnelles ont été réalisées mettant en relation les nuisances sonores et le comportement des gens : un travailleur affecté par le bruit pendant un certain temps aura une perte de concentration et une gêne engendrant une augmentation d'erreurs commises. Les habitants des grandes villes sont plus affectés par le stress que ceux des villages. Au niveau physique, beaucoup de maladies ont été reliées à cette pollution sonore comme les maladies cardiovasculaires, l'hypertension artérielle, et les vertiges. De nombreuses études ont analysé le lien entre les maladies et l'environnement, et leur relation avec différents agents comme l'âge, le sexe, les autres maladies..., comme les études de Babisch et al.<sup>15</sup>, Sorensen et al.<sup>16</sup>, et Greiser et al.<sup>17</sup>. En Europe, la population exposée aux bruits ayant un niveau supérieur à 65 dB a augmenté de 15 à 26% sur une dizaine d'années<sup>15</sup>. En France, le pourcentage des personnes vivant dans des milieux bruyants de niveau supérieur à 70 dB, comme au voisinage des aéroports et des rues principales, est estimé à 10% de la population. Ce

coefficient a augmenté largement jusqu'à nos jours avec les développements technologiques de la vie moderne<sup>16</sup>.



*Figure I.2.4 Les sources de bruit à basses fréquences*

Pour réduire les niveaux du bruit et atteindre les limites fixées par l'Organisation Mondiale de la Santé, les experts cherchent des solutions d'isolation en suivant l'une des trois méthodes suivantes :

- i. Modification dans la construction de la source et la génération du son, comme les sources directionnelles.
- ii. Amélioration de l'atténuation sur le trajet du bruit en appliquant des conditions frontières, comme les murs anti bruits.
- iii. Protections des victimes de cette pollution, comme l'isolation des fenêtres.

L'attention se porte actuellement vers le contrôle de la propagation aux frontières, par exemple par la création d'une barrière isolante pouvant réduire le niveau sonore. Les études se sont focalisées sur les sons dits de basse fréquence autour de 500 Hz. Cette fréquence, très pénétrante, est la plus difficile à contrôler dans le génie civil. Cette bande de fréquences est pourtant celle qui présente des conséquences psychologiques importantes comme la déficience cognitive, l'anxiété, et la nervosité. La figure I.2.4 montre quelques sources (turbines et véhicules ferroviaires, terrestres et aériens) qui génèrent des basses fréquences pouvant être détectées à l'intérieur d'un

bâtiment. Ces sons, présentent une longueur d'onde plus grande que l'épaisseur des murs des appartements, possédant ainsi une pénétration élevée et une faible absorption par les matériaux<sup>1, 18, 19, 20</sup>. Ainsi, le développement d'une structure légère, compacte, et à bas coût pouvant contrôler les bruits de basse-fréquences est devenue une nécessité. La question est maintenant de décrire les techniques traditionnelles et avancées utilisées pour contrôler les sons et comment elles ont été développées et modifiées dans la gamme des basses fréquences ?

## **I.5. STRUCTURES TRADITIONNELLES POUR LA MANIPULATION DU SON**

Plusieurs techniques traditionnelles ont été employées pour l'isolation acoustique, comme l'utilisation d'une barrière phonique qui bloque le passage des ondes sonores tels qu'un mur, un plancher ou un plafond. Plusieurs facteurs déterminent l'efficacité de cette barrière, notamment les matériaux utilisés, son épaisseur et le type de construction<sup>21</sup>. Par exemple, des matériaux lourds et denses comme le béton bloquent mieux les sons que les matériaux plus légers comme le bois. L'absorption sonore d'un matériau peut être améliorée en créant des structures poreuses<sup>22</sup>. Mais les règles ne sont pas généralisées, et d'autres facteurs tels que la rigidité des matériaux jouent un rôle dans la réduction de transmission sonore.

Durant des années, les systèmes d'isolation ont évolué en employant d'autres concepts comme l'isolation par découplage en séparant physiquement les différentes sources de bruit, l'isolation par absorption en employant un matériau absorbant, l'isolation par réflexion en employant des matériaux réfléchissants tels que des plaques en métal ou en verre, ou bien en combinant toutes ces techniques. A titre d'exemple, la figure I.5.1 (a) permet de comparer les performances acoustiques d'une vitre d'une épaisseur de 4 cm et d'un double vitrage (4 cm - 12 cm d'air - 4 cm) en fonction de la fréquence des ondes incidentes<sup>23</sup>. Il est évident que le double vitrage présente un niveau de perte de transmission sonore plus élevé, le rendant ainsi plus un isolant du point de vue acoustique que la simple vitre. La figure I.5.1 (b) illustre un exemple de l'emploi des déchets agricoles<sup>24</sup> pour créer des panneaux absorbants. Cette absorption acoustique a été testée sur des échantillons d'épaisseur et de densité variables, les meilleures performances ayant été obtenues avec des échantillons d'une épaisseur de 55 mm et d'une densité de 175 kg/m<sup>3</sup>. Ces améliorations apportées ont augmenté l'efficacité d'absorption des sons à des fréquences moyennes et hautes.

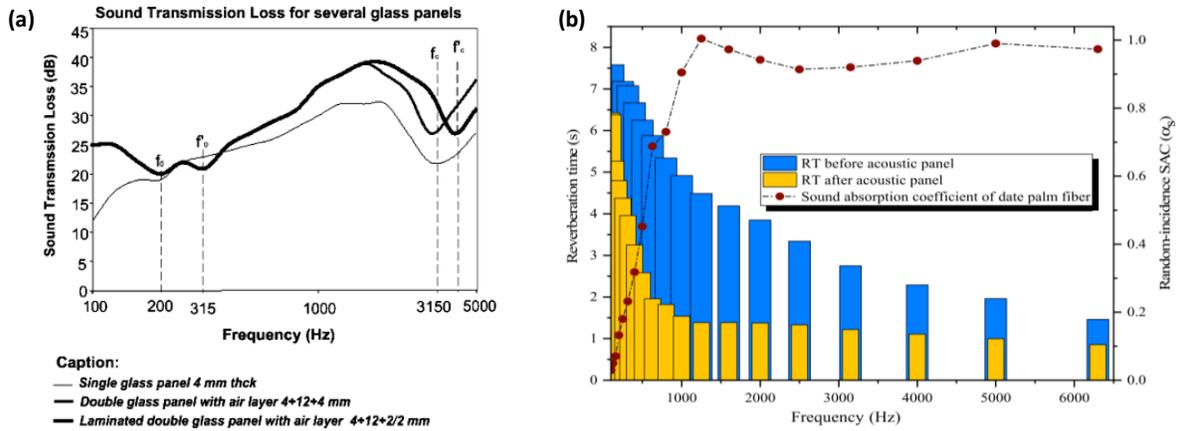


Figure I.5.1 (a) Courbes de perte de transmission acoustique pour des panneaux en verre simple, double et stratifié<sup>23</sup>, et (b) résultats d'absorption reliés à des panneaux insonorisant en employant des déchets agricoles<sup>24</sup>.

Cependant, en raison de l'amélioration des techniques de construction, il est devenu possible de réduire les épaisseurs des parois. Cela a entraîné une augmentation de la pénétration des ondes acoustiques dans les constructions, en particulier les ondes acoustiques à basse fréquence. Par conséquent, l'utilisation de matériaux traditionnels est devenue limitée. La demande croissante d'une isolation phonique plus efficace pour atténuer les ondes à basse fréquence avec une structure réduite en termes de volume, de masse et de coût est devenue une nécessité en raison des restrictions imposées par la vie quotidienne. En ce sens, les métasurfaces acoustiques ont fait leur apparition, permettant de contourner certaines limites des barrières traditionnelles.

## I.6. STRUCTURE AVANCEE POUR LA MANIPULATION DU SON A BASSE FREQUENCE : DEFINITION DES METASURFACES

Le domaine des métamatériaux et des métasurfaces a attiré de nombreux travaux au cours des deux dernières décennies grâce à leur efficacité dans le contrôle des ondes électromagnétiques. Initialement, la permittivité électrique et la perméabilité magnétique de propagation d'une onde électromagnétique possédaient des valeurs positives conduisant à un triplet de main droite  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ , et  $\vec{k}$ . Après la proposition de Veselago<sup>25</sup> définissant un matériau de type main gauche, à indice de réfraction négatif, basé sur une permittivité et une perméabilité simultanément négative, les

démonstrations théoriques et expérimentales de tels matériaux ont été réalisées par Pendry et al.<sup>26</sup> et Smith et al.<sup>27</sup>.

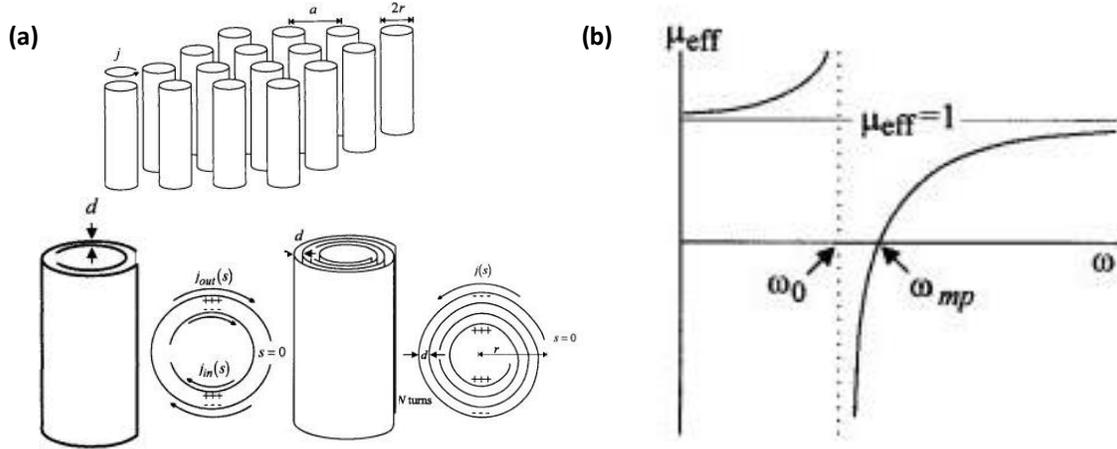


Figure I.6.1 (a) Modèles suggérés par Pendry et al. pour la création de métamatériaux, et (b) évolution de la perméabilité effective de la structure en fonction de la fréquence<sup>26</sup>.

Pendry et al.<sup>26</sup> ont expliqué théoriquement la possibilité de produire une perméabilité effective correspondant à des valeurs négatives, grâce à la mise en place régulière de microstructures sous-longueur d'onde constituées de feuilles conductrices non magnétiques plutôt que d'une surface uniforme. La figure I.6.1 (a) illustre le type de géométrie utilisé pour obtenir cette propriété. En raison de l'effet de résonance de ces structures et comme illustré sur la figure I.6.1 (b), la perméabilité peut adopter des valeurs positives pour les fréquences situées en dessous de la résonance, et des valeurs négatives au-dessus de celle-ci.

Après la validation des matériaux à perméabilité effective négatives, Smith et al<sup>27</sup>, sur la base du principe étudié par Veselago, ont expérimentalement concrétisé la réalisation d'une structure avec des résonateurs sous-longueur d'onde, comme le montre la figure I.6.2 (a), permettant de générer une double propriété négative, à la fois de  $\epsilon_{eff}$  et  $\mu_{eff}$ , dans la bande des GHz, conduisant ainsi à un indice de réfraction négatif. Cette découverte a ouvert de nouvelles applications non réalisables avec les matériaux conventionnels. Pendry a prouvé par simulation la faisabilité de la fabrication de superlentilles basées sur la réfraction négative, comme le montre la figure I.6.2 (b). Contrairement aux lentilles conventionnelles, ces lentilles peuvent être fabriquées

avec des géométries plates et permettant de focaliser des ondes non rayonnantes en amplifiant leur intensité, conduisant à un rendement élevé de l'image<sup>28</sup>.

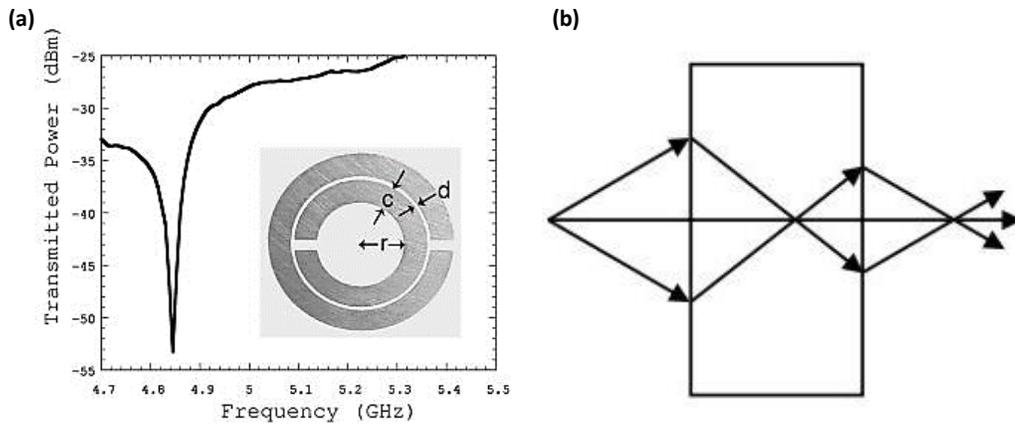


Figure I.6.2 (a) Première démonstration expérimentale de métamatériaux réalisés à l'aide de résonateurs sous forme d'anneaux fendus en cuivre<sup>27</sup>, et (b) principe théorique de la réalisation des superlentilles<sup>28</sup>

Dès leurs premières réalisations, ces métamatériaux, connus initialement sous le nom de matériaux d'indices négatifs, ont servi à contrôler les ondes électromagnétiques avec des dimensions beaucoup plus petites que la longueur d'onde. Ces métamatériaux utilisent des structures physiques pour contrôler la propagation des ondes. L'un des principes couramment utilisés pour cela est le changement de phase de l'onde électromagnétique. En modifiant la phase de l'onde à travers une structure, il est possible de réaliser une transmission anormale de l'onde électromagnétique. Plus précisément, en utilisant des structures physiques qui imposent un déphasage de  $0$  à  $2\pi$  entre les différentes régions, il est possible de concentrer ou de diffuser l'onde de manière contrôlée.

Par analogie, le concept de ces structures a été prolongé par Li et Chan<sup>29</sup> en acoustique pour la manipulation du son, ouvrant un nouveau champ d'étude, celui des métamatériaux acoustiques. Pour des grandes longueurs d'onde acoustique dans la gamme sonore, de 20 Hz à 20 kHz, le développement de ces métamatériaux est devenu un secteur dynamique. Ils offrent la possibilité de contrôler les grandes longueurs d'onde avec des objets de taille jusqu'à un ordre de grandeur inférieur à la longueur d'onde. Quelques années plus tard, les métasurfaces ont été développées<sup>30, 31, 32</sup>.

## I.7. METASURFACES ACOUSTIQUES A RESONANCE LOCALE

Les métasurfaces acoustiques sont une innovation récente dans le domaine de l'isolation acoustique. Elles peuvent offrir des avantages par rapport aux isolateurs acoustiques traditionnels, tels que la taille réduite sous-longueur d'onde, la grande flexibilité, le faible coût, la conception esthétique, la faible épaisseur.

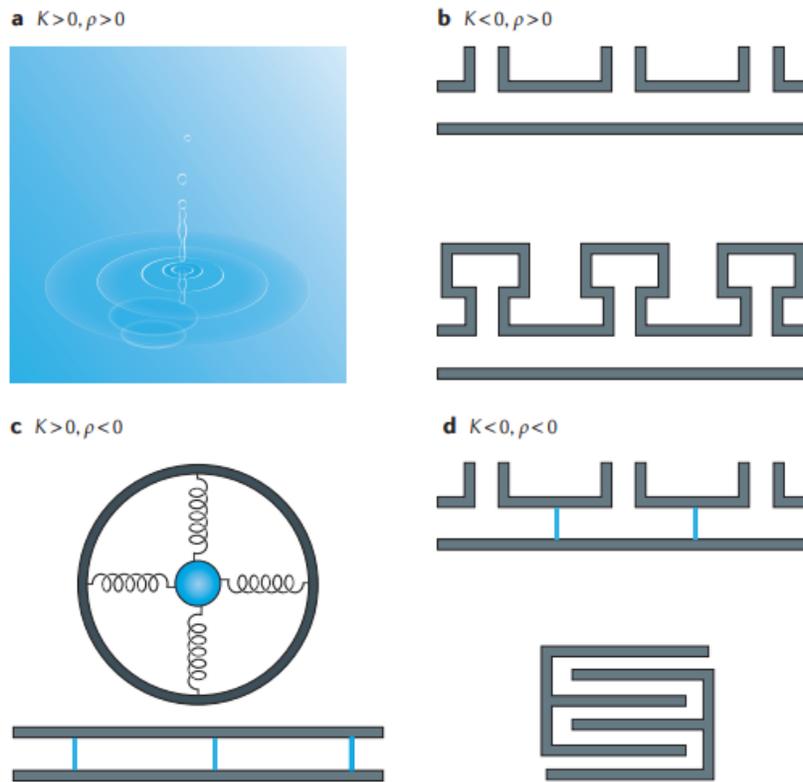


Figure I.7.1 Espace des paramètres pour la densité de masse  $\rho$  et le module de compressibilité  $K$ <sup>36</sup>.

Les deux paramètres concernés en acoustique, remplaçant  $\epsilon$  et  $\mu$ , sont la densité de masse  $\rho$ , et le module de compressibilité  $K$ . La variation de ces paramètres permet de manipuler les ondes acoustiques, en modifiant leur vitesse de phase effective et l'impédance acoustique de la structure, donnés respectivement par<sup>33,34</sup> :

$$v_{phase} = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (I.7.1)$$

$$Z = \sqrt{K\rho} \quad (I.7.2)$$

permettent ainsi de mettre en évidence des effets tels que la focalisation, la réflexion ou la transmission anormale, l'absorption et la génération de formes d'ondes spécifiques<sup>35</sup>. Ainsi, ces paramètres servent comme une clé permettant de comprendre les comportements des métasurfaces acoustiques.

Contrairement aux matériaux conventionnels, la densité de masse  $\rho$  et le module de compressibilité  $K$  peuvent avoir des valeurs négatives dans une certaine gamme de fréquence, nous conduisant à des paramètres acoustiques exceptionnels qui ne se retrouvent pas dans les matériaux naturels. La négativité du paramètre  $K$  entraîne des comportements contrintuitifs où un matériau compressé peut se dilater. Comme montré dans la figure I.7.1, ce phénomène peut être visible en employant des métasurfaces à base de cavités ouvertes ou fermées comme les résonateurs de Helmholtz. Le paramètre  $\rho < 0$  est obtenu en se servant des membranes ou des structures à billes enrobées, où la masse se déplace dans le sens opposé à une certaine force exercée. La double négativité est acquise en recourant à des structures spatialement enroulées ou à éléments filtrants couplés<sup>36</sup>.

Le concept de métasurface acoustique est basé sur le principe de résonances locales.

Dans le domaine acoustique, les métasurfaces localement résonantes présentent des fréquences d'hybridation allant jusqu'à deux ordres de grandeur inférieurs à la fréquence de diffusion de Bragg. Celles-ci ont été proposées dans un premier temps pour des applications d'isolation phonique. Une métasurface acoustique à résonance locale présente une distribution de diffuseurs ayant une taille sous-longueur d'onde, permettant un contrôle du son à une fréquence propre du résonateur, appelée 'fréquence de résonance'. Dans son magnum opus "De Sensuum Auditusque Physiologia" publié en 1863<sup>37</sup>, Helmholtz a développé une théorie élaborée sur les vibrations des oscillateurs et des résonateurs. Ces pulsations périodiques sont généralement induites par un autre corps en vibration régulière (corps agissant), engendrant par conséquent des oscillations chez un premier corps (corps réceptif). Lorsque la fréquence d'oscillation du premier corps coïncide avec la fréquence propre du second, une résonance se produit.

Alors que les métasurfaces résonantes sont généralement efficaces dans une gamme de fréquences étroite proche de la résonance, l'utilisation de plusieurs résonateurs accordés par période peut élargir la gamme de fréquences de travail. Des travaux récents ont porté sur l'élargissement de la réponse résonante locale des métasurfaces basées sur des unités de formes enroulées, des membranes, des tubes ou des résonateurs de Helmholtz. La Figure I.7.2 illustre la géométrie générale de ces unités.

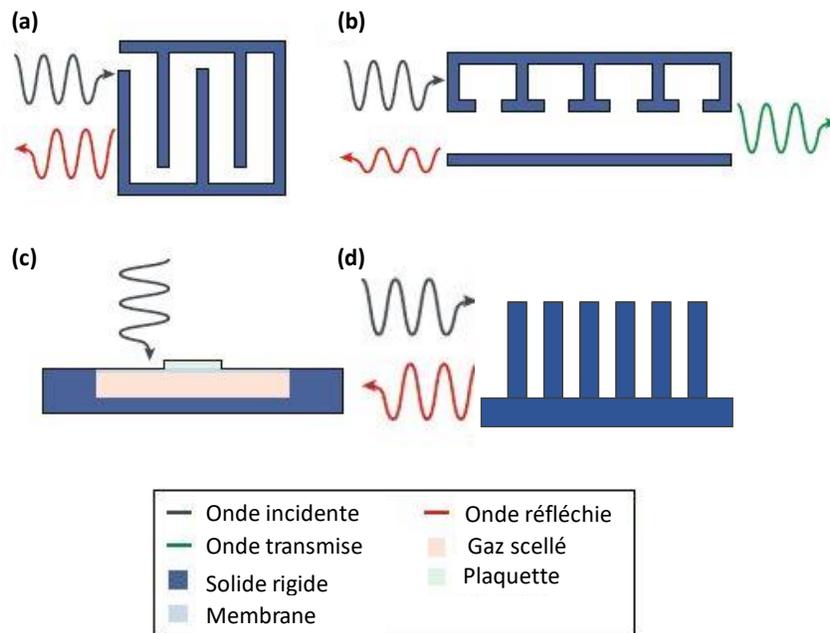


Figure I.7.2 Exemples de géométries sous-longueurs d'ondes utilisées pour la réalisation des métasurfaces : (a) formes enroulées, (b) résonateurs de Helmholtz, (c) membrane, et (d) tubes<sup>32</sup>

Dans les systèmes enroulés, Prasetyo et al.<sup>38</sup>, en augmentant le trajet de déplacement, ont réduit la taille de la cavité d'air arrière d'un absorbeur de son à panneau microperforé tout en obtenant une réponse d'absorption plus large dans la bande des basses fréquences. Donda et al.<sup>39</sup> ont prouvé analytiquement, expérimentalement et numériquement la génération d'un absorbeur quasi-parfait à des fréquences dans la gamme de 50 Hz en utilisant une métasurface acoustique à enroulements multiples. Malgré la pertinence des dispositifs de forme labyrinthique dans la modulation des sons de basses fréquences, leur limite réside dans la complexité de leur conception.

En 2000, Liu et al.<sup>40</sup> se sont intéressés à des "matériaux solides à résonance locale" présentant des bandes interdites à basses fréquences. Ceux-ci sont composés d'inclusions faites de

billes de plomb, enroulées dans un caoutchouc puis incorporées dans une matrice d'époxy. Ces auteurs ont démontré que ce type de géométrie présentait, pour les ondes élastiques, une densité de masse  $\rho$  négative aux alentours de la fréquence de résonance (Voir figure I.7.1 (c)). Celle-ci conduit à une vitesse de phase imaginaire, ce qui se traduit par une atténuation de l'onde. Dans un autre exemple, Graciá-Salgado et al.<sup>41</sup> ont mis au point un métamatériau à base de diffuseurs cylindriques angulairement anisotropes. Ils ont démontré une réponse de densité négative et une multifonctionnalité de la structure qui change avec la plage de la fréquence concernée. Ces structures ont la capacité d'amplifier les modes acoustiques évanescents, de faciliter la compression des ondes acoustiques à travers des canaux extrêmement étroits, tels que des filtres de modes transversaux, et de faciliter la transmission parfaite à travers des courbes et des coins aigus.

Lorsque les variables densité de masse et module de compressibilité sont de même signe, pouvant de fait être simultanément négatifs, la vitesse de phase devient un nombre réel et la propagation de l'onde se fait normalement. On parle de métamatériau doublement négatif. Celui-ci peut par exemple être obtenu en combinant une sphère creuse pour la compressibilité négative avec un tube d'acier creux pour la densité négative<sup>42</sup>, ou bien un couplage entre deux membranes similaires fixées chacune à une paroi cylindrique rigide latérale<sup>43</sup>.

Les métasurfaces dotées de résonateurs locaux ont ouvert de nouvelles possibilités en termes de contrôle des ondes acoustiques. Le résonateur de Helmholtz, particulièrement efficace pour la régulation des ondes à basses fréquences, est devenu un choix courant dans cette application.

## **I.8. METASURFACES A BASE DE RESONATEURS DE HELMHOLTZ ET CONTROLE DES SONS A BASSES FREQUENCES**

Parmi les résonateurs reconnus pour la manipulation des ondes à basse fréquence, les résonateurs de Helmholtz (HR) sont les plus largement utilisés. Un résonateur de Helmholtz est un type de résonateur acoustique utilisé pour renforcer ou amortir les fréquences sonores spécifiques. Ce système, illustré dans la figure I.8.1 (a), est matérialisé par une cavité de volume  $V$  reliée à l'extérieur par un col de longueur  $L$  et une section  $S$ <sup>44</sup>. Lorsqu'une densité de masse d'air de pression  $|P_0|e^{j\omega t}$ , vient boucher l'orifice, elle pousse l'air localisé dans la cavité (corps réceptif), de manière à créer une pression sur les bords de la cavité et entre les particules. A son tour, l'air

de la cavité se libère en repoussant le bouchon d'air vers l'extérieur, laissant ainsi un vide derrière lui. Cette boucle se poursuit jusqu'à ce que la vibration de l'air dans le résonateur s'arrête. Ce résonateur peut convertir l'énergie acoustique en chaleur grâce à la résistance aux vibrations à l'ouverture.

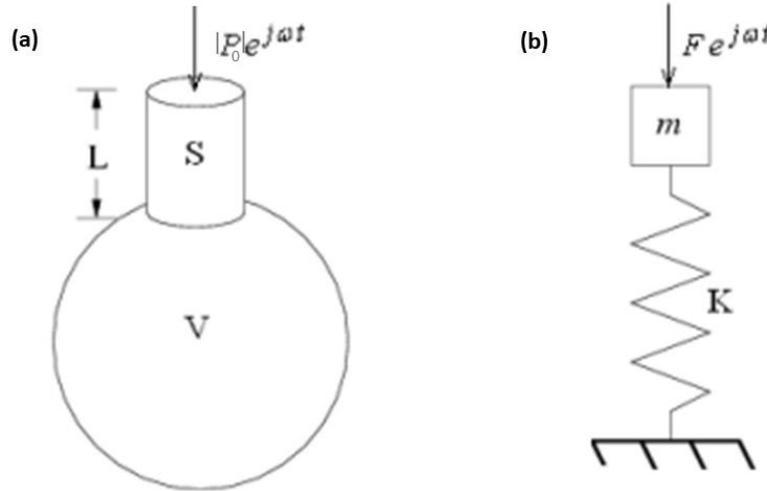


Figure I.8.1 Equivalence entre (a) un résonateur de Helmholtz et (b) un oscillateur mécanique masse-ressort<sup>44</sup>.

Par équivalence, ce mécanisme acoustique peut être assimilé à un oscillateur mécanique (ressort-masse). La figure I.8.1 (b) montre l'oscillateur équivalent au résonateur. Le volume d'air dans l'orifice du résonateur agit comme une masse  $m = \rho SL'$ , tandis que celui de la cavité agit comme un ressort de raideur  $K = \frac{\rho c^2 S^2}{V}$ , où  $L' = L + \delta$ . La longueur du col ( $L$ ) est augmentée d'une correction  $\delta$  appelée "correction de viscosité". Cette correction est causée par la perte d'énergie cinétique à la zone de cisaillement de l'orifice<sup>45,46</sup>. Généralement  $\delta$  varie selon plusieurs facteurs comme la forme de l'ouverture ou bien sa taille<sup>47</sup>. Pour un col circulaire, sa valeur vaut presque  $0.96\sqrt{S}$ .

La fréquence de résonance du résonateur de Helmholtz peut être exploitée en employant l'impédance acoustique  $Z(\omega)$ , dépendant de la fréquence. Cette quantité complexe est donné par<sup>48</sup>:

$$Z(\omega) = R(\omega) + jX(\omega) \quad (I.7.2)$$

Où  $R(\omega)$  représente la résistance totale, somme de la résistance radiative et la résistance découlant des pertes du mur, et  $X(\omega)$  représente la réactance acoustique basée sur la combinaison de deux types de réactances acoustiques : la réactance inductive de l'ouverture ( $\omega\rho SL'$ ) et la réactance capacitive de la cavité ( $\frac{V}{\omega\rho c^2 S^2}$ ). La première est liée à l'opposition au déplacement des particules d'air à travers l'ouverture, ce qui entraîne une réduction de l'amplitude de la pression acoustique. La réactance capacitive de la cavité est liée au renforcement du déplacement des particules d'air à l'intérieur de la cavité, ce qui entraîne une augmentation de l'amplitude de la pression acoustique. A une fréquence spécifique, un équilibre aura lieu entre ces deux réactances résultant en une réactance nulle, et ainsi une fréquence de résonance du système égale à :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{VL'}} \quad (I.7.1)$$

Les caractéristiques géométriques du col, notamment sa longueur, sa forme et sa section transversale, ainsi que le volume de la cavité ont une influence sur la réactance, et donc sur les propriétés de transmission acoustique.

Ce résonateur a acquis une certaine popularité dans la manipulation des sons à basse fréquence en raison de sa viabilité économique, de sa simplicité de fabrication et de sa sensibilité aux paramètres géométriques<sup>49, 50</sup>. Il peut se trouver dans deux configurations<sup>47</sup> : le résonateur dans un champ libre (Figure I.8.2 (a)), ou bien attaché à un mur (Figure I.8.2 (b)). La configuration d'un résonateur peut être combinée avec d'autres résonateurs en une disposition cubique pour former une surface (Figure I.8.2 (c)), ou bien connectée à un guide d'ondes, individuellement ou en combinaison avec d'autres résonateurs (Figure I.8.2 (d)).

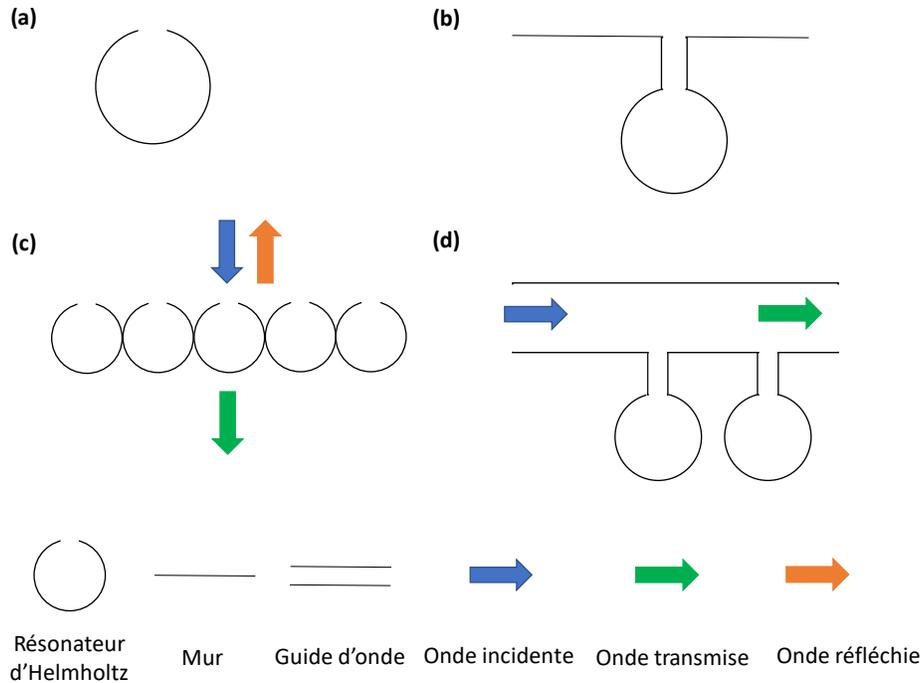


Figure I.8.2 Schématisation (a) d'un résonateur dans un champ libre, (b) relié à un mur, (c) d'une périodicité de résonateurs, et (d) de résonateurs reliés à des guides d'ondes.

Au fil des ans, ces résonateurs ont été employés dans les métasurfaces acoustiques après la découverte de la possibilité de générer un module de compressibilité effective négative par Fang et al<sup>51</sup>. La figure I.8.3 (a) illustre le cas d'un résonateur défini par une cavité rectangulaire d'aluminium et un col cylindrique. La cellule, remplie d'eau, est répétée périodiquement et connectée d'un côté à un conduit d'eau (I.8.3 (b)). Cette structure a été traitée comme un milieu effectif, les résonateurs étant de dimensions sous-longueur d'onde. A la fréquence de résonance située dans les ultrasons, on observe sur la figure I.8.3 (c) une valeur négative du module de compressibilité effectif de la structure. Dans cette région, la transmission du son s'atténue, ouvrant ainsi l'opportunité d'utiliser les résonateurs de Helmholtz pour des métasurfaces acoustiques visant à réduire l'amplitude du son. Boutin et Becot<sup>52</sup> ont proposé une étude sur la modélisation de résonateurs dans des milieux poreux, mettant en évidence des phénomènes de résonance interne et leurs effets sur les propriétés acoustiques. Bien que notre recherche se concentre sur les résonateurs de Helmholtz sphériques utilisés dans l'air pour la création de métasurfaces acoustiques, cet article offre des perspectives pertinentes pour notre travail. Il met en évidence comment l'insertion de résonateurs peut considérablement modifier les propriétés acoustiques des

milieux, ce qui peut être crucial pour la conception de métasurfaces acoustiques innovantes. Cette étude offre une compréhension de base des phénomènes de résonance et des méthodes de modélisation qui peuvent être adaptées à notre contexte spécifique.

Ding et al.<sup>53</sup> ont réalisée numériquement et expérimentalement un isolateur acoustique en se basant sur des résonateurs de Helmholtz sphériques percées de deux trous symétriques et arrangés dans un milieu absorbant. Les résultats montrent une transmission nulle autour de la fréquence de résonance, qui peut être modifiée en changeant le diamètre du trou.

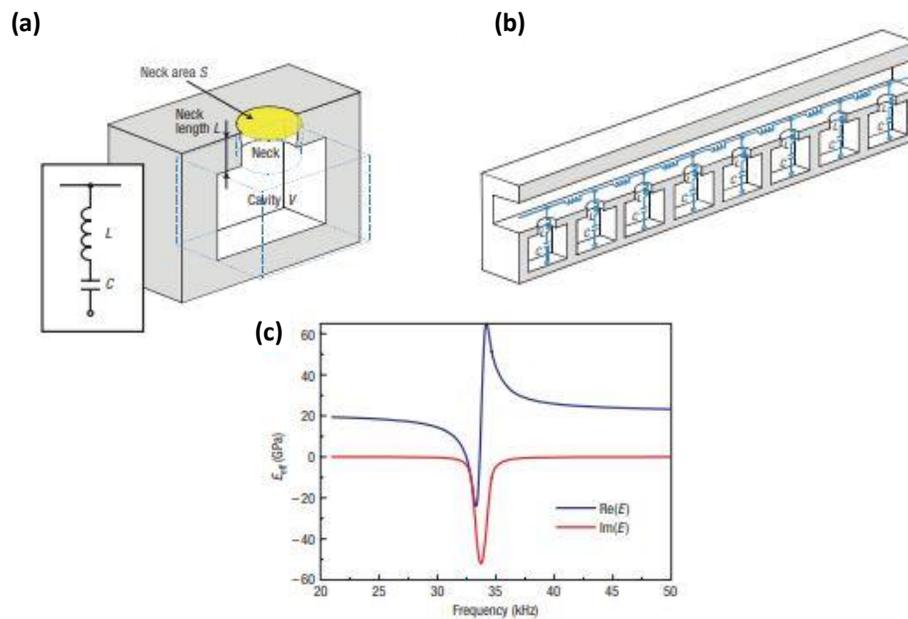


Figure I.8.3 (a) Première unité sous-longueur d'onde utilisé pour (b) réaliser une métasurface, et (c) évolution du module effectif de compressibilité de cette structure en fonction de la fréquence<sup>51</sup>.

Par la suite, les résonateurs de Helmholtz dans les métasurfaces acoustiques ont été développés pour permettre l'absorption des ondes sonores (figure I.8.4). Jiménez et al.<sup>54</sup> ont développé la structure de la figure I.8.4 (a), formée d'un panneau mince perforé contenant des HR identiques disposés selon un réseau carré. Dans cette étude, les auteurs tiennent compte des pertes thermo-visqueuses au niveau des fentes et des résonateurs, et emploient le principe de diminution de l'onde propagatrice pour augmenter l'efficacité de l'absorption. Celle-ci est observée à 338.5 Hz pour une métasurface d'épaisseur 1.1 cm.

