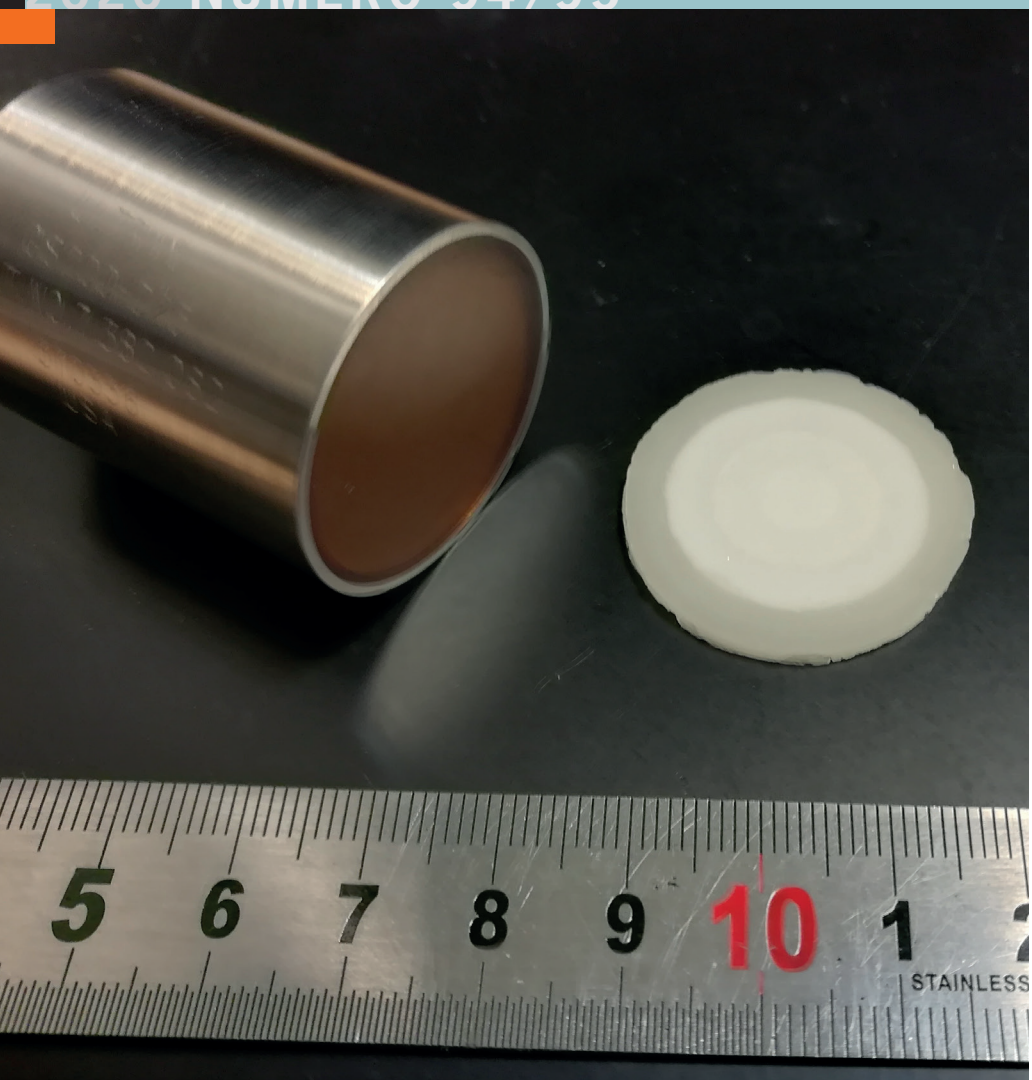
Acoustique & Techniques

TRIMESTRIEL D'INFORMATION
DES PROFESSIONNELS DE L'ACOUSTIQUE

2020 NUMÉRO 94/95



DOSSIER : MÉTAMATÉRIAUX ACOUSTIQUES

Conception vibro-acoustique de panneaux composites intégrant des structures fractales : application aux panneaux d'habillage d'hélicoptère
F. Simon & J. Derré

Métamatériaux acoustiques et applications dans le domaine naval
C. Audoly

Manipulation de fronts d'ondes ultrasonores à l'aide de lentilles acoustiques poreuses, plates et ultrafines
T. Brunet & al.

Phénomènes non conventionnels impliqués dans les méta-matériaux acoustiques
L. Jaouen & al.

Métamatériaux pour l'acoustique audible : Absorption parfaite et diffusion sublongueur d'onde
V. Romero-García & al.

Metabsorber, une start-up deeptech qui transforme nos objets du quotidien en métamatériaux absorbants
M. Addouche & al.

CidB Centre d'information sur le Bruit

PUBLICATION
Centre d'Information sur le Bruit

sfa société française d'acoustique
Avec le concours de la Société Française d'Acoustique

94
95
NUMERO

NUMERO
94/95

SOMMAIRE

ÉDITORIAL 4

DOSSIER : MÉTAMATÉRIAUX ACOUSTIQUES

Conception vibro-acoustique de panneaux composites intégrant des structures fractales : application aux panneaux d'habillage d'hélicoptère
Frank Simon & Jérémie Derré 7

Métamatériaux acoustiques et applications dans le domaine naval
Christian Audoly 14

Manipulation de fronts d'ondes ultrasonores à l'aide de lentilles acoustiques poreuses, plates et ultrafines
Thomas Brunet & al. 22

Phénomènes non conventionnels impliqués dans les méta-matériaux acoustiques
Luc Jaouen & al. 28

Métamatériaux pour l'acoustique audible : Absorption parfaite et diffusion sublongueur d'onde
Vicente Romero-García & al. 33

Metabsorber, une start-up deeptech qui transforme nos objets du quotidien en métamatériaux absorbants
Mahmoud Addouche & al. 40

APPROFONDISSONS

Quand les oreilles peuvent voir
Maxime Bilodeau 44

Que reste-t-il de la perception confinée de notre environnement sonore ?
Valérie Rozec 46

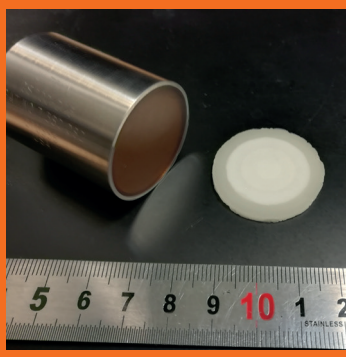
ACTUALITÉS

Généralités 50
Technologies 56
Santé 60
Produits 62
Réglementation 67
Note de lecture 67

LA VIE DE LA SFA 69

Photo de couverture :
Lentille acoustique focalisante plate et ultra-fine développée pour des transducteurs ultrasonores commerciaux plans.
La focalisation provient du gradient d'indice acoustique radial de la lentille acoustique.
En effet, celle-ci est divisée en cercles concentriques dont la porosité (et donc l'indice acoustique) diminue avec le rayon.