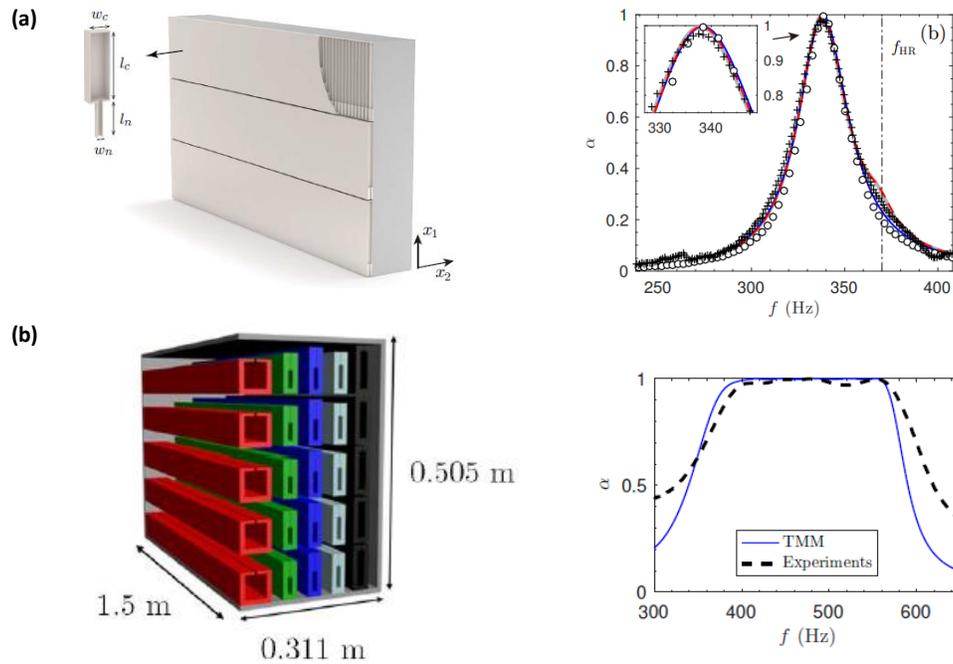


Figure I.8.4 Exemples de métasurfaces acoustiques fonctionnant comme absorbeurs parfait du son<sup>54,55</sup>

Dans leur travail, Herrero-Durá et al.<sup>55</sup> ont évalué expérimentalement, numériquement et théoriquement la structure de la figure I.8.4 (b) formée d'un réseau fini 2D de résonateurs de Helmholtz. Le réseau est excité par une onde plane provenant de gauche. Cette structure assure une absorption parfaite et une diffusion de l'onde. L'effet combiné des deux phénomènes conduit à une atténuation globale du son de 5 dB sur une large gamme de fréquence entre 200 Hz et 1700 Hz, et une absorption quasi-parfaite entre 300 et 600 Hz. Dans leur étude, Jiménez et al.<sup>56</sup> ont aussi démontré numériquement, théoriquement et expérimentalement un absorbeur de son parfait, à

large bande et asymétrique, basé sur un réseau de résonateurs de Helmholtz (RH) de dimensions graduelles.

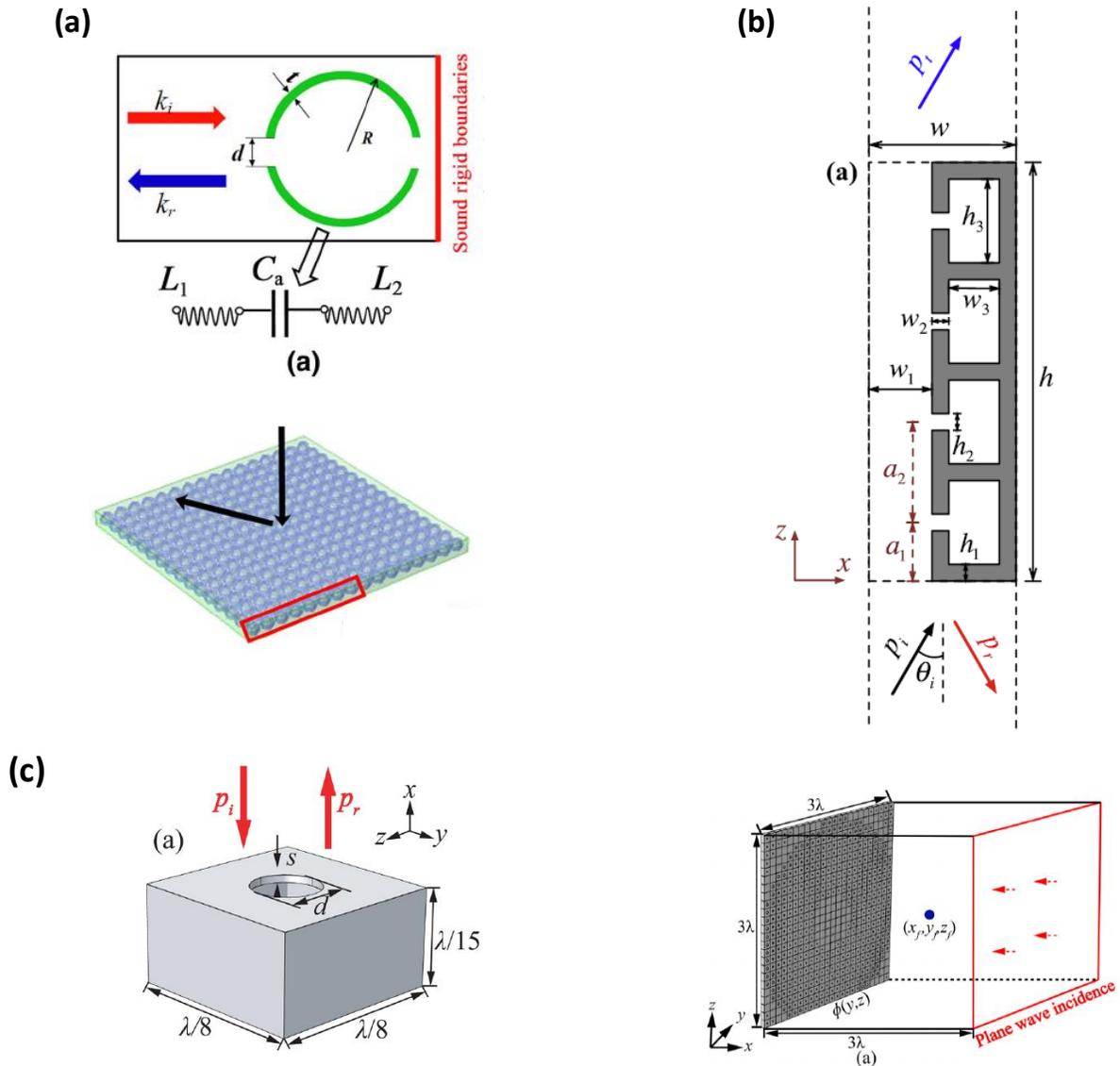


Figure 1.8.5 Exemples de métasurfaces acoustiques pour les propriétés de réflexion/transmission anormales et de focalisation<sup>58, 59, 60</sup>.

Les métasurfaces ont été également employées pour la modélisation de structures à réflexion et transmission anormales, pouvant également être complétée pour assurer une focalisation du son en un point ou ligne spécifique. Ding et al.<sup>57,58</sup> ont étudié les applications des métasurfaces pour les réflexions et réfractions anormales à travers des résonateurs de Helmholtz

de forme sphérique présentant une ou deux ouvertures, comme illustre figure I.8.5 (a). Ces auteurs ont démontré l'utilisation des HR sphériques pour la généralisation des lois de Snell-Descartes. Dans leurs études théoriques et numériques, Li et al.<sup>59</sup> ont proposé la structure de la figure I.8.5 (b) basée sur quatre résonateurs de Helmholtz et un tube droit, formant un méta-écran pour les démonstrations de transmission anormale et de focalisation. Qi et Assouar<sup>60</sup> ont élaboré une barrière de focalisation réfléchissante en se servant de la loi de Snell Descartes généralisée et des unités de type Helmholtz ayant la dimension  $\lambda/15$  (Figure I.8.5 (c)). Les auteurs ont démontré l'efficacité de leur barrière en la comparant à une paroi composée d'éléments labyrinthiques de dimension  $\lambda/8$ .

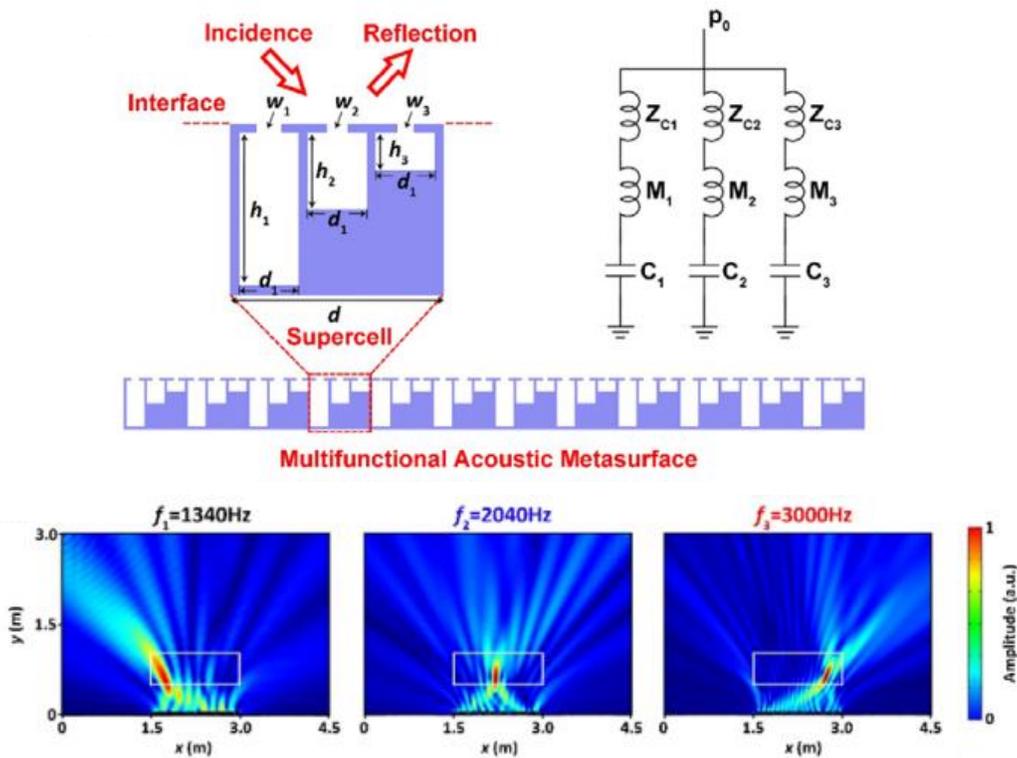


Figure I.8.6 Exemples d'une métasurface acoustiques multi-fonctionnelle<sup>61</sup>.

Dans les études récentes, il apparaît qu'une métasurface acoustique peut être utilisée pour générer diverses fonctionnalités, telles que la réflexion ou la transmission anormale. Zhu et Assouar<sup>61</sup> ont réalisé une étude novatrice sur un mur acoustique multifonctionnel. La métasurface est constituée d'une répétition périodique de trois unités de résonateurs de Helmholtz, chacune

différenciée par son volume (Figure I.8.6). Cette métasurface montre la possibilité de réfléchir le son à une fréquence donnée, de le focaliser à une autre, ou bien encore de focaliser le son à trois positions différentes, chacune à une fréquence spécifique comme on peut le voir sur les cartes de champ.

## I.9. METASURFACES A BASE DE RESONATEURS DE HELMHOLTZ COUPLES

Bien que les recherches sur les métasurfaces acoustiques basées sur des résonateurs de Helmholtz se concentrent souvent sur les propriétés individuelles de chaque résonateur, il est crucial de prendre en compte les interactions entre eux car elles peuvent avoir un impact considérable sur les propriétés acoustiques globales de la métasurface. Les études récentes dans ce domaine ont commencé à explorer ces interactions et à proposer des méthodes pour les modéliser et les contrôler. Johansson et Kleiner<sup>62</sup> ont proposé en 2001 l'étude d'une seule unité basée sur l'interaction entre deux résonateurs cylindriques doubles (Figure I.9.1 (a)).

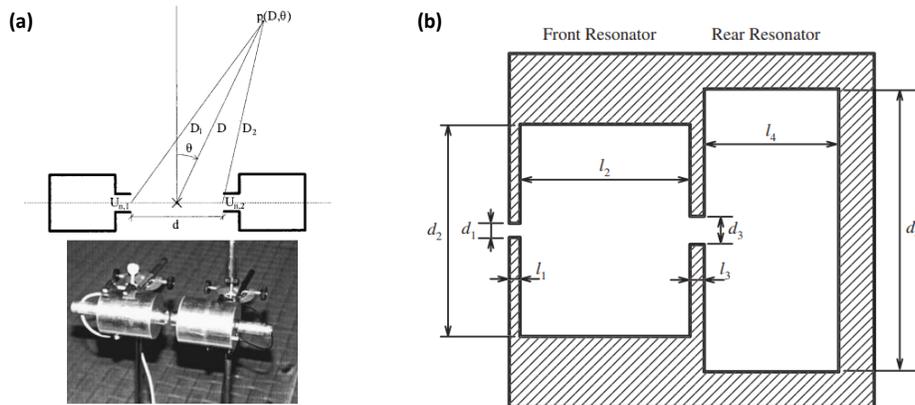


Figure I.9.1 Le système employé par Johansson et Kleiner<sup>62</sup> et Tang et al.<sup>63</sup> pour modéliser deux résonateurs de Helmholtz couplés.

Dans leur travail, les auteurs ont développé un modèle physique du couplage basé sur l'impédance mutuelle entre les ouvertures. Les résultats théoriques, en tenant compte des pertes d'énergie au niveau du col, étaient en bon accord avec les mesures à condition de considérer une impédance de réflexion corrective provenant des résonateurs. En attachant une cavité arrière au

résonateur (Figure I.9.1 (b)), Tang et al.<sup>63</sup> ont démontré expérimentalement l'effet du compartimentage d'un HR. Le résultat montre que le couplage entre la cavité avant et la cavité arrière peut élargir la largeur de la bande d'absorption.

Krynkin et al.<sup>64</sup> ont développé analytiquement et validé expérimentalement un réseau périodique de diffuseurs basé sur deux cylindres extérieurs concentriques à fente N et un cylindre intérieur rigide. Ils montrent qu'il est possible de générer des résonances multiples à basse fréquence grâce au couplage entre les diffuseurs. Ding et son équipe ont étudié l'effet de couplage entre résonateurs par la réalisation de métasurfaces acoustiques (Figure I.9.2). Dans une première étude<sup>65</sup>, les auteurs ont mis en œuvre une métasurface acoustique basée sur deux résonateurs couplés, chacun présentant deux trous, répétés périodiquement. La transmission anormale du son et une focalisation sont illustrées dans la figure I.9.2 (a). De manière similaire, les auteurs ont utilisé plusieurs unités de doubles résonateurs à un trou, immergés dans un milieu poreux<sup>66</sup> (Figure I.9.2 (b)). Pour élargir la bande d'atténuation de fréquence, les sections des trous de chaque unité de doubles résonateurs a été modifiée, en se basant sur l'analyse individuelle de chaque unité. Ces mêmes auteurs ont étudié autre modèle de structure (figure I.9.2 (c)), basée sur des sphères creuses fendues imbriquées<sup>67</sup> conduisant à un métamatériau acoustique multi-bandes (AMM).

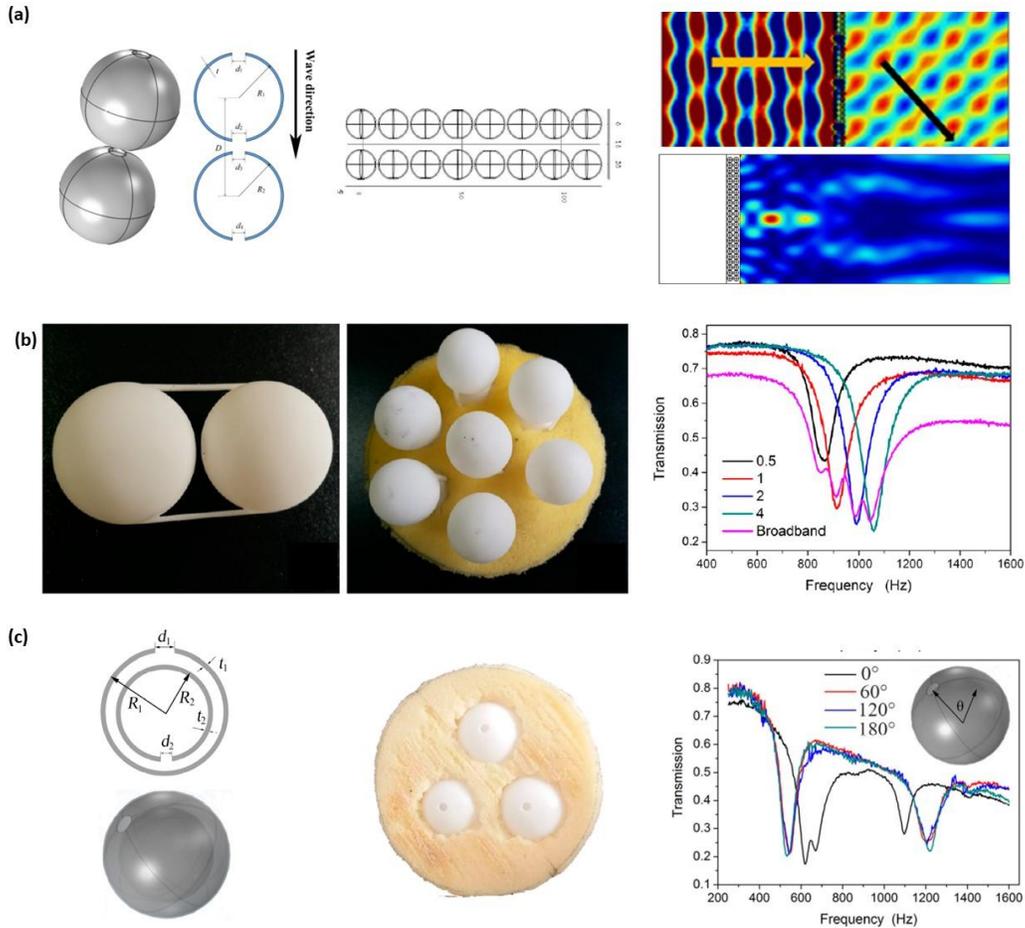


Figure I.9.2 Métsurfaces acoustiques basées sur des résonateurs de Helmholtz pour la manipulation des ondes sonores utilisées dans les études de Ding et al.<sup>65, 66, 67</sup>.

Romero Garcia et son équipe ont étudié un mécanisme de couplage critique entre résonateurs de Helmholtz dans un guide fermé, pour démontrer expérimentalement et analytiquement l'absorption à large bande du son dans l'audible<sup>68</sup>. Dans leur étude expérimentale, Li et al.<sup>69</sup> ont étudié une métsurface acoustique composée de paires itérées de résonateurs couplés. Cette configuration a donné lieu à une opposition de phase remarquable conduisant à une absorption quasi parfaite de l'énergie entrante, ce qui a permis de supprimer efficacement la réflexion du son. Romero-Garcia et al.<sup>70</sup> ont utilisé cet arrangement pour créer analytiquement et expérimentalement une absorption complète du son sur les deux côtés d'un méta-écran. Le méta-écran repose sur des structures résonantes symétriques en miroir qui engendrent des résonances à la fois symétriques et antisymétriques, dans le cadre de leur approche de la conception.

Le couplage a également été utilisé dans l'étude de Cavalieri et al.<sup>71</sup> dans le cas de la réalisation d'un isolateur acoustique. Une structure de diffuseurs à section carrée, disposés sur une grille carrée, a été étudiée, combinant les résonateurs quart longueur d'onde et de Helmholtz pour réduire les bruits ferroviaires (Figure I.9.3). Ces résonances locales ont généré des atténuations du son, en addition de celles provenant de la diffraction de Bragg, produisant une bande passante large, entre 350 et 5000 Hz. Récemment, deux HR inversés similaires ont été utilisés comme unité de sous-longueur d'onde pour construire un cristal périodique et démontrer les performances du système en matière de perte de transmission du son<sup>72, 73</sup>.

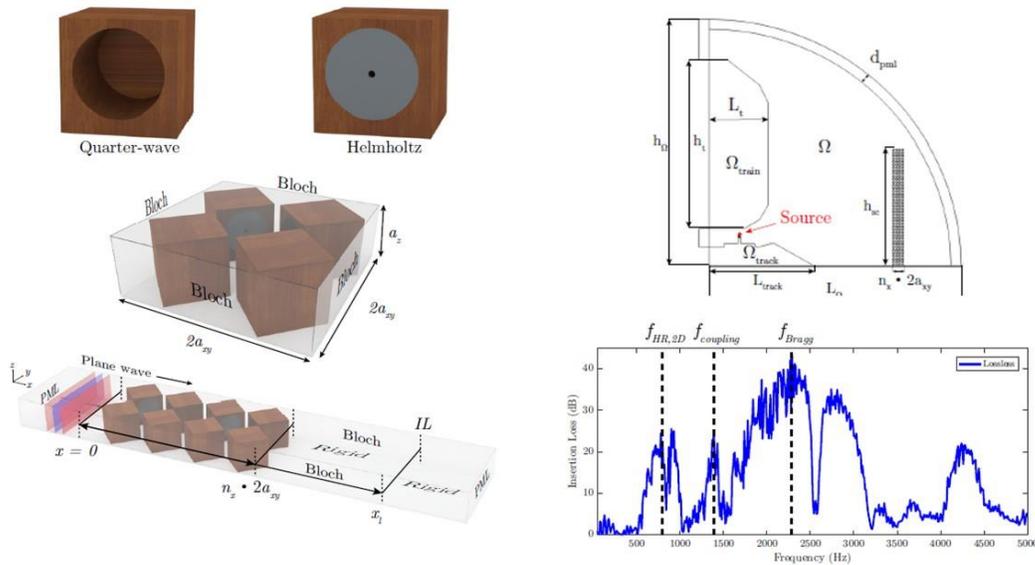


Figure I.9.3 Système périodique, basé sur des résonateurs quarts d'onde et de Helmholtz, utilisé pour la réduction des bruits ferroviaires<sup>71</sup>

Une étude théorique générale décrivant l'interaction des ondes sonores avec des métasurfaces résonantes, indépendamment de la nature des résonateurs et de l'excitation, est présentée dans le travail de Schwan et al.<sup>74</sup>. Les équations gouvernant le comportement de la métasurface sont extrapolées à partir de la description rigoureuse de sa cellule unitaire en utilisant l'homogénéisation asymptotique à deux échelles. Cette approche permet de décrire l'interaction sonore avec un ensemble de résonateurs positionnés au-dessus ou sur le substrat, ajoutant ainsi une dimension supplémentaire au design. Les résultats montrent que cette métasurface résonante peut absorber totalement le son à plusieurs fréquences, réaliser une absorption large bande, inverser la

phase de l'onde réfléchiée à la résonance et contrôler les modes d'enclosure, ce qui est confirmé par des expériences menées en tube d'impédance et dans un environnement anéchoïque avec un réseau de résonateurs de Helmholtz sphériques.

Une étude récente de Krasikova et al.<sup>75</sup> a démontré que les propriétés d'isolation phonique des structures périodiques basées sur des résonateurs Helmholtz, peuvent être ajustées en variant le couplage local entre les résonateurs (Figure I.9.4). Plus précisément, cette adaptation peut être réalisée en modifiant les paramètres, tels que la distance entre les résonateurs conduisant à une large bande d'atténuation du son transmis de 40 dB. De plus, le couplage local peut être modifié en introduisant des inserts poreux dans les corps des résonateurs, ce qui permet de contrôler les pertes intrinsèques.

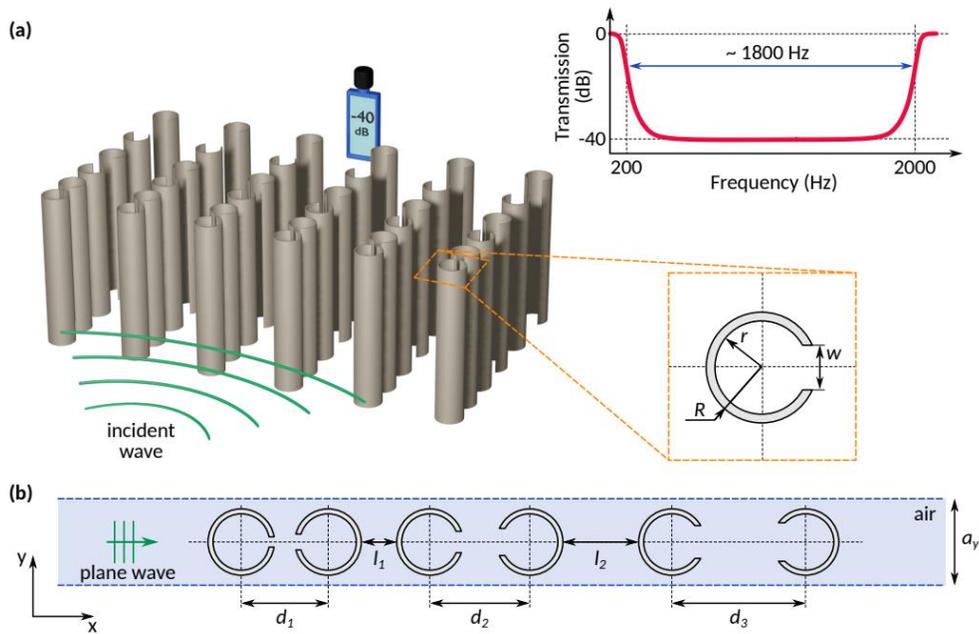


Figure I.9.4 Système périodique, basé sur des résonateurs de Helmholtz, utilisé pour la réduction du son

Malgré les études récentes qui en ont fait usage, l'étude systématique des effets du couplage entre HR est toujours d'actualité. De plus, peu d'études ont utilisé l'intensité de ce couplage pour la création de métasurfaces acoustiques réglées de manière dynamique.

## **I.10. SYNTHÈSE**

Dans de nombreuses métasurfaces, les éléments unitaires de dimension sous-longueur d'onde sont constitués par des HR. La popularité de ces HR s'est accrue en raison de leur simplicité de fabrication et de réglage, et de leur efficacité dans le traitement des sons de basse fréquence. Néanmoins, le véritable enjeu reste la réponse à bande étroite de ce type de structure et la question difficile de la couverture large spectre avec une disposition géométrique simple de la métasurface. Une façon d'élargir la réponse en fréquence est d'introduire le mécanisme de couplage entre résonateurs de la métasurface. Dans la majorité des travaux qui traitent des métamatériaux, les résonateurs sont considérés indépendants les uns d'autres et l'effet de couplage entre résonateurs du réseau n'est généralement pas pris en compte. Cependant, le couplage entre ces résonateurs est un élément clé dans la capacité d'absorber et de contrôler les bandes d'atténuation du son à basse fréquence. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude systématique de l'influence du couplage sur la réponse fréquentielle.

# Chapitre II

## Aspects numériques et résultats de simulation de résonateurs de Helmholtz

## INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous étudions le comportement d'un résonateur de Helmholtz (HR). Cette étude est réalisée à l'aide de la méthode des éléments finis (logiciel « COMSOL MULTIPHYSICS ») et des deux modules « Pressure Acoustics » et « Solid mechanics ». Ces deux modules analysent respectivement la propagation des ondes acoustiques dans l'air, supposé idéal, et l'évolution des ondes élastiques dans le solide. Nous discutons ensuite l'interaction entre deux HR et la séparation modale qui en résulte. Nous étudions leur comportement en champs proche et lointain en fonction des paramètres de couplage et discutons des conditions pour obtenir de nouvelles opportunités d'absorption à basse fréquence. La méthodologie du calcul est présentée dans la section II.1. Dans la section II.2, consacrée aux résultats et à leur discussion, nous étudions d'abord l'interaction d'une onde de pression incidente avec un seul HR percé d'une ou plusieurs ouvertures à différentes positions. Ensuite, nous nous intéresserons à l'interaction entre deux et quatre résonateurs similaires ou qui diffèrent par un paramètre géométrique, et mettons en évidence le mécanisme physique à l'origine de la séparation modale. Enfin, nous considérons l'effet des pertes thermo-visqueuses du fluide sur les résonances en substituant le module « Pressure Acoustics » par « Thermoviscous Acoustics ». Les conclusions finales sont données dans la section II.3.

## II.1 METHODES

Le HR est constitué d'une cavité sphérique d'épaisseur  $e$ , de rayon  $R$  et de volume  $V$ , reliée à l'environnement par une ouverture de rayon  $r$  et de section  $S$ . Tous les calculs ont été effectués par la méthode des éléments finis (FEM) à l'aide du logiciel COMSOL MULTIPHYSICS. Le problème est modélisé en 3D à l'aide du module "Pressure Acoustics". Dans ce cas, la simulation est basée sur la résolution des équations de Helmholtz dans l'air, considéré comme un fluide élastique linéaire :

$$\nabla^2 P_t + k^2 P_t = 0 \quad (II.1.1)$$

Où  $P_t$  représente la pression totale. La vitesse du son et la densité correspondante sont supposées constantes, prenant les valeurs de  $c = 340$  m/s et  $\rho = 1,225$  kg/m<sup>3</sup>. Une couche parfaitement adaptée (PML) est appliquée de manière sphérique tout autour du modèle pour imiter un milieu ouvert infini.

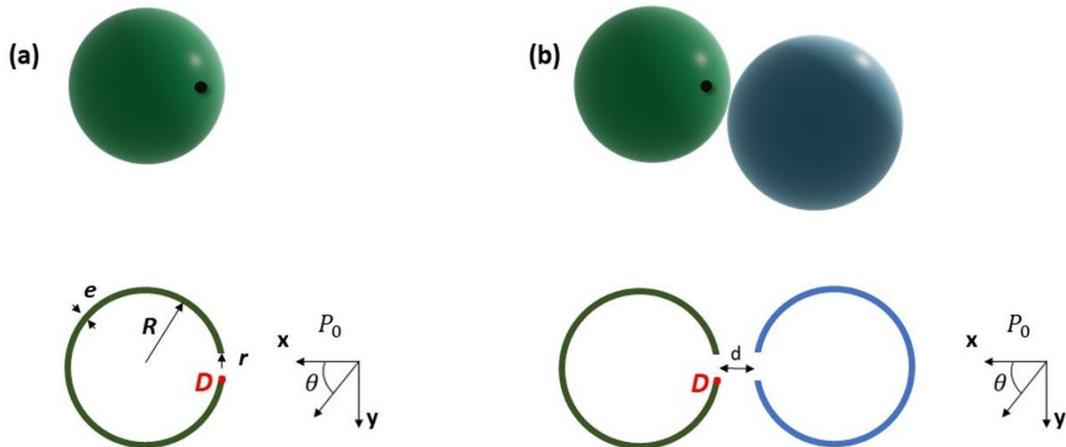
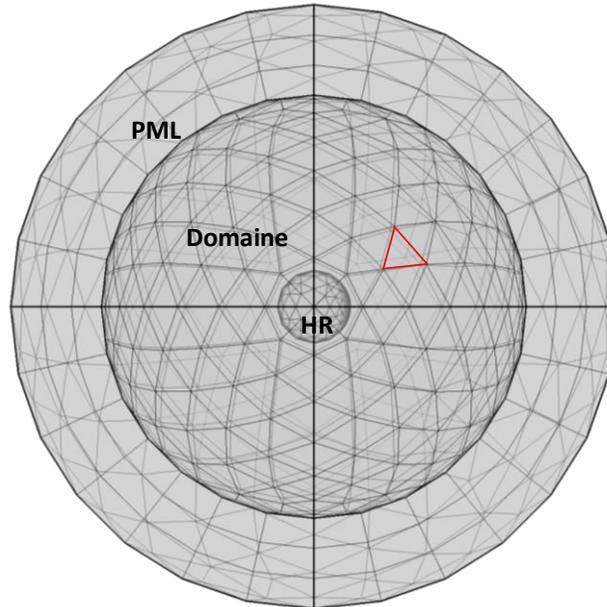


Figure II.1.1 Représentation 3D (haut) et coupe transversale (bas) de (a) un résonateur de Helmholtz simple avec une ouverture et (b) deux résonateurs jumeaux en position face à face. Les paramètres utilisés dans les simulations sont le rayon de la cavité  $R = 12$  mm, le rayon de l'ouverture  $r = 1,5$  mm, l'épaisseur de la sphère  $e = 0,5$  mm, et la distance entre les deux résonateurs  $d = 10$  mm.  $\theta$  est l'angle d'incidence. Dans chaque cas, la source est une onde plane venant de la droite le long de l'axe  $x$ , le champ acoustique en champ proche étant calculé au point  $D$  de l'ouverture.

La figure II.1.1 (a) montre la vue schématique 3D et la section transversale d'un résonateur de Helmholtz sphérique simple. Dans ce chapitre, les paramètres géométriques sont fixés à

$R = 12 \text{ mm}$ ,  $r = 1,5 \text{ mm}$  et  $e = 0,5 \text{ mm}$ , et le matériau du résonateur défini comme un polymère de densité  $1180 \text{ kg/m}^3$ , de module de Young  $2,5.10^9 \text{ Pa}$ , et de coefficient de Poisson  $0.37$ . Le HR est excité par une onde acoustique plane d'angle incident  $\theta = 0^\circ$ , provenant de la droite. Cette onde est définie en utilisant la condition "Background pressure", avec une amplitude de pression initiale  $P_0 = 1,0 \text{ Pa}$ . Dans tous les calculs, la pression totale  $P_t$ , c'est-à-dire la somme de la pression incidente  $P_0$  et de la pression diffusée  $P_s$ , est évaluée au bord de l'ouverture (point  $D$ ) à l'aide d'un détecteur acoustique. En champ proche, l'amplitude de la pression au sein de l'ouverture peut être fortement affectée par la position. La détection au bord de l'ouverture représente un bon compromis pour la détection des résonances avec une amplitude suffisante. Le nombre d'ouvertures a ensuite été portée d'un à quatre et son effet sur la résonance a été analysé.



*Figure II.1.2 Distribution du maillage dans le modèle étudié, où le domaine est divisé en éléments tétraédrique, mis en évidence en rouge, étendus ensuite aux PML.*

Le choix du maillage est essentiel dans les calculs par éléments finis afin d'obtenir la bonne convergence des résultats. Comme le montre la figure II.1.2, une forme tétraédrique est utilisée pour notre domaine à 3D. Les éléments ont une taille maximale et une taille minimale respectivement 20 fois et 200 fois plus petites que la plus petite longueur d'onde incidente choisie, permettant d'obtenir une convergence des résultats. Le maillage est ensuite prolongé et étendu au milieu PML.

La figure II.1.1 (b) montre la représentation à 3D des résonateurs de Helmholtz jumeaux, dans une position face à face, dans laquelle  $d$  indique la distance entre les deux résonateurs. L'onde incidente est d'abord envoyée perpendiculairement aux sections ouvertes ( $\theta = 0^\circ$ ) avant de considérer différentes orientations des sphères par rapport à la direction de l'onde plane incidente. L'effet du couplage entre les résonateurs est analysé en changeant la distance et l'orientation des résonateurs, ainsi que le nombre d'ouvertures.

## II.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS

### II.2.1 Résonateur unique à une ouverture :

Dans cette partie, un résonateur de Helmholtz simple est étudié en considérant la configuration de la figure II.1.1 (a). Une onde incidente est envoyée perpendiculairement à l'ouverture dans la gamme des basses fréquences, ayant une pression  $|P_0| = 1$  Pa. Le champ est analysé en un point D, localisé sur l'ouverture, lieu de communication entre l'environnement et le résonateur.

Comme illustré dans la figure II.2.1, les pressions en ce point sont évaluées par rapport à la pression incidente. La courbe bleue montre le rapport unité. La courbe rouge présente l'évolution de l'amplitude de pression diffusée  $P_s$  en fonction de la fréquence. Cette courbe montre une élévation de la pression avec une amplitude maximale à  $f_1 = 1081$  Hz. Cette valeur maximale provient de l'effet de résonance, où l'air dans l'ouverture se déplace dans un mouvement de va et vient dû aux pressions provenant de l'incidence et de la compression de l'air dans la cavité.

Ce pic est caractérisé par une largeur totale à mi-hauteur  $\text{FWHM} = 9$  Hz, ce qui donne un facteur de qualité de  $Q_l = \frac{f_1}{\text{FWHM}} = 120$ . En passant à des fréquences supérieures à  $f_1$ , la pression diminue progressivement.

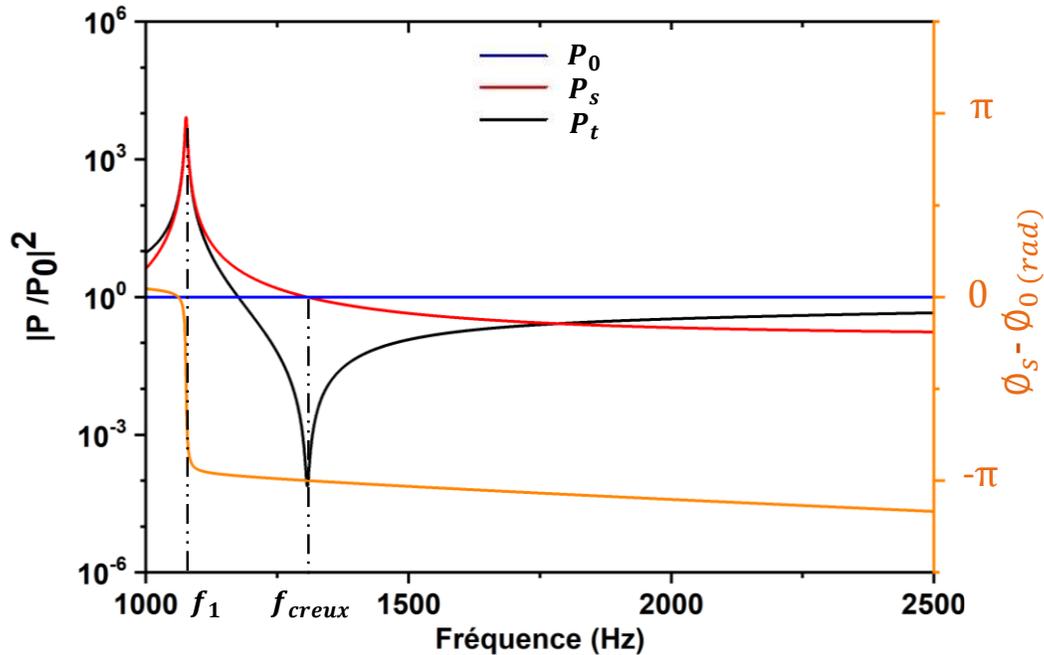
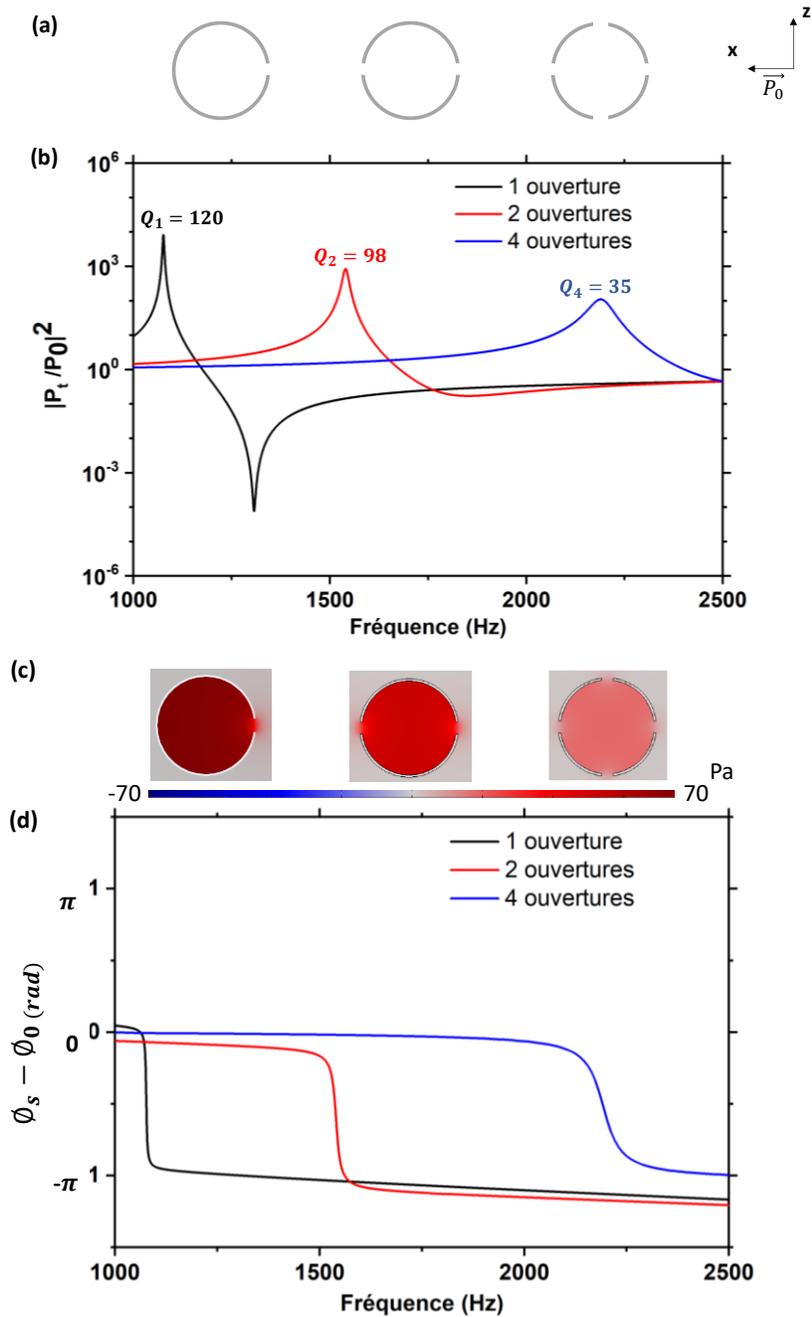


Figure II.2.1 Évolution du module carré des pressions normalisées  $P_t$  totale,  $P_s$  diffusée et  $P_0$  incidente (échelle de gauche), et du déphasage entre l'onde diffusée et l'onde incidente (échelle de droite) pour un seul HR avec une, deux et quatre ouvertures. Les facteurs de qualité sont reportés en haut de chaque pic

La courbe noire illustre l'évolution de l'amplitude de pression totale  $P_t$ , résultante des deux pressions d'incidence et de diffusion ( $P_t = P_0 + P_s$ ). Cette courbe montre, en addition du pic de résonance déjà observé, un creux à  $f_{creux} = 1300$  Hz. Pour comprendre l'origine de ce creux, on se base sur l'évolution des pressions  $P_0$  et  $P_s$  complexes qui donnent la pression résultante  $P_t$ . A un instant donné, une pression ayant la même fréquence, nombre d'onde et position, dépend seulement de l'amplitude et la phase selon l'équation (I.1.2). Le déphasage entre l'onde incidente et diffusée est reporté en orange dans la figure II.2.1. A la fréquence  $f_{creux}$ , les amplitudes de ces deux pressions sont égales, mais en opposition de phase, ce qui conduit à une annulation de la pression totale  $P_t$  et donc à l'apparition d'un zéro de pression. Le creux correspond donc à une interférence destructive entre les champs incident et diffusé.

## II.2.2 Résonateur unique à $n$ ouverture :

Le résonateur est ensuite percé par un nombre  $n$  d'ouvertures afin d'évaluer l'influence du nombre d'ouverture sur la réponse fréquentielle de la résonance.



*Figure II.2.2 (a) Schéma du résonateur simple avec une, deux et quatre ouvertures. (b) Evolution du module carré de la pression totale normalisée (à l'ouverture D) en fonction de la fréquence pour les trois cas, (c) Distribution de la composante réelle de la pression à l'intérieur du résonateur simple avec une ouverture à  $f_1 = 1081$  Hz, deux ouvertures à  $f_2 = 1530$  Hz, et quatre ouvertures à  $f_4 = 2164$  Hz, et (d) l'évolution de la différence de phase (à l'ouverture D) entre  $P_s$  et  $P_0$  en fonction de la fréquence. Les facteurs de qualité sont reportés en haut de chaque pic. et (b) de la phase*

Ding et al.<sup>53</sup> a proposé un résonateur perforé de deux trous. Par variation de l'angle qui les sépare, les auteurs ont mis en évidence une corrélation entre la fréquence de résonance et l'angle de séparation entre les trous. Cependant, cette dépendance devient négligeable au-delà de  $60^\circ$ . Nous limiterons ainsi nos investigations aux trous séparés les uns des autres par un angle de  $90^\circ$  et plus. Dans ce cas, le couplage entre les ouvertures qui appartiennent au même résonateur devient négligeable, et l'étude se concentre seulement sur l'effet du nombre. La figure II.2.2 (a) montre la section dans le plan ( $xOz$ ) un résonateur sphérique simple ayant  $n = 1, 2$  et  $4$  ouvertures de rayon  $r = 1,5$  mm. La figure II.2.2 (b) montre l'évolution de la pression totale  $P_t$  en fonction de la fréquence correspondante dans les trois cas. En augmentant  $n$ , le pic de résonance est déplacé vers des fréquences plus élevées avec une diminution du facteur de qualité, tandis que le creux disparaît progressivement.

Pour mieux comprendre le comportement de ces différentes résonances, la figure II.2.2 (c) montre la carte de champ de la pression totale à l'intérieur du résonateur à une, deux et quatre ouvertures, aux fréquences de résonance correspondantes. Pour une seule ouverture, l'énergie acoustique se confine intensivement à l'intérieur de la cavité et varie progressivement à l'ouverture du fait du mouvement oscillatoire de la densité d'air. La pression est négligeable dans l'entourage en comparaison avec l'intérieur de la cavité.

En augmentant le nombre de trous du résonateur, la pression à l'intérieur de la cavité diminue progressivement de 70 à 10 puis 5 Pa, diminuant ainsi l'énergie stockée. Cette diminution d'énergie entraîne une diminution du facteur de qualité, donné par l'expression suivante<sup>5</sup>,

$$Q_n = \frac{f_n}{\Delta f} = \frac{P_{stocké}}{P_{incident}} \quad (\text{II. 2. 1})$$

Ce qui conduit à l'élargissement du pic de résonance.

Comme déjà discuté dans le chapitre I, l'explication physique du HR se modélise par un oscillateur mécanique. Ainsi, l'augmentation de la fréquence de résonance en fonction du nombre

d'ouvertures est expliquée par l'expression de la fréquence de résonance d'un oscillateur mécanique à multi-ouvertures non couplées :

$$f_n = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{K_i}{m_i}} \quad (\text{II. 2. 1})$$

En remplaçant  $K_i$  et  $m_i$  par leurs équivalents dans le cas du HR, on obtient :

$$f_n = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{\frac{\rho c^2 S_i^2}{V}}{\rho S_i e}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{c^2 S_i}{V e}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n S_i}{V e}}$$

où  $S_i$  est la section de l'ouverture  $i$ . Comme les ouvertures possèdent la même section :

$$f_n = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n S}{V e}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{nS}{V e}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{n} \sqrt{\frac{S}{V e}} = \sqrt{n} \times f_1$$

A titre d'exemple, pour un HR à deux ouvertures où  $S_1 = S_2$ , le résultat théorique  $f_2 = \sqrt{2} \times f_1 = 1529 \text{ Hz}$  est en bon accord avec le résultat numérique.

Cette relation est confirmée analytiquement à partir de l'équation de Helmholtz, comme illustré dans le travail de Krynkin et al.<sup>64</sup>, mettant ainsi en évidence la variation de la fréquence de résonance en fonction de l'augmentation du nombre d'ouvertures. Cette modification s'exprime par un facteur de  $\sqrt{n}$  par rapport à la fréquence initiale à une seule ouverture.

La figure II.2.2 (d) montre l'évolution du déphasage entre la pression diffusée  $\phi_s$  et la pression incidente  $\phi_0$ , en fonction de la fréquence pour les trois cas,  $n = 1, 2$  et  $4$ . Aux basses fréquences, les deux pressions évoluent en phase jusqu'à atteindre la fréquence de résonance  $f_n$ . Comme attendu dans tous les phénomènes de résonance, autour de cette fréquence, une opposition de phase est observée entre les deux ondes, incidente et diffusée.

En résumé, la fréquence et le facteur  $Q$  de la résonance peuvent être modifiés en ajustant le nombre d'ouvertures. Une augmentation du nombre de trous déplace la résonance vers des fréquences plus élevées et diminue le facteur de qualité.

### II.2.3 Etude en champ lointain :

Nous étudions dans cette sections la distribution du champ lointain à grande distance des résonateurs, en utilisant la condition « Calcul du champ extérieur » dans le module "Pressure

Acoustics". Nous examinons ce champ sonore sur un contour circulaire situé dans le plan  $(xOz)$ , indiqué en rouge sur la figure II.2.3. Ce contour est défini par un point  $E$  qui se déplace le long du cercle en changeant d'angle  $\gamma$  entre les deux axes  $\overrightarrow{OE}$  et  $\overrightarrow{Ox}$ . Cela nous permet d'explorer différentes orientations. Pour  $\gamma = 0^\circ$ , le point  $E$  se trouve sur l'axe  $\overrightarrow{Ox}$ .

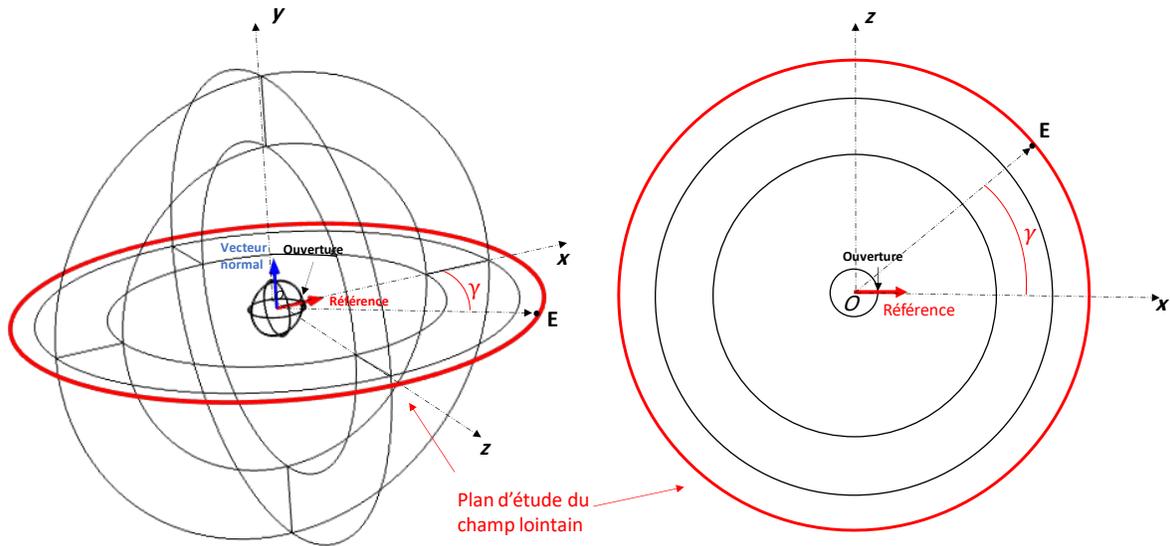


Figure II.2.3 Représentation 3D et coupe transversale selon  $x$  et  $z$ . Le contour circulaire en champ lointain est représenté en rouge.

La figure II.2.4 représente la diffusion en champ lointain pour les trois cas considérés,  $n = 1, 2$ , et  $4$ . Les résultats sont présentés sous forme de tracés polaire  $(m, \gamma)$  à  $2D$ , où  $m$  représente l'amplitude de la pression diffusée au point  $E$ . Ce champ extérieur diffusé résulte de la superposition des ondes incidente et diffusé. La figure II.2.4 (a) illustre le cas d'une seule ouverture. L'amplitude  $m$  se présente comme un cercle de rayon constant, indépendant de la variation d'angle  $\gamma$ . Cette représentation met en évidence la distribution isotrope du champ. Pour  $n = 2$  (Figure II.2.4 (b)), la distribution de  $m$  est elliptique avec le petit axe dans la direction des deux ouvertures. Pour  $n = 4$ , le système retrouve sa forme circulaire et donc une diffusion isotrope.

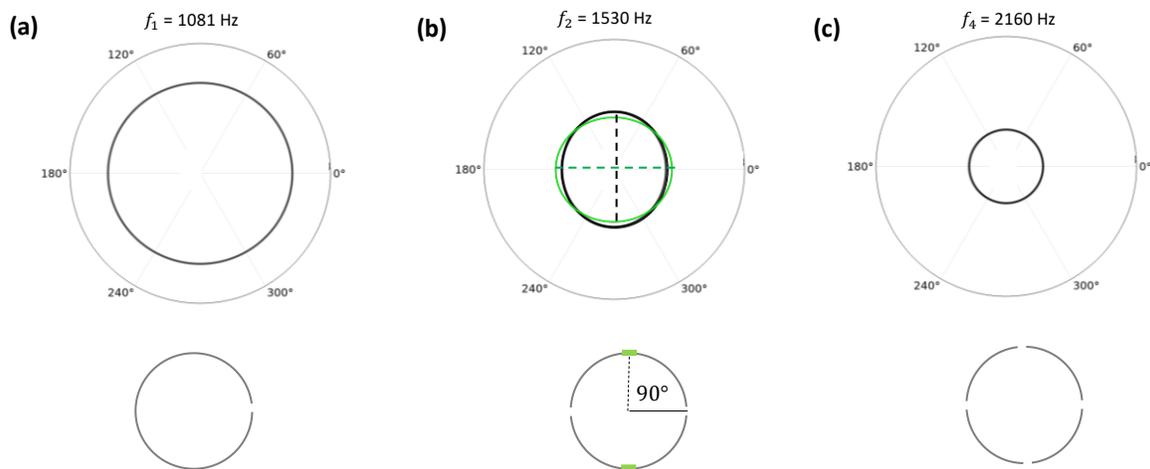


Figure II.2.4 Courbes polaires de la norme du champ lointain de la pression diffusée  $|P_s|$  des HR avec une, deux, et quatre ouvertures, respectivement pour les fréquences,  $f_1 = 1081$  Hz,  $f_2 = 1530$  Hz, et  $f_4 = 2160$  Hz.

En se focalisant sur le cas de  $n = 2$  et dans le but de comprendre la distribution elliptique en champ lointain, une rotation de  $90^\circ$  du résonateur par rapport à sa configuration initiale a été considérée. Comme le montre la Figure II.2.4 (b), la courbe verte illustre la distribution du champ lointain pour cette nouvelle configuration. Cette manipulation a conduit à une rotation du champ lointain de  $90^\circ$ , ce qui souligne la présence d'une corrélation significative entre la géométrie du résonateur et la distribution en champ lointain.

## II.2.4 Double résonateurs couplés à $n$ ouvertures :

Nous étudions maintenant l'effet du couplage entre deux résonateurs identiques ayant les mêmes paramètres géométriques. Ces deux résonateurs sont placés en position face à face, et sont séparés par une distance  $d = 10$  mm comme le montre la figure II.1.1 (b). Une onde incidente est envoyée perpendiculairement aux ouvertures dans la gamme des basses fréquences, avec une pression  $|P_0| = 1$  Pa. Le champ est analysé en un point  $D$ , localisé à l'ouverture du résonateur initial, comme dans le cas du résonateur simple.

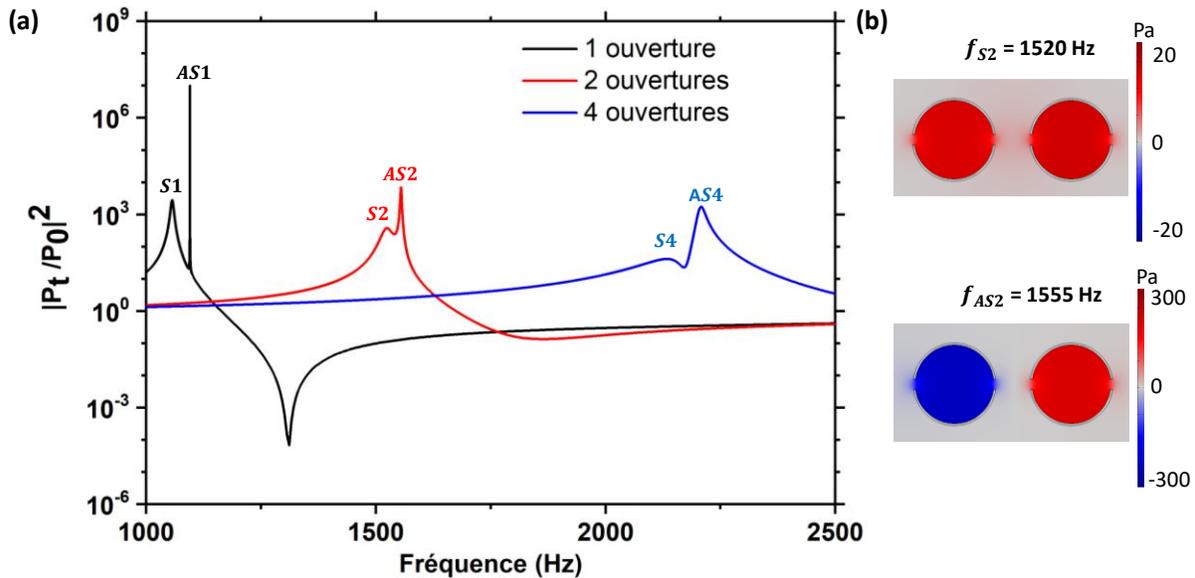


Figure II.2.5 (a) Évolution du module carré de la pression totale normalisée au point D en fonction de la fréquence pour des HR jumeaux face à face ( $d = 10$  mm) avec une, deux et quatre ouvertures. L'angle d'incidence est  $\theta = 0^\circ$ . (b) Distribution de la partie réelle de la pression totale pour le premier pic à  $f_{S_2} = 1520$  Hz (haut) et le second pic à  $f_{AS_2} = 1555$  Hz (bas).

L'évolution de la pression totale est représentée sur la figure II.2.5 (a) en fonction de la fréquence pour différents nombres d'ouvertures, à savoir  $n = 1, 2$  et  $4$ . Pour  $n = 1$  (courbe noire), et par rapport au HR unique avec une seule ouverture, un pic étroit additionnel apparaît à 1095 Hz. Les deux résonances présentent une différence notable dans leur facteur de qualité, avec 151 pour le premier pic et 2941 pour le second. En augmentant le nombre d'ouvertures, les deux pics de résonance se déplacent vers des fréquences plus élevées avec une amplitude décroissante, tout en conservant une amplitude supérieure pour le second pic. Le facteur de qualité de ce dernier atteint 622 pour deux ouvertures, et 115 pour quatre. Ainsi, le cas de  $n = 2$  est étudié dans la suite car il présente un bon compromis entre amplitude et facteur de qualité. Une recherche similaire a été réalisée en couplant deux résonateurs de Helmholtz cylindriques ayant des volumes différents<sup>62</sup>. Les auteurs ont démontré analytiquement et expérimentalement, en se basant sur le système électrique RLC, l'apparition des deux pics de résonance qui dépendent de plusieurs facteurs notamment de leur distance.

Pour analyser l'origine de ces deux pics, nous montrons sur la figure II.2.5 (b) la distribution de la partie réelle de la pression totale. La distribution du haut correspond au premier pic, à la fréquence de 1520 Hz. La pression dans les deux résonateurs présente une couleur rouge correspondant à une pression positive, ce qui signifie que l'air à l'intérieur des deux cavités est comprimé. Dans ce cas, par rapport au plan de séparation entre les deux résonateurs, la vibration est symétrique (pic S).

L'illustration du bas montre la carte de champ du second pic à la fréquence de 1555 Hz. La pression dans les résonateurs est en opposition de phase avec une couleur rouge (pression positive) et une couleur bleue (pression négative) respectivement. Par rapport au plan de séparation entre les deux résonateurs, la vibration est cette fois antisymétrique (pic AS).

La figure II.2.6 montre l'évolution du déphasage entre les deux résonateurs distants de 10 mm en fonction de la fréquence : La phase de 0 à  $\pi$  lors du passage de la fréquence  $f_S$  puis de  $\pi$  à  $2\pi$  lors du passage de la fréquence AS.

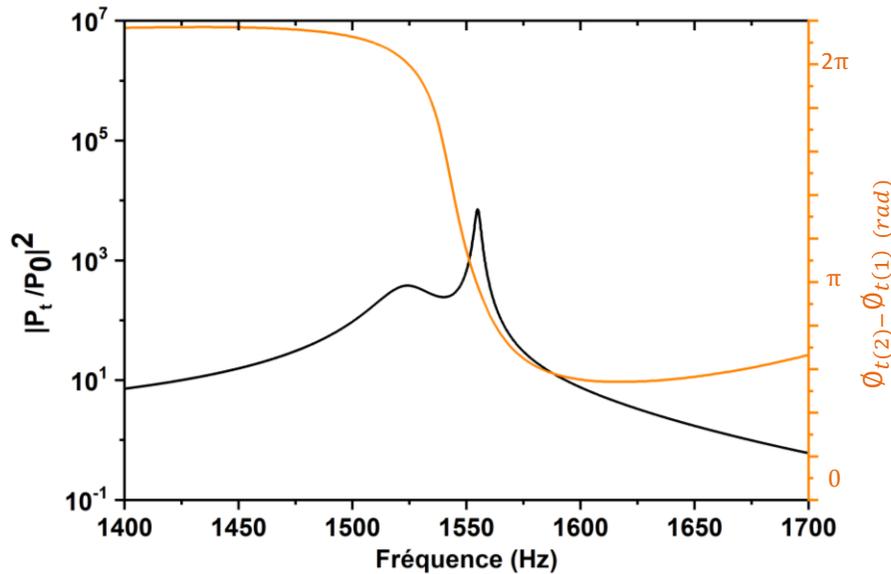


Figure II.2.6 Évolution du déphasage de la pression totale  $\Phi_t$  (échelle de gauche), entre deux HR jumeaux distant de  $d = 10$  mm en position face à face

Le mécanisme physique à l'origine de l'existence des deux pics est caractéristique d'une levée de dégénérescence résultant du couplage entre les deux HR. Le résultat conduit à l'apparition

de deux résonances distinctes, symétrique (*pic S*) et antisymétrique (*pic AS*) par rapport au plan médian entre résonateurs, aux fréquences respectives  $f_{Sn}$  et  $f_{ASn}$ .

### II.2.5 Influence de l'inter-distance entre résonateurs :

Le mécanisme de couplage entre deux résonateurs montre une possibilité de manipuler les propriétés de résonance et d'élargir l'absorption à basse fréquence. Ainsi, dans cette partie, nous étudions de manière systématique l'effet de l'inter-distance  $d$  entre les résonateurs (figure II.2.7 (a)). Pour  $d \geq 50$  mm (courbe violette), une seule résonance est obtenue à  $f = 1530$  Hz avec un facteur de qualité  $Q = 98$ , comme dans le cas d'un seul HR simple. A ces distances élevées, les résonateurs se comportent de façon individuelle, donc indépendamment les uns des autres.

Lorsque les deux HR se rapprochent à des distances  $< 50$  mm, le pic de résonance du HR simple se divise en deux pics distincts comme déjà observé précédemment. Plus la distance diminue et plus l'intensité du couplage augmente, conduisant à un éloignement des deux pics : le pic *S* se déplace vers les basses fréquences jusqu'à une limite de 1250 Hz, alors que le pic *AS* tend vers les hautes fréquences jusqu'à une fréquence de 1750 Hz. Ainsi la résonance est manipulée dans la gamme de fréquence [1250 Hz, 1750 Hz] en variant la distance entre résonateurs.

La figure II.2.7 (b) montre l'évolution du déphasage entre les deux résonateurs pour les différentes distances. A chaque passage de la résonance, symétrique et antisymétrique, nous observons un saut de phase de  $\pi$ .

Par conséquent, le couplage étend la fonctionnalité des HR à manipuler les ondes acoustiques à des fréquences basses.

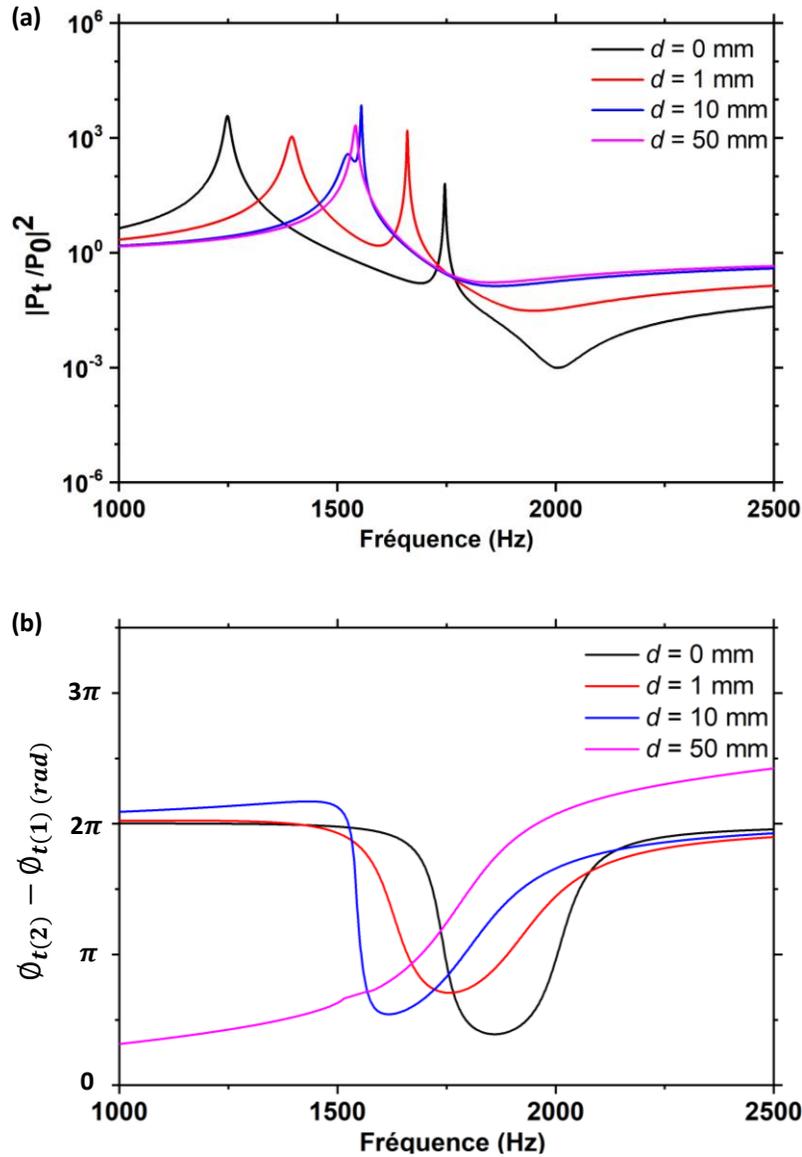


Figure II.2.7 Evolution (a) du module carré et (b) du déphasage de la pression totale normalisée en fonction de la fréquence pour des HR jumeaux avec deux ouvertures en position face à face, pour différentes valeurs de l'inter distance  $d$ .

## II.2.6 Distribution en champ lointain :

Dans cette section, nous analysons l'effet du couplage sur la diffusion du son en champ lointain. La figure II.2.8 montre pour  $d = 10$  mm le diagramme de rayonnement du pic  $S$  (panneau de gauche) et du pic  $AS$  (panneau de droite). Ce diagramme est illustré en tracé polaire comme déjà discuté précédemment.

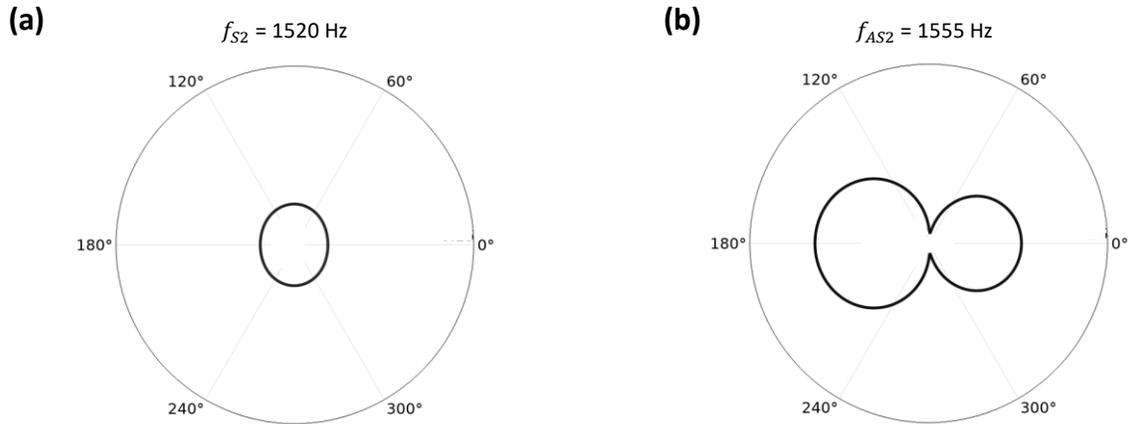


Figure II.2.8 Distributions en champ lointain de la pression diffusée  $|P_s|$  des HR jumeaux avec deux ouvertures ( $d = 10 \text{ mm}$ ), placés à l'origine  $O$  et disposés le long de l'axe horizontal, pour le pic  $S$  (gauche) à  $f_{S-2} = 1520 \text{ Hz}$ , et pour le pic  $AS$  (droite) à  $f_{AS-2} = 1555 \text{ Hz}$ .

Dans le premier cas, la pression du champ lointain présente une distribution angulaire elliptique, presque circulaire, résultant de l'interférence entre les ondes incidentes et diffusées. L'axe principal de l'ellipse, correspondant à une amplitude supérieure de diffusion de l'onde, est orienté perpendiculairement à l'axe horizontal qui relie les deux HRs. La forme quasi circulaire est caractéristique de la diffusion en champ lointain d'une résonance monopolaire. À la fréquence du pic  $AS$  (panneau de droite), le diagramme de rayonnement présente deux lobes de diffusion. On retrouve ici la diffusion en champ lointain d'une résonance dipolaire. L'onde incidente se propageant de gauche à droite arrive sur le HR de gauche avant celui de droite. Cette dissymétrie dans le système initial introduit l'anisotropie de l'onde diffusée. Les HR jumeaux se comportent ainsi comme un diffuseur monopolaire à la fréquence du pic  $S$  et comme un dipôle à la fréquence du pic  $AS$ .

## II.2.7 Influence de l'orientation des résonateurs :

Dans ce qui suit, nous modifions les positions des ouvertures face à face tout en gardant fixe les trous opposés. L'encart de la figure II.2.9 définit l'angle de variation  $\alpha$  et la courbe montre l'évolution de la pression totale en fonction de la fréquence en orientant ces ouvertures de  $\alpha = 0^\circ$ ,  $40^\circ$ , et  $60^\circ$ . La rotation augmente la distance entre ouvertures de résonateurs et semble être une deuxième façon de contrôler le couplage et donc la séparation des deux résonances. En effet,

l'augmentation de l'angle  $\alpha$  de  $0^\circ$  à  $60^\circ$  réduit la séparation entre les résonances  $S$  et  $AS$ , conduisant à une convergence des deux fréquences.

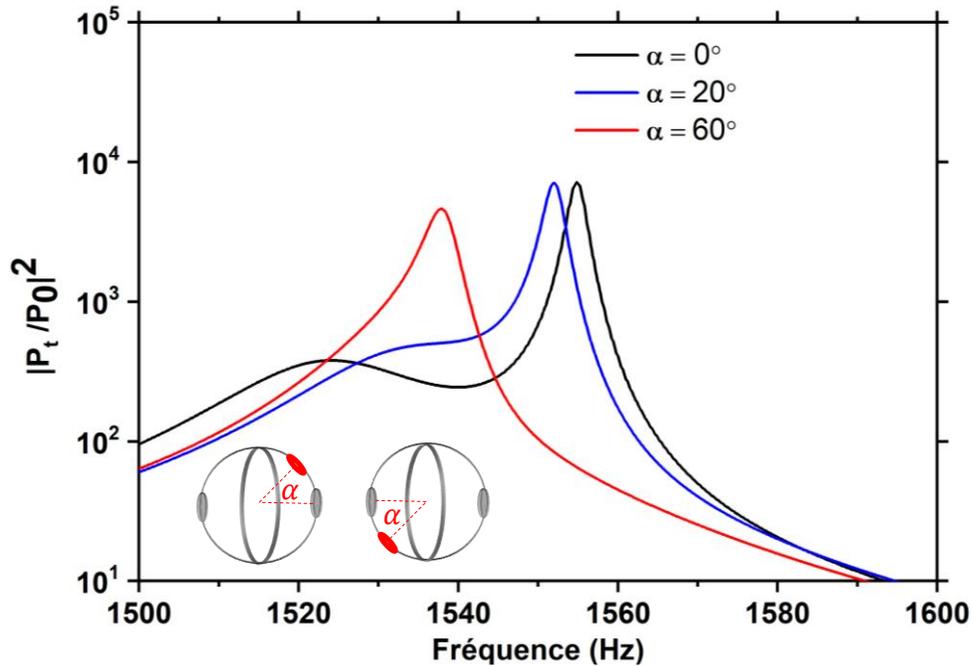


Figure II.2.9 Evolution du module carré de la pression totale normalisée en fonction de la fréquence pour des HR jumeaux à deux ouvertures, en faisant varier l'orientation des ouvertures face à face par  $\alpha$  (encart).

Ceci peut être mieux compris grâce à la distribution de la pression totale locale, illustrée dans la figure II.2.10 (b), qui montre les contours isobares du pic  $AS$  pour les trois valeurs de  $\alpha$ . Les pressions à l'intérieur des HR sont en opposition de phase, à savoir bleu dans la première et rouge dans la seconde, ce qui est caractéristique du comportement dipolaire du pic  $AS$ . Avec la représentation isobare, on peut voir que la distribution de la pression à l'intérieur de la sphère est presque constante et entièrement colorée en rouge ou en bleu. A l'extérieur des sphères, les isobares vertes montrent que la pression radiative initialement émise le long de la direction horizontale lorsque  $\alpha = 0^\circ$  s'oriente progressivement vers une émission diagonale en accord avec la nouvelle orientation des ouvertures. Malgré cette réorientation, les deux résonateurs restent connectés, ce qui confirme la persistance du couplage et donc la levée de la dégénérescence. Bien entendu, lorsque  $\alpha$  augmente, l'interaction entre les résonateurs devient plus faible, ce qui explique la convergence des deux pics vers la fréquence dégénérée.

En champ lointain, la variation de  $\alpha$  induit également une rotation du diagramme de rayonnement du pic AS, comme le montre la figure II.2.10 (b), dans la même direction que les ouvertures. Cela correspond à la nouvelle orientation du dipôle et montre que la direction du rayonnement peut être contrôlée pour les sons à basse fréquence en utilisant la résonance AS et différentes orientations des ouvertures.

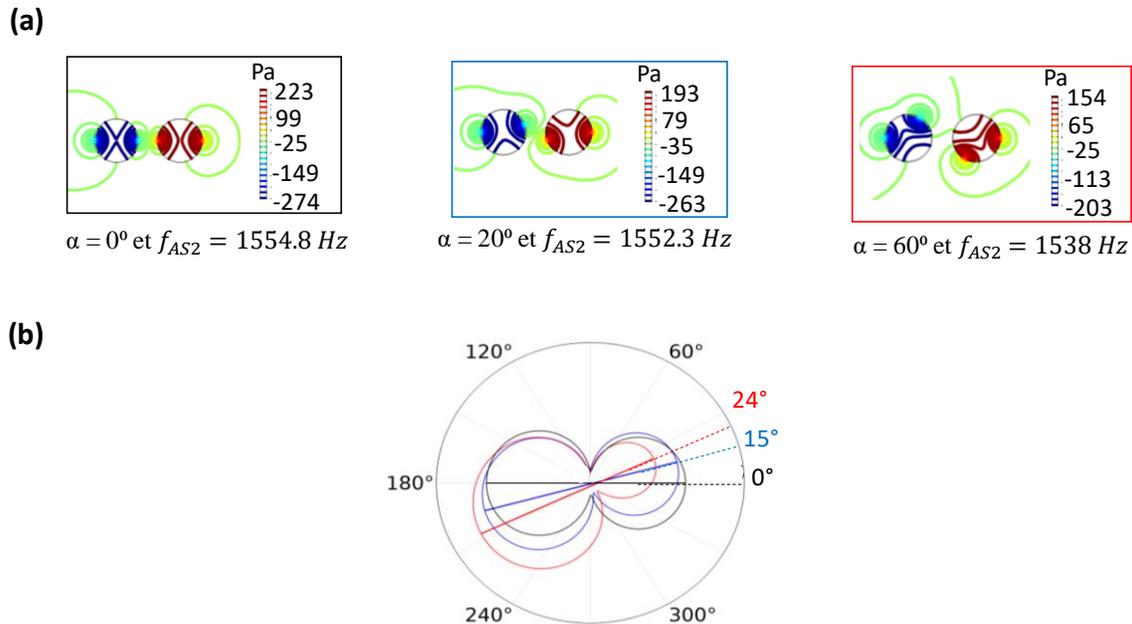


Figure II.2.10 Contours isobares de la fréquence de crête de l'AS en (a) champ proche et (b) champ lointain, dans le plan des trous, pour  $\alpha = 0^\circ$  à  $f_{AS-2} = 1554,8 \text{ Hz}$  (noir),  $\alpha = 20^\circ$  à  $f_{AS-2} = 1552,3 \text{ Hz}$  (bleu),  $\alpha = 60^\circ$  à  $f_{AS-2} = 1538 \text{ Hz}$  (rouge).