Crédit photo :
Thomas Brunet, Université de Bordeaux



Directeur de la publication :
Jean-Claude Scoupe

Rédaction : *Brigitte Quetglas*

Comité de lecture :
Laurent Droin, Eric Gaucher, Pascal Millot, Jean-Dominique Polack, Jean Tourret

Imprimeur : *Pixarprinting*

Mise en page : *Olga Debonnet*

Contact : *Acoustique & Techniques, 12/14, rue Jules Bourdais, 75017 PARIS*
Tél. : 01 47 64 64 61
ISSN : 1263 - 8072

Métamatériaux pour l'acoustique audible : Absorption parfaite et diffusion sublongueur d'onde

Vicente Romero-García, Vincent Pagneux et Jean-Philippe Groby
1- Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans (LAUM)
UMR CNRS 6613
Institut d'Acoustique - Graduate School (IA-GS)
Avenue Olivier Messiaen
72000 Le Mans

Noé Jiménez[1,2]
2- Instituto de Instrumentación para Imagen Molecular
Consejo Superior de Investigaciones Científicas
Universitat Politècnica de València
Camino de vera s/n
46022 València
Spain

Eric Ballestero
The Acoustics Group
London South Bank University
103 Borough Road
London SE10AA
United Kingdom

Résumé
Dans ce travail, nous montrons les possibilités des métamatériaux acoustiques pour la conception de matériaux structurés sublongueur d'onde dans les cas de l'absorption parfaite et la diffusion du son. Basé sur les concepts des ondes lentes et du couplage critique, nous concevons des blocs résonants qui peuvent être assemblés et ainsi réaliser des traitements pour l'absorption et la diffusion avec des performances équivalentes ou supérieures aux traitements acoustiques habituels. L'absorption parfaite est abordée à la fois dans les problèmes de réflexion pure et de transmission, deux problèmes de complexité croissante. Les diffuseurs ainsi que les absorbeurs parfaits sublongueur d'onde sont comparés aux traitements traditionnels, ce qui montre une nouvelle façon de concevoir des traitements acoustiques avec des propriétés accordables.

Abstract
In this work, we show the possibilities of acoustic metamaterials for designing subwavelength structured materials for perfect sound absorption and diffusion. Based on the concepts of slow waves and critical coupling, we design resonant building blocks that can be assembled to create deep subwavelength acoustic treatments for sound absorption and diffusion with performances equivalent or superior to the usual acoustic treatments. Perfect absorption is addressed in both pure reflection and transmission, two problems of increasing complexity. Diffusers as well as perfect absorbers, both with subwavelength dimensions, are compared to traditional treatments, showing a new way of designing acoustic treatments with tunable properties.

Les métamatériaux ont révolutionné la physique du contrôle des ondes [1, 2]. Depuis les travaux pionniers de Veselago [3] en électromagnétique où le concept de propriétés dynamiques négatives a été introduit, une attention exponentiellement croissante a été accordée à ces systèmes en acoustique [4], en élastodynamique [5] et en sismologie [6]... En acoustique, ce concept de propriétés dynamiques négatives a été introduit dans les années 2000 par Liu et al. [7] et N. Fang et al. [8]. Les applications couvrent tous les domaines de fréquences, des vibrations basses fréquences aux radiofréquences pour les microsystèmes électromécaniques (MEMS) [9], en passant par celui de l'acoustique audible [10]. Les filtres sublongueur d'onde [11], les absorbeurs [12], les diffuseurs [13], les dispositifs pour la furtivité [14], les réseaux de résonateurs avec propriétés extraordinaires [15], sont autant d'exemples d'applications choisis parmi une vaste littérature. Pourtant, la définition du mot métamatériau reste encore une source de discussion au sein de la communauté. Dans cet article, nous appellerons métamatériau un système structuré constitué d'éléments résonants possédant des propriétés physiques habituellement non rencontrées pour des longueurs d'onde beaucoup plus grandes que ses dimensions. En particulier, nous analyserons deux problématiques majeures de l'acoustique audible : l'absorption parfaite et la diffusion sublongueurs d'onde du son.

Les métamatériaux acoustiques que nous présentons ici reposent sur des concepts développés dans les années quatre-vingt-dix par Bradley [16] et Sugimoto [17] pour étudier la propagation des ondes acoustiques dans des tubes chargés par des résonateurs de Helmholtz ou quart d'onde. Deux principaux types de panneaux pour l'acoustique audible sont utilisés dans les applications pratiques d'ingénierie : les traitements non réfléchissants et ceux à transmission nulle. Les premiers nécessitent que le coefficient de réflexion d'un support rigide traité disparaisse. Des matériaux poreux ou fibreux sont généralement utilisés. Ils sont principalement efficaces dans le régime inertiel et pour des fréquences supérieures à la résonance dite « quart d'onde » du traitement. Les seconds sont généralement obtenus en utilisant des matériaux très réfléchissants avec un cœur constitué de matériaux poreux. Ces structures sont efficaces pour des fréquences supérieures à la première résonance Fabry-Pérot du système, c'est-à-dire la première interférence destructive ayant lieu dans l'épaisseur du système. Cependant, ces deux types de structures présentent des limitations pratiques à basses fréquences à cause de leur épaisseur et donc de leur poids important. Elles sont donc en contradiction avec les exigences de nombreux secteurs industriels pour lesquelles la finesse, de façon à limiter volume et masse, est un critère primordial. À ces défauts s'ajoute le fait que la plupart de traitements acoustiques sont constitués de panneaux plans conduisant à des réflexions spéculaires. Dans les environnements critiques tels que les auditoriums, les milieux industriels bruyants, les cabines d'avion ou de train, ou encore les salles d'enregistrement professionnelles et les salles de conférences, ces réflexions peuvent diminuer la qualité sonore et devenir problématiques voire gênantes à cause des échos. Dans ces situations, absorbeurs et diffuseurs peuvent souvent aider. La conception de systèmes de dimensions réduites, présentant simultanément une réflexion et une transmission nulles ou des propriétés de diffusion, est donc un défi scientifique et technologique majeur avec un fort enjeu sociétal. En utilisant habilement les concepts de son lent et de couplage critique, nous montrons ici la possibilité de concevoir des structures sublongueurs d'onde présentant une absorption parfaite ou des propriétés extraordinaires de diffusion.

Conception de résonateurs sublongueur d'onde avec le concept de son lent

Les propriétés des métamatériaux acoustiques sont dictées par les résonances de leurs éléments constitutifs. En réglant ces dernières, des systèmes possédant des propriétés acoustiques dans le régime sublongueur d'onde, c'est-à-dire à des fréquences correspondant à des longueurs d'onde beaucoup plus grandes que leurs dimensions caractéristiques, peuvent être conçus. Plusieurs concepts ont récemment été envisagés pour concevoir des résonateurs sublongueur d'onde.

Considérons par exemple un résonateur quart d'onde de longueur L tel qu'illustré Figure 1(a). Ce résonateur, présente une résonance à $f_{QW}=c/4L$, où c est la vitesse du son dans le fluide remplissant le résonateur. Dans ce cas, L correspond également au chemin acoustique parcouru par l'onde à l'intérieur du résonateur, L_a.

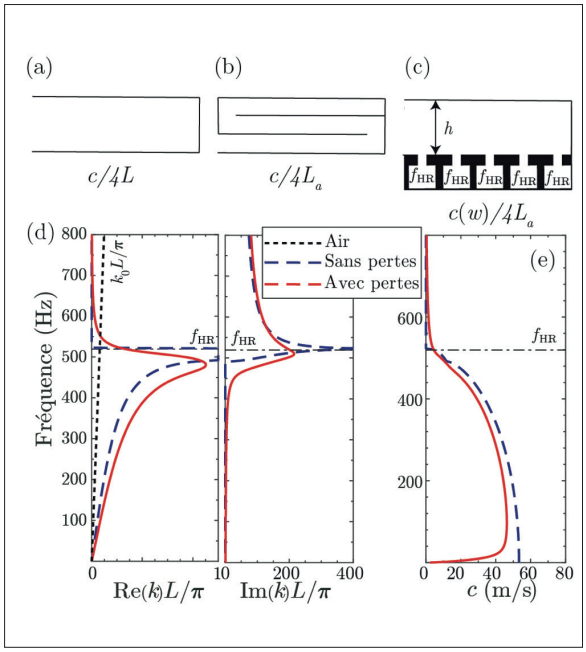


Fig. 1 : (a) Résonateur quart d'onde. (b) Enroulement de l'espace dans un résonateur quart d'onde. (c) Résonateur quart d'onde chargé de résonateurs de Helmholtz. (d) Relation de dispersion dans un réseau périodique de résonateurs de Helmholtz. (e) Vitesse du son du fluide équivalent créé par un tube infini chargé périodiquement de HR

Le premier concept est celui de l'enroulement de l'espace [18]. L'enroulement de l'espace consiste à créer des chemins labyrinthiques ou tortueux à l'intérieur du résonateur de façon à obtenir $L_a>>L$, tel que représenté Figure 1(b). De cette façon, le résonateur devient sublongueur d'onde avec une fréquence de résonance $f_{QW}=c/4L_a<<c/4L$. Le deuxième concept consiste à contrôler la dispersion à l'intérieur du résonateur afin de réduire la vitesse du son dans le fluide équivalent [19, 20, 21]. Pour ce faire, une forte dispersion est introduite. Ceci peut être réalisé en chargeant le résonateur quart d'onde par un ensemble de résonateurs. La figure 1(c) montre un exemple dans lequel le résonateur quart d'onde est chargé par un réseau de résonateurs de Helmholtz (HR). Dans ce cas, les vitesses effectives de phase et de groupe du fluide à l'intérieur du résonateur quart d'onde dépendent de la fréquence en raison de la forte dispersion introduite par les HR. La fréquence de résonance est alors donnée par $c(w)/4L$ où $c(w)$ est contrôlé par la dispersion. La figure 1(d) montre la relation de dispersion des ondes du fluide équivalent correspondant à la configuration représentée Figure 1(c). Autour de la fréquence de résonance f_{HR} des HR, une bande interdite est créée. Une autre caractéristique importante est que la partie imaginaire de la relation de dispersion n'est pas nulle aux fréquences proches de cette bande interdite. Cet aspect est très utile pour satisfaire la condition d'adaptation d'impédance comme nous le verrons dans la section suivante. La vitesse du son à l'intérieur de ce matériau périodique $c(w)$ est représentée Figure 1(e). Pour les fréquences $f<f_{HR}$, cette vitesse est beaucoup plus petite que celle du même fluide en champ libre (ici, de l'air 340 m/s), et tend vers zéro (dans le cas sans perte) aux alentours de la fréquence de la borne inférieure de la bande interdite. Par conséquent, $c(w)/4L<< c/4L$.

Couplage critique pour l'absorption parfaite

Une fois la solution au problème de résonance sublongueur d'onde retenue, la condition d'adaptation d'impédance doit être discutée. Considérons un résonateur ouvert avec pertes, comme par exemple un arrangement périodique de résonateurs quart d'onde tel que présenté dans la section précédente et dans lequel les pertes viscothermiques sont prises en compte. Chaque résonateur est connecté au milieu extérieur par son ouverture conduisant à une fuite d'énergie. En raison des pertes viscothermiques, le résonateur présente des pertes intrinsèques. La condition de couplage critique est satisfaite lorsque les fuites d'énergie sont exactement équilibrées avec les pertes intrinsèques [22]. Dans cette condition, le système est dit *couplé de manière critique* et l'accord d'impédance entre le milieu extérieur et le système est réalisé. Le contrôle de la fuite d'énergie et des pertes intrinsèques est donc crucial pour les applications comme l'absorption parfaite de l'énergie sonore.