## II.2.8 Quadruple résonateurs couplés

Nous nous intéressons maintenant au système de quatre résonateurs connectés. Mahesh et Mini<sup>76</sup> ont effectué une analyse analytique et numérique pour étudier l'influence du couplage entre quatre résonateurs de Helmholtz sur la réponse en absorption. Lorsqu'ils ont disposé ces résonateurs de manière séquentielle, ils ont obtenu quatre pics d'absorption distincts. Cependant, lorsque les résonateurs similaires ont été placés côte à côte en configuration parallèle, un seul pic d'absorption était observé. Dans notre étude, nous avons établi une connexion directe entre les résonateurs en les perçant de quatre ouvertures (figure II.2.11 (a)), et en les plaçant à une très courte distance l'un de l'autre, soit à 1 mm d'intervalle. Comme précédemment, des ouvertures face

à face ont été considérées afin de favoriser l'interaction entre les résonateurs et l'élargissement potentiel des pics de résonance.

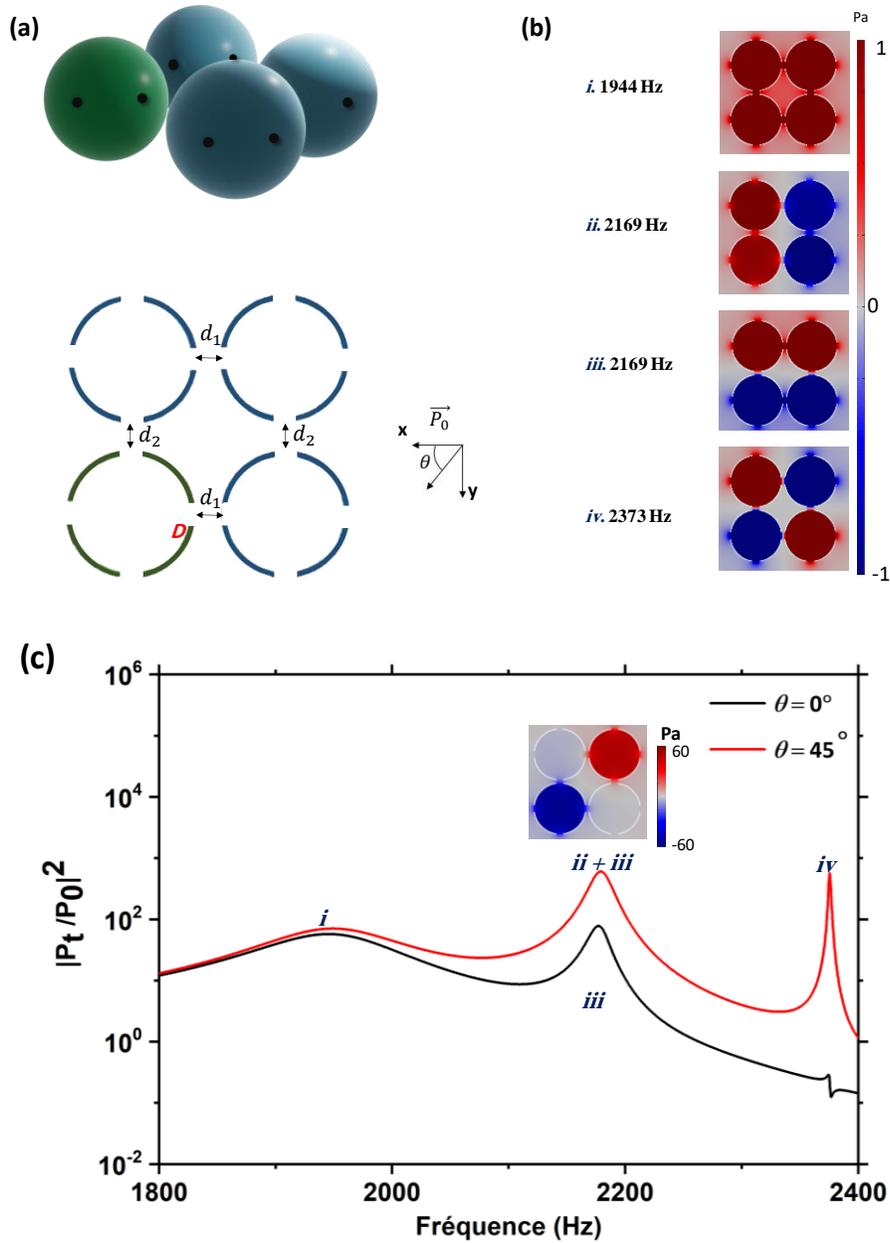


Figure II.2.11 (a) Représentation 3D (haut) et section transversale (bas) de résonateurs de Helmholtz quadruple avec quatre ouvertures séparées par  $d_1 = d_2 = 1$  mm. (b) Représentation des modes propres. (c) Excitation du système sous incidence normale (noir) et  $45^\circ$  (rouge), avec en encart la distribution du champ acoustique total à la résonance (*ii + iii*).

Nous représentons d'abord dans la région du champ proche les modes propres d'une supercellule composée de quatre résonateurs dans l'air, séparés par une distance  $d_1 = 1$  mm entre résonateurs gauches et droits, et  $d_2 = 1$  mm entre résonateurs hauts et bas. L'insertion de cette distance permet d'éviter les points de singularité entre résonateurs dans le modèle numérique pouvant être à l'origine de points de divergences. Pour effectuer le calcul des modes propres, la cellule unitaire quadruple a été répétée périodiquement dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  avec un large paramètre de maille de  $a = 130$  mm afin de maintenir les systèmes à l'intérieur de chaque cellule unitaire éloignés les uns des autres. Comme le montre la figure II.2.11 (b), nous avons trouvé quatre combinaisons de modes propres résultant du couplage entre les quatre HR : un mode symétrique à 1944 Hz, deux modes antisymétriques dégénérés dipolaires à 2169 Hz et un mode quadripolaire à 2373 Hz.

Nous avons ensuite calculé la réponse en pression totale des résonateurs sous incidence normale,  $\theta = 0^\circ$ , ou sous un angle  $\theta = 45^\circ$  (figure II.2.11 (c)). La détection est réalisée au point  $D$ . Dans le premier cas, deux pics apparaissent, tandis que dans le second cas, trois résonances se produisent. Selon la symétrie de notre système quadruple, seuls les modes (i), (ii) et (iii) peuvent être excités par une onde plane sous une excitation normale, tandis que les modes (ii) et (iv) peuvent être excités sous une incidence oblique. Il convient de noter que dans les deux cas, les pics de résonance du milieu de la figure II.2.11 (c) résultent d'une combinaison des modes (ii) et (iii). Cette résonance, dont le champ de pression total est illustré dans l'encart de la figure III.2.11 (c), représente, avec la résonance (iv), une nouvelle opportunité de manipulation des sons à basse fréquence.

Ensuite, nous avons modifié la distance  $d_2$  séparant les résonateurs du haut et du bas. La figure II.2.12 (a) montre l'évolution de la pression totale en fonction de la fréquence sous incidence de  $\theta = 45^\circ$ , en variant  $d_2$  de 1 mm, 3 mm, et 20 mm. Pour  $d_2 = 3$  mm, quatre pics apparaissent aux fréquences suivantes : 2018 Hz, 2130 Hz, 2238 Hz, et 2330 Hz correspondant aux quatre modes propres déjà discutés. Cette séparation conduit à une brisure de symétrie selon  $y$ , qui résulte en une séparation des deux pics (ii) et (iii). Pour  $d_2 = 20$  mm, seuls deux pics subsistent à 2076 Hz et 2288 Hz. A cette distance, le couplage entre résonateurs hauts et bas devient négligeable. La figure II.2.12 (b) montre les cartes de champ correspondantes à ces deux pics. En tenant compte de

chaque couple seul, nous pouvons relier ces modes aux modes symétriques et antisymétriques déjà discutés dans les sections précédentes.

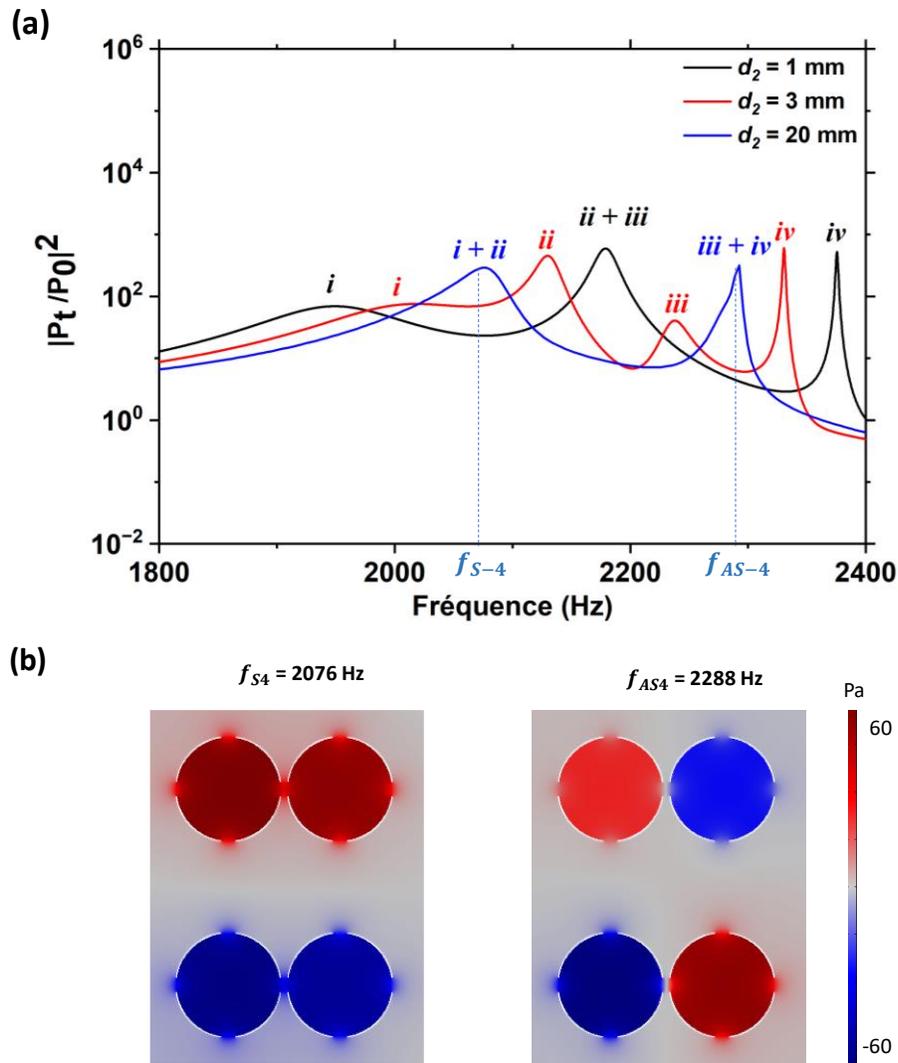


Figure II.2.12 (a) Evolution du module carré de la pression totale normalisée en fonction de la fréquence sous incidence  $45^\circ$  avec changement de la distance  $d_2$  de 1 mm (noir), 3 mm (rouge) et 20 mm (bleu).

(b) Distribution en champ proche de la partie réelle de la pression totale complexe à l'intérieur des résonateurs couplés avec quatre ouvertures pour le premier pic à  $f_{S-4} = 2076$  Hz (gauche) et le second pic à  $f_{AS-4} = 2288$  Hz (droite), à une distance  $d_2 = 20$  mm.

En résumé, un système de quatre résonateurs de Helmholtz couplé permet la génération de modes additionnels, offrant ainsi une flexibilité accrue pour la manipulation des ondes sonores à des fréquences distinctes en jouant sur le paramètre de distance.

### II.2.9 Influence des pertes thermo-visqueuses :

Les résultats précédents décrivent un système physique idéal permettant de comprendre les principes fondamentaux des HR couplées et de leurs diffusions en champ proche et lointain. Dans cette section, nous considérons l'amortissement thermo-visqueux et discutons de la manière dont les résonances sont affectées, les facteurs de qualité et les fréquences pouvant être fortement modifiés par les phénomènes d'absorption.

Pour inclure la viscosité et les effets thermiques, le mouvement de l'air est décrit sur la base des équations linéarisées de la quantité de mouvement, de la continuité et de l'énergie. Ces équations décrivent comment la vitesse, la pression, la température et la densité d'un fluide en mouvement sont liées.

L'équation de quantité de mouvement est basée sur la seconde loi de Newton indiquant que la force nette exercée sur l'élément d'air est égale à sa masse multipliée par l'accélération de la particule

$$i\omega\rho_0\vec{v}_t = -\nabla P_t\vec{I} + \nabla \cdot (\mu[\nabla\vec{v}_t + (\nabla\vec{v}_t)^T]) - \left[\frac{2}{3}\mu - \mu_B\right] [\nabla \cdot \vec{v}_t]\vec{I}$$

Et selon l'équation de continuité, une conservation de la masse d'une particule de fluide conduit à :

$$i\omega\rho_t = -\rho_0\nabla\vec{v}_t$$

En conservant l'énergie du système provenant du flux net de chaleur dans l'élément, et du taux de travail effectué sur l'élément sous l'effet des forces de volume et de surface, on obtient :

$$i\omega(\rho_0 C_p T_t - T_0 \alpha_p P_t) = \nabla \cdot (\kappa \nabla T_t)$$

L'air est défini comme un fluide compressible, et sa densité varie de la manière suivante :

$$\rho_t = \rho_0(\beta_T P_t - \alpha_p T_t) \quad (\text{II. 2. 3})$$

où  $P_t$ ,  $v_t$ ,  $T_t$  et  $\rho_t$  représentent la pression acoustique totale, le champ de vitesse, la température et la densité du gaz,  $P_0$ ,  $T_0$ , et  $\rho_0$  les valeurs moyennes de pression, de la température et de la densité,  $\mu_B$  la viscosité de volume et  $\mu$  la viscosité dynamique. Les valeurs utilisées dans les simulations sont celles de l'air, à savoir  $P_0 = 1 \text{ atm}$ ,  $T_0 = 293 \text{ K}$ , et  $\rho_0 = 1.225 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu_B = 1.09 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$  et  $\mu = 1.81 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$ .  $C_p$ ,  $\kappa$ ,  $\beta_T$ , et  $\alpha_p$  sont la capacité thermique à pression constante, le coefficient de conduction thermique, la compressibilité isotherme, et le coefficient de dilatation thermique.  $\vec{I}$  est le vecteur d'identité. L'épaisseur de la couche limite visqueuse dans l'air est de 0,22 mm. Le résonateur est modélisé comme initialement fixe avec une vitesse nulle.

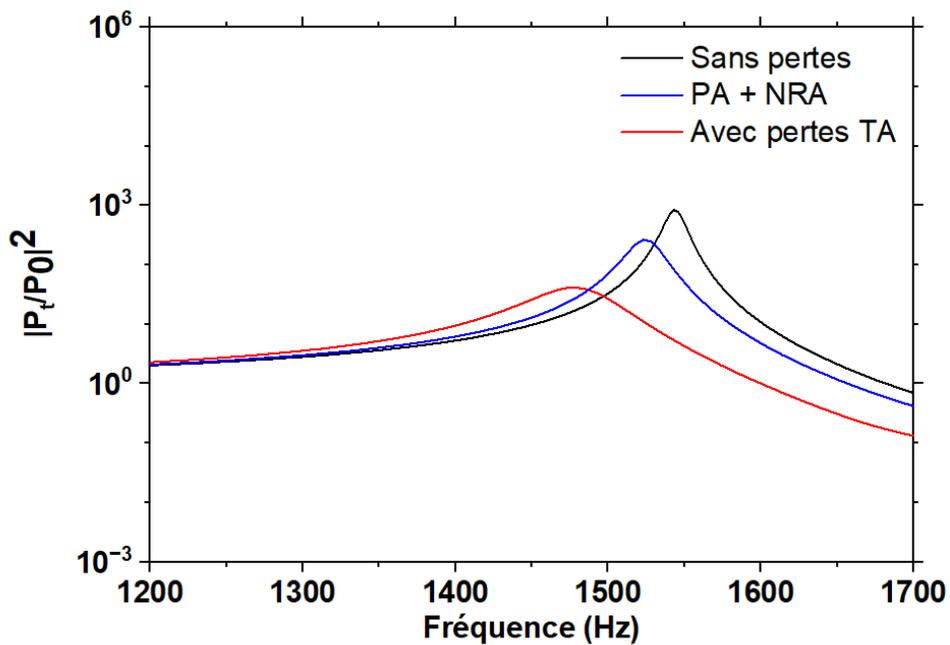


Figure II.2.13 Evolution du module carré de la pression totale normalisée en fonction de la fréquence pour un système sans perte (noir) et avec perte « Narrow region acoustics » (bleu), et « Thermoviscous acoustics » (rouge)

L'impact de la dissipation sur les résonances existantes est illustré sur la figure II.2.13 (a), qui représente l'évolution de la pression totale en fonction de la fréquence pour un résonateur unique. Le système étudié se compose principalement de deux éléments essentiels : les cavités et les ouvertures. Les ouvertures comprennent un passage étroit où les pertes sont les plus significatives. Ainsi, nous comparons deux modèles représentant les pertes du système, le premier

tient compte des pertes de l'ouverture toute seule ayant un temps de calcul moins important, et le deuxième considère les pertes du système complet.

Pour le premier modèle, nous utilisons le module "Pressure acoustics PA" pour définir l'ensemble, mais pour l'ouverture, nous utilisons "Narrow Region Acoustics NRA". Dans ce cas, seules les pertes résultant du passage de l'air à travers l'ouverture étroite sont prises en compte. Le système tient compte seulement de la viscosité dynamique  $\mu$ , avec  $\mu_B = \kappa = 0$ . Le deuxième modèle repose sur le module "Thermoviscous acoustics", qui intègre toutes les pertes d'énergie du fluide, en tenant compte aussi de la viscosité de volume  $\mu_B$  et la conductivité thermique  $\kappa$ .

L'incorporation de pertes entraîne un décalage du pic de résonance vers des fréquences plus basses dans les deux modèles, en plus d'une réduction de l'amplitude et d'un élargissement de la bande passante. Cependant, cet effet est plus marqué lors de l'utilisation du modèle TA.

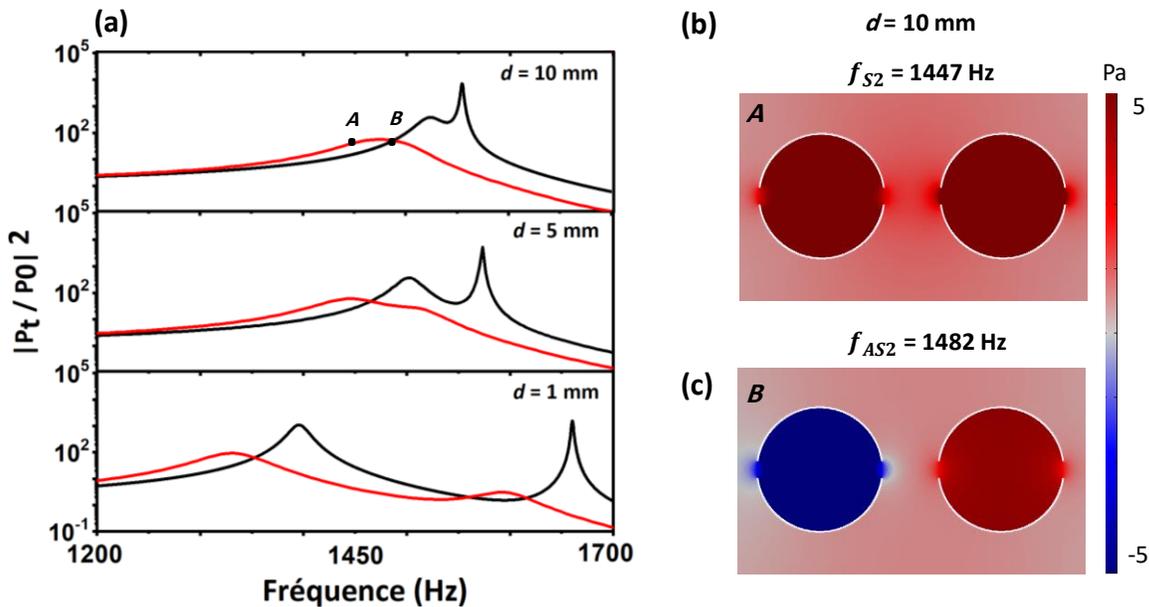


Figure II.2.14 (a) Evolution du module carré de la pression totale normalisée en fonction de la fréquence pour un système sans perte (noir) et avec perte (rouge) de deux résonateurs à double ouverture, espacés de  $d = 10$  mm,  $5$  mm, et  $1$  mm. (b) Distribution en champ proche de la pression totale réelle à l'intérieur des résonateurs couplés avec deux ouvertures espacées de  $d = 10$  mm pour : A ( $f_{S2} = 1447$  Hz) et, B ( $f_{AS2} = 1482$  Hz).

La figure II.2.14 montre les résultats d'une paire de HR à différentes distances  $d$  en utilisant le module TA. A  $d = 10$  mm, l'élargissement des deux résonances entraîne un chevauchement des pics avec un maximum relativement plat. Nous avons tracé la carte du champ proche de la pression totale réelle dans la figure II.2.14 (b). À 1447 Hz (point *A*), nous pouvons détecter une oscillation en phase des champs de pression à l'intérieur des deux cavités, indiquant un pic *S* par rapport au plan médian de séparation entre les deux résonateurs. À 1482 Hz (point *B*), les pressions oscillent en opposition de phase à l'intérieur des résonateurs, l'air étant détendu dans le premier et comprimé dans l'autre, ce qui produit un pic *AS*. Ainsi, la dissipation affecte les formes des résonances tout en maintenant leur comportement physique, et la dualité des pics demeure même en présence de la dissipation du fluide. Lorsque nous approchons les HR à une distance de 5 mm (figure II.2.14 (a)), les deux résonances commencent à se séparer en raison du couplage accru, avec toutefois un pic *AS* plus amorti. Pour  $d = 1$  mm, le couplage devient plus fort et nous observons une plus grande séparation des pics avec un décalage de fréquence causé à la fois par la viscosité et les effets thermiques.

## II.3 SYNTHÈSE

Dans ce travail, nous avons étudié le comportement des résonateurs de Helmholtz dans un champ acoustique. Pour un résonateur unique à une ouverture, la réponse montre l'apparition d'un pic de résonance ainsi que d'un creux résultant des interférences destructives entre l'onde incidente et diffusée. Nous avons ensuite analysé la réponse de résonance en augmentant le nombre de trous, qui a pour conséquence un décalage des fréquences de résonance. Par la suite, nous avons évalué l'interaction entre des HRs jumeaux en changeant leur inter-distance et l'orientations entre leurs ouvertures. Nous avons montré que la levée de dégénérescence de la résonance basse fréquence peut être élevée donnant lieu à un pic  $S$  et un pic  $AS$  par rapport au plan médian de symétrie entre les HR jumeaux. L'évolution de la fréquence des deux pics a été analysée en fonction des paramètres géométriques. Plus précisément, il a été constaté que, lorsque la distance entre les deux ouvertures internes diminue, l'écart de fréquence entre les deux résonances augmente, ce qui est cohérent avec l'augmentation du couplage entre les résonateurs. La force du couplage a également été modifiée en changeant la position des ouvertures en regard, dans un système de deux résonateurs avec deux ouvertures chacun. Nous avons constaté que les fréquences de deux résonances peuvent être rapprochées lorsque l'angle augmente. En champ lointain, nous avons également montré que l'orientation du diagramme de rayonnement associé au pic  $AS$  peut être modifiée par la position de deux ouvertures. Dans l'utilisation des métasurfaces pour le contrôle des fronts d'onde par manipulation de phase, un tel décalage de fréquence est de première importance pour le contrôle de la phase entre les unités, ouvrant ainsi de nouvelles opportunités dans le pilotage des fronts d'onde. Une généralisation à un système HRs quadruple a été discutée, avec la possibilité de générer des résonances multiples résultant de l'interaction, et dépendant de la distance entre les résonateurs. Pour les problèmes expérimentaux à venir, nous avons ajouté dans le modèle la dissipation du fluide qui décale les fréquences de résonance tout en diminuant l'intensité du pic, en particulier pour les résonances à haut facteur de qualité. Cependant, la distribution du champ (phase et amplitude) des vibrations  $S$  et  $AS$  résultant du couplage reste préservée. Le couplage entre les HR ouvre de nouvelles possibilités dans le contrôle des fronts d'onde et l'absorption des ondes acoustiques dans le domaine sonore.

# Chapitre III

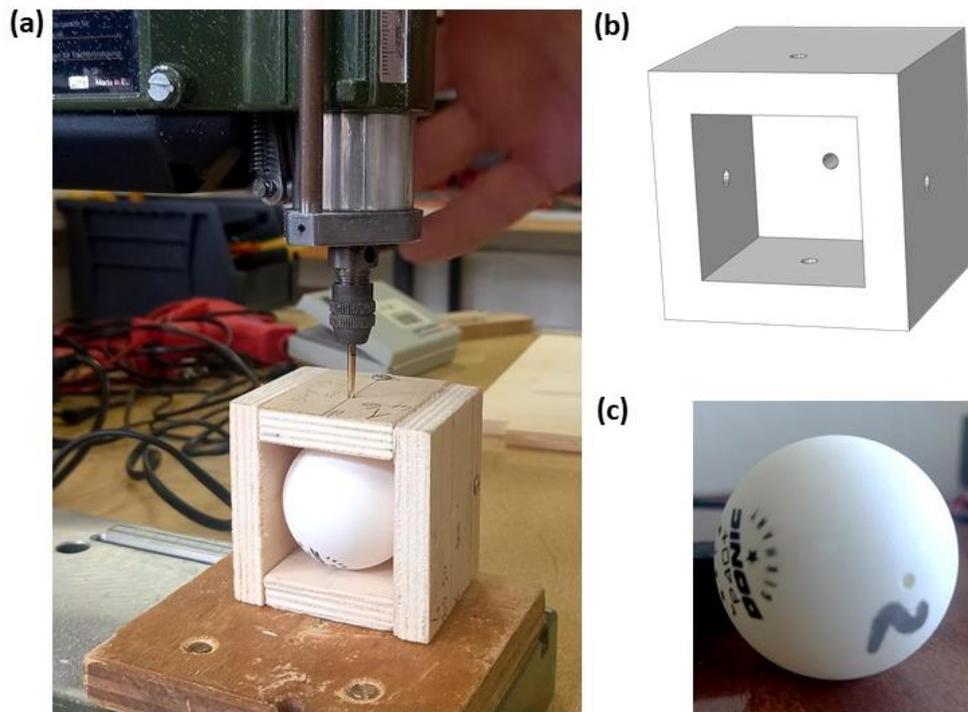
## Démonstration expérimentale de résonateurs de Helmholtz à base de balles de ping-pong

## INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous démontrons expérimentalement l'effet de résonance en employant des balles de ping-pong percées en guise de résonateurs de Helmholtz. Nous employons une machine à percer et un cube en bois afin de produire des trous symétriques dans les balles. La section III.1 décrit la méthodologie de l'expérience. Les balles sont soumises à une onde incidente à basses fréquences générée par un haut-parleur, et la réponse en résonance est détectée à l'aide de microphones insérés dans les balles. Nous menons l'expérience pour une balle unique à une et deux ouvertures, puis pour deux balles couplées, chacune présentant deux ouvertures, puis pour neuf balles couplées présentant chacune quatre ouvertures. Nous comparons les résultats expérimentaux à des simulations numériques réalisées dans les mêmes conditions que dans le chapitre II, en tenant compte des pertes thermo-visqueuses. La section III.2 présente les résultats expérimentaux du niveau de pression sonore détecté dans les balles pour les quatre cas, et leur comparaison avec les résultats numériques. La balle unique est utilisée pour démontrer l'effet du nombre de trous. Les deux balles couplées sont utilisées pour montrer l'effet du couplage. Enfin, les neuf balles connectées visent à comprendre le comportement des résonateurs de Helmholtz dans une métasurface acoustique de dimension finie. Enfin, la section III.3 présente une synthèse générale des résultats obtenus dans ce chapitre.

### III.1 METHODES

Une première expérience est réalisée à Lille afin d'évaluer les réponses de résonance d'une, de deux, et de neuf balles de ping-pong couplées. La figure III.1.1 (a) montre la procédure suivie pour réaliser les perforations des balles de ping-pong, à l'aide d'une machine à percer et de forets de différentes tailles. Pour un seul trou, le processus est simple, consistant à maintenir manuellement la balle sous la machine et à réaliser un trou en se servant du foret au diamètre choisi. Pour le processus de multi-ouverture, nous avons utilisé un cube en bois artisanal à cinq faces de  $(6 \times 6 \times 5) \text{ cm}^3$ , esquissé dans la figure III.1.1 (b). Grâce à ce principe, lors du perçage, le foret est aligné avec le trou du cube et permet de garantir un perçage centré de la balle. La figure III.1.1 (c) montre le cas d'une balle de ping-pong de 4 cm de diamètre percée d'une seule ouverture de 1 mm de rayon.



*Figure III.1.1 (a) Processus de perçage d'une balle à l'aide d'une perceuse. (b) Cube en bois à 5 faces permettant le processus de perçage, avec (c) l'exemple d'une balle de ping-pong de 4 cm percée d'un trou de 1 mm.*

Un aperçu de l'expérience et de sa représentation schématique sont illustrés dans la figure III.1.2. Le son est généré à l'aide du logiciel "Audacity", qui permet de sélectionner les paramètres

appropriés de l'onde incidente définie par un signal électrique sinusoïdal. Ce signal est amplifié à l'aide d'un amplificateur développé localement (2), connecté en sortie à un haut-parleur (1), de diamètre de 15 cm et d'impédance  $8 \Omega$ , à l'aide de câbles électriques (3). Pour la partie acquisition, deux microphones BK de type 4966, (5) et (6), sont utilisés pour les mesures de pression de haute précision en champ libre. Ils sont insérés dans les balles par une ouverture additionnelle permettant de mesurer le niveau de pression du son (Sound Pressure Level, SPL). Ces deux microphones sont connectés à un conditionneur de signal de type BK 1704 (4), et le signal détecté a été enregistré et traité à l'aide d'Audacity.

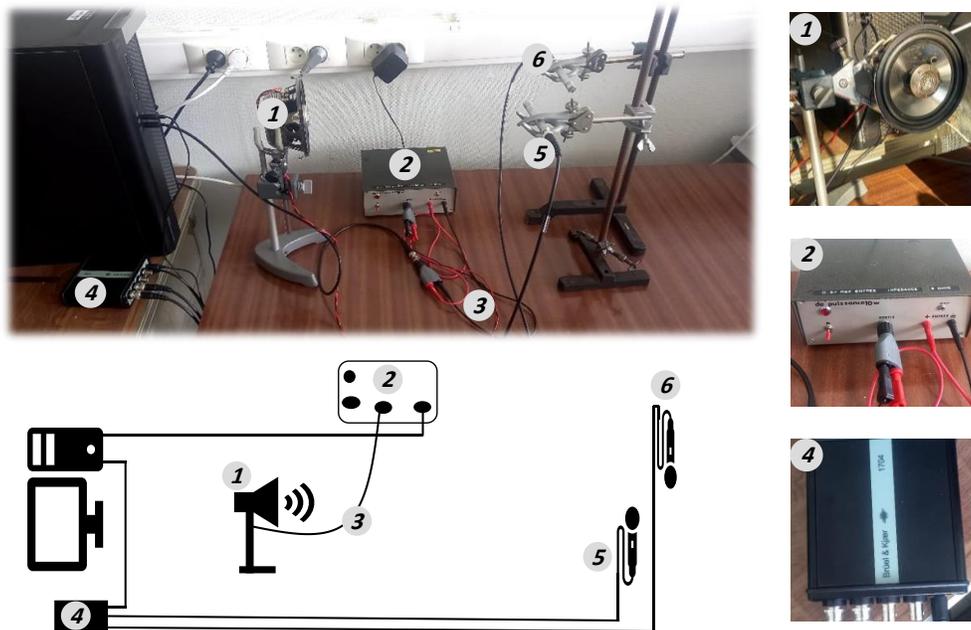
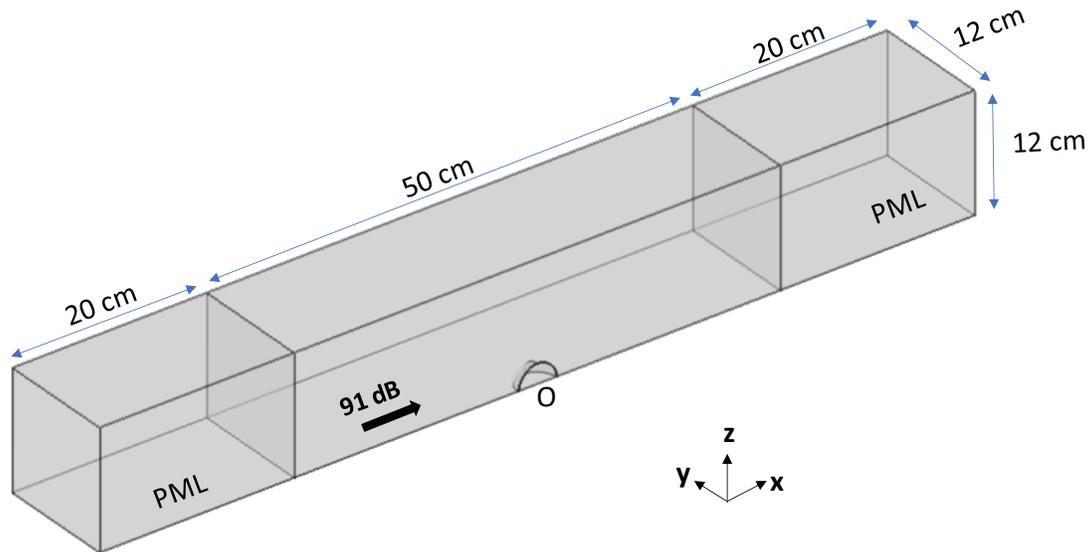


Figure III.1.2 Montage et schéma de l'expérience réalisée pour la mesure du niveau de pression du son (SPL, Sound Pressure Level) dans les résonateurs simples et couplés.

Les simulations numériques sont réalisées à l'aide de calculs par éléments finis (COMSOL Multiphysics 5.6), en prenant en compte deux modules de physique, à savoir « Pressure Acoustics » et « Solid mechanics ». Le premier, basé sur la résolution des équations de Helmholtz, est utilisé pour définir la propagation dans l'air environnant, et le second décrit la partie solide des résonateurs. L'air est modélisé ensuite en considérant les pertes thermo-visqueuses par l'emploi du module « Thermoviscous Acoustics », décrit sur la base des équations de la quantité de

mouvement, de la continuité et de l'énergie. Les balles sont constituées d'un polymère de densité  $1180 \text{ kg/m}^3$ , de module de Young  $2,5 \cdot 10^9 \text{ Pa}$ , et de coefficient de Poisson  $0,37$ .



*Figure III.1.3 Représentation à 3D du domaine cubique simulé englobant le  $\frac{1}{4}$  de la structure étudiée excitée par une onde acoustique plane de niveau sonore 91 dB dirigée de gauche à droite selon  $\overrightarrow{Ox}$ , et de la couche parfaitement adaptée (Perfect Matching Layer, PML).*

La figure III.1.3 présente la cellule utilisée dans le calcul numérique. Le domaine est formé d'un rectangle d'air de dimensions  $(50 \times 12 \times 12) \text{ cm}^3$  englobant  $\frac{1}{4}$  du résonateur, placé en O. Des conditions de symétries sont appliquées sur la face avant et inférieure de la cellule, permettant de reconstituer le résonateur dans son milieu environnant, à savoir l'air. Des couches parfaitement adaptées (PML), d'une longueur de 20 cm, sont appliquées aux deux extrémités le long de  $x$  pour éviter toute réflexion indésirable, et imiter par absorption, un milieu ouvert infini. La structure est ensuite excitée le long de  $x$ , de gauche à droite, par une onde acoustique plane à basse fréquence d'un niveau de pression acoustique (SPL) de 91 dB.

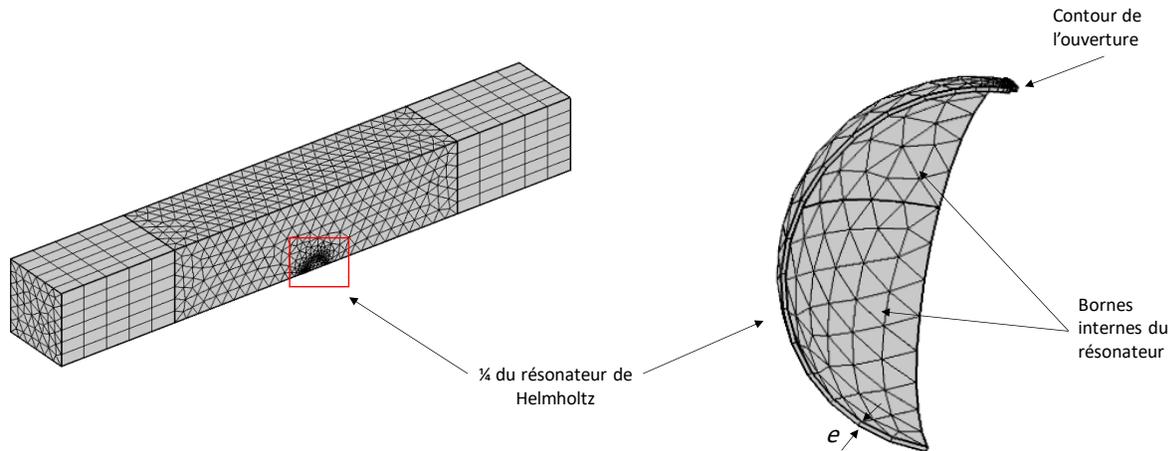


Figure III.1.4 Représentation 3D du maillage du domaine

La Figure III.1.4 montre le maillage appliqué au domaine d'étude. Nous utilisons un maillage triangulaire sur les surfaces internes du résonateur, de dimension allant de  $\min\left(\frac{\pi R}{20}, \frac{\lambda_{min}}{160}\right)$  à  $\min\left(\frac{\pi R}{5}, \frac{\lambda_{min}}{40}\right)$ . Ce maillage est étendu ensuite au résonateur complet d'épaisseur  $e$ . Ensuite, le domaine d'air est maillé par des éléments tétraédrique avec une taille minimale  $\min\left(\frac{\pi R}{10}, \frac{\lambda_{min}}{80}\right)$ , et maximale de  $\frac{\lambda_{min}}{8}$ . Le maillage est ensuite étendu avec un maillage rectangulaire à la zone PML afin de reproduire les caractéristiques d'un milieu infini.

## III.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS

### III.2.1 Résonateur à une ouverture :

Nous considérons tout d'abord le cas d'un résonateur de Helmholtz à une ouverture soumis à une onde acoustique entrante d'un niveau de pression acoustique (SPL) de 91 dB. Le résonateur est une balle de ping-pong ayant les paramètres géométriques suivantes :  $R = 2$  cm,  $e = 0,5$  mm et  $r = 1$  mm. L'onde acoustique est excitée face à l'ouverture de la balle avec un balayage fréquentiel de 200 à 600 Hz. L'amplitude de l'onde est enregistrée au centre de la balle de ping-pong et présentée comme donnée de sortie. La figure III.2.1 montre le spectre fréquentiel calculé du niveau de pression acoustique totale du résonateur à une ouverture, en considérant les cas sans pertes

thermo-visqueuses (ligne pointillée). On peut voir l'apparition du pic de fréquence de résonance à 380 Hz compte tenu des paramètres géométriques choisis. En introduisant les pertes thermo-visqueuses, ce pic se décale à 350 Hz avec une diminution de son facteur de qualité (ligne solide). Ce phénomène est dû à la dissipation de l'énergie acoustique à l'ouverture par l'interaction visqueuse à l'interface solide-fluide.

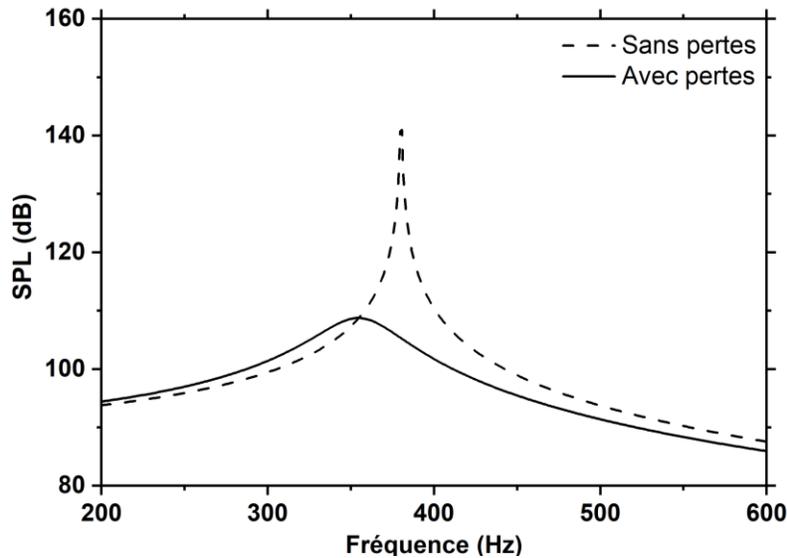


Figure III.2.1 Évolution numérique de la SPL en fonction de la fréquence pour un HR unique de la taille d'une balle de ping-pong percée d'une ouverture de 2 mm de diamètre, sans (ligne pointillée) et avec (ligne solide) considération des pertes thermo-visqueuses

### III.2.2 Balle de ping-pong à une ouverture :

La figure III.2.2 (a) présente l'expérience. Une balle de ping-pong est fixée à l'extrémité d'un microphone à l'aide d'une ouverture supplémentaire du diamètre du microphone. La difficulté a été d'assurer l'étanchéité du son lors de la fixation. Cette balle est positionnée à une distance de 13 cm du haut-parleur qui émet une onde acoustique dont la fréquence varie en fonction du temps. Cette onde est émise en utilisant la fonction « Chirp » du logiciel « Audacity » qui permet de générer une onde incidente ayant une fréquence qui augmente linéairement en fonction du temps. Ce même logiciel permet de tracer les spectres fréquentiels, obtenu par transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform FFT). Les résultats expérimentaux, illustrés dans la figure III.2.2 (b), représentent le spectre de fréquence filtré du niveau de pression acoustique enregistré à l'intérieur de la balle. Dans un premier temps, le microphone est simplement inséré dans l'ouverture

et le son est enregistré (ligne noire). Un pic de résonance apparaît à 550 Hz, dont la valeur diffère des résultats numériques avec pertes. Cette divergence est principalement liée à une fuite acoustique entre le contour de l’orifice et le microphone. Cette fuite acoustique provoque un décalage de la fréquence de résonance vers des valeurs plus élevées par rapport aux prédictions de la modélisation.

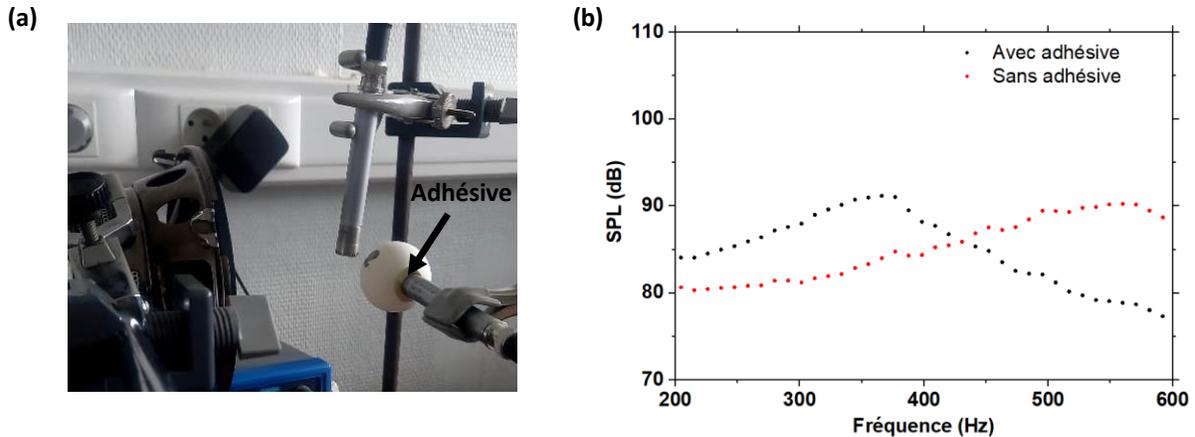


Figure III.2.2 Montage de l'expérience réalisée pour une balle de ping-pong à un trou, et (b) Résultats expérimentaux représentant l'évolution du SPL en fonction de la fréquence pour le cas avec (ligne noire) et sans adhésive (ligne rouge).

Pour pallier cette difficulté, une des solutions consiste à recouvrir le microphone par une pâte à modeler adhésive qui permet d'éviter les fuites acoustiques. Une nouvelle expérience est alors réalisée sous cette configuration et les résultats sont illustrés dans la figure III.2.2 (ligne rouge). Ces résultats montrent le décalage de la fréquence de résonance à 350 Hz au lieu de 550 Hz. Cette résonance est en bon accord avec les résultats numériques précédemment obtenus. Ainsi, cette substance adhésive associée au microphone permet une bonne isolation phonique de la cavité et permet de reproduire les calculs numériques.

### III.2.3 Espacement entre la balle et le haut-parleur :

La balle est déplacée en aval du haut-parleur afin d'évaluer l'influence de la distance sur la réponse fréquentielle de la résonance. La Figure III.2.3 (a) montre le dispositif expérimental dans lequel la balle est placée à une distance  $x$  horizontale du haut-parleur. La Figure III.2.3 (b) présente les spectres fréquentiels des niveaux sonores pour des distances  $x = 13$  mm, 23 mm, et 33

mm. La courbe en rouge correspond à la situation déjà examinée précédemment pour une distance de 13 cm, entraînant une résonance près de 350 Hz. Lorsque nous augmentons l'inter-distance  $x$ , la fréquence de résonance reste constante, alors que le niveau sonore diminue progressivement suivant la loi  $1/x$ . Par la suite, les mesures étant prises de manière relative, la distance  $x$  sera prise indifféremment sans indiquer une valeur précise.

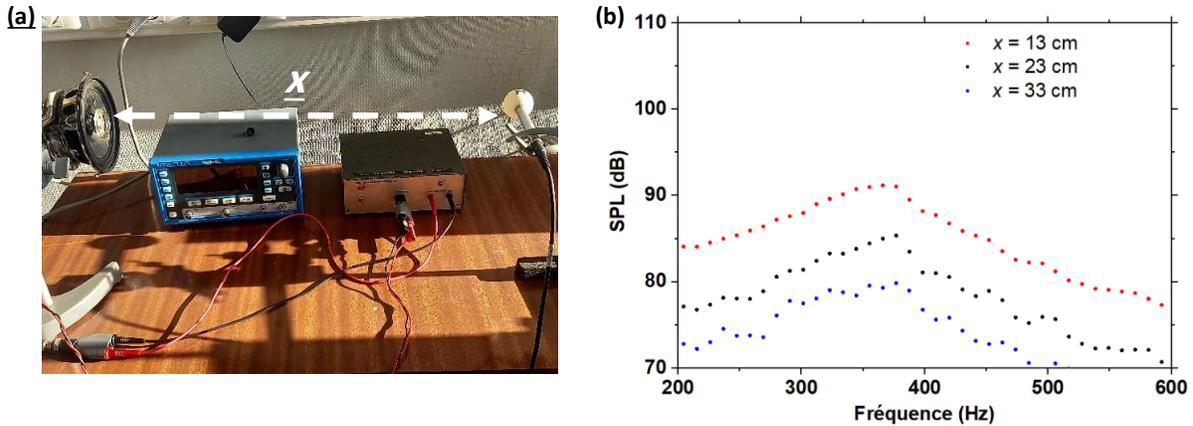


Figure III.2.3 Montage de l'expérience réalisé pour une balle de ping-pong à un trou avec variation de la distance entre le haut-parleur et la balle, et (b) résultats expérimentaux représentant l'évolution du SPL en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $x$ .

### III.2.4 Résonateur à double ouvertures :

Nous avons percé la balle de ping-pong d'une ouverture supplémentaire, présentant ainsi deux ouvertures de résonance ainsi qu'une autre ouverture destinée à l'introduction du microphone. La figure III.2.4 présente l'évolution numérique et expérimentale du SPL en fonction de la fréquence pour le cas d'une et de deux ouvertures. L'introduction de l'ouverture supplémentaire entraîne un décalage de la fréquence de résonance vers les hautes valeurs comme déjà observé dans le chapitre II. Dans ce cas, nous observons un décalage du pic de résonance à une fréquence de 516 Hz. Une comparaison entre les résultats de la simulation et de l'expérience a révélé une

concordance satisfaisante. Cette observation renforce la validité de nos résultats et soutient les conclusions déjà obtenus numériquement.

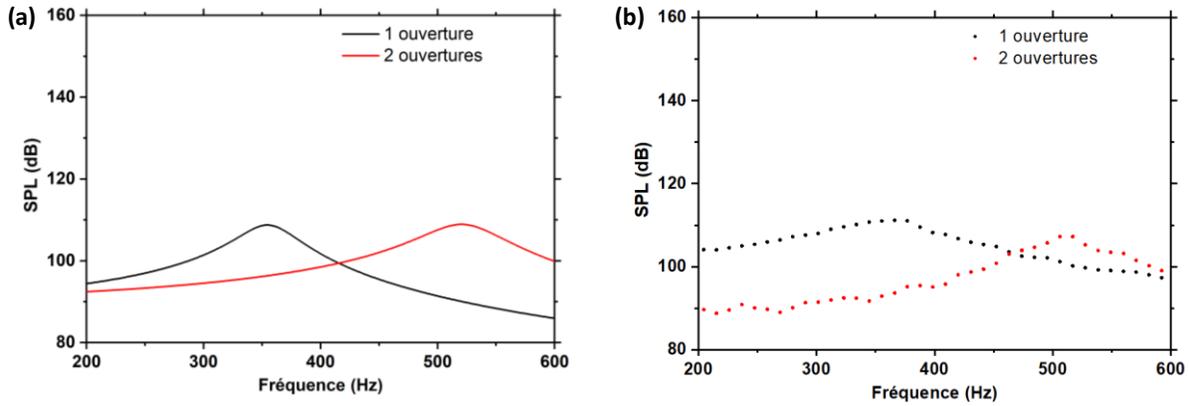


Figure III.2.4 Évolution (a) numérique et (b) expérimentale de la SPL en fonction de la fréquence pour une balle de ping-pong percée d'une (ligne noire) et de deux (ligne rouge) ouvertures.

Pour résumer, le phénomène de résonance des résonateurs de Helmholtz est visualisé par une simple expérience réalisée en plein air avec des balles de ping-pong. Cette expérience peut être étendue à tout type de balles rigides percées par des ouvertures.

### III.2.5 Double résonateurs couplés :

Nous examinons dans cette section le phénomène de couplage entre deux HRs similaires similaire à une balle de ping-pong présentant chacune une ouverture. La figure III.2.5 (a) montre le schéma des deux résonateurs percés par un trou de rayon 1 mm, disposés en configuration face à face et collés l'un à l'autre. Le système est excité par une onde incidente provenant de gauche ayant un niveau sonore de 91 dB. La réponse en amplitude est détectée aux centres  $D_1$  et  $D_2$  des deux résonateurs (Points noire et rouge). La figure III.2.5 (b) montre l'évolution du SPL en fonction de la fréquence pour les deux résonateurs sans tenir compte des pertes thermo-visqueuses (ligne pointillé). Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre précédent, le couplage de deux HR similaires lève la dégénérescence du pic de résonance en deux pics symétriques et antisymétriques distincts (310 Hz et 423 Hz). Pour des résonateurs percés par un seul trou chacun, le second pic est caractérisé par un facteur de qualité élevé. Lorsque les pertes thermo-visqueuses sont prises en compte (lignes solides), nous observons un déplacement du premier pic vers des

fréquences plus basses (290 Hz) ainsi qu'une diminution de son amplitude, tandis que le deuxième pic disparaît totalement.

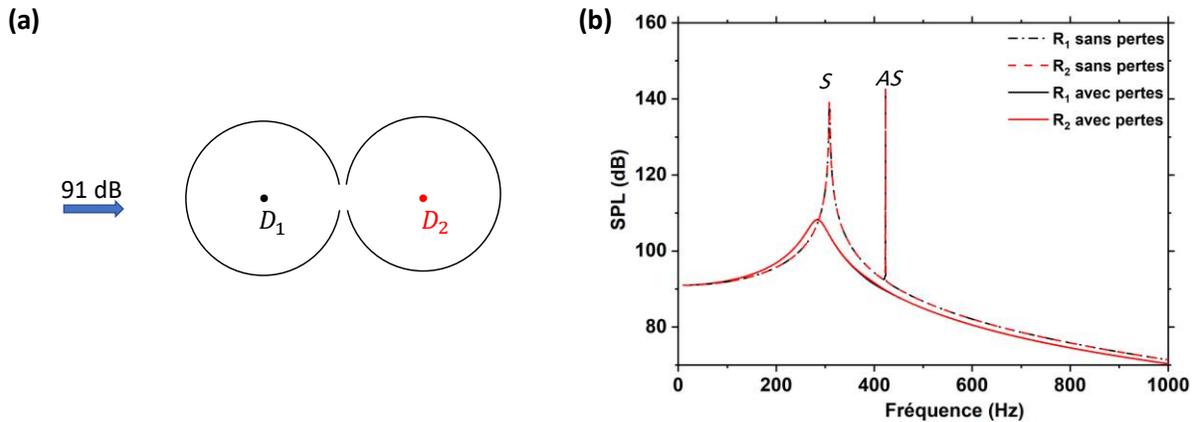


Figure III.2.5 (a) Représentation schématique du modèle de deux résonateurs couplés, percées chacune d'un trou.  $D_1$  et  $D_2$  représentent les points de détections au centre des résonateurs  $R_1$  et  $R_2$ ; la structure est excitée par une onde incidente plane de 91 dB de niveau sonore, (b) Évolution du niveau sonore de la pression en fonction de la fréquence pour les deux HR, sans (ligne pointillée) et avec (ligne solide) considération des pertes thermo-visqueuses.

La figure III.2.6 (a) présente les résultats numériques de l'évolution du SPL en fonction de la fréquence dans le cas de résonateurs couplés à chacun deux ouvertures, sans considération des pertes thermo-visqueuses (lignes pointillées). L'augmentation du nombre de trous à  $n = 2$  déplace les deux pics de résonance vers des fréquences plus élevées. Ces deux pics apparaissent respectivement à 415 Hz et 610 Hz, soit de part et d'autre de la fréquence du résonateur unique à deux ouvertures (545 Hz). Contrairement aux cas à une ouverture, on peut noter que ces deux pics sont préservés par l'insertion de pertes thermo-visqueuses (lignes solides), montrant néanmoins une diminution d'amplitude en plus de facteurs de qualité plus faibles. La différence d'amplitude entre les deux signaux enregistrés à l'intérieur du premier et du deuxième résonateur provient de l'asymétrie du système par rapport à l'onde entrante, qui atteint d'abord le résonateur de gauche.

La figure II.2.6 (b) montre l'évolution du déphasage entre les deux résonateurs en fonction de la fréquence sans (ligne pointillée) et avec (ligne solide) prise en compte des pertes thermo-visqueuses. Les points noirs indiquent les valeurs correspondantes aux deux fréquences des pics  $S$  et  $AS$ . Le déphasage total atteint une valeur de presque  $2\pi$  après les résonances.

L'étude expérimentale présentée dans le paragraphe suivant s'appuie sur le cas des résonateurs couplés présentant deux ouvertures par résonateur.

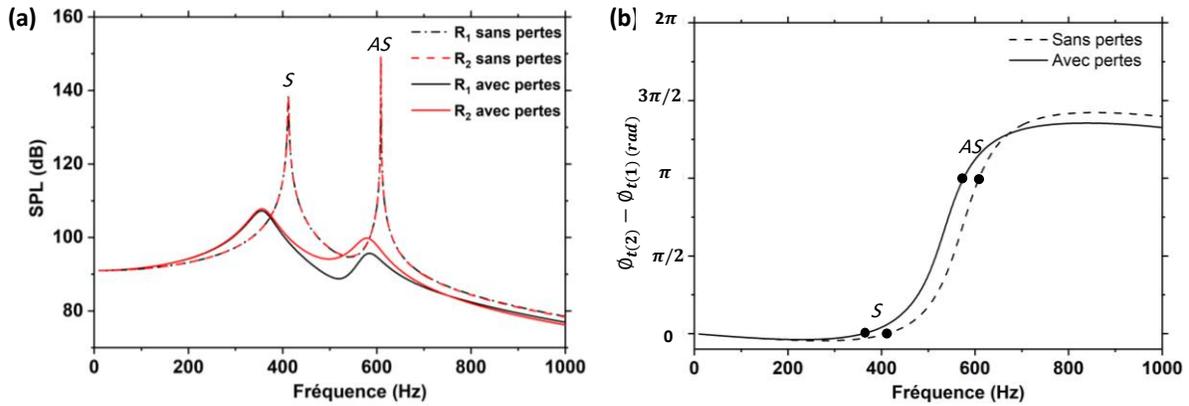


Figure III.2.6 Évolution numérique (a) du SPL, et (b) de la différence de phase entre les deux résonateurs sans (ligne pointillée) et avec (ligne solide) considération des pertes thermo-visqueuses.

### III.2.6 Couplage de deux balles de ping-pong :

Expérimentalement, deux balles de ping-pong avec deux ouvertures sont assemblées l'une à l'autre et placées face à face, comme le montre la figure III.2.7 (a). Ces deux balles sont placées sur deux microphones pour la détection du son. Le système est alors excité depuis la gauche par un signal « chirp » sortant du haut-parleur. La figure III.2.7 (b) représente le spectre de fréquence SPL expérimental filtré, enregistré respectivement à l'intérieur de la première (B1) et de la seconde (B2) balle. La présence d'une double résonance est démontrée, et la forme des deux pics est proche de celle des courbes calculées en tenant compte de l'amortissement, avec toutefois une meilleure reproduction du pic de basse fréquence.

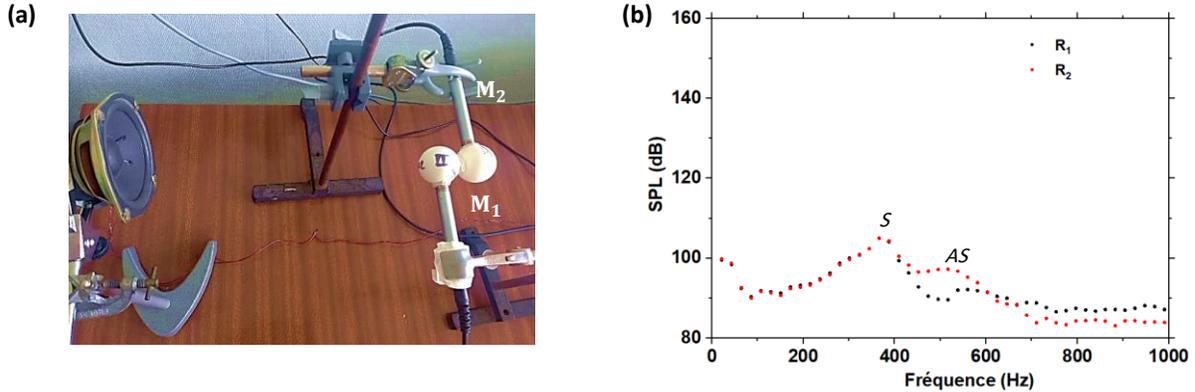


Figure III.2.7 (a) Montage expérimental pour le cas de deux balles de ping-pong accolées, présentant chacune deux ouvertures, et (b) résultats expérimentaux représentant l'évolution du SPL en fonction de la fréquence dans le résonateur  $R_1$  (noir) et  $R_2$  (rouge).

Afin de comprendre l'origine des deux résonances, nous avons expérimentalement enregistré le signal temporel,  $p(t)$ , à l'intérieur de chaque balle et les avons représentés dans la figure III.2.8 aux fréquences correspondant aux deux pics. On peut clairement observer qu'au pic de basse fréquence (370 Hz), les signaux sont en phase tandis qu'ils sont en opposition de phase au pic de haute fréquence (560 Hz). Cela signifie que la première et la deuxième résonance correspondent respectivement à des comportements symétriques et antisymétriques entre les résonateurs, confirmant ainsi les résultats des simulations.

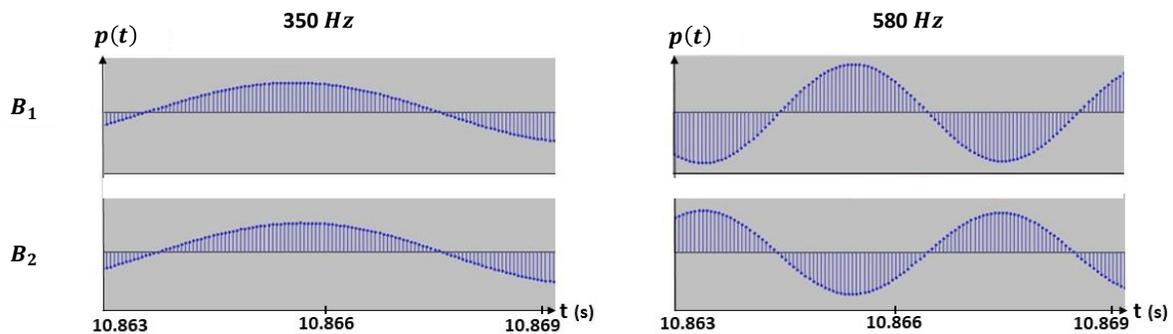
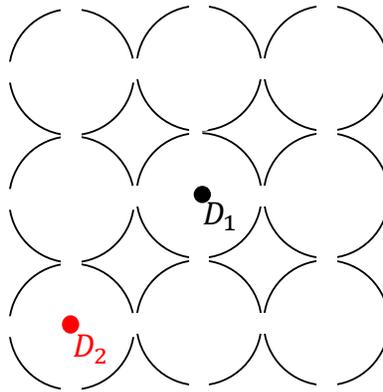


Figure III.2.8 Evolution temporelle expérimentale de pression détectée dans chacune des balles de ping-pong, à la fréquence du premier (gauche) et du deuxième (droite) pic de résonance.

Après l'étude du couplage entre deux unités, validé numériquement et confirmé expérimentalement, un échantillon de neuf balles en interaction a été étudié.

### III.2.7 Neuf résonateurs couplés :

Comme précédemment, il apparaît que le couplage entre résonateurs représente une bonne opportunité pour générer des résonances multiples dans le spectre de basses fréquences. Afin de pousser davantage cette caractéristique et de l'intensifier, nous avons entrepris l'étude d'un système fini composé de neuf balles de ping-pong, reliées entre elles par des ouvertures de rayon 1 mm (voir Figure III.2.9). Chaque balle a donc été percée de 4 trous, permettant la connexion entre les balles dans les directions  $y$  et  $z$ . Le système est excité sous incidence normale de niveau sonore de 91 dB. Deux points  $D_1$  et  $D_2$  sont pris aux milieux des résonateurs central et périphérique pour détecter la réponse de résonance.



*Figure III.2.9 Représentation schématique du modèle numérique des neuf balles couplées, percées chacune de quatre trous.  $D_1$  et  $D_2$  représentent les points de détections au centre des résonateurs. La structure est excitée par une onde incidente plane de niveau sonore de 91 dB.*

Dans un premier temps, nous avons effectué le calcul des modes propres du système. Nous avons modélisé les neuf résonateurs insérés dans l'air. Cette cellule est répliquée de manière périodique dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ , avec un paramètre de maille  $a = 32$  cm, garantissant une distance adéquate entre les résonateurs des différentes cellules permettant d'isoler les 9 balles et d'éviter le couplage entre deux ensembles voisins. Les conditions limites périodiques de Bloch-Floquet sont appliquées aux six faces de la cellule primitive, reliant ainsi leurs degrés de liberté au vecteur d'onde  $\vec{k}_x$ , défini perpendiculairement à la structure le long de la direction  $\vec{Ox}$ .

La figure III.2.10 montre les modes propres obtenus numériquement. Comme attendu, nous avons obtenu 9 modes propres reliés aux degrés de liberté du système. Cette analyse des modes

propres est effectuée en utilisant la pression plutôt que le niveau sonore afin d’observer les comportements de compression et de dilatation. Nous avons trouvé trois ensembles de modes, à savoir deux modes dipolaires dégénérés deux fois ((*ii*), (*iii*) et (*vii*), (*viii*)), deux autres qui changent de signe sous une rotation  $\pi/2$  ((*iv*) et (*vi*)), et enfin trois modes totalement symétriques ((*i*), (*v*), et (*ix*)).

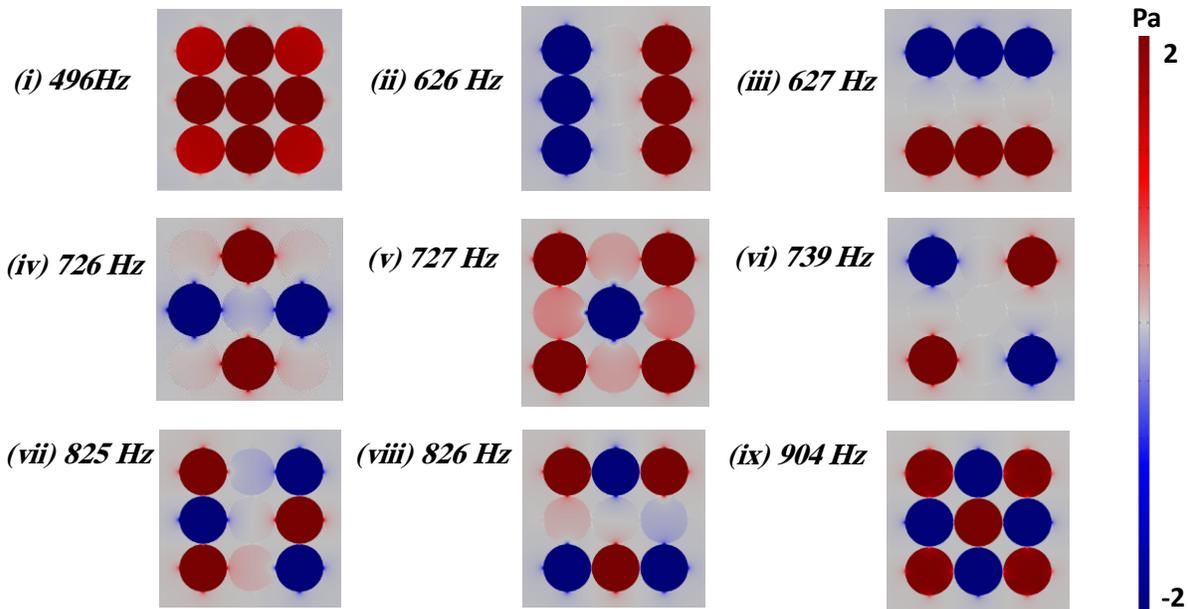


Figure III.2.10 Représentation numérique des modes propres d'un ensemble de neuf résonateurs couplés ayant chacun quatre ouvertures.

L'utilisation des modes propres a joué un rôle essentiel pour comprendre l'évolution des neuf HRs connectées. Les propriétés de résonance de la structure des 9 balles sont ensuite testées à la fois numériquement et expérimentalement sous l'excitation d'une onde plane acoustique de niveau sonore 91 dB lancée dans la direction de propagation  $x$ . Pour des raisons de facilités expérimentales, la pression a été détectée dans la balle centrale. Nous avons effectué une analyse numérique des propriétés de résonance. La figure III.2.11 (a) présente le calcul numérique du SPL, en considérant le système sans (lignes pointillées) avec pertes (ligne solide). Trois pics apparaissent dans le spectre de fréquence, qui peuvent facilement être associés aux modes propres (*i*), (*v*) et (*ix*) pour lesquels la pression dans la balle centrale est différente de zéro. Parmi tous les modes, seuls les modes totalement symétriques (*i*), (*v*) et (*ix*) sont compatibles avec la symétrie d'une excitation acoustique normale. Comme précédemment, lorsque les pertes thermo-visqueuses

sont prises en considération, les trois pics sont déplacés vers les basses fréquences avec une diminution de l'amplitude.

La démonstration expérimentale a été réalisée en assemblant neuf balles de ping-pong ensemble ayant 4 ouvertures chacune, et en rajoutant une ouverture destinée au microphone dans le résonateur central. Cette structure est excitée par une onde sonore provenant du haut-parleur placé à une distance de 13 cm. Les données expérimentales, présentées dans la figure III.2.11 (b), reflètent les trois pics obtenus dans le calcul numérique avec une bonne concordance.

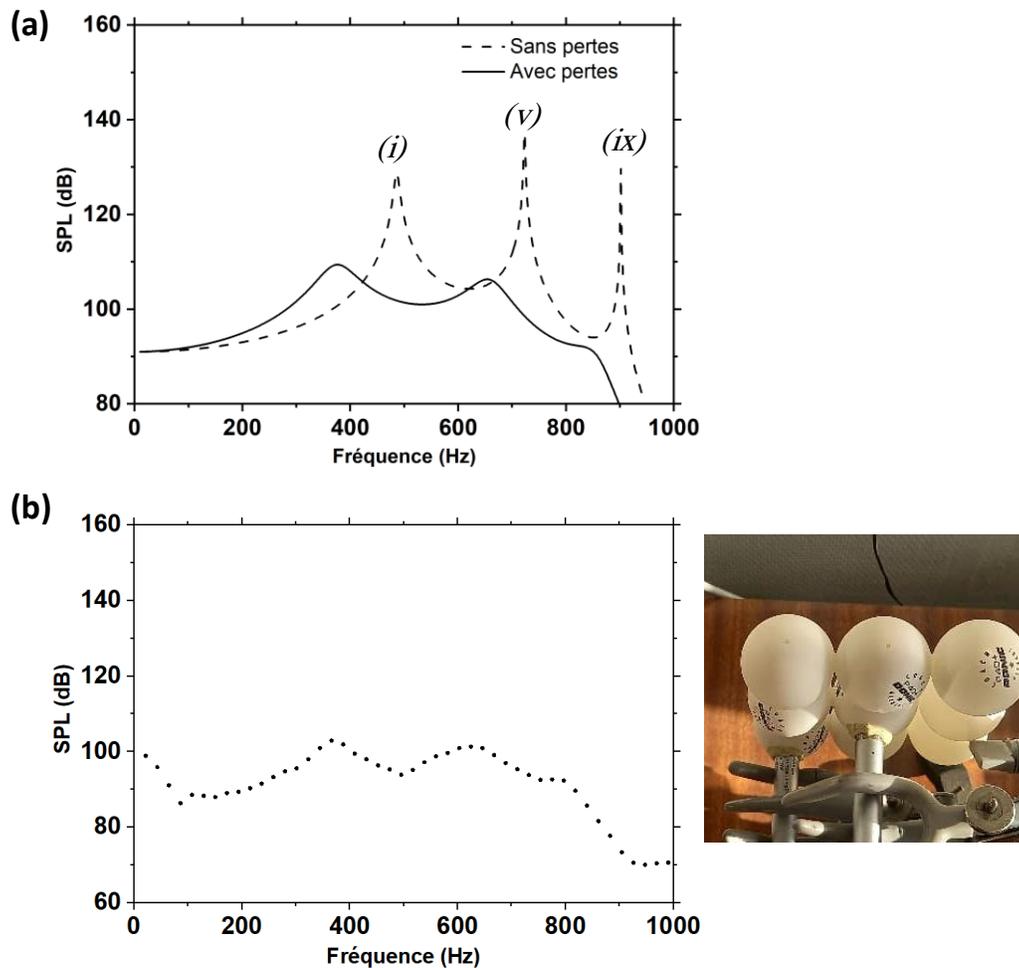


Figure III.2.11 (a) SPL calculé en fonction de la fréquence pour un ensemble de neuf balles de ping-pong percées de quatre ouvertures, sans (ligne pointillée) et avec pertes (ligne solide), et (b) résultats expérimentaux correspondants.

### III.2.8 Orientation de la structure de neuf balles :

Dans cette section, nous examinons l'effet de l'angle d'incidence sur la structure de 9 balles en l'orientant d'un angle de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ , et  $90^\circ$  comme le montre la figure III.2.12 (a). Le calcul numérique du SPL du système sans pertes détecté respectivement en  $D_1$  et  $D_2$  est présenté dans les figures III.2.12 (b) et (c). Comme nous l'avons déjà mentionné, en orientant la structure transversalement par rapport à l'onde incidente ( $90^\circ$ ), nous observons l'apparition de trois pics correspondant aux modes  $(i)$ ,  $(v)$ , et  $(ix)$  détectés en  $D_1$  et  $D_2$ . En passant à des orientations de  $0^\circ$  et  $45^\circ$ , deux nouveaux pics apparaissent liés aux modes  $(ii)$  et  $(vii)$ , qui seront alors excités.