Dans le cas des métamatériaux acoustiques constitués de tubes chargés de HR, les pertes intrinsèques apparaissent en raison des pertes viscothermiques et sont modélisées par une densité et un module de compressibilité équivalents. Ces deux quantités sont complexes et dépendantes de la fréquence [23]. La fuite d'énergie peut être ajustée par la géométrie du col des HR. Les pertes intrinsèques et les fuites sont donc contrôlées par la géométrie des résonateurs.

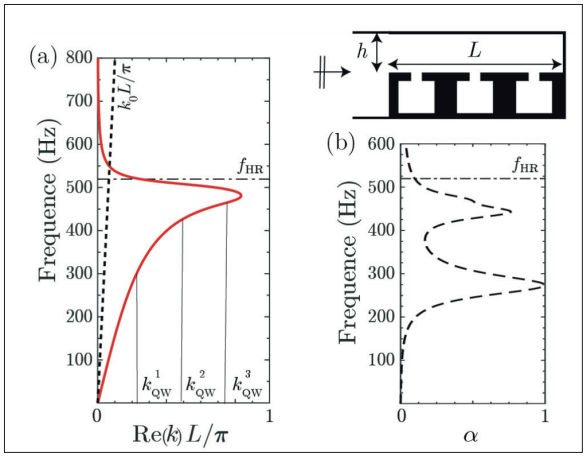


Fig. 2 : (a) Relation de dispersion de la fente périodique infinie chargée de HRs indiquant le k^n_{QW} des n résonances de quart d'onde. (b) Absorption du système composé de 3 HR

La figure 2(a) montre la relation de dispersion dans une fente chargée par 3 HR avec $k^n_{QW} = n\pi/4L$. Le résonateur quart d'onde du système original, c'est-à-dire en l'absence des HR, apparaîtrait à des fréquences beaucoup plus élevées que lorsque le système est chargé avec les HR comme expliqué précédemment. En réglant la géométrie du réseau de résonateurs ainsi que la hauteur de la fente, h, formant le guide d'onde principal du résonateur, la bonne quantité de pertes peut être introduite pour coupler de manière critique le système dans le régime sublongueur d'onde, activant l'absorption parfaite dans le problème de la réflexion. Un exemple de cette procédure est montré Figure 2(b) dont les détails se trouvent dans la référence [24].

Absorption parfaite et sublongueur d'onde du son

Dans cette section, nous discutons les différentes possibilités offertes par la combinaison des concepts de son lent et de couplage critique pour obtenir une absorption parfaite dans les problèmes de réflexion et de transmission. Nous rappelons que dans un problème en réflexion, l'absorption parfaite implique d'annuler l'énergie réfléchie par le système $[R]^2$, où $R(\omega)$ est le coefficient de réflexion en amplitude alors que dans un problème en transmission, l'absorption parfaite implique d'annuler les énergies transmise et réfléchie par le système $[R]^2+[T]^2$, où $R(\omega)$ et $T(\omega)$ sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude. Le processus de diffusion est unidimensionnel et réciproque, c'est-à-dire que le coefficient de transmission est toujours identique indépendamment de la face excitée par l'onde incidente.

Problèmes en réflexion

L'absorption parfaite sublongueur d'onde dans le problème en réflexion peut être réalisée en utilisant soit des résonateurs monopolaires, comme les résonateurs Helmholtz [24, 25] ou quart d'onde [26], soit des résonateurs dipolaires, comme les membranes [27] ou les plaques [28]. La matrice de diffusion, qui relie les amplitudes entrantes aux amplitudes sortantes du système, se réduit dans ce cas au coefficient de réflexion et l'absorption parfaite ne dépend pas de la symétrie des modes.

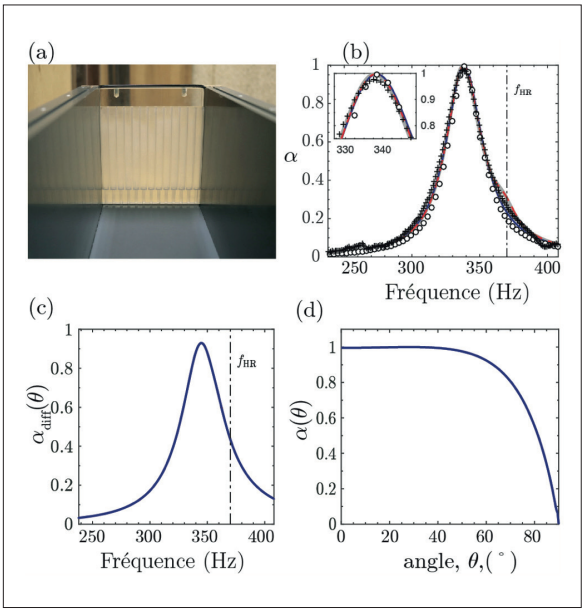


Fig. 3 : (a) Image du dispositif expérimental. (b) Coefficient d'absorption obtenu expérimentalement et théoriquement par plusieurs méthodes. (c) Coefficient d'absorption en champ diffus. (d) Évolution du pic d'absorption parfait avec l'angle d'incidence

Les phénomènes de son lent et de la condition de couplage critique ont été conjointement utilisés pour concevoir des résonateurs très sublongueur d'onde pour l'absorption du son dans le domaine audible [19, 20, 21, 22, 24, 28].

La structure conçue, décrite dans ce travail et illustrée sur la figure 3(a), présente une épaisseur L=λ/88, où λ est la longueur d'onde de la fréquence de travail cible. La figure 3(a) montre une image du métamatériau conçu lorsque ce dernier est placé dans un tube à impédance de section carrée. Il est constitué par une fente chargée par un seul HR suivant sa profondeur. La géométrie de l'ensemble du système est optimisée de façon à introduire la quantité exacte de pertes pour produire une absorption parfaite à la fréquence cible. La figure 3(b) montre le coefficient d'absorption en incidence normale théoriquement calculé avec différentes méthodes et mesuré expérimentalement (cercles ouverts). L'absorption parfaite est produite à une fréquence légèrement inférieure à celle de la résonance des HR. La figure 3(d) montre la dépendance du coefficient d'absorption par rapport à l'angle d'incidence à la fréquence à laquelle l'absorption parfaite est obtenue en l'incidence normale. Nous pouvons voir que l'absorption reste presque parfaite pour une large gamme d'angle d'incidence, jusqu'à 60°, alors qu'après cet angle, elle diminue drastiquement. La figure 3(c) montre l'évaluation du coefficient d'absorption sous excitation en champ diffus. La valeur du coefficient d'absorption en champ diffus est très importante à la fréquence cible.

Problèmes en transmission

Contrairement au problème de la réflexion, l'absorption parfaite en transmission est plus difficilement réalisée car la réflexion et la transmission doivent tous deux être nulles à la même fréquence. Dans ce cas, la solution dépend de la géométrie du système.

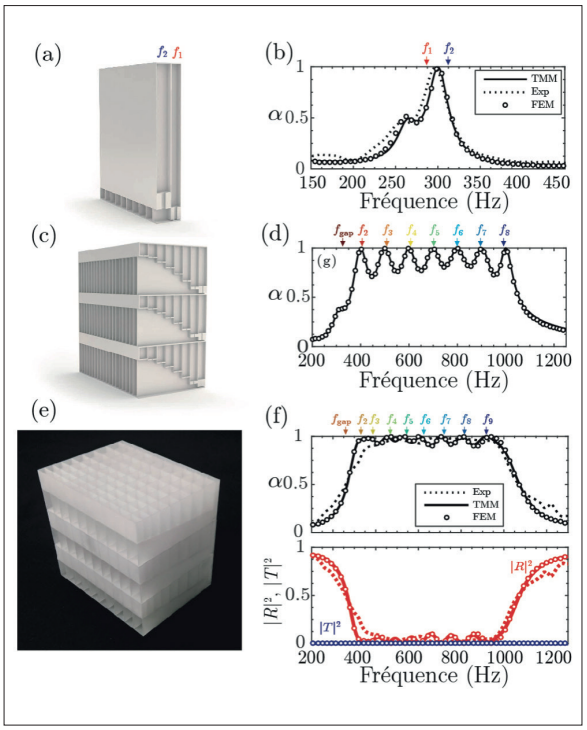


Fig. 4 : (a) Métamatériaux asymétriques avec deux HR différents. (b) Coefficient d'absorption pour la configuration montrée en (a). (c) Métamatériaux asymétrique avec 9 HRs. (d) Coefficient d'absorption du métamatériau en (c) avec 8 pics d'absorption parfaite. (e) Absorbeur d'arc-en-ciel. (f) Coefficients de diffusion de l'absorbeur d'arc-en-ciel.

Les métamatériaux asymétriques (Rainbow trapping)

Lorsque la géométrie des systèmes est asymétrique, les coefficients de réflexion ainsi que les coefficients d'absorption sont différents en fonction de la face excitée [29]. Pour commencer, analysons le système illustré sur la figure 4(a). Il est composé de conduits de section carrée chacun chargé de deux HR désaccordés, indicés 1 pour le résonateur le moins proche et 2 pour le résonateur le plus proche de la face excitée. Leurs fréquences de résonance sont f_1 *et* f_2, avec $f_1<f_2$. Une bande interdite est donc introduite, accompagnée d'une transmission fortement réduite pour les fréquences supérieures à f_1 , puisque HR_1 agit comme une paroi rigide. La géométrie du second résonateur, dont la fréquence de résonance supérieure f_2 est légèrement supérieure à f_1 , peut être optimisée, de façon similaire à ce que nous avons réalisé dans le problème en réflexion, de façon à coupler de manière critique le système avec le milieu extérieur, et obtenir une absorption parfaite. La figure 4(b) montre un exemple d'absorption parfaite obtenue avec un panneau d'épaisseur L=λ/40, dont les détails sont donnés dans la référence [30]. De toute évidence, lorsque l'onde incidente excite le système dans l'autre sens, c'est-à-dire du côté où HR_1 est le plus proche, l'onde n'est presque pas transmise, la réflexion est élevée et l'absorption reste faible.

Ce processus peut être appliqué pour concevoir des absorbeurs parfaits à large bande [30]. L'idée est de créer une cascade de fréquences de bande interdite et de résonateurs permettant le couplage critique du système afin de générer un effet de piégeage à la manière d'un arc-en-ciel. La procédure est la suivante. Le résonateur le plus profond dans le guide d'ondes est accordé pour réduire la transmission au-dessus d'une fréquence f_1 . Il fixe la fréquence minimale possible d'absorption. Un second résonateur avec une fréquence de résonance légèrement plus élevée, f_2, est ensuite placé dans le segment précédent du guide d'ondes. Sa géométrie et la section du guide d'onde qu'il charge sont optimisées pour réaliser un accord d'impédance autour de cette fréquence. Ainsi, la réflexion disparaît et un pic d'absorption parfaite est atteint. Lorsque ce second résonateur résonne, la transmission est maintenant réduite au-dessus de f_2. Un troisième résonateur de fréquence f_3 avec $f_2<f_3$ peut être ajouté et sa géométrie optimisée pour à nouveau réaliser un accord d'impédance autour de cette dernière fréquence. L'opération est répétée autant de fois que nécessaire pour couvrir toute la bande de fréquence souhaitée. La structure résultante avec *N* résonateurs présentera *N*-1 pics d'absorption parfaits.

Les figures 4 (c, d) montrent un exemple théorique avec des conduits chargés de 8 HR présentant 7 pics d'absorption parfaite optimisés à des fréquences discrètes dans une large gamme de fréquences. Une courbe d'absorption plus plate peut cependant être obtenue en utilisant le chevauchement des résonances lorsque leurs facteurs de qualité sont plus faibles. Ceci peut être réalisé en optimisant à nouveau les géométries du système, en utilisant comme condition initiale la géométrie précédente, et en utilisant une fonction de coût couvrant de façon continue une large bande de fréquences, c'est-à-dire

$$\epsilon = \int_{f_1}^{f_N} |R^-|^2 + |T|^2 df$$

Le métamatériau absorbant sublongueur d'onde (L=λ/10) ainsi conçu et son coefficient d'absorption quasi-parfait large bande sont représentés respectivement sur les figures 4(e,f). Il convient de noter ici que l'utilisation d'une fonction de coût continue ne garantit pas que toutes les résonances soient couplées critiquement. Cependant, les ondulations du coefficient d'absorption peuvent être fortement réduites et l'absorption totale de l'énergie dans une bande de fréquences peut être maximisée.