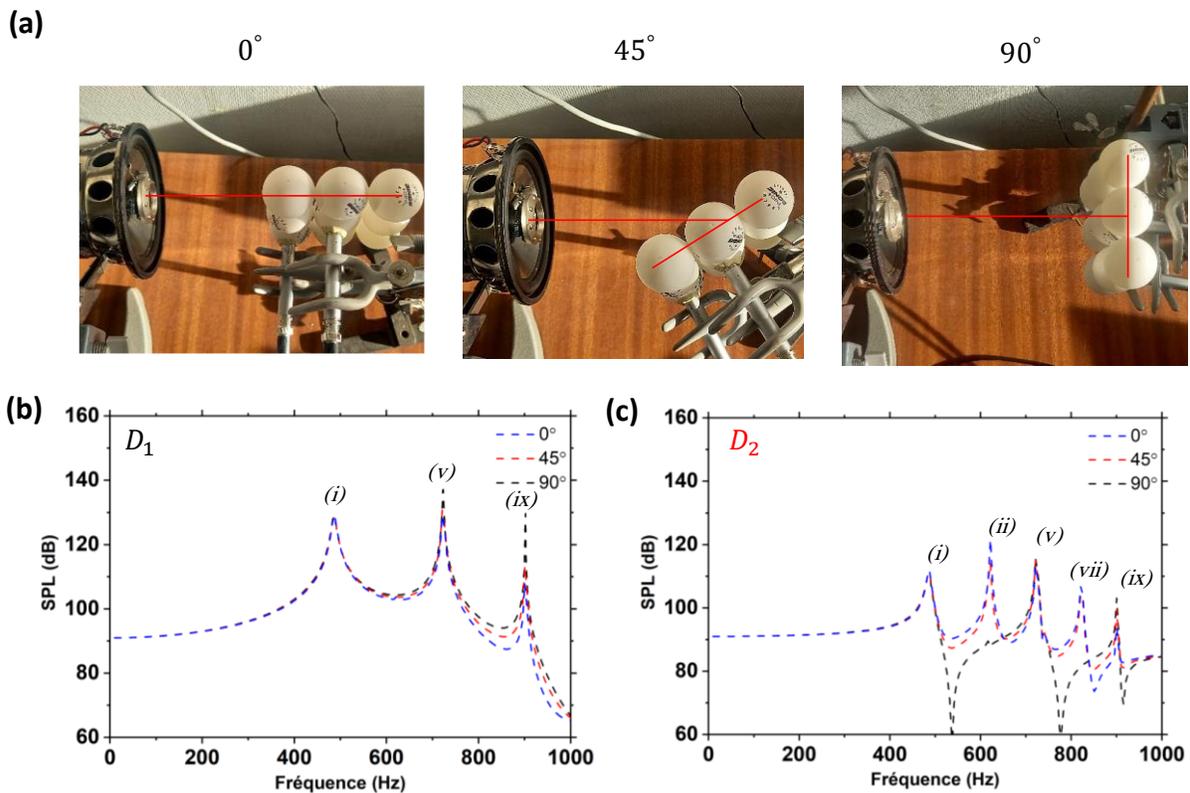


Figure III.2.12 (a) Montage de l'ensemble des neuf balles de ping-pong percées de quatre ouvertures, orienté de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ , et  $90^\circ$ , et le SPL correspondant aux trois cas, calculé en fonction de la fréquence pour un système sans pertes avec une détection en (b)  $D_1$  et (c)  $D_2$

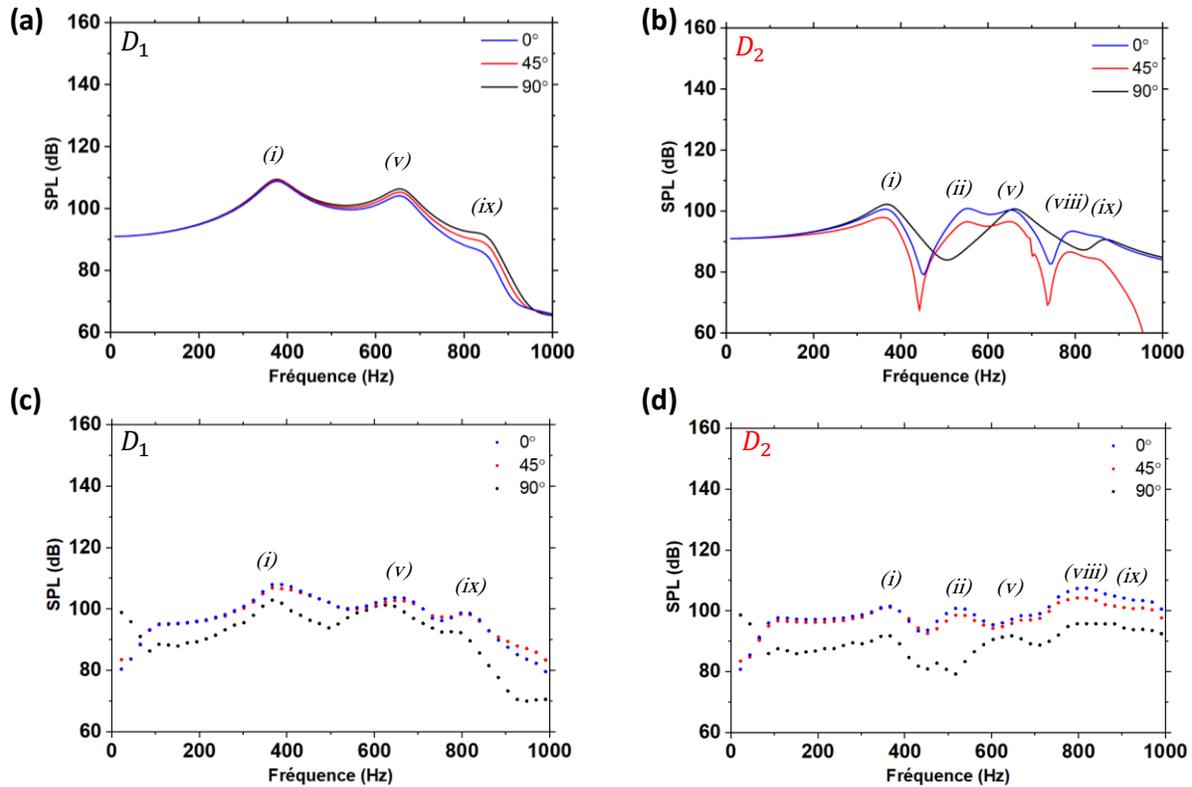


Figure III.2.13 SPL calculé en fonction de la fréquence pour un ensemble de neuf balles de ping-pong percées de quatre ouvertures, orienté de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ , et  $90^\circ$  en tenant compte des pertes, détecté en (a)  $D_1$  et (b)  $D_2$ . Idem SPL expérimental en (c)  $D_1$ , et (d)  $D_2$

Les figures III.2.13 (a) et (b) présentent le calcul numérique du SPL détecté en  $D_1$  et  $D_2$  pour les trois orientations. Lorsque les pertes sont prises en considération, les pics sont déplacés vers les basses fréquences avec une diminution de l'amplitude et un élargissement de bandes, conduisant à une superposition des pics.

Les figures III.2.13 (c) et (d) présentent les résultats expérimentaux correspondants détectés aux points  $D_1$  et  $D_2$ . Les résultats expérimentaux et numériques sont en bon accord et l'étude en fonction de l'angle permet de mettre en évidence les différents modes.

### III.3 SYNTHÈSE

Dans ce chapitre, nous avons étudié théoriquement et expérimentalement les résonateurs de Helmholtz simples et couplés à partir de balles de ping-pong percées. Celles-ci ont ensuite été exposées à une onde incidente de basse fréquence générée par un haut-parleur. Des microphones ont été introduits pour détecter les résonances à l'intérieur des balles.

Nous avons démontré théoriquement, à l'aide de la méthode des éléments finis, et expérimentalement, à l'aide du dispositif maison, l'effet de percer une et deux fois une seule balle de ping-pong. Comme attendu, l'augmentation du nombre de trous déplace les résonances vers les hautes fréquences. Le couplage d'une deuxième balle de ping-pong à la première, en positionnant face à face les trous entre eux, lève la dégénérescence du mode HR en deux pics de résonance, l'un symétrique et l'autre antisymétrique. Nous avons considéré ensuite une métasurface finie composée de 9 balles de ping-pong interconnectées par des trous d'air. Nous avons montré que nous pouvions générer et capturer expérimentalement les modes propres symétriques de la métasurface finie. En variant l'angle entre l'onde incidente et la structure, il est possible de mettre en évidence l'ensemble des modes propres de la structure.

Ces résultats soulignent l'importance de la manipulation du nombre de résonateurs et du couplage entre eux, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour la conception de dispositifs acoustiques avancés.

# Chapitre **IV**

## **Aspects numériques et développement d'une métasurface acoustique basée sur des résonateurs de Helmholtz**

## INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous réalisons une étude numérique de la propagation des ondes acoustiques à travers une métasurface, placée dans l'air, basée sur des résonateurs de Helmholtz comme unités sous-longueur d'onde. Nous utilisons la méthode des éléments finis à l'aide de Comsol Multiphysics, en couplant les deux modules de physique « Pressure acoustics » et « Solid mechanics », expliqué dans la section IV.1. Dans le cadre de ces modélisations, nous analysons les résultats à l'aide de deux types de courbes comme visualisé dans la section IV.2. Les courbes de transmission qui examinent l'évolution fréquentielle du niveau sonore transmis en reflétant les propriétés de la métasurface acoustique, et les courbes de dispersion qui révèlent la dépendance entre la fréquence et le vecteur d'onde correspondant, en montrant les bandes de dispersion de la structure.

Au début du chapitre, nous étudions la réponse en réflexion et en transmission d'une métasurface basée sur des résonateurs simples à une ouverture. Nous relient ensuite les résonateurs voisins par quatre trous supplémentaires de manière à favoriser le couplage entre résonateurs. Par la suite, nous analysons l'effet du couplage entre deux couches de résonateurs en variant la distance entre les deux couches.

## IV.1 METHODES

Les résonateurs de Helmholtz sont des balles de ping-pong à base d'un polymère de densité  $1180 \text{ kg/m}^3$ , de module de Young  $2,5 \cdot 10^9 \text{ Pa}$ , et de coefficient de Poisson  $0,37$ . Nous réalisons une modélisation de la métasurface constituée d'un réseau carré de balles de  $4 \text{ cm}$  de diamètre avec un paramètre de maille  $a = 4,5 \text{ cm}$ . Ces  $5 \text{ mm}$  supplémentaires sont ajoutés entre les résonateurs et les bords afin d'éviter d'éventuels artéfacts numériques liés aux points de singularités de la géométrie dans le cas où les balles seraient en contact. En raison de la symétrie du système et afin de réduire le temps de calcul, un  $1/8$  de la maille élémentaire est suffisant pour modéliser le système complet. La figure IV.1.1 montre le domaine de calcul utilisé présentant un prisme triangulaire ( $1/8$  de la maille élémentaire) de taille  $2,25 \text{ cm} \times 2,25 \text{ cm} \times 3,18 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$  contenant le  $1/8$  du résonateur à 5 ouvertures. Comme observé dans la figure, si l'on considère uniquement  $1/8$  du résonateur, le domaine d'étude contient seulement la moitié d'une ouverture et  $1/8$  d'une autre (celle du sommet). Des conditions de symétrie sont appliquées aux trois bords du prisme pour compléter la construction du résonateur et modéliser des résonateurs voisins. Les conditions de symétrie utilisées ici donnent la même réponse qu'en utilisant les conditions périodiques sur un résonateur entier, à condition que nous travaillions sous incidence normale. Des couches parfaitement adaptées (PML) d'une longueur de  $20 \text{ cm}$  sont appliquées aux deux frontières le long de  $x$  pour éviter toute réflexion et simuler un milieu infini ouvert. La structure est ensuite excitée le long de  $x$ , de gauche à droite, par une onde plane à basse fréquence d'un niveau de pression acoustique (SPL) de  $91 \text{ dB}$ . Les détecteurs A et B, placés respectivement à  $-12,5 \text{ cm}$  et  $+12,5 \text{ cm}$  du centre O, permettent de détecter le niveau sonore respectivement en réflexion et transmission. Ces deux points sont pris à une distance suffisante de la métasurface permettant ainsi d'éviter les effets des ondes évanescentes de surface. Cette condition est vérifiée pour tous les calculs en prenant un point secondaire situé sur le même plan parallèle à la métasurface, et en s'assurant que les courbes détectées en ces deux points se superposent parfaitement, que ce soit en réflexion ou transmission. La vitesse du son et la densité de l'air prennent les valeurs  $c = 340 \text{ m/s}$  et  $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$ .

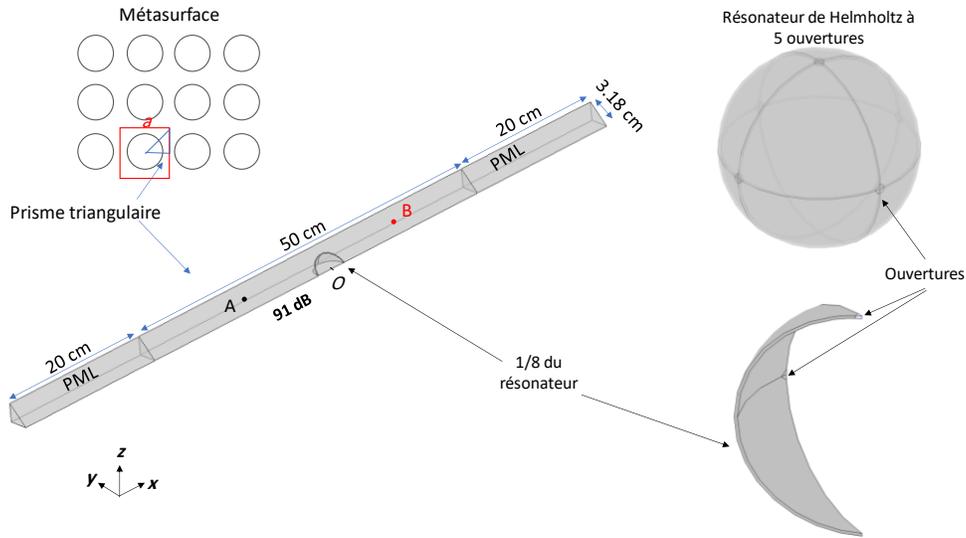


Figure IV.1.1 Représentation à 3D du domaine simulé de la métasurface acoustique excitée par une onde acoustique plane de niveau sonore 91 dB, dirigée de gauche à droite selon  $\vec{Ox}$ . La réponse est détectée aux points A et B positionnés respectivement à -12.5 cm et 12.5 cm du centre O.

La figure IV.1.2 montre le maillage correspondant au domaine d'étude englobant le 1/8 du résonateur à cinq ouvertures. Ce domaine est maillé en employant les mêmes méthodes et contraintes de dimension des éléments de maillage que dans le chapitre III. Nous appliquons un maillage triangulaire aux surfaces internes du résonateur en l'étendant ensuite au résonateur complet d'épaisseur  $e$ . Le domaine d'air est maillé par des éléments tétraédriques. Le maillage est ensuite étendu à la zone PML.

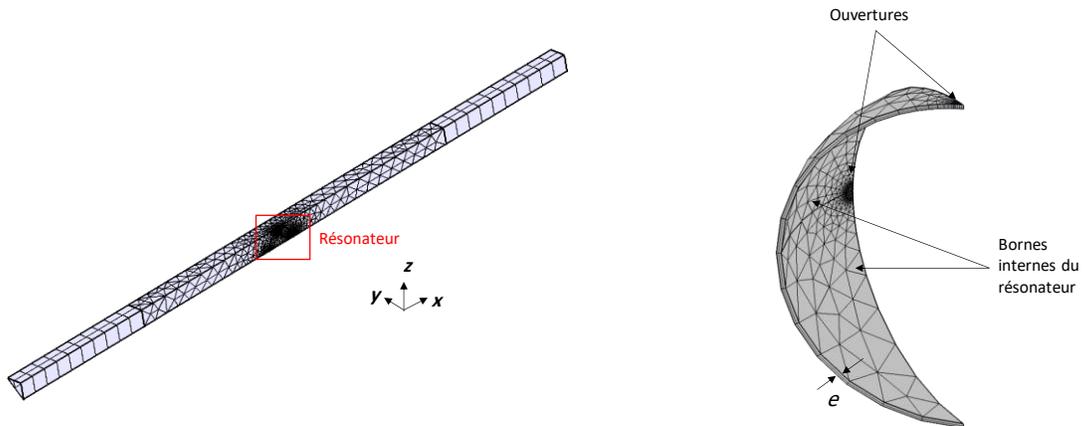


Figure IV.1.2 Représentation 3D du maillage du domaine

## IV.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS

### IV.2.1 Métasurface formée de résonateurs de Helmholtz à une ouverture :

Dans cette partie, nous étudions la métasurface acoustique de la figure IV.1.1. Les résonateurs, basés sur les dimensions d'une balle de ping-pong, présentent chacun une ouverture dont le rayon  $r = 1$  mm est orienté vers le domaine de transmission c'est à dire vers le point B. La structure est excitée perpendiculairement par une onde acoustique plane de niveau sonore 91 dB (1 Pa de pression) selon l'axe des  $x$ , dans la gamme des basses fréquences entre 300 et 500 Hz.

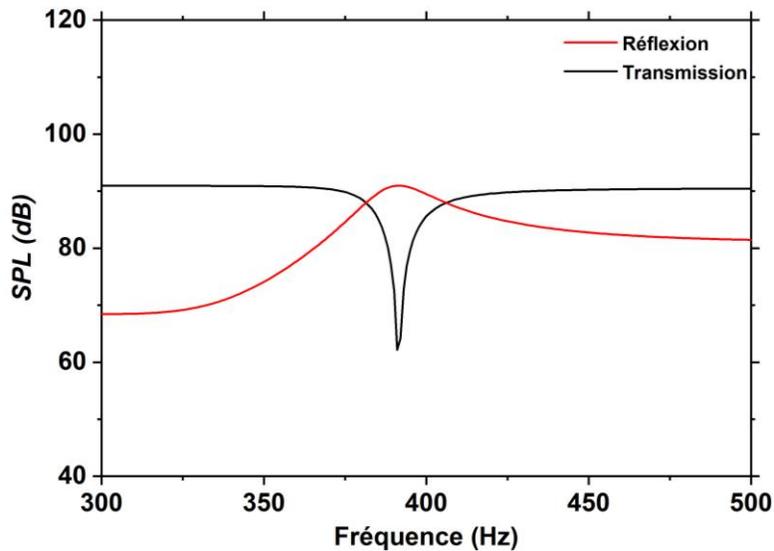


Figure IV.2.1 Evolution du niveau sonore de réflexion (rouge) et de transmission (noir) à travers une métasurface acoustique basée sur des résonateurs de Helmholtz de rayon  $R = 20$  mm à une ouverture de rayon  $r = 1$  mm détectés respectivement aux points A et B.

Le calcul est réalisé dans un premier temps sans tenir compte des pertes thermo-visqueuses. La figure IV.2.1 représente les spectres fréquentiels du SPL réfléchis et transmis, détectés respectivement aux points A et B. Lorsque l'onde incidente traverse la métasurface, elle conserve son niveau sonore en fonction de la fréquence, sauf à la fréquence de résonance de 390 Hz où une diminution notable est observée. A cette fréquence, la réflexion atteint une valeur de 91 dB. A noter que la fréquence de résonance est décalée de 10 Hz par rapport à la fréquence de résonance d'un résonateur unique (chapitre III). Ce décalage provient de la mise en réseau des balles. Dans ce cas, la métasurface permet l'atténuation du son à une fréquence spécifique.

Pour mieux comprendre la variation du niveau sonore, on se base sur la distribution des pressions dans le système. La figure IV.2.2 représente la carte du champ de la partie réelle des pressions incidente ( $P_0$ ), diffusée ( $P_S$ ), et totale ( $P_t = P_0 + P_S$ ) à la fréquence du pic de réflexion (390 Hz). Dans cette représentation, l'onde incidente provient du bas. Dans la zone de transmission, les deux pressions  $P_0$  et  $P_S$  sont en opposition de phase, avec, à un instant donné, une couleur rouge (pression positive) et une couleur bleue (pression négative) ce qui conduit à une annulation de la pression totale  $P_t$  et donc à l'apparition d'un zéro de transmission. En revanche, dans le cas de la réflexion, la pression de l'onde incidente est supérieure à celle de la pression diffusée, ce qui se traduit par une valeur positive de la pression totale à la fréquence de résonance. A l'intérieur des résonateurs, la pression est élevée révélant le piégeage de l'énergie sonore.

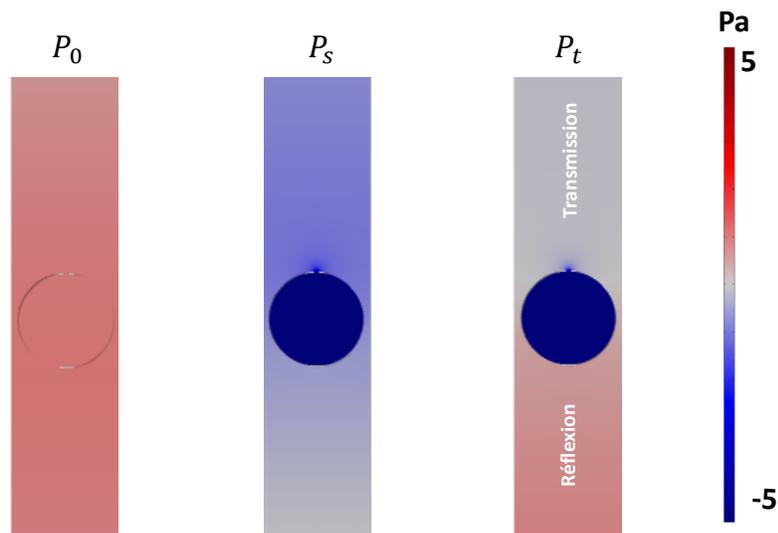


Figure IV.2.2 Représentation de la carte de champ de pression incident  $P_0$ , diffusé  $P_s$  et totale  $P_t$  à la fréquence 390 Hz.

Cette absorption de la pression acoustique par les résonateurs de Helmholtz confère au système une performance exceptionnelle en matière d'isolation acoustique, réduisant ainsi la propagation des bruits indésirables à une fréquence donnée jouant ainsi le rôle de filtre acoustique.

#### IV.2.2 Orientation des résonateurs :

Dans ce qui suit, le même système est examiné en faisant varier l'orientation des résonateurs par rapport à l'onde incidente. L'encart de la figure IV.2.3 (a) définit l'angle de variation  $\alpha$  et la courbe montre l'évolution du spectre de transmission en fonction de la fréquence

en orientant ces ouvertures de  $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ , et  $90^\circ$  autour de l'axe  $x$ . En orientant les résonateurs de  $0^\circ$  à  $30^\circ$ , nous n'observons aucune modification de la fréquence d'atténuation du son. Cependant, en passant à un angle de  $60^\circ$ , cette fréquence est décalée vers la valeur de 375 Hz, avec une réduction de la largeur de sa bande de résonance. En poursuivant la rotation des résonateurs jusqu'à un angle de  $90^\circ$ , la fréquence s'abaisse de plus en plus, atteignant une valeur de 370 Hz.

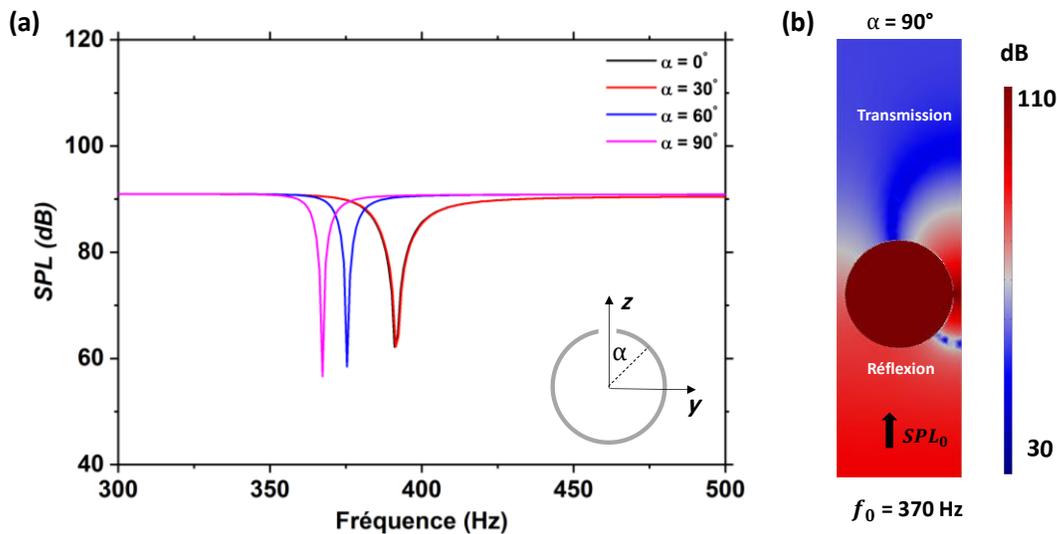


Figure IV.2.3 Evolution du niveau sonore de transmission par la métasurface pour différents angles d'orientation  $\alpha$ , de  $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ .

Pour mieux comprendre l'origine de ce décalage fréquentiel, la figure IV.2.3 (b) montre la carte de champ de la pression totale dans le cas  $\alpha = 90^\circ$  à la fréquence de résonance 370 Hz. Dans ce cas, il est clairement visible que l'onde diffusée à partir de l'ouverture est affectée par la présence de la paroi de la balle adjacente. L'orientation collective des ouvertures dans la métasurface permet ainsi de modifier la fréquence de résonance dans la limite de  $30^\circ$  à  $90^\circ$ .

### IV.2.3 Dispersion par un réseau 3D de résonateurs de Helmholtz :

Nous avons étudié le cas de la courbe de dispersion, réalisée sur un réseau carré de balle de ping-pong. La figure IV.2.4 (a) représente la maille élémentaire formée d'un parallélépipède rectangle d'air englobant le résonateur, ayant comme axes primitifs  $\vec{a}_x = b\vec{x}$ ,  $\vec{a}_y = a\vec{y}$ , et  $\vec{a}_z = a\vec{z}$ , avec  $a = 4.5$  cm et  $b = 10$  cm. Les couches selon l'axe des  $x$  sont espacées de  $b$ , de manière à minimiser le couplage entre couche et de se rapprocher du modèle de la métasurface étudiée dans

le cas de la transmission. Des conditions aux limites périodiques de Bloch-Floquet sont imposées sur les six faces de la cellule primitive, liant leurs degrés de liberté au vecteur d'onde  $\vec{k}_x$ , variant entre  $-\frac{\pi}{b}$  et  $+\frac{\pi}{b}$ .

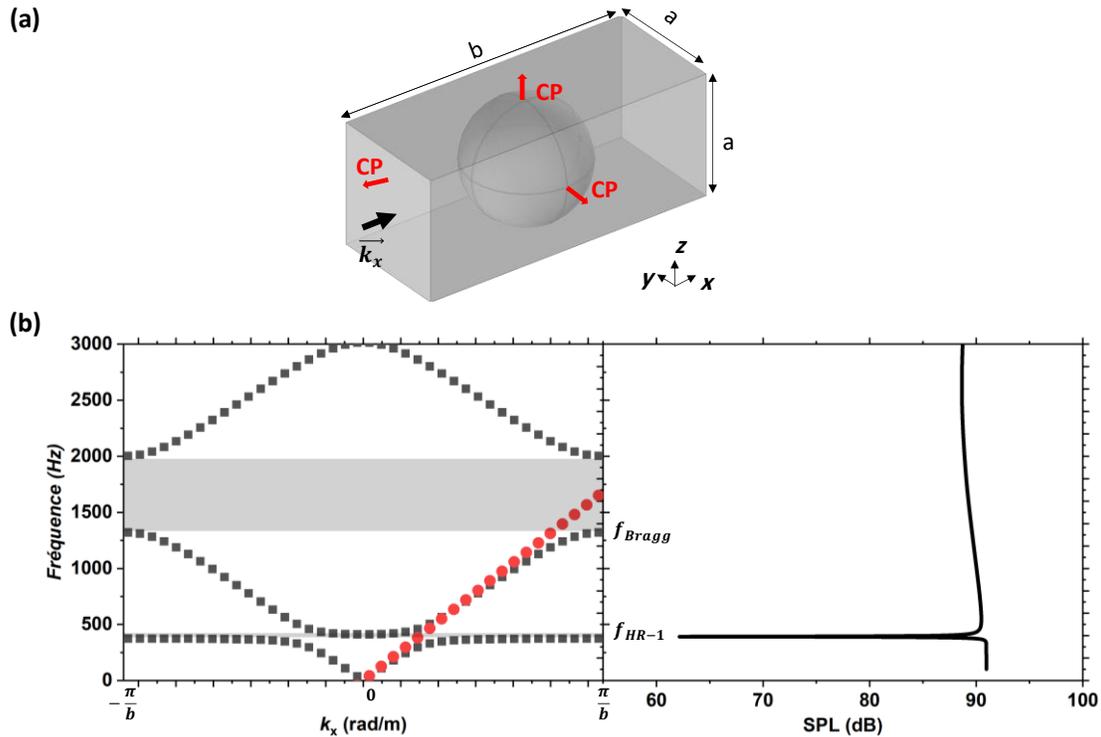


Figure IV.2.4 (a) Représentation de la maille élémentaire pour le calcul de la dispersion. (b) Courbe de dispersion d'un réseau carré de résonateurs de Helmholtz de paramètre de maille  $a = 4.5$  cm séparé d'une distance  $b = 10$  cm, et courbe de transmission correspondante à travers la métasurface, sous incidence normale.

La figure IV.2.4 (b) montre la courbe de dispersion correspondante. Cette courbe permet de visualiser les plages de fréquences où l'onde acoustique peut se propager, appelées bandes de transmission, ainsi que les plages de bandes interdites.

La courbe rouge montre la dispersion des ondes acoustiques se propageant dans un volume d'air avec une vitesse de phase constante de 330 m/s. Après insertion du réseau périodique, et pour une plage de fréquences inférieures à 3000 Hz, la courbe de dispersion montre trois branches de dispersion, en alternance avec deux bandes interdites (courbe noire). Deux mécanismes physiques différents sont à l'origine de la formation de ces bandes interdites : le phénomène de résonance

local et la diffusion de type Bragg. Selon le mécanisme de diffusion de Bragg, une bande interdite se produit pour un système périodique, lorsque le paramètre de maille devient comparable à la demi longueur d'onde, ce qui est observé entre 1300 et 2000 Hz. A cette gamme de fréquence, les ondes acoustiques se reflètent totalement sans pouvoir traverser le réseau.

A basse fréquence, l'onde progressive dans le milieu ambiant se couple avec les ouvertures des résonateurs et induit une bande interdite entre 374 et 411 Hz, de faible largeur. Cette bande interdite étroite dépend essentiellement de la géométrie des résonateurs. On remarque que le bord inférieur de cette bande adopte une forme plate, ce qui souligne le fait que la fréquence et le vecteur d'onde sont indépendants l'un de l'autre. Cette observation témoigne ainsi de l'existence d'un mode propre hautement localisé à basses fréquences, avec une vitesse de groupe nulle.

Une comparaison a été réalisée entre la courbe de dispersion et la courbe de transmission mettant en évidence l'amortissement des ondes sonores dans la plage des basses fréquences interdites. Cette caractéristique acoustique spécifique se manifeste par un confinement remarquable de la pression sonore dans les cavités, limitant ainsi la propagation des ondes sonores dans l'environnement. Il convient de souligner que l'effet relié à la bande de Bragg n'est pas observé en transmission à travers la métasurface acoustique, car celle-ci est formée d'une seule couche et non d'une périodicité de couches dans la direction de propagation.

#### **IV.2.4 Réseau de résonateurs de Helmholtz couplés :**

La même procédure est ensuite suivie en ajoutant quatre ouvertures supplémentaires aux résonateurs, permettant le couplage entre unités voisines. La courbe de dispersion correspondant aux résonateurs connectés est illustrée dans la figure IV.2.5 (courbe rouge), en comparaison avec la courbe précédemment étudiée sans connexion (courbe noire). Comme la périodicité du système demeure constante, aucune modification n'est observée au niveau de la bande interdite de Bragg. Cependant, au niveau des basses fréquences, la branche liée au mode de résonance local est déplacée à une fréquence plus élevée en raison de l'augmentation du nombre de trou, générant ainsi une bande interdite plus large entre 828 Hz et 935 Hz. Ce mode ne se présente pas sous une forme parfaitement plate comme précédemment, révélant plutôt une légère courbure qui témoigne

d'une légère dispersion permettant l'élargissement de la bande interdite, ce qui est confirmé par le calcul de transmission.

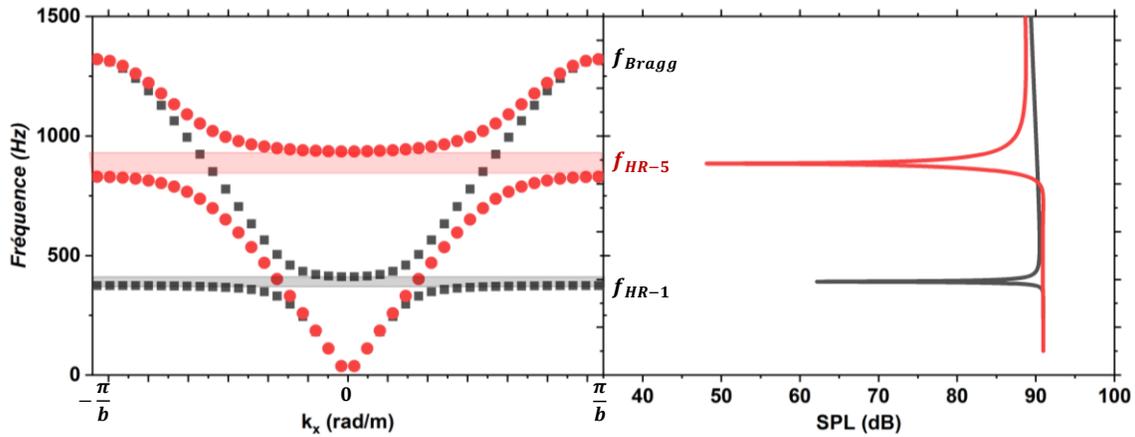


Figure IV.2.5 Courbe de dispersion d'un réseau carré de résonateurs de Helmholtz à une (courbe noire) et 5 ouvertures (courbe rouge), de paramètre de maille  $a = 4.5$  cm distant de  $b = 10$  cm, et courbes de transmission correspondantes par la métasurface.

La figure IV.2.6 (a) montre la courbe de transmission de la métasurface de résonateurs de Helmholtz à cinq ouvertures en variant le paramètre de maille de  $a = 4.5$  cm, 10 cm et 20 cm. Comme nous pouvons le voir, le passage du paramètre de maille de 20 cm à 4,5 cm élargit progressivement la bande interdite alors que la fréquence de résonance reste pratiquement inchangée. Ce résultat démontre que l'élargissement de la bande interdite provient du couplage entre résonateurs.

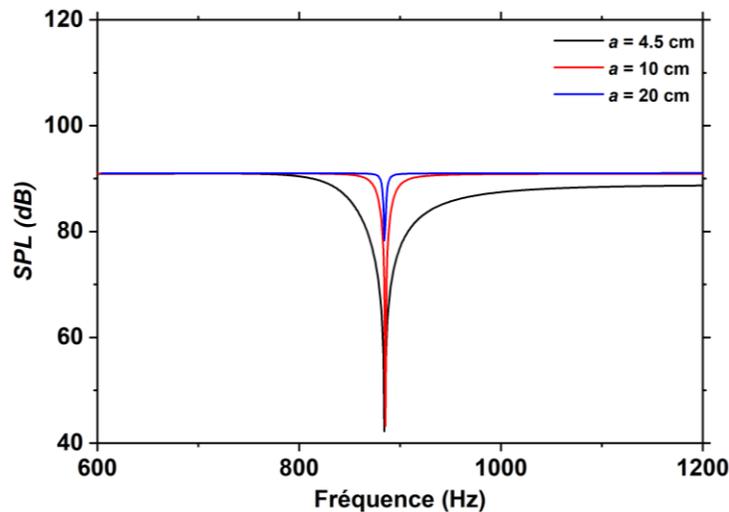


Figure IV.2.6 Evolution du niveau sonore de transmission par la métasurface basée sur des résonateurs à cinq ouvertures, pour un paramètre de maille  $a$  variant de 4.5 cm, 10 cm, et 20 cm.

## IV.2.6 Couplage entre deux métasurfaces de résonateurs de Helmholtz :

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'étude du couplage entre deux métasurfaces de résonateurs percés chacun par deux trous en entrée et en sortie selon l'axe  $x$ . Comme vu dans le chap. II, la configuration à deux trous conduit à un effet de couplage plus important.

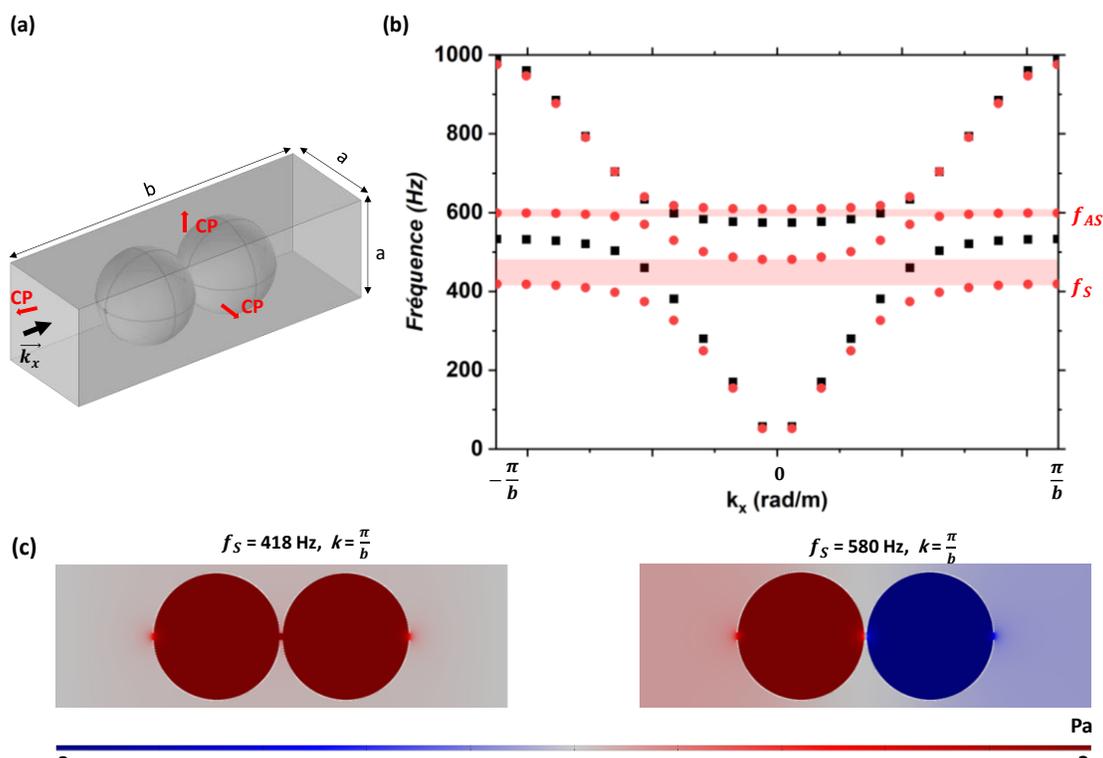


Figure IV.2.7 (a) Maille élémentaire contenant deux résonateurs, chacun percé en entrée et en sortie selon l'axe  $x$ . (b) Courbe de dispersion d'un réseau 3D d'une (noir) et deux (rouge) métasurfaces de paramètre de maille  $a = 4.5$  cm avec  $b = 14$  cm, et (b) et (b) les cartes de champ correspondantes aux fréquences  $f_S$  et  $f_{AS}$  pour  $k = \frac{\pi}{b}$ .

La figure IV.2.7 (a) représente la maille élémentaire, de paramètres  $a = 4.5$  cm et  $b = 14$  cm, contenant les deux résonateurs. Le paramètre  $b$  passe de 10 cm à 14 cm du fait de l'ajout du second résonateur pour préserver une bonne distance entre les couches périodiques selon  $x$ .

La figure IV.2.7 (b) présente la courbe de dispersion pour une métasurface formée d'un résonateur à deux trous (courbe noire). L'ajout d'un trou supplémentaire dans le résonateur décale

la bande interdite de 374 Hz à 530 Hz (Voir équation II.2.2). Les limites de la bande interdite sont alors [530 Hz, 575 Hz].

Une deuxième métasurface est ajoutée à une distance de 0.5 mm de la première avec les trous disposés face à face. Les deux couches interagissent, et conduisant à l'ouverture d'une deuxième bande interdite (courbe rouge). Ces deux sous-bandes localisées entre [418 Hz, 481 Hz] et [580 Hz, 610 Hz], sont associées aux comportements symétriques et antisymétriques des deux couches comme le montre la figure IV.2.7 (c). Notamment, la bande correspondant au mode symétrique se distingue par sa largeur plus importante.

### IV.2.7 Transmission à travers deux métasurfaces couplées :

Nous calculons maintenant la transmission à travers la métasurface acoustique composée d'une et de deux couches de résonateurs. La Figure IV.2.8 (a) montre la courbe de transmission pour une couche de résonateurs (courbe noire). Celle-ci présente une résonance à 548 Hz en bon accord avec la bande interdite obtenue par le calcul de la courbe de dispersion de la Figure IV.2.7.