Métamatériaux symétriques

Lorsque la géométrie du système est symétrique par rapport à son centre [Figure 5(a)], une absorption parfaite peut être réalisée que le système soit excité par l'une ou de l'autre face. Le problème de transmission, illustré Figure 5(a), est plus compliqué que le problème en réflexion et peut être décomposé en deux sous-problèmes de réflexion : le problème symétrique, illustré à la figure 5(b) et le problème antisymétrique, illustré à la figure 5(c). Pour obtenir une absorption parfaite à une fréquence donnée, ces deux problèmes de réflexion doivent être tous deux couplés de manière critique. Par conséquent, le métamatériau doit présenter à la même fréquence [31, 32] des résonances monopolaires (problème symétrique) et dipolaires (problème antisymétrique). Il convient de noter ici que si deux résonances dans les systèmes symétriques ont la même symétrie, l'absorption ne peut pas être parfaite, car seul l'un des deux problèmes de réfection est couplé critiquement. Cependant, une absorption quasi-parfaite peut être obtenue en utilisant un point d'accumulation pour rapprocher au maximum les résonances symétriques et antisymétriques [33]. Le défi consiste donc à concevoir des éléments résonants présentant des résonances dégénérées.

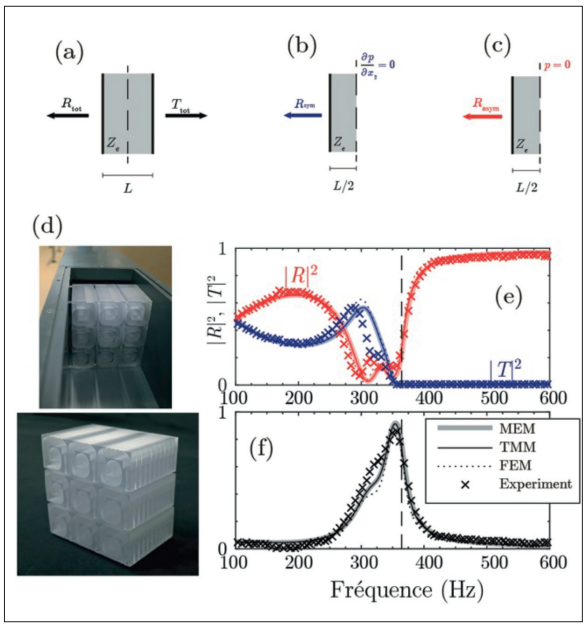


Fig. 5 : (a) Problème de transmission complet. Décomposition en deux problèmes de réflexion, le symétrique (b) et l'antisymétrique (c). (d) Images des métamatériaux constitués de fentes chargées de HR identiques. (e, f) Coefficients de réflexion de transmission, et d'absorption du système, calculé par méthode de la matrice de transfert (TMM), Élements Finis (FEM), méthode multimodale (MEM) et mesurés expérimentalement.

Absorption quasi-parfaite (point d'accumulation)

Nous considérons ici un guide d'onde infini chargé périodiquement par *N* résonateurs identiques. Une forte dispersion à l'intérieur du guide d'ondes est générée en dessous de la fréquence de résonance des HR, tandis qu'autour de cette fréquence de résonance, une bande interdite est générée et la transmission disparaît. Dans la bande de propagation juste inférieure, les résonances de la cavité de chaque fente s'accumulent en dessous de la fréquence de résonance des HR comme décrit précédemment pour le problème de réflexion [voir Figure 2(a)]. Les modes de cavité ou résonances de Fabry-Pérot sont une succession de résonances monopolaires et dipolaires à $k^n_{FP}=n\pi/2L$, où les valeurs impaires (paires) correspondent aux résonances monopolaires (dipolaires). En raison de la dispersion, les résonances monopolaires et dipolaires sont très proches les unes des autres près de la limite de la bande interdite formant ainsi un point d'accumulation, activant ainsi l'absorption quasi-parfaite dans le problème de transmission. Les problèmes de réflexion symétriques et antisymétriques sont presque critiquement couplés à des fréquences très proches, donc l'absorption augmente fortement, mais ne peut être parfaite. La figure 5(d) montre le métamatériau constitué de fentes chargées de HR. Les coefficients de diffusion, représentés dans les figures 5(e, f), montrent qu'à proximité de la fréquence du point d'accumulation (f_{HR}), l'absorption est quasi-parfaite.

Absorption parfaite avec résonateurs dégénérés

Lorsque le métamatériau présent une symétrie par rapport à son centre, des résonateurs dégénérés doivent être utilisés [31, 32] pour réaliser une absorption parfaite. La figure 6(a, b) montre un métamatériau présentant une symétrie miroir. La figure 6(c) montre les coefficients de diffusion de l'ensemble du problème de transmission. Un pic d'absorption parfaite est observé à 800 Hz.

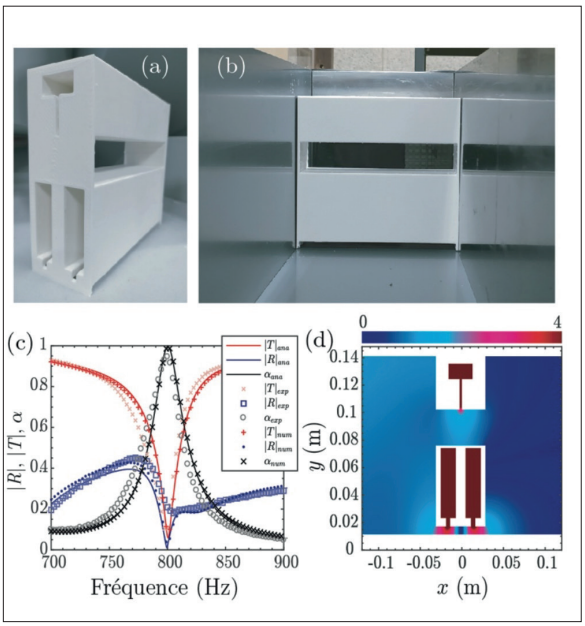


Fig. 6 : (a,b) Images du metamateriau avec résonateurs dégénérés. (c) Coefficients réflexion, absorption et transmission du metamateriaux. (d) Champ de pression |p|, à la fréquence d'absorption parfaite

La figure 6(d), page 37, montre le champ acoustique solution du problème complet le long du guide principal dans le plan transverse au système à la fréquence d'absorption parfaite. La fente supérieure présente un mode Fabry-Pérot symétrique tandis que la fente inférieure présente le mode Fabry-Pérot antisymétrique. Les deux modes sont excités à la même fréquence, c'est-à-dire que la structure présente un mode dégénéré. Il convient de noter ici que l'absorption parfaite est très sensible à la géométrie des résonateurs, ce qui explique les légers écarts entre les prédictions analytiques ou numériques et les résultats expérimentaux.