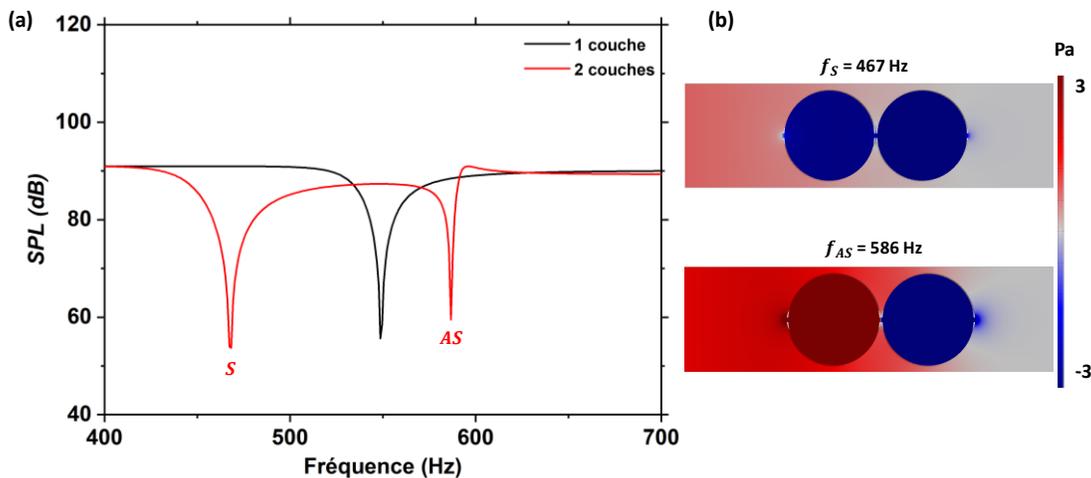


Figure IV.2.8 Evolution du niveau sonore de transmission pour une et deux couches de résonateurs à 2 ouvertures, espacées de 0.5 mm, et (b) les cartes de champ correspondantes aux fréquences  $f_S$  et  $f_{AS}$ .

La courbe rouge correspond à la métasurface à deux couches distantes de 0,5 mm. Le couplage entre les deux couches provoque une levée de dégénérescence, créant ainsi deux zéros de transmission. Le premier, caractérisé par une bande plus large, est décalée vers les basses

fréquences (467 Hz), tandis que la deuxième est déplacée vers des fréquences plus élevées (586 Hz), conformément aux résultats observés dans la courbe de dispersion. La figure IV.2.8 (b) illustre les cartes de champ de pression correspondants à ces deux fréquences. Les deux couches présentent un comportement symétrique (*S*) à la première fréquence (carte de haut), alors qu'à la deuxième fréquence (courbe du bas) un comportement antisymétrique (*AS*) est obtenu.

Ainsi, le couplage entre deux métasurface acoustique permet la formation de deux bandes interdites.

#### IV.2.8 Changement de la distance entre les deux métasurfaces :

En jouant sur la distance entre les deux métasurfaces, nous pouvons modifier l'importance du couplage entre les résonateurs. La figure IV.2.9 montre l'évolution du spectre de transmission en espaçant les deux couches de  $d = 0.5$  mm, 1 mm, 5 mm, et 20 mm. Lorsque les deux couches s'éloignent, les deux zéros de transmission convergent l'un vers l'autre, le creux symétriques (*S*) se déplace vers les hautes fréquences, alors que le creux antisymétrique (*AS*) tend vers les basses fréquences.

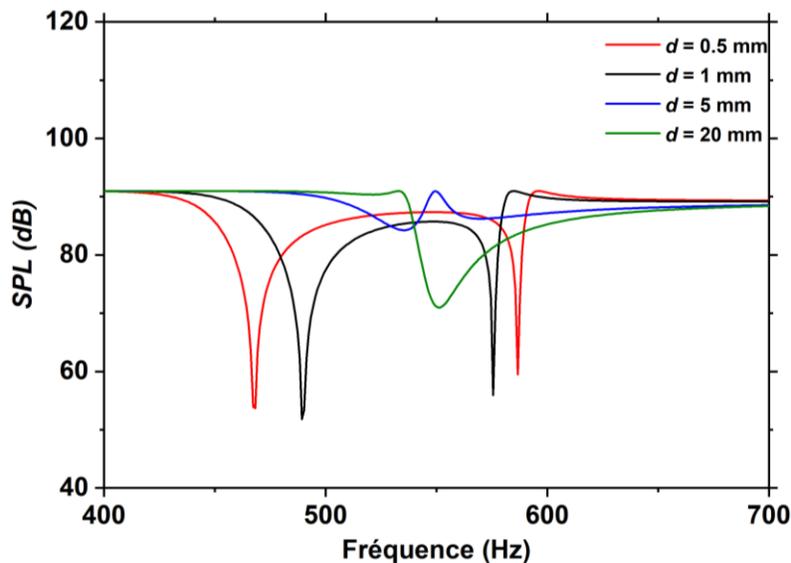


Figure IV.2.9 Evolution du SPL de deux métasurfaces couplées de paramètre de maille  $a = 4.5$  cm, distantes de  $d = 0.5$  mm, 1 mm, 5 mm et 20 mm.

Ainsi, la réponse en transmission de deux métasurfaces acoustiques couplées peuvent être contrôlé facilement en modifiant la distance entre couches. A une distance de 20 mm, les deux atténuations convergent et forment une bande dont la largeur est plus large que dans le cas d'une métasurface unique.

Lorsque le paramètre de maille  $a = 10$  mm, nous diminuons le couplage entre résonateur dans une même métasurface. Nous varions ensuite la distance entre les deux métasurfaces, comme illustré dans la Figure IV.2.10.

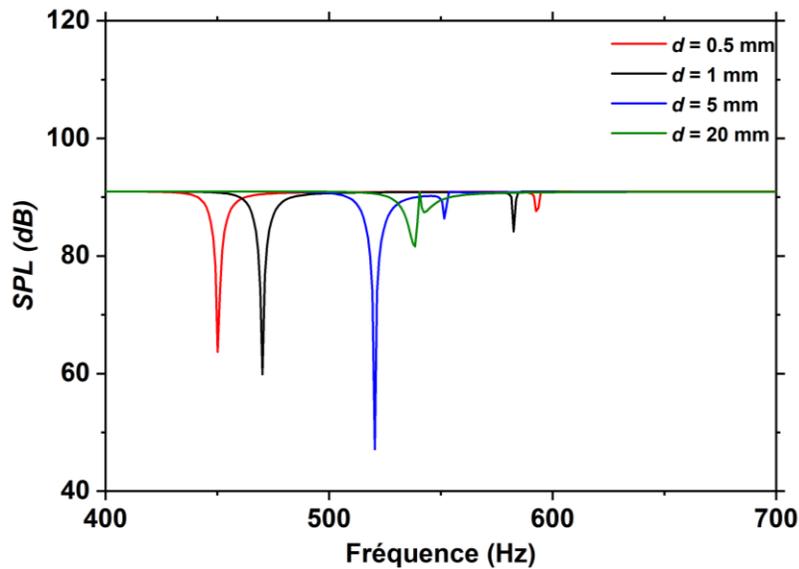


Figure IV.2.10 Evolution du SPL de deux métasurfaces couplées de paramètre de maille  $a = 10$  cm une inter-distance  $d$  de 0.5 cm, 1 mm, 5 mm et 20 mm.

En comparaison avec le cas précédent, les facteurs de qualité des zéros de transmission augmentent. Comme dans le cas d'un paramètre de maille de 4.5cm, lorsque  $d = 20$  mm nous constatons que le couplage subsiste.

### IV.3 SYNTHÈSE

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence une métasurface acoustique basée sur des résonateurs de Helmholtz similaire à des balles de ping-pong, conçue pour l'isolation du son à basses fréquences. Dans le cas d'une ouverture par résonateur, une atténuation du SPL est obtenue à la fréquence de résonance de 390 Hz. Ainsi, la métasurface joue le rôle d'un filtre acoustique, conduisant à un piégeage du son dans les cavités des résonateurs, et une transmission faible. L'orientation des résonateurs montre des réponses en transmission variables en fréquence lorsque l'angle est supérieur à  $30^\circ$ , influencé par la présence des résonateurs voisins. La relation de dispersion a ensuite été calculé pour une métasurface. Pour une fréquence inférieure à 3000 Hz, nous obtenons deux bandes interdites, une de type Bragg et l'autre dont l'origine est liée à la résonance locale.

Nous avons ensuite calculé la transmission à travers une métasurface acoustique basée sur des résonateurs à cinq ouvertures permettant de connecter les résonateurs entre eux. En conséquence, le creux de transmission est déplacé vers les hautes fréquences, tout en élargissant la bande. Nous avons montré que lorsque le paramètre de maille augmentait, la bande devenait plus étroite. Ce comportement vient de l'intensité du couplage entre résonateurs adjacents, qui élargit la bande de résonance.

Enfin, nous avons examiné le comportement de deux métasurfaces couplées dont les résonateurs présentent deux ouvertures. Le couplage entre ces couches a révélé une levée de dégénérescence donnant naissance à une atténuation symétrique et antisymétrique. En modifiant la distance entre couches, nous avons pu déplacer les fréquences de ces deux atténuations, qui finissent par converger à grande distance. À cette distance, le couplage entre couches est toujours présent, mais la séparation entre les deux atténuations est peu visible en raison de la largeur des bandes. Cette largeur provient du couplage entre résonateurs adjacents d'une même couche, où une augmentation du paramètre de maille conduit à des atténuations plus étroites qui deviennent visibles même à 20 mm.

Ces résultats obtenus ouvrent de nouvelles perspectives d'application pour les métasurfaces acoustiques basées sur les résonateurs de Helmholtz, notamment dans le domaine de l'ingénierie pour le contrôle dynamique des bruits et des sons à basse fréquence. Ces découvertes permettent

d'envisager des solutions plus efficaces et adaptatives pour atténuer les nuisances sonores et améliorer la qualité acoustique des environnements.

Chapitre **V**

**Démonstration expérimentale d'une  
métasurface acoustique de résonateurs de  
Helmholtz**

## INTRODUCTION

Dans ce chap., nous démontrons à la fois numériquement et expérimentalement le rôle du couplage dans la manipulation des ondes acoustiques à basse fréquence, et comment un arrangement d'unités couplées peut accroître significativement les propriétés d'isolation acoustique à basse fréquence. Un intérêt particulier est porté ici sur les propriétés de couplage entre cellules formant ainsi une métasurface de dimension sous-longueur d'onde. Nous prendrons en compte les pertes thermo-visqueuses dans la modélisation de la métasurface acoustique afin de permettre une comparaison avec les données de l'expérience. Nous substituons dans ce cas le module de physique « Pressure Acoustics » dans Comsol Multiphysics par « Thermoviscous Acoustics ». Pour des raisons pratiques, la métasurface est associée à une plaque de plexiglas, utilisée comme support. Les démonstrations expérimentales sont réalisées à l'aide d'un dispositif expérimental constitué d'une boîte de réverbération et des balles de ping-pong pour constituer la métasurface.

Le chapitre est organisé comme suit. Le modèle général, basé sur des balles de ping-pong agissant comme des résonateurs de Helmholtz, est présenté dans la section V.1, ainsi que les descriptions utiles de la méthode numérique et des montages expérimentaux. La section V.2 est consacrée aux résultats et aux discussions.

## V.1 METHODES

L'expérience est réalisée à Athènes, en collaboration avec le laboratoire « Dynamics and Acoustics », et permet de mesurer l'absorption du son à basse fréquence par un réseau périodique de balles de ping-pong. Dans ce dispositif expérimental, une boîte de réverbération de taille 73,5 cm x 73,5 cm x 31 cm, illustrée dans la figure V.1.1 (a), est utilisée pour effectuer les mesures. Un haut-parleur, d'un diamètre de 16,5 cm et d'une impédance de  $8 \Omega$ , et un microphone ( $Mic_0$ ) sont placés à l'intérieur de la boîte pour respectivement générer et enregistrer les fréquences harmoniques, contrôlées à partir d'un code Matlab :

```
Fs = 1E+3;  
  
t1 = linspace (0, Fs-1, 10*Fs) / Fs;  
  
s1 = chirp (t1,20, t1(end), 4000,'linear');  
  
sound (20*s1)
```

La fonction « linspace » génère un vecteur de temps de  $10^4$  valeurs également espacés entre 0 à 999 s, où chaque élément est répété  $10^3$  fois. Ensuite, la fonction « chirp » construit le signal sinusoïdal dont le balayage est linéaire en fréquence, allant de 20 à 4000 Hz, pour une durée de temps  $t1(\text{end})-t1 = 999$  s, qui se produit sous forme de son par la fonction « sound », 20 fois plus amplifiée.

Dans la direction de propagation, un microphone BK externe ( $Mic_1$ ), placé près de la métasurface, est utilisé pour détecter les ondes transmises qui sont finalement analysées à l'aide d'un logiciel Visual Basics. Les signaux sont ensuite traités en calculant leurs transformées de Fourier à l'aide de l'algorithme de transformation rapide de Fourier (FFT) linéaire, utilisé dans le logiciel "OriginPro", qui offre un moyen simple et rapide d'examiner le spectre de fréquence des données temporels. Tous les résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit ont été répétés six fois pour garantir la reproductibilité des données. Comme le montre la figure V.1.1 (b), la métasurface est entourée de mousse afin d'éviter toute réflexion sur les limites de la boîte. Une plaque de plexiglas (47 cm x 47 cm), d'épaisseur 3 mm, est employée comme support de la métasurface.

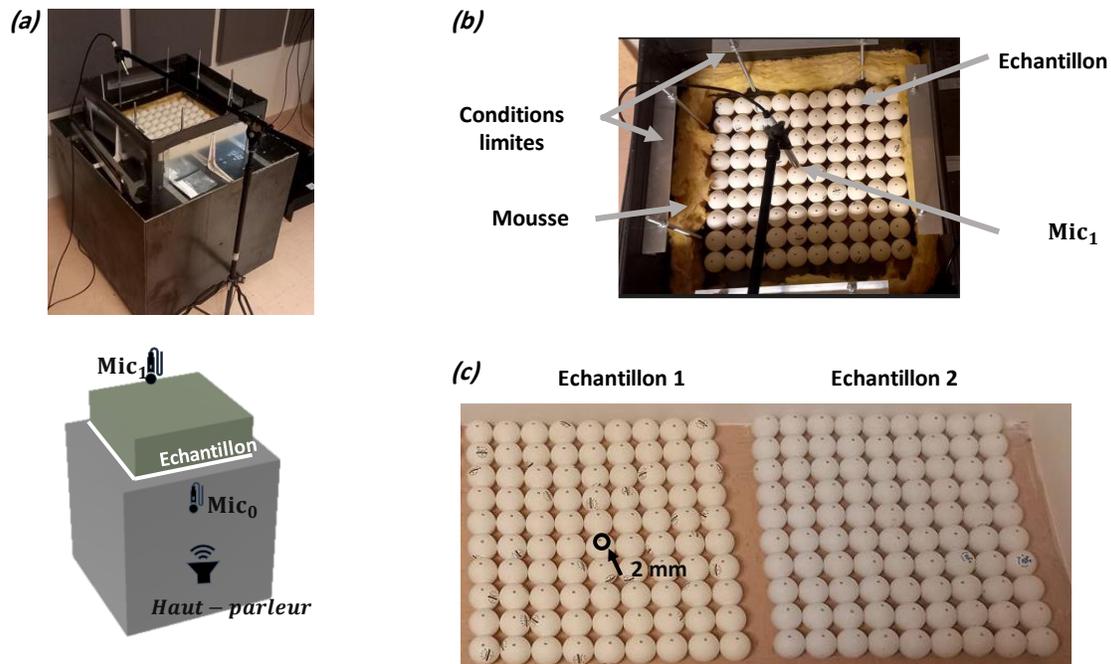


Figure V.1.1 (a) Photo de la boîte de réverbération (haut) et représentation schématique (bas), montrant le haut-parleur, la métasurface, le microphone intérieur ( $Mic_1$ ) et extérieur ( $Mic_0$ ). (b) Photo de l'installation depuis le haut montrant la mousse, la métasurface et le microphone extérieur ( $Mic_1$ ). (c) Matrices de balles de ping-pong ( $10 \times 9$ ) percées d'un trou (échantillon 1) et de cinq trous (échantillon 2) d'un rayon de 2 mm.

La figure V.1.1 (c) illustre les deux échantillons étudiés ci-après, qui consistent en des balles de ping-pong ( $10 \times 9$ ) placées sur une plaque de plexiglas servant de support. L'échantillon 1 est constitué de balles avec un seul trou de 2 mm de rayon, orienté vers le haut. L'échantillon 2 est constitué de balles de ping-pong percées 5 fois (rayon 2 mm), et disposées de telle sorte qu'une ouverture soit orientée vers le haut et les 4 autres en relation avec leurs proches voisins.

Pour la partie de modélisation numérique, nous utilisons le même modèle employé dans le chapitre IV, mais en insérant les pertes thermo-visqueuses, substituant ainsi « Pressure acoustics » par « Thermoviscous acoustics » décrit par l'équation (II.2.3) ce qui permet la comparaison avec l'expérience.

## V.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS

### V.2.1 Insertion des effets de pertes thermo-visqueuses :

Nous avons d'abord étudié le cas d'un ensemble de balles de ping-pong percées une fois d'un trou de 1 mm et disposées selon un réseau carré. Comme décrit dans le chapitre IV, l'onde plane acoustique est générée selon l'axe des  $x$ , et chaque ouverture est orientée face à l'air de l'espace de sortie. La pression transmise est ensuite enregistrée à l'aide d'un détecteur situé au point B, à 12,5 cm de la métasurface.

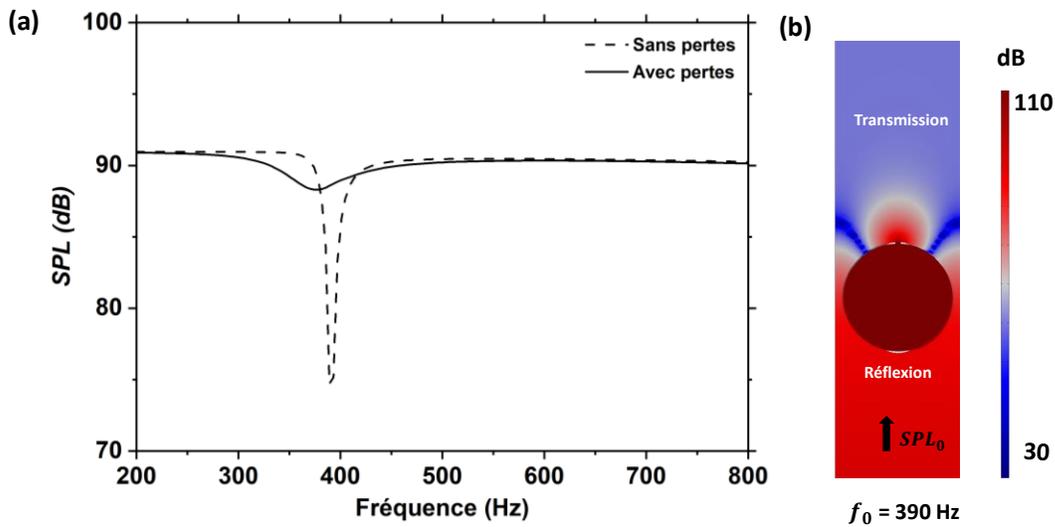


Figure V.2.1 (a) Evolution du niveau sonore de transmission par une métasurface de résonateurs de Helmholtz de rayon  $R = 20$  mm et une ouverture de rayon  $r = 2$  mm, détecté à 0.25 m du centre O. (b) Champ de pression d'un résonateur à la fréquence de résonance de 390 Hz, sans tenir compte des pertes thermo-visqueuses.

La figure V.2.1 (a) montre l'évolution du niveau de pression acoustique calculé avec (ligne solide) et sans (ligne pointillée) la prise en compte des pertes thermo-visqueuses. La résonance apparaît clairement sous la forme d'un creux étroit autour de 390 Hz, qui se décale vers 375 Hz, qui s'élargit considérablement et disparaît presque lorsque les pertes thermo-visqueuses sont prises en compte.

La figure V.2.1 (b) montre la distribution du SPL à la fréquence de résonance pour le cas sans pertes. À travers l'ouverture, le son est absorbé et se trouve piégé dans la cavité du résonateur.

Le pouvoir d'absorption sonore des résonateurs est considérablement réduit au cas sans pertes, en raison des frottements des molécules d'air avec les parois du conduit (l'ouverture).

### V.2.2 Elargissement de la section de l'ouverture :

Étant donné que la plupart des pertes se produisent au niveau de l'ouverture, il sera nécessaire de modifier cette dernière afin d'optimiser l'efficacité du système. La figure V.2.2 représente l'évolution du niveau de pression acoustique calculé avec (courbes solides) et sans (courbes pointillées) pertes pour une ouverture de rayon  $r = 1$  mm (courbes noires),  $r = 2$  mm (courbes bleues), et  $r = 3$  mm (courbes rouges). Lorsque l'on élargit le rayon du trou, le creux devient de plus en plus profond et plus large, se déplaçant vers des fréquences plus élevées.

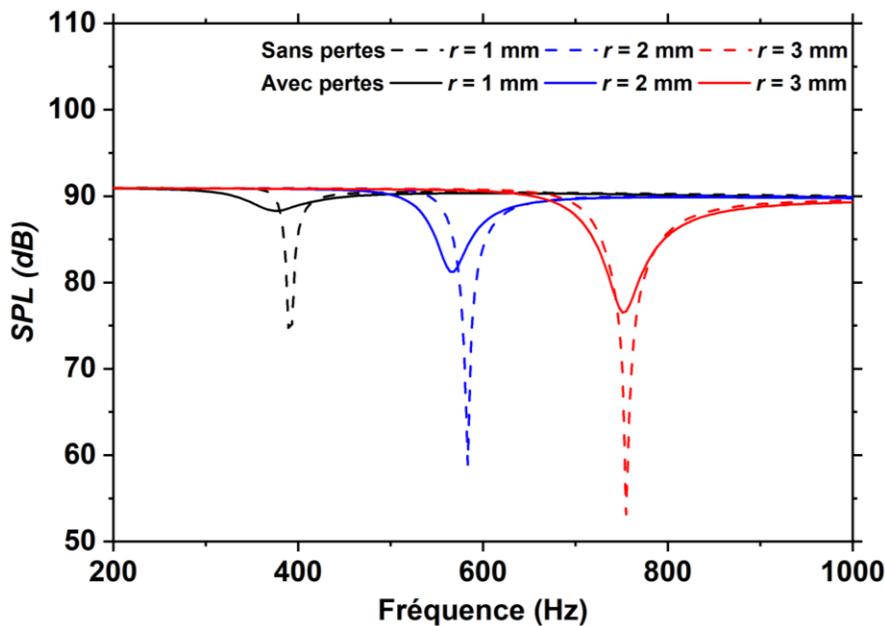


Figure V.2.2 Evolution du niveau sonore de transmission par une métasurface de résonateurs de Helmholtz à une ouverture de rayon  $r = 1$  mm,  $r = 2$  mm, et  $r = 3$  mm.

Pour mieux comprendre l'origine de ce comportement, nous avons calculé les cartes de distribution des dissipations dans les trois cas (figure V.2.3), à savoir pour  $r = 1$  mm, 2 mm, et 3 mm aux fréquences de résonance correspondantes. A mesure que le diamètre de l'ouverture augmente, les frottements entre l'air et le solide au niveau de l'interface diminuent, permettant la libre circulation de l'onde sur une section de plus en plus grande. L'effet de résonance est donc

progressivement amplifié et le mécanisme de résonance par le principe de Helmholtz rendu plus efficace.

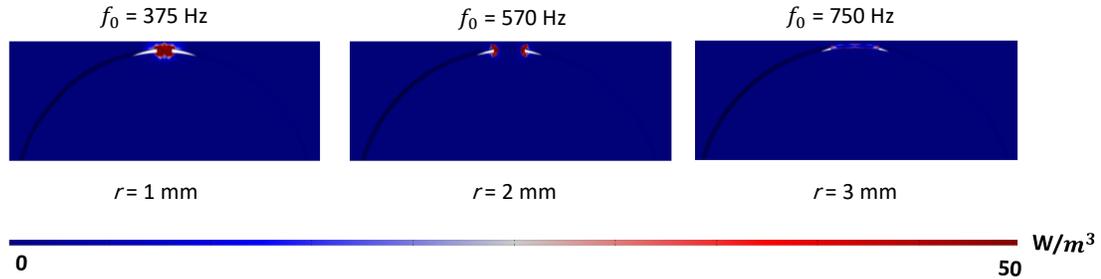


Figure V.2.3 Distribution de la densité de dissipation thermo-visqueuse totale pour un résonateur à une ouverture, de rayon  $r = 1 \text{ mm}$ ,  $r = 2 \text{ mm}$ , et  $r = 3 \text{ mm}$  aux fréquences de résonance correspondantes.

### V.2.3 Effet d'augmentation du nombre de trous :

Dans ce qui suit, nous relient les résonateurs adjacents de la métasurface par quatre trous additionnels, permettant la connexion entre résonateurs voisins. La figure V.2.4 montre l'évolution du SPL transmis lorsque le nombre de trous passe de 1 à 5, pour des rayons de 1 mm (courbes rouges) et 2 mm (courbes vertes), sans (courbes pointillées) et avec (courbes solides) pertes. On observe que l'ajout d'ouvertures dans le plan  $(y, z)$  décale le creux de transmission vers les hautes fréquences tout en élargissant la bande. Cet effet est remarqué pour  $r = 1 \text{ mm}$ , et  $r = 2 \text{ mm}$ . Comme déjà observé précédemment, l'insertion des pertes décale le creux légèrement vers les basses fréquences dans tous les cas.

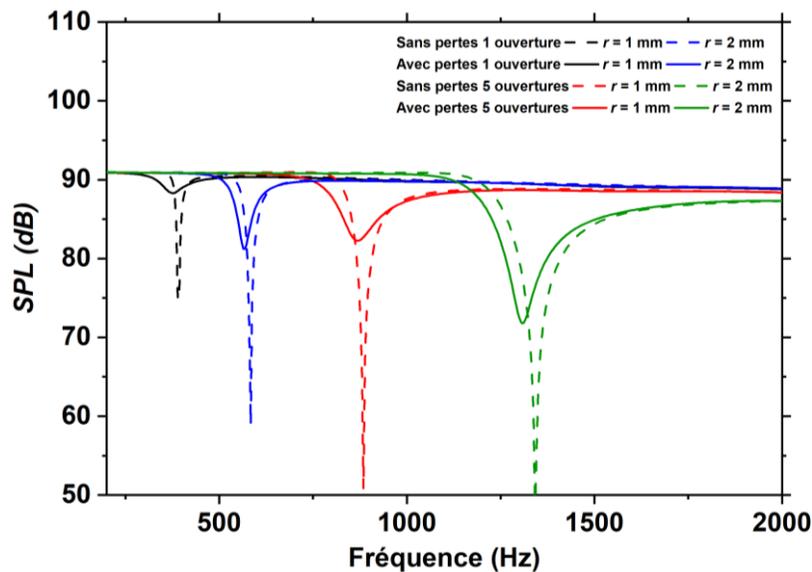


Figure V.2.4 Evolution du niveau sonore de transmission à travers une métasurface constituée de balles à 1 trou (noir, bleu) et à 5 trous (rouge, vert), de rayon 1 mm (noir, rouge) et 2 mm (bleu, vert). Le calcul est effectué sans (ligne pointillée) et avec pertes thermo-visqueuses (ligne continue).

Pour comprendre l'origine de l'élargissement, la figure V.2.5 compare le spectre de transmission de la métasurface constituée des balles à 5 trous de rayon 2 mm en changeant le paramètre de maille. Comme déjà expliqué au chapitre IV, lorsque le paramètre de maille passe de 4.5 cm à 9 cm la bande interdite devient de plus en plus étroite, alors que la fréquence de résonance reste pratiquement inchangée. Ce résultat démontre que l'élargissement de la bande interdite provient du couplage entre les balles de ping-pong.

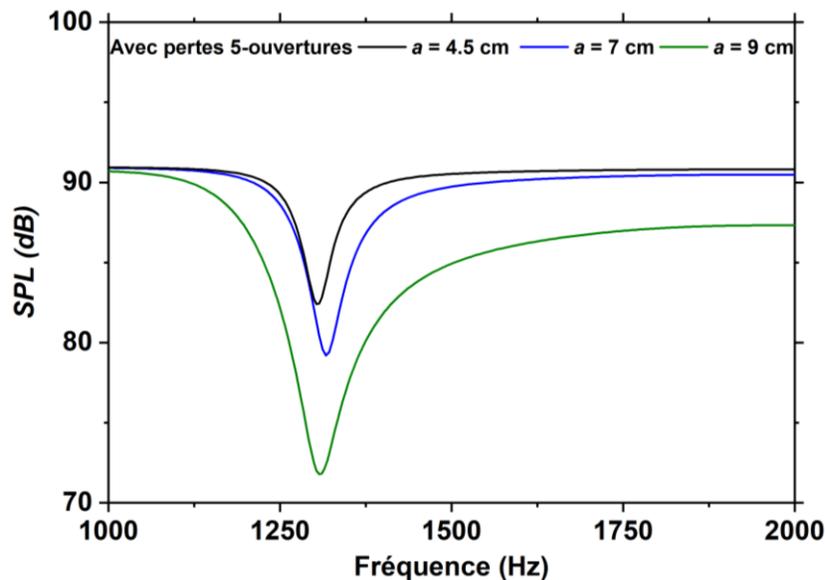


Figure V.2.5 Evolution du niveau sonore de transmission à travers la métasurface à 5 trous, en changeant le paramètre de réseau  $a$  de 4,5 à 7 cm puis 9 cm.

## V.2.4 Insertion de la plaque de plexiglass :

Pour réaliser l'expérience, il a été nécessaire de déposer les balles de ping-pong sur une plaque de plexiglas rigide de taille 47 cm x 47 cm et d'épaisseur 3 mm, recouvrant la boîte de réverbération (voir figure V.1.1 (b)). Pour cette raison, nous avons étudié numériquement la configuration de la métasurface couplée à une plaque de plexiglas définie en utilisant le module « Solid mechanics » avec une densité de  $1180 \text{ kg/m}^3$ , un module de Young de  $2,5 \cdot 10^9 \text{ Pa}$ , un coefficient de Poisson de 0.37, et une vitesse de son de 1900 m/s.

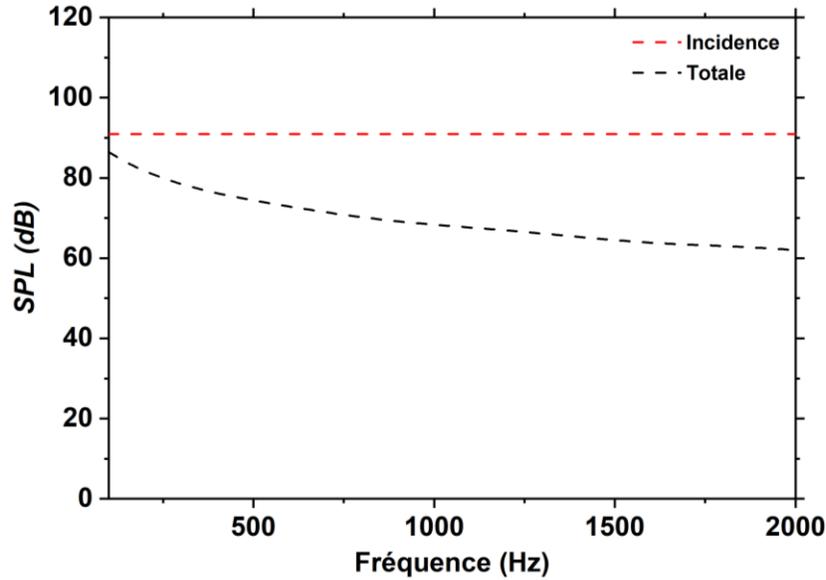


Figure V.2.6 Evolution du niveau sonore d'incidence (courbe rouge), et de transmission (courbe noire) à travers une plaque rigide en plexiglas, détectés au point B, à 12.5 cm après la plaque. Le calcul est effectué sans considération des pertes thermo-visqueuses.

Nous commençons par examiner la transmission sonore à travers une plaque de plexiglas seule. La Figure V.2.6 illustre la comparaison des SPL de l'onde incidente (courbe rouge) et de l'onde transmise (courbe noire) calculés au même point B, sans tenir compte des pertes. L'insertion de la plaque provoque une diminution progressive du niveau sonore transmis en fonction de la fréquence. Cette diminution est due à la rupture d'impédance entre les deux milieux (air et plexiglas) :

- L'impédance de l'air ( $Z_{air}$ ) est égale à  $\rho \cdot c = 1,225 \text{ kg/m}^3 \cdot 340 \text{ m/s} = 420 \text{ Kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
- L'impédance du plexiglas ( $Z_{plexiglas}$ ) est égale à :

$$\rho_{plexiglass} \cdot v_{plexiglass} = 1180 \text{ kg/m}^3 \cdot 1900 \text{ m/s} = 2\,242\,000 \text{ Kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$$

Cela entraîne une réflexion acoustique significative, ce qui se traduit par une réduction de la transmission sonore.

## V.2.5 Insertion de la plaque de plexiglass (Résonateur à un trou) :

Nous procédons ensuite à l'assemblage de la métasurface acoustique en contact direct avec la plaque de plexiglas. Dans ce qui suit, les balles de ping-pong ont été percées par un trou avec un rayon de 2 mm.

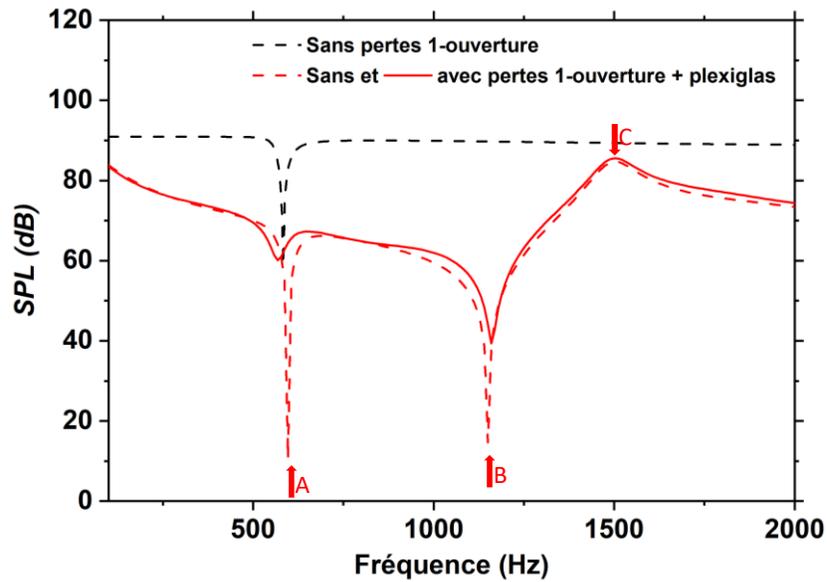
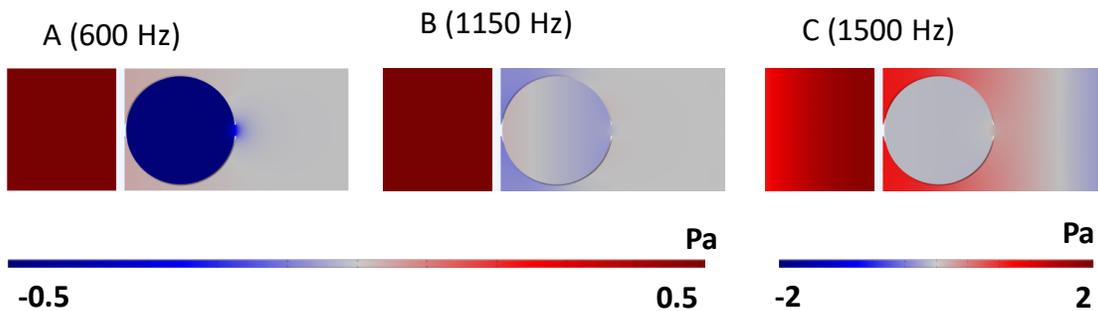


Figure V.2.7 Evolution du niveau sonore de transmission à travers une métasurface de balles à 1 seul trou (courbe noire), puis en contact avec une plaque rigide en plexiglas (courbes rouges). Le calcul est effectué sans (courbe en pointillée) et avec pertes thermo-visqueuses (courbe solide).

La figure V.2.7 montre l'évolution du SPL à travers la métasurface de balles de ping-pong à 1 trou couplée à la plaque (lignes rouges). Dans la courbe de transmission, on peut voir l'apparition de deux creux, A et B, et d'un pic C, alors qu'il n'y a qu'un seul creux lorsque la métasurface est seule. Comme précédemment étudié, on observe également une diminution progressive du niveau sonore avec la fréquence en raison de la présence de la plaque de plexiglas.



*Figure V.2.8 Représentation de la partie réelle du champ de pression aux fréquences des creux A et B, et du pic C. Le résonateur est percé d'un trou de rayon 2 mm et l'onde incidente est envoyée sous incidence normale sur la plaque de plexiglas avec un niveau de pression acoustique SPL = 91 dB.*

Pour comprendre l'origine de ces trois caractéristiques, nous avons procédé au calcul du champ de pression aux fréquences correspondantes (figure V.2.8). On trouve que le creux A correspond à la résonance de la balle de ping-pong, caractérisée par une forte pression à l'intérieur de la balle et en opposition de phase avec l'onde incidente. La transmission du champ est faible après la métasurface. Le creux B et le pic C proviennent du même mode, localisé dans l'espace d'air entre la balle et la plaque de plexiglas. Lorsque la vibration du mode est en opposition de phase avec l'onde entrante, la transmission devient nulle et le creux B apparaît. Inversement, lorsque la vibration est en phase avec l'onde entrante, le signal est transmis, ce qui conduit au pic C. Cette caractéristique asymétrique du pic de transmission est connue sous le nom de résonance de type Fano. Une résonance similaire a également été observée dans les travaux de Lagarrigue et al.<sup>77</sup> en considérant un modèle 2D d'un résonateur à anneau fendu noyé dans une matrice poreuse. Les auteurs ont montré que l'énergie peut être piégée entre les inclusions et un support rigide.