Diffusion du son par des systèmes sublongueur d'onde

Les diffuseurs sont des panneaux dont la diffusion est uniforme, de sorte que les ondes réfléchies sont dispersées dans de nombreuses directions différentes. La pression diffusée en champ lointain est principalement régie par la transformée de Fourier du champ réfléchi le long de la surface. Par conséquent, les structures dont la distribution des coefficients de réflexion présente une transformée de Fourier d'amplitude uniforme, présentent de bonnes propriétés de diffusion du son.

Comme nous l'avons vu, la propagation du son dans une fente chargée de HR devient fortement dispersive et la vitesse du son à l'intérieur de celle-ci, *c(w)*, peut être considérablement réduite. Chaque fente se comporte efficacement comme un résonateur sublongueur d'onde et, par conséquent, l'amplitude et la phase du coefficient de réflexion peuvent être adaptées, par exemple, à celles d'un diffuseur de Schroeder ou à séquence ternaires pour les basses fréquences. Les configurations les plus utilisées pour les diffuseurs acoustiques sont effectivement des panneaux présentant des fentes agissantes comme des résonateurs de quart d'onde, comme le montre la figure 7(a). En raison de la fréquence de résonance différente de chaque fente, la phase du coefficient de réflexion dépend localement de la profondeur de celle-ci. Ainsi, une approche consiste à fixer le coefficient de réflexion dépendant de l'espace en fonction d'une séquence qui présente une transformée de Fourier de magnitude uniforme à la fréquence cible. Le déphasage maximal du coefficient de réflexion obtenu par une seule fente dans un diffuseur de Schroeder se produit à sa résonance quart d'onde. Par conséquent, une des limites des diffuseurs de Schroeder est que la profondeur devient importante pour les basses fréquences. Il en résulte des panneaux épais et lourds, ce qui limite l'utilisation des diffuseurs à réseau de phase pour les basses fréquences où la longueur d'onde du son dans l'air est de l'ordre de plusieurs mètres.

Nous considérons ici un panneau composé d'une distribution périodique de cellules unitaires dont nous avons parlé précédemment. Comme le montre la figure 7(b), la cellule unitaire est composée de N=5 fentes. Chaque fente est chargée par M=2 HRs. La géométrie du panneau peut être optimisée pour atteindre un coefficient de réflexion sur la bande de fréquence cible présentant un spectre de Fourier de magnitude uniforme avec des dimensions inférieures à la longueur d'onde.

Les métadiffuseurs à résidus quadratiques (QR) ou hybrides sublongueur d'onde sont décrits en détail dans la référence [13]. Nous discutons ici des métadiffuseurs à résidus quadratiques décrits dans les références [13, 35] et illustrées à la figure 7(b).

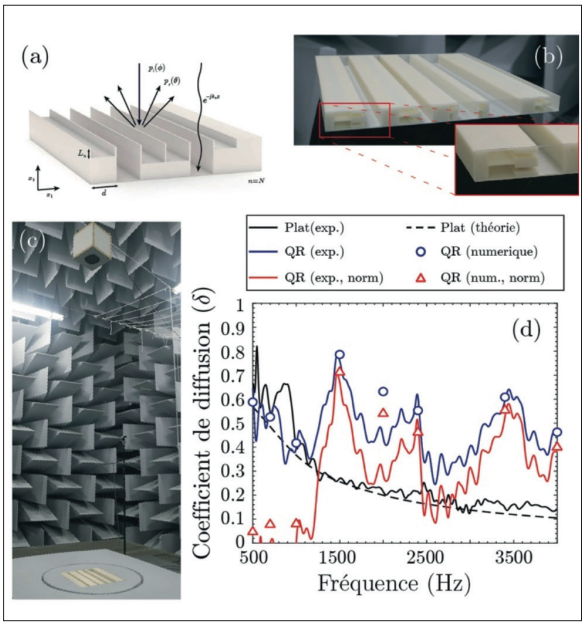


Fig. 7 : (a) Diffuseur de Schroeder. (b) Image du Métadiffuseur. (c) Dispositif expérimental pour la mesure de δ du métadiffuseur. (d) Résultats expérimentaux et théoriques de δ pour une surface plate et pour le métadiffuseur

L'échantillon a été évalué suivant la norme ISO 17497-2:201218 permettant de mesurer les propriétés de diffusion du son. Les mesures ont consisté à placer l'échantillon (le métadiffuseur ou le panneau de référence plat) au centre d'un arc concentrique virtuel sur lequel la position des microphones est régulièrement espacée, le tout dans un environnement anéchoïque et en maintenant les contributions acoustiques indésirables du système de mesure aussi faibles que possible, comme le montre la figure 7(c). La figure 7(d) montre les coefficients de diffusion dépendant de la fréquence, δ, pour le métadiffuseur et l'écran plat. Le coefficient de diffusion expérimental pour l'écran plat est en bon accord avec le coefficient analytique. Des valeurs de diffusion plus élevées sont obtenues dans le régime basse fréquence en raison de la diffraction de l'échantillon fini. Le même phénomène peut être observé pour le métadiffuseur (bleu continu) dans ce régime des basses fréquences car il correspond aux valeurs obtenues pour l'écran plat. Ce phénomène est principalement dû à l'absence de résonance de fente dans la métasurface, et est donc illustré par le coefficient de diffusion normalisé du métadiffuseur prenant des valeurs autour de zéro. Cependant, la dispersion dans les fentes change progressivement et l'impédance de chaque fente sublongueur d'onde profonde est modifiée proche de la fréquence f≈1000 Hz. Le coefficient de réflexion complexe devient spatialement dépendant et la distribution de la diffusion commence à être modifiée, ce qui se traduit par des valeurs plus élevées du coefficient de diffusion normalisé δ. Finalement, le coefficient de réflexion dépendant de l'espace correspond à celui d'un QR à f=1 500 Hz.