### **V.2.6 Insertion de la plaque de plexiglass (Résonateur à cinq trous) :**

La figure V.2.9 présente le cas d'une métasurface de balles de ping-pong à 5 trous couplée à la plaque de plexiglas. Le pic de résonance de type Fano (B-C) est toujours présent aux mêmes fréquences qu'auparavant, tandis que le creux A apparaît maintenant à des fréquences plus élevées en raison du plus grand nombre de trous.

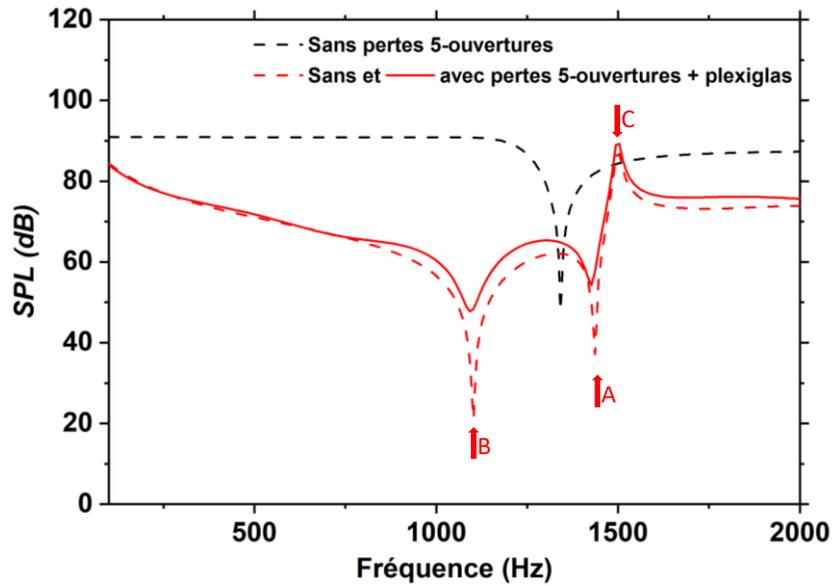


Figure V.2.9 Evolution du SPL à travers une métasurface de balles à 5 trous (courbe noire) puis déposée sur une plaque rigide en plexiglas (courbes rouges). Le calcul est effectué sans (courbe en pointillée) et avec pertes thermo-visqueuses (courbe solide).

La figure V.2.10 montre les cartes de champ correspondantes aux fréquences A, B et C, où le champ de pression est localisé à l'intérieur du résonateur pour A et dans l'espace d'air entre le résonateur et la balle pour B et C. Ce résultat est dû à la présence des deux modes dans la même gamme de fréquences.

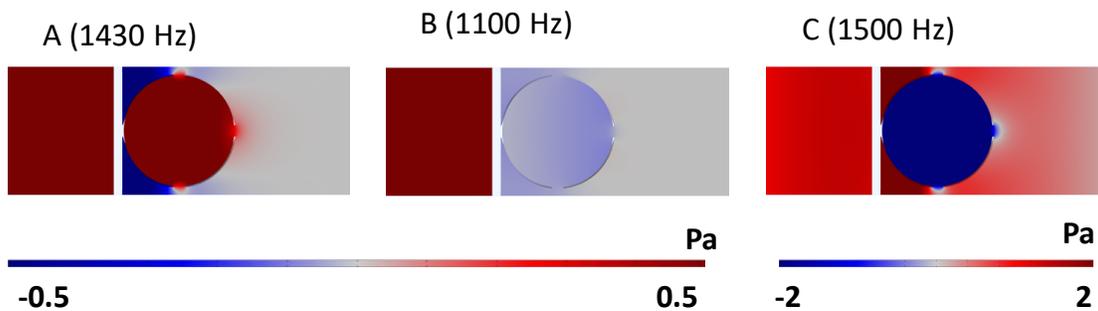


Figure V.2.10 Représentation de la partie réelle du champ de pression aux fréquences des creux A et B, et du pic C. Le résonateur est percé de cinq trous de rayon 2 mm et l'onde incidente est envoyée sous incidence normale sur la plaque de plexiglas avec un niveau de pression acoustique SPL = 91 dB.

L'adaptation de ce système à des fréquences plus basses, en particulier pour la bande en dessous de 150 Hz est possible en changeant les paramètres géométriques comme l'utilisation de

balles ayant un volume plus grand ou même la diminution de la taille de l'ouverture, sachant que la diminution de la taille de l'ouverture est limitée par les pertes thermo-visqueuses comme déjà discuté précédemment.

### V.2.7 Résultats expérimentaux :

Enfin, les mesures expérimentales ont été effectuées à l'aide de la boîte de réverbération pour les ensembles de balles de ping-pong percées de 1 et 5 trous ( $9 \times 10$ ).

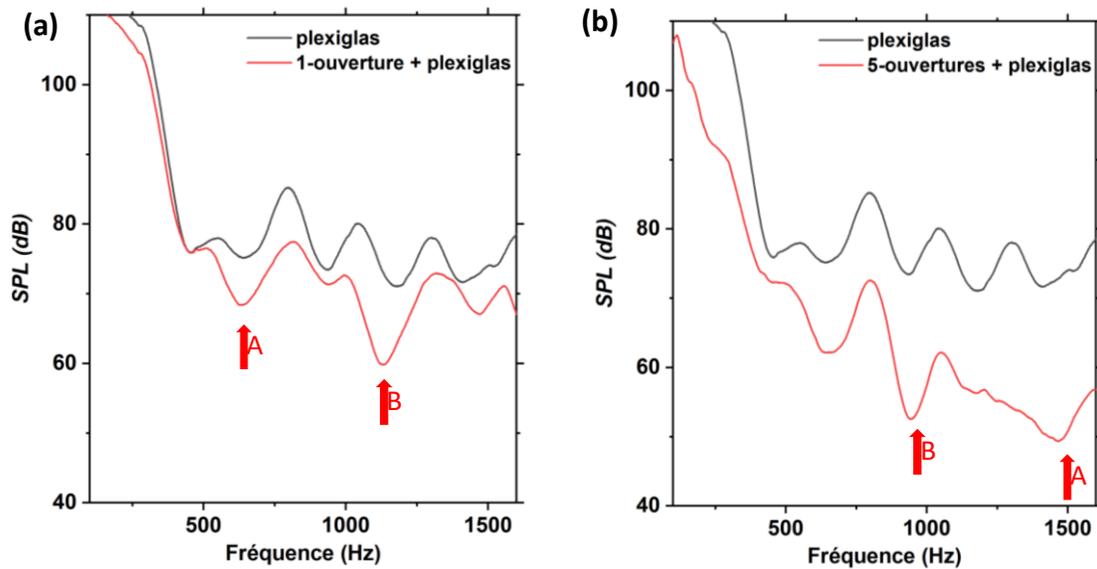


Figure V.2.11 Evolution du niveau sonore de transmission expérimental enregistré à 12,5 cm après la métasurface de balles de ping-pong déposée sur une plaque rigide en plexiglas, lorsque les balles sont percées (a) d'un et (b) de cinq trous (courbes rouges), par rapport au panneau en plexiglas seul (courbe noire).

La figure V.2.11 montre l'évolution du niveau sonore transmis par une plaque de plexiglas (courbes noires) en fonction de la fréquence. Contrairement à ce qui a été obtenu théoriquement, des oscillations apparaissent dans le spectre mesuré. Celles-ci sont probablement dues aux réverbérations sur les parois de la boîte. L'effet de la métasurface sera donc examiné en relatif.

La figure V.2.11 montre en rouge l'évolution du SPL par le système plaque-métasurface couplé. Deux métasurfaces ont été étudiées respectivement des balles de ping-pong perforée d'une et cinq ouvertures. Dans le premier cas (figure V.2.11 (a)), les creux A et B sont bien enregistrés expérimentalement. Dans le second (figure V.2.11 (b)), le creux B est légèrement décalé par

rapport au calcul, passant en dessous de 1000 Hz. L'origine du creux de transmission étant liée à l'espace d'air entre la balle et la plaque, la raison pourrait venir de la zone de contact entre la métasurface et la plaque de plexiglas qui, de plus, présente des irrégularités dans l'échantillon expérimental. Cette hypothèse est envisagée dans la section suivante.

### V.2.8 Surface de contact entre plaque et résonateurs de la métasurface :

Nous étudions l'effet de la surface de contact entre la plaque et les résonateurs sur la réponse en transmission. La figure V.2.12 montre l'évolution du SPL pour un système couplé ayant comme surface de contact entre plaque et résonateurs  $S_c = 10 \text{ mm}^2$ ,  $18 \text{ mm}^2$ , et  $28 \text{ mm}^2$ . Comme le montre le calcul, le fait de modifier la surface de contact de 10 à  $28 \text{ mm}^2$  déplace le creux B de 950 Hz à 1250 Hz. Ce calcul permet d'expliquer le décalage en fréquence du pic B observé expérimentalement.

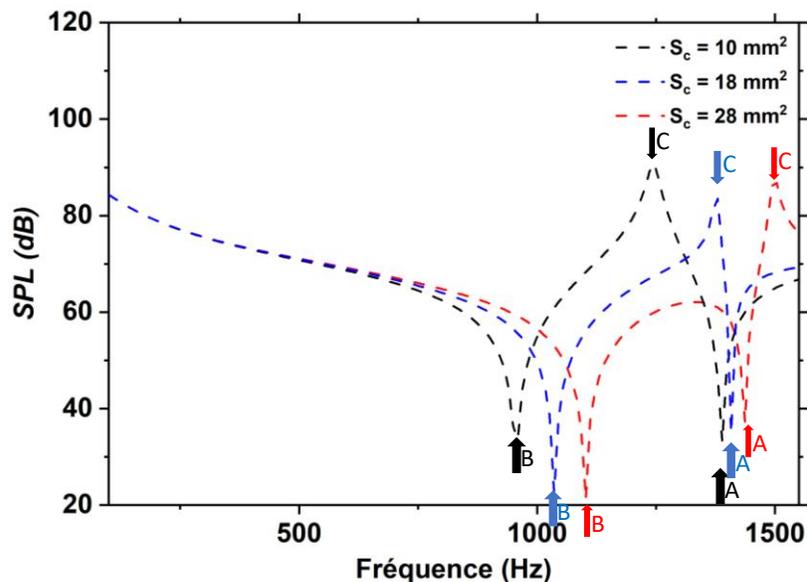


Figure V.2.12 Evolution du SPL à travers une métasurface de balles à 5 trous déposée sur une plaque en plexiglas rigide sans pertes thermo-visqueuses avec une surface de contact  $S_c$  de  $10 \text{ mm}^2$  (noire),  $18 \text{ mm}^2$  (bleue) et  $28 \text{ mm}^2$  (rouge). Le rayon du trou est de 2 mm et l'onde incidente est envoyée sous incidence normale sur la plaque de plexiglas avec un SPL = 91 dB.

### V.3 SYNTHÈSE

Dans ce chapitre, les balles de ping-pong sont utilisées pour réaliser des métasurfaces acoustiques simples et peu coûteuses. Nous avons démontré numériquement, à l'aide de la méthode des éléments finis, et expérimentalement, à l'aide d'une boîte de réverbération, la réponse de transmission à travers la métasurface. Nous avons construit une métasurface d'épaisseur sous-longueur d'onde, et démontré l'apparition de l'effet de résonance caractéristique des HR sur la transmission, conduisant à un creux dans le spectre de fréquence. À mesure que le diamètre de l'ouverture augmente, les frottements entre l'air et le solide au niveau de l'interface diminuent, permettant la libre circulation de l'onde sur une section de plus en plus grande. L'effet de résonance de la masse d'air au niveau de l'étranglement est donc progressivement amplifié et le mécanisme de résonance par le principe de Helmholtz rendu plus efficace.

En insérant des trous entre des balles de ping-pong adjacentes, nous avons pu introduire le couplage entre résonateurs, ce qui a permis d'obtenir une réponse d'atténuation plus large. Expérimentalement, la métasurface a été déposée sur une plaque de plexiglas rigide. Le nouvel empilement métasurface-plaque fait apparaître un creux/pic asymétrique dans la gamme des basses fréquences, provenant de l'espace d'air entre la balle et la surface de la plaque de plexiglas. Cette nouvelle caractéristique a été attribuée à un mécanisme de résonance de type Fano. Les zéros de transmission théoriques ont été mesurés expérimentalement à l'aide d'une boîte de réverbération avec un bon accord tant que les effets thermo-visqueux sont pris en compte dans les calculs. L'utilisation des balles de ping-pong représente un moyen simple, facile, et peu coûteux de contrôler la diffusion et la transmission du son à l'échelle sous-longueur d'onde.

# CONCLUSION GENERALE

---

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à une métasurface acoustique à base de résonateurs de Helmholtz sphériques dans le but d'améliorer la capacité d'isolation phonique dans l'air aux basses fréquences. Nous avons démontré, à la fois par simulations numériques à l'aide de la méthode des éléments finis, ainsi que par des mesures expérimentales la capacité du couplage entre unités sous-longueur d'onde à élargir la bande fréquentielle d'atténuation du son. Les résultats obtenus ont été développés à travers cinq chapitres.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté le contexte scientifique de la thèse, basé sur les ondes acoustiques, ainsi que les évolutions du développement des métasurfaces acoustiques au cours des années, en mettant principalement l'accent sur celles basés sur les principes de résonances locales tels que les résonateurs de Helmholtz. Ces derniers se limitent par leur réponse d'atténuation sur une bande fréquentielle étroite, qui a captivé l'attention des chercheurs pendant plusieurs dizaines d'années. Ainsi, des recherches ont été développés afin d'élargir cette bande, en jouant sur la géométrie des résonateurs, et le design de métasurfaces plus complexes. Dans cette thèse, une nouvelle stratégie a été développée pour mettre à profil le couplage entre unités comme clé essentiel dans le but d'élargir l'atténuation à basse fréquence de métasurfaces acoustiques.

Dans le chapitre II nous avons traité une analyse approfondie des réponses de résonance des résonateurs de Helmholtz. Nous avons commencé par examiner le mécanisme physique d'un résonateur unique avant de nous pencher sur les interactions entre résonateurs couplés. Dans le cas d'un seul résonateur, nous mettons en évidence l'apparition d'un pic de résonance, en addition d'un creux résultant d'une interférence destructive entre les champs incident et diffusé. Dans le cas de deux résonateurs couplés, la dégénérescence a été levée en deux pics symétriques et antisymétriques. Le premier conduit à un diagramme de rayonnement en champ lointain isotrope alors que le second présente une distribution directionnelle à la fréquence du mode antisymétrique. Cette direction est contrôlée en modifiant l'orientation des deux résonateurs, ce qui permet également de modifier la réponse fréquentielle. L'écart entre les deux pics de résonance est également contrôlé en jouant sur l'intensité du couplage par variation de la distance entre les résonateurs. Ainsi, le couplage entre résonateurs a montré son importance dans la manipulation des fronts d'ondes à deux fréquences distinctes.

Dans le chapitre III, des balles de ping-pong percées ont été utilisées comme unité de base pour valider expérimentalement les principes physiques des résonateurs de Helmholtz discutés dans le chapitre II. Afin de rapprocher les modèles numériques des résultats expérimentaux, les effets de dissipation thermo-visqueuses ont été ajoutés dans le calcul numérique. Cette prise en compte a eu pour effet de décaler les modes vers les basses fréquences avec un élargissement de la bande. Un bon accord a été obtenu entre les spectres d'amplitude numériques et expérimentaux, montrant un pic dans le cas d'un résonateur, deux pour deux résonateurs couplés. Dans le cas de neuf résonateurs en disposition carré, seulement trois pics ont été obtenus. L'analyse des modes propres de ce dernier cas permet d'expliquer la raison. En modifiant l'angle d'incidence il a été possible d'exciter certains autres des 9 modes. Cette expérience a montré l'efficacité d'utiliser de simples balles de ping-pong rigides comme résonateurs de Helmholtz permettant de démontrer expérimentalement l'effet du couplage.

Le chapitre IV aborde l'étude de la capacité d'isolation de la métasurface acoustique basée sur les balles de ping-pong en tant qu'unités sous-longueur d'onde. La première métasurface est formée d'une série de résonateurs ayant une ouverture. Nous avons, à la fois à l'aide des courbes de transmission et de dispersion, démontré le rôle de filtre acoustique de la métasurface avec une atténuation à la résonance du fait du piégeage du son dans les cavités. L'orientation collective de l'ensemble des résonateurs a permis d'obtenir une variation en fréquence pour des angles supérieurs à  $30^\circ$ . L'origine vient de la variation de masse d'air à l'ouverture, modifiée du fait de la présence des résonateurs voisins. La seconde métasurface étudiée a permis le couplage entre résonateurs voisins en ajoutant quatre ouvertures supplémentaires. L'augmentation du nombre de trou montre un décalage de la fréquence de résonance vers les hautes fréquences, avec un élargissement de la bande d'atténuation en raison du couplage entre résonateurs. Finalement, la troisième structure, basée sur le couplage entre deux métasurfaces de résonateurs à deux trous, a permis de générer une levée de dégénérescence en un pic symétrique et un pic antisymétrique. Leurs séparations et donc leurs fréquences dépendent de la distance entre couches. Cet effet montre la possibilité de créer un contrôle dynamique des fréquences de résonance.

Dans le dernier chapitre, nous avons intégré les effets thermo-visqueux développés dans le chapitre IV, pour comparer les résultats théoriques aux mesures expérimentales. Nous avons constaté que la majorité des pertes se concentrent au niveau de l'ouverture, limitant ainsi

l'oscillation de la masse d'air au niveau de l'étranglement et donc la réponse en résonance pour les petites ouvertures. Ainsi en augmentant le rayon de l'ouverture à 2 mm, nous avons pu réduire la densité de dissipation, améliorant ainsi l'effet de la résonance. Les expériences ont été menées en utilisant des structures finies composées de  $9 \times 10$  balles de ping-pong placées sur une plaque de plexiglas rigide. La transmission a été mesurée à l'aide d'une boîte de réverbération. Ce nouvel arrangement formé de la métasurface et de la plaque a donné lieu à l'existence d'un pic asymétrique, de forme creux/crête, dans la gamme des basses fréquences. Ce pic provient de l'excitation de l'espace d'air entre la balle et la surface de la plaque de plexiglas. Ce phénomène est connu et correspond au mécanisme de résonance de type Fano.

En perspectives, nous envisageons d'explorer le développement de la structure en utilisant le facteur de couplage pour créer des métasurfaces acoustiques multimodes actives à gradient de phase, sur le principe des lois de Snell-Descartes généralisées. L'objectif est de manipuler les fronts d'onde par un control dynamique afin d'obtenir des fonctionnalités inhabituelles, telles que la transmission ou de réflexion anormale, ou encore de focalisation.

## RESUME

---

Les dernières décennies ont vu l'augmentation indésirable de nuisances sonores, surtout aux basses fréquences, dû au fait d'augmentation importantes des sources de bruit lié au développement des activités humaines. Celles-ci exigent des solutions d'isolation innovante car l'existant s'appuie sur des dispositifs épais qui posent des problèmes d'intégration. La découverte récente des métasurfaces acoustiques représente une réponse adéquate, notamment les structures localement résonantes basées sur des résonateurs de Helmholtz (HR). Ce type de résonateur a gagné en popularité dans la manipulation du son à basse fréquence en raison de la simplicité de son concept et de sa fabrication. L'objectif de cette thèse est de concevoir numériquement et de valider expérimentalement une métasurface acoustique composée d'unités de résonateurs de Helmholtz présentant une épaisseur inférieure à la longueur d'onde, fonctionnant comme isolateur phonique pour les sons à basses fréquences. Pour améliorer l'efficacité de l'isolation, le défi a été d'élargir la bande étroite de la réponse fréquentielle. Ainsi, l'étude s'est concentrée sur l'analyse du comportement des résonateurs de Helmholtz dans les champs proches et lointains, en mettant l'accent sur le couplage des unités HR, ce qui offre de nouvelles possibilités d'absorption aux basses fréquences. En utilisant la méthode numérique des éléments finis avec le logiciel "COMSOL MULTIPHYSICS", l'étude révèle l'importance du couplage inter-unités pour élargir et multiplier les réponses de résonance et de fait l'atténuation à basse fréquence. Les résultats numériques ont été confrontés à des mesures expérimentales en utilisant des balles de ping-pong comme HR. Cette étude peut ouvrir de nouvelles voies pour de nombreuses applications de la vie quotidienne, telles que le contrôle des effets sonores extérieurs en décorant l'environnement urbain à l'aide de métasurfaces de résonateurs de Helmholtz.

**Mots clés :** nuisances sonores, basses fréquences, métasurfaces acoustiques, résonateurs de Helmholtz, isolateur phonique, réponse fréquentielle, champs proches et lointains, couplage, absorption, éléments finis, réponses résonantes, balles de ping-pong.

## ABSTRACT

---

Recent decades have seen an undesirable increase in noise pollution, especially at low frequencies, due to the significant increase in noise sources associated with the development of human activity. This nuisance requires innovative insulation solutions, as existing systems rely on thick devices that pose integration problems. The recent discovery of acoustic metasurfaces represents an appropriate response, in particular locally resonant structures based on Helmholtz resonators (HR). This type of resonator has gained popularity in low-frequency sound manipulation due to the simplicity of its concept and fabrication. The aim of this thesis is to numerically design and experimentally validate an acoustic metasurface based on Helmholtz resonator units of sub-wavelength dimensions, functioning as a phonic isolator for low-frequency sound. To improve isolation efficiency, the challenge was to broaden the narrow band of frequency response. Thus, the study focused on analyzing the behavior of Helmholtz resonators in the near and far fields, with emphasis on the coupling of HR units, offering new possibilities for absorption at low frequencies. Using the numerical finite element method with "COMSOL MULTIPHYSICS" software, the study reveals the importance of inter-unit coupling in broadening and multiplying resonance responses and hence low-frequency attenuation. Numerical results were compared with experimental measurements using ping-pong balls as HR. This study may open up new avenues for many everyday applications, such as controlling outdoor sound effects by decorating the urban environment with Helmholtz resonator metasurfaces.

**Key words:** noise pollution, low frequencies, acoustic metasurfaces, Helmholtz resonators, phonic isolator, frequency response, near and far fields, coupling, absorption, finite elements, resonant responses, ping-pong balls.

## Bibliographie

---

- <sup>1</sup> F. Jacobsen, T. Poulsen, J. H. Rindel, A. C. Gade, and M. Ohlrich. “Fundamentals of acoustics and noise control”, n.d., 181, 2011.
- <sup>2</sup> C. Hansen, “Fundamentals of acoustics”, Occupational Exposure to Noise: Evaluation, Prevention and Control. World Health Organization 1, no. 3, 2001
- <sup>3</sup> D. E. Lane, and R. D. Schnieder. “Noise....Sound without Value”, 1973.
- <sup>4</sup> B. S. Finn, “Laplace and the Speed of Sound”, Isis 55, no. 1: 7–19, 1964
- <sup>5</sup> L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, and J. V. Sanders, “Fundamentals of acoustics”, n.d., John Wiley & sons, 2000.
- <sup>6</sup> R. B. Lindsay, “The story of acoustics”, Jasa 39, no. 4, 629–44, 1966
- <sup>7</sup> R.F Barron, “Industrial noise control and acoustics”, CRC press, 2002.
- <sup>8</sup> A. D. Pierce, “An Introduction to Its Physical Principles and Applications”, Cham: Springer International Publishing, 2019.
- <sup>9</sup> T. D. Rossing, “Springer Handbook of Acoustics”, Rossing editor, N.Y, 2014.
- <sup>10</sup> S. W. Rienstra, and A. Hirschberg, “An Introduction to Acoustics”, n.d., 298, 2018.
- <sup>11</sup> L. Gray, “Properties of sound”, Journal of Perinatology 20, no. 1, 2000.
- <sup>12</sup> N. Singh, and S. C. Davar. “Noise Pollution-Sources, Effects and Control”, Journal of Human Ecology 16, no. 3, 2004.
- <sup>13</sup> P. Lercher, “Environmental Noise and Health: An Integrated Research Perspective”, Environment International 22, no. 1, 1996.
- <sup>14</sup> A. Muzet, “Environmental Noise, Sleep and Health”, Sleep Medicine Reviews 11, no. 2, 2007.

- 
- <sup>15</sup> W. Babisch, B. Beule, M. Schust, N. Kersten, and H. Ising, “Traffic Noise and Risk of Myocardial Infarction”, *Epidemiology* 16, no. 1, 2005.
- <sup>16</sup> M. Sørensen, M. Hvidberg, B. Hoffmann, Z. J. Andersen, R. B. Nordsborg, K. G. Lillelund, J. Jakobsen, A. Tjønneland, K. Overvad, and O. Raaschou-Nielsen. “Exposure to Road Traffic and Railway Noise and Associations with Blood Pressure and Self-Reported Hypertension: A Cohort Study”, *Environmental Health* 10, no. 1, 2011.
- <sup>17</sup> E. Greiser, C. Greiser, and K. Janhsen, “Night-Time Aircraft Noise Increases Prevalence of Prescriptions of Antihypertensive and Cardiovascular Drugs Irrespective of Social Class—the Cologne-Bonn Airport Study”, *Journal of Public Health* 15, no. 5, 2007.
- <sup>18</sup> A. T. Chambers, “Development of lightweight, compact, structurally-integrated acoustic liners for broadband low-frequency noise mitigation”, n.d., 168, 2017.
- <sup>19</sup> J. A. Alves, L. Silva, and P. Remoaldo. “The influence of low-Frequency noise pollution on the quality of life and place in sustainable cities: A case study from Northern Portugal”, *Sustainability* 7, no. 10, 2015.
- <sup>20</sup> M. Alves-Pereira, and H. H. Bakker, “Occupational and residential exposures to infrasound and low frequency noise in aerospace professionals: Flawed assumptions, inappropriate quantification of acoustic environments, and the inability to determine dose-response values”, *Journal of Aerospace Engineering and Mechanics* 1, no. 2, 2017.
- <sup>21</sup> R. Fediuk, M. Amran, N. Vatin, Y. Vasilev, V. Lesovik, and T. Ozbakkaloglu. “Acoustic properties of innovative concretes: A review”, *Materials*, 14(2), 2021.
- <sup>22</sup> T.S. Tie, K.H. Mo, A. Putra, S.C. Loo, U.J. Alengaram, and T.C. Ling. “Sound absorption performance of modified concrete: A review. *Journal of Building Engineering*”, vol. 30, 2020.
- <sup>23</sup> B. Naticchia, and A. Carbonari. “Feasibility analysis of an active technology to improve acoustic comfort in buildings”. *Building and Environment*, vol. 42, 2007.

- 
- <sup>24</sup> E. Taban, S. Amininasab, Somayeh, P. Soltani, U. Berardi, D. Dugasa Abdi, S. Ehsan Samaei, "Use of date palm waste fibers as sound absorption material", *Journal of Building Engineering*, vol. 41, 2021.
- <sup>25</sup> V. G. Veselago, "Electrodynamics of substances with simultaneously negative  $\epsilon$  and  $\mu$ ", *Usp. fiz. nauk* 92, no. 7, 1967.
- <sup>26</sup> J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, & W. J. Stewart, "Magnetism from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena", *IEEE Transactions on microwave theory and techniques* 47, no. 10, 1999.
- <sup>27</sup> D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, & S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity", *Phys. Rev. Lett.* 84, 4184–4187, 2000.
- <sup>28</sup> J. B. Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens", *Phys. Rev. Lett.* 85, 3966–3969, 2000.
- <sup>29</sup> J. Li, & C. T. Chan, "Double-negative acoustic metamaterial", *Phys. Rev. E* 70, 2004.
- <sup>30</sup> G. Ma, & P. Sheng, "Acoustic metamaterials: From local resonances to broad horizons", *Sci. Adv.* 2, 2016.
- <sup>31</sup> Y. Xie, W. Wang, H. Chen, A. Konneker, BI. Popa, and S. A. Cummer, "Wavefront modulation and subwavelength diffractive acoustics with an acoustic metasurface", *Nature communications* 5, no. 1, 2014.
- <sup>32</sup> B. Assouar, B. Liang, Y. Wu, Y. Li, J-CH. Cheng, Y. Jing, "Acoustic metasurfaces", *Nature Review Materials* 3, no.12, 2018.
- <sup>33</sup> B. Liang, J. Cheng, and C. Qiu, "Wavefront manipulation by acoustic metasurfaces: from physics and applications." *Nanophotonics* 7, no. 6, 2018.
- <sup>34</sup> G. Ji, and J. Huber, "Recent progress in acoustic metamaterials and active piezoelectric acoustic metamaterials-A review." *Applied Materials Today* 26, 2022.

- 
- <sup>35</sup> S. Chen, Y. Fan, Q. Fu, H. Wu, Y. Jin, J. Zheng, and F. Zhang. "A review of tunable acoustic metamaterials." *Applied Sciences* 8, no. 9, 2018.
- <sup>36</sup> S. Cummer, J. Christensen, and A. Alù, "Controlling sound with acoustic metamaterials." *Nature Reviews Materials* 1, no. 3, 2016.
- <sup>37</sup> H. Helmholtz, "Die lehre von den tonempfindungen als physiologische Grundlage für die theorie der Musik: Mit in den text eingedruckten Holzschnitten", J. Vieweg, 1863.
- <sup>38</sup> I. Prasetyo, I. Sihar, & A. S. Sudarsono, "Realization of a thin and broadband microperforated panel (MPP) sound absorber", *Applied Acoustics* 183, 2021.
- <sup>39</sup> K. Donda, Y. Zhu, S. W. Fan, L. Cao, Y. Li, & B. Assouar, "Extreme low-frequency ultrathin acoustic absorbing metasurface". *Applied Physics Letters*, 2019.
- <sup>40</sup> Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, YY. Zhu, Z. Yang, C. T. Chan, and P. Sheng, "Locally resonant sonic materials", *science* 289, no. 5485, 2000.
- <sup>41</sup> R. Graciá-Salgado, V. M. García-Chocano, D. Torrent, and J. Sánchez-Dehesa. "Negative Mass Density and  $\rho$  -near-Zero quasi-Two-Dimensional Metamaterials: Design and Applications", *Physical Review B* 88, no. 22, 2013.
- <sup>42</sup> S. Zhai, H. Chen, C. Ding, & X. Zhao, "Double-negative acoustic metamaterial based on meta-molecule", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46, 2013.
- <sup>43</sup> M. Yang, G. Ma, Z. Yang, & P. Sheng, "Coupled Membranes with Doubly Negative Mass Density and Bulk Modulus", *Phys. Rev. Lett.* 110, 2013.
- <sup>44</sup> I. Lupea, "Considerations on the Helmholtz resonator simulation and experiment." *Proceedings of the Romanian Academy, Series A-Mathematics Physics Technical Sciences Information Science* 13, 2012.
- <sup>45</sup> P. Morse, and U. Ingard, "Theoretical acoustics. Princeton university press", 1986.
- <sup>46</sup> N. Atalla, and F. Sgard, "Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models." *Journal of sound and vibration* 303, no. 1-2, 2007.

- 
- <sup>47</sup> U. Ingard, & R. H. Lyon, “The impedance of a resistance loaded Helmholtz resonator”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 25(5), 854-857, 1953.
- <sup>48</sup> A.S. Hersh, and B. Walker, “Fluid mechanical model of the Helmholtz resonator”, No. NASA-CR-2904. NASA, 1977.
- <sup>49</sup> V. Romero-García, N. Jiménez, G. Theocharis, V. Achilleos, A. Merkel, O. Richoux, V. Tournat, J.P. Groby, V Pagneux. « Design of acoustic metamaterials made of Helmholtz resonators for perfect absorption by using the complex frequency plane.” *Comptes Rendus. Physique*, Tome 21, no. 7-8, 2020.
- <sup>50</sup> V. Romero-Garcia, & A. C. Hladky-Hennion, (Eds.) “Fundamentals and applications of acoustic metamaterials: from seismic to radio frequency.” John Wiley & Sons, 2019.
- <sup>51</sup> N. Fang, D. Xi, J. Xu, M. Ambati, W. Srituravanich, C. Sun, and X. Zhang, “Ultrasonic metamaterials with negative modulus”, *Nature materials* 5, no. 6, 2006.
- <sup>52</sup> C. Boutin, & F. X. Becot, “Theory and experiments on poro-acoustics with inner resonators”, *Wave Motion*, 54, 2015.
- <sup>53</sup> C. Ding, Changlin, H. Chen, S. Zhai, and X. Zhao, "Acoustic metamaterial based on multi-split hollow spheres", *Applied Physics A* 112, no. 3, 2013.
- <sup>54</sup> N. Jiménez, W. Huang, V. Romero-García, V. Pagneux & J. P. Groby, “Ultra-thin metamaterial for perfect and quasi-omnidirectional sound absorption”, *Appl. Phys. Lett.* 109, 2016.
- <sup>55</sup> I. Herrero-Durá, A. Cebrecos, R. Picó, V. Romero-García, L. Miguel García-Raffi, and V. José Sánchez-Morcillo, "Sound absorption and diffusion by 2D arrays of Helmholtz resonators", *Applied Sciences* 10, no. 5, 2020.
- <sup>56</sup> N. Jiménez, V. Romero-García, V. Pagneux, & J. P. Groby. « Rainbow-trapping absorbers: Broadband, perfect and asymmetric sound absorption by subwavelength panels with ventilation.” *Scientific Reports*, 7 (1), 2017.

- 
- <sup>57</sup> C. Ding, H. Chen, S. Zhai, S. Liu, & X. Zhao, “The anomalous manipulation of acoustic waves based on planar metasurface with split hollow sphere”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 48, 2015.
- <sup>58</sup> C. Ding, X. Zhao, H. Chen, S. Zhai, & F. Shen, “Reflected wavefronts modulation with acoustic metasurface based on double-split hollow sphere”, *Appl. Phys. A* 120, 2015.
- <sup>59</sup> Y. Li, S. Qi, & B. Assouar, “Theory of metascreen-based acoustic passive phased array”, *New J. Phys.* 20, 2016.
- <sup>60</sup> S. Qi, & B. Assouar, “Ultrathin acoustic metasurfaces for reflective wave focusing”, *J. Appl. Phys.* 9, 2018.
- <sup>61</sup> Y. Zhu, and B. Assouar. “Multifunctional Acoustic Metasurface Based on an Array of Helmholtz Resonators.” *Physical Review B* 99, no. 17 (2019): 174109.
- <sup>62</sup> T. A. Johansson, & M. Kleiner, “Theory and experiments on the coupling of two Helmholtz resonators”, *The Journal of the Acoustical Society of America* 110, 2001.
- <sup>63</sup> S. K. Tang, C. H. Ng, & E. Y. L. Lam, “Experimental investigation of the sound absorption performance of compartmented Helmholtz resonators”, *Applied Acoustics* 73, 2012.
- <sup>64</sup> A.Krynkin, O.Umnova, A.Y.B.Chong, S.Taherzadeh, K.Attenborough, “Scattering by coupled resonating elements in air.” *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44, 2011.
- <sup>65</sup> Y. Dong, Yibao, Y. Wang, J. Sun, C. Ding, S. Zhai, and X. Zhao, "Transmission control of acoustic metasurface with dumbbell-shaped double-split hollow sphere", *Modern Physics Letters B* 34, no. 33, 2020.
- <sup>66</sup> C. Ding, Y. Dong, K. Song, S. Zhai, Y. Wang, and X. Zhao, “Mutual inductance and coupling effects in acoustic resonant unit cells”, *Materials* 12, no. 9, 2019.
- <sup>67</sup> H. Chen, & C. Ding, “Simulated and Experimental Research of Multi-Band Acoustic Metamaterial with a Single Resonant Structure”, *Materials* 12, 2019.

---

<sup>68</sup> V. Romero-García, G. Theocharis, O. Richoux, A. Merkel, V. Tournat, and V. Pagneux, "Perfect and broadband acoustic absorption by critically coupled sub-wavelength resonators", *Scientific reports* 6, 2016.

<sup>69</sup> J. Li, W. Wang, Y. Xie, B.I. Popa, & S.A. Cummer, "A sound absorbing metasurface with coupled resonators." *Applied Physics Letters*, 109(9), 2016.

<sup>70</sup> V. Romero-García, N. Jiménez, J.P. Groby, A. Merkel, V. Tournat, G. Theocharis, O. Richoux, & V. Pagneux. "Perfect absorption in mirror-symmetric acoustic metascreens ", *Physical Review Applied*, 14(5), 2020.

<sup>71</sup> T. Cavalieri, A. Cebrecos, J-P. Groby, C. Chaufour, and V. Romero-García, "Three-dimensional multiresonant lossy sonic crystal for broadband acoustic attenuation : Application to train noise reduction", *Applied Acoustics* 146, 2019.

<sup>72</sup> Y.J. Guan, Y. Ge, H.X. Sun, Sh.Q. Yuan, and X.J. Liu, "Low-Frequency, Open, Sound-Insulation Barrier by Two Oppositely Oriented Helmholtz Resonators", *Micromachines* 12, no. 12 2021.

<sup>73</sup> H. Ismail, J. Kim, S.M. Chang, and B. Koo, "Sound Transmission Loss of a Helmholtz Resonator-Based Acoustic Metasurface." *Applied Acoustics* 188 2022.

<sup>74</sup> L. Schwan, O. Umnova, and C. Boutin. "Sound Absorption and Reflection from a Resonant Metasurface: Homogenisation Model with Experimental Validation." *Wave Motion* 72, 2017.

<sup>75</sup> M. Krasikova, A. Pavliuk, S. Krasikov, M. Kuzmin, A. Lutovinov, A. Melnikov, Y. Baloshin, D. A. Powell, S. Marburg, A. Bogdanov, "Ultra-broadband Noise-Insulating Periodic Structures Made of Coupled Helmholtz Resonators."preprint, 2023.

<sup>76</sup> K. Mahesh, R. S. Mini, "Investigation on the acoustic performance of multiple Helmholtz resonator configurations", *Acoustics Australia*, vol. 49, 2021.

<sup>77</sup> C. Lagarrigue, J.-P. Groby, V. Tournat, O. Dazel, and O. Umnova, "Absorption of sound by porous layers with embedded periodic array of resonant inclusions." *J. Acoust. Soc. Am.*, special issue Porous Materials, 134, 2013.