À cette fréquence, le coefficient de diffusion expérimental prend une valeur de $\delta = 0{,}783$, tandis que la simulation correspondante prédit une valeur très proche de $\delta = 0{,}786$. Le coefficient de diffusion normalisé par rapport à la diffusion d'un diffuseur plat avec les mêmes dimensions (c'est-à-dire la normalisation de la ligne bleue par rapport à la ligne noire de la figure 7) prend une valeur de $\delta = 0{,}708$ dans l'expérience et de $\delta = 0{,}712$ dans la simulation.

Conclusions

Les concepts d'onde lente et de couplage critique ont été exploités ensemble pour concevoir des absorbeurs et des diffuseurs parfaits avec des dimensions sublongueur d'onde. Les deux systèmes sont constitués d'un métamatériau fait d'un assemblage de blocs résonants dont la géométrie dépend de la cible de chaque problème. Dans le cas de l'absorption, les blocs doivent introduire la bonne quantité de pertes pour compenser la fuite d'énergie et ainsi créer l'absorption parfaite due à la condition de couplage critique. Dans le problème de diffusion, le paramètre clé est la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion. Dans les problèmes d'absorption ou de diffusion, l'onde lente est utilisée pour placer la fréquence de travail dans le régime sublongueur d'onde. Les résultats présentés dans ce travail ouvrent de nouvelles voies pour la conception de traitements acoustiques légers et fins pour des applications dans plusieurs branches de l'industrie et de la technologie.

Références bibliographiques

[1] N. Engheta, R. W. Ziolkowski, Metamaterials: Physics and Engineering Explorations, John Wiley & Sons, (2006)

[2] R.V. Craster, S. Guenneau. Acoustic Metamaterials, vol. 166 of Springer Series in Materials Science (Springer), (2013)

[3] V.G. Veselago, Sov. Phys. Uspekhi-USSR 10, 509–514, (1968)

[4] S. Cummer, J. Christensen, and A. Alù, Nat. Rev. Mater. 1, 16001, (2016)

[5] X. Yu, J. Zhou, H. Liang, Z. Jiang, L. Wu, Progress in Materials Science, 94, 114-173, (2018)

[6] D. Mu, H. Shu, L. Zhao, and S. An, Adv. Eng. Mater., 22, 1901148, (2020)

[7] Z. Y. Liu, et al. Science 289, 1734–1736, (2000)

[8] N. Fang, et al., Nat. Mat., 5, 6, 452-456, (2006)

[9] V. Romero-García and A.C. Hladky-Hennion, Fundamentals and Applications of Acoustic Metamaterials: From Seismic to Radio Frequency, ISTE Willey, (2019)

[10] P. Deymier, Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2013)

[11] G. Ma, M. Yang, Z. Yang, and P. Sheng, Appl. Phys. Lett. 103, 011903, (2013)

[12] Y. Aurégan, Appl. Phys. Lett. 113, 201904 (2018)

[13] N. Jiménez, T. J. Cox, V. Romero-García, and J.-P. Groby, Sci. Rep. 7, 5389, (2017)

[14] S. A. Cummer and D. Schurig, New J. Phys. 9 45, (2007)

[15] S. H. Lee, C. M. Park, Y. M. Seo, Z. G. Wang, and C. K. Kim, Phys. Rev. Lett. 104, 054301, (2010)

[16] C. Bradley, J. Acoust. Soc. Am. 96, 1844, (1994)

[17] N. Sugimoto and T. Horioka, J. Acoust. Soc. Am. 97, 1446, (1995)

[18] Z. Liang and J. Li, Phys. Rev. Lett. 108, 114301, (2012)

[19] G. Theocharis, O. Richoux, V. Romero-García, A. Merkel, and V. Tournat, New J. Phys. 16, 093017, (2014)

[20] J.-P. Groby, W. Huang, A. Lardeau, and Y. Aurégan, J. Appl. Phys. 117, 124903, (2015)

[21] J.-P. Groby, R. Pommier, and Y. Aurégan, J. Acoust. Soc. Am. 139, 1660, (2016)

[22] V. Romero-García, G. Theocharis, O. Richoux, and V. Pagneux, J. Acoust. Soc. Am. 139, 3395, (2016)

[23] M. R. Stinson, J. Acoust. Soc. Am. 89, 550, (1991)

[24] N. Jiménez, W. Huang, V. Romero-García, V. Pagneux, and J.-P. Groby, Appl. Phys. Lett. 109, 121902, (2016)

[25] Y. Li, B. M. Assouar, Appl. Phys. Lett., 108, 6, (2016)

[26] M. Yang, S. Chen, C. Fu, P. Sheng, Mater. Horiz., 4, 673-680, (2017)

[27] G. Ma, M. Yang, S. Xiao, Z. Yang, and P. Sheng, Nat. Mater. 13, 873, (2014)

[28] V. Romero-García, G. Theocharis, O. Richoux, A. Merkel, V. Tournat, and V. Pagneux, Sci. Rep. 6, 19519, (2016)

[29] A. Merkel, G. Theocharis, O. Richoux, V. Romero-García, and V. Pagneux, Appl. Phys. Lett. 107, 244102, (2015)

[30] N. Jiménez, V. Romero-García, V. Pagneux, and J.-P. Groby, Sci. Rep. 7, 13595, (2017)

[31] J. R. Piper, V. Liu, and S. Fan, Appl. Phys. Lett. 104, 251110, (2014)

[32] M. Yang, C. Meng, C. Fu, Y. Li, Z. Yang, and P. Sheng, Appl. Phys. Lett. 107, 104104, (2015)

[33] N. Jiménez, V. Romero-García, V. Pagneux, and J.-P. Groby, Phys. Rev. B, 95, 014205, (2016)

[34] V. Romero-García, N. Jiménez, J.-P. Groby, A. Merkel, V. Tournat, G. Theocharis, O. Richoux, V. Pagneux, http://arxiv.org/abs/2007.08393

[35] E. Ballestero, N. Jiménez, J.-P. Groby, S. Dance, H. Aygun, and V.Romero-García Appl. Phys. Lett. 115, 081901, (2019)

[36] Y. Zhu, X. Fan, B. Liang, J. Cheng, and Y. Jing, Phys. Rev. X 7, 021034, (2017